

# 修士論文

J-PARC における  $K^-p$  反応を用いた  
 $\Lambda\eta$  カスプ分光実験手法の開拓

東北大学大学院 理学研究科  
物理学専攻

齋藤 隆太

2024 年



# 2024年 修士論文要旨

## J-PARCにおける $K^-p$ 反応を用いた $\Lambda\eta$ カusp分光実験手法の開拓

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

齋藤 隆太

### 1. 物理的背景

クォーク模型は、メソン ( $q\bar{q}$ ) やバリオオン ( $qqq$ ) といった、多様なハドロンを体系的に説明・分類することに成功している。一方で、近年ではより複雑なクォーク構成を持つエキゾチックハドロンが注目を集めている。たとえば、クォーク模型で $\Lambda$ の最も軽い励起状態として記述される $\Lambda(1405)$ は、 $\bar{K}N$ のメソン・バリオオンが緩く束縛した複合状態である可能性が指摘されている。

このような背景の中、Crystal Ball 実験 [1] から、新たなエキゾチックハドロンの存在を示唆する結果が報告された。この実験では、 $\Lambda\eta$ の閾値近傍 (1664–1685 MeV) において $K^-p \rightarrow \Lambda\eta$ 反応の微分断面積が測定された。このエネルギー領域には、スピン・パリティが $1/2^-$ の $\Lambda(1670)$ 共鳴状態が存在するため、S波の寄与が支配的で、微分断面積は平坦になるはずである。しかし、測定結果は1667–1676 MeVの約10 MeVという狭い範囲で2次関数的な振る舞いを示し、P波以上の未知の共鳴状態の存在を示唆する結果が得られた。複数の理論グループにより、この未知の共鳴状態がエキゾチックハドロン的一种である可能性が指摘されている。以降、この共鳴状態を $\Lambda(1665)$ と呼ぶことにする。

エキゾチックハドロンの研究に加えて、最近注目を集めているハドロン物理学の動向の1つとして、閾値カuspが挙げられる。閾値カuspとは、2粒子の生成閾値近傍で観測される特徴的な構造のことであり、その形状 (傾き) は閾値近傍での2粒子間の相互作用を強く反映する。そのため、閾値カuspの形状を精密に測定することで、2粒子間の相互作用に関する情報を引き出すことが可能である。このように、閾値カuspを利用してハドロン間相互作用などを調べる手法は「カusp分光 (Cusp Spectroscopy)」と呼ばれる。

2023年には、Belle 実験 [2] から、 $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$  崩壊イベントの解析において $\Lambda\eta$ カuspが発見された。その後の複数の理論グループによる解析の結果、この $\Lambda\eta$ カuspが、エキゾチック性が議論されている $\Lambda(1670)$ と密接に関連している可能性が指摘されている。また、これまでに測定された $K^-p \rightarrow \bar{K}N$ および $K^-p \rightarrow \pi\Sigma$ 反応の全断面積データから、 $\Lambda\eta$ 閾値近傍で特徴的な構造が確認されており、これらは $\Lambda\eta$ カuspに関連していると考えられる。

### 2. $K^-$ ビームを用いた $\Lambda\eta$ 閾値近傍でのハドロン分光実験 (J-PARC E72)

$\Lambda\eta$  閾値近傍のエネルギー領域で、 $K^-$  ビームを用いたハドロン分光実験 (J-PARC E72) が、2025年度に実施予定である。実験はJ-PARC K1.8BR ビームラインで行い、 $K^-$  ビームを液体水素標的に照射して、3次元飛跡検出器であるHypTPCを用いて $K^-p$ 反応で生成された荷電粒子の飛跡を測定し、運動量を再構成する。実験で使用する $K^-$  ビームの $\pi/K$ 比は約7であるため、上流側に設置したエアロゲルを用いた閾値型チェレンコフ検出器BACを用いてビーム中の $\pi^-$ を識別・除去する。また、液体標的で反応しなかった $K^-$  ビームを除去するために、下流側には石英ガラスを用いた閾値型チェレンコフ検出器KVCを設置する。

E72実験では、以下の2つの物理課題に取り組む:

- エキゾチックハドロンの候補である $\Lambda(1665)$ の探索
- $K^-p$ 反応を用いた $\Lambda\eta$ カusp分光

1つ目の課題では、過去のCrystal Ball 実験結果および関連する理論研究を踏まえ、 $K^-p \rightarrow \Lambda\eta$ 反応を用いて、エキゾチックハドロンの候補である幅の細い $\Lambda(1665)$ 共鳴状態を探索する。また、この共鳴状態のスピン・パリティを、モデルに依存しない方法で決定することを目指す。

2つ目の課題では、 $K^-p \rightarrow \bar{K}N$ 及び $K^-p \rightarrow \pi\Sigma$ 反応を用いて $\Lambda\eta$ カusp形状を精密に測定し、その形状から $\Lambda\eta$ 相互作用に関する情報を引き出すことを目的とする。特にこの課題について、E72実験のプロポーザルでは $\Lambda(1665)$ の探索が主目標だったが、その後Belle 実験で報告された $\Lambda\eta$ カuspの結果を受け、その重要性が認識されるようになった。本論文では、プロポーザル時点で評価されていなかったカusp分光法による $\Lambda\eta$ 相互作用の解析とその実現可能性を検討する。

### 3. KEK PF-AR での BAC 検出器及び KVC 検出器の性能評価試験

KEK PF-AR のテストビームラインで、チェレンコフ検出器であるBACとKVCの性能評価を実施した。試験には2.01 GeV/cの電子ビームを使用し、BACはエアロゲルが2層構造と3層構造、KVCは石英ガラスの厚みが1 cm および2 cm の条件で測定を行った。

BACにおいては、エアロゲル3層構造のほうが2層

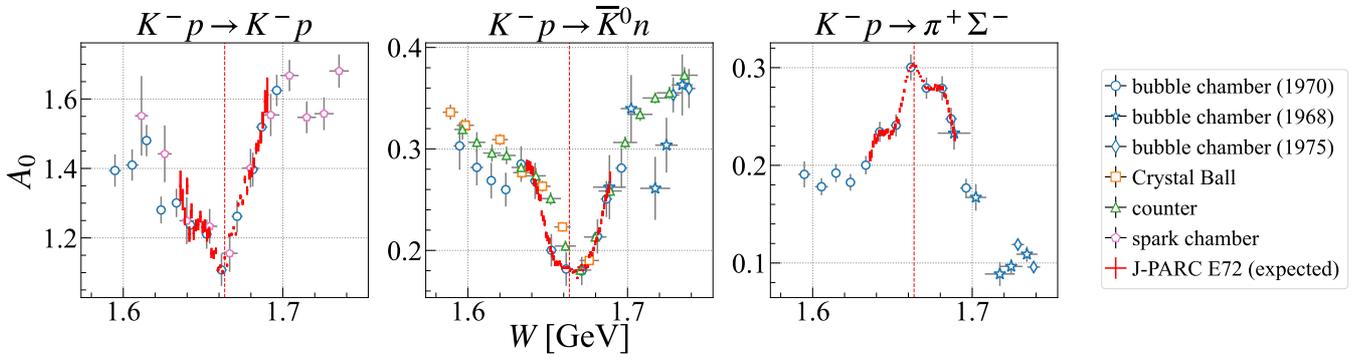


図 1: 過去の微分断面積のデータから部分波解析で抽出した S 波成分  $A_0$  と E72 実験で期待される  $A_0$  の比較. E72 実験の  $A_0$  は泡箱の結果を再現するように見積もりを行った. 赤の点線は  $\Lambda\eta$  閾値を表している.

構造よりも高性能であることを確認し, 3 層構造の場合で 99.4–99.9% の検出効率と約  $80N_{p.e.}$  の平均光量を達成した. KVC は両条件で 99.9% 以上の検出効率を達成し, 平均光量は 2 cm 厚の条件でより大きな値を得た. 設置スペースや読み出しチャンネル数を考慮した結果, E72 実験では 1 cm 厚の KVC を採用することとした.

また, 粒子の速度が電子ビームと E72 実験の中間子ビームで異なる影響を考慮した上で, BAC および KVC を用いた E72 実験におけるトリガーレートを推定した. その結果, 約 0.29 kHz となり, DAQ の制約である 1 kHz 以下に収まることを確認した. 以上のように, BAC および KVC の性能は E72 実験の要求を十分満たしていることを明らかにした.

#### 4. $\Lambda\eta$ カスプの解析手法の開発

$\Lambda\eta$  カスプ形状から  $\Lambda\eta$  相互作用を引き出す解析手法の開発を目的として, 過去の  $K^-p$  反応データを用いてカスプ解析を行った. 部分波解析により, 閾値カスプに大きく寄与する S 波成分 ( $A_0$ ) を抽出し, 散乱長および有効レンジをパラメータとする式を用いてフィッティングを行った. その結果,  $\Lambda\eta$  散乱長の実部は  $1.61 \pm 0.08$  fm, 虚部は  $0.06 \pm 0.01$  fm という値が得られた. これらの結果は,  $\Lambda\eta$  相互作用が引力的であることを示唆している. さらに  $\Lambda\eta$  の散乱長と有効レンジから計算されたエネルギーポールの位置が  $\Lambda(1670)$  のポール位置に近いことも分かった. Belle 実験の  $\Lambda\eta$  カスプを解析した理論グループの結果も同様の傾向を示している.

しかし, 部分波解析にはいくつかの課題が残されている. たとえば, 抽出した S 波成分 ( $A_0$ ) に高次の部分波の寄与が混在している可能性がある点や,  $K^-p$  反応では  $\Lambda\eta$  と異なるアイソスピン成分 (合成アイソスピン  $I = 1$ ) も生成されるが, それらを分離できていない点が挙げられる. これらの課題を解決するには, 部分波解析手法のさらなる改良が求められる.

また, 異なる実験データを組み合わせて  $\Lambda\eta$  カスプ形

状を描画した結果, 実験間で系統的な不一致があることが分かった. 加えて, データ間隔が広いと,  $\Lambda\eta$  カスプの形状が不明瞭であることも分かった. このことから,  $\bar{K}N$  および  $\pi\Sigma$  チャンネルを同一条件下で高精度測定をする必要性が明確になった.

#### 5. Geant4 を用いた E72 実験の収量の見積もり

Geant4 を用いたモンテカルロシミュレーションにより,  $\Lambda\eta$  だけでなく  $\bar{K}N$ ,  $\pi\Sigma$  も考慮したデータ収集トリガーの最適化を行い, そのトリガー条件での各終状態のアクセプタンスや収量を評価した.

結果として, どの終状態も過去実験の 100–200 倍の統計が得られ, 統計誤差を 1 桁小さくできることを示した. さらに, 図 1 の赤点で示すように  $\Lambda\eta$  カスプの形状を高精度で測定することができることを示した. したがって, E72 実験では  $\bar{K}N$ ,  $\pi\Sigma$  チャンネルを同一条件下で測定することで, 過去の実験データ間で見られた系統的不一致を解消し, 閾値近傍における  $\Lambda\eta$  カスプ構造を 1 MeV 刻みで高精度に測定できる見込みを得た.

#### 6. まとめ

本論文では, E72 実験のためのチェレンコフ検出器の性能評価,  $\Lambda\eta$  カスプの解析手法の開発, そして Geant4 を用いた収量の見積もりを行った. 性能評価の結果, BAC および KVC が E72 実験の要求性能を十分満たしていることを確認した. また, 過去実験の  $K^-p$  反応データを用いたカスプ解析により,  $\Lambda\eta$  カスプ形状から  $\Lambda\eta$  相互作用の情報を引き出せる可能性を示した. さらに, E72 実験では  $\bar{K}N$ ,  $\pi\Sigma$  チャンネルを同一条件下で測定することで, 過去の実験データ間で確認された系統的不一致を低減し, 100–200 倍の高統計データを取得して  $\Lambda\eta$  カスプ構造を精密に測定できることを明らかにした. E72 実験による  $\Lambda\eta$  カスプ分光を通じて,  $\Lambda\eta$  相互作用の理解がさらに深まることが期待される.

[1] A. Starostin *et al.*, *Phys. Rev. C* **64**, 055205 (2001).

[2] S. B. Yang, *et al.*, *Phys. Rev. D* **108**, L031104 (2023).



# 目次

第 1 章	序論	1
1.1	ハドロン分光	1
1.2	エキゾチックハドロン	4
1.3	複合性と弱束縛関係式	5
1.4	$\Lambda(1665)$ 共鳴状態	7
1.5	$\Lambda\eta$ 閾値カスプと $\Lambda(1670)$	9
第 2 章	K-ビームを用いた $\Lambda\eta$ 閾値近傍でのハドロン分光実験 (J-PARC E72)	14
2.1	エキゾチックハドロンの候補である $\Lambda(1665)$ の探索	14
2.2	$K^-p$ 反応を用いた $\Lambda\eta$ カスプ分光	18
2.3	実験セットアップ	19
第 3 章	E72 実験に向けた検出器開発と性能評価試験	34
3.1	E72 実験に向けた HypTPC の改造	34
3.2	KEK PF-AR での BAC 検出器及び KVC 検出器の性能評価試験	42
第 4 章	$\Lambda\eta$ カスプの解析手法の開発	64
4.1	部分波解析による S 波成分の抽出	64
4.2	カスプ解析	68
4.3	カスプ解析の課題	74
第 5 章	Geant4 を用いた E72 実験の収量の見積もり	76
5.1	プロポーザル・TDR での見積もり	76
5.2	$\Lambda\eta$ カスプ分光のためのトリガー設計及び最適化とアクセプタンス・収量の見積もり	80
第 6 章	まとめ	100
6.1	本研究のまとめ	100
6.2	課題と今後の展望	101
付録 A	チェレンコフ検出器に関する細かな解析方法	106
A.1	ディスクリミネータの閾値の mV から $N_{p.e.}$ への変換方法	106
A.2	one photon gain の測定方法	109
付録 B	部分波解析で得られたルジャンドル多項式の係数	111
B.1	$K^-p \rightarrow K^-p$ 反応の微分断面積の解析結果	111
B.2	$K^-p \rightarrow \bar{K}^0 n$ 反応の微分断面積の解析結果	114

B.3	$K^-p \rightarrow \pi^+\Sigma^-$ 反応の微分断面積の解析結果	120
参考文献		123

# 目次

1.1 $\pi p \rightarrow \pi N$ 反応の微分断面積とその位相差	3
1.2 クォーク模型によるハドロンの負パリティ励起状態での質量の理論値と実験値の比較	5
1.3 Crystal Ball 実験 [23] で測定された $K^-p \rightarrow \Lambda\eta$ の微分断面積の結果	8
1.4 $S = -1$ の共鳴状態でのクォーク模型による質量の理論値	8
1.5 Belle 実験で報告された $\Lambda\eta$ カスプ	9
1.6 散乱長による閾値カスプ形状の違い	11
1.7 散乱長の実部 $a$ と相互作用の関係	11
1.8 トライアングルシンギュラリティを含む $\Lambda_c^+ \rightarrow \pi^+ K^- p$ 崩壊のダイアグラム	13
1.9 メソン-バリオンの再散乱を含む $\Lambda_c^+ \rightarrow \pi^+ K^- p$ 崩壊のダイアグラム	13
2.1 $\Lambda(1665)$ における $Pd\sigma/d\Omega$ の角度分布	17
2.2 $K^-p$ 反応の全断面積のデータ	18
2.3 E72 実験の検出器セットアップ	19
2.4 J-PARC K1.8BR ビームラインの概略図	21
2.5 HypTPC の構造	22
2.6 HypTPC のフィールドケージの写真	23
2.7 HypTPC のゲーティンググリッドの模式図	24
2.8 GEM の写真と信号増幅の様子シミュレーション	25
2.9 HypTPC の GEM の写真	26
2.10 HypTPC の読み出しパッドの写真	27
2.11 HTOF の 3 次元モデル図	29
2.12 T0 カウンターの 3 次元モデル図	30
2.13 チェレンコフ光における粒子ごとの運動量と屈折率の関係	31
2.14 BAC の模式図	32
2.15 KVC の模式図	33
3.1 E72 実験用ターゲットホルダーの横から見た図面と写真	35
3.2 E72 実験用ターゲットホルダーの上から見た図面と写真	35
3.3 改造前のガスベッセル	36
3.4 改造後のガスベッセル	37
3.5 改造前後のガスベッセルフレーム幅の比較	37
3.6 空気の混入を考慮したガス純度の数理モデル	38

3.7 BAC 及び KVC の性能評価試験の実験セットアップ	42
3.8 BAC 及び KVC の性能評価試験でのビームスキャン位置	43
3.9 測定条件ごとの BAC と KVC の模式図	44
3.10 BAC 及び KVC の性能評価試験におけるロジック回路図	46
3.11 BAC における各条件での検出効率とノイズ混入率の結果	47
3.12 KVC における各条件での検出効率とノイズ混入率の結果	48
3.13 トリガーカウンターに対する ADC・TDC カット条件	49
3.14 BACSUM の光量分布	52
3.15 BAC の検出効率及び平均光量の結果	53
3.16 3 層構造の BAC の光量分布とそれを 0.82 倍にスケールした分布の比較	55
3.17 KVC の検出効率及び平均光量の結果	57
3.18 Geant4 でシミュレーションした $K^-$ ビームの KVC への入射角度の見積もり	58
3.19 最大トリガーレートごとに不等式 (3.2.17) が等号となる場合のプロット	62
4.1 微分断面積の角度分布をルジャンドル多項式でフィットした例	66
4.2 過去の微分断面積データをルジャンドル多項式でフィットして得られた各次数の係数	66
4.3 式 (4.2.1) を用いた閾値カスプの概形	69
4.4 $\bar{K}N$ 散乱における準位構造	69
4.5 幅が 5 MeV のガウシアンで畳み込みをした式 (4.2.8) を用いたカスプフィッティングの結果	71
4.6 散乱パラメータから計算されるエネルギーポール位置と $\Lambda(1670)$ のポールの位置の比較	74
4.7 実験ごとの $A_0$ の比較	75
5.1 $\Lambda\eta$ 終状態かつ $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ の崩壊モードを選択した際の飛跡の例	78
5.2 $\Lambda$ 崩壊由来の陽子が HTOF で落とすエネルギー損失とそのセグメントの関係	78
5.3 E72 実験における TDR での $K^-p \rightarrow \Lambda\eta$ 反応に関する見積もり結果	80
5.4 ルジャンドル多項式の 0-5 次の係数 ( $A_0-A_5$ ) と、それらの 3 次スプライン補完結果	81
5.5 各チャンネルごとの HTOF の Multiplicity が 1 の場合における陽子のエネルギー損失と衝突セグメントの 2 次元ヒストグラム及びエネルギー損失分布	83
5.6 HTOF の Multiplicity が 1 の場合における $K^-$ ビームのエネルギー損失と衝突セグメントの 2 次元ヒストグラム及びエネルギー損失分布	84
5.7 HTOF 信号波高の位置依存性の測定結果	85
5.8 HypTPC の DAQ 効率のトリガーレート依存性	87
5.9 各チャンネルごとの角度アクセプタンス	88
5.10 $K^-p$ 弾性散乱の散乱直後における運動量の大きさと $\cos\theta_{CM}$ の関係	89
5.11 $K^-$ ビームの運動量分布	91
5.12 $K^-p$ 弾性散乱の収量見積もり	92

5.13 予想される E72 実験での $K^-p \rightarrow \Lambda\eta$ 反応の微分断面積と、過去の Crystal Ball の結果との比較	94
5.14 予想される E72 実験での $K^-p \rightarrow K^-p$ 反応の微分断面積	95
5.15 予想される E72 実験での $K^-p \rightarrow \bar{K}^0n$ 反応の微分断面積	96
5.16 予想される E72 実験での $K^-p \rightarrow \pi^+\Sigma^-$ 反応の微分断面積	97
5.17 E72 実験における $A_0$ の予想結果と過去の実験結果の比較	99
A.1 エアロゲルが 3 層構造の BAC での、 $HV = 57V$ で閾値が 150 mV のときの光量分布	107
A.2 ディスクリミネータの閾値の mV と $N_{p.e.}$ の関係	108
A.3 LED を用いて測定した 3 層構造の BAC の ADC 分布	109
A.4 one photon gain の測定結果	110

# 表目次

2.1 HypTPC で用いる GEM の特性	25
2.2 SHS マグネットの基本スペック	28
3.1 ガスベッセルの違いによる HypTPC 内部のガス不純度及び漏れ込み流量の比較	40
3.2 各検出器で測定した ADC 及び TDC データの概要	45
3.3 BAC 及び KVC の HV 及び閾値の最適条件	48
3.4 BAC の各チャンネルごとの one photon gain の測定結果	51
3.5 石英ガラスの厚みが 1 cm の KVC での各セグメントごとの one photon gain の測定結果	51
3.6 石英ガラスの厚みが 2 cm の KVC での各セグメントごとの one photon gain の測定結果	51
3.7 $\pi^-$ 及び $K^-$ の運動量が 735 MeV/c のときの式 (3.2.17) の変数の詳細。	61
3.8 E72 実験環境での BAC 及び KVC の検出効率を基に見積もったトリガーレートの内訳	62
4.1 カスプ解析で使用した過去実験のまとめ	67
4.2 カスプフィッティングで得られた各パラメータの結果	73
4.3 今回のカスプ解析の結果と ANL-OSAKA グループの結果 [24, 25]、Duan らによる結果 [39] との比較	73
5.1 $\Lambda\eta$ の収量の見積もりで使用する各パラメータの詳細	79
5.2 E72 実験のプロポーザル・TDR 時点からの主な変更点	81
5.3 $K^-$ ビーム起因のトリガーレートの内訳	86
5.4 各チャンネルごとのアクセプタンス	89
5.5 式 (5.2.3) で使用した各パラメータの説明と値	91
5.6 各チャンネルの収量と過去実験の統計量の比較	92
5.7 予想される E72 実験の微分断面積データの見積もりでの binning の詳細	98
B.1 泡箱実験 [57] の $K^-p \rightarrow K^-p$ の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果	111
B.2 (続き) 泡箱実験 [57] の $K^-p \rightarrow K^-p$ の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果	112
B.3 (続き) 泡箱実験 [57] の $K^-p \rightarrow K^-p$ の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果	112
B.4 (続き) 泡箱実験 [57] の $K^-p \rightarrow K^-p$ の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果	112

B.5	スパークチェンバー実験 [58] の $K^{-p} \rightarrow K^{-p}$ の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果	113
B.6	(続き) スパークチェンバー実験 [58] の $K^{-p} \rightarrow K^{-p}$ の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果	113
B.7	(続き) スパークチェンバー実験 [58] の $K^{-p} \rightarrow K^{-p}$ の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果	113
B.8	泡箱実験 [57] の $K^{-p} \rightarrow \bar{K}^0 n$ の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果	114
B.9	(続き) 泡箱実験 [57] の $K^{-p} \rightarrow \bar{K}^0 n$ の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果	114
B.10	(続き) 泡箱実験 [57] の $K^{-p} \rightarrow \bar{K}^0 n$ の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果	115
B.11	(続き) 泡箱実験 [57] の $K^{-p} \rightarrow \bar{K}^0 n$ の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果	115
B.12	泡箱実験 [59] の $K^{-p} \rightarrow \bar{K}^0 n$ の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果	115
B.13	(続き) 泡箱実験 [59] の $K^{-p} \rightarrow \bar{K}^0 n$ の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果	116
B.14	泡箱実験 [60] の $K^{-p} \rightarrow \bar{K}^0 n$ の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果	116
B.15	(続き) 泡箱実験 [60] の $K^{-p} \rightarrow \bar{K}^0 n$ の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果	116
B.16	カウンター実験 [61] の $K^{-p} \rightarrow \bar{K}^0 n$ の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果	117
B.17	(続き) カウンター実験 [61] の $K^{-p} \rightarrow \bar{K}^0 n$ の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果	117
B.18	(続き) カウンター実験 [61] の $K^{-p} \rightarrow \bar{K}^0 n$ の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果	117
B.19	(続き) カウンター実験 [61] の $K^{-p} \rightarrow \bar{K}^0 n$ の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果	118
B.20	(続き) カウンター実験 [61] の $K^{-p} \rightarrow \bar{K}^0 n$ の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果	118
B.21	Crystal Ball 実験 [62] の $K^{-p} \rightarrow \bar{K}^0 n$ の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果	118

B.22(続き)Crystal Ball 実験 [62] の $K^-p \rightarrow \bar{K}^0 n$ の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果	119
B.23泡箱実験 [57] の $K^-p \rightarrow \pi^+\Sigma^-$ の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果	120
B.24(続き) 泡箱実験 [57] の $K^-p \rightarrow \pi^+\Sigma^-$ の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果	120
B.25(続き) 泡箱実験 [57] の $K^-p \rightarrow \pi^+\Sigma^-$ の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果	121
B.26(続き) 泡箱実験 [57] の $K^-p \rightarrow \pi^+\Sigma^-$ の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果	121
B.27泡箱実験 [59] の $K^-p \rightarrow \pi^+\Sigma^-$ の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果	121
B.28(続き) 泡箱実験 [59] の $K^-p \rightarrow \pi^+\Sigma^-$ の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果	122
B.29泡箱実験 [60] の $K^-p \rightarrow \pi^+\Sigma^-$ の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果	122
B.30(続き) 泡箱実験 [60] の $K^-p \rightarrow \pi^+\Sigma^-$ の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果	122

# 第1章 序論

本論文では、 $\Lambda\eta$  カスプの形状を精密に測定し、その形状から  $\Lambda\eta$  相互作用の情報を引き出すカスプ分光手法について論じる。本研究では、本実験に向けた検出器開発とその性能評価、過去実験の  $K^-p$  反応データを基にした  $\Lambda\eta$  カスプ形状から  $\Lambda\eta$  相互作用の情報を抽出する解析手法の開発、モンテカルロシミュレーション (Geant4) を用いたデータ収集トリガーの最適化、さらに本実験で期待される収量及び  $\Lambda\eta$  カスプ測定精度の見積もりを行った。

本章では、論文全体の物理的背景とその基礎となるハドロン分光、エキゾチックハドロンの研究、そして閾値カスプについて概観する。まず、クォーク模型を用いて多様なハドロンを分類するハドロン分光について説明する。次に、 $\Lambda(1405)$  や  $T_{cc}^+$  といったエキゾチックハドロンを例に挙げ、複合性を基にした内部構造の研究について議論する。さらに、新たなエキゾチックハドロンの候補として注目されている  $\Lambda\eta$  閾値近傍に存在が示唆される幅の細い新しい共鳴状態  $\Lambda(1665)$  について説明する。最後に、閾値カスプの基本概念を述べ、 $\Lambda\eta$  カスプと  $\Lambda(1670)$  との関連性について最新の研究動向を紹介する。

## 1.1 ハドロン分光

ハドロンとは、宇宙最小の構成要素の1つであるクォークが、強い相互作用によって結合した複合粒子の総称であり、これまでに約400種類のハドロンが発見されている [1]。この多様なハドロンを説明・分類するために、M. Gell-Mann [2] と Z. Zweig [3] によってそれぞれ独立にクォーク模型が提案された。この模型では、アップ (u)、ダウン (d)、ストレンジ (s) という3種類のフレーバーを持つクォークが存在し、ハドロンはこれらのクォークが結合して構成されるものとして記述される。ハドロンの中でも、3つのクォークから構成されるものはバリオンと呼ばれ、1つのクォークと1つの反クォークから構成されるものはメソンと呼ばれる。

クォーク多体系の描像のもと、重心系における全角運動量はハドロンのスピン ( $J$ ) として定義され、空間反転に対する性質はパリティ ( $\pi$ ) として定義される。また、 $\Delta^{++}$  粒子のように同じフレーバーを持つ3つのクォークから構成されるハドロンの問題を解決するため、カラーと呼ばれる新たな自由度が導入された。以上に挙げたフレーバー、スピン、パリティ、カラーといった量子数を用いることで、クォーク模型は多様なハドロンを体系的に分類することに成功している。

ハドロンのスピン・パリティを測定する代表的な手法として、微分断面積の角度分布の解析が挙げられる。その具体例として  $\Delta(1232)$  を紹介する。 $\Delta(1232)$  を生成する方法の一つに  $\pi^+p$  反応があり、この反応の微分断面積は図 1.1 (A) のような形状を示す。ここで、 $\pi^+p$  重心系にお

る入射  $\pi^+$  と散乱  $\pi$  のなす角度を  $\theta$ 、 $\pi^+$  と  $p$  の相対運動量を  $k$  とすると、P 波 ( $l = 1$ ) までを考慮した時の微分断面積は以下のように表される [4]:

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{d\Omega} &= A + B \cos \theta + C \cos^2 \theta, \\ A &= \frac{|T_{S31}|^2 + |T_{P33} - T_{P31}|^2}{k^2}, \\ B &= \frac{T_{S31} (2T_{P33}^* + T_{P31}^*) + (2T_{P33} + T_{P31}) T_{S31}^*}{k^2}, \\ C &= \frac{|2T_{P33} + T_{P31}|^2 - |T_{P33} - T_{P31}|^2}{k^2}.\end{aligned}\tag{1.1.1}$$

ここで、 $T_{l,2I,2J}$  は T 行列を表す<sup>1)</sup>。弾性散乱のみを考慮した S 行列  $S = \exp(2i\delta_{l,2I,2J})$  を用いると、T 行列は次のように表せる:

$$T_{l,2I,2J} = \frac{S - 1}{2i} = \frac{\exp(2i\delta_{l,2I,2J}) - 1}{2i}.\tag{1.1.2}$$

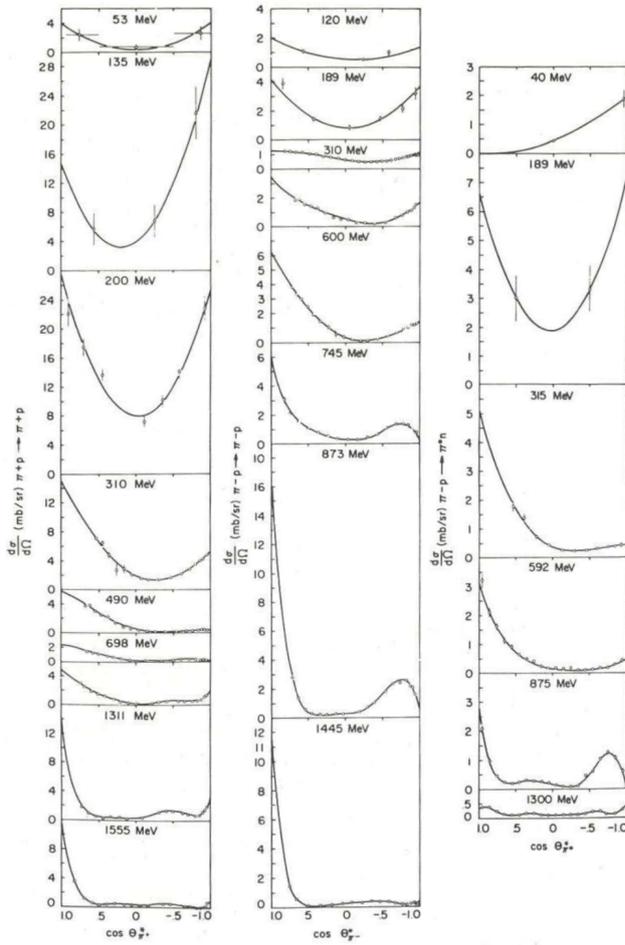
このとき、 $\delta_{l,2I,2J}$  は位相差を表す。

式 (1.1.1) を用いて図 1.1 (A) の低エネルギー散乱の角度分布をフィッティングすることで、図 1.1 (B) に示す位相差のエネルギー依存性が得られる。散乱実験では複数の共鳴状態が重なり合った測定データが得られるが、これらを式 (1.1.1) のような関数形を用いて分離し、特定の部分波を取り出す解析手法のことを部分波解析と呼ぶ。本研究でも部分波解析を行っており、その詳細は 4.1 章に記述している。

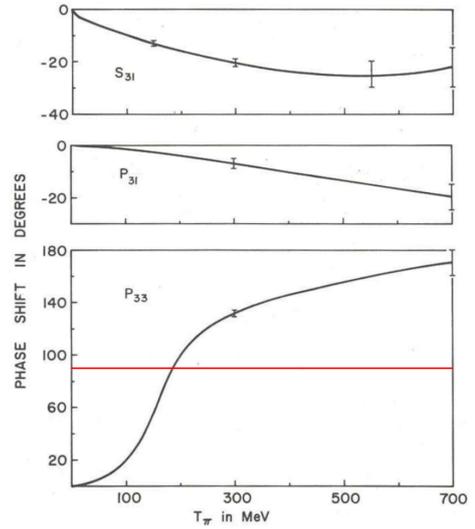
ところで、反応の断面積は T 行列の絶対値の 2 乗に比例し、その概形をプロットすると図 1.1 (C) のようになる。図 1.1 (C) から明らかなように、位相差が  $\pi/2$  のとき断面積は極大となり、ピーク構造を形成する。したがって、一般に共鳴状態が現れる際には位相差が  $\pi/2$  を横切る。このことから、図 1.1 (B) より、 $\Delta(1232)$  は  $T_{P33}$  の状態に対応し、スピン・パリティは  $J^\pi = 3/2^+$  であることがわかる。

以上がスピン・パリティを実験的に決定する代表的な手法である。このような方法を用いて実験データを各部分波ごとに分離し、注目するハドロンを調べ、それをクォーク模型に基づいて分類する一連の過程は、ハドロン分光と呼ばれる。

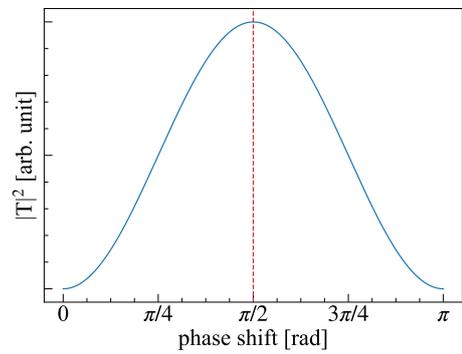
<sup>1)</sup>T 行列のラベルは、 $l$ : 軌道角運動量、 $I$ : アイソスピン、 $J$ : 全角運動量を表す。例えば  $T_{S31}$  は  $\pi^+p$  に対して  $l=0$  の S 波で、アイソスピンが  $3/2$ 、全角運動量が  $1/2$  の状態を示す。 $\pi^+$  のスピン・パリティが  $0^-$ 、陽子は  $1/2^+$  であることに注意すれば、この状態のスピン・パリティは  $J^\pi = 1/2^-$  であることがわかる。



(A)



(B)



(C)

図 1.1: (A)  $\pi p \rightarrow \pi N$  反応の微分断面積のデータ [4]。図中の数値は入射  $\pi$  の実験系での運動エネルギーを示している。(B)  $\pi^+p$  弾性散乱における S 波及び P 波位相差の入射  $\pi^+$  の運動エネルギーに対する依存性 [4]。位相差が  $\pi/2$  のところに赤線を引いている。(C)  $|T|^2 = |(e^{2i\delta} - 1)/2i|^2$  をプロットしたもの。位相差  $\delta$  がちょうど  $\pi/2$  のところで極大となっている。

## 1.2 エキゾチックハドロン

クォーク模型は、多くのハドロンの基底状態や励起状態の性質を説明することに成功している。図 1.2 は、ハドロンの励起状態の質量について、クォーク模型を用いて計算した理論値 (黒い四角) と実験値 (斜線の四角) を比較したものである。図 1.2 にあるように、多くの状態で理論値と実験値の一致が確認できる。しかし、赤い丸で囲んだ、クォーク模型で  $\Lambda$  において最も軽い励起状態として記述される  $\Lambda(1405)$  は、理論値と実験値が大きく異なる。この差異は、 $\Lambda(1405)$  がクォーク模型におけるメソン ( $q\bar{q}$ ) やバリオン ( $qqq$ ) のような描像では説明できない複雑な内部構造を持つことを示唆している。このような、クォーク模型の描像を超えた内部構造を持つハドロンは、エキゾチックハドロンと呼ばれている。 $\Lambda(1405)$  については、後述の複合性の解析によってメソン ( $\bar{K}$ ) とバリオン ( $N$ ) が緩やかに束縛した複合状態である可能性が指摘されている [5, 6, 7]。

エキゾチックハドロンの別の例として、2003 年に Belle 実験で発見された  $X(3872)$  について紹介する [8]。 $X(3872)$  は、その質量が  $D^0$  中間子と  $\bar{D}^{0*}$  中間子の質量の和に近いことから、池田ダイアグラム [9] 的な描像に基づき、 $D^0\bar{D}^{0*}$  からなる分子的な状態である可能性が示唆されている [10]。一方で、 $D^0$  と  $\bar{D}^{0*}$  が緩く束縛した描像では、陽子・反陽子衝突実験 [11] で測定された  $X(3872)$  の生成断面積を説明できないとの報告もあり、コンパクトなテトラクォーク ( $qq\bar{q}\bar{q}$ ) 的な描像の可能性も議論されている [12]。

最近では、2022 年に LHCb 実験で  $T_{cc}^+$  と呼ばれるエキゾチックハドロンが発見された [13]。 $T_{cc}^+$  は、少なくとも  $c\bar{c}u\bar{d}$  のクォーク構成を持ち、その質量が  $D^{*+}$  と  $D^0$  の質量の和にほぼ一致している。このことから、 $X(3872)$  と同様に  $T_{cc}^+$  が  $D$  と  $D^*$  の分子的な状態である可能性が指摘されている [14, 15]。

強い相互作用を記述する量子色力学 (QCD) では、ハドロンが全体として色荷を持たない (カラーが白色) 状態であれば、テトラクォークと呼ばれる  $qq\bar{q}\bar{q}$  という状態や、ペンタクォークと呼ばれる  $qqqq\bar{q}$  状態といった複雑なクォーク構成を持つことが理論的には可能である。しかし、これまでに見つかった多くのハドロンは、クォーク模型で説明可能な  $q\bar{q}$  または  $qqq$  構成を持つ。それゆえに、エキゾチックなクォーク構成を持つハドロンがほとんど観測されていない理由を解明することは、ハドロン形成のメカニズムを理解するうえで重要な課題となっている。

QCD では漸近的自由性のため、高エネルギーでは結合定数が小さくなる一方、ハドロンのような 1 fm 程度のスケールでは結合定数が 1 のオーダーに達するため、摂動計算を精度良く行うことが困難である。この問題に対処する手法の一つが格子 QCD であり、近年ではこの方法を用いたハドロン質量の計算が大きく進展している [16, 17]。2023 年には  $T_{cc}^+$  に関する格子 QCD の計算結果 [18] が、2024 年には  $\Lambda(1405)$  に関する計算結果 [19, 20] が報告されている。このような理論研究を推進すると同時に、エキゾチックハドロンの高精度な実験データを蓄積していくこ

とが極めて重要である。

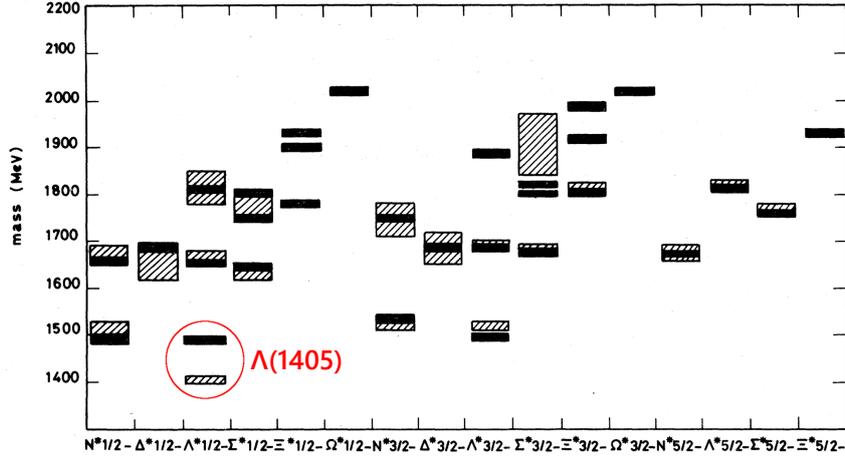


図 1.2: クォーク模型によるハドロンを負パリティ励起状態での質量の理論値 (黒い四角) と実験値 (斜線の入った四角) の比較図 [21]。実験値における斜線の幅は、共鳴状態の崩壊幅を表している。赤い丸で囲んだ  $\Lambda(1405)$  では、実験結果よりも約 100 MeV ほど重い理論値となっている。

### 1.3 複合性と弱束縛関係式

エキゾチックハドロンの研究において、その内部構造が分子的な状態なのか、あるいはコンパクトな状態なのか、それとも両方が混合した状態なのかを評価することは重要な研究課題となっている。ハドロンの内部構造を定量的に評価する指標の 1 つとして、複合性 (compositeness) が議論されている。複合性とは、ハドロンの波動関数において、どれだけハドロン分子成分が含まれているかを定量的に表す指標であり、しばしば  $X$  で表される。複合性  $X$  は、ハドロンの波動関数  $|\Psi\rangle$  を用いて

$$X = |\langle \text{molecule} | \Psi \rangle|^2 \quad (1.3.1)$$

と定義される。これにより、波動関数を

$$|\Psi\rangle = \sqrt{X} |\text{molecule}\rangle + \sqrt{1-X} |\text{others}\rangle \quad (1.3.2)$$

のように分解し、ハドロン分子成分の割合と、それ以外の成分 (クォーク模型的な描像やマルチクォーク的な描像など) の割合が定量的に議論できる。

この複合性を実験で測定可能な物理量と結びつける式として、弱束縛関係式が知られている。弱束縛関係式は以下のように表される：

$$a_0 = R \left[ \frac{2X}{X+1} + \mathcal{O}\left(\frac{R_{\text{typ}}}{R}\right) \right], \quad R = \frac{1}{\sqrt{2\mu B}}. \quad (1.3.3)$$

ここで、 $a_0$  はハドロン間の低エネルギー相互作用を特徴づける物理量である散乱長、 $R$  は束縛エネルギー  $B$  と換算質量  $\mu$  から計算される長さスケール、 $R_{\text{typ}}$  は相互作用の典型的な長さスケール (相互作用の到達距離) である。また、 $\mathcal{O}(R_{\text{typ}}/R)$  は高次の補正項を表し、この項を無視すると式 (1.3.3) は次のように簡略化される：

$$a_0 = R \frac{2X}{X+1}. \quad (1.3.4)$$

この簡略化された式を見ると、 $X = 1$  の場合は完全に分子的な状態であり、そのような描像で散乱長と束縛エネルギーの実験結果を説明できることを意味する。一方で、 $X \sim 0$  の場合は分子的な描像では実験結果を説明できないことを意味している。

弱束縛関係式を用いた複合性を見積もりの具体例として、弱束縛関係式を最初に提唱した Weinberg による重陽子の計算 [22] を紹介する。文献 [22] では素粒子性  $Z = 1 - X$  を定義しているが、基本的には式 (1.3.3) と同じである。重陽子内部の  $pn$  間の  ${}^3S_1$  状態における散乱長は 5.41 fm、束縛エネルギーは 2.225 MeV である。また、補正項を考慮して  $R_{\text{typ}}$  を  $\pi$  のドブロイ波長だとすると、複合性 (素粒子性) は次のように計算できる：

$$X = \frac{1}{2R/(a_0 - R_{\text{typ}}) - 1} \approx 0.85, \quad (1.3.5)$$

$$Z = 1 - X = 0.15. \quad (1.3.6)$$

Weinberg はこの結果から重陽子が複合的であることを示した。

また、弱束縛関係式を用いた  $\Lambda(1405)$  の複合性についての見積もりも行われている。神谷・兵藤らの文献 [5, 6] では、 $\Lambda(1405)$  の複合性を議論するために、チャンネル結合を考慮した形へと拡張している<sup>2)</sup>。さらに、複合性  $X$  と素粒子性  $Z$  を用いて、ある状態が観測される確率を表す以下の量を定義している：

$$\tilde{X} = \frac{1 - |Z| + |X|}{2}. \quad (1.3.7)$$

文献 [5] では、 $\Lambda(1405)$  に含まれる  $\bar{K}N$  成分が観測される確率として  $\tilde{X}_{\bar{K}N} = 1.0_{-0.4}^{+0.0}$  という結果を得ている。また、別の散乱振幅を用いた文献 [6] でも  $\tilde{X}_{\bar{K}N} = 0.9_{-0.4}^{+0.1}$  と計算している。これらの結果は、 $\Lambda(1405)$  が  $\bar{K}N$  による分子的成分が支配的であることを示唆している。

以上のように、複合性と弱束縛関係式はハドロンの内部構造を実験結果から定量的に解析するための強力なツールである。

<sup>2)</sup>チャンネル結合を考慮した形に拡張したため、複合性と素粒子性は複素数となる。

## 1.4 $\Lambda(1665)$ 共鳴状態

Crystal Ball 実験 [23] から、 $\Lambda\eta$  の閾値近傍 (1664–1685 MeV) において、 $K^-p \rightarrow \Lambda\eta$  反応の全断面積、微分断面積、及び  $\Lambda$  の偏極度が測定された。このエネルギー領域には、 $J^\pi = 1/2^-$  の良く知られた  $\Lambda(1670)$  共鳴状態が存在し、微分断面積は S 波の寄与が支配的、すなわち平坦になると予想される。しかし、図 1.3 に示す微分断面積では、色付けされた約 10 MeV の狭いエネルギー領域で 2 次関数的な振る舞いが顕著に現れており、P 波以上の未知の共鳴状態の存在が示唆されている。また、 $\Lambda\eta$  終状態の微分断面積で見えていることから、この共鳴状態のアイソスピンは 0 でなくてはならない。これ以降、この幅の細い新しい共鳴状態の候補を便宜的に  $\Lambda(1665)$  と呼ぶこととする。

この結果について、ANL-OSAKA グループの Dynamical Coupled-Channels Model を用いた解析 [24, 25] では、 $J^\pi = 3/2^+$  (P 波) の共鳴状態が、Liu 及び Xie らによる Effective Lagrangian Model による解析 [26, 27] では、 $J^\pi = 3/2^-$  (D 波) の共鳴状態が微分断面積の 2 次関数的な構造を生み出していると説明している。前者の P 波共鳴状態については、ポール位置が  $1671_{-8}^{+2} - i(5_{-2}^{+11})$  MeV と計算されている<sup>3)</sup>。後者の D 波の共鳴状態に関しては、その質量と崩壊幅はそれぞれ  $E = 1668.5 \pm 0.5$  MeV、 $\Gamma = 1.5 \pm 0.5$  MeV と求められている。

このように、Crystal Ball の実験結果から、 $\Lambda(1665)$  の存在を支持する複数の理論的予測が示されている。しかし、そのパリティについてはモデルに依存しており、不確実性が大きい。この原因として、Crystal Ball 実験では終状態  $\Lambda$  の偏極度が測定されているものの、その統計量が乏しいことが挙げられる。

クォーク模型による  $S = -1$  の共鳴状態の質量予測は、図 1.4 のようになっている。図 1.4 の bar は理論値を、box は実験値を示している。赤い線は  $\Lambda(1665)$  の予想される質量を示しており、 $\Lambda^*$  のスピンの  $3/2$  の場合に注目すると、P 波共鳴 (図 1.4 (A)) でも D 波共鳴 (図 1.4 (B)) でもクォーク模型の理論値には対応していない。このことから、 $\Lambda(1665)$  は 3 つの構成子クォークからなる通常のバリオンではなく、エキゾチックハドロンである可能性がある。また、これまでに見つかっているエキゾチックハドロンの候補である  $\Lambda(1405)$  や  $X(3872)$  が仮にハドロン分子状態であるとすれば、これらは S 波共鳴に対応する。一方で、 $\Lambda(1665)$  は P 波または D 波共鳴に対応することから、既存のエキゾチックハドロンとは異なる新しい状態の可能性はある。

Shi 及び Zou らは、文献 [28, 29] で  $\Lambda(1665)$  のエキゾチック性に言及しており、 $\Lambda(1665)$  の主な崩壊チャンネルが  $\Lambda\eta$  であり、その崩壊幅が非常に狭いことから、 $udss\bar{s}$  からなるペンタクォーク的な構成で自然に説明できると議論している。

<sup>3)</sup>ANL-OSAKA グループの 2 つあるモデルのうち、Model-B で計算された理論値である。

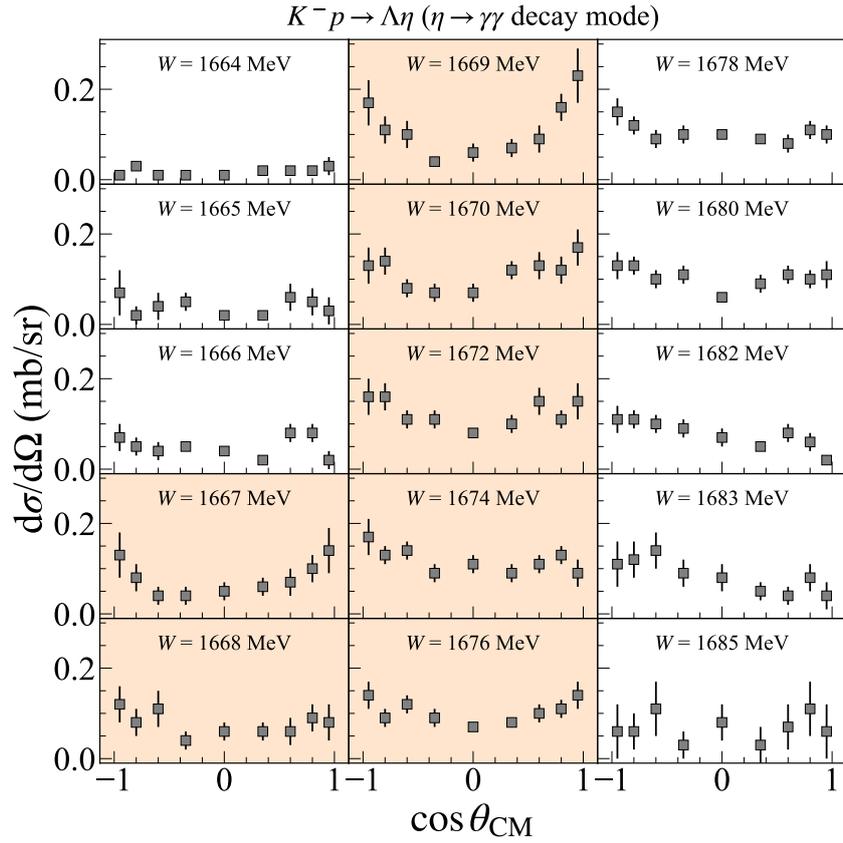


図 1.3: Crystal Ball 実験 [23] で測定された  $K^-p \rightarrow \Lambda\eta$  の微分断面積の結果。図中の  $W$  は  $K^-p$  の衝突エネルギーを表す。

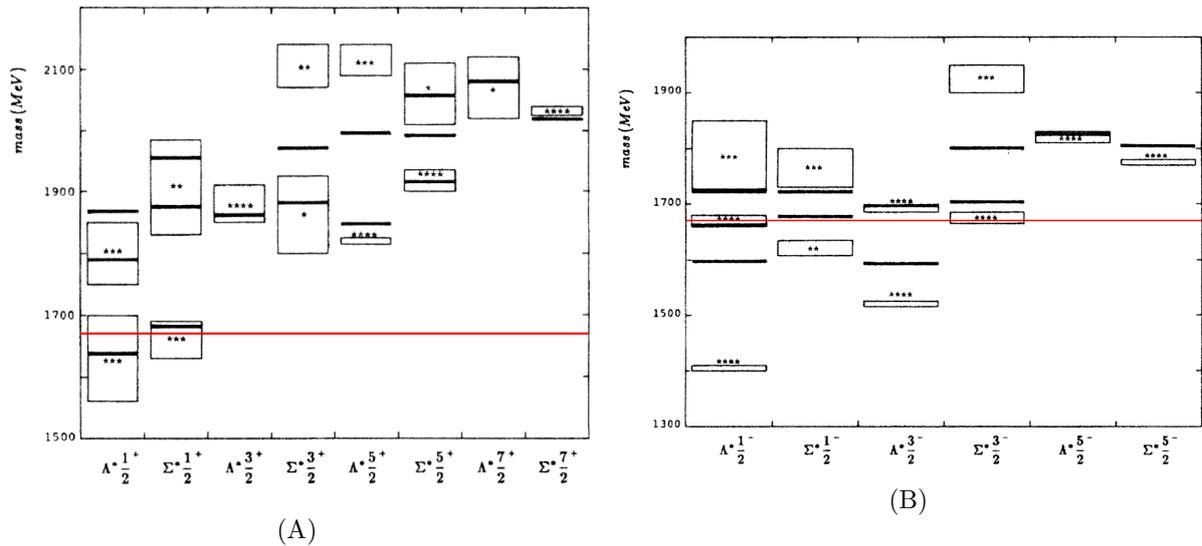


図 1.4:  $S = -1$  の共鳴状態におけるクォーク模型を用いた質量の理論値 [30]。bar は理論値、box は実験値を示している。(A) はパリティが正の共鳴状態、(B) はパリティが負の共鳴状態の場合を表している。

## 1.5 $\Lambda\eta$ 閾値カスプと $\Lambda(1670)$

2016年に、Belleグループが  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$  崩壊イベントの Dalitz プロットの結果を報告した (図 1.5 (A)) [31]。このプロットでは既知の共鳴状態に対応する筋が確認できるが、図 1.5 (A) で「 $\Lambda\eta$  cusp」とラベル付けした領域については、既知の共鳴状態では説明できなかった。その後の解析では、図 1.5 (B) に示したピークの構造について、左右対称な Breit-Wigner 振幅と左右非対称な Flatté 振幅のどちらがデータをより良く再現するかと比較が行われた。その結果、Flatté 振幅を用いた方がデータを良く再現していた。したがって、このピークは左右非対称な構造を持ち、後述する  $\Lambda\eta$  カスプであることが分かった [32]。

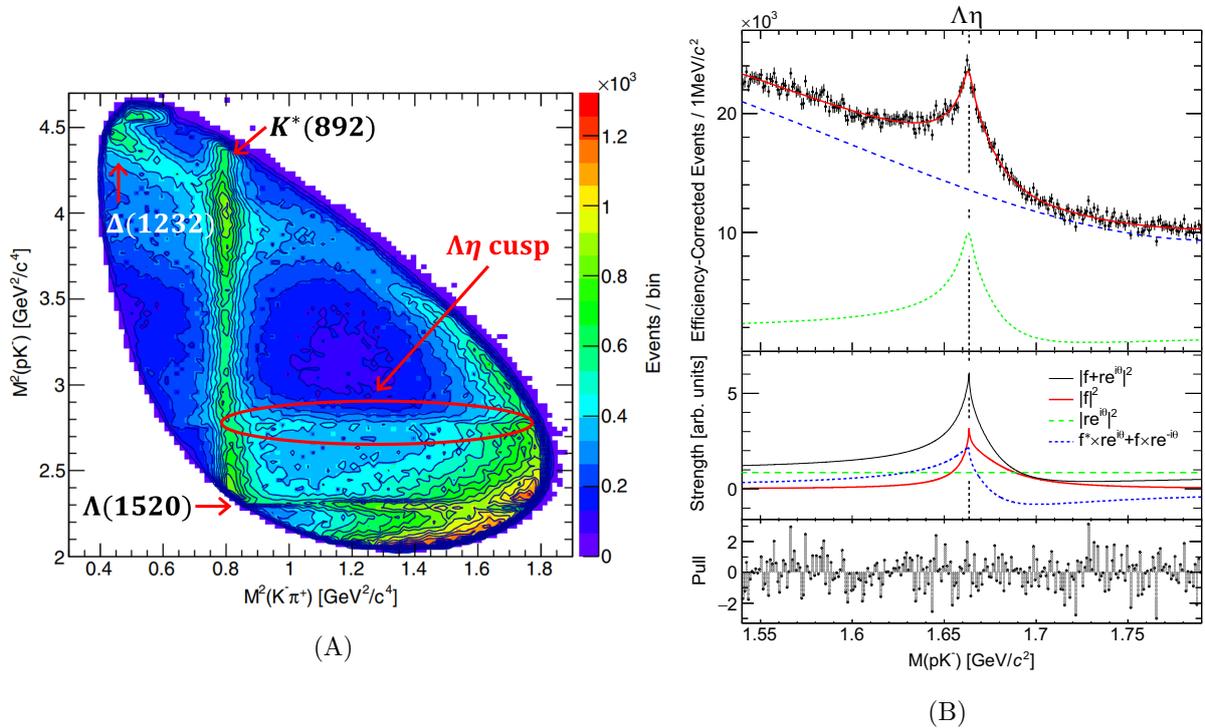


図 1.5: (A)  $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$  の崩壊イベントにおける Dalitz プロット [31]。 (B)  $K^-p$  の不変質量スペクトル (左図の y 軸に対して射影したもの) を Flatté 振幅  $f$  とコヒーレントなバックグラウンド  $re^{i\theta}$ 、及びインコヒーレントなバックグラウンドを用いてフィットした結果 [32]。

### 閾値カスプ

閾値カスプとは、2 粒子の生成閾値近傍に現れる特徴的な構造のことを指す。この構造は、閾値の位置で傾きが発散し、不連続となる特徴を持ち、鋭いピークやディップ構造を形成することがある。閾値カスプは、図 1.9 に示すようなループ構造 (S 波の再散乱) によって生じるシンギュラリティの一種である。

詳しい説明は文献 [33] に書かれているが、重要な性質である傾きが発散し、不連続につながるという部分を掘り下げて説明する。2 粒子 (質量が  $m_1$  と  $m_2$ ) の閾値近傍における軌道角運動量が  $L$  での弾性散乱の T 行列を考えると

$$T_L(E) \simeq 8\pi(m_1 + m_2) \frac{(2\mu E)^L}{1/a_L - i(2\mu E)^{L+1/2}} \quad (1.5.1)$$

のように書ける。ここで、 $E = \sqrt{s} - m_1 - m_2$ ,  $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$  であり、 $a_L$  は 2 粒子の散乱長<sup>4)</sup>を表す。式 (1.5.1) の  $E$  についての一階微分を計算すると

$$\frac{\partial T_L}{\partial E} = E^{L-1} \times \frac{4\pi(m_1 + m_2)(2\mu)^L}{-a_L} \frac{2L + ia_L(2\mu E)^{L+1/2}}{[i/a_L + (2\mu E)^{L+1/2}]^2} \quad (1.5.2)$$

が得られる。特に S 波 ( $L = 0$ ) の場合、

$$\frac{\partial T_0}{\partial E} = 4\pi(m_1 + m_2) \frac{ia_0^2(2\mu E)^{1/2}}{E[1 - ia_0(2\mu E)^{1/2}]^2} \quad (1.5.3)$$

$$\propto \begin{cases} ia_0^2 / \sqrt{E} & (E > 0) \\ a_0^2 / \sqrt{|E|} & (E < 0) \end{cases} \quad (1.5.4)$$

のようになり、 $E = 0$  で T 行列 (散乱振幅) の一階微分が発散し、閾値の前後で不連続になることがわかる。

式 (1.5.1) における  $L = 0$  の場合の  $|T_0|^2$  をプロットした結果を図 1.6 に示す。図 1.6 から、確かに閾値の部分で傾きが不連続につながっていることが確認できる。また、散乱長  $a_0$  の実部及び虚部を変化させると、閾値カスプの形状が大きく変化することもわかる。つまり、閾値カスプの形状は散乱長の情報を強く反映している。

ここで、散乱長と相互作用ポテンシャルの関係を図 1.7 に示す。図 1.7 の左のパネルでは、引力的な相互作用により波動関数が内側に引き込まれ、散乱長の実部  $a$  の符号は正となる。一方、図 1.7 中央のパネルに示すように、斥力的な相互作用では波動関数が外側に押し出され、散乱長の実部は負になるが、散乱長の絶対値は有効レンジよりも小さな値を取る。また、図 1.7 右のパネルのように、束縛状態の場合には散乱長の実部が正で、かつ絶対値が有効レンジを上回る値を取る。このように、散乱長の符号や大きさを調べることで、2 粒子間に働く相互作用を調べることができる。

以上より、閾値カスプの形状を精密に測定し、その形状から 2 粒子間の散乱長を決定することで、相互作用の性質を調べることが可能であることが分かる。このように、閾値カスプを通じて

<sup>4)</sup>ここでは、文献 [33] とは異なり、ハドロン物理で一般的な符号定義に従った。この場合、散乱振幅の有効レンジ展開は次式で記述される：

$$f^{-1} = \frac{1}{a_L} + \frac{r_L}{2} k^2 + \mathcal{O}(k^4) - ik.$$

ハドロン間相互作用を調べる手法は「カusp分光 (Cusp Spectroscopy)」と呼ばれ、ハドロン物理学における重要な研究手法として注目されている。

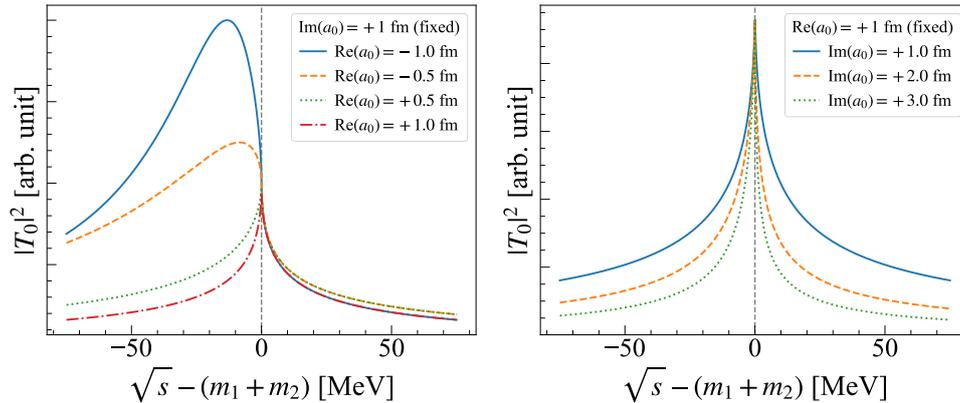


図 1.6: 式 (1.5.1) における  $L = 0$  の場合の  $|T_0|^2$  をプロットした結果。散乱長  $a_0$  の実部及び虚部を変化させた場合の閾値カusp形状を比較している。なお、閾値の位置での値が 1 になるように規格化している。

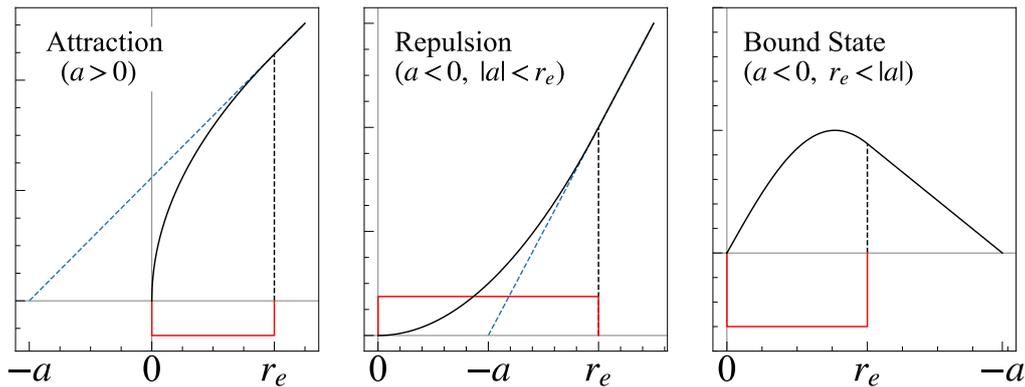


図 1.7: 散乱長の実部  $a$  と相互作用の関係図。黒線は波動関数を、赤線はポテンシャルを表している。散乱長の実部  $a$  は有効レンジ  $r_e$  の位置での波動関数の接線と  $x$  軸の交点に対応し、その符号や  $r_e$  との大小関係から、斥力的または引力的な相互作用、さらには束縛状態の有無が判別できる。この図では散乱長の符号は、ハドロン物理学で一般的な定義に従っている。

## $\Lambda(1670)$ 共鳴状態

$\Lambda(1670)$  は  $\bar{K}N$  系に対して S 波の共鳴状態であり、その質量が約 1670 MeV、崩壊幅が 25–35 MeV、スピン・パリティが  $J^\pi = 1/2^-$  となっている。質量と崩壊幅はクォーク模型によってよく説明されている。一方で、崩壊モードに注目すると、 $\Lambda(1670)$  から  $\Lambda\eta$  への崩壊では位相空間が小さいにもかかわらず、崩壊分岐比が 10–25%と比較的大きい。このことは、 $\Lambda(1670)$  と  $\Lambda\eta$  チャンネルの結合が非常に強いことを示唆している。

文献 [7] では、 $\Lambda(1670)$  の複合性をカイラルユニタリー法を用いて解析し、複合性の約半分が  $K\Xi$  成分で構成され、残りがクォーク模型的な  $qqq$  状態であると報告している。ところで、ワインバーグ・友沢関係式 [34, 35] では、南部・ゴールドストーン (NG) ボソンの崩壊定数や群論的係数<sup>5)</sup>を用いて、バリオンと NG ボソンとの間の S 波相互作用を記述できる。このとき、相互作用の強さは、NG ボソンの崩壊定数の 2 乗に反比例し、群論的係数に比例する。

この関係式によれば、 $\Lambda\eta$  の対角項及び  $\Lambda\eta$  と  $\pi\Sigma$  の結合力に関連する群論的係数は 0 となるが、 $\Lambda\eta$  と  $\bar{K}N$  の群論的係数は  $3/\sqrt{2}$ 、 $\Lambda\eta$  と  $K\Xi$  の群論的係数は  $-3/\sqrt{2}$  となり、 $\Lambda\eta$  との結合が強いのは  $\bar{K}N$  及び  $K\Xi$  チャンネルであることがわかる。したがって、 $\Lambda(1670)$  が  $K\Xi$  成分を持つという描像に基づけば、質量の関係上  $K\Xi$  への直接崩壊は起こらないが、代わりに  $K\Xi$  との結合が強い  $\Lambda\eta$  へと崩壊することで、結果的に  $\Lambda\eta$  の崩壊分岐比が大きくなると理解できる。

最近の格子 QCD では、 $\Lambda(1670)$  の内部構造に関する計算を行っているものがある [37]。この計算では、 $\Lambda(1670)$  の内部構造について 2 つのシナリオを仮定しており、1 つは 3 つの構成子クォークからなるクォーク模型的描像、もう 1 つはメソンとバリオンからなるエキゾチックな描像である。これらの計算結果は、いずれも過去の散乱データを再現しており、現時点では散乱データのみでは両者を区別することが難しく、格子 QCD を用いた有限体積でのさらなる解析が必要であると述べている。

以上のように、 $\Lambda(1670)$  は、その質量や崩壊幅がクォーク模型で良く説明される一方で、崩壊分岐比などクォーク模型では説明が難しい性質もあわせ持ち、最近の研究からは  $\Lambda(1670)$  がエキゾチックな成分を含む可能性が指摘されている。

## $\Lambda\eta$ 閾値カスプの解析

いくつかの理論グループが、Belle 実験で観測された  $\Lambda\eta$  カスプに関するデータ解析を行っている。Zhang らの解析 [38] では、図 1.8 に示すトライアングルシンギュラリティ [33] を含む  $\Lambda_c^+ \rightarrow \pi^+ K^- p$  のダイアグラムに基づいて、カイラルユニタリー法で解析している。この解析では、 $\Lambda(1670)$  のポール位置に関連する係数をフリーパラメータとして設定し、Belle のカスプデータをフィッティングした結果、データの再現に成功するとともに、 $\Lambda(1670)$  のポール位置も再現した。この結果は、 $\Lambda\eta$  カスプが  $\Lambda(1670)$  と関連している可能性を示唆している。

<sup>5)</sup>群論的係数は兵藤氏の博士論文 [36] の付録 D で詳しくまとめられている。

一方、Duan らの解析 [39] では、再散乱ダイアグラム (図 1.9) に基づいて Belle の結果と Crystal Ball 実験の  $K^-p \rightarrow \Lambda\eta$  反応のデータを統合的に解析し、 $\Lambda\eta$  の散乱長と有効レンジを求めている。同時に、 $\Lambda(1670)$  のポール位置も計算し、PDG [1] の値と無矛盾な結果が得られており、両者に関連性があることを示唆しつつも、明確な結論は示されなかった。

さらに、Belle 実験で  $\Lambda\eta$  カスプの結果が報告される以前から  $\Lambda\eta$  散乱長と  $\Lambda(1670)$  の関連性について言及している研究も存在する。例えば、文献 [40] では、 $\Lambda(1670)$  が  $\Lambda\eta$  相互作用の主要因であると仮定して  $\Lambda\eta$  散乱長を算出している。また、ANL-OSAKA グループの解析 [24, 25] では、 $\Lambda(1670)$  のポール位置が  $\Lambda\eta$  の散乱長や有効レンジから得られる計算結果と一致することが示されている。

以上のように、 $\Lambda\eta$  カスプと  $\Lambda(1670)$  の関連性に関する多くの研究が進められているが、その結論にはまだ議論の余地があり、さらなる理論的及び実験的研究が求められている。

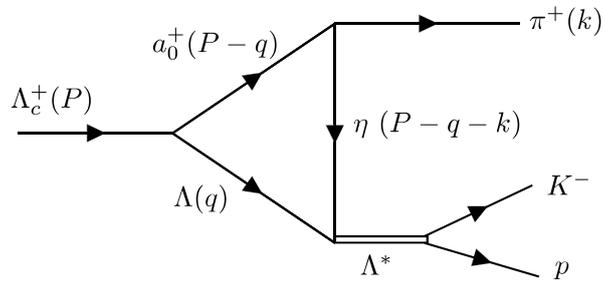


図 1.8: トライアングルシンギュラリティを含む  $\Lambda_c^+ \rightarrow \pi^+ K^- p$  崩壊のダイアグラム [38]。

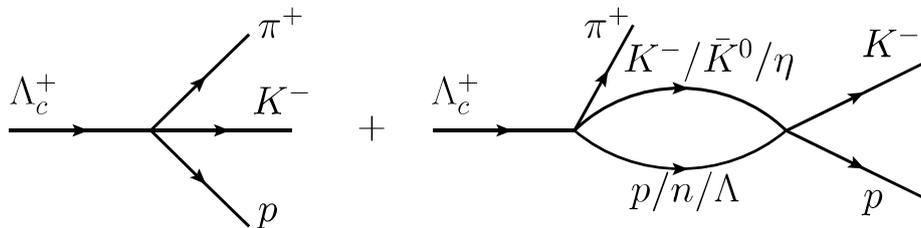


図 1.9: メソン-バリオンの再散乱を含む  $\Lambda_c^+ \rightarrow \pi^+ K^- p$  崩壊のダイアグラム [39]。

## 第2章 $K^-$ ビームを用いた $\Lambda\eta$ 閾値近傍でのハドロン分光実験 (J-PARC E72)

$\Lambda\eta$  閾値近傍のエネルギー領域で、 $K^-$  ビームを用いたハドロン分光実験 (J-PARC E72) が 2025 年度に J-PARC K1.8BR ビームラインで実施予定である。E72 実験で取り組む主な物理課題は以下の2点である：

- エキゾチックハドロンの候補である  $\Lambda(1665)$  の探索
- $K^-p$  反応を用いた  $\Lambda\eta$  カスプ分光

1つ目の課題については、過去の Crystal Ball 実験の結果および関連する理論的研究を基に、 $\Lambda\eta$  閾値近傍で  $K^-p \rightarrow \Lambda\eta$  反応を測定することで、1.4 章で説明したエキゾチックハドロンの候補である  $\Lambda(1665)$  を探索することを目的としている。また、この共鳴状態のスピン・パリティをモデルに依存しない形で決定することを目指す。

2つ目の課題では、 $K^-p \rightarrow \bar{K}N$  及び  $K^-p \rightarrow \pi\Sigma$  反応を用いて  $\Lambda\eta$  カスプの形状を精密に測定し、その形状から  $\Lambda\eta$  相互作用に関する情報を引き出すことを目的とする。E72 実験のプロポーザルの提出段階では  $\Lambda(1665)$  の探索が主目的だったが、その後 Belle 実験で報告された  $\Lambda\eta$  カスプの結果を受け、この課題の重要性がコラボレーション内で議論されるようになった。本論文では、プロポーザル時点では評価されていなかった、 $\Lambda\eta$  カスプ分光法による  $\Lambda\eta$  相互作用の解析とその実現可能性を検討する。

### 2.1 エキゾチックハドロンの候補である $\Lambda(1665)$ の探索

$K^-p \rightarrow \Lambda\eta$  反応を測定することで、 $\Lambda(1665)$  を探索する際の手法は以下の通りである。

#### 衝突エネルギー $W$ の高精度測定

K1.8BR ビームラインスペクトロメータを用いて、 $K^-$  ビームの運動量を測定し、衝突エネルギー  $W$  を高精度で決定する。

#### 終状態 $\Lambda\eta$ の同定

$\Lambda \rightarrow \pi^-p$  と崩壊した時の  $\pi^-p$  の飛跡を HypTPC で検出して  $\Lambda$  を再構成し、質量欠損法を用いて  $\eta$  を同定する。

#### スピンの決定

微分断面積  $d\sigma/d\Omega$  の角度分布を測定し、共鳴状態のスピンを決定する。

#### パリティの決定

終状態  $\Lambda$  の偏極度  $P_\Lambda$  を測定し、 $P_\Lambda d\sigma/d\Omega$  の角度分布からパリティを決定する。

1.4 章でも説明したように、Crystal Ball 実験で測定された  $\Lambda$  の偏極度の統計が乏しいために、 $\Lambda(1665)$  のパリティ決定にモデル依存性があった。モデル非依存でパリティを決定するためには、 $K^-$  ビーム運動量の binning を 2 MeV/c 刻みに設定し、そのうえで  $\Lambda$  の偏極度  $P_\Lambda$  に対する統計誤差を  $\delta P_\Lambda \sim 0.05$  程度に抑える必要がある。この目標を達成するために、E72 実験では過去の Crystal Ball 実験と比較して 100 倍の統計量 ( $\sim 3 \times 10^5$ ) を目指している。

### 2.1.1 $\Lambda(1665)$ のスピン・パリティの決定

本節では、実験的に  $\Lambda(1665)$  のスピン・パリティを決定する方法について説明する。

スピン・パリティが  $0^-$  の擬スカラー中間子と  $1/2^+$  の核子との散乱振幅を考えると、spin-nonflip amplitude ( $f$ )、spin-flip amplitude ( $g$ ) はそれぞれ以下のように表される<sup>1)</sup> [4]:

$$f = \frac{1}{k} \sum_l \left[ (l+1)T_{l+1/2,l} + lT_{l-1/2,l} \right] P_l(\cos \theta), \quad (2.1.1)$$

$$g = \frac{1}{k} \sum_l \left[ T_{l+1/2,l} - lT_{l-1/2,l} \right] e^{i\phi} \sin \theta \frac{dP_l(\cos \theta)}{d \cos \theta}. \quad (2.1.2)$$

ここで  $l$  は軌道角運動量、 $k$  は注目する中間子と核子の相対運動量、 $T_{J,l}$  は T 行列、 $P_l$  はルジャンドル多項式である。標的の核子が偏極していない場合、終状態バリオンの偏極度  $P$  と微分断面積  $d\sigma/d\Omega$  は、 $f$  及び  $g$  を用いて次式で表される:

$$P = \frac{2 \operatorname{Im}(fg^*)}{|f|^2 + |g|^2}, \quad (2.1.3)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f|^2 + |g|^2.$$

ここで、偏極度に関しては散乱平面を基準に取った場合、つまり  $\phi = 0$  とした場合の散乱平面に対する偏極度の表式を示している。

式 (2.1.3) を用いて、 $\Lambda(1665)$  の微分断面積と偏極度の角度分布について考察する。簡単のために、

- $J^\pi = 1/2^-$  の  $\Lambda(1670)$  共鳴状態
- 探索する  $J = 3/2$  の  $\Lambda(1665)$  共鳴状態

の 2 つの状態だけを考慮することにする。 $\Lambda\eta$  チャンネルのアイソスピンは  $I = 0$  であり、 $\Lambda(1670)$  のスピンは  $1/2$  で軌道角運動量は  $l = 0$  であるから、 $T_{S01}$  と表現することにし、 $\Lambda(1665)$  の共鳴状態については、P 波共鳴だった場合は  $T_{P03}$ 、D 波共鳴だった場合は  $T_{D03}$  と表現する。ここで T 行列のラベルは  $T_{l,2I,2J}$  としている。パリティが正の場合 ( $J^\pi = 3/2^+$ 、P 波共鳴) と負の場合 ( $J^\pi = 3/2^-$ 、D 波共鳴) の 2 つのシナリオで計算を行った結果を以下に示す。

<sup>1)</sup>以下に示すルジャンドル陪関数  $P_l^m$  を用いて  $g$  を表現している文献もあることに注意。

$$P_l^1(\cos \theta) = \sin \theta \frac{dP_l(\cos \theta)}{d \cos \theta}$$

### P 波共鳴の場合 ( $J^\pi = 3/2^+$ )

この場合、 $f$  及び  $g$  は次のように表される：

$$f = \frac{1}{k} (T_{S01} + 2T_{P03} \cos \theta), \quad (2.1.4)$$

$$g = \frac{1}{k} T_{P03} e^{i\phi} \sin \theta. \quad (2.1.5)$$

さらに微分断面積の角度分布は

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{1}{k^2} (A + B \cos \theta + C \cos^2 \theta) \\ A &= |T_{S01}|^2 + |T_{P03}|^2 \\ B &= 2(T_{S01}T_{P03}^* + T_{P03}T_{S01}^*) \\ C &= 3|T_{P03}|^2 \end{aligned} \quad (2.1.6)$$

となる。この結果から、P 波の共鳴状態が 2 次関数的な成分を作り出すことがわかる。したがって、微分断面積の角度分布の中でも  $\cos^2 \theta$  に依存する成分を見ることで  $\Lambda(1665)$  の存在を確認し、そのスピンの  $3/2$  であると決定できる。

また、 $P d\sigma/d\Omega$  の角度分布は次式で表される：

$$P \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{2}{k^2} \text{Im} [T_{S01}T_{P03}^* + 2|T_{P03}|^2 \cos \theta] \sin \theta. \quad (2.1.7)$$

この角度分布は  $\sin \theta$  に比例する分布となり、図 2.1 の上のパネルにあるようにノードを持たない角度分布になると予想される。したがって、測定で得られた  $P d\sigma/d\Omega$  の角度分布を確認し、ノードを持たなかった場合はパリティは正であると決定できる。

### D 波共鳴の場合 ( $J^\pi = 3/2^-$ )

この場合、 $f$  及び  $g$  は次のように表される：

$$f = \frac{1}{k} [T_{S01} + T_{D03} (3 \cos^2 \theta - 1)], \quad (2.1.8)$$

$$g = -\frac{3}{k} T_{D03} e^{i\phi} \sin \theta \cos \theta. \quad (2.1.9)$$

微分断面積の角度分布は

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{1}{k^2} (A + C \cos^2 \theta) \\ A &= |T_{S01}|^2 + 10|T_{D03}|^2 + (T_{S01}T_{D03}^* + T_{D03}T_{S01}^*) \\ C &= 3(T_{S01}T_{D03}^* + T_{D03}T_{S01}^* - 2|T_{D03}|^2) \end{aligned} \quad (2.1.10)$$

のようになり、D 波に加えて S 波と D 波の干渉が 2 次関数的な成分を作ることがわかる。したがって、微分断面積の角度分布の中で角度依存性を持たない成分と  $\cos^2 \theta$  に依存する成分を見ることで  $\Lambda(1665)$  の存在を確認し、そのスピンの  $3/2$  であると決定できる。

$Pd\sigma/d\Omega$  の角度分布は

$$P \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{2}{k^2} \text{Im} \left[ T_{S01} T_{D03}^* - 3|T_{D03}|^2 (\cos^2 \theta - 1) \right] \sin \theta \cos \theta \quad (2.1.11)$$

と表され、 $\sin \theta \cos \theta$  に比例し、図 2.1 の下のパネルにあるように、 $\cos \theta = 0$  のところでノードを持つような角度分布になると予想される。したがって、測定された角度分布にノードがあった場合はパリティは負であると決定できる。

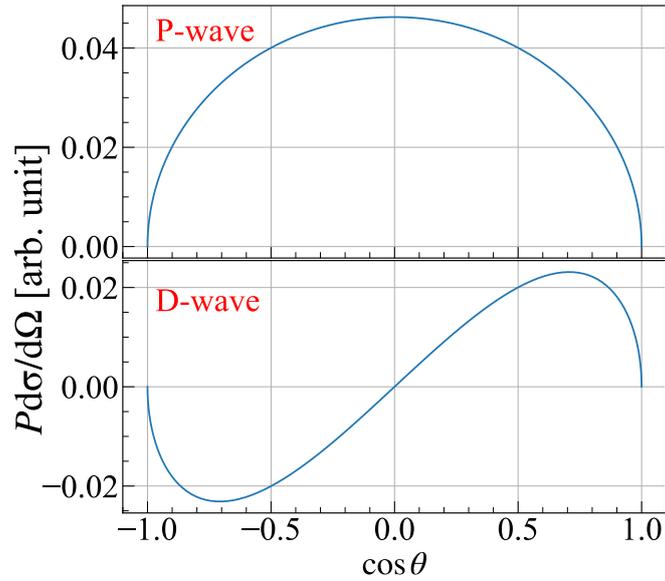


図 2.1:  $\Lambda(1665)$  における  $Pd\sigma/d\Omega$  の角度分布。上のパネルの P 波共鳴の場合はノードを持たない。一方、下のパネルの D 波共鳴の場合は  $\cos \theta = 0$  でノードを持つ。

## 2.2 $K^-p$ 反応を用いた $\Lambda\eta$ カスプ分光

これまでに測定された  $K^-p$  反応の全断面積データ (図 2.2) では、複数のチャンネルにおいて  $\Lambda\eta$  閾値近傍で特異な構造が確認されている。たとえば、 $K^-p \rightarrow K^-p$  や  $K^-p \rightarrow \bar{K}^0 n$  ではディップ構造が、 $K^-p \rightarrow \pi^+\Sigma^-$  ではピーク構造が観測されており、これらは  $\Lambda\eta$  カスプに関連していると考えられる。

Belle 実験では、1.5 章の図 1.5 (B) に示すように、大量のバックグラウンドが含まれていたことや、 $\Lambda_c^+$  崩壊過程が一意に同定できないことによる不定性があった。一方で、E72 実験で用いる  $K^-p$  反応は、反応過程を一意に同定できるため、これらの不定性を排除できるという利点がある。

E72 実験では、 $K^-p \rightarrow \bar{K}N$  反応および  $K^-p \rightarrow \pi\Sigma$  反応を測定し、 $\Lambda\eta$  カスプの形状を調べる。これらの測定では、K1.8BR ビームラインスペクトロメータで  $K^-$  ビームの運動量を高精度で測定し、衝突エネルギー  $W$  を決定する。また、HypTPC を用いて終状態の荷電粒子の飛跡を検出し、反応を識別する。

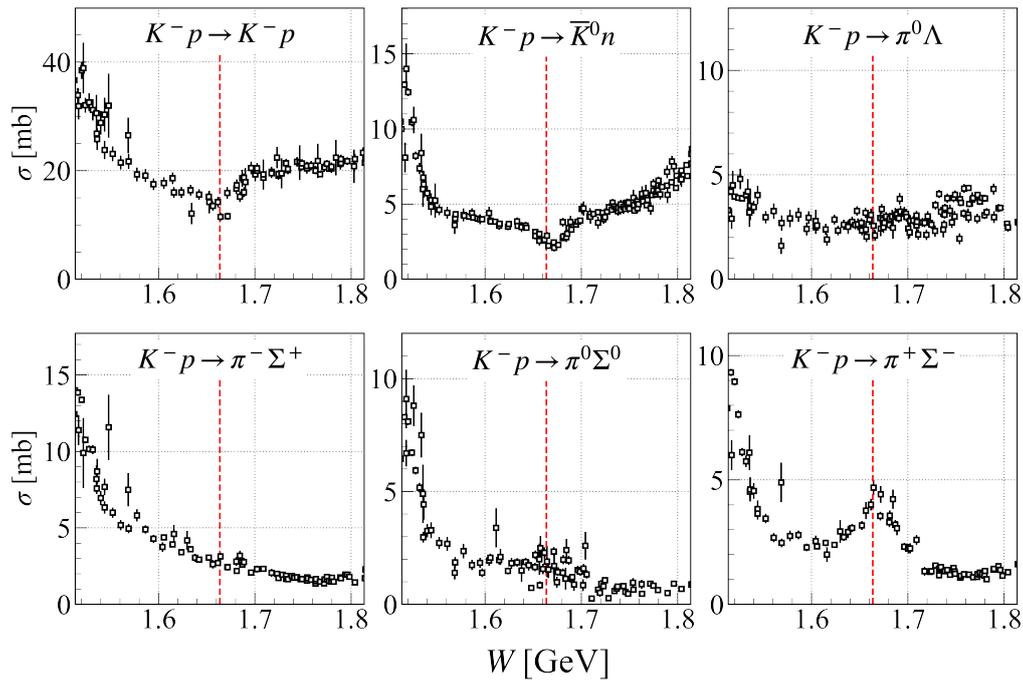


図 2.2:  $K^-p$  反応の全断面積のデータ [41]。赤い点線は  $\Lambda\eta$  閾値を示す。

## 2.3 実験セットアップ

J-PARC E72 実験のセットアップは、図 2.3 に示す通りである。図 2.3 の灰色の部分、ヘルムホルツ型の超伝導双極電磁石の Superconducting Hyperon Spectrometer (SHS) magnet である。その周囲のピンク色の部分はヨークとなっている。本実験の中心的な役割を果たす 3 次元飛跡検出器の Hyperon Time Projection Chamber (HypTPC) は SHS magnet 内部に配置し、1 T の磁場中で使用する。また、HypTPC 内部で反応・崩壊した粒子の飛行時間 (TOF) を測定するため、HypTPC の周囲には 34 セグメントのシンチレーション検出器からなる HTOF を配置する。さらに、粒子識別とトリガーレベルでの不要イベントの除去を目的として、HypTPC の前後には閾値型チェレンコフ検出器である BAC 及び KVC を設置する。上流側のチェレンコフ検出器 BAC の手前には、トリガーカウンターである T0 カウンターを配置する。それぞれの検出器については、以下で詳しく説明する。

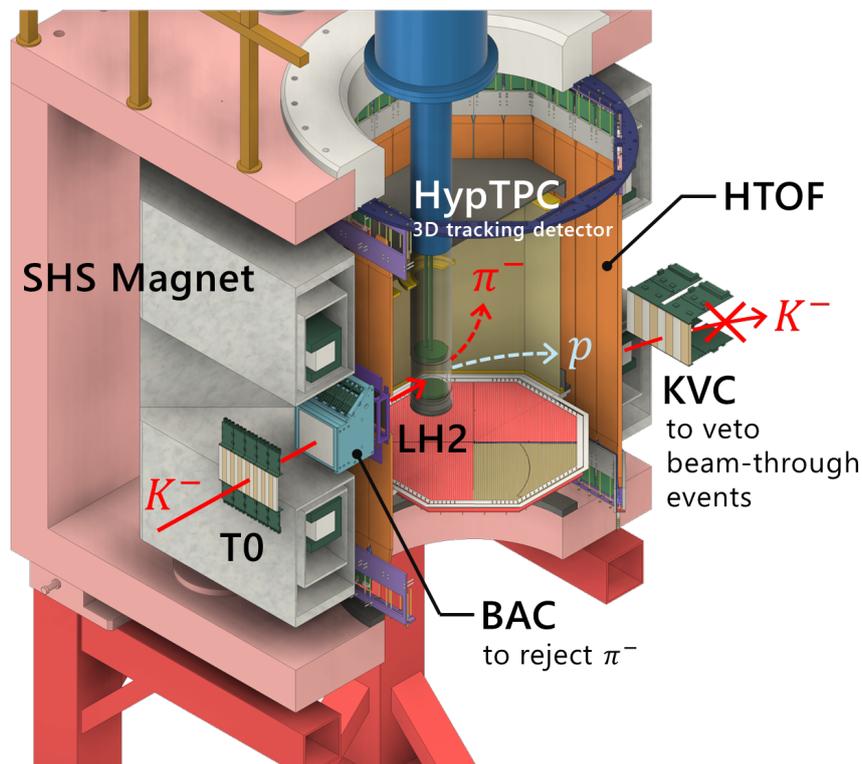


図 2.3: E72 実験の検出器セットアップ。反応の代表例として  $K^-p \rightarrow \Lambda\eta$  で  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  に崩壊する過程を模式的に示している。

### 2.3.1 J-PARC K1.8BR ビームライン

E72 実験は J-PARC K1.8BR ビームラインで実施予定である。図 2.4 (A) に J-PARC K1.8BR ビームラインの概略図を示す。このビームラインでは、J-PARC の 50 GeV シンクロトロン (MR) で加速した 30 GeV の陽子を T1 ターゲットに照射することで、 $K$  中間子や  $\pi$  中間子などの 2 次ビームを生成する。

生成された 2 次ビームは、双極電磁石や四重極電磁石を用いて実験エリアまで輸送される。ビームラインの途中には静電セパレータ (ES) が設置されている。ES は、ビームの進行方向に垂直な方向 ( $y$  方向) に強い電場 (200–300 kV/10 cm) をかけることで、同じ運動量を持つ粒子をその質量差に基づいて分離する装置である。さらに、前後に設置されたコレクションマグネット (CM) と組み合わせることで、目的とする粒子の軌道を中央に調整し、質量スリット (MS1) を用いて不要な粒子を除去することができる。以上のシステムにより、目的の 2 次粒子を効率的に選別することが可能となっている。このようにして選別されたビームは、D3 磁石によって K1.8BR 実験エリアへ輸送される。

図 2.4 (B) は K1.8BR 実験エリアのビーム輸送部分を拡大したものである。E72 実験では  $K^-$  ビームを使用するが、CM と ES だけでは  $\pi$  中間子と  $K$  中間子を完全に分離することは難しい。そのため、K1.8BR ビームラインにはエアロゲルチェレンコフカウンター (AC) および 2 つのトリガーカウンターである Beam Hodoscope Tracker (BHT) と T0 カウンター<sup>2)</sup>が設置されている。これらの検出器を用いて、AC から得られる情報と BHT および T0 カウンター間の飛行時間を組み合わせることで粒子識別を行う。なお、BHT と T0 カウンター間の距離は約 7.7 m である。

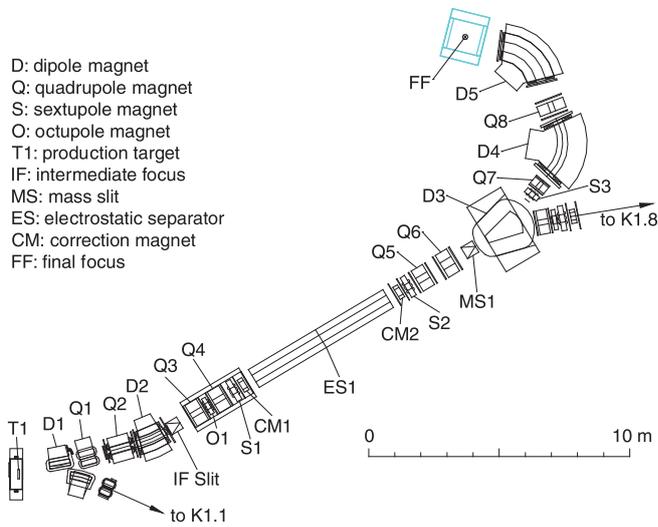
また、 $K^-$  ビームの運動量は、ビームライン上に設置された 2 つのドリフトチェンバー (BLC1 および BLC2) を用いて  $\delta p/p \sim 1 \times 10^{-3}$  の精度で測定できる。さらに、測定した  $K^-$  の運動量から反応の衝突エネルギー  $W$  は次式で計算できる：

$$W = \sqrt{\left(\sqrt{p_K^2 + m_K^2} + m_p\right)^2 - p_K^2}. \quad (2.3.1)$$

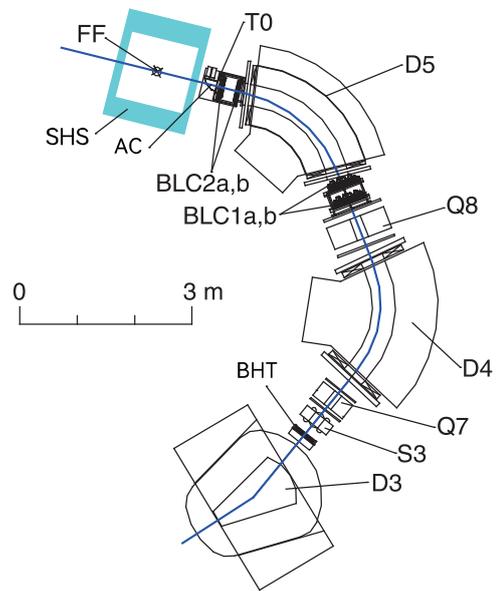
ここで、 $p_K$  は  $K^-$  ビームの運動量、 $m_K$  は  $K^-$  の質量、 $m_p$  は陽子の質量である。この計算では標的となる陽子が静止していると仮定している。この時の衝突エネルギー  $W$  の精度は  $\delta W/W \sim 2 \times 10^{-4}$  となる。

<sup>2)</sup>E72 実験で使用する T0 カウンターとは異なる検出器である。

D: dipole magnet  
 Q: quadrupole magnet  
 S: sextupole magnet  
 O: octupole magnet  
 T1: production target  
 IF: intermediate focus  
 MS: mass slit  
 ES: electrostatic separator  
 CM: correction magnet  
 FF: final focus



(A)



(B)

図 2.4: (A) J-PARC K1.8BR ビームラインの概略図 [42]。 (B) K1.8BR 実験エリアのビーム輸送部分を拡大した図 [42]。なお、文献 [42] から更新された部分は修正している。

### 2.3.2 Hyperon Time Projection Chamber (HypTPC)

HypTPC [43, 44] は、以下の特徴を持つ 3 次元飛跡検出器である：

- 広いアクセプタンス ( $\sim 4\pi$ )
- 高いレート耐性 ( $\sim 1$  MHz)
- 1 T の磁場中での位置分解能が  $0.25 - 0.3$  mm
- $\Lambda$  の崩壊由来の  $\pi^-$  と陽子の運動量分解能が  $\delta p/p = 1-4\%$

HypTPC の構造は図 2.5 (A) の通りである。また、下部構造の模式図を図 2.5 (B) に示している。以下で、主要な構造について述べる。

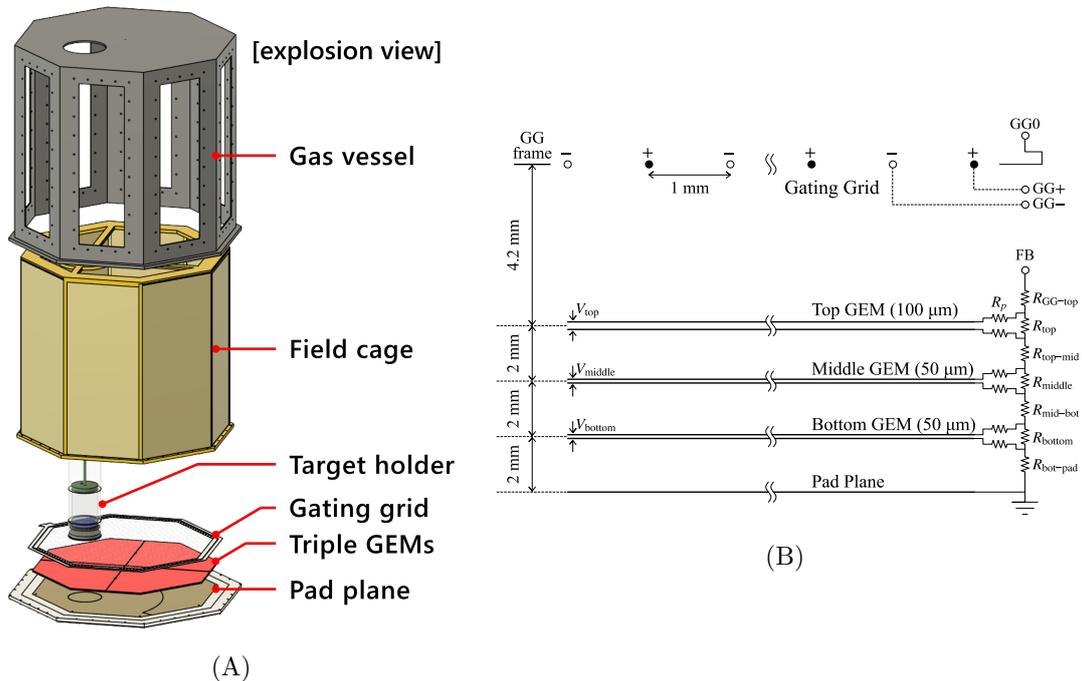


図 2.5: (A) HypTPC の展開図。(B) ゲーティンググリッド、GEM、読み出しパッド部分の模式図。

#### ガスベッセル

HypTPC は、P10 ガス (Ar: 90% + CH<sub>4</sub>: 10%) を使用するガス検出器であり、ガスベッセルは、HypTPC 内部の P10 ガスを気密する役割を担っている。詳しい寸法や設計仕様については、3.1.2 章で詳しく説明する。

## フィールドケージ

フィールドケージは、HypTPC 内部に一樣な電場を形成するための部品である。図 2.6 に示すように、2 mm 幅のフィールドストリップが 2.5 mm ピッチで配置され、フィールドストリップ同士は 0.5 M $\Omega$  のチップ抵抗で接続した構造となっている。この構造により、フィールドケージ全体に電圧を印加すると、チップ抵抗による電圧降下が段階的に生じ、電圧を徐々に低下させることで一樣な電場を生成することができる。E72 実験では、電場が 130 V/cm となるように印加電圧を調整して運用する。

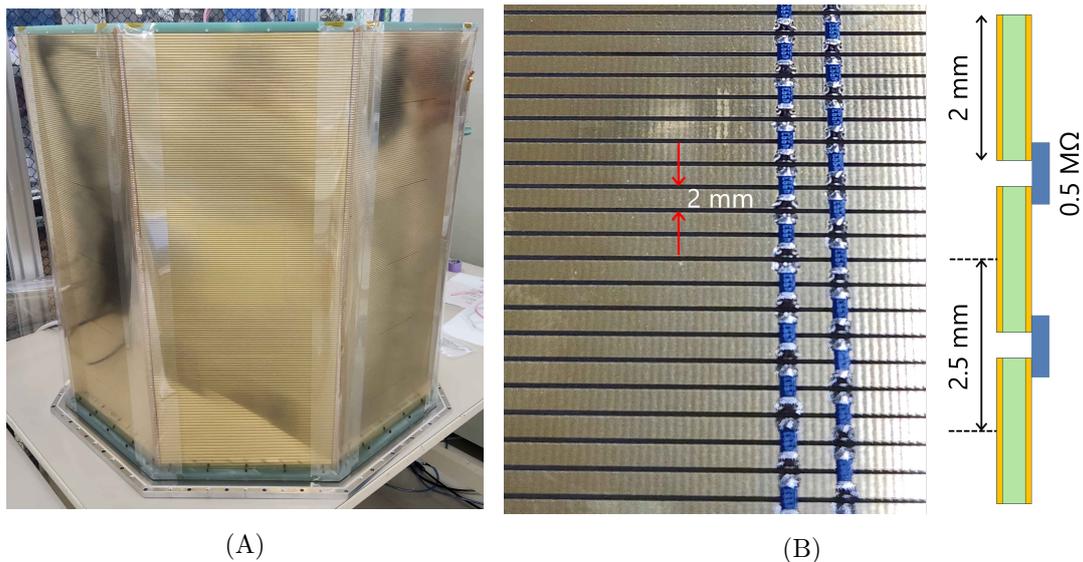


図 2.6: (A) HypTPC のフィールドケージの写真。(B) フィールドケージのチップ抵抗部分の写真と模式図。2 mm 幅のフィールドストリップが 2.5 mm ピッチで並んでおり、それらが 0.5 M $\Omega$  のチップ抵抗で接続された構造を持つ。

## ターゲットホルダー

前述の通り、HypTPC は広いアクセプタンスを得るために、標的を HypTPC の有感領域内部に配置する。そのためには、ターゲットホルダーが HypTPC 内部の一樣電場を乱さないようにする必要があり、フィールドケージと同様のフィールドストリップおよびチップ抵抗を用いた構造を採用している。詳しい寸法や設計仕様については、3.1.1 章で詳しく説明する。

## ゲーティンググリッド

ゲーティンググリッドは、荷電粒子がガス中で電離を引き起こして発生するドリフト電子の通過を制御する役割を持つ。図 2.7 に示すように、ゲートワイヤーに印加する電圧の値を瞬時に切り替えることで Gate close / open 状態をつくる。Gate close 状態では不要なドリフト電子を遮断し、信号検出が必要なタイミングでのみ Gate open 状態にし、ドリフト電子を通過させて後段の GEM で電子増幅を行う。この仕組みは、HypTPC が高いレート耐性を達成するために非常に重要な役割を担っている。

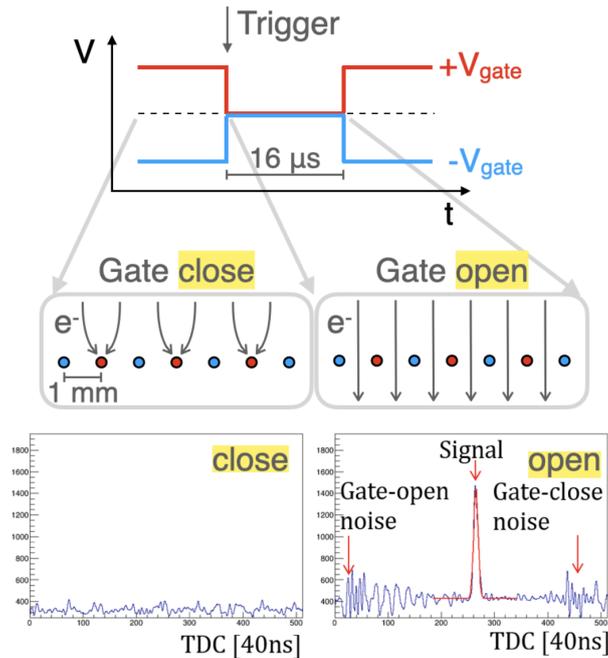


図 2.7: HypTPC のゲーティンググリッドの動作原理を示した模式図 [44]。ゲートワイヤーに印加する電圧の値を瞬時に切り替えることで、Gate close / open 状態をつくり、有感領域からのドリフト電子の通過を制御する。

## Gas Electron Multiplier (GEM)

HypTPC の信号増幅には、3 段構造の GEM [45] を使用する。GEM は、図 2.8 (A) に示すように薄い絶縁体の両面に金属電極を蒸着し、無数の微細な穴を開けた構造のガス検出器の一種である。その両端の電極に電圧を印加すると、穴内部に強い電場が形成され、図 2.8 (B) にあるようにドリフト電子が穴を通過する際に雪崩増幅が生じる。これにより、ドリフト電子を信号として検出することができるようになる。HypTPC で使用する GEM の特性を表 2.1 に示す。また、図 2.9 は実際の HypTPC の GEM の写真と、穴の寸法を示した模式図である。

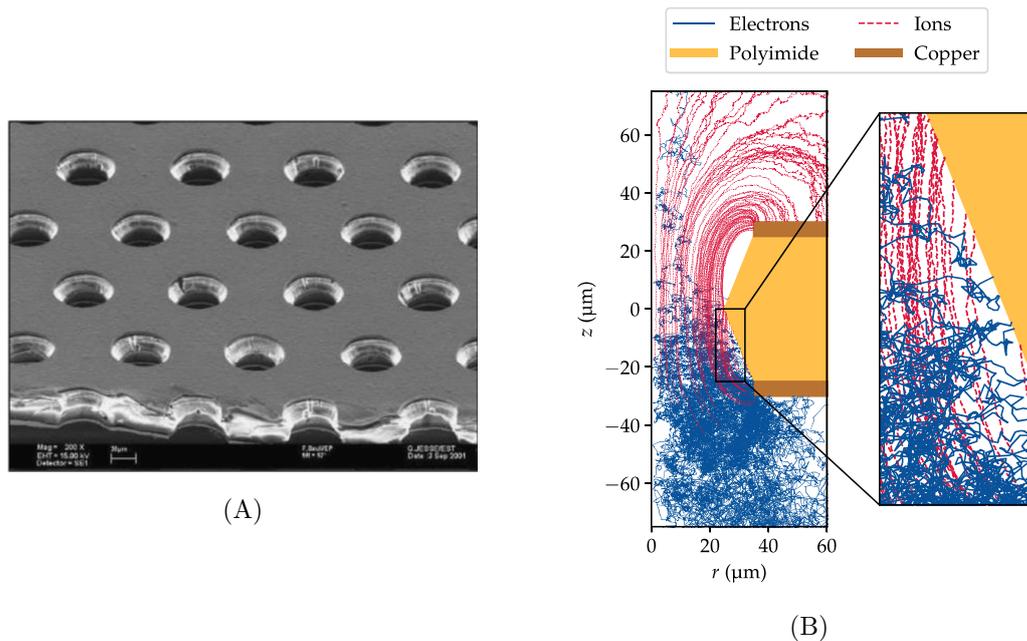
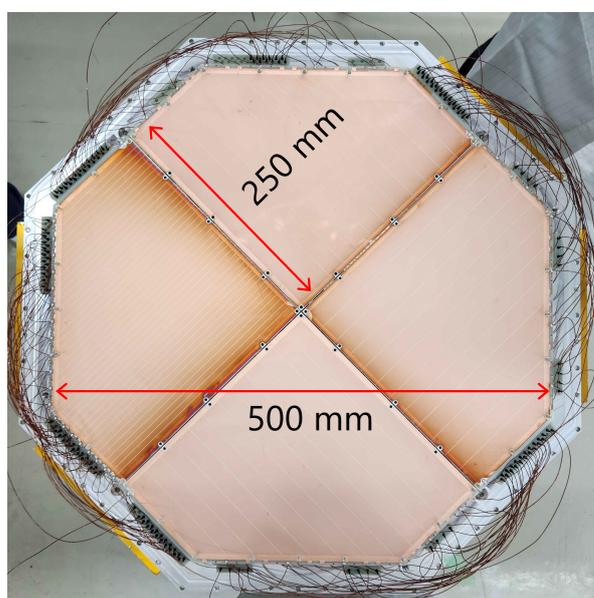


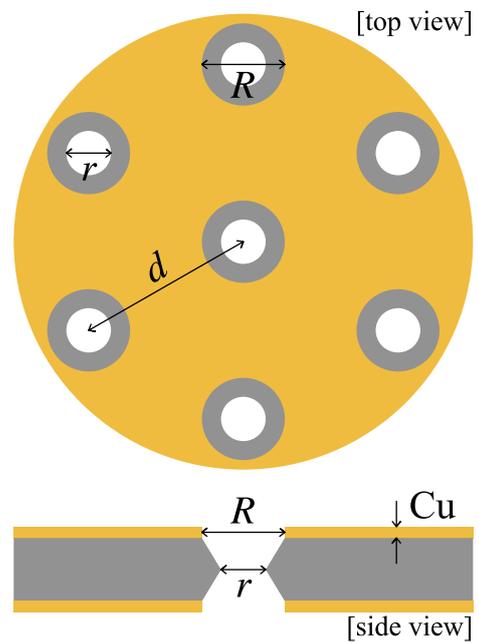
図 2.8: (A) GEM を顕微鏡で見たときの写真 [45]. (B) GEM で電子の雪崩増幅が起きる様子をシミュレーションしたもの [46]。青い線が電子で、赤い線が正イオンを表す。

表 2.1: HypTPC で用いる GEM の特性。各特性値に関連する GEM の構造は図 2.9 (B) を参照。

	50 $\mu\text{m}$ GEM	100 $\mu\text{m}$ GEM
絶縁体素材	ポリイミド (PI)	液晶ポリマー (LCP)
エッチング方法	Wet	Laser
銅の厚さ	4 $\mu\text{m}$	9 $\mu\text{m}$
ピッチ ( $d$ )	140 $\mu\text{m}$	140 $\mu\text{m}$
内径 ( $r$ )	25 $\pm$ 10 $\mu\text{m}$	35 $\pm$ 10 $\mu\text{m}$
外径 ( $R$ )	55 $\pm$ 5 $\mu\text{m}$	65 $\pm$ 5 $\mu\text{m}$



(A)



(B)

図 2.9: (A) HypTPC にインストールされた GEM の写真。各層には 4 枚の GEM をインストールしており、合計で 12 枚の GEM を使用する。(B) GEM の穴径と構造を示した模式図。

## 読み出しパッド

HypTPC の最下部には 5768 チャンネルの読み出しパッドがあり、GEM で増幅された信号を  $xz$  平面で検出する (図 2.10)。パッドはターゲットを中心とした同心円状に配置され、各パッドの大きさは、内側の 10 レイヤーでは長さ 9mm、幅 2.1 – 2.7mm、外側 22 レイヤーでは長さ 12.5mm、幅 2.3 – 2.4mm となっている。また、読み出しパッドに到達した信号の時間情報から  $y$  座標を算出することで、3次元での飛跡検出が可能となる。

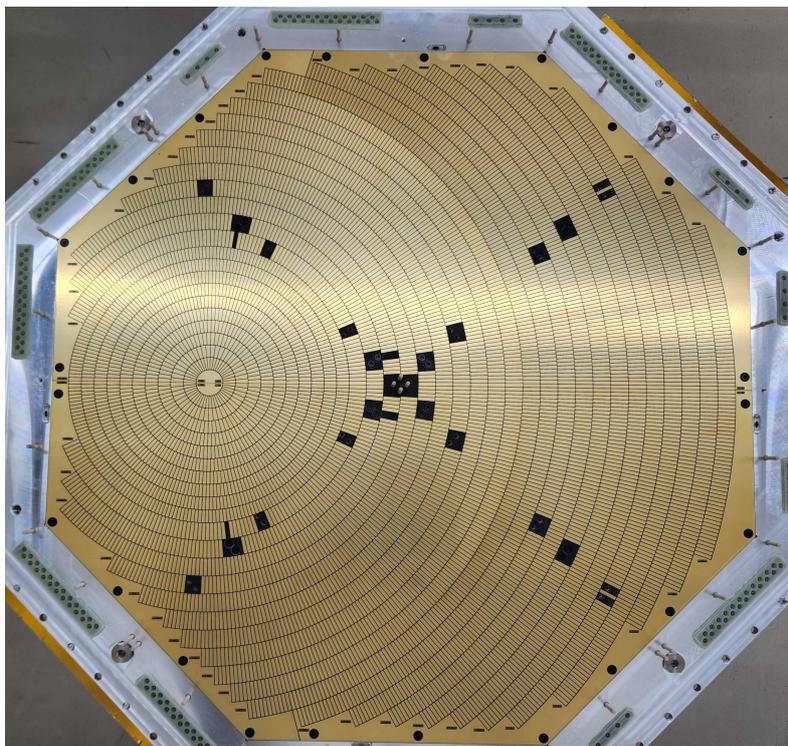


図 2.10: HypTPC の読み出しパッドの写真。パッドはターゲットを中心とした同心円状に配置されている。

### 2.3.3 Superconducting Hyperon Spectrometer (SHS) Magnet

HypTPC は、磁場中で使用する 3次元飛跡検出器であり、その磁場を生成するのが SHS Magnet である。SHS Magnet は半径 500 mm の円形コイル 2 つが 500 mm の間隔で配置された超伝導ヘルムホルツコイル型の双極電磁石であり、その基本スペックを表 2.2 に示している。E72 実験では、HypTPC を内部に設置した状態で 1 T の磁場をかけて運用する。

表 2.2: SHS マグネットの基本スペック [47]。

最大中心磁場	1.5 T
コイル直径	1000 mm
導体	$\phi$ 0.77 mm、Cu/SC=2.4、PVA 絶縁
冷却方式	2 台の GM 冷凍機による伝導冷却
巻き数 (設計値)	7400/コイル (78 × 96)
巻き数 (実際値)	7266(上) / 7264(下)
コイル長さ	23.4 km/コイル
動作電流 (設計値)	99.9 A
全インダクタンス (設計値)	103.1 H/コイル
	233.5 H (ヘルムホルツ、ヨークなし)
	251.6 H (ヘルムホルツ、ヨークあり)
全インダクタンス (実際の巻き数での計算値)	231.3 H (ヨークあり)
重量	10 t

### 2.3.4 Hyperon Time of Flight (HTOF)

HTOF は、HypTPC 内部で反応・崩壊した粒子の TOF を測定するためのシンチレーション検出器である。シンチレータには、時間応答が高速なプラスチックシンチレータ (EJ-232 [48]) を使用している。各シンチレータの全体の長さは 1000 mm で、中央部分の断面積は  $70 \times 10 \text{ mm}^2$  の形状をしている。一方、両端の 100 mm 部分は、シンチレータ自身にテーパ加工が施され、端面の断面積が  $35 \times 4 \text{ mm}^2$  となるようにしている。

各シンチレータは両側読み出し方式を採用しており、1つの面に対して  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  サイズの MPPC (S13360-3060PE) を 8 個使用して信号を検出する。図 2.11 (A) に示すように、HTOF は正八角形状に配列し、各辺に 4 つのセグメントを配置している。また、図 2.11 (B, C) に示すように、上流側にはビームが通過するためのビーム窓が空いている。HTOF 全体は 34 セグメントで構成され、HypTPC を取り囲む形で設置する。

HTOF の典型的な時間分解能は約 130 ps である [44]。

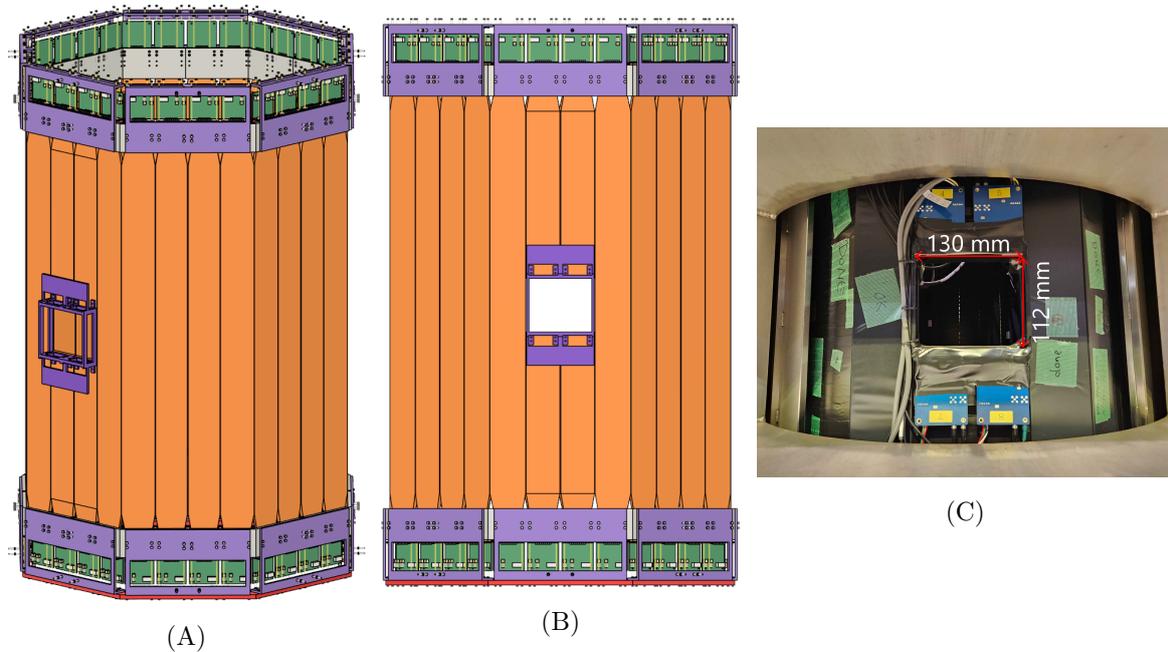


図 2.11: (A) HTOF 全体の 3 次元モデル図。(B) HTOF を上流側から見たモデル図。(C) 実際の上流側ビーム窓部分の写真。

### 2.3.5 T0 カウンター

T0 カウンターは、標的上流に設置するトリガーカウンターである。その構造は図 2.12 に示すように、複数のプラスチックシンチレータ (EJ-232) を横に並べた構造をしている。各シンチレータの厚さは 5 mm、面積は  $100 \times 14 \text{ mm}^2$  であり、合計 15 個のシンチレータを用いて有効検出面積を  $100 \times 210 \text{ mm}^2$  としている<sup>3)</sup>。各シンチレータの信号は両端から読み出しており、各端面に有感面積が  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  の MPPC(S13360-3050PE) を 3 つずつ配置する。T0 カウンターの典型的な時間分解能は 50 ps から 60 ps である [44]。

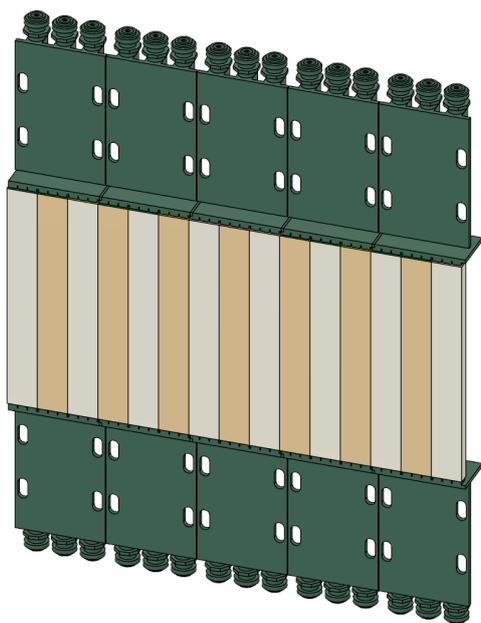


図 2.12: T0 カウンターの 3 次元モデル図。上下には信号読み出し用の MPPC ボードが設置され、中央のセグメント化された部分がシンチレータである。

<sup>3)</sup>E72 実験では T0 カウンターは beam definition counter (DEF) も兼ねるため、ビームプロファイルやターゲットサイズなどを考慮して、使用するセグメント数を調整する予定である。

### 2.3.6 Beam Aerogel cherenkov Counter (BAC)

E72 実験では、 $\pi/K$  比が約 7 のビームを使用する。そのため、ビーム中に混入している  $\pi^-$  粒子を識別し、トリガーレベルで除去する必要がある。その役割を担うのが閾値型のチェレンコフ検出器 BAC である。

BAC では、面積が  $115 \times 115 \text{ mm}^2$  で、厚みが 10 mm、屈折率が  $n = 1.115$  のシリカエアロゲルをラディエータとして使用する。この屈折率の場合、図 2.13 に示すように、E72 実験のビーム運動量範囲では  $\pi$  粒子はチェレンコフ光を発する一方で、 $K$  粒子は発しない。したがって、BAC を用いて  $\pi^-$  粒子を識別し、トリガーレベルで除去することができる。

BAC の構造は図 2.14 (A) のように、エアロゲルは最大で 3 層まで設置可能な設計としている。ラディエータで発生したチェレンコフ光は、パラボラ型のアルミマイラーの反射材によって集光され、上部に配置された MPPC (S13361-6050AE-04) に入射する。MPPC は図 2.14 (C) のような  $4 \times 4$  のアレイ構造となっており、有感面積が  $24 \times 24 \text{ mm}^2$  である。MPPC ボードは上部に 4 チャンネルあり、それぞれで信号を読み出す。

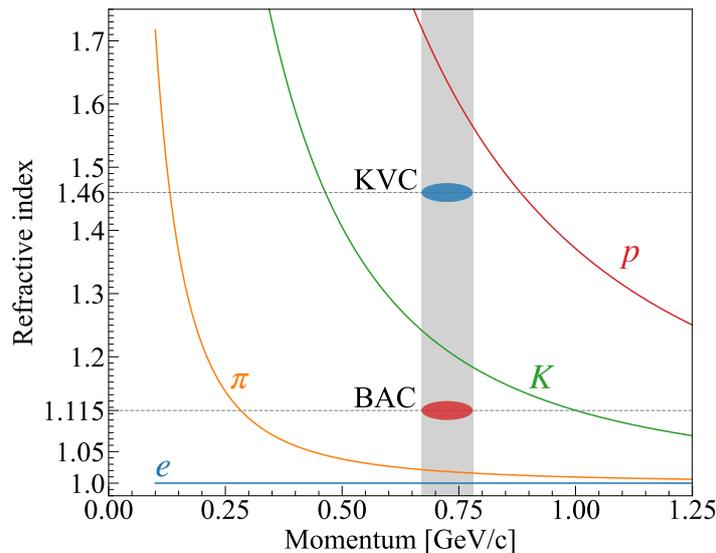


図 2.13: 各粒子ごとの屈折率 ( $= 1/\beta$ ) のプロット。本実験のビーム運動量領域をグレーで示している。また、BAC と KVC の屈折率及び注目する運動量に対応する部分には点を打っている。

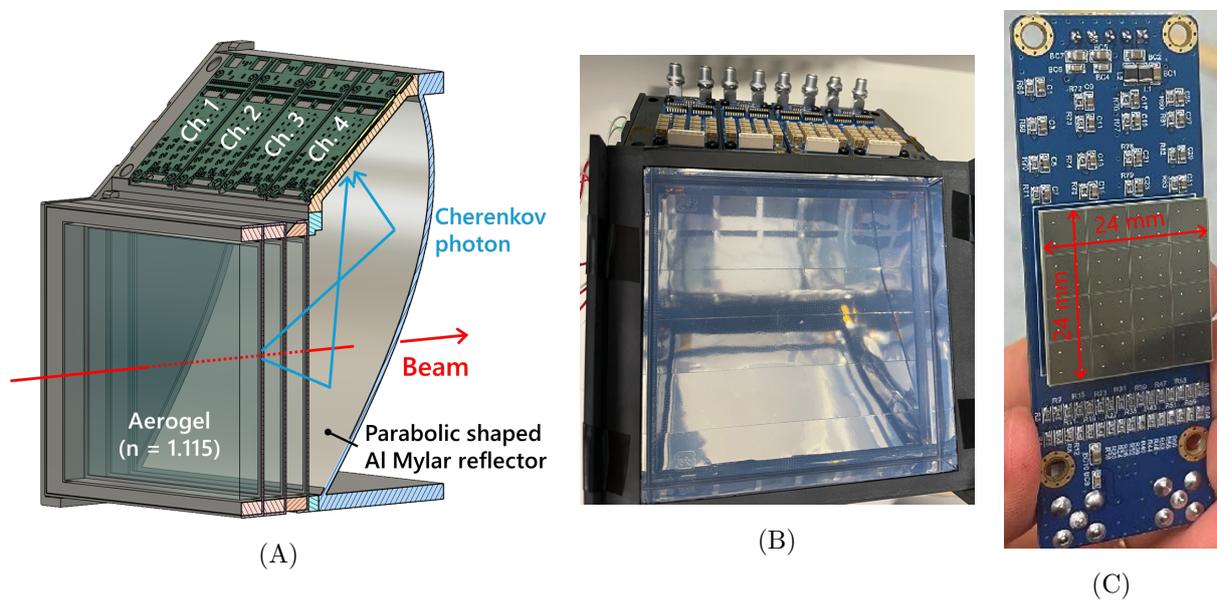


図 2.14: (A) BAC の模式図。(B) BAC のラディエータ部分の写真。(C) BAC の信号読み出しに用いる MPPC ボードの写真。

### 2.3.7 Kaon beam Veto cherenkov Counter (KVC)

E72 実験では、照射したビームのすべてが液体水素標的と反応するわけではない。反応しなかったビームイベントをトリガーレベルで除去するために、HypTPC の下流に KVC を設置する。

KVC はラディエータとして屈折率 1.46 の石英ガラスを使用しており、図 2.13 に示すように、ビーム中の  $\pi^-$  粒子や  $K^-$  粒子が入射した際にチェレンコフ光を発生する。したがって、KVC をトリガーに組み込むことによって標的で反応しなかったイベントを識別し、除去できる。

KVC では、面積が  $120 \times 26 \text{ mm}^2$  で、厚みが 10 mm または 20 mm の石英ガラスを 4 つ用いる。E72 実験では、2 つ分の KVC を使用し、その有効検出面積を  $120 \times 208 \text{ mm}^2$  とする。それぞれの石英ガラスには、図 2.15 (B) に示すようにテフロンシートを巻き付け、チェレンコフ光を乱反射させる構造としている。また、セグメント間のクロストークを防ぐためにブラックテープを間に貼り付けている。図 2.15 (A) に示すように、発生したチェレンコフ光は乱反射により MPPC (S13360-6050VE) へ集光される。その後、各セグメントで集光されたチェレンコフ光は上下に配置された MPPC ボードで読み出される (図 2.15 (C))。

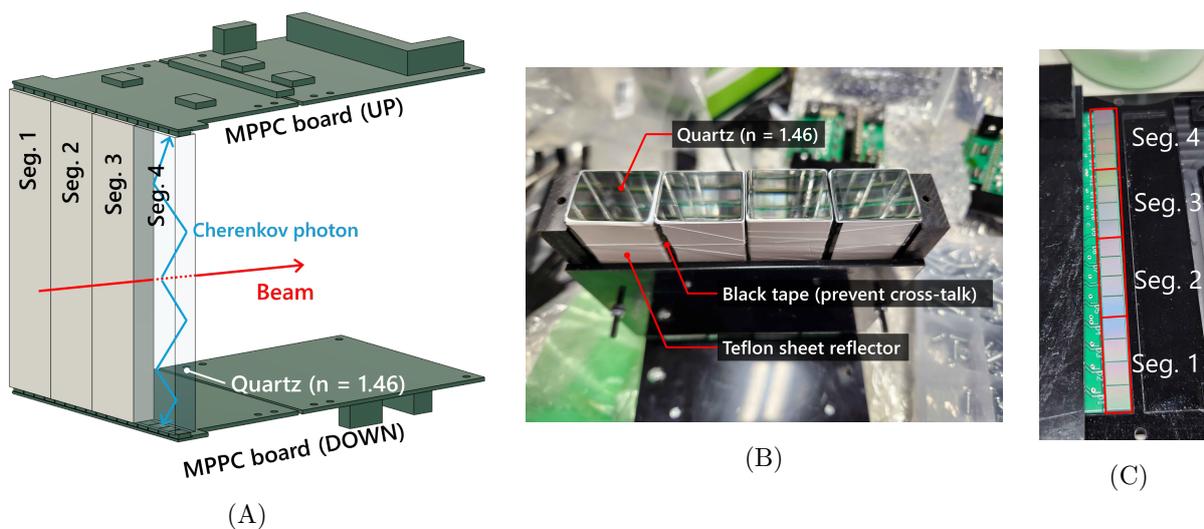


図 2.15: (A) KVC の模式図。(B) KVC のラディエータ部分の写真。(C) KVC で使用する MPPC ボードの写真。1 つのセグメントには上下に 4 つの MPPC が配置されている。

## 第3章 E72 実験に向けた検出器開発と性能評価試験

本章では、E72 実験に向けた検出器開発及び性能評価試験について述べる。前半では、HypTPC の液体水素標的用のターゲットホルダーの新規製作やガスベッセルの改造といった改良内容を説明し、改造後の HypTPC 内部のガス純度に関する評価について説明する。

後半では、KEK PF-AR での電子ビームを用いた BAC 及び KVC の性能評価試験について述べる。検出器の設置及び実験条件を説明し、測定された検出効率や光量の結果を示すとともに、今回の測定結果に基づいた E72 実験におけるトリガーレートの見積もりについて説明する。

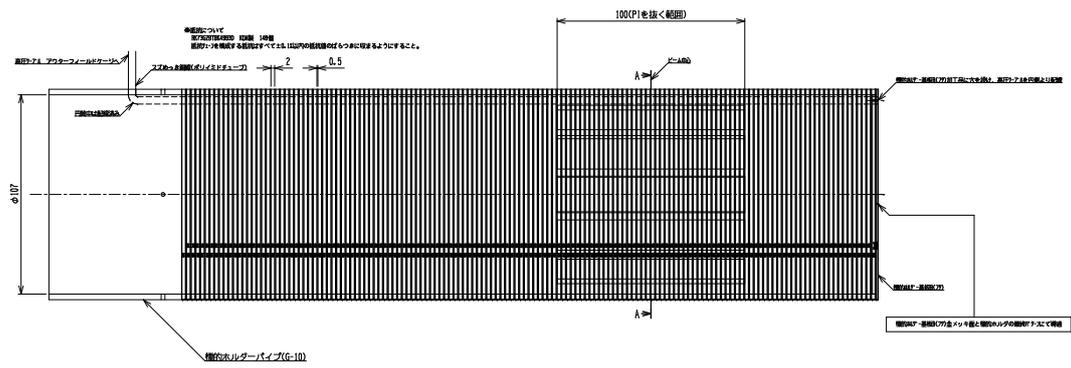
### 3.1 E72 実験に向けた HypTPC の改造

HypTPC の構造については 2.3.2 章の部分で述べた。本節では、J-PARC E72 実験に向けて行った HypTPC 改造の詳細について説明する。

#### 3.1.1 E72 実験用のターゲットホルダーの製作

2020 年に実施された HypTPC を用いた H ダイバリオン探索実験 (J-PARC E42) では、固体標的を使用した。一方、E72 実験では直径 80 mm の液体水素標的を使用するため、新たに液体水素標的用のターゲットホルダーを製作した。

E72 実験用ターゲットホルダーは、液体水素標的を外部から挿入可能な内径 107 mm の円筒形構造で設計した (図 3.1, 3.2)。基本フレームは G-10 素材で作られており、HypTPC 内部の同様電場を乱さないように、表面にはフィールドケージと同様にフィールドストリップとチップ抵抗が取り付けられている。また、ビーム通過部分は G-10 フレームを取り除き、代わりに内側からアルミマイラーを貼り付ける構造とした。

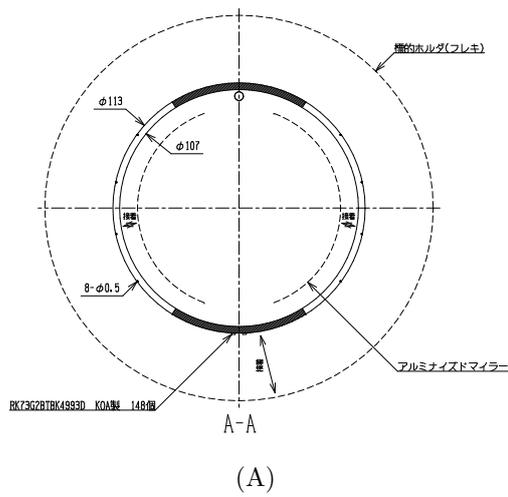


(A)

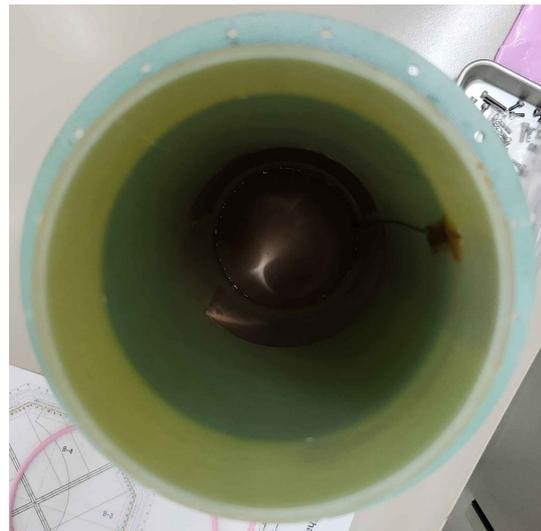


(B)

図 3.1: (A) E72 実験用ターゲットホルダーの図面。(B) 実際の写真。



(A)



(B)

図 3.2: (A) E72 実験用ターゲットホルダーの図面。(B) 実際の写真。

### 3.1.2 ガスベッセルの改造

E72 実験のためのターゲットホルダーの新規製作に加えて、HypTPC 内部のガス気密性を確保するためのガスベッセルの改造も行った。HypTPC は周囲を取り囲む HTOF と一緒に使用されるが、これまでのガスベッセルではアルミ製のフレームの幅が広いため、一部の粒子が HTOF に到達する前にフレーム内部で止まってしまい、イベント損失が発生していた。この問題を解決するため、ガスベッセルのフレーム幅を狭くする改造を行った。

改造前後のガスベッセルは図 3.3 と図 3.4 に示す通りである。左右のフレーム幅は 49.58 mm から 12 mm に、上下の幅は 50 mm から 35 mm に短縮された。一方で、HypTPC をクレーンで吊り上げる際の耐久性を確保するため、フレームの厚みは 3 mm から 10 mm に増加している。

この改造により、1 つの面における面全体に対するフレーム部分の面積が占める割合は、約 51% から約 19% へと大幅に減少した。また、図 3.5 から、改造前のフレームは八角形の頂点に位置する HTOF セグメントを覆っていたのに対し、改造後のガスベッセルでは、フレームと HTOF の重なりがほとんどなくなっていることがわかる。

改造の利点として、フレームの物質量が減少し、イベント損失が低減される点が挙げられる。一方で、窓部分が広がったことによる気密性の低下が懸念される。この問題に対処するため、HypTPC 内部のガス純度の定量的な評価を行った。次章でこの評価の詳細を述べる。

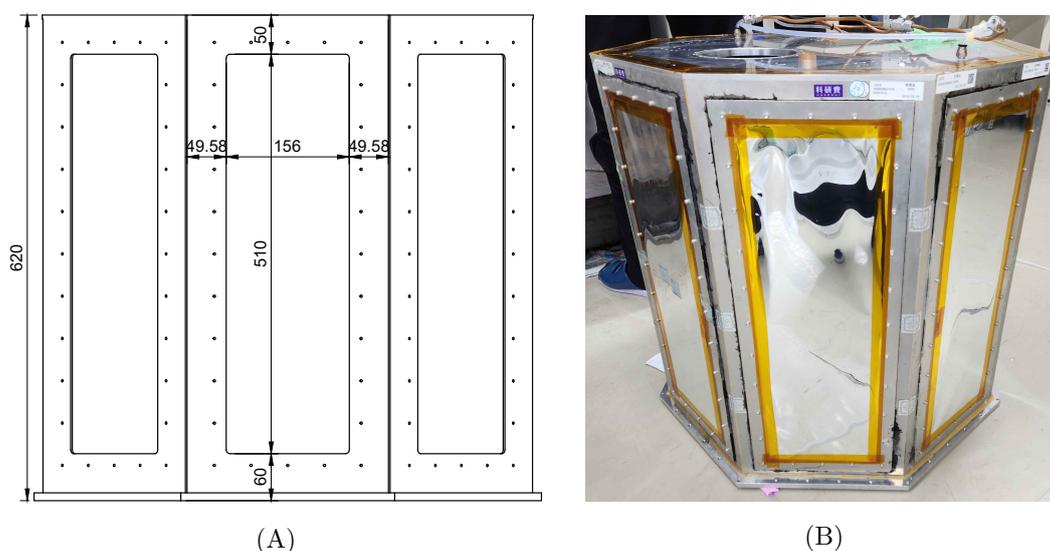
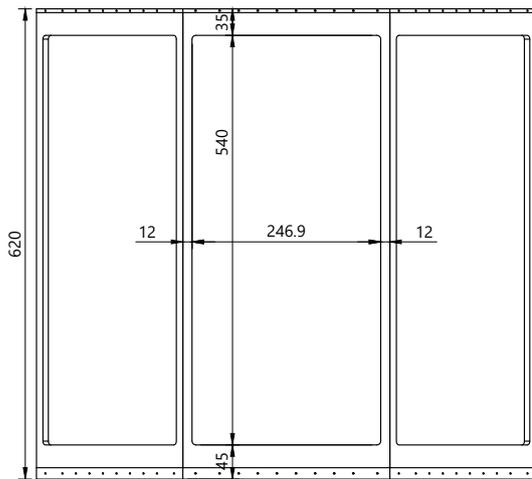


図 3.3: (A) 改造前のガスベッセルの図面。(B) 改造前のガスベッセルの写真。

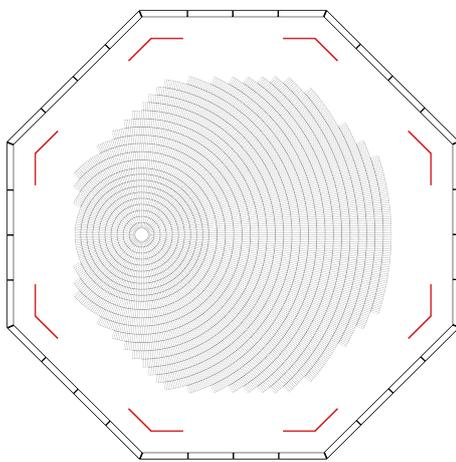


(A)

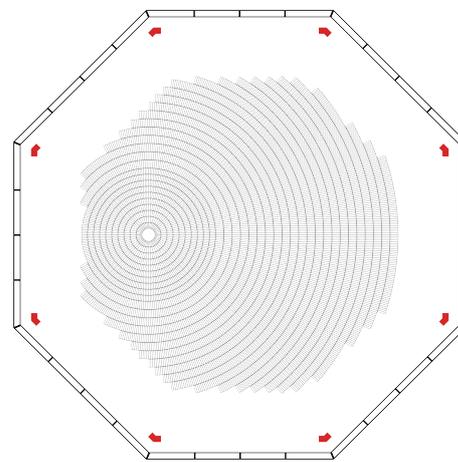


(B)

図 3.4: (A) 改造したガスベッセルの図面。(B) 改造後のガスベッセルの写真。正面の鏡のように反射している部分がアルミマイラー窓で、他の面には保護シールドが取り付けられている。実験中は保護シールドを外して使用する。



(A)



(B)

図 3.5: 改造前後のガスベッセルフレーム幅の比較。中心に見えるのが HypTPC の読み出しパッドで、一番外側の取り囲むように配置されているものが HTOF である。ガスベッセルのフレームは赤く塗りつぶして表示している。(A) 改造前のフレーム。HTOF の一部がフレームで隠れてしまっている。(B) 改造後のフレーム。HTOF とフレームの重なりが大幅に減少している。

### 3.1.3 空気の混入を考慮したガス純度の数理モデル

ガス検出器の性能を左右する重要な要素の1つに検出器内部のガス純度がある。HypTPCではP10ガスを使用し、内部の酸素濃度と水分濃度を常にモニタリングしている。特に、信号増幅部にGEMを採用しているHypTPCは以下のような点に注意が必要である：

- 酸素濃度が高いとGEMのゲインが指数関数的に減少する [49]。
- 水分濃度が高いとゲイン低下に加え、スパーク発生頻度が増加する傾向がある [50]。

したがって、HypTPC内部への酸素や水分の漏れ込みを最小限に抑えることが重要となる。

HypTPCには直接中間子ビームを照射するため、ガスベッセルの骨組み以外は薄いアルミマイラーで覆われている。フレームなどの厚い金属部分は気密性が高いが、薄いアルミマイラー窓からの空気の漏れ込みは避けられない。そこで、図3.6に示す数理モデルを基に、ガス気密性の評価を行った。

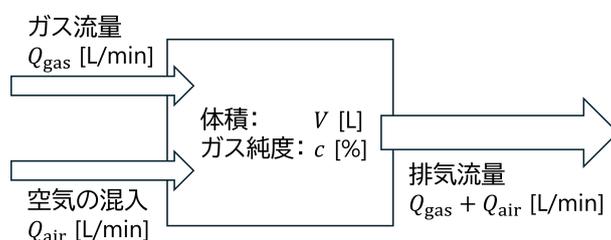


図 3.6: 空気の混入を考慮したガス純度の数理モデル

図 3.6 の数理モデルを用いて、ガス純度  $c$  の時間変化を求める。時間  $dt$  の間にガス純度が  $dc$  だけ変化する場合、次式が成立する：

$$Vdc = \underbrace{Q_{\text{gas}}dt}_{\text{供給ガスの流入量}} - \underbrace{c(Q_{\text{gas}} + Q_{\text{air}})dt}_{\text{排気量}}. \quad (3.1.1)$$

ここで、上記のモデルでは、ガスが瞬時に混合し、非圧縮的であると仮定している。この式を純度  $c$  について解くと、以下の式が得られる：

$$c(t) = \frac{Q_{\text{gas}}}{Q_{\text{gas}} + Q_{\text{air}}} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{Q_{\text{gas}} + Q_{\text{air}}}{V}t + A\right) \right\} \quad (A \text{ は積分定数}). \quad (3.1.2)$$

初期条件  $t = 0$  では置換が始まっていないため、 $c(0) = 0$  となる。この条件を適用すると、積分定数  $A$  は 0 となる。完全置換後 ( $t \rightarrow \infty$ ) のガス純度は次のように表される：

$$c(t = \infty) = \frac{Q_{\text{gas}}}{Q_{\text{gas}} + Q_{\text{air}}}. \quad (3.1.3)$$

したがって、ガス不純度は次式で表される：

$$1 - c(t = \infty) = \frac{Q_{\text{air}}}{Q_{\text{gas}} + Q_{\text{air}}}. \quad (3.1.4)$$

### 3.1.4 HypTPC の空気の漏れ込み流量の見積もり

数理モデルから導出した完全置換後のガス不純度を表す式 (3.1.4) を用いて、改造前後のガスベッセルにおける HypTPC の空気の漏れ込み流量  $Q_{\text{air}}$  を見積もる。HypTPC は最大 1.7L/min の P10 ガス流量で運用する。改造前のガスベッセルを用いて行われた J-PARC E42 実験における酸素と水分の不純度はそれぞれ  $\text{O}_2$ : 84 ppm,  $\text{H}_2\text{O}$ : 53 ppm であった [44]。一方、改造後のガスベッセルを使った場合では、1.0L/min の流量時に  $\text{O}_2$ : 34 ppm,  $\text{H}_2\text{O}$ : 321 ppm の不純度であった。

これらの値を式 (3.1.4) に代入して漏れ込み流量  $Q_{\text{air}}$  を求めると以下のようになる：

$$\text{改造前} \quad \begin{cases} Q_{\text{O}_2} \sim 0.14 \text{ mL/min} \\ Q_{\text{H}_2\text{O}} \sim 0.09 \text{ mL/min} \end{cases} \quad (3.1.5)$$

$$\text{改造後} \quad \begin{cases} Q_{\text{O}_2} \sim 0.034 \text{ mL/min} \\ Q_{\text{H}_2\text{O}} \sim 0.32 \text{ mL/min} \end{cases} \quad (3.1.6)$$

この結果から、水分の漏れ込み流量は約 3.5 倍悪化した一方で、酸素の漏れ込み流量は約 4 倍改善したことが分かる。E72 実験では E42 実験と同等以上のガス純度が求められる。そのため水分の漏れ込みを改善するために、ガスベッセルの窓部分にアルミマイラーをもう 1 枚貼り、2 層構造にする追加加工を施した。追加加工後に 1.75 L/min の流量で再測定した結果、 $\text{O}_2$ : 9 ppm,  $\text{H}_2\text{O}$ : 66 ppm の不純度となった。対応する漏れ込み流量は以下の通りである：

$$\text{追加加工後} \quad \begin{cases} Q_{\text{O}_2} \sim 0.016 \text{ mL/min} \\ Q_{\text{H}_2\text{O}} \sim 0.12 \text{ mL/min} \end{cases} \quad (3.1.7)$$

アルミマイラーの追加により、1 層構造のときに比べて酸素の漏れ込み流量は約 2 倍、水分の漏れ込み流量は 2-3 倍改善し、E42 実験と同等程度のガス純度となった。これらの結果を異なる条件での測定結果と併せて表 3.1 にまとめた。表中の「New Gas Vessel」において「1-layer」はアルミマイラー 1 層構造、「2-layer」は追加加工後の 2 層構造を指す。

表 3.1: ガスベッセルの違いによる HypTPC 内部のガス不純度及び漏れ込み流量の比較。New Gas Vessel での「1-layer」はアルミマイラー 1 層構造、「2-layer」は追加工後の 2 層構造を指す。

	Old Gas Vessel		New Gas Vessel		
	J-PARC E42		1-layer	2-layer	2-layer
Flow rate [L/min]	0.8	1.7	1.0	1.0	1.75
Oxygen [ppm]	—	84	34	38	9
$Q_{O_2}$ [mL/min]	—	0.14	0.034	0.038	0.016
Moisture [ppm]	~ 100	53	321	156	66
$Q_{H_2O}$ [mL/min]	0.080	0.090	0.32	0.16	0.12

### 得られた結果に対する考察

ガスベッセルの改造により酸素の漏れ込みは改善した一方で、水分の漏れ込みが悪化した理由を考察する。食品包装の研究におけるガスバリア性に関する文献 [51] では、包装素材に依らず水分の透過係数が酸素の透過係数よりも 2-3 桁高いことを示しており、酸素に比べて水分の気密性を向上させることが難しいことを示唆している。

今回のガスベッセル改造によるガスコンディションへの影響は、以下の 2 つの要因に起因すると考えられる：

- (1). 改造によるガスベッセル全体の気密性向上
- (2). 窓面積の増加による気密性の悪化

酸素の漏れ込みの場合、(2) による気密性悪化の影響が小さかったため、(1) の気密性向上の効果が顕著に現れたと考えられる。一方、水分の漏れ込みの場合は、酸素に比べて気密性を向上させることが難しい特性から、(2) の気密性悪化の影響が大きく、(1) の効果を上回り、全体として水分の気密性が悪化したと考えられる。このような理由から、ガスベッセルの改造により酸素の漏れ込みは改善した一方で、水分の漏れ込みは悪化したのだと考えられる。

最後に、今回見積もった漏れ込み流量が妥当であるかどうかを評価する。文献 [52] では、50  $\mu\text{m}$  厚のポリエチレンテレフタレートフィルムの表面にさまざまな素材をコーティングした場合の水分透過率 (WVTR) を評価している。アルミニウムを 55 nm 厚で蒸着した時の WVTR は  $3.05 \pm 0.78 \text{ g}/(\text{m}^2 \cdot \text{day})$  と測定されている。ただし、この測定は温度が 38  $^{\circ}\text{C}$  で相対湿度が 100% という非常に多湿な環境下で行われていることに注意が必要である。

HypTPC のガスベッセルで使用しているアルミマイラー [53] は、厚みが数十  $\mu\text{m}$  程度で、片面にアルミニウムが 10-50 nm の厚みで蒸着されており、文献 [52] の素材とほぼ同等とみなせる。改造後のガスベッセルにおけるアルミマイラー 1 層構造の場合での WVTR を計算すると、

以下の結果が得られる：

$$\text{WVTR} = \left(0.32 \times 10^{-3} \times 60 \times 24\right) [\text{L/day}] \times \frac{18}{22.4} [\text{g/L}] \times \frac{1}{1.07} [\text{m}^{-2}] \quad (3.1.8)$$

$$\sim 0.35 [\text{g}/(\text{m}^2 \cdot \text{day})]. \quad (3.1.9)$$

この時、 $1.07 \text{ m}^2$  は、8面全てのアルミマイラー窓の合計面積である。

計算で得られた値は文献値と比較して約1桁小さいが、文献での測定条件が相対湿度100%という多湿環境であったことを考慮すれば、今回の条件下で得られた値が小さいことは説明がつく。

以上のように、数理モデルを用いた HypTPC の酸素と水分の漏れ込み流量を見積もり、E42 実験と同等以上のガス純度を達成できていることを確認した。また、この数理モデルの妥当性についても、文献 [52] との比較から評価を行った。

## 3.2 KEK PF-AR での BAC 検出器及び KVC 検出器の性能評価試験

KEK PF-AR のテストビームラインにおいて、2.01 GeV/c の電子ビームを使用して、チェレンコフ検出器である BAC 及び KVC の性能評価試験を行った。このテストビームラインでは、運動量が 1-5 GeV/c 程度の電子ビームを利用可能であり、ビームレートは運動量が 3 GeV/c のときに約 1.5 kHz となっている。また、ビームサイズは水平方向及び垂直方向が共に約 8 mm である。詳細については文献 [54] やホームページ [55] を参照されたい。

### 3.2.1 実験セットアップ

検出器のセットアップを図 3.7 に示す。上下左右に可動な台の上に BAC 及び KVC を設置し、その前後に 2 つずつトリガーカウンターを設置した。ただし、トリガーカウンターはチェレンコフ検出器を置いた台とは異なる台に設置した。

なお、図 3.7 に示されている SAC は、 $\Sigma N$  カスプの精密分光実験 (J-PARC E90 実験) のためのチェレンコフ検出器であり、ここでは取り上げないこととする。

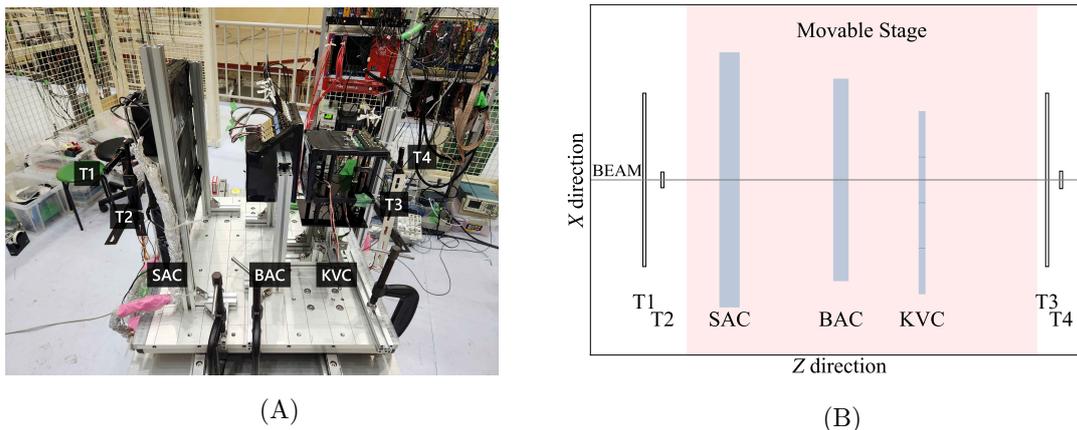


図 3.7: (A) 実験セットアップの写真。性能評価対象の検出器 (BAC, KVC) は、上下左右に可動な台の上に設置した。その前後にはビームの通過を確認するためのトリガーカウンター (T1, T2, T3, T4) を配置した。(B) 各検出器の配置を上方から見た模式図。チェレンコフ検出器については、ラディエータ部分のみを描画している。

検出器の位置依存性を評価するために、図 3.8 (A) に示すように細かいステップで可動な台を動かして、ビーム照射試験を行った。このとき、図 3.8 (B) に示すようにトリガーカウンターを交差するように設置し、ビームが検出器のどの位置に当たったかを特定できるようにした。

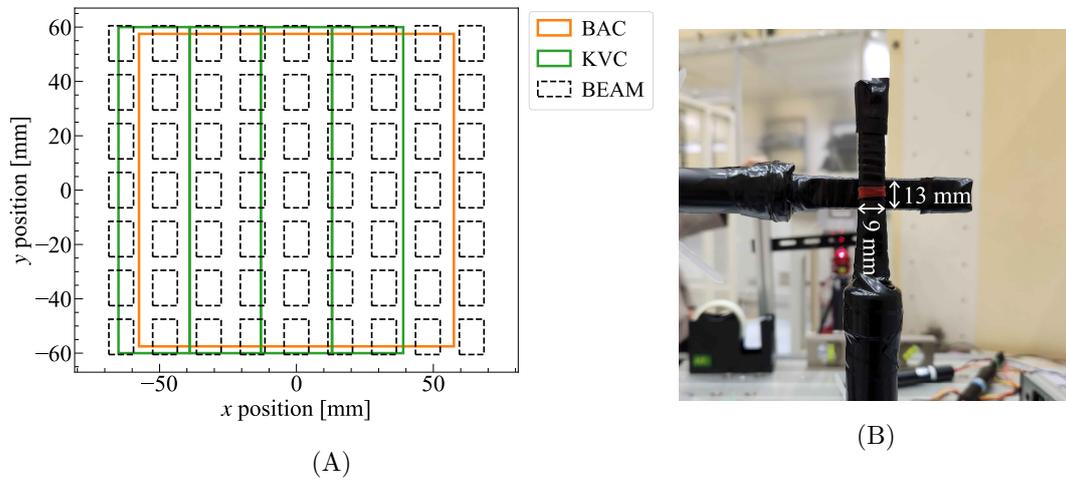


図 3.8: (A) BAC 及び KVC のラディエータのサイズとビーム照射位置を示した図。この図は、2種類の測定条件のうち、後述する条件 1 に対応するセットアップを表している。(B) トリガーカウンターの写真。2つのトリガーカウンターを組み合わせることでビームのサイズと位置を限定している。

### 3.2.2 測定条件

試験では以下の2種類の条件で測定を行った。

**条件1:** BAC: エアロゲル3層構造、KVC: 1cm厚の石英ガラス

**条件2:** BAC: エアロゲル2層構造、KVC: 2cm厚の石英ガラス

図3.9 (A, B) に、BACの条件1と条件2における横断面の構造を示す。条件1と2で、左側の水色で表現したエアロゲルの層数が異なることがわかる。図3.9 (C, D) に示すKVCでは、条件1と条件2で石英ガラスの厚みが異なっている。また、条件2では2cm厚にした石英ガラスの端面をMPPCで覆うために、MPPCボードを上下それぞれで2枚ずつ使用し、読み出す信号の数が2倍に増加している。

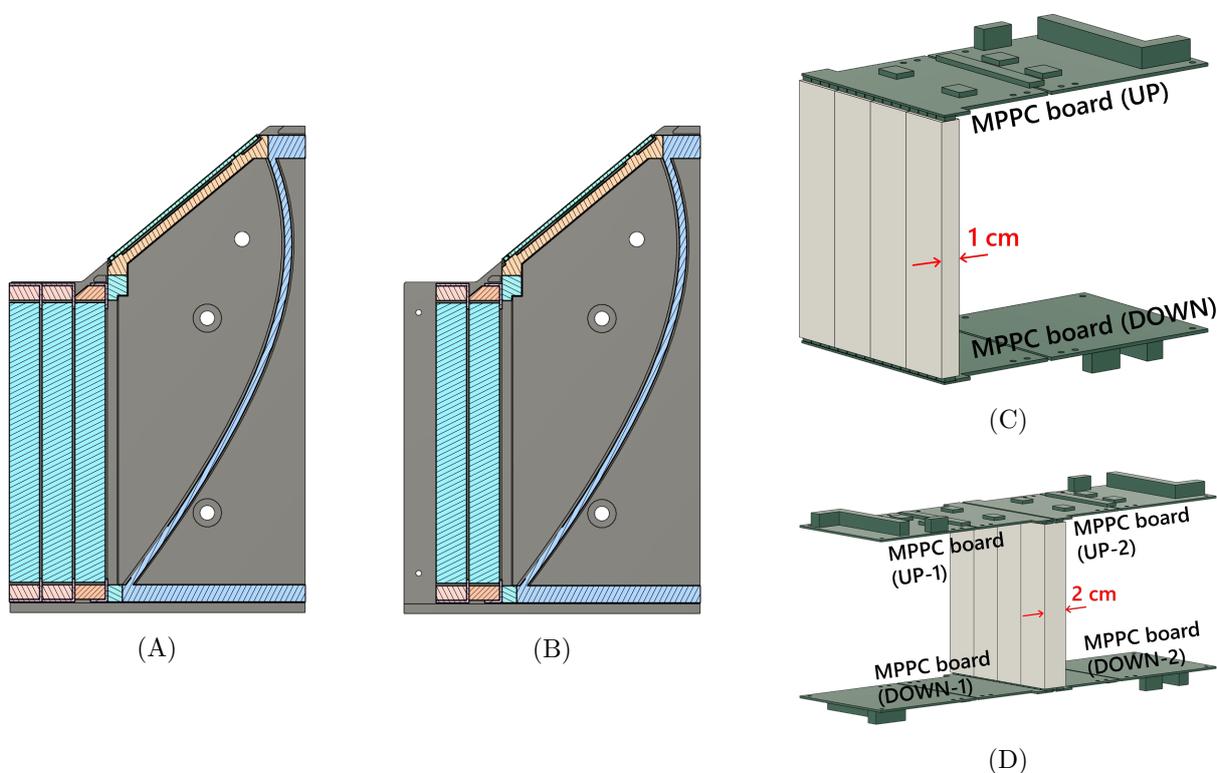


図3.9: (A) 条件1でのBACの横断面図。水色の部分はラディエータであるエアロゲルを表しており、3層構造となっている。(B) 条件2でのBACの横断面図。エアロゲルは2層構造となっている。(C) 条件1でのKVCの模式図。中央に配置された白色の部分はラディエータである石英ガラスで、厚さは1cmとなっている。上下についた緑色の部分はMPPC読み出しボードである。(D) 条件2でのKVCの模式図。石英ガラスの厚さは2cmになっており、MPPC読み出しボードの数も倍になっている。

### 3.2.3 回路構成

ビーム試験時における、回路構成を図 3.10 に示す。また、データ収集のためのトリガー信号として、 $(T1 \times T2 \times T3 \times T4)$  のコインシデンス信号を用いた。

BAC 及び KVC における回路構成の詳細は以下の通りである。

- BAC における回路は図 3.10 (B) に示しており、測定条件 1 及び条件 2 の両方で共通して使用した。
- 条件 1 における 1 cm 厚の KVC の回路構成を図 3.10 (C) に示している。ADC モジュールのチャンネル数の制約のため、個別の ADC についてはセグメント 2 及びセグメント 3 の UP と DOWN のみを取得した。
- 条件 2 における 2 cm 厚の KVC の回路構成を図 3.10 (D) に示している。ADC モジュールのチャンネル数の制約により、個別の ADC についてはセグメント 2 の UP と DOWN の 2 チャンネルずつのみを取得した。

表 3.2 は、各検出器で取得した ADC 及び TDC データの一覧をまとめたものである。表 3.2 の BAC の SUM は、ch. 1 から ch. 4 の信号を合成したものであり、KVC の SUM は、それぞれのセグメントにおける UP 及び DOWN の信号を合成したものである。

表 3.2: 各検出器で測定した ADC 及び TDC データの概要。

	ADC	TDC
Trigger Counter	T1, T2, T3, T4	T1, T2, T3, T4
BAC (2, 3-layer)	ch. 1, ch. 2, ch. 3, ch. 4, SUM	SUM
KVC (1 cm)	seg. 2U, seg. 2D, seg. 3U, seg. 3D, SUM 1, SUM 2, SUM 3, SUM 4	SUM 1, SUM 2, SUM 3, SUM 4
KVC (2 cm)	seg. 2U-1, seg. 2U-2, seg. 2D-1, seg. 2D-2, SUM 1, SUM 2, SUM 3, SUM 4	SUM 1, SUM 2, SUM 3, SUM 4

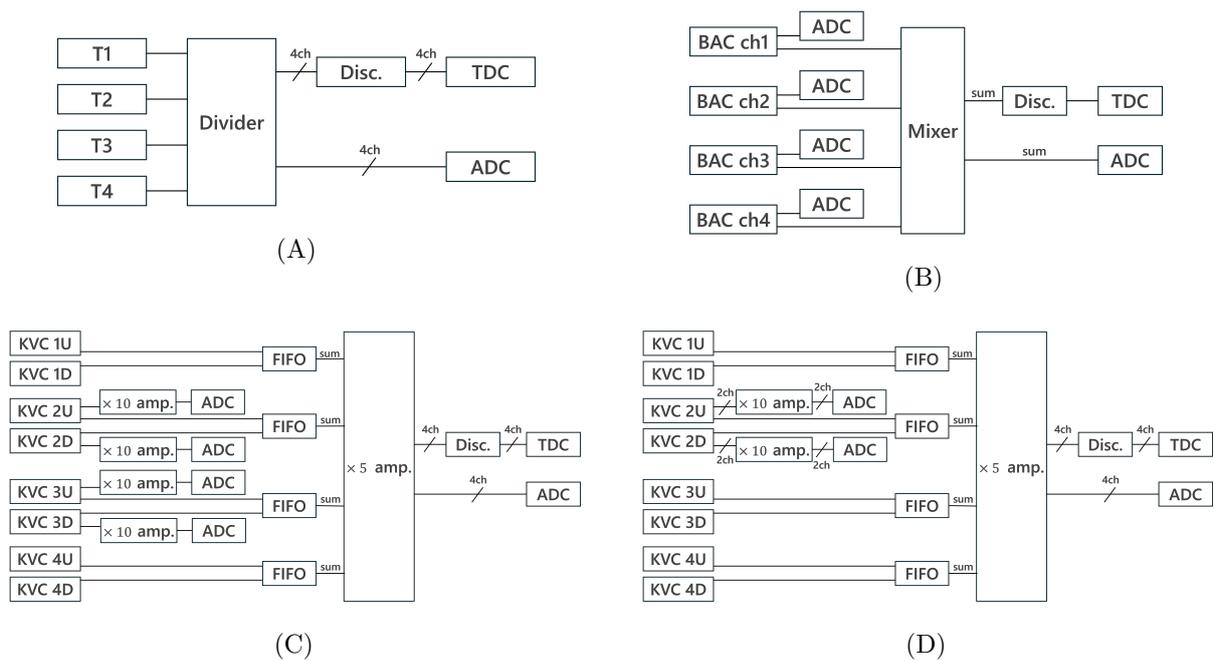


図 3.10: (A) トリガーカウンターの回路構成の模式図。(B) BAC の回路構成の模式図。測定条件 1 及び 2 で共通して使用した。(C) 条件 1 の KVC (1 cm 厚) で使用した回路構成の模式図。ADC モジュールの制約により、セグメント 2 及びセグメント 3 の UP と DOWN の信号でのみ個別の ADC 情報を取得した。(D) 条件 2 の KVC (2 cm 厚) で使用した回路構成の模式図。ADC モジュールの制約により、セグメント 2 の UP の 2 チャンネルと DOWN の 2 チャンネルでのみ個別の ADC 情報を取得した。

### 3.2.4 MPPC への印加電圧とディスクリミネータ閾値の調整

ビーム試験のはじめに、MPPC に印加する電圧値 (HV) とディスクリミネータの閾値 ( $V_{th}$ ) の調整を行った。BAC では型番が S13361-6050AE-04 の MPPC を、KVC では S13360-6050VE の MPPC を使用している。これらの MPPC の Breakdown Voltage は共に 53 V である。

HV については、56, 57, 58 V の 3 種類の条件を設定し、 $V_{th}$  については、BAC と KVC それぞれで 5 種類の条件を設定した。以上の計 15 条件で測定を行った。KVC に関しては、4 つあるセグメントのうち、1 cm 厚では Seg. 3 (図 3.8 の KVC で左から 3 番目) を、2 cm 厚では Seg. 2 (左から 2 番目) を使用して評価を行った。

各条件ごとに、検出効率とノイズ混入率をそれぞれ調べた結果、BAC では図 3.11、KVC では図 3.12 のようになった。ノイズ混入率が低く、高い検出効率が得られている条件を選んだところ表 3.3 のような結果となった。ただし、2 cm 厚の KVC では光量が大きく、HV = 58 V の条件で ADC 値が飽和したため、56 V を採用した。なお、ディスクリミネータの閾値を mV 単位から光電子数 ( $N_{p.e.}$ ) 単位に換算する方法については付録 A.1 で説明している。

また、図 3.11, 3.12 に示すノイズ混入率の結果から、BAC ではエアロゲルの層数が異なってもノイズ状況にほとんど変化がないことがわかった。一方、KVC では石英ガラスが 1 cm 厚と 2 cm 厚の場合で、ノイズ混入率が約 5 倍悪化していることがわかった。これは、読み出しに使用した MPPC の数を 2 倍に増やしたことが原因であると考えられる。

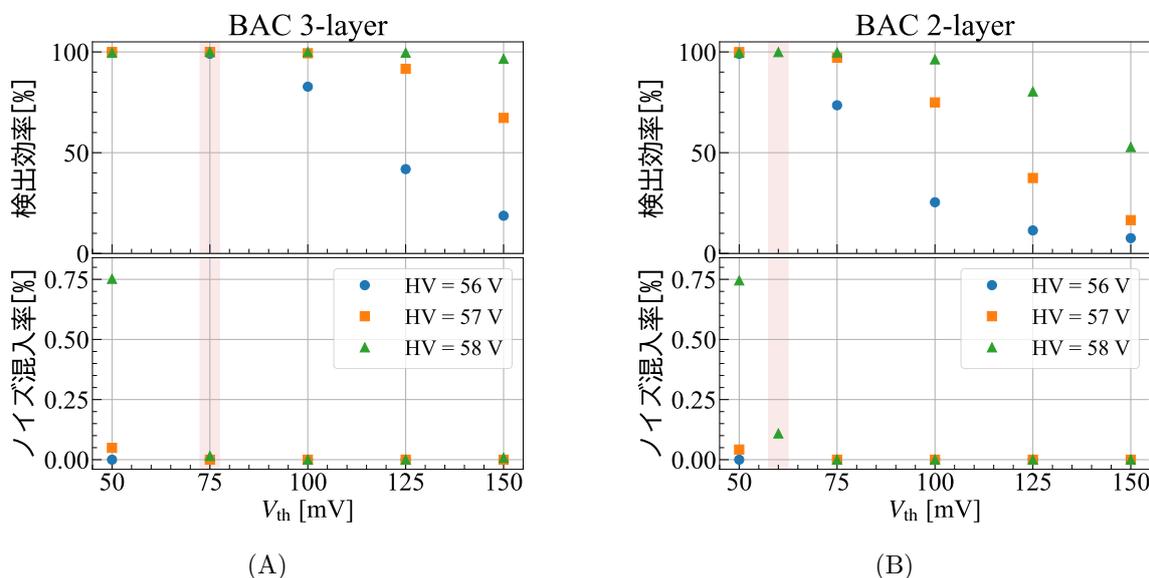


図 3.11: BAC の (A) 条件 1 の場合 (3 層構造) と (B) 条件 2 の場合 (2 層構造) での検出効率とノイズ混入率の測定結果。上のパネルが検出効率を表し、下のパネルがノイズ混入率を表している。条件 2 では、追加で  $V_{th} = 60$  mV の条件も調べている。ディスクリミネータの閾値は赤く強調した条件に決めた。

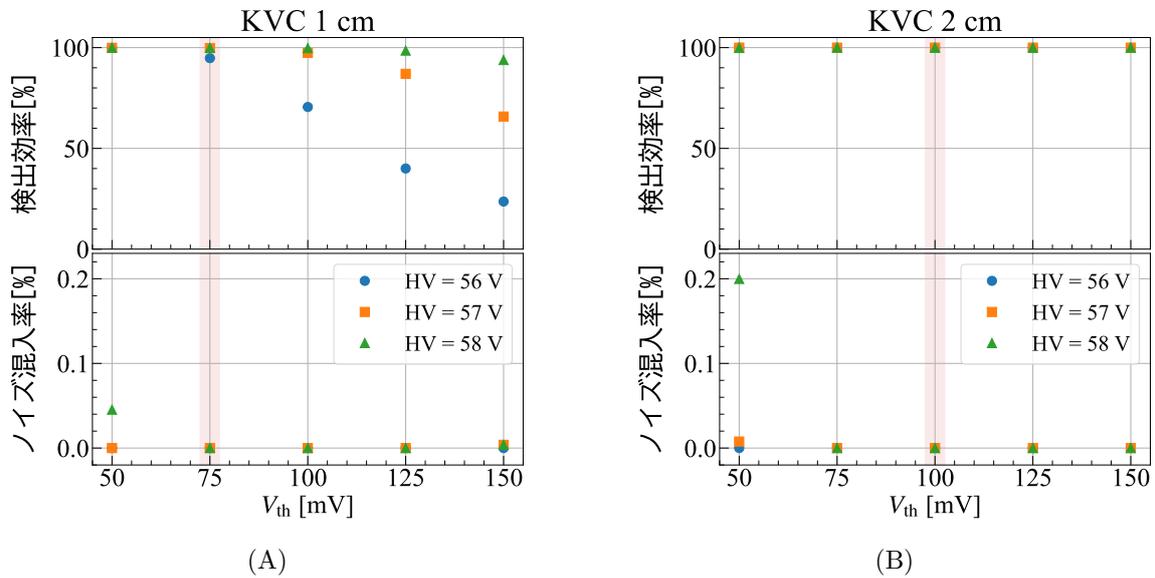


図 3.12: KVC の (A) 条件 1 の場合 (1 cm 厚) と (B) 条件 2 の場合 (2 cm 厚) での検出効率とノイズ混入率の測定結果。上のパネルが検出効率を表し、下のパネルがノイズ混入率を表している。ディスクリミネータの閾値は赤く強調した条件に決めた。

表 3.3: BAC 及び KVC の HV 及び閾値の最適条件。この条件で後述の位置依存性の評価試験を行った。ディスクリミネータの閾値電圧に関しては、単位を  $N_{p.e.}$  に換算した値も併記している。

	BAC			KVC		
	Aerogel layer	HV	$V_{th}$	Quartz thickness	HV	$V_{th}$
条件 1	3-layer	58 V	75 mV ( $\sim 20 N_{p.e.}$ )	1 cm	58 V	75 mV ( $\sim 20 N_{p.e.}$ )
条件 2	2-layer	58 V	60 mV ( $\sim 20 N_{p.e.}$ )	2 cm	56 V	100 mV

### 3.2.5 解析方法

ビーム試験のデータを用いて、チェレンコフ検出器の検出効率と平均光量を評価した。以下に、それぞれの評価方法について述べる。

#### 検出効率の評価方法

ビームが検出器に入射したことを保証するため、図 3.13 に示すように、前後のトリガーカウンター (T1-T4) の TDC 及び ADC の情報を用いてイベントを選別した。このとき、電磁シャワーイベントを除去するため、ADC 値の大きいテール部分をカットしている。また、チェレンコフ検出器自身の TDC を要求することで、信号が検出されていることを確認した。以上のことから、検出効率  $\varepsilon$  は次式で求められる：

$$\varepsilon = \frac{T1 \times T2 \times \text{Counter} \times T3 \times T4}{T1 \times T2 \times T3 \times T4}. \quad (3.2.1)$$

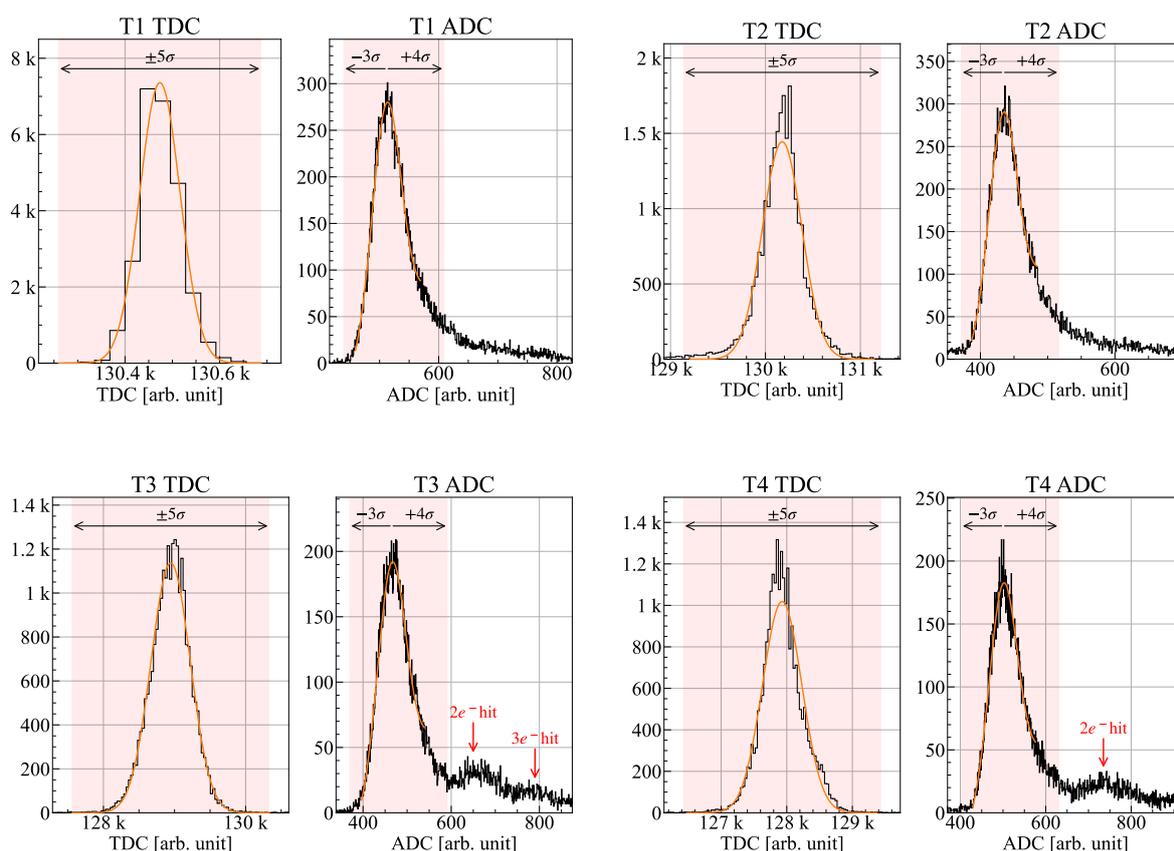


図 3.13: 4つのトリガーカウンターに対する ADC・TDC カット条件。赤く塗りつぶした範囲内にあるイベントを選択している。下流側のトリガーカウンター (T3, T4) では、電磁シャワー由来の複数の電子が入射していたため、これに対応するイベントを除去する目的で ADC の高いテール部分をカットしている。

## 平均光量の評価方法

平均光量は、チェレンコフ検出器で測定された光量分布における平均値を指す。光量分布は理想的にはポアソン分布に従うため、平均光量  $N_{\text{p.e.}}^{\text{mean}}$  と、信号が検出されたとみなす閾値  $N_{\text{p.e.}}^{\text{th}}$  がわかれば、検出効率は次式で計算できる：

$$\varepsilon = 1 - \sum_{k=0}^{N_{\text{p.e.}}^{\text{th}}} \frac{\left(N_{\text{p.e.}}^{\text{mean}}\right)^k e^{-N_{\text{p.e.}}^{\text{mean}}}}{k!}. \quad (3.2.2)$$

したがって、平均光量も検出効率と同様に、チェレンコフ検出器の性能を示す指標となる。

平均光量を求めるには、まずチェレンコフ検出器の ADC 値を光電子数 ( $N_{\text{p.e.}}$ ) に変換する必要がある。変換に必要な要素は以下の 3 つである：

- (1). 1 光子を検出した時の ADC 値に対応する one photon gain
- (2). 0  $N_{\text{p.e.}}$  に対応するペDESTAL の位置
- (3). ビーム照射時に得られる ADC 値

これらを用いることで、 $N_{\text{p.e.}}$  を以下の式で算出する：

$$N_{\text{p.e.}} = \frac{\text{ADC} - \text{Pedestal}}{\text{one photon gain}} \quad (3.2.3)$$

ただし、平均光量の見積りの際には、トリガーカウンターによるカット条件を適用し、ビームが検出器に入射したイベントのみを使用した。

one photon gain の値は事前の LED を用いた測定で求めており、その結果は表 3.4, 表 3.5, 表 3.6 にまとめている。具体的な one photon gain の測定方法は付録 A.2 にまとめている。

BAC については、1 つのチャンネルに対して  $4 \times 4$  の MPPC アレイを使用している。そのため、表 3.4 に示した値は、各チャンネルごとに 16 個の MPPC の one photon gain の平均を計算した値となっている。

1cm 厚の KVC は、各セグメントで両読みの構造となっており、UP・DOWN それぞれの端面に 4 個の MPPC を配置している。表 3.5 に示している値は、この 4 個の MPPC の one photon gain の平均値である。

2cm 厚の KVC では、図 3.9 (D) に示すように、セグメントあたり UP・DOWN それぞれ 8 個の MPPC で読み出している。表 3.6 には、この 8 個の MPPC の one photon gain の平均値をまとめている。

表 3.4: BAC の各チャンネルごとの one photon gain の測定結果。表中の色をつけた値を解析では使用した。

HV [V]	ch. 1	ch. 2	ch. 3	ch. 4
56	8.68	9.47	9.44	8.31
57	11.11	11.84	11.70	10.64
58	13.40	14.13	13.96	12.74

表 3.5: 石英ガラスの厚みが 1 cm の KVC での各セグメントごとの one photon gain の測定結果。表中の色をつけた値を解析では使用した。

HV [V]	MPPC board 1 (UP)				MPPC board 2 (DOWN)			
	seg. 1	seg. 2	seg. 3	seg. 4	seg. 1	seg. 2	seg. 3	seg. 4
56	9.30	9.12	9.72	10.49	9.34	9.35	9.33	9.46
57	11.96	11.73	12.50	13.49	12.00	12.02	11.99	12.16
58	14.39	14.11	15.04	16.23	14.44	14.46	14.42	14.63

表 3.6: 石英ガラスの厚みが 2 cm の KVC での各セグメントごとの one photon gain の測定結果。表中の色をつけた値を解析では使用した。

HV [V]	MPPC board 1 (UP-1)				MPPC board 2 (UP-2)			
	seg. 1	seg. 2	seg. 3	seg. 4	seg. 1	seg. 2	seg. 3	seg. 4
56	10.10	10.09	10.12	10.06	9.26	9.63	9.61	9.09
57	13.03	13.02	13.06	12.98	11.98	12.46	12.44	11.76
58	15.98	15.96	16.01	15.92	14.61	15.19	15.17	14.34

HV [V]	MPPC board 3 (DOWN-1)				MPPC board 4 (DOWN-2)			
	seg. 1	seg. 2	seg. 3	seg. 4	seg. 1	seg. 2	seg. 3	seg. 4
56	10.32	10.85	10.38	10.52	9.51	9.66	9.62	9.43
57	13.31	13.99	13.39	13.56	12.78	12.97	12.92	12.67
58	16.36	17.18	16.44	16.66	15.71	15.95	15.88	15.57

以上のようにして求めた光量分布は、例えば BAC の場合、図 3.14 (A) のようになり、KVC では図 3.14 (B) のようになった。光量分布は理論的にはポアソン分布に従うべきであるが、実際の測定データはポアソン分布とは異なっていた。

図 3.14 (C) では、図 3.14 (A) のオレンジの線で示したガウシアンフィッティングの結果と、フィッティングから得られた平均光量  $N_{p.e.}^{\text{mean}} = 84.5$  を代入した時のポアソン分布を比較している。ポアソン分布では幅  $\sigma$  が  $\sqrt{84.5} \approx 9.2$  であるのに対し、ガウシアンフィッティングの結果では幅が 15.5 となっており、約 1.7 倍広がっていた。

幅が広がる原因については、ポアソン分布に従う 1 つ 1 つの光子の信号が、検出器の分解能や光量の位置依存、角度依存などの要因によって広がりを持つことが影響していると考えられる。この描像に基づけば、ポアソン分布をガウス分布で畳み込んだ関数を用いてフィッティングを行うことが理論的にはより正確である。しかし、平均光量が十分に大きい場合、ポアソン分布はガウス分布で近似でき、さらにガウス分布同士の畳み込みもガウス分布となるため、平均光量の算出には単純にガウス分布によるフィッティングを採用した。

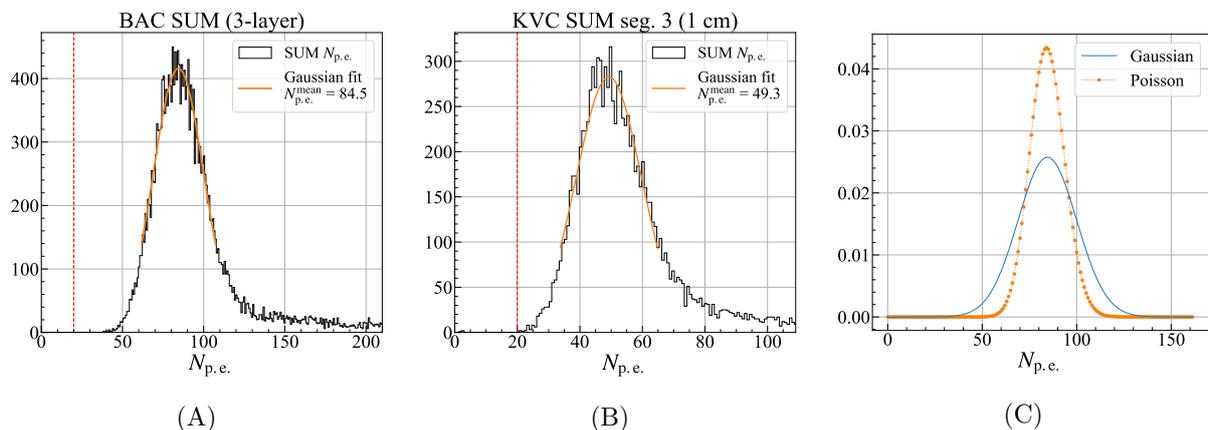


図 3.14: (A) 3 層構造の BAC の  $(x, y) = (0 \text{ mm}, 18 \text{ mm})$  の位置における光量分布。(B) 1 cm 厚の KVC における  $(x, y) = (0 \text{ mm}, 0 \text{ mm})$  の位置における光量分布。これらの光量分布に対してガウス分布でフィッティングを行い、平均光量  $N_{p.e.}^{\text{mean}}$  を算出している。赤い点線はディスクリミネータの閾値を表す。(C) ポアソン分布とガウス分布の比較。両者の面積は 1 となるように規格化してプロットしており、ポアソン分布及びガウス分布の平均値には (A) で算出された 84.5 を使用している。また、ガウス分布の幅  $\sigma$  は (A) でのフィッティング結果である 15.5 を用いている。

### 3.2.6 BAC の結果及び考察

#### 検出効率と平均光量の結果

BAC における検出効率と平均光量の位置依存性を解析した結果を図 3.15 にまとめている。検出効率について、エアロゲルの層数について比較すると、3 層構造の方が全体的に高い値を示しており、特に検出器下部では 1-2% 程度の差異が見られた。また、検出器の左下及び右下部分で

検出効率がやや低くなる傾向が確認された。それ以外の領域ではおおむね均一な値が得られていた。

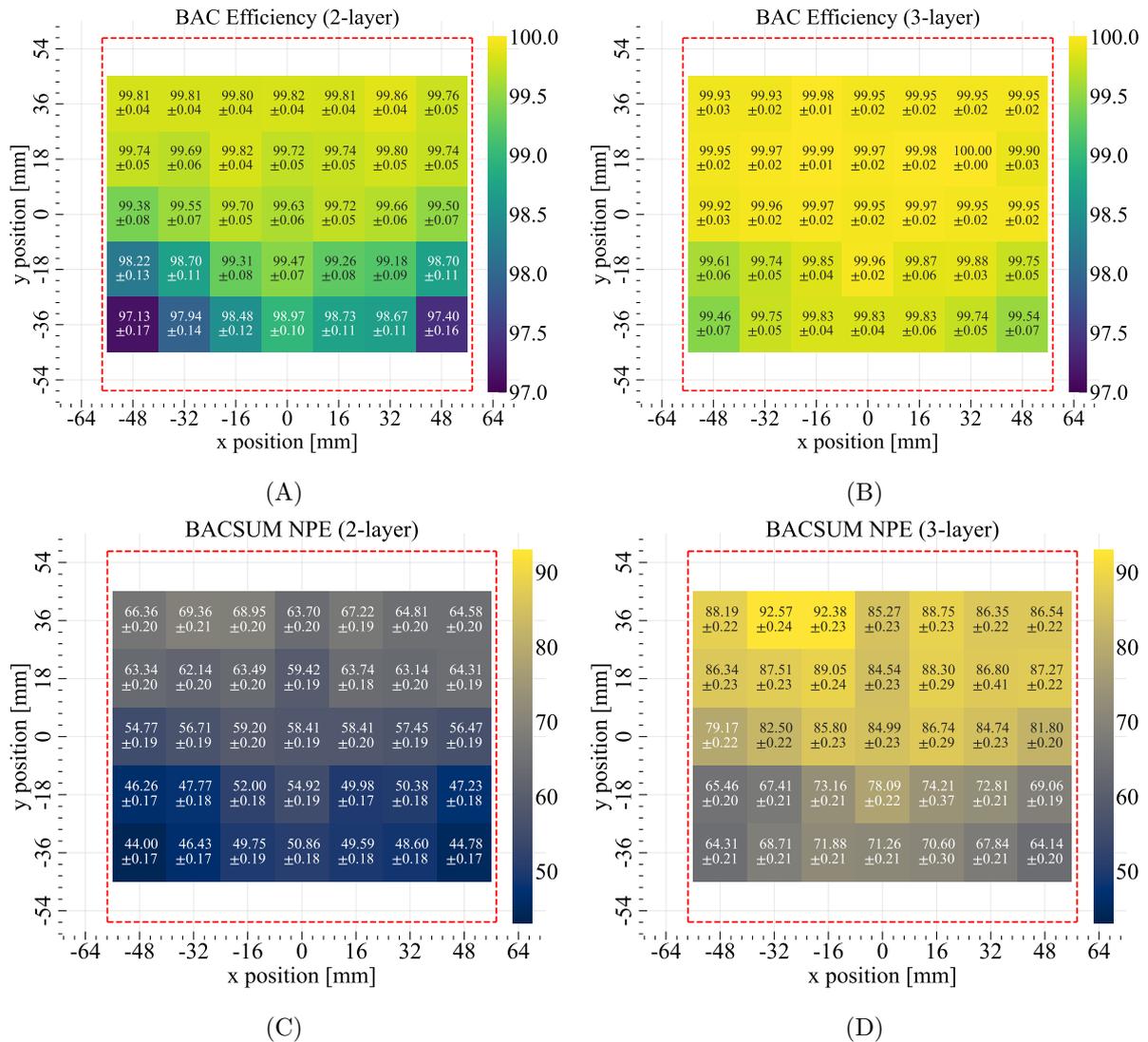


図 3.15: (A) BAC のエアロゲルが 2 層構造の場合の検出効率。(B) BAC のエアロゲルが 3 層構造の場合の検出効率。赤い枠線はエアロゲルの実際のサイズを示している。カラーバーの範囲は 2 層構造と 3 層構造で統一している。(C) BAC のエアロゲルが 2 層構造の場合の平均光量。(D) BAC のエアロゲルが 3 層構造の場合の平均光量。こちらもカラーバーの範囲は統一している。

## 得られた結果に対する考察

BAC の検出効率と平均光量はいずれも 3 層構造の方が高い値を示し、性能が優れていることが確認できた。エアロゲルの層数を変えたことによる影響として以下の 2 つが考えられる：

- エアロゲルの厚みが増えたことにより、生成されるチェレンコフ光の数が増える
- エアロゲルの厚みが増すことで、チェレンコフ光が集光されるまでに減衰してしまう

今回の場合は、2 つ目の影響よりも 1 つ目の影響のほうが大きかったために、3 層構造での検出効率及び平均光量の値が大きくなったと考えられる。この結果から、E72 実験では 3 層構造の BAC を採用することにした。そのため、以下の考察では、特に 3 層構造の結果に注目して議論を進める。

まず、BAC の左下及び右下部分では検出効率が低下する傾向が確認されたことについて考察する。この低下の原因として、BAC の構造上の特性が考えられる。BAC ではチェレンコフ光をパラボラ形状のアルミマイラー反射材で反射し、上部に配置された MPPC へ集光する仕組みを採用している。左下及び右下の領域では、MPPC までの光路長が長く、集光効率がやや悪化し、結果として検出効率の低下を招いたと考えられる。

次に平均光量から検出効率を説明できるかを確認する。光量分布は理想的にはポアソン分布に従うが、前節で述べた理由により、実際に得られた光量分布は幅が広がり、ガウス分布のような形状であった。そこで、式 (3.2.2) をガウス分布に拡張した以下の式を用いて評価を行った：

$$\varepsilon = 1 - \int_0^{N_{\text{p.e.}}^{\text{th}}} \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x - N_{\text{p.e.}}^{\text{mean}}}{\sigma}\right)^2\right] dx. \quad (3.2.4)$$

3 層構造の代表的な測定点として  $(x, y) = (0 \text{ mm}, 0 \text{ mm})$  に注目し、検出効率を算出した結果は以下の通りである：

$$\varepsilon_{(0,0)} \sim 1.00 \quad \left(N_{\text{p.e.}}^{\text{mean}} = 84.99, \sigma = 15.7, N_{\text{p.e.}}^{\text{th}} = 20\right) \quad (3.2.5)$$

このように、算出した検出効率は実測値 (99.95%) とおおむね一致することが確認できた。

E72 実験で使用するビームは、今回の評価に用いた速度  $\beta \sim 1$  の電子ビームとは異なり、速度  $\beta \sim 0.98$  の  $\pi$  ビームであるため、速度の違いが検出効率に与える影響を評価する必要がある。Frank-Tamm の公式 [56] によれば、電荷  $Z$  の粒子が速度  $\beta$  で屈折率  $n$  のラディエータ (厚み  $L$ ) を通過する際に生成されるチェレンコフ光の数  $N$  は以下で表される：

$$\frac{dN}{dLd\lambda} = 2\pi\alpha Z^2 \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \frac{1}{\lambda^2}, \quad (3.2.6)$$

$$N = 2\pi\alpha Z^2 L \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \left(\frac{1}{\lambda_{\min}} - \frac{1}{\lambda_{\max}}\right). \quad (3.2.7)$$

ここで、 $\alpha$  は微細構造定数、 $\lambda$  はチェレンコフ光の波長である。BAC 及び KVC で使用する MPPC の有感波長領域である  $\lambda_{\min} = 320 \text{ nm}$  から  $\lambda_{\max} = 900 \text{ nm}$  までを考慮し、この範囲内で生成される光量を計算する。

E72 実験での  $\pi^-$  ビームの運動量広がり を考慮すると、最低運動量はおよそ  $0.66 \text{ GeV}/c$  となる。この条件下で、厚み  $1 \text{ cm}$ 、屈折率  $n = 1.115$  のエアロゲルを 3 層 (合計厚み  $L = 3 \text{ cm}$ ) を用いた場合に、 $2.01 \text{ GeV}/c$  の電子ビームと  $0.66 \text{ GeV}/c$  の  $\pi^-$  ビームが入射した際に生成されるチェレンコフ光の数  $N$  を計算すると以下の結果が得られる：

$$N_e \sim 542 \quad (3.2.8)$$

$$N_\pi \sim 442 \quad (3.2.9)$$

すなわち、 $\pi^-$  ビームの場合の平均光量は電子ビームの場合に比べておよそ  $442/542 \sim 0.82$  倍に減少すると推測される。また、J-PARC の実験エリアにおける BAC のノイズ状況を確認したところ、閾値は約  $15 N_{\text{p.e.}}$  に設定すれば、十分ノイズを除去できることがわかった<sup>1)</sup>。これらを考慮して、最も光量の低かった位置 ( $48 \text{ mm}, -36 \text{ mm}$ ) の平均光量  $64.14$  とその幅  $13.7$  を図 3.16 にあるように  $0.82$  倍にスケールし、その時の検出効率を計算すると

$$\varepsilon_{\text{BAC}}^{\text{E72}} \sim 0.9996 \quad \left( N_{\text{p.e.}}^{\text{mean}} = 64.14 \times 0.82, \sigma = 13.7 \times 0.82, N_{\text{p.e.}}^{\text{th}} = 15 \right) \quad (3.2.10)$$

となる。

この結果から、電子ビームの場合での見積もり結果とほぼ同じ値になっていることがわかった。したがって、速度の違いによる平均光量の低下が検出効率に与える影響は無視できると考えられ、今回の測定で得られた  $99.4\text{--}99.9\%$  が E72 実験で期待される BAC の検出効率となる。

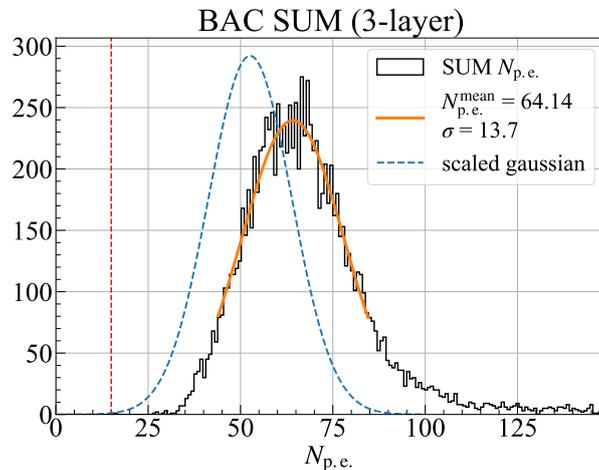


図 3.16: 3 層構造の BAC における ( $48 \text{ mm}, -36 \text{ mm}$ ) の位置での光量分布と、それを  $0.82$  倍にスケールした分布の比較。青い点線が平均光量とその幅を  $0.82$  倍にスケールした時の分布を表しており、赤い点線が閾値を表す。

<sup>1)</sup> KEK PF-AR でのノイズ状況が J-PARC の実験エリアに比べて悪かったため、今回の性能評価試験ではディスクリミネータの閾値を高く設定せざるを得なかった。

### 3.2.7 KVC の結果及び考察

#### 検出効率と平均光量の結果

KVC における検出効率と平均光量の位置依存性を図 3.17 にまとめた。図 3.17 (A, B) に示す検出効率において、セグメント間のギャップ部分で検出効率が低下していた。一方で、セグメント全体にビームが当たる位置での検出効率は、1 cm 厚の KVC(図 3.17 (A)) では 99.8–100%、2 cm 厚の KVC(図 3.17 (B)) では 99.9–100%となり、どちらも位置依存性はほぼ見られなかった。

図 3.17 (C, D) に示す平均光量は、2 cm 厚の KVC は 1 cm 厚の KVC と比べて 3–5 倍大きくなっていた。位置依存性については、セグメント内では中央部分よりも MPPC に近い上下端で平均光量が大きくなる傾向が確認された。また、セグメントごとに平均光量に差が見られ、1 cm 厚の KVC ではセグメント 3 が最も多く、平均で 50  $N_{p.e.}$  程度となっており、最も少ないセグメント 1 では約 30  $N_{p.e.}$  であった。一方、2 cm 厚の KVC では、セグメント 2 が最も多く、平均 170  $N_{p.e.}$  程度、最も少ないセグメント 3 では約 120  $N_{p.e.}$  となっていた。

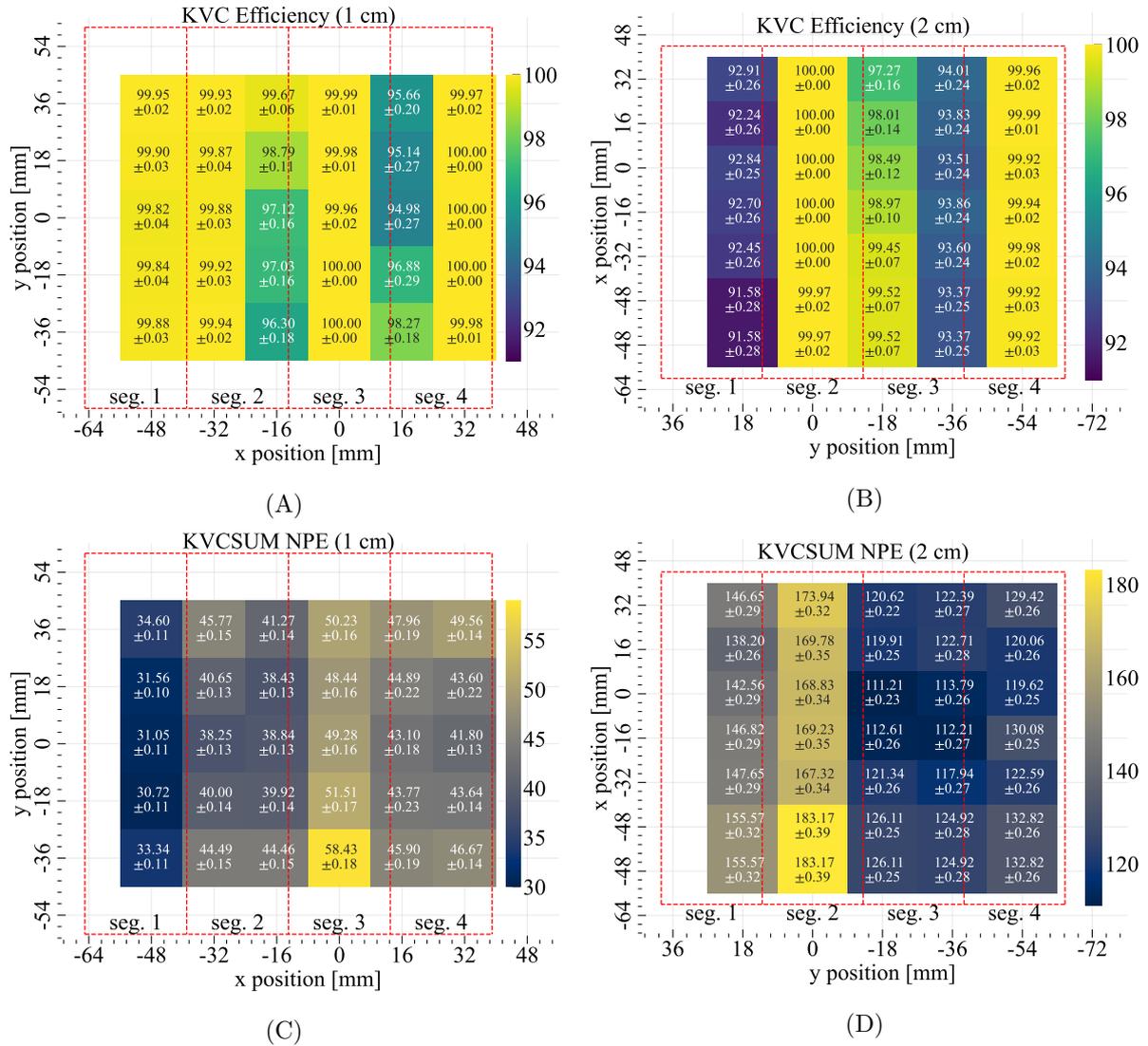


図 3.17: (A) 石英ガラスの厚さが 1 cm の KVC での検出効率。(B) 石英ガラスの厚さが 2 cm の KVC での検出効率。赤い枠線は各セグメント内の石英ガラスのサイズを示している。また、セグメント番号は下部に書いている。一部で枠線から外れる部分があるが、これは表示上の問題であり、ビーム全体が石英ガラスに当たったデータを使用している。カラーバーの範囲は (A, B) で統一している。(C) 石英ガラスの厚さが 1 cm の KVC での平均光量。(D) 石英ガラスの厚さが 2 cm の KVC での平均光量。

## 得られた結果に対する考察

まず、ギャップ位置で検出効率が大きく減少した理由について考察する。この原因として、試験に用いた電子ビームが直線的に KVC に入射するため、ビームがセグメント間のギャップを通過し、ラディエータに当たらないイベントが一定数あったからだと考えられる。ただし、E72 実験では図 3.18 に示す Geant4 のシミュレーション結果からもわかるように、 $K^-$  ビームが約  $21^\circ$  の角度で KVC に入射する。この角度で入射した時に許容される最大のギャップの大きさを計算すると、1 cm 厚の KVC ではギャップの幅が  $1\text{ cm} \times \tan(21^\circ) \sim 3.8\text{ mm}$ 、2 cm 厚の場合はその 2 倍の 7.6 mm となる。実際の KVC では、ギャップの幅は 1 mm 程度であるため、E72 実験においてギャップによる効率低下はほぼ発生しないと考えられる。したがって、これ以降の考察では、ビーム全体がセグメントに当たっている位置でのデータを用いて KVC の評価を行うことにする。

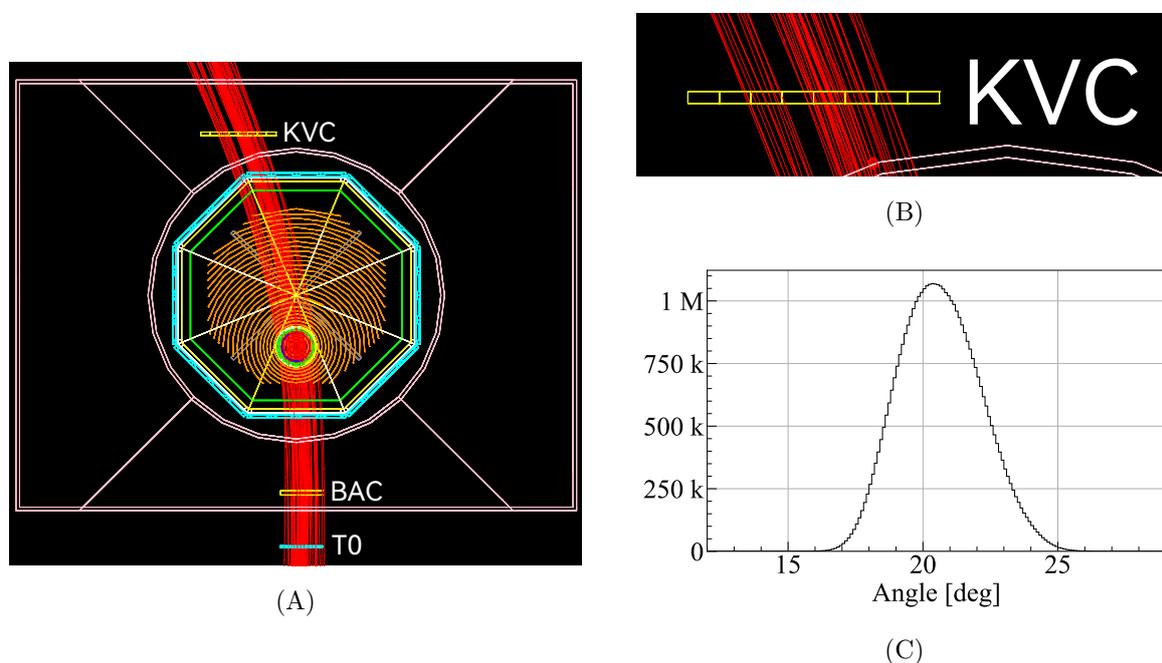


図 3.18: (A) Geant4 でシミュレーションした  $K^-$  ビームの飛跡 (赤線)。 (B) KVC 周辺の拡大図。 (C) xz 平面における、 $K^-$  ビームの KVC への入射角度のシミュレーション結果。入射角度の平均値と標準偏差は  $20.6^\circ \pm 1.5^\circ$  である。

KVC の厚みの違いによる平均光量の差異について、2 cm 厚の KVC では、1 cm 厚と比べて平均光量が 3-5 倍大きい結果が得られた。しかし、Frank-Tamm の公式によれば、チェレンコフ光の生成数はラディエータの厚みに比例するため、本来は 2 倍の差が予想される。KVC では、石英ガラスに巻きつけたテフロンシートによってチェレンコフ光を乱反射させ、MPPC に集光する仕組みとなっている。石英ガラスの厚みが増すほど、1 回の乱反射あたりに光が進む距離が長くなり、MPPC に到達するまでに必要な乱反射の回数が減少し、減衰も小さくなる。この効果

により、厚みが2倍になった場合に検出されるチェレンコフ光の光量が2倍以上に増加したと考えられる。

セグメント内で中央部分よりも MPPC に近い上下端で平均光量が大きくなる傾向が見られた理由も、KVC の集光構造に起因すると考察できる。すなわち、MPPC に近い位置では乱反射の回数が少なく済むため、光の減衰が抑えられたからだと考えられる。また、セグメントごとに平均光量に差が見られた理由として、テフロン の反射材の巻き方や、石英ガラスと MPPC を光学グリスで接着した際のクオリティなどが影響していると考えられる。

次に、BAC と同様に平均光量から検出効率を計算し、実測値を説明できるかを確認する。見積もりには、ガウス分布の場合での検出器効率と光量の関係式 (3.2.4) を使用して計算を行う。

1 cm 厚の KVC について、代表的な測定点として、閾値の値を測定したセグメント 3 における  $(x, y) = (0 \text{ mm}, 0 \text{ mm})$  のデータを用いて検出効率を計算した。計算結果は以下の通りである：

$$\varepsilon_{(0,0)} \sim 0.9974 \quad \left( N_{\text{p.e.}}^{\text{mean}} = 49.28, \sigma = 10.5, N_{\text{p.e.}}^{\text{th}} = 20 \right) \quad (3.2.11)$$

このように、算出した検出効率は実測値 (99.96%) とおおむね一致することが確認できた。

BAC の考察部分でも言及したように、実際の E72 実験では電子ビームではなく速度  $\beta$  が異なる  $K^-$  粒子や  $\pi^-$  粒子が KVC に入射するので、それらの粒子でも検出効率が十分な値を達成できるかを確認する。速度の遅い粒子の方が検出効率は低下するため、 $K^-$  粒子について評価を行った。

運動量が 2.01 GeV/c の電子ビームと 0.66 GeV/c の  $K^-$  ビームが屈折率  $n = 1.46$  で厚みが 1 cm の石英ガラスを通過した際に発生されるチェレンコフ光の数  $N$  を式 (3.2.7) を用いて計算すると、

$$N_e \sim 490 \quad (3.2.12)$$

$$N_K \sim 248 \quad (3.2.13)$$

となり、光量が 248/490  $\sim$  0.51 倍に減少することがわかる。2 cm 厚の KVC についても、電子と  $K^-$  それぞれで発生するチェレンコフ光の比を取れば 1 cm 厚の KVC と同じく、光量が 0.51 倍に減少すると推測できる。

まずは 1 cm 厚の KVC に注目する。J-PARC でのノイズ状況の確認結果から、閾値は  $10 N_{\text{p.e.}}$  に設定すれば十分ノイズを除去できることがわかった。KEK PF-AR でノイズ状況を測定したセグメント 3 の中で、平均光量が最も小さい測定点  $(x, y) = (0 \text{ mm}, 18 \text{ mm})$  のデータを用いて検出効率を見積もる。この点における平均光量は 48.44、幅は 10.6 であり、これらをそれぞれ 0.51 倍した値を用いて計算を行うと、

$$\varepsilon_{\text{KVC1 cm}}^{\text{E72}} \sim 0.9966 \quad \left( N_{\text{p.e.}}^{\text{mean}} = 48.44 \times 0.51, \sigma = 10.6 \times 0.51, N_{\text{p.e.}}^{\text{th}} = 10 \right) \quad (3.2.14)$$

が得られる。

一方、2 cm 厚の KVC については J-PARC でノイズ状況を確認したデータがない。そこで、KEK PF-AR で測定したノイズ状況が 1 cm 厚の KVC に比べて 5 倍程度悪化していたから、閾値の値も 5 倍大きい  $50 N_{\text{p.e.}}$  に設定すれば十分ノイズを除去できると仮定する。KEK PF-AR でノイズ状況を測定したセグメント 2 で平均光量が最も小さい位置  $(x, y) = (-32 \text{ mm}, 0 \text{ mm})$  のデータ (平均光量が 167.32、幅が 20.8) を用いて検出効率を計算すると、

$$\epsilon_{\text{KVC}2\text{cm}}^{\text{E72}} \sim 0.9995 \quad \left( N_{\text{p.e.}}^{\text{mean}} = 167.32 \times 0.51, \sigma = 20.8 \times 0.51, N_{\text{p.e.}}^{\text{th}} = 50 \right) \quad (3.2.15)$$

となる。これらの結果から、1 cm 厚及び 2 cm 厚の KVC は、光量減少による影響はごくわずかであることがわかる。

以上より、E72 実験で中間子ビームを用いた場合の検出効率を見積もると、1 cm 厚の KVC では約 99.66%、2 cm 厚の KVC では今回の実測値とほぼ一致する約 99.95%であることが分かった。

### 3.2.8 E72 実験で予想されるトリガーレートの見積もり

今回の試験結果で得られた BAC 及び KVC の検出効率を用いて、E72 実験でのトリガーレートを見積もる。E72 実験では、HypTPC の読み出しシステムがトリガーレートを律速しており、DAQ 効率を 90%以上で動作させるには、トリガーレートを 1 kHz 以下に抑える必要がある。

5.1.1 章で後述する E72 実験におけるトリガー条件は次のように表される：

$$\left( \text{BHT} \times \text{T0} \times \overline{\text{BAC}} \right) \times \left( \text{HTOF Mp2} \parallel \text{Forward Proton} \right) \times \left( \overline{\text{KVC}} \right) \quad (3.2.16)$$

この時 HTOF Mp2 は HTOF で 2 つ以上のセグメントでヒットがあったことを意味し、Forward Proton はターゲット前方の HTOF セグメントに陽子が当たったことを意味する。トリガーレートに寄与する主な要因は、 $K^-$  及び  $\pi^-$  ビームの除去漏れ、 $K^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+$  崩壊による荷電粒子が 2 つ以上生成される事象、そして  $K^- p$  反応及び  $\pi^- p$  反応が起きた場合である。 $K^-$  と  $\pi^-$  ビームの除去漏れによるトリガーレートを  $R_{K\text{beam}}$  及び  $R_{\pi\text{beam}}$  とし、 $K^-$  の  $\pi$  への崩壊事象起因のトリガーレートを  $R_{K\text{decay}}$ 、 $K^- p$  と  $\pi^- p$  反応起因のトリガーレートを  $R_{Kp}$  及び  $R_{\pi p}$  とすると

$$R_{K\text{beam}} = I_K \times \epsilon_{\text{survive}} \times (1 - \epsilon_{\text{KVC}})$$

$$R_{\pi\text{beam}} = I_\pi \times (1 - \epsilon_{\text{BAC}}) \times (1 - \epsilon_{\text{KVC}})$$

$$R_{K\text{decay}} = I_K \times (1 - \epsilon_{\text{survive}}) \times \Gamma(K^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+)$$

$$R_{Kp} = I_K \times \sigma_{Kp} \times n_{\text{proton}} \times t \times \epsilon_{\text{trig}}$$

$$R_{\pi p} = I_\pi \times (1 - \epsilon_{\text{BAC}}) \times \sigma_{\pi p} \times n_{\text{proton}} \times t \times \epsilon_{\text{trig}}$$

$$R_{K\text{beam}} + R_{\pi\text{beam}} + R_{K\text{decay}} + R_{Kp} + R_{\pi p} \leq \text{Maximum Trigger Rate} \quad (3.2.17)$$

という、BAC 及び KVC の検出効率が満たすべき不等式を立てることができる。変数の詳細は表 3.7 にまとめている。

表 3.7:  $\pi^-$  及び  $K^-$  の運動量が 735 MeV/c のときの式 (3.2.17) の変数の詳細。

$I_\pi$	$\pi^-$ ビームの強度	135 kHz
$I_K$	$K^-$ ビームの強度	19 kHz
$\varepsilon_{\text{BAC}}$	BAC の検出効率	
$\varepsilon_{\text{KVC}}$	KVC の検出効率	
$\epsilon_{\text{survive}}$	$K^-$ の生存率	$\sim 0.86/1 \text{ m}$
$\Gamma(K^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+)$	$K^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+$ 崩壊の分岐比	0.05583
$\sigma_{\pi p}$	$\pi^- p$ 反応の全断面積	$\sim 35 \text{ mb}$
$\sigma_{Kp}$	$K^- p$ 反応の全断面積	$\sim 34 \text{ mb}$
$n_{\text{proton}}$	標的中の陽子の数密度	$\sim 4.24 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$
$t$	標的の厚さ	8.0 cm
$\epsilon_{\text{trig}}$	反応がトリガーにかかる割合	$\sim 0.3$

今回の解析で得られた BAC 及び KVC の検出効率を代入して、トリガーレートを見積もる。BAC については 3 層構造を採用するため、3 層構造の検出効率を使用する。さらに粒子の速度  $\beta$  による検出効率への影響はほぼないことが確認されたので、実測値の最小値である 99.46% を式に代入することにする。

KVC については、1 cm 厚及び 2 cm 厚の両条件で計算を行う。この時使用する検出効率は、式 (3.2.14) 及び式 (3.2.15) の計算結果である 99.66%(1 cm) と 99.95%(2 cm) を用いることとする。

トリガーレートの見積もり結果を表 3.8 に示す。1 cm 厚の KVC を使用した場合、トリガーレートは約 0.29 kHz、2 cm 厚の場合は約 0.23 kHz となった。いずれの条件でも DAQ の許容上限である 1 kHz を十分に下回るため、1 cm 厚及び 2 cm 厚の KVC はどちらも E72 実験の要求性能を満たしていることが確認できた。

さらに参考として、不等式 (3.2.17) を  $\varepsilon_{\text{BAC}}$  について解き、トリガーレートの最大値を変化させた時の検出効率の境界線を図 3.19 に示す。この図では、青いバツ印が 1 cm 厚の KVC、オレンジの十字が 2 cm 厚の KVC を使用した場合に対応している。この図において、検出効率が少なくとも赤い線よりも右上にあれば、トリガーレートは 1 kHz 以下となることを表している。

表 3.8: E72 実験環境での BAC 及び KVC の検出効率を基に見積もったトリガーレートの内訳。

	BAC: 3 層構造 KVC: 1 cm 厚	BAC: 3 層構造 KVC: 2 cm 厚
$\varepsilon_{\text{BAC}}$	99.46%	99.46%
$\varepsilon_{\text{KVC}}$	99.66%	99.95%
$R_{K\text{beam}}$ [Hz]	65.3	9.6
$R_{\pi\text{beam}}$ [Hz]	2.5	0.4
$R_{K\text{decay}}$ [Hz]	149.7	149.7
$R_{Kp}$ [Hz]	66.5	66.5
$R_{\pi p}$ [Hz]	2.6	2.6
$R_{\text{total}}$ [Hz]	286.6	228.8

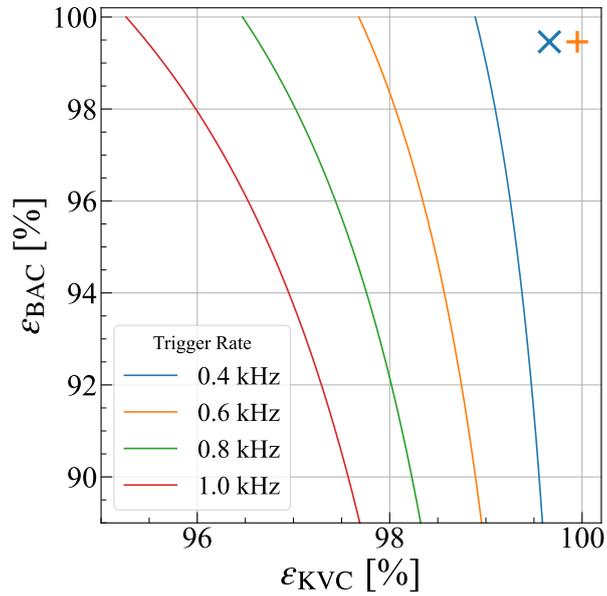


図 3.19: 最大トリガーレートごとに不等式 (3.2.17) が等号となる場合の曲線を図示したもの。BAC 及び KVC の検出効率が曲線より右上に位置していれば不等式を満たしていることを意味している。青いバツ印は 1 cm 厚の KVC の場合を、オレンジの十字点は 2 cm 厚の KVC の場合をそれぞれ表している。

最後に、1 cm 厚と 2 cm 厚の KVC のどちらを採用するかについて議論する。性能面においては、いずれの厚みの KVC も E72 実験の要求を満たしていた。一方で、2 cm 厚の KVC は、図 3.9 (D) に示すように MPPC ボードを 4 枚使用する構造であるため、設置にはより多くのスペースを必要とし、読み出しチャンネル数が倍になることで、必要な読み出しモジュールの数も増加する。これらの要因を考慮し、ハードウェア面の制約から、E72 実験では 1 cm 厚の KVC を採用することにした。

以上の KEK PF-AR で行った BAC 及び KVC の性能評価試験の結果から、3 層構造の BAC と 1 cm 厚の KVC を採用することにした。このとき、E72 実験でのトリガーレートの予想値は約 0.29 kHz となり、DAQ の制約である 1 kHz 以下に収まることが分かった。したがって、BAC 及び KVC は E72 実験の要求性能を十分満たすと結論付けられる。

## 第 4 章 $\Lambda\eta$ カスプの解析手法の開発

閾値カスプは、2 粒子の閾値近傍で観測される特徴的な構造であり、その形状は 2 粒子間の相互作用を強く反映している。Belle 実験 [31, 32] から、 $\Lambda_c^+$  の崩壊過程において  $\Lambda\eta$  カスプが初めて観測された。また、過去の  $K^-p$  反応の全断面積データからも、 $\Lambda\eta$  閾値近傍に閾値カスプのような構造が確認されている。その中でも特に、 $\bar{K}N$  チャンネルでディップ構造、 $\pi^+\Sigma^-$  チャンネルでピーク構造が観測されている。

本研究では、 $\Lambda\eta$  カスプ形状から  $\Lambda\eta$  相互作用の情報を引き出す解析手法の開発を目標として、 $\Lambda\eta$  閾値近傍で特徴的な構造が確認された  $K^-p \rightarrow K^-p$ ,  $K^-p \rightarrow \bar{K}^0 n$ ,  $K^-p \rightarrow \pi^+\Sigma^-$  のデータを対象にカスプ解析を行った。本章では、その解析手法と結果について説明する。

### 4.1 部分波解析による S 波成分の抽出

閾値カスプは、S 波の再散乱によって生じることが知られている。そのため、カスプ解析の前処理として、部分波解析を用いた S 波成分の抽出を行う必要がある。本研究では、過去に測定された  $K^-p$  反応の微分断面積データに対し、ルジャンドル多項式を用いたフィッティングを行い、各次数の係数を調べることで S 波成分を抽出した。

#### 4.1.1 S 波成分抽出における理論的背景

2.1.1 章で述べたように、微分断面積は、 $K^-$  ビームが無偏極の陽子標的に入射した場合、spin-nonflip amplitude ( $f$ ) と spin-flip amplitude ( $g$ ) を用いて次式で表される：

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f|^2 + |g|^2. \quad (4.1.1)$$

ここで、 $f$  及び  $g$  はそれぞれ以下のように表される：

$$f = \frac{1}{k} \sum_l \left[ (l+1)T_{l+1/2,l} + lT_{l-1/2,l} \right] P_l(\cos\theta), \quad (4.1.2)$$

$$g = \frac{1}{k} \sum_l \left[ T_{l+1/2,l} - lT_{l-1/2,l} \right] e^{i\phi} \sin\theta \frac{dP_l(\cos\theta)}{d\cos\theta}. \quad (4.1.3)$$

上で示した式から、 $l=0$  の S 波の場合、

$$f = \frac{1}{k} T_{1/2,0} P_0(\cos\theta) \quad (4.1.4)$$

の部分だけが残る。さらに、0 次のルジャンドル多項式  $P_0(\cos\theta) = 1$  であるから、S 波成分は角

度依存性を持たない。したがって、微分断面積をルジャンドル多項式を用いてフィッティングし、定数項 (0 次) の係数の値を求めることによって、S 波成分を取り出すことができる。

ただし、実際の微分断面積の測定では、式 (4.1.1) に示されるように、 $f, g$  の絶対値の 2 乗の値が得られる。また、 $l = 0, 2, 4, \dots$  のルジャンドル多項式には定数項が含まれている。そのため、絶対値の 2 乗を取ることによって、S 波と  $l = 2, 4, \dots$  の高次部分波との干渉項が角度依存性のない成分を生み出してしまう。したがって、フィッティングで得られる 0 次の係数には、純粋な S 波成分だけでなく干渉項も含まれる点に注意が必要である。

さらに、 $K^-p$  反応では合成アイソスピン  $I = 0$  と  $I = 1$  の状態が生成されるが、 $\Lambda\eta$  カスプに寄与するのは  $I = 0$  の成分のみである。本研究ではアイソスピンを分離せずに解析を進めたが、 $K^-n$  反応のデータなどを用いて  $I = 1$  成分を除去することが今後の課題となる。

#### 4.1.2 ルジャンドル多項式を用いた微分断面積のフィッティング

前節の議論に基づき、S 波成分を抽出するために次式を用いて微分断面積のフィッティングを行った：

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{l=0}^{l_{\max}} A_l P_l(\cos\theta). \quad (4.1.5)$$

ここで、 $A_l$  は各次数に対応する係数、 $l_{\max}$  はフィッティングに加えるルジャンドル多項式の最大次数を表す。

また、フィッティングの際の  $\chi^2$  値を以下のように定義した：

$$\chi^2 = \sum \left( \frac{y_{\text{meas.}} - y_{\text{fit}}}{\sigma \times \text{bin width}} \right)^2. \quad (4.1.6)$$

ここで、 $y_{\text{meas.}}$  はデータポイントとビンの幅を掛け合わせた測定値、 $y_{\text{fit}}$  はフィット関数をそのビンで積分した値である。図 4.1 に、ルジャンドル多項式を用いた微分断面積のフィッティングの例を示す。

今回の解析には、表 4.1 に示すデータを使用した。表 4.1 の  $\Delta W$  は、各点における実験で用いた  $K^-$  ビームの運動量広がりから計算される衝突エネルギー  $W$  の幅を示している。フィッティングで得られた各係数  $A_l$  をプロットした結果を図 4.2 に示す。また、詳細なフィッティング結果をまとめた表は付録 B に記載している。

図 4.2 を見ると、S 波が主に寄与する 0 次の係数  $A_0$  において、 $\bar{K}N$  チャンネルではディップ構造が、 $\pi^+\Sigma^-$  チャンネルではピーク構造が確認できた。断面積のデータだけでなく、S 波成分  $A_0$  でも  $\Lambda\eta$  閾値のところで特徴的な構造が確認できるため、これらの構造は  $\Lambda\eta$  カスプに起因するものだと言える。

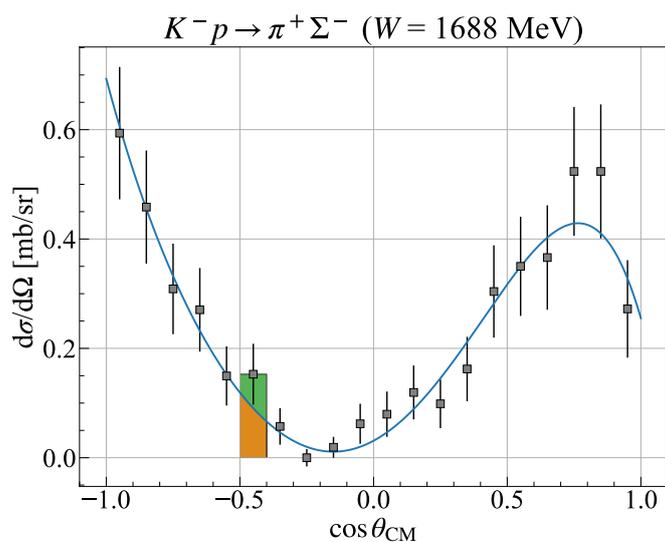


図 4.1:  $K^-p \rightarrow \pi^+\Sigma^-$  反応の微分断面積の角度分布をルジャンドル多項式でフィットした例。黒点が微分断面積のデータで、青い線がルジャンドル多項式でフィットした結果である。緑の長方形は測定値 ( $y_{\text{meas.}}$ )、オレンジの領域はフィット関数の積分値 ( $y_{\text{fit}}$ ) を表している。

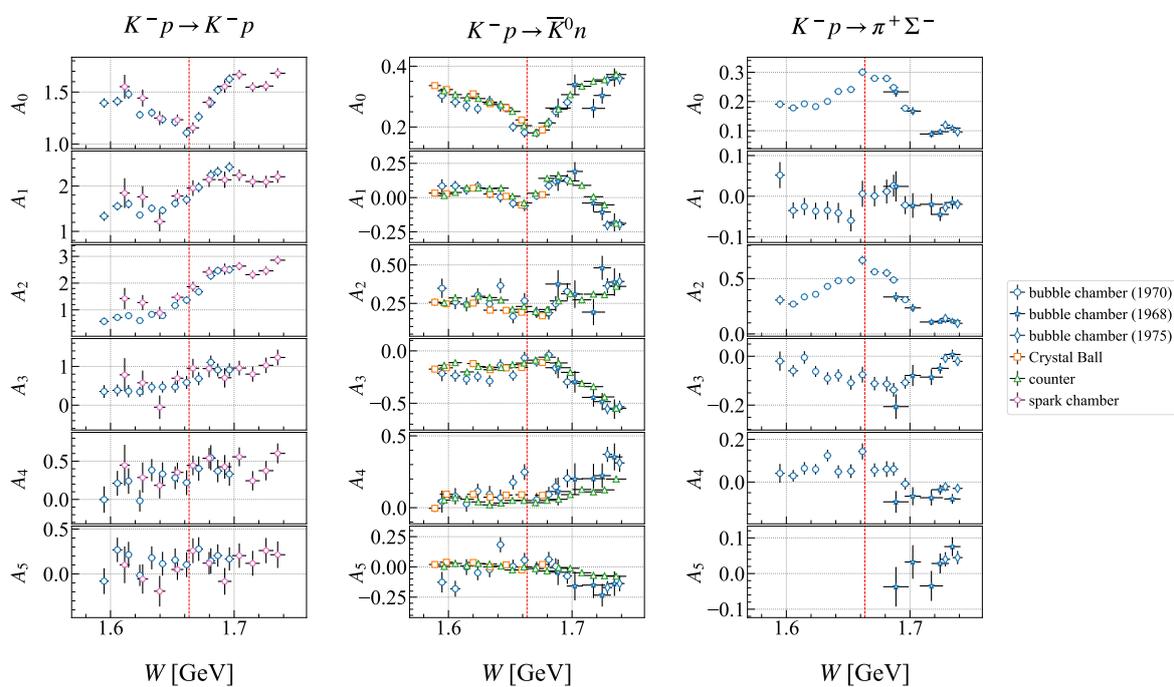


図 4.2: 過去の微分断面積データをルジャンドル多項式でフィットして得られた各次数の係数。赤い点線は  $\Lambda\eta$  閾値を示す。

表 4.1: カスプ解析で使った過去実験のまとめ。 $\Delta W$  は  $K^-$  ビームの運動量広がりから計算される  $W$  の幅を表している。なお、文献にはさらに多くのデータが記載されているが、本解析で使ったデータのみを抜粋している。

Reaction	Detector	$W$ [MeV]	$\Delta W$ [MeV]	$l_{\max}$	Ref.
$K^-p \rightarrow K^-p$	bubble chamber	1595, 1606, 1615, 1624, 1633, 1642, 1652, 1662, 1671, 1681, 1687, 1696	$\sim 3.3$	5	[57]
	spark chamber	1611, 1626, 1640, 1654, 1667, 1680, 1692, 1704, 1715, 1726, 1735	$\sim 5.5$	5	[58]
$K^-p \rightarrow \bar{K}^0 n$	bubble chamber	1595, 1606, 1615, 1624, 1633, 1642, 1652, 1662, 1671, 1681, 1687, 1696	$\sim 3.3$	5	[57]
	bubble chamber	1688, 1702, 1717, 1724, 1734	$\sim 7.9$	5	[59]
	bubble chamber	1729, 1739	$\sim 4.1$	5	[60]
	counter	1597, 1606, 1615, 1624, 1633, 1643, 1652, 1661, 1670, 1680, 1689, 1699, 1708, 1717, 1726, 1736	$\sim 6.3$	5	[61]
	Crystal Ball	1588, 1598, 1619, 1633, 1646, 1659, 1675	$\sim 5.2$	5	[62]
$K^-p \rightarrow \pi^+\Sigma^-$	bubble chamber	1595, 1606, 1615, 1624, 1633, 1642, 1652, 1662, 1671, 1681, 1687, 1696	$\sim 3.3$	4	[57]
	bubble chamber	1688, 1702, 1717, 1724, 1734	$\sim 7.9$	5	[59]
	bubble chamber	1729, 1739	$\sim 4.1$	5	[60]

## 4.2 カスプ解析

前節では、過去の微分断面積データから閾値カスプに寄与する S 波成分を部分波解析によって取り出した。本節では、抽出した S 波成分である  $A_0$  に対するカスプ解析手法について説明する。

### 4.2.1 カスプ解析に用いる式

閾値カスプの形状は散乱長に強く依存しており、散乱長をパラメータに持った式を用いることでその形状を再現できる。Dalitz の  $\Sigma N$  カスプに関する論文 [63, 64] では、反応率  $R$  が次式で表されている：

$$R \sim \left| \frac{\sqrt{\text{Im}(A)}}{1 - ikA} \right|^2. \quad (4.2.1)$$

ここで、 $A = a + ib$  は複素散乱長を示し、 $a$  と  $b$  はそれぞれ散乱長の実部と虚部である。虚部  $b$  は常に正の値を持つ<sup>1)</sup>。 $k$  は重心系での相対運動量を表し、注目する 2 粒子の質量がそれぞれ  $m_1, m_2$  の場合、次式で計算される：

$$k = \begin{cases} \sqrt{[E^2 - (m_1 + m_2)^2] \times [E^2 - (m_1 - m_2)^2]} / 2E & (E \geq m_1 + m_2), \\ i\sqrt{-[E^2 - (m_1 + m_2)^2] \times [E^2 - (m_1 - m_2)^2]} / 2E & (E < m_1 + m_2). \end{cases} \quad (4.2.2)$$

式 (4.2.1) で再現できるカスプ形状を調べるため、閾値での傾きがどうなるかを計算する。閾値上側では

$$R^{\text{above}} = \frac{b}{(1 + kb)^2 + k^2a^2}, \quad (4.2.3)$$

$$\left. \frac{dR^{\text{above}}}{dk} \right|_{k=0} = -2b^2 < 0, \quad (4.2.4)$$

のように、必ず負の傾きとなる。一方、閾値下側では相対運動量が  $i|k|$  となることを考慮すると

$$R^{\text{below}} = \frac{b}{(1 + ka)^2 + k^2b^2}, \quad (4.2.5)$$

$$\left. \frac{dR^{\text{below}}}{dk} \right|_{k=0} = -2ab, \quad (4.2.6)$$

となり、 $a$  が任意の値を取り得るため、傾きには制限がかからない。よって、閾値上側では常に右肩下がりの形状を取り、閾値下側では任意の傾きを持つ形状が再現可能であることが分かる。

<sup>1)</sup>本解析では、ハドロン物理で一般的な符号定義に従った。この場合、散乱振幅の有効レンジ展開は次式で記述される：

$$f^{-1} = \frac{1}{a_0} + \frac{r_0}{2}k^2 - ik + \mathcal{O}(k^4).$$

図 4.3 には散乱長の実部  $a$  の符号を変えた場合の式 (4.2.1) の形状を示す。この図からも分かるように、このモデルではディップ構造を再現することはできない。これは、チャンネル結合を考慮していないためである。

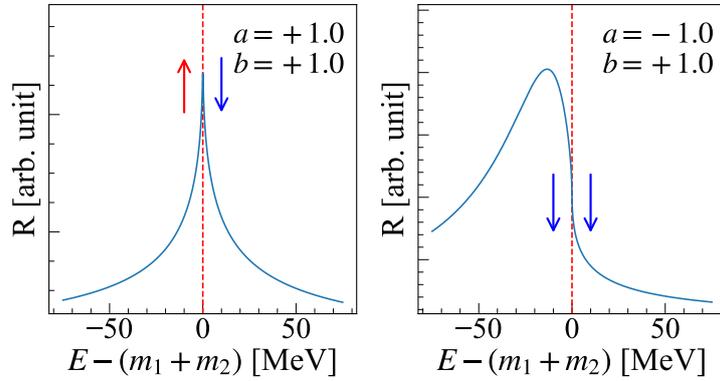


図 4.3: 式 (4.2.1) を用いて描いた閾値カスの概形。左は鋭いピーク構造、右は閾値下側にピークが現れる構造を示す。

東京都立大学の曾根氏の研究 [65] では、2 チャンネル結合を考慮した閾値カスの解析において、下チャンネル散乱ではディップ構造も再現可能であることが示されている。この解析では、質量の和が小さいチャンネルを下チャンネル、大きいチャンネルを上チャンネルと定義している。E72 実験では、図 4.4 に示すように、合成アイソスピン  $I = 0$  の領域で  $\Lambda\eta$  を上チャンネル、 $\bar{K}N$  及び  $\pi\Sigma$  を下チャンネルとみなすことができる。この場合、下チャンネル散乱として  $\bar{K}N \rightarrow \bar{K}N$  及び  $\bar{K}N \rightarrow \pi\Sigma$  が対応する。実際に  $K^-p \rightarrow \bar{K}N$  ではディップ構造が確認されており、これらの結果は曾根氏の研究と整合している<sup>2)</sup>。

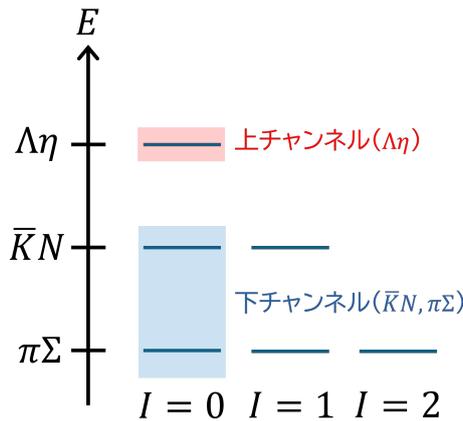


図 4.4:  $\bar{K}N$  散乱における準位構造。  $I$  は合成アイソスピンを表している。

<sup>2)</sup>チャンネル結合を考慮した場合の議論は、Badalyan の文献 [66] でも行われている。

2チャンネル結合を考慮した場合の下チャンネル散乱における T 行列の具体的な形は、L. Lesniak の文献 [67] で紹介されている。文献 [67] で示されている T 行列を用いると、 $\sigma \propto |T|^2$  の関係から、断面積  $\sigma$  は次式で書ける：

$$\sigma \propto \left| \frac{e^{i\delta} \left[ \sin \delta + i \operatorname{Im} (e^{-i\delta} A) k - \frac{1}{2} \operatorname{Im} (e^{-i\delta} AR) k^2 \right]}{1 - iAk + \frac{1}{2} ARk^2} \right|^2. \quad (4.2.7)$$

ここで、 $\delta$  はチャンネル間での位相差のずれを示し、 $R = r_{\text{real}} + ir_{\text{imag}}$  は複素有効レンジを表す。本研究では式 (4.2.7) を用いて  $\Lambda\eta$  カスプに対するフィッティングを行い、 $\Lambda\eta$  の複素散乱長を求めた。

ここで、複素有効レンジを含めるべきかどうかについて議論する。式 (4.2.7) では、単純に  $R$  の項を省略することで複素有効レンジを考慮しない解析が可能である。ところで、1.5 章でも述べたように、 $\Lambda\eta$  カスプと  $\Lambda(1670)$  は密接に関連しており、 $\Lambda\eta$  系に対して  $\Lambda(1670)$  は共鳴状態である。また、一般に共鳴状態のポール位置は有効レンジまで含めないと再現できない。そのため、本解析では複素有効レンジまで含めた式を用いて解析を行うことにした。

## 4.2.2 カスプフィッティング

4.1 章で求めた  $K^-p, \bar{K}^0 n, \pi^+\Sigma^-$  チャンネルの S 波成分  $A_0$  に対して、式 (4.2.7) を用いて同時フィットを行った。この解析では、 $\Lambda\eta$  系の複素散乱長  $A = a + ib$  及び複素有効レンジ  $R = r_{\text{real}} + ir_{\text{imag}}$  を全チャンネルで共通のパラメータとして設定した。

フィッティングに用いる式を明示すると以下ようになる：

$$\begin{aligned} A_0^{Kp} &= C^{Kp} \left| \frac{e^{i\delta^{Kp}} \left[ \sin \delta^{Kp} + i \operatorname{Im} (e^{-i\delta^{Kp}} A) k - \frac{1}{2} \operatorname{Im} (e^{-i\delta^{Kp}} AR) k^2 \right]}{1 - iAk + \frac{1}{2} ARk^2} \right|^2, \\ A_0^{Kn} &= C^{Kn} \left| \frac{e^{i\delta^{Kn}} \left[ \sin \delta^{Kn} + i \operatorname{Im} (e^{-i\delta^{Kn}} A) k - \frac{1}{2} \operatorname{Im} (e^{-i\delta^{Kn}} AR) k^2 \right]}{1 - iAk + \frac{1}{2} ARk^2} \right|^2, \\ A_0^{\pi\Sigma} &= C^{\pi\Sigma} \left| \frac{e^{i\delta^{\pi\Sigma}} \left[ \sin \delta^{\pi\Sigma} + i \operatorname{Im} (e^{-i\delta^{\pi\Sigma}} A) k - \frac{1}{2} \operatorname{Im} (e^{-i\delta^{\pi\Sigma}} AR) k^2 \right]}{1 - iAk + \frac{1}{2} ARk^2} \right|^2. \end{aligned} \quad (4.2.8)$$

このときのフィッティングパラメータは、全チャンネルで共通の  $\Lambda\eta$  複素散乱長  $A$  と  $\Lambda\eta$  複素有効レンジ  $R$  の計 4 つ、さらに各チャンネルごとに独立なスケールファクター  $C$  と位相差のずれ  $\delta$  の計 6 つを加えた、合計 10 個となる。

さらに、実際の測定データは検出器等の分解能によって鋭いカスプ構造がぼかされていると考えられる。そのため、 $\sigma = 5 \text{ MeV}$  のガウス分布で式 (4.2.8) を畳み込んで使用した。

### 4.2.3 カスプフィッティングの結果と考察

同時フィットを行った結果を図 4.5 に示し、得られたパラメータを表 4.2 にまとめた。この表に記載されている誤差は、統計誤差に起因したフィッティング自身の誤差のみであり、系統誤差は含まれていない。

図 4.5 を見ると、 $\bar{K}^0 n$  及び  $\pi^+ \Sigma^-$  チャンネルでは、データとフィット曲線が良い一致を示した。一方、 $K^- p$  チャンネルでは閾値より下側でフィット結果が実測値より大きく、閾値より上側では小さい方向にずれる傾向が見られた。

このずれの要因として、 $K^- p$  チャンネルにおける  $W > 1.7 \text{ GeV}$  の領域で全体の傾向から外れたデータ点や、 $W = 1.62 \text{ GeV}$  付近のデータがフィッティング結果に影響を与えていることが考えられる。また、 $K^- p$  チャンネルのディップ位置が他の 2 チャンネルとは異なり、閾値直上に位置していることも一因と考えられる。

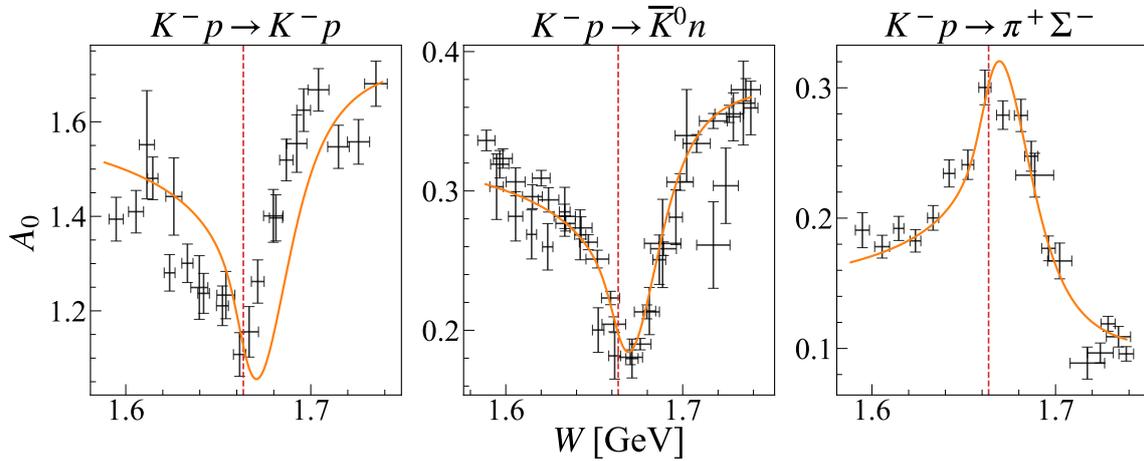


図 4.5: 幅が 5 MeV のガウシアンで畳み込みをした式 (4.2.8) を用いたカスプフィッティングの結果。黒点が部分波解析で抽出した S 波成分である  $A_0$  であり、オレンジの線がフィット結果となっている。赤い点線は  $\Lambda\eta$  閾値を表す。

得られた  $\Lambda\eta$  複素散乱長  $A$  に注目すると、実部  $a$  が正であることから、 $\Lambda\eta$  相互作用が引力的であることが示唆される。また、虚部  $b$  が小さいことは、 $\Lambda\eta$  チャンネルが他のチャンネルとの結合が弱いことを意味している。

さらに、これらの結果を ANL-OSAKA グループの DCC モデルを用いた解析 [24, 25] 及び Duan らのカイラルユニタリーを用いた解析 [39] と比較した結果を表 4.3 に示す。表 4.3 にある相対運動量  $k$  のポール位置  $k_{\text{pole}}$  は、式 (4.2.7) の分母がゼロになる条件から次式で計算される：

$$k_{\text{pole}}^{\pm} = \frac{i}{R} \pm \frac{i}{R} \sqrt{-\frac{2R}{A} - 1}. \quad (4.2.9)$$

また、この  $k$  のポール位置を用いてエネルギーのポール位置  $E_{\text{pole}}$  を次式で計算した：

$$E_{\text{pole}} = \sqrt{m_{\Lambda}^2 + (k_{\text{pole}}^-)^2} + \sqrt{m_{\eta}^2 + (k_{\text{pole}}^-)^2}. \quad (4.2.10)$$

このとき、 $m_{\Lambda}, m_{\eta}$  はそれぞれ  $\Lambda$  と  $\eta$  の質量である。

表 4.3 に示すように、散乱長の実部  $a$  の符号は全ての結果で正となっており、 $\Lambda\eta$  相互作用が引力的であることが各解析で共通して示唆されている。一方、虚部  $b$  に関しては、本研究の結果が他のグループの結果と比較して 1 桁小さい値を示していた。複素有効レンジ  $R$  については、グループ間で異なる値が得られており、明確な結論を導くのは難しい。しかし、散乱長や有効レンジ (散乱パラメータ) を用いて計算したエネルギーポールの位置は、どの結果も  $\Lambda(1670)$  のポール位置と非常に近い値を示していた (図 4.6)。

一般に、散乱パラメータと共鳴状態のポール位置は独立である。1.5 章で述べたように、 $\Lambda(1670)$  の崩壊モードに注目すると、 $\Lambda(1670)$  から  $\Lambda\eta$  への崩壊時の位相空間は小さいにもかかわらず、崩壊分岐比が 10–25% と比較的大きい。このことは、 $\Lambda(1670)$  と  $\Lambda\eta$  チャンネルの結合が非常に強いことを示唆している。さらに、ワインバーグ・友沢関係式によれば、 $\Lambda$  と  $\eta$  の S 波相互作用 (コンタクト項) は 0 となる。しかし、どの解析結果においても  $\Lambda\eta$  散乱長の実部は有限の値を持っていた。したがって、 $\Lambda\eta$  相互作用は単純なワインバーグ・友沢項で記述されるものではなく、 $\Lambda(1670)$  を介した相互作用が大きく寄与していると考えられる。その結果、 $\Lambda\eta$  相互作用は引力的となり、散乱パラメータから計算されるエネルギーポールの位置も  $\Lambda(1670)$  のポール位置と近い値を示したのだと考えられる。

以上の結果から、本研究で開発した  $\Lambda\eta$  カスプの解析手法は、先行研究における  $\Lambda\eta$  散乱長や  $\Lambda(1670)$  との関連性に関する結果と整合する傾向を示した。後述する課題は残るものの、本解析手法の方向性は妥当であると考えられる。

表 4.2: カスプフィッティングで得られた各パラメータの結果

$a$ [fm]	$1.61 \pm 0.08$
$b$ [fm]	$0.06 \pm 0.01$
$r_{\text{real}}$ [fm]	$-2.6 \pm 0.2$
$r_{\text{imag}}$ [fm]	$-0.08 \pm 0.02$
$C^{Kp}$	$19 \pm 4$
$\delta^{Kp}$	$6.04 \pm 0.03$
$C^{Kn}$	$8 \pm 2$
$\delta^{Kn}$	$2.99 \pm 0.02$
$C^{\pi\Sigma}$	$14 \pm 3$
$\delta^{\pi\Sigma}$	$0.16 \pm 0.02$
$\chi^2/\text{ndf}$	$349.479/74$

表 4.3: 今回のカスプ解析の結果と ANL-OSAKA グループの結果 [24, 25]、Duan らによる結果 [39] との比較。我々の解析では  $K^-p$  反応の微分断面積のデータのみを使用しているが、ANL-OSAKA は終状態バリオンの偏極度のデータも一部使用している。 $k_{\text{pole}}$  及び  $E_{\text{pole}}$  は、複素散乱長と複素有効レンジを式 (4.2.9) 及び式 (4.2.10) に代入して得られた結果である。一方、 $M_{\Lambda(1670)}$  及び  $\Gamma_{\Lambda(1670)}$  は、各文献において直接計算された  $\Lambda(1670)$  のポールの位置を示している。

	Our result	ANL-OSAKA [24, 25] Model-A	ANL-OSAKA [24, 25] Model-B	Duan [39]
使用データ	$K^-p \rightarrow \bar{K}N, \pi^+\Sigma^-$	$K^-p \rightarrow \bar{K}N, \pi\Sigma, \pi\Lambda, \Lambda\eta, K\Xi$		Belle, Crystal Ball
解析手法	$\Lambda\eta$ カスプ解析	$K^-p$ 反応の DCC モデル		カイラルユニタリー
$a$ [fm]	$1.61 \pm 0.08$	1.35	0.97	$0.71 \pm 0.10$
$b$ [fm]	$0.06 \pm 0.01$	0.36	0.51	$0.46 \pm 0.04$
$r_{\text{real}}$ [fm]	$-2.6 \pm 0.2$	-5.67	-5.82	$-8.71 \pm 0.76$
$r_{\text{imag}}$ [fm]	$-0.08 \pm 0.02$	-2.24	-3.32	$1.58 \pm 0.33$
$k_{\text{pole}}$ [MeV/c]	$110.76 - 80.33i$	$73.81 - 57.65i$	$72.02 - 72.87i$	$101.89 - 43.28i$
$E_{\text{pole}}$ [MeV]	$1672 - 24i$	$1667 - 12i$	$1664 - 14i$	$1675 - 12i$
$M_{\Lambda(1670)}$ [MeV]	—	$1669^{+3}_-8$	$1667^{+1}_-1$	$1669.40 \pm 1.06$
$\Gamma_{\Lambda(1670)}$ [MeV]	—	$-i(9^{+9}_-1)$	$-i(12^{+3}_-1)$	$-i(21.46 \pm 1.76)$

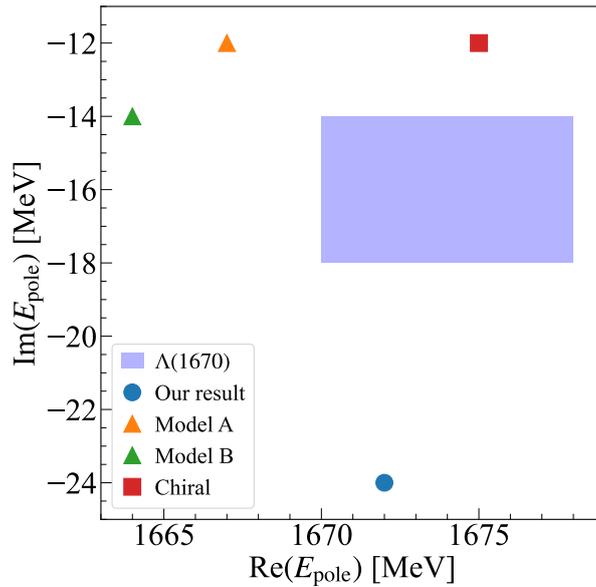


図 4.6: 散乱パラメータから計算されるエネルギーポール位置と  $\Lambda(1670)$  のポールの位置の比較。

## 4.3 カスプ解析の課題

### 4.3.1 部分波解析による S 波成分抽出の課題

本研究では、微分断面積の角度分布に対してルジャンドル多項式を用いてフィッティングを行い、S 波成分を抽出した。しかし、4.1 章で述べたように、 $l = 0, 2, 4, \dots$  のルジャンドル多項式には定数項が含まれるため、S 波と高次部分波の干渉項が角度依存性を持たない成分を生成し、今回抽出した  $A_0$  値にそれらが混在している可能性がある。この影響を定量的に評価するため、Dynamical Coupled-Channels Model を用いた部分波解析を実施している ANL-OSAKA の結果 [68] や、BG2019 の結果 [69, 70, 71] などの理論グループのデータを活用し、どの程度 S 波成分に高次部分波が混入し得るかを定量的に評価することが今後の課題である。

さらに、本解析ではアイソスピンを考慮していないため、 $\Lambda\eta$  カスプに寄与しない合成アイソスピン  $I = 1$  の成分が混入している。このバックグラウンド成分を除去するには、合成アイソスピン  $I = 1$  のみを生成する  $K^-n$  反応データを組み合わせた解析が必要であり、これも将来的な課題として挙げられる。

### 4.3.2 過去の実験データの系統的不一致

過去の実験ごとの  $A_0$  を色分けして描画した結果を図 4.7 に示す。また、図 4.7 の下のパネルには、実験ごとの傾向を見やすくするために、点をなめらかにつないだ曲線を描画している。

$K^-p \rightarrow K^-p$  チャンネルでは、泡箱のデータ (青点) とスパークチェンバーのデータ (ピンク点) は概ね一致しているものの、1.63 GeV 付近で大きな差が見られる。また、スパークチェン

バーのデータでは 1.7 GeV 以上の点で全体の傾向から外れ、小さな値を示している。 $\bar{K}^0 n$  チャンネルでは、カウンター実験の結果 (緑とオレンジ) は一致しているが、泡箱のデータはそれらよりも小さい値を示す傾向が確認できる。 $\pi^+ \Sigma^-$  チャンネルでは、1.72 GeV 付近で傾向から外れるデータ点が見受けられる。このように、異なる実験データを組み合わせることによって  $\Lambda\eta$  カスプの形状を描画することはできたが、実験データ間で系統的な不一致があることが分かった。

さらに、アイソスピン対称性に基づけば、 $K^- p$  と  $\bar{K}^0 n$  の結果は一致するはずであるが、実際には  $K^- p$  のディップ位置が  $\bar{K}^0 n$  と異なり、フィット結果にずれが見られる。この違いが実験データの系統的なずれによるものか、干渉項など、なんらかの物理現象によるものかを検証するには、 $\Lambda\eta$  閾値近傍の高精度なデータ測定が必要である。

以上の理由から、 $\bar{K}N$  及び  $\pi\Sigma$  チャンネルを同一条件下で高精度測定をする必要がある。

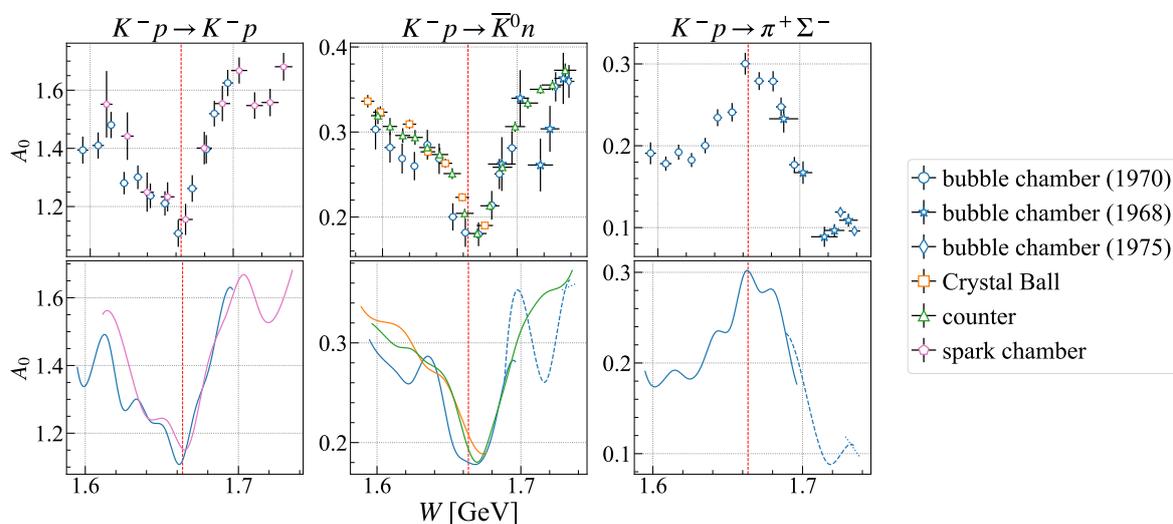


図 4.7: 実験ごとに色や点の形を変えて  $A_0$  の値をプロットしたもの。複数ある泡箱の実験については全て青色で表示し、点の形を実験ごとに覚えて区別している。下のパネルは実験ごとの  $A_0$  をなめらかな線で結んだ時の比較。

### 4.3.3 カスプフィッティングに用いる式

本研究のカスプ解析では 2 チャンネル結合を考慮したカスプの式を用いて解析を行ったが、より正確な解析を行うためには  $\Lambda\eta$ ,  $\bar{K}N$ ,  $\pi\Sigma$  の 3 チャンネル結合を考慮する必要がある。現在、東京都立大学の曾根氏により、一般的なチャンネル結合を含む閾値カスプの振る舞いに関する研究が進められている [72, 73]。今後は理論研究者の協力のもと、 $\Lambda\eta$ ,  $\bar{K}N$ ,  $\pi\Sigma$  の 3 チャンネル結合を考慮した式を用いたデータ解析を進める予定である。

# 第 5 章 Geant4 を用いた E72 実験の収量の見積もり

改めて E72 実験で取り組む 2 つの物理課題を挙げると、

- エキゾチックハドロンの候補である  $\Lambda(1665)$  の探索
- $K^-p$  反応を用いた  $\Lambda\eta$  カスプ分光

である。J-PARC E72 実験のプロポーザル [74] 及び Technical Design Report (TDR) [75] では、1 つ目の物理課題に焦点を当て、 $K^-p \rightarrow \Lambda\eta$  反応のみを考慮した Geant4 を用いたモンテカルロシミュレーションによるデータ収集トリガーの設計やアクセプタンス・収量の見積もりが行われた。

しかし、プロポーザルが提出された 2017 年以降、Belle 実験で  $\Lambda\eta$  カスプに関する結果が報告され、その重要性が認識されるようになった。そこで、本研究ではこれまで評価されていなかった  $K^-p \rightarrow \bar{K}N, \pi\Sigma, \pi\Lambda$  などの他のチャンネルについて、

- データ収集トリガーの最適化
- アクセプタンスや収量の見積もり
- $\Lambda\eta$  カスプ形状の測定精度の見積もり

を実施し、 $\Lambda\eta$  カスプ分光実験の実現可能性についての評価を行った。

## 5.1 プロポーザル・TDR での見積もり

### 5.1.1 データ収集トリガーのコンセプト

まず、本実験のデータ収集トリガーの設計について述べる。J-PARC E72 実験のプロポーザルで提案されたトリガーの基本コンセプトは以下の通りである：

$$(K\text{Beam}) \times (\text{HTOF}) \times (\text{Beam Veto}). \quad (5.1.1)$$

$K\text{Beam}$  は、 $K^-$  ビームが入射したことを確認するための条件であり、K1.8BR ビームライン上流に設置された BHT、HypTPC 直前に設置された T0 カウンター、そして BAC を組み合わせて  $K\text{Beam} = (\text{BHT} \times \text{T0} \times \overline{\text{BAC}})$  で構成する。ここで、BAC はビームに含まれる  $\pi^-$  を排除する役割を果たす。次に、HTOF は標的で反応が起きたことを識別するための条件であり、後述する HTOF Mp2 トリガーと Forward Proton トリガーの OR をとって、 $\text{HTOF} = (\text{HTOF Mp2} \parallel \text{Forward Proton})$  で構成する。最後に、Beam Veto は、ターゲットで反応しなかったビームイベントを排除するための条件であり、KVC の信号を利用して

Beam Veto =  $(\overline{KVC})$  で作る。

反応が発生したことを検出するための HTOF トリガー部分について詳しく述べる。E72 実験のプロポーザルでは、次の 2 種類のトリガーが検討された：

**Trigger A (HTOF Mp2):**

2 つ以上の HTOF セグメントで信号が検出される (Multiplicity  $\geq 2$ )

**Trigger B (Forward Proton):**

ターゲット前方の HTOF セグメントで、エネルギー損失  $\Delta E$  がある閾値以上となる

Trigger A は、図 5.1 (A) のような  $K^-p \rightarrow \Lambda\eta$  反応において、 $\Lambda$  の崩壊 ( $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ ) で生成される荷電粒子の陽子と  $\pi^-$  がそれぞれ HTOF に到達し、HTOF の Multiplicity が 2 となることを利用したトリガーである。ただし、図 5.1 (B) にあるように、 $\pi^-$  が HTOF に到達しない場合には、Trigger A でイベントを取り逃す可能性がある。一方、Trigger B は、 $\Lambda$  崩壊由来の陽子がターゲット前方に集中する特性 (図 5.2) を利用して設計されており、Trigger A で取り逃したイベントを検出することができる。ビーム  $K^-$  は 1 cm 厚の HTOF で約 2 MeV のエネルギーを損失するが、 $\Lambda$  崩壊由来の陽子は、ビーム  $K^-$  よりエネルギー損失は大きくなる。そのため、前方 HTOF セグメントでエネルギー損失  $\Delta E$  が大きなイベントを選ぶことで、陽子が入射した事象を識別できる。これ以降、Trigger A を「HTOF Mp2 トリガー」、Trigger B を「Forward Proton トリガー」と呼ぶことにする。

以上を踏まえ、最終的なトリガー条件の定義は以下のようなになる：

$$(\text{BHT} \times \text{T0} \times \overline{\text{BAC}}) \times (\text{HTOF Mp2} \parallel \text{Forward Proton}) \times (\overline{\text{KVC}}) \quad (5.1.2)$$

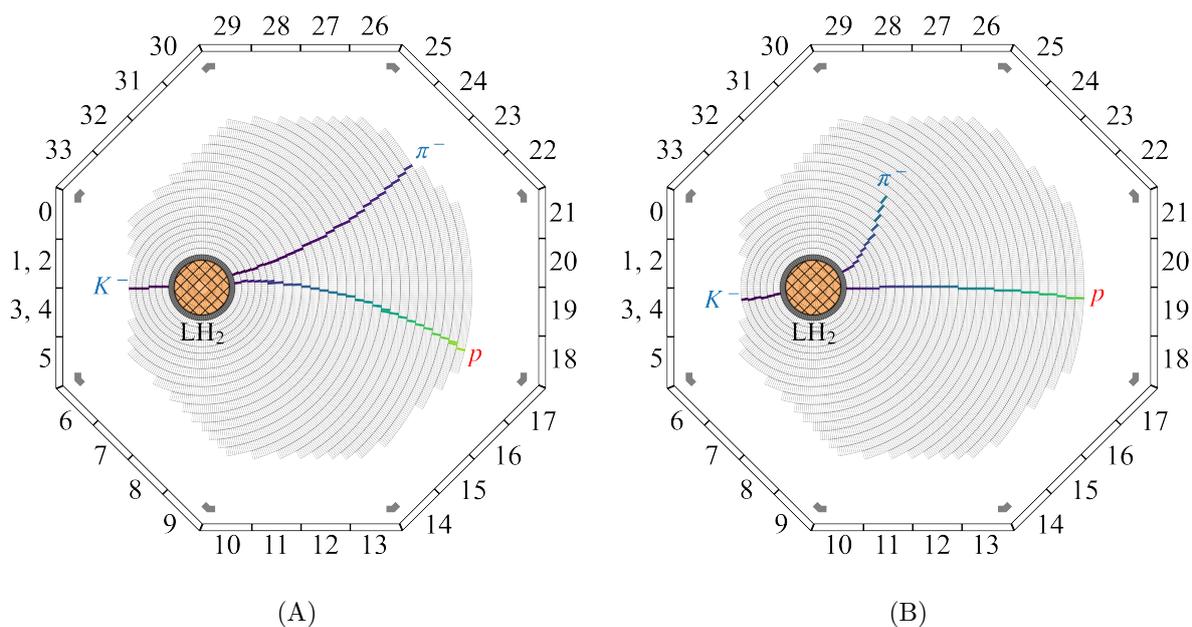


図 5.1:  $\Lambda\eta$  終状態かつ  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  の崩壊モードを選択した際の飛跡の例。周囲に取り囲むようにして配置されているのが HTOF であり、HTOF のセグメント番号も同時に表示している。(A) HTOF の Multiplicity が 2 のときの飛跡の例。(B) HTOF の Multiplicity が 1 のときの飛跡の例。飛跡の色は読み出し pad に到達した時間情報 ( $y$  座標) を示す。

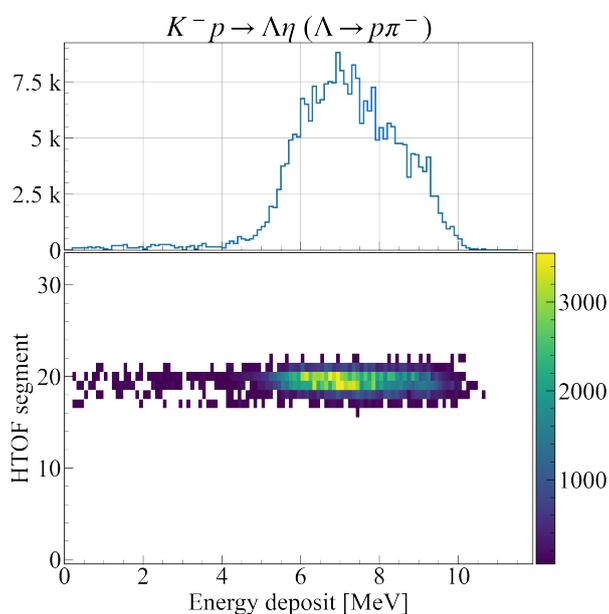


図 5.2:  $\Lambda\eta$  終状態で、 $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  崩壊時の陽子について、HTOF におけるエネルギー損失とセグメントの関係を示している。このとき、HTOF の Multiplicity が 1 のイベントのみを対象としている。上のパネルは、下の 2 次元ヒストグラムを射影したエネルギー損失分布を表している。

### 5.1.2 プロポーザル・TDR での見積もり結果

E72 実験のプロポーザル及び TDR では、 $K^-p \rightarrow \Lambda\eta$  反応におけるアクセプタンス、収量、 $\Lambda$  の偏極度に関する統計誤差の見積もりが行われた。アクセプタンスの見積もり結果は図 5.3 (A) に示されており、HTOF Mp2 トリガー (黒点)、Forward Proton トリガー (赤点)、及び両者の OR を取った場合 (緑点) で比較されている。E72 実験では 1 T の磁場環境下で HypTPC を使用するため、(HTOF Mp2 || Forward Proton) におけるアクセプタンスが約 99% と見積もられている。

また、 $\Lambda\eta$  の 1 日あたりの収量は図 5.3 (B) に示されており、以下の式を用いて計算された：

$$N_{\text{yield}} = N_K \times \sigma_{\Lambda\eta} \times n_{\text{proton}} \times t \times \epsilon_{\Lambda} \times \epsilon_0. \quad (5.1.3)$$

ここで、使用した各パラメータの詳細は表 5.1 にまとめている。この条件に基づく収量は 1 日あたり約  $2.2 \times 10^4$  イベントと見積もられた。

ビームタイムの長さは、 $\Lambda(1665)$  のパリティをモデル非依存に決定するために必要な  $\Lambda$  の偏極度に対する統計誤差を基準に設定された。具体的には、ビーム運動量の binning を 2 MeV/c 刻みに設定し、各運動量範囲で  $\Lambda$  の偏極度  $P_{\Lambda}$  に対する統計誤差を  $\delta P_{\Lambda} \sim 0.05$  程度に抑える必要がある。この条件を満たすためには、約  $3 \times 10^5$  以上の統計量を確保する必要があり、約 2 週間のビームタイムが必要と見積もられた。2 週間のデータ取得を行った場合の  $\Lambda$  の偏極度の統計誤差の見積もり結果は図 5.3 (C) に示している。

以上の見積もりを踏まえ、プロポーザルでは physics run として 14 日間のビームタイムが要求された。まず中心運動量を 685, 705, 725, 745, 765 MeV/c (運動量の広がり FWHM で約 2%) に設定し、各運動量で半日ずつデータを取得する。その後、得られたデータを迅速に解析し、 $\Lambda(1665)$  のパリティを決定するために長期でデータ取得を行うビーム運動量を選定する。そして、残りの 11.5 日間を選定した運動量でデータ収集を行う計画であった。以降の解析では、11.5 日間のデータ収集を行う中心運動量は 735 MeV/c であると仮定して、議論を進める。

表 5.1:  $\Lambda\eta$  の収量の見積もりで使用される各パラメータの詳細。プロポーザル・TDR 時点では液体水素ターゲットの直径を 5.4 cm として計算を行っていた。

$N_K$	$K^-$ ビームの数 ( $\sim 3.6$ kHz)
$\sigma_{\Lambda\eta}$	$\Lambda\eta$ の断面積 ( $\sim 1$ mb)
$n_{\text{proton}}$	液体水素標的の陽子数密度 ( $4.27 \times 10^{22}$ cm $^{-3}$ )
$t$	液体水素標的の直径 (5.4 cm)
$\epsilon_{\Lambda}$	$\Lambda$ の検出効率 ( $0.64 \times 0.6$ )
$\epsilon_0$	DAQ 効率などの全体の効率 (0.8)

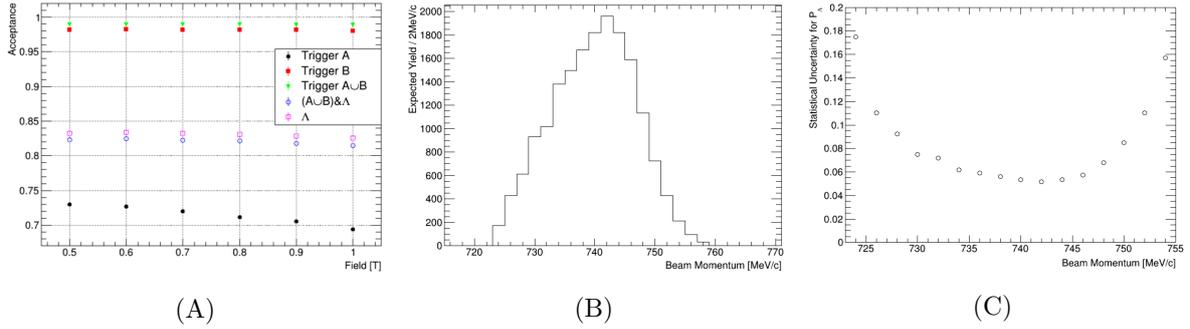


図 5.3: (A) TDR [75] での Geant4 を用いたアクセプタンスの見積もり結果。横軸は SHS マグネットに印加する磁場を表している。E72 実験では 1 T で実験を実施する。(B) 1 日あたりの  $\Lambda\eta$  の収量の見積もり。(C) 2 週間分のデータを取得した場合の  $K^-p \rightarrow \Lambda\eta$  における  $\Lambda$  の偏極度の統計誤差の見積もり。統計誤差は角度分布における各 bin での統計誤差を表している。

## 5.2 $\Lambda\eta$ カスプ分光のためのトリガー設計及び最適化とアクセプタンス・収量の見積もり

プロポーザルが作成された 2017 年以降、J-PARC のビーム強度や HypTPC のターゲットサイズなどの実験条件に変更が生じた。そのため、本研究では最新の条件を反映し、Geant4 を用いた E72 実験の見積もりを改めて行った。また、 $\Lambda\eta$  カスプ分光実験の実現可能性を評価するために、プロポーザル及び TDR では行われていなかった  $K^-p \rightarrow \bar{K}N, \pi\Sigma, \pi\Lambda$  などの他のチャンネルを含めたデータ収集トリガーの最適化とアクセプタンス・収量の見積もりを実施した。

### 5.2.1 シミュレーション条件の更新

Geant4 を用いた見積もりにおいて、プロポーザル時点から大きく変更された点は表 5.2 に示す通りである。その中でも、今回の見積もりから導入した微分断面積の角度分布の再現について説明する。微分断面積の角度分布は、4.1 章で述べたように、ルジャンドル多項式を用いて再現することが可能である。そのため、過去の  $K^-p$  反応の微分断面積データに対して部分波解析を行い、得られたルジャンドル多項式の係数を Geant4 に組み込むことで、微分断面積を反映したシミュレーションを実現した。微分断面積のデータは、 $K^-p \rightarrow \bar{K}N, \pi\Sigma, \pi\Lambda$  反応については泡箱実験のデータ [57] を、 $K^-p \rightarrow \Lambda\eta$  反応については Crystal Ball 実験のデータ [23] を利用した。

ただし、これらの過去実験のデータは、入射  $K^-$  の運動量に対して離散的な結果となっている。そのため、入射  $K^-$  の運動量に対して連続的に角度分布を再現するためには工夫が必要である。今回のシミュレーションでは、図 5.4 に示すように、ルジャンドル多項式の各次数ごとの係数に対して 3 次のスプライン補完を適用し、運動量に対して連続的な係数を求めた。この手法により、微分断面積の角度分布を運動量に対して連続的に計算することが可能となる。

また、全断面積は以下の式を用いて計算することができる：

$$\sigma = 2\pi \int_{-1}^1 \frac{d\sigma}{d\Omega} d\cos\theta. \quad (5.2.1)$$

ここで用いる微分断面積の値には、前述のスプライン補完によって得られた連続的な値を用いることで、入射  $K^-$  の運動量に対して連続的な断面積を計算することが可能となる。この計算結果を各チャンネルの収量見積もりに利用した。

本研究では、以上の変更点を反映したうえで、E72 実験のシミュレーションを実施した。

表 5.2: E72 実験のプロポーザル・TDR 時点からの主な変更点

ビーム強度	最新の 2024 年春に測定されたデータを使用
スピル長	スピル長を 5.52s から 4.24s へ短縮
ターゲットサイズ	液体水素標的の直径を $\phi$ 5.4 cm から $\phi$ 8.0 cm に拡大
ビームタイムの短縮	標的サイズの拡大により、 $\Lambda\eta$ の目標統計量を維持しつつ、ビームタイムを 14 日から 8 日に短縮
微分断面積の角度分布	過去の測定データに基づき、Geant4 シミュレーション内で角度分布を再現

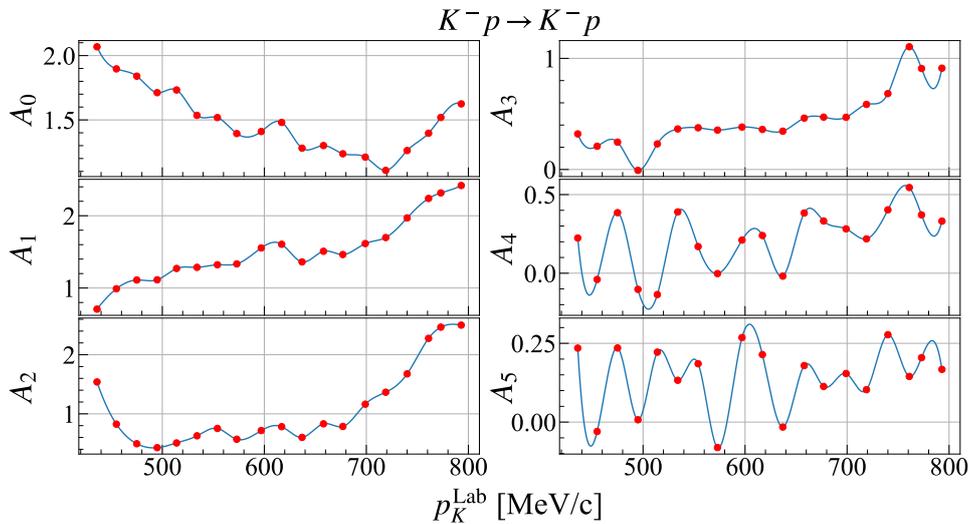


図 5.4:  $K^-p \rightarrow K^-p$  反応の微分断面積の角度分布データに対して、ルジャンドル多項式でフィットした際に得られた 0-5 次の係数 ( $A_0$ - $A_5$ ) と、それらに 3 次スプライン補完を適用した結果。

## 5.2.2 トリガー条件の最適化

E72 実験では、 $\Lambda\eta$ に加えて  $\bar{K}N$  や  $\pi\Sigma$  といった他のチャンネルも測定可能なトリガー設計が求められる。本節では、特に Forward Proton トリガーの条件について、使用する HTOF セグメントとエネルギー損失の閾値設定を検討する。

E72 実験の主目的である  $\Lambda(1665)$  探索では、 $K^-p \rightarrow \Lambda\eta$  チャンネルに焦点を当てている。 $\Lambda\eta$  閾値近傍のエネルギー領域では、 $\Lambda\eta$  チャンネルの Q 値が小さいため、 $\Lambda$  崩壊由来の陽子の運動量が小さく、陽子が入射する HTOF セグメントは前方に集中する。一方で、他のチャンネルの場合は、 $\Lambda\eta$  チャンネルに比べて Q 値が大きくなるので、陽子の運動量が大きくなり、入射する HTOF セグメントの範囲が広がる。よって、他のチャンネルに対して Forward Proton トリガーを適応するためには、使用セグメントとエネルギー損失の閾値の条件を緩める必要がある。

各チャンネルにおいて、HTOF の Multiplicity が 1 の場合の陽子の衝突セグメントとエネルギー損失の関係を図 5.5 に示す。たとえば、図 5.5 (A) の  $K^-p$  弾性散乱では、陽子が HTOF のセグメント 11 から 27 あたりに衝突し、エネルギー損失が 3 MeV 以上に多く分布していることがわかる。

Forward Proton トリガーでは、エネルギー損失の閾値を低く設定すると陽子の選択効率は向上するが、一方で  $K^-$  ビームも選択され、トリガーレートを圧迫する可能性がある。そこで、 $K^-$  ビームイベント (= 標的で  $K^-$  ビームが反応しなかったイベント) での HTOF セグメントとエネルギー損失の関係を調べた結果を図 5.6 に示す。 $K^-$  ビームが HTOF で落とすエネルギーはおよそ 3 MeV 以下であることがわかり、この結果からエネルギー損失の閾値を 3 MeV 以上に設定することとした。

さらに、図 5.5 の結果から、エネルギー損失が 3 MeV 以上の場合に、陽子が HTOF に衝突する範囲をカバーするため、HTOF セグメント 10 から 29 を使用する設計を採用した。この条件は、図 5.5 で赤い四角で囲まれた領域に対応している。

以上の議論を踏まえ、最終的な Forward Proton トリガーの条件は、「HTOF セグメント 10-29 のいずれかでエネルギー損失が 3 MeV 以上であった場合にトリガーを作る」となる。

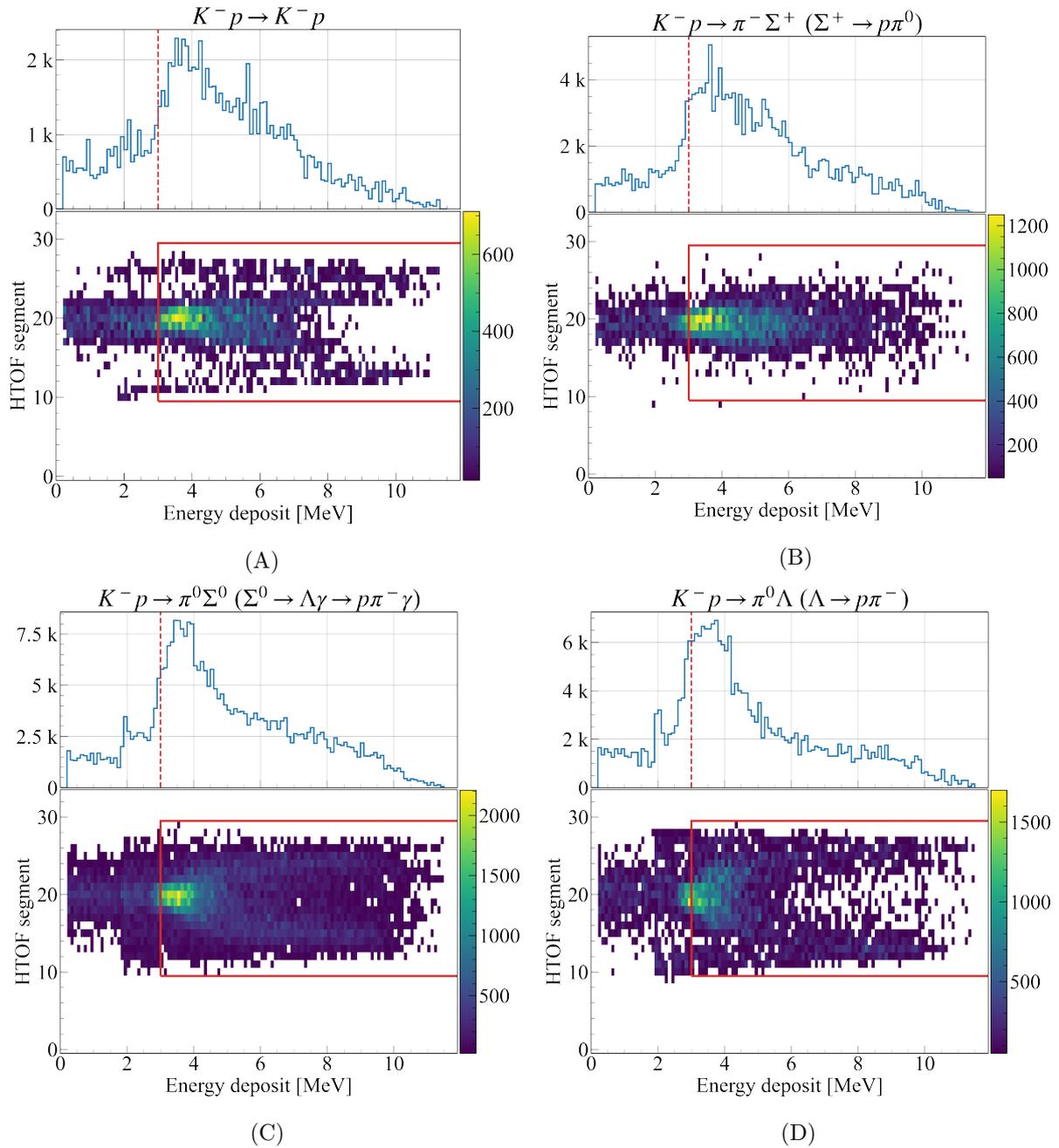


図 5.5: HTOF の Multiplicity が 1 の場合における陽子のエネルギー損失と衝突セグメントの 2 次元ヒストグラム及びエネルギー損失分布。赤い四角で囲まれた領域が最終的な Forward Proton トリガーの条件を示している。(A)  $K^-p$  弾性散乱のイベントのうち、 $K^-$  が HypTPC 内部で崩壊しなかった場合のもの。(B)  $\pi^- \Sigma^+$  反応で、 $\Sigma^+ \rightarrow p \pi^0$  崩壊モードを選択した場合。(C)  $\pi^0 \Sigma^0$  反応で、 $\Sigma^0$  由来の  $\Lambda$  が  $p \pi^-$  に崩壊する場合。 $\pi^0 \Lambda$  反応で、 $\Lambda \rightarrow p \pi^-$  の崩壊モードを選択した場合。

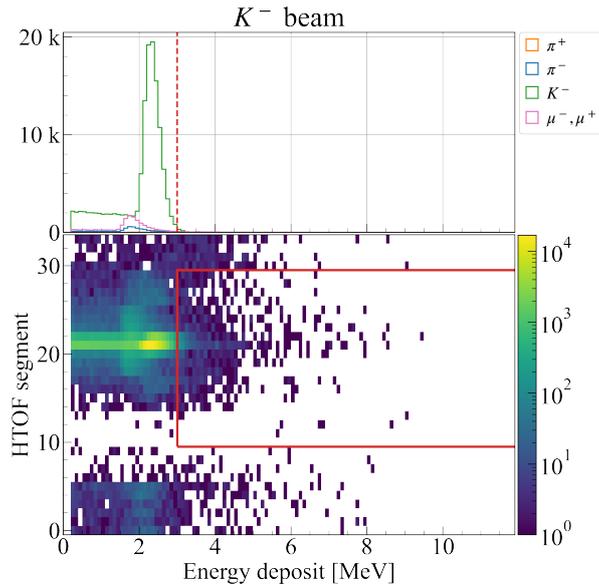


図 5.6: HTOF の Multiplicity が 1 の場合における  $K^-$  ビームのエネルギー損失と衝突セグメントの 2 次元ヒストグラム及びエネルギー損失分布。上のパネルでは、HTOF に入射した粒子ごとに色分けしてプロットしている。赤い四角で囲った領域が最終的な Forward Proton トリガーの条件を示している。

### 5.2.3 HTOF 信号の波高の位置依存性

前節では、Forward Proton トリガーのエネルギー損失の閾値を 3 MeV 以上に設定することに決めた。一方で、エネルギー損失を基準としたイベント選択を行うには、HTOF 信号の波高が陽子の入射位置に依存しないことが前提となる。そこで、HTOF 信号の波高の位置依存性を実際に確認した。HTOF は両端読み出し方式を採用しているため、片側読み出し及び両端の信号をアナログ SUM で足し合わせた場合の波高を測定した。

測定では  $^{90}\text{Sr}$  線源を使用し、図 5.7 (A) のように線源を当てる位置を変えながら、 $^{90}\text{Sr}$  線源のエンドポイント (約 2 MeV) に対応する波高をオシロスコープで調べた。

測定結果は図 5.7 (B) のようになった。片側読み出し (青点・緑点) の場合、波高の位置依存性が顕著に見られる一方で、アナログ SUM の信号では、2 MeV に対応する波高が  $650 \pm 60$  mV となり、位置依存性が約 10% の範囲に抑えられることがわかった。すなわち、この位置依存性を考慮し、各セグメントごとに HTOF の閾値を適切に設定することで、Forward Proton トリガーを作ることが可能である。

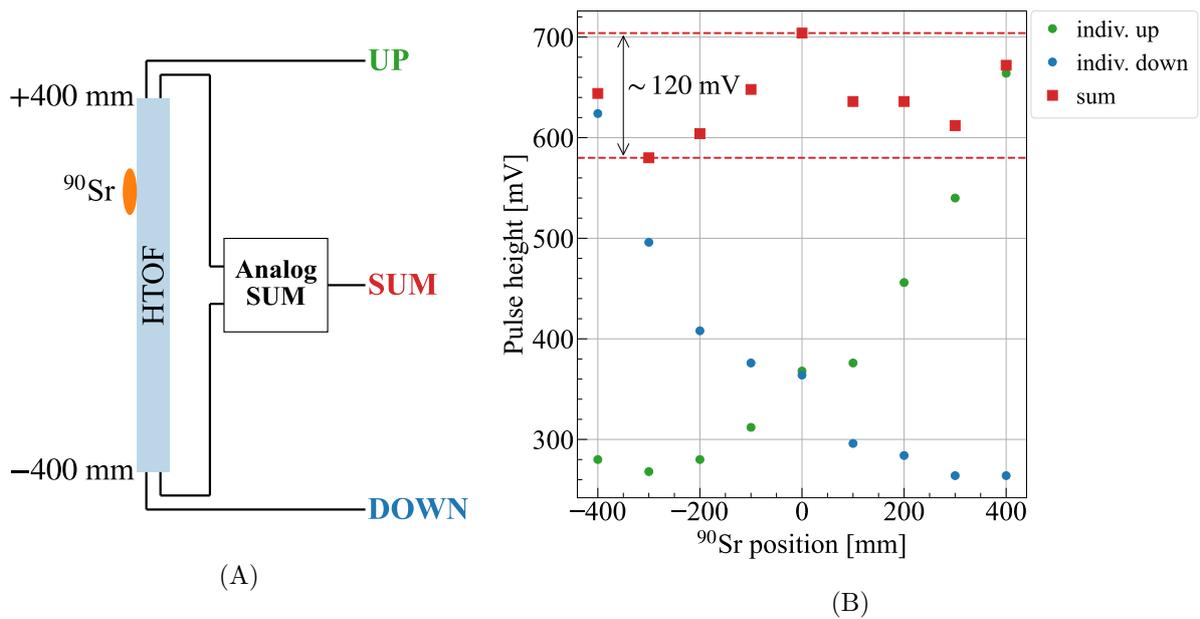


図 5.7: (A) HTOF 信号波高の位置依存性を測定するためのセットアップ。(B) 各読み出し方式における波高信号の測定結果。

### 5.2.4 トリガーレートの評価

本研究で決定した Forward Proton トリガーの条件を踏まえて E72 実験におけるトリガーレートを見積もった。Geant4 シミュレーションでは T0、BAC、HypTPC、HTOF、KVC は組み込んでいるが、ビームライン上流の BHT は組み込んでいない。そのため、BHT を除外した以下のトリガー条件を使用して評価を行った：

$$(T0 \times \overline{BAC}) \times (HTOF \text{ Mp2} \parallel \text{Forward Proton}) \times (\overline{KVC}) \quad (5.2.2)$$

ここで、BAC 及び KVC の検出効率は 100%であると仮定してシミュレーションを実施した。

#### トリガーレートの評価方法

BAC 及び KVC の検出効率が 100%である場合に、トリガーレートを増加させる主な要因は、 $K^-$  ビームの崩壊事象である。このため、Geant4 シミュレーションを用いて  $K^-$  ビームを照射し、トリガーレートがどの程度になるのかを評価した。

一方、 $\pi^-$  ビームの影響については次の理由から無視可能と判断した。 $\pi^-$  の崩壊事象のほとんどは  $\mu^-$  への崩壊であり、この際に生成される荷電粒子は 1 つだけであるため、トリガーにかからない。また、BAC 及び KVC の検出効率を 100%と仮定して見積もるため、崩壊しない  $\pi^-$  ビーム事象は全て除去可能である。このため、今回の評価では  $K^-$  ビームの影響のみを考慮した。

## トリガーレートの見積もり結果

トリガーレートの見積もりでは、代表的な測定点として中心運動量が 735 MeV/c の  $K^-$  ビームを用いてシミュレーションを行った。その結果、トリガーレートは 425 Hz となった。表 5.3 では、以下の 3 つの場合について、HTOF Mp2 トリガー、Forward Proton トリガー、両者の OR におけるトリガーレートの内訳をまとめている：

- (1).  $K^-$  が HypTPC 内部で崩壊しなかった場合
- (2).  $K^-$  が  $\mu^-$  に崩壊した場合
- (3).  $K^-$  が  $\pi$  を含む崩壊モードで崩壊した場合

まず、 $K^-$  が崩壊しなかった (1) の場合では、HTOF Mp2 トリガーによるイベントがトリガーレートに大きく寄与していた。その原因は、 $K^-$  ビームの一部が上流側の HTOF セグメントに当たるためだと考えられる。通常、 $K^-$  ビームはビーム窓を通過することで、HTOF には当たらない設計だが、実際にはビームプロファイルが窓よりもわずかに広がっており、一部が HTOF の上流セグメントに当たってしまう。さらに、これらのビームが HTOF の下流セグメントにも当たり、KVC を通過しなかった場合、イベントの除去ができず、HTOF Mp2 トリガー条件を満たしてしまう。このため、 $K^-$  が崩壊しない場合でもトリガーが生成され得る。

次に、 $K^-$  が崩壊した (2, 3) の場合に注目すると、 $\mu^-$  への崩壊では 91.2 Hz、 $\pi$  を含む崩壊モードでは 98.0 Hz のトリガーレートとなることがわかった。それぞれの崩壊分岐比を考慮すると、 $\mu^-$  への崩壊確率は  $\pi$  を含む崩壊モードの約 2-3 倍であるから、割合としては  $\pi$  崩壊モードの方がトリガーを作りやすい結果となった。この傾向は、荷電粒子が複数生成される  $\pi^- \pi^- \pi^+$  への崩壊モードがトリガー条件を満たしやすいという予測と一致している。

以上の結果から、トリガーレートの約半分は  $K^-$  ビームが上流側 HTOF にヒットし、なおかつ KVC には当たらない事象であり、残りの半分は  $K^-$  の崩壊によるものであることがわかった。

図 5.8 はトリガーレートと HypTPC の DAQ 効率の関係を示している。この図では、DAQ の busy time ごとに色分けして描画しており、E72 実験では 80  $\mu$ s の条件 (黒線) で実験を行う。E72 実験における DAQ 効率の要求値は 90% 以上であるが、今回見積もられたトリガーレートである 425 Hz では DAQ 効率が約 95% と推定され、要求を満たすことを確認した。

表 5.3:  $K^-$  ビーム起因のトリガーレートの内訳。

	HTOF Mp2 [Hz]	Forward Proton [Hz]	HTOF Mp2    Forward Proton [Hz]
$K^-$ (no decay)	230.7	31.8	235.8
$\mu$ from $K^-$ decay	39.2	57.6	91.2
$\pi$ from $K^-$ decay	62.2	52.4	98.0
total	332.1	141.9	425.0

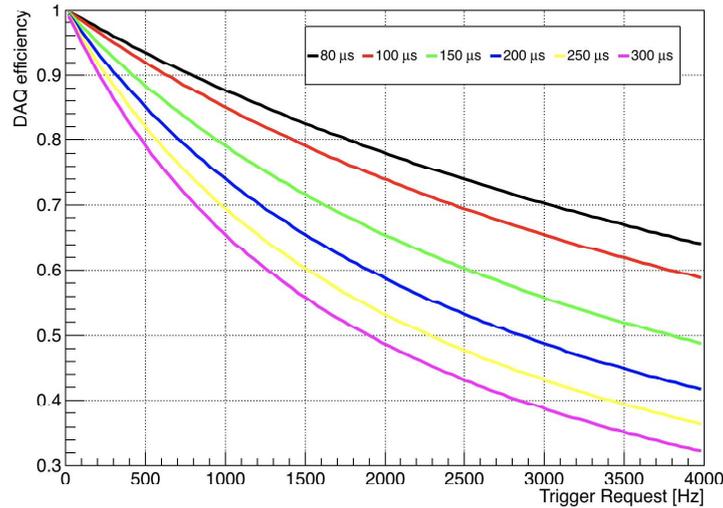


図 5.8: HypTPC の DAQ 効率のトリガーレート依存性。DAQ の busy time ごとに色を変えて表示しており、E72 実験では 80  $\mu\text{s}$ (黒い線) の条件で実験を行う。

### 5.2.5 アクセプタンスの評価

トリガーレートの見積もりと同様の方法で、各チャンネルのアクセプタンスを評価した。トリガーレートの評価では、 $K^-$  ビームがどの程度トリガーをつくるかを調べたが、アクセプタンスの評価では、 $K^-$  ビームの代わりに評価対象の終状態イベントがどれだけトリガーをつくるかを確認した。また、この評価では、HypTPC で測定可能な崩壊モードに限定してアクセプタンスの見積もりを行った。

HTOF Mp2 トリガー、Forward Proton トリガー、両者の OR の場合で見積もった各チャンネルのアクセプタンスを表 5.4 にまとめた。また、角度アクセプタンスの分布は図 5.9 のようになった。ここで、角度  $\theta_{\text{CM}}$  は、重心系での入射  $K^-$  に対する終状態メソンのなす角度である。

表 5.4 から、アクセプタンスが最も低いチャンネルでも約 54% となり、今回検討したトリガー条件で、 $\Lambda\eta, \bar{K}N, \pi\Sigma, \pi\Lambda$  チャンネルは全て十分なアクセプタンスを有していることが分かった。

また、図 5.9 の角度アクセプタンスを見ると、 $K^-p$  の弾性散乱を除く全チャンネルで、全角度範囲においてアクセプタンスが確保されていることがわかる。一方で、 $K^-p$  の弾性散乱では、 $\cos\theta_{\text{CM}} \simeq +1$  の領域でアクセプタンスがない。図 5.10 の上(下)パネルに、 $K^-p$  の弾性散乱における散乱直後の  $K^-$ (陽子) の角度ごとの運動量の大きさを示した。図 5.10 より、 $\cos\theta_{\text{CM}} \simeq +1$  付近では、散乱後の陽子の運動量が低いことが分かる。そのため、この領域での散乱では、散乱した陽子が液体水素標的中で止まり、HTOF Mp2 トリガーにも Forward Proton トリガーにもかからない。その結果、アクセプタンスがなくなってしまったと考えられる。

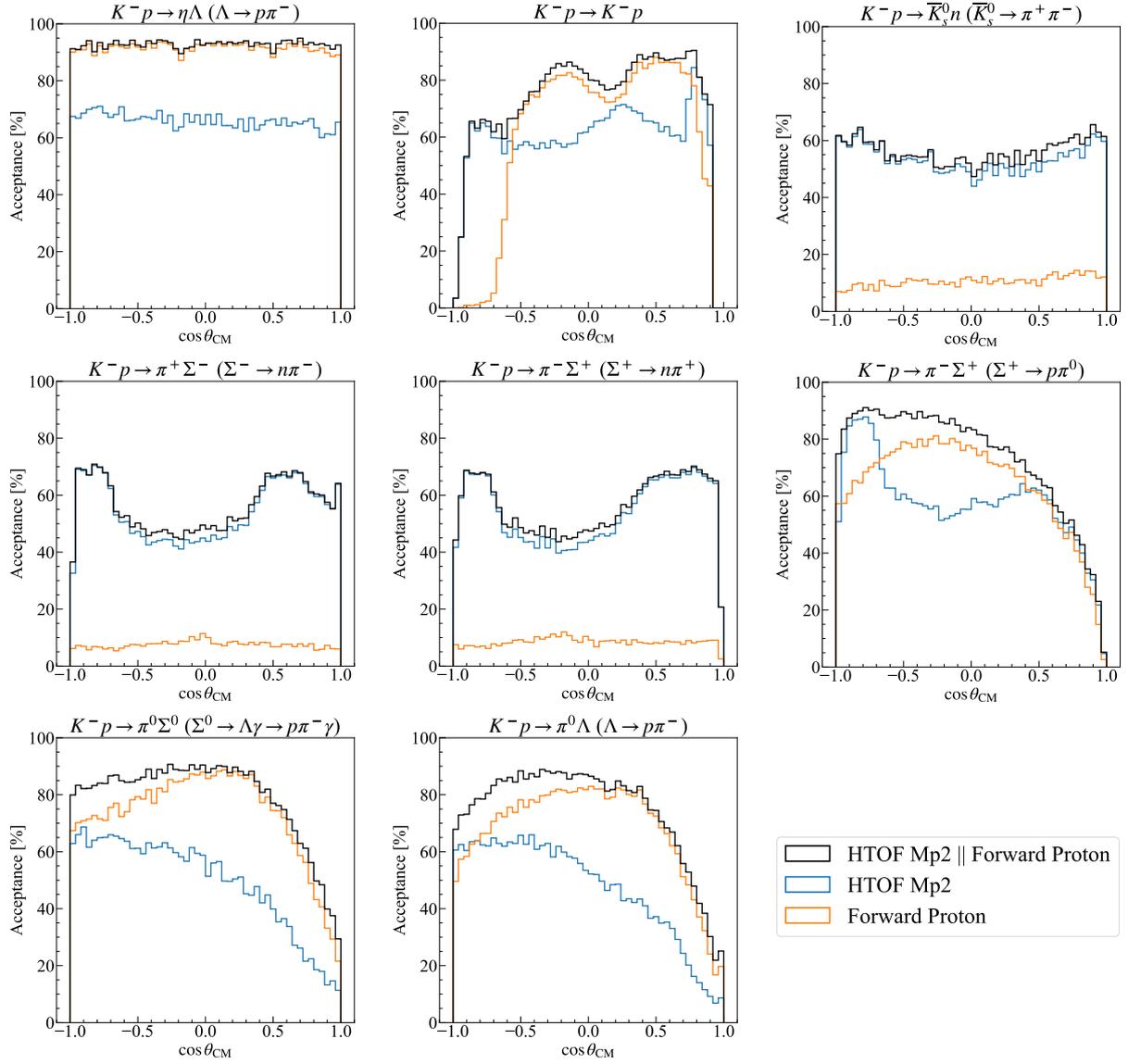


図 5.9: 各チャンネルごとの角度アクセプタンス。 $K^-p$  の弾性散乱では  $\cos \theta_{\text{CM}} \simeq +1$  付近でアクセプタンスがない。その他のチャンネルでは、全角度範囲において、十分なアクセプタンスが得られている。

表 5.4: 各チャンネルごとのアクセプタンス。括弧内は注目した崩壊モードを表す。

Final state	HTOF Mp2 [%]	Forward Proton [%]	HTOF Mp2    Forward Proton [%]
$\Lambda\eta$ ( $\Lambda \rightarrow \pi^- p$ )	66.0	91.6	92.8
$K^- p$ (Kaon does not decay)	55.0	64.2	71.1
$\bar{K}_s^0 n$ ( $\bar{K}_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ )	51.7	11.0	54.2
$\pi^+ \Sigma^-$ ( $\Sigma^- \rightarrow \pi^- n$ )	54.3	7.5	56.2
$\pi^- \Sigma^+$ ( $\Sigma^+ \rightarrow \pi^0 p$ )	57.7	64.0	73.6
$\pi^- \Sigma^+$ ( $\Sigma^+ \rightarrow \pi^+ n$ )	54.0	8.4	56.2
$\pi^0 \Sigma^0$ ( $\Sigma^0 \rightarrow \gamma \pi^- p$ )	49.3	73.1	79.0
$\pi^0 \Lambda$ ( $\Lambda \rightarrow \pi^- p$ )	47.2	67.8	74.6

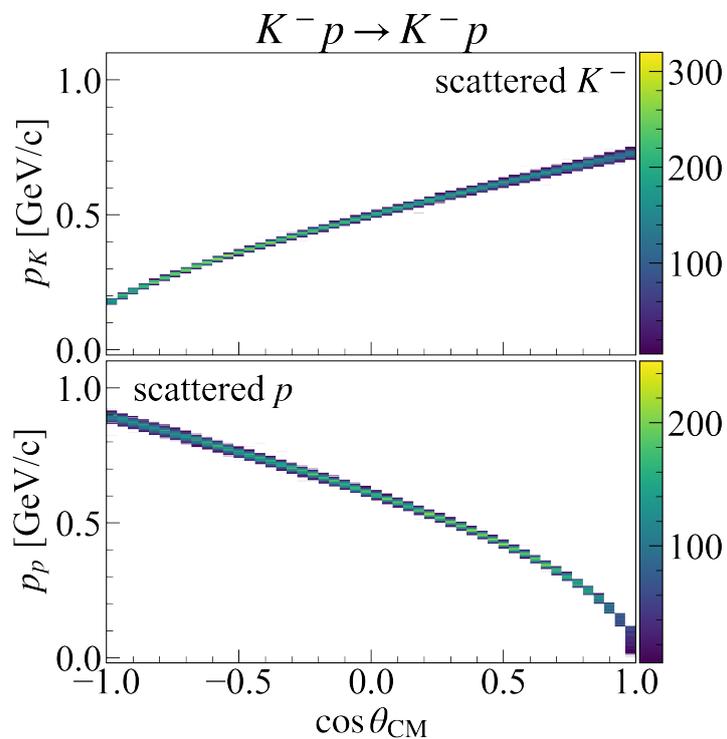


図 5.10:  $K^- p$  弾性散乱の散乱直後における運動量の大きさと  $\cos \theta_{\text{CM}}$  の関係。

## 5.2.6 収量の見積もり

本節では、E72 実験で期待される  $\Lambda\eta$ ,  $\bar{K}N$ ,  $\pi\Sigma$ ,  $\pi\Lambda$  の収量について説明する。収量  $N_{\text{yield}}$  は、以下の式を用いて計算した：

$$N_{\text{yield}} = N_{K^{\text{beam}}} \times \sigma \times n_{\text{proton}} \times t \times \epsilon_{\text{DAQ}} \times \epsilon_{\text{acceptance}} \times \epsilon_{\text{tracking}} \times \Gamma. \quad (5.2.3)$$

各パラメータの詳細は表 5.5 にまとめている。

入射  $K^-$  の総数は、図 5.11 (A) に示した中心運動量が 685, 705, 725, 745, 765 MeV/c で半日ごとにスキャンした時の  $K^-$  の総数と、図 5.11 (B) の 735 MeV/c で 5.5 日分測定をする場合の  $K^-$  の総数を足し合わせた値を使用している。

液体水素標的の有効厚さ  $t$  は、Geant4 シミュレーションにおいて、標的内で  $K^-$  が通過した平均距離を用いることにした。この通過距離は、Geant4 内部での粒子飛跡のステップを積算して計算した。

HypTPC でのトラッキング効率  $\epsilon_{\text{tracking}}$  は、例えば  $\Lambda\eta$  チャンネルの場合、 $\Lambda$  崩壊由来の陽子と  $\pi^-$  が HypTPC でトラッキングできる割合として定義する。もし陽子と  $\pi^-$  をトラッキングできなければ、終状態が  $\Lambda\eta$  であると識別することができず、収量の統計量には寄与しない。今回の見積もりでは、全てのイベントに対してトラッキング解析はせずに、簡単のために各粒子が HypTPC 内の読み出しパッドで 5 レイヤーよりも多くヒットをしているかを基準に判断した。他のチャンネルに関しても同様に、荷電粒子のヒット数が 5 レイヤーよりも多いかどうかを基にして、トラッキング効率を算出した。

以上のようにして見積もった収量を表 5.6 にまとめた。また、代表例として、 $K^-p$  弾性散乱の運動量ごとの収量分布を図 5.12 に示す。他のチャンネルも同様の分布形状を示すが、断面積やアクセプタンスの違いにより収量の絶対値は異なる。

表 5.6 の結果から、E72 実験では過去実験と比較して 100–200 倍の統計量が得られることを確認できた。これにより、 $\Lambda\eta$  を含む全てのチャンネルに対して、過去実験と比較して統計誤差を 1 桁小さく抑えることが可能であることがわかった。

表 5.5: 式 (5.2.3) で使用した各パラメータの説明と値。断面積、アクセプタンス、トラッキング効率、崩壊分岐比は終状態ごとに異なる値を使用した。

パラメータ	説明	値
$N_{K\text{beam}}$	入射 $K^-$ の総数	$\sim 6.16 \times 10^9$
$\sigma$	断面積	終状態に依存
$n_{\text{proton}}$	水素標的中の陽子数密度	$\sim 4.27 \times 10^{22} \text{ cm}^3$
$t$	有効標的厚さ	$\sim 6.93 \text{ cm}$
$\epsilon_{\text{DAQ}}$	DAQ 効率	0.9
$\epsilon_{\text{acceptance}}$	アクセプタンス	終状態に依存
$\epsilon_{\text{tracking}}$	トラッキング効率	終状態に依存
$\Gamma$	崩壊分岐比	測定対象の崩壊モードに依存

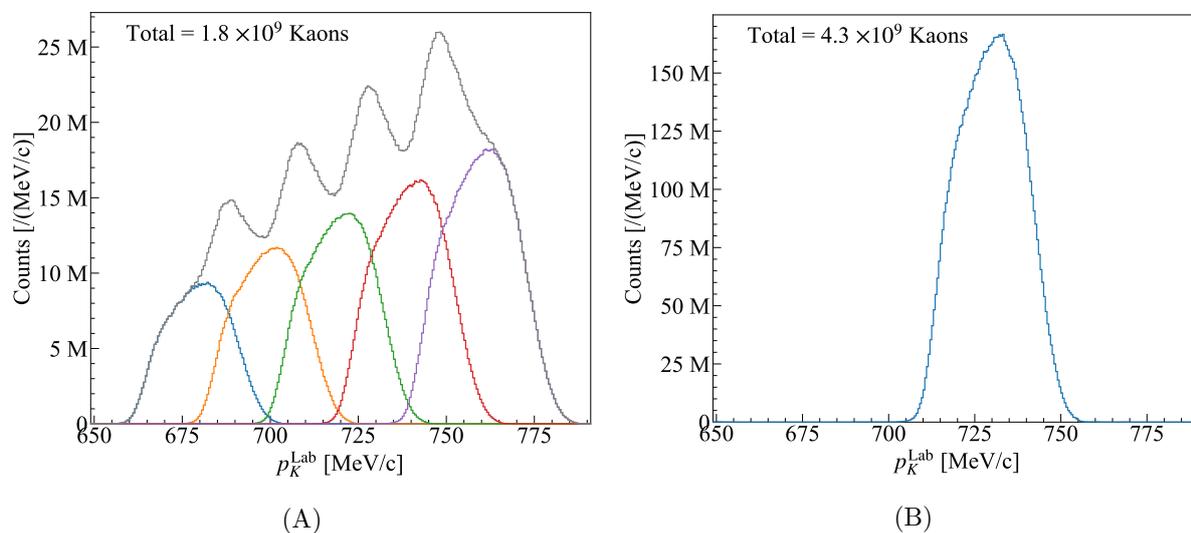


図 5.11:  $K^-$  ビームの運動量分布。(A) 中心運動量が 685, 705, 725, 745, 765 MeV/c で半日ごとにスキャンした場合の運動量分布。色付きのヒストグラムがそれぞれの条件を示し、灰色のヒストグラムが合計分布を表す。(B) 中心運動量が 735 MeV/c で 5.5 日分測定を行った場合の運動量分布。

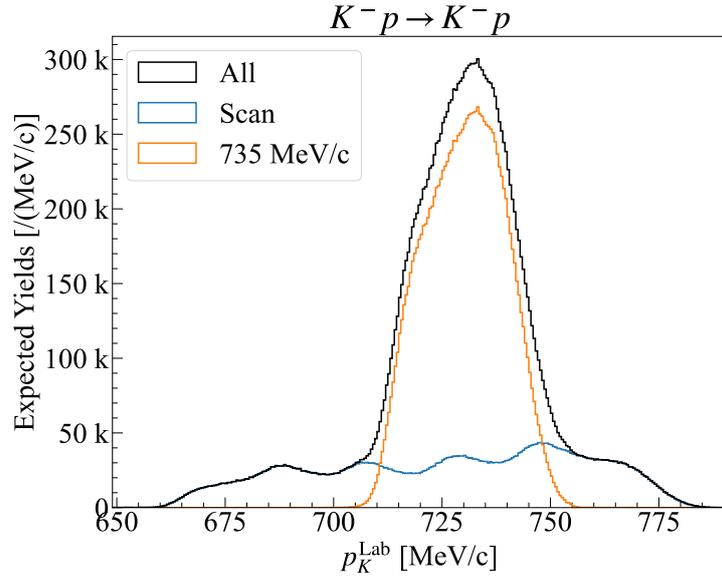


図 5.12:  $K^-p$  弾性散乱における収量の見積もり結果。青色のヒストグラムは半日スキャンによる収量、オレンジ色のヒストグラムは中心運動量 735 MeV/c での 5.5 日分の測定収量を表している。

表 5.6: 各チャンネルの収量と過去実験の統計量の比較。 $\Lambda\eta$  の統計量は Crystal Ball 実験 [23]、その他は泡箱実験 [57] から引用。

チャンネル	収量	過去実験統計量	比率 (E72/過去)
$\Lambda\eta$ ( $\Lambda \rightarrow \pi^-p$ )	$5.45 \times 10^5$	$2.70 \times 10^3$	202
$K^-p$	$9.94 \times 10^6$	$7.39 \times 10^4$	134
$\bar{K}_s^0 n$ ( $\bar{K}_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ )	$1.26 \times 10^6$	$1.50 \times 10^4$	84
$\pi^+\Sigma^-$ ( $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$ )	$2.83 \times 10^6$	$1.20 \times 10^4$	235
$\pi^-\Sigma^+$ ( $\Sigma^+ \rightarrow \pi^0p$ )	$1.32 \times 10^6$		
$\pi^-\Sigma^+$ ( $\Sigma^+ \rightarrow \pi^+n$ )	$9.20 \times 10^5$		
$\pi^-\Sigma^+$ ( $\Sigma^+ \rightarrow \pi N$ )	$2.24 \times 10^6$	$1.65 \times 10^4$	136
$\pi^0\Sigma^0$ ( $\Lambda \rightarrow \pi^-p$ )	$1.41 \times 10^6$	$8.50 \times 10^3$	166
$\pi^0\Lambda$ ( $\Lambda \rightarrow \pi^-p$ )	$1.45 \times 10^6$	$1.17 \times 10^4$	125

## 5.2.7 微分断面積の統計誤差の見積もり

収量に加え、各チャンネルにおける微分断面積の統計誤差の見積もりも行った。微分断面積は次式で計算できる：

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_{\text{yield}}}{N_{K\text{beam}} \times n_{\text{proton}} \times t \times \epsilon_{\text{DAQ}} \times \epsilon_{\text{acceptance}} \times \epsilon_{\text{tracking}} \times \Gamma \times \Delta\Omega}. \quad (5.2.4)$$

この式は、収量の見積もりに用いた式 (5.2.3) を断面積  $\sigma$  について解き、1 ビンに対応する立体角要素  $\Delta\Omega = 2\pi\Delta(\cos\theta_{\text{CM}})$  で割ったものとなっている。

各パラメータには収量見積もりに使用したものと同一値を使用した。ただし、アクセプタンスとトラッキング効率については角度依存性があるため、収量見積もりに無視していた角度情報を考慮して計算を行った。

E72 実験のプロポーザルでは微分断面積の見積もりは行われていなかった。そのため、E72 実験で取り組む 2 つの物理課題に関連する重要なチャンネルについて、微分断面積の見積もり結果を分けて述べる。

### $\Lambda(1665)$ 探索のための $K^-p \rightarrow \Lambda\eta$ 反応での見積もり結果

$\Lambda\eta$  の微分断面積とその統計誤差を図 5.13 に示した。この図では、過去の Crystal Ball 実験で得られた測定結果 (黒点) と、E72 実験で予想される値 (赤点) を比較している。Crystal Ball 実験ではビン数が 9 であったのに対し、E72 実験ではビン数を 25 に増やした結果を示している。

統計誤差について、例えば  $K^-$  の運動量が 734 MeV/c の場合、Crystal Ball 実験のデータの統計誤差がおおよそ 0.03 [mb/sr] であるのに対し、E72 実験で予想される統計誤差は 0.002 [mb/sr] と 1 桁小さく抑えられている。この差は、E72 実験で期待される統計量が Crystal Ball 実験の約 200 倍に増加していることに起因するものである。

統計量の増加による統計誤差の減少を計算してみると、

$$\frac{0.03 \text{ [mb/sr]}}{\sqrt{200}} \sim 0.002 \text{ [mb/sr]} \quad (5.2.5)$$

となり、整合性が取れている。このように、E72 実験では  $\Lambda\eta$  チャンネルにおいて、統計誤差を過去実験に対して 1 桁小さくできることがわかった。

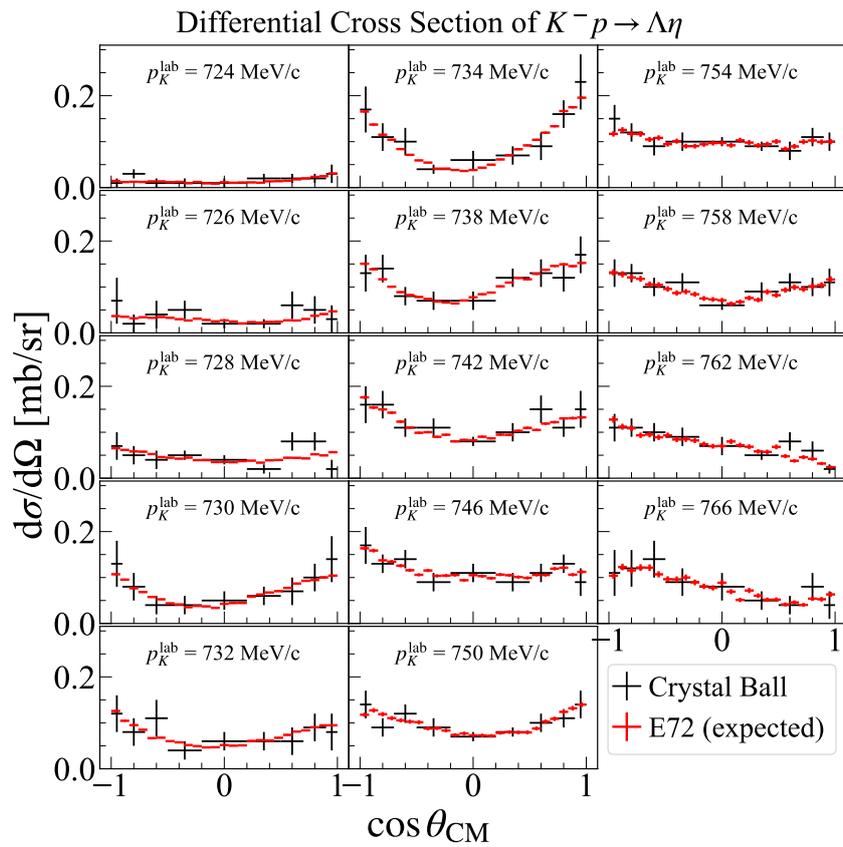


図 5.13: 予想される E72 実験での  $K^-p \rightarrow \Lambda\eta$  反応の微分断面積 (赤点) と、過去の Crystal Ball の結果 (黒点) との比較。エラーは統計誤差のみを表示している。

### $\Lambda\eta$ カスプ分光のための $\bar{K}N, \pi\Sigma$ チャンネルの見積もり結果

4章の  $\Lambda\eta$  カスプ分光の解析で特に注目していた、 $K^-p \rightarrow K^-p$ ,  $K^-p \rightarrow \bar{K}^0n$ , 及び  $K^-p \rightarrow \pi^+\Sigma^-$  の3つの反応での E72 実験で予想される微分断面積、及び統計誤差の見積もり結果はそれぞれ図 5.14, 5.15, 5.16 のようになった。

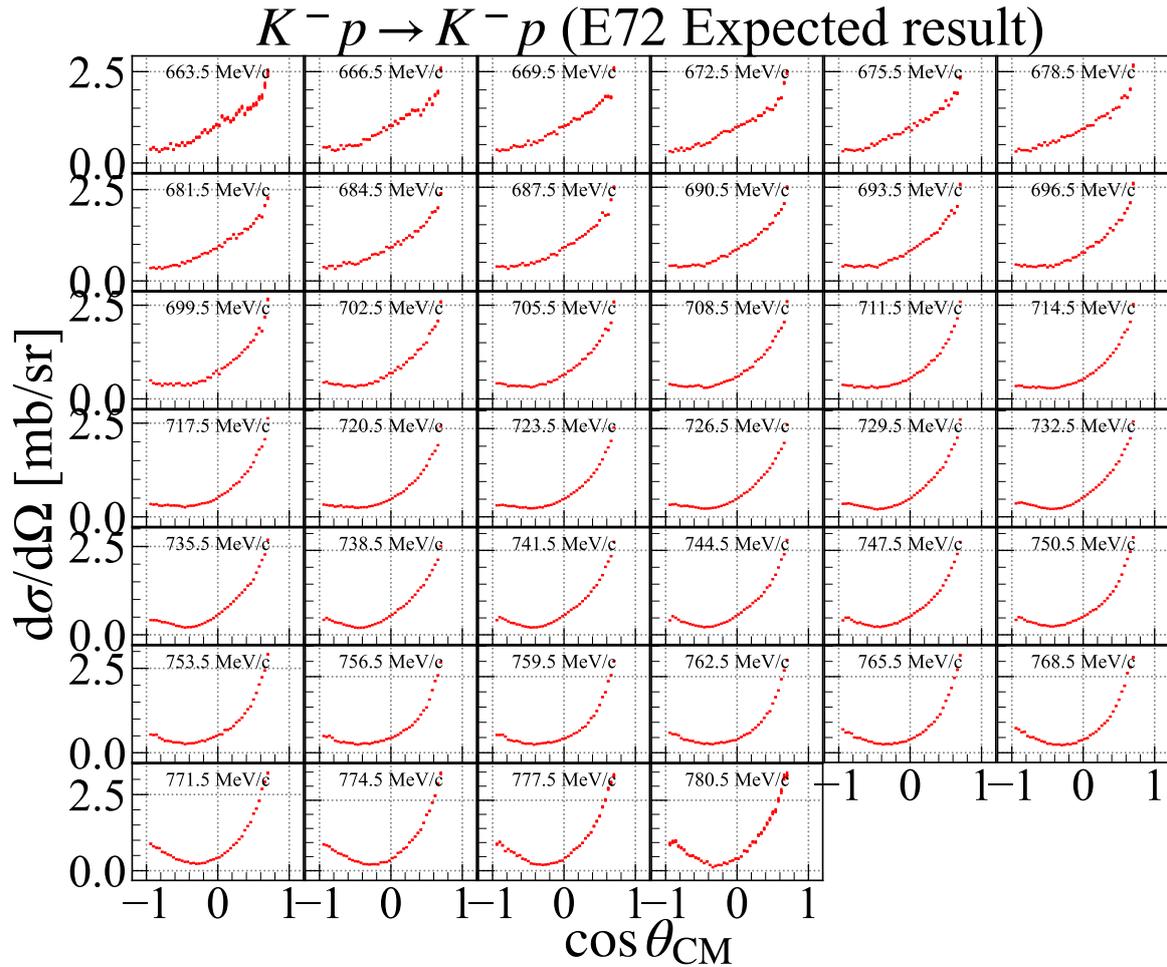


図 5.14: 予想される E72 実験での  $K^-p \rightarrow K^-p$  反応の微分断面積。各パネルに書かれている数値は、入射  $K^-$  ビームの実験室系での運動量である。エラーは統計誤差のみを表示している。

## $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n$ (E72 Expected result)

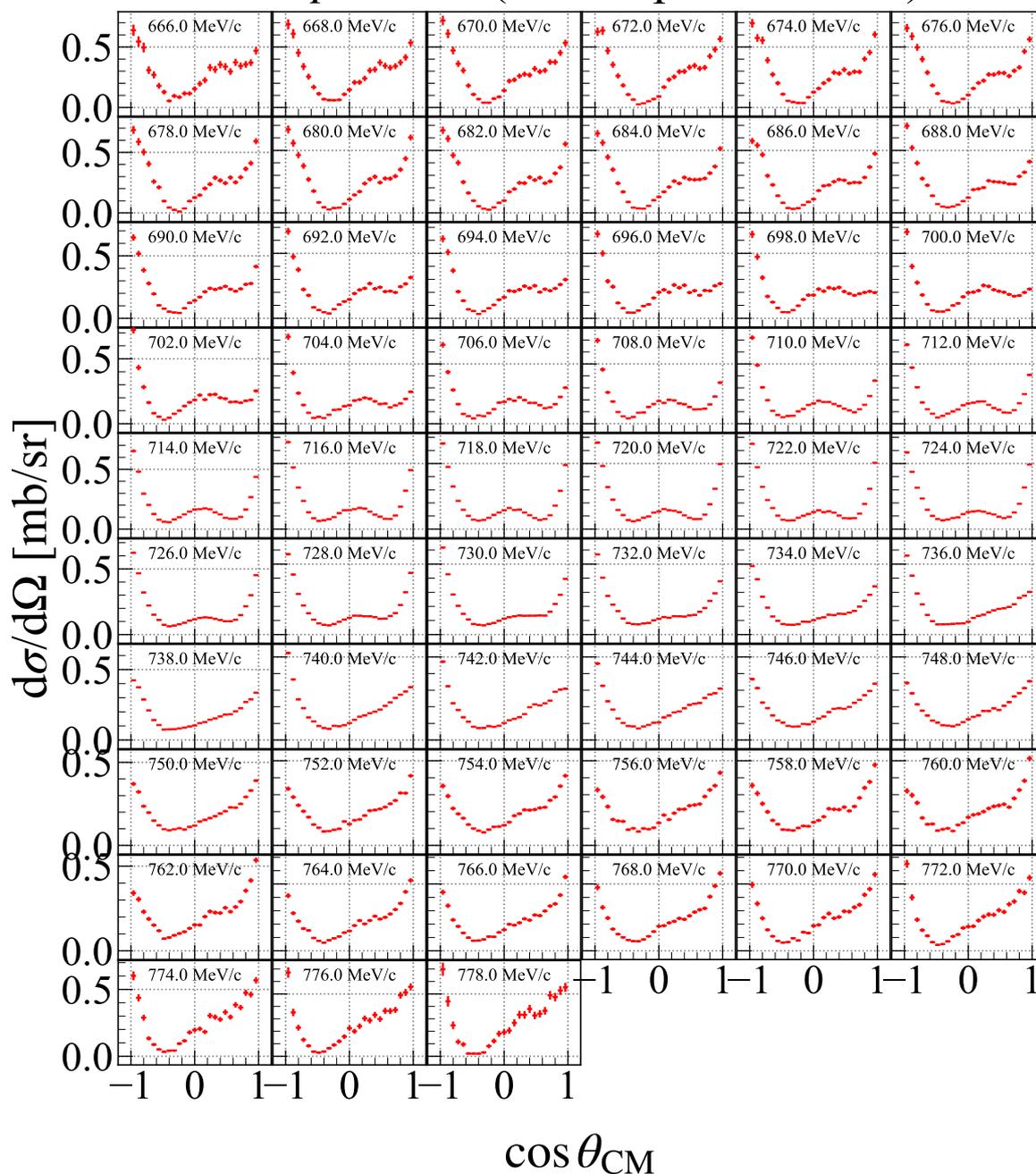


図 5.15: 予想される E72 実験での  $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n$  反応の微分断面積。各パネルに書かれている数値は、入射  $K^-$  ビームの実験室系での運動量である。エラーは統計誤差のみを表示している。

## $K^- p \rightarrow \pi^+ \Sigma^-$ (E72 Expected result)

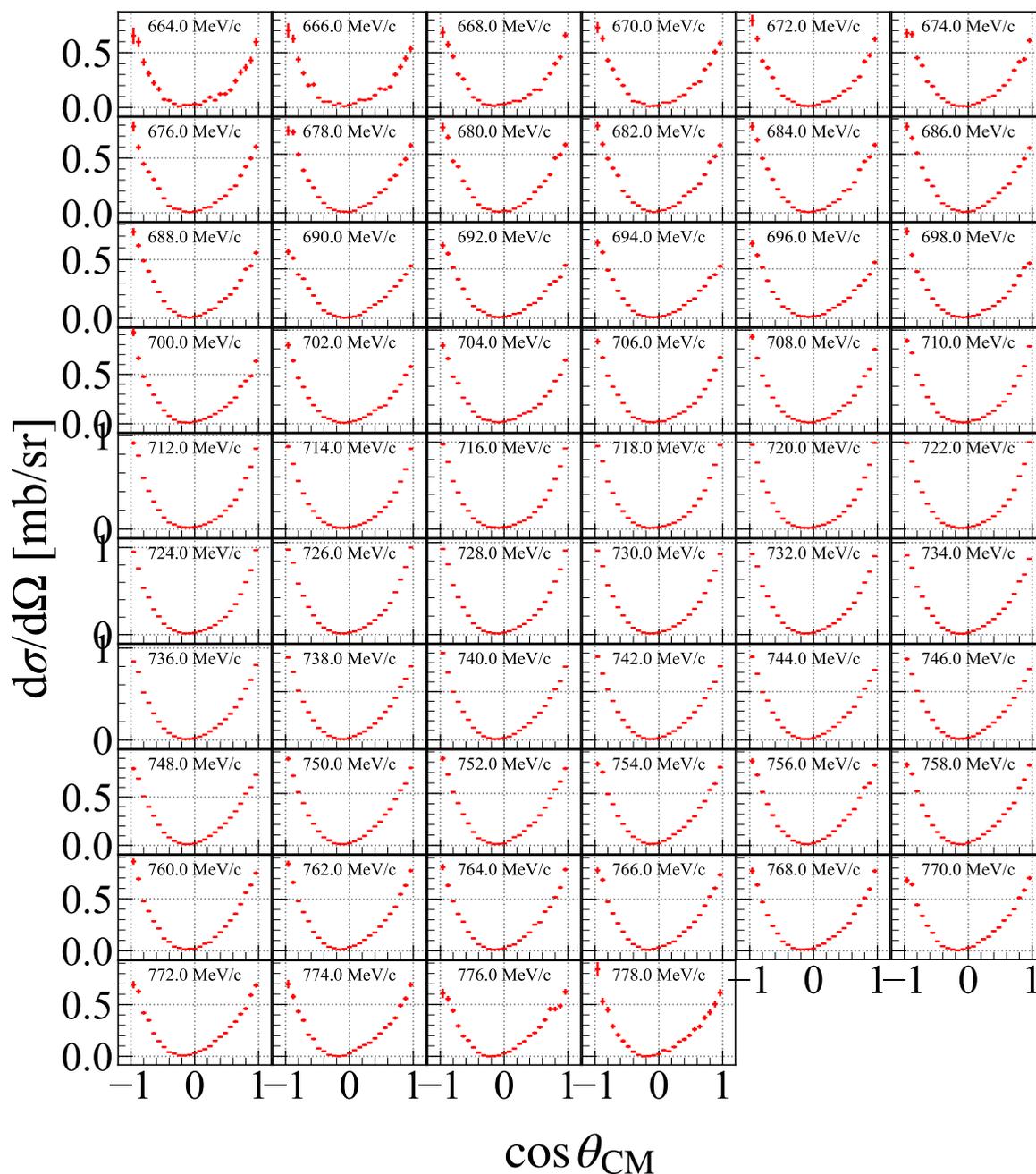


図 5.16: 予想される E72 実験での  $K^- p \rightarrow \pi^+ \Sigma^-$  反応の微分断面積。各パネルに書かれている数値は、入射  $K^-$  ビームの実験室系での運動量である。エラーは統計誤差のみを表示している。

$\Lambda\eta$  カスプ分光では、微分断面積における S 波成分を抽出する必要がある。そのため、見積もられた微分断面積に対してルジャンドル多項式によるフィッティングを行い、0 次の係数  $A_0$  がどうなるかを確認した。このとき、 $\bar{K}^0 n$  及び  $\pi^+\Sigma^-$  チャンネルでは  $\cos\theta_{CM}$  が  $-1$  から  $+1$  の全範囲でアクセプタンスがある。一方、 $K^-p$  チャンネルでは  $\cos\theta \simeq +1$  付近でアクセプタンスがなく、 $\cos\theta \simeq -1$  付近ではアクセプタンスはあるものの非常に小さい。そのため、 $K^-p$  チャンネルの場合は、該当範囲を除外してフィッティングを行った。データ範囲やビン幅の詳細は表 5.7 にまとめている。

E72 実験で予想される  $A_0$  と、その統計誤差を図 5.17 に示す。上のパネルは過去の実験データと E72 の予想結果を重ねてプロットしたものであり、下のパネルでは E72 の予想結果を拡大表示している。E72 実験のシミュレーションは、泡箱実験 [57] のデータを再現するように設計しており、図 5.17 の下のパネルを見ると、 $A_0$  の値が泡箱データと整合していることが確認できる。

表 5.7 に示す binning を用いた場合、E72 実験では  $\Lambda\eta$  閾値近傍で  $K^-p$  で 40 点、 $\bar{K}^0 n$  で 57 点、 $\pi^+\Sigma^-$  で 58 点という高密度なデータを取得することができる。したがって、 $A_0$  のデータ間隔が細くなり、 $\Lambda\eta$  カスプの形状がより明瞭になる。また、統計量が過去の泡箱実験に比べて 100–200 倍向上できるため、各チャンネルの統計誤差は約 1 桁改善できる。このことから、E72 実験では、過去の結果を大きく上回る精度で  $\Lambda\eta$  カスプ形状を測定できると期待される。

以上より、E72 実験では、 $K^-p$ ,  $\bar{K}^0 n$ ,  $\pi^+\Sigma^-$  の 3 チャンネルを同時に高精度で測定することが可能であることが分かった。したがって、実験環境に起因する系統誤差を最小限に抑えた精密な  $\Lambda\eta$  カスプの測定が実現できる。また、 $\Lambda\eta$  閾値近傍での詳細なデータ取得を通じて、過去の実験では不明瞭であった  $\Lambda\eta$  カスプ構造の細部を明らかにすることができると期待される。

表 5.7: 予想される E72 実験の微分断面積データの見積もりでの binning の詳細。 $K^-p$  チャンネルでは  $\cos\theta_{CM} \simeq \pm 1$  の領域でアクセプタンスが得られないため、その影響を補う目的で運動量のビン幅を広げ、 $\cos\theta_{CM}$  のビン幅を細かくしている。

	$p_K^{Lab}$ のビン幅 [MeV/c]	$p_K^{Lab}$ の範囲 [MeV/c]	$d\sigma/d\Omega$ のビン幅	$\cos\theta_{CM}$ の範囲
$K^-p \rightarrow K^-p$	3.0	662.0 – 782.0	0.04	–0.96 – 0.72
$K^-p \rightarrow \bar{K}^0 n$	2.0	665.0 – 779.0	0.08	–1.00 – 1.00
$K^-p \rightarrow \pi^+\Sigma^-$	2.0	663.0 – 779.0	0.08	–1.00 – 1.00

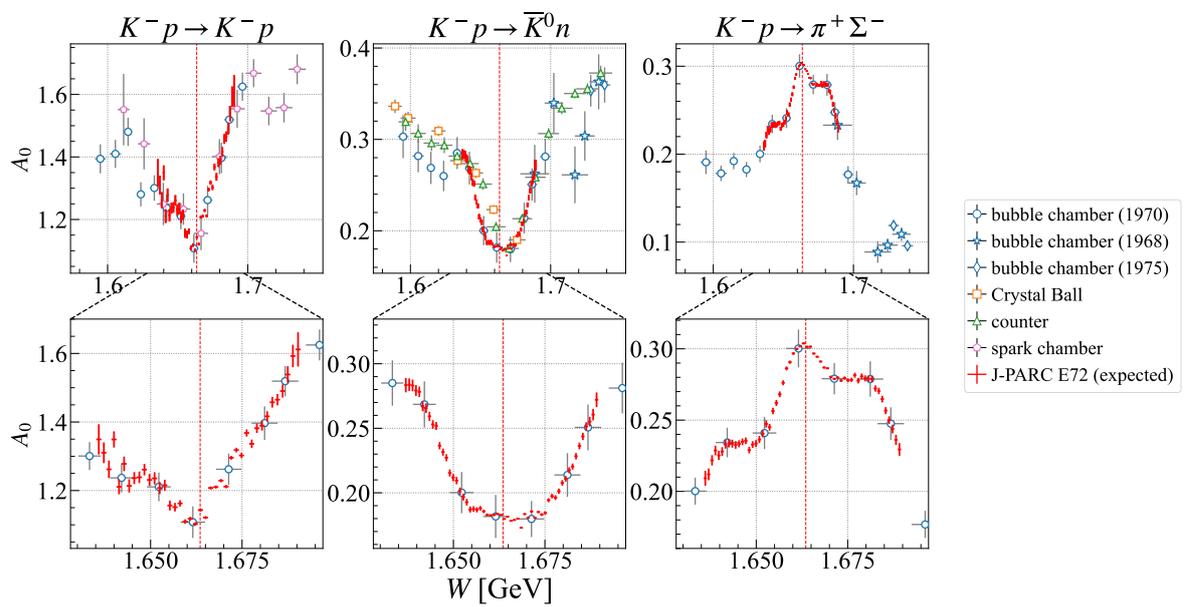


図 5.17: E72 実験における  $A_0$  の予想結果と過去の実験結果の比較。上のパネルは E72 の予想結果と解析に用いた過去の全データを重ねて表示したもので、下のパネルは E72 の予想結果とシミュレーションで参考にした泡箱実験の結果を拡大表示したものである。

## 第6章 まとめ

本章では、これまで述べてきた本研究の結果をまとめ、今後の展望と課題を述べる。

### 6.1 本研究のまとめ

本研究では、 $K^-$  ビームを用いた  $\Lambda\eta$  閾値近傍でのハドロン分光実験 (J-PARC E72) に向けて、検出器の開発と性能評価、 $\Lambda\eta$  カスプの解析手法の開発、Geant4 を用いたアクセプタンスや収量、そして  $\Lambda\eta$  カスプ形状の測定精度の見積もりを行った。

検出器開発では、3次元飛跡検出器である HypTPC のガスベッセルのフレーム幅を細くし、アルミマイラー窓の面積を広げる改造を行った。また、液体水素標的用のターゲットホルダーを新規に製作した。改造後の HypTPC 内部のガス純度を定量的に評価した結果、改造前と同等かそれ以上のガス純度を達成していることがわかり、改造した HypTPC は E72 実験で使用可能であることを示した。

また、E72 実験で使用する閾値型のチェレンコフ検出器である BAC 及び KVC の性能評価試験を KEK PF-AR のテストビームラインで実施した。試験では、2.01 GeV/c の電子ビームを使用した。BAC はエアロゲルが2層構造よりも3層構造のほうが検出効率・平均光量の両方が優れていることがわかり、E72 実験では3層構造の BAC を採用することとした。KVC については、1 cm 厚と 2 cm 厚の条件で測定を行い、どちらの条件でも 99.9%以上の検出効率を示した。設置スペースや読み出しチャンネル数を考慮して、E72 実験では 1 cm 厚の KVC を採用することにした。

E72 実験では、電子ビームと速度の異なる中間子ビームを使用するため、速度の違いを考慮したときの検出効率を見積もり、その影響がほとんど無いことを確認した。さらに、E72 実験での BAC 及び KVC を用いた時のトリガーレートを見積もったところ、約 0.29 kHz となり、HypTPC の読み出しシステムの制約である 1 kHz 以下に収まることがわかった。よって、BAC 及び KVC は E72 実験で要求される性能を十分に満たしていることから、これらのチェレンコフ検出器の準備は整ったと結論付けられる。

$\Lambda\eta$  カスプの解析手法の開発では、過去の  $K^-p$  反応の微分断面積データを用いて S 波成分  $A_0$  を部分波解析により抽出した。この  $A_0$  に対して、散乱長及び有効レンジをパラメータとする散乱振幅を用いてカスプフィッティングを行ったところ、 $\Lambda\eta$  散乱長は実部が  $1.61 \pm 0.08$  fm、虚部が  $0.06 \pm 0.01$  fm という結果を得た。この結果は、 $\Lambda\eta$  相互作用が引力的であり、他のチャンネルとの結合が弱いことを示唆している。さらに、散乱長と有効レンジから計算されたエネルギー

ポールの位置 ( $1672 - 24i$  MeV) が  $\Lambda(1670)$  のポール位置に近い値を示しており、 $\Lambda(1670)$  との関連性が示唆される結果となった。ANL-OSAKA グループによる Dynamical Coupled-Channels Model を用いた解析結果や、Belle 実験で報告された  $\Lambda\eta$  カスプをカイラルユニタリー法で解析した理論グループの結果も、 $\Lambda\eta$  相互作用が引力的であることを示している。また、エネルギーポールの位置が  $\Lambda(1670)$  のポール位置と近い値を示すという点でも、これらの解析結果は一致している。したがって、このカスプ解析手法は、後述する課題が残されているものの、その方向性は間違っていないと考えられる。以上の結果から、本研究で開発したカスプ解析手法を用いることで、 $\Lambda\eta$  カスプの形状から  $\Lambda\eta$  相互作用の情報を引き出せることが示された。

Geant4 を用いた E72 実験の収量の見積もりでは、プロポーザルでは考慮されていなかった  $K^-p \rightarrow \bar{K}N$  や  $K^-p \rightarrow \pi\Sigma$  などの反応も含めて、データ収集トリガーの最適化を行った。さらに、最適化したトリガー条件を用いて E72 実験で期待される収量を見積もった結果、 $\Lambda\eta, \bar{K}N, \pi\Sigma, \pi^0\Lambda$  のどの終状態においても過去実験の 100–200 倍の収量が得られることがわかり、統計誤差を 1 桁小さくできることが明らかとなった。また、各終状態ごとの微分断面積及び S 波成分  $A_0$  の見積もりから、E72 実験では  $\bar{K}N$  及び  $\pi\Sigma$  チャンネルを同一条件下で測定することで、過去の異なる実験データ間で見られた  $A_0$  の系統的不一致を解消し、 $\Lambda\eta$  カスプ構造を約 1 MeV 刻みで高精度に測定できる見込みを得た。

以上の結果から、E72 実験に使用する検出器は要求性能を満たしており、準備が整っていることを確認できた。また、本研究で開発したカスプ解析手法を用いることで、 $\Lambda\eta$  カスプ形状から  $\Lambda\eta$  相互作用の情報を引き出せることを示した。さらに、E72 実験では  $\bar{K}N$  や  $\pi\Sigma$  チャンネルを同一条件下で測定することで、過去の実験データ間で見られた系統的不一致を低減し、100–200 倍の高統計データを取得して  $\Lambda\eta$  カスプ構造を精密に測定できる見込みを得た。これらの成果により、 $\Lambda\eta$  カスプ分光実験の実現可能性が示され、実験に向けた準備が整ったと結論付けることができる。

## 6.2 課題と今後の展望

本研究を通じて、 $\Lambda\eta$  カスプ分光手法の基盤を構築し、その実現可能性を示した。しかし、以下の課題が残されている：

- (1). 過去の実験データ間で確認された  $A_0$  の系統的な不一致。
- (2). 衝突エネルギーに対するデータ間隔が広く、不明瞭な  $\Lambda\eta$  カスプ形状。
- (3). 部分波解析における S 波成分抽出時の高次の部分波との干渉、および異なるアイソスピン成分 ( $I = 1$ ) からの影響。
- (4). カスプフィッティングに用いる散乱振幅の式の改良。

以下に、それぞれの課題に対する具体的な取り組みと展望を述べる。

### 6.2.1 $\Lambda\eta$ カスプの測定データの課題

課題 (1, 2) について、過去の異なる実験データ間には系統的な不一致があった。また、複数の実験データを組み合わせることによって  $\Lambda\eta$  カスプの形状を確認することはできたが、衝突エネルギーに対するデータの間隔が広く、カスプ形状の細部を確認することは難しかった。

E72 実験では、 $\bar{K}N$  及び  $\pi\Sigma$  チャンネルを同一の実験環境下で測定することが可能である。さらに過去実験の 100–200 倍の統計量が得られると見込まれているため、1635–1690 MeV の範囲において、約 1 MeV 刻みの精度でカスプ形状を調べることができる。したがって、この課題については E72 実験を行い、データを取得することによって解決できる。

### 6.2.2 部分波解析による S 波成分抽出の課題

課題 (3) について、S 波成分の抽出において、S 波成分 ( $l = 0$ ) と  $l = 2, 4, 6, \dots$  の高次の部分波との干渉項が混在している可能性がある。この影響を定量的に評価するため、ANL-OSAKA などの理論グループが提供する部分波ごとの振幅データを入力して、高次の部分波の影響を見積もる予定である。

また、本研究ではアイソスピンの効果を考慮していないため、 $\Lambda\eta$  カスプに寄与しない合成アイソスピン  $I = 1$  の成分が混在している。異なるアイソスピン成分の寄与を見積もるために、合成アイソスピン  $I = 1$  のみを生成する  $K^-n$  反応データを組み合わせた解析を実施する予定である。

### 6.2.3 カスプフィッティングに用いる散乱振幅の式の課題

課題 (4) について、本研究では、 $\Lambda\eta$  とそれ以外という 2 チャンネル結合を考慮したカスプ解析を行った。しかし、より正確には  $\Lambda\eta$ ,  $\bar{K}N$ ,  $\pi\Sigma$  の 3 チャンネル結合を考慮する必要がある。今後は理論研究者の協力を得て、この課題に取り組む予定である。

以上の課題解決のための取り組みを通じて、 $\Lambda\eta$  カスプ分光の精度向上と  $\Lambda\eta$  相互作用の理解がさらに深まることが期待される。

# 謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々に支えられ、この修士論文を無事に完成させることができました。ここに深く感謝申し上げます。

指導教員である市川裕大准教授には、学部4年生の頃から数多くのことを教えていただきました。私が閾値カスプに出会ったのは、市川准教授との出会いとほぼ同時期であり、市川准教授が実験責任者を務める  $\Sigma N$  カスプの精密分光実験 (J-PARC E90) の話を伺ったのがきっかけです。当初は閾値カスプというテーマに対して難解さを感じ、あまり興味を持ってませんでした。しかし、HypTPC グループの一員として研究を進める中で、市川准教授の熱意に触れ、次第にその魅力に引き込まれていきました。

この修士論文の執筆にあたり、ほとんど先駆者のいない  $\Lambda\eta$  カスプの物理を切り拓くという挑戦に取り組みました。その過程で、市川准教授には多くの貴重な助言をいただきました。具体的かつ的確なアドバイスは、私が困難を乗り越える上での大きな支えとなり、未踏の分野に挑む勇気を与えていただきました。心より感謝申し上げます。今後ともご指導のほどよろしくお願いたします。一緒にカスプ分光という新しい分野を盛り上げていきましょう。

早川修平助教には、学部4年生で研究室に配属されて以来、現在に至るまで数多くのご指導をいただきました。特に、HypTPC グループに所属したばかりで何もわからない状態だった私に、研究の基礎となる部分を丁寧に教えてくださったことに深く感謝しております。早川助教の温かく的確な指導のおかげで、研究を進めるためのしっかりとした土台を築くことができました。

また、ソフトウェア関連においても多くのアドバイスをいただき、今回の Geant4 を用いたシミュレーションの基礎を作成していただいたほか、テスト実験における DAQ システムの構築についても基礎から丁寧にご指導いただきました。特に、KEK PF-AR での性能評価試験での DAQ システムの構築は私にとって初めての経験でしたが、早川助教の具体的で分かりやすい指示のおかげで、なんとか準備することができました。

これから E72 実験に向け、DAQ や HypTPC の準備を進めていく中で、早川助教に頼り切りにならないよう、自立した研究者として成長できるよう努力してまいります。引き続き、ご指導のほどよろしくお願いたします。

田村裕和教授には、研究室のゼミを通じて、ハイパー核物理の基礎から応用に至るまで幅広く教えていただきました。ゼミでは、田村教授の実験当時のエピソードを交えながら、ハイパー核関連の論文を丁寧に読み進める時間が楽しく、とても勉強になりました。この経験は、知識の習得だけでなく、研究の楽しさを改めて実感する機会にもなりました。また、研究室のグループミーティングでの進捗報告の際には、多くの的確なアドバイスをいただきました。改めて深く感

謝申し上げます。

三輪浩司教授には、所属するサブグループが異なるにもかかわらず、ミーティングなどを通じて多くの貴重なアドバイスをいただきました。心より感謝申し上げます。三輪教授はとても話しやすく、大学でお会いするたびに、研究以外の話題でも楽しい会話をさせていただきました。また、Spring8での実験に向けて奮闘されている姿に刺激を受け、私も負けていられないと感じています。E72 実験の準備においても、三輪教授のように熱意を持って取り組んでまいります。

JAEA の谷田聖研究主幹には、カスプ研究を進める上で数多くの助言をいただきました。谷田研究主幹は理論物理に非常に精通されており、カスプ解析を進める際には理論的な視点から多くの貴重なアドバイスをいただきました。また、谷田研究主幹が取りまとめをされているコアネットミーティングにおいて発表の機会をいただき、数多くの理論研究者と知り合い、議論を深めることができたことは本研究の発展に大いに寄与しました。心より感謝申し上げます。

JAEA の佐甲博之研究主幹には、GEMに関する多くの助言をいただきました。学部4年生の頃、私は Glass GEM の研究を行っており、その際に GEM に関する基礎的な知識や技術的なアドバイスを数多くいただきました。また、昨年度から始まった新しい Glass GEM の開発プロジェクトにおいては、企業との打ち合わせや性能評価試験に至るまで多大な協力をいただきました。本当にありがとうございました。

JAEA の山本剛史研究員および KEK の鶴養美冬准教授には、J-PARC ハドロンホールでの作業において多大なご支援をいただきました。ハドロンホールでの作業の基本を丁寧に教えていただいたほか、E72 実験に関する作業を進める際にも、さまざまな場面で手厚いサポートをしていただきました。心より感謝申し上げます。

Kyungpook National University の Shin Hyung Kim 氏には、HypTPC に関する多くの助言をいただきました。JAEA に所属されていた頃だけでなく、韓国に異動された後も、わざわざ来日していただき、HypTPC に関する作業を直接サポートして下さったことには特に感謝しております。また、Shin Hyung 氏が蓄積して下さった HypTPC に関する資料などを参照することで、研究を進める上で大いに助けられました。心より感謝申し上げます。ありがとうございました。

Korea University の Haein Lee 氏には、学部4年生の頃から大変お世話になりました。Haein 氏とは J-PARC E72 実験に向けて長きにわたり協力してきました。お互いに足りない部分を補い合いながら研究を進められたことは非常に心強かったです。Haein 氏の協力があつたからこそ、ここまで研究を進めることができました。次は J-PARC E72 実験となります。一緒に J-PARC E72 実験を成功させましょう。

東北大学の雨宮功来氏、嶋崎開斗氏、佐々木瑠璃氏、中山雄介氏、そして Kyungpook National University の Hee Jeong Byeon 氏には、HypTPC 関連の作業で多大な支援をいただきました。心より感謝いたします。

研究室の同期である今本亮氏と倉田綸太郎氏とは、ゼミやサマースクールなどでともに多くの

時間を共有しました。特に、J-PARC 副センター長の金正倫計氏のところに3人で金髪姿で訪問したことは忘れられない思い出です。3人とも博士課程へ進学予定なので、博士課程に行っても切磋琢磨しながらも、楽しく研究生生活を過ごしましょう。

先輩である大浦文也氏と木野量子氏には学部4年生のころからたくさんお世話になりました。普段からいろいろと気にかけてくださり、ごはんにも誘ってもらったりしていただいたり、研究生生活で困ったことなどの相談にもものっていただきました。ありがとうございます。

また、研究生生活全般において、技術職員の梅津裕生氏や事務職員の高橋あゆみ氏には日頃から多大な支援をいただきました。ここに深く感謝申し上げます。

今後も  $\Lambda\eta$  カスプ分光実験を成功させるため、研究に邁進してまいります。引き続き、ご指導とご協力を賜りますよう、よろしくお願い申し上げます。

# 付録 A チェレンコフ検出器に関する細かな解析方法

## A.1 ディスクリミネータの閾値の mV から $N_{p.e.}$ への変換方法

ディスクリミネータの閾値の単位は mV であるが、単位を  $N_{p.e.}$  に変換したほうがチェレンコフ検出器の評価ではわかりやすい。ディスクリミネータでアナログ信号をロジック信号に変換し、そのロジック信号をもとに TDC を測定しているため、自身の TDC を要求しない光量分布と要求した光量分布の比をとることによって、閾値がどの  $N_{p.e.}$  に対応するかを調べることができる。

エアロゲルが 3 層構造の BAC での、HV = 57 V で閾値が 150 mV のときの光量分布は図 A.1 のようになり、上のパネルでは自身の TDC を要求しない場合 (青) と要求する場合 (オレンジ) を重ねて描画している。下のパネルでは、その両者の比を取ったものを示しており、この割合に対して

$$f(x) = 0.5 \times \operatorname{erf} \left( \frac{x - \mu}{\sigma} \right) + 0.5 \quad (\text{A.1.1})$$

のような、誤差関数 (erf) を用いた式でフィッティングを行い、ちょうど割合が 50% に対応する時の  $x$  の値である  $\mu$  を調べた。このとき、式 (A.1.1) の  $\sigma$  はステップ関数が増加するときの勾配を表すような変数である。図 A.1 の下のパネルの赤い線が式 (A.1.1) を用いてフィッティングを行った結果を表しており、ここで得られた  $\mu$  の値は  $67.6 N_{p.e.}$  であった。

以上のようにして、各 HV 及び閾値ごとに  $\mu$  の値を調べると図 A.2 のような結果が得られる。同じ HV の条件ごとに得られた結果を直線フィットし、内挿もしくは外挿することによって、 $N_{p.e.}$  単位の閾値の値を得ることができる。図 A.2 より、KEK AR-PF での性能評価試験におけるディスクリミネータの閾値は、どの場合も約  $20 N_{p.e.}$  となっていることが確認できる。

### BAC 3-layer (SUM NPE)

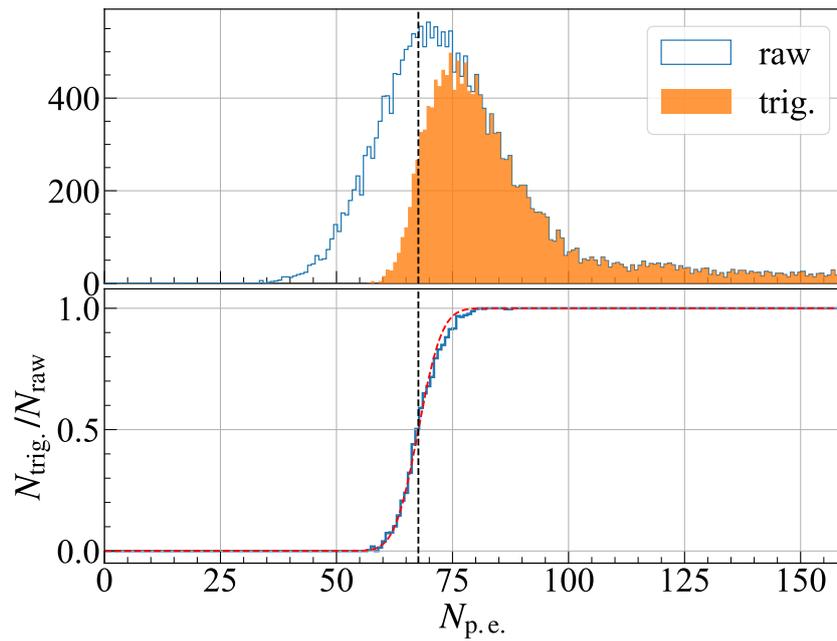


図 A.1: エアロゲルが 3 層構造の BAC での、 $HV = 57V$  で閾値が  $150mV$  のときの光量分布。上のパネルでは、全てのイベントを描画したヒストグラム (青) と、自身の TDC を要求した時のヒストグラム (オレンジ) を重ねて描画している。下のパネルでは、全体のイベントに対する TDC を要求したイベントの割合をプロットしたものである。図中の点線は式 (A.1.1) を用いてフィットして得られた閾値の値に対応している。

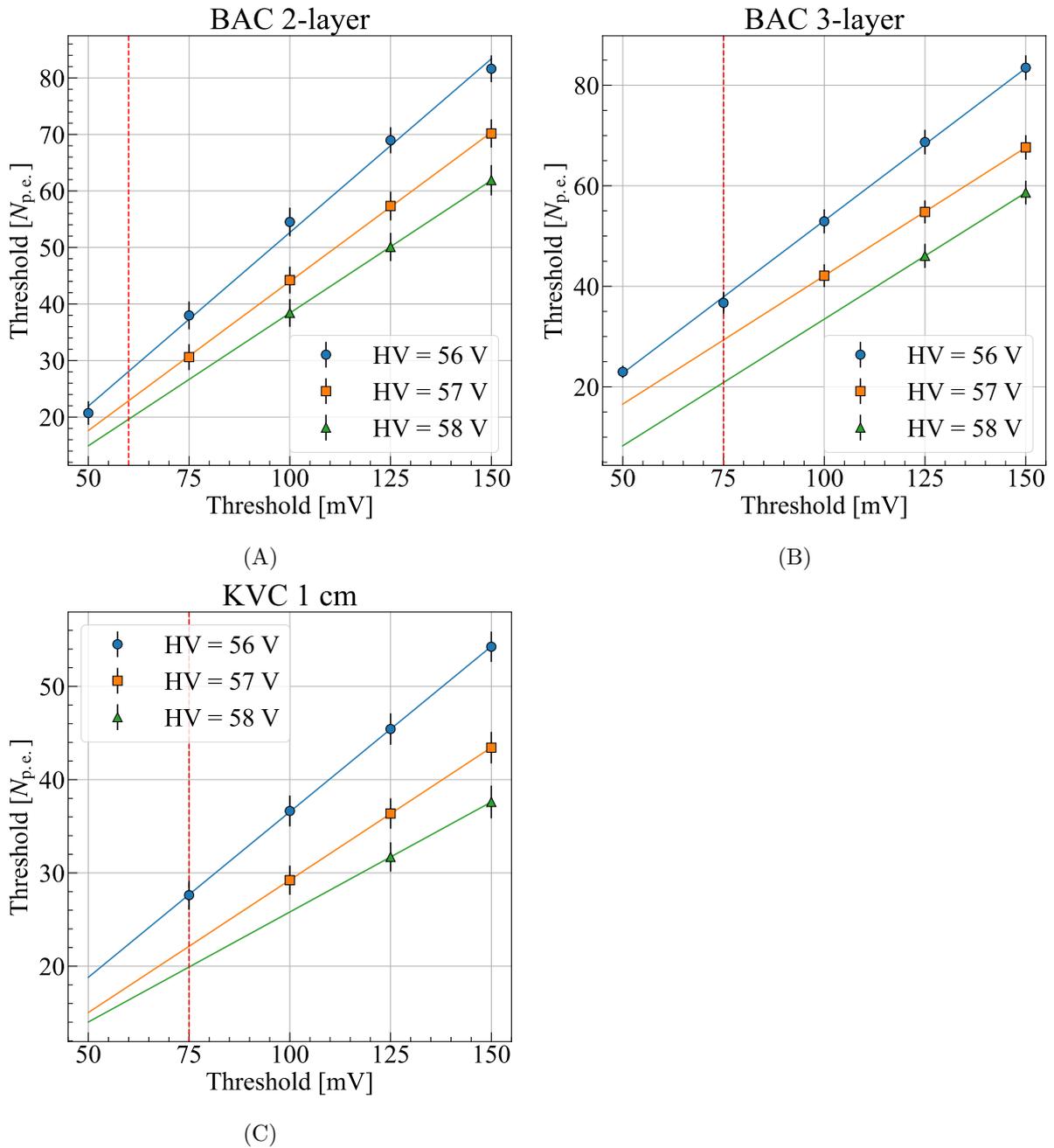


図 A.2: ディスクリミネータの閾値の mV と  $N_{p.e.}$  の関係。(A) エアロゲルが 2 層構造の BAC での結果。本実験で用いた  $HV = 58\text{ V}$ 、 $V_{th} = 60\text{ mV}$  に対応する閾値は約  $20 N_{p.e.}$  であることがわかる。(B) エアロゲルが 3 層構造の BAC での結果。本実験で用いた  $HV = 58\text{ V}$ 、 $V_{th} = 75\text{ mV}$  に対応する閾値は約  $20 N_{p.e.}$  であることがわかる。(C) 1 cm 厚の KVC での結果。本実験で用いた  $HV = 58\text{ V}$ 、 $V_{th} = 75\text{ mV}$  に対応する閾値は約  $20 N_{p.e.}$  であることがわかる。

## A.2 one photon gain の測定方法

one photon gain の値は、チェレンコフ検出器内部に組み込んだ LED を光らせたときの ADC の値を測定し、式 (A.2.1) にあるような  $n$  個のガウシアンを重ね合わせた関数を用い、ピーク間隔に対応するパラメータである  $c_3$  の値をフィッティングで求めることによって得られる (図 A.3)。

$$f(x) = \frac{c_0}{\sqrt{2\pi}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left( \frac{x - c_1}{c_2} \right)^2 \right\} + \sum_{i=1}^n \frac{c_{i+4}}{\sqrt{2\pi}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left( \frac{x - c_1 - i \times c_3}{\sqrt{i+1} \times c_4} \right)^2 \right\} \quad (\text{A.2.1})$$

ここで、 $c_i$  はフィッティングパラメータを表す。one photon gain のデータは、実験の前後でそれぞれの MPPC ごとに測定しており、KEK PF-AR での実験の際には時間の制約から 1 つの MPPC だけの one photon gain を測定している。KEK PF-AR で測定した MPPC を基準として、そのほかの MPPC の one photon gain の値をスケールし、検出器の各チャンネル・セグメントに属する MPPC の平均値を実際の解析では用いている。各検出器ごとの測定結果は図 A.4 の通りである。

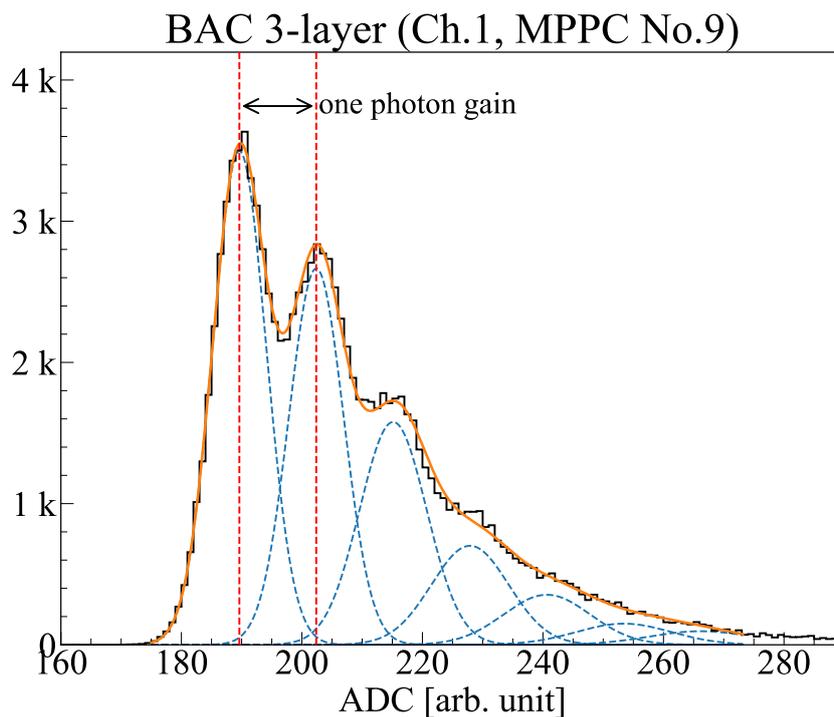
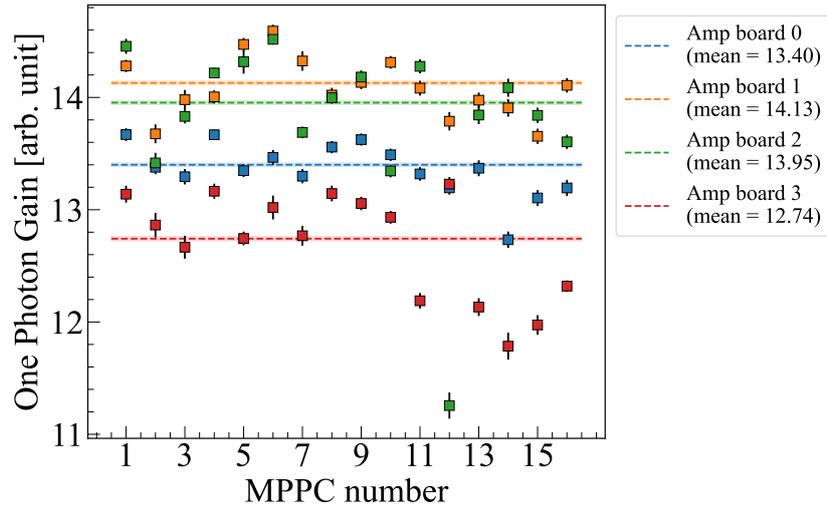
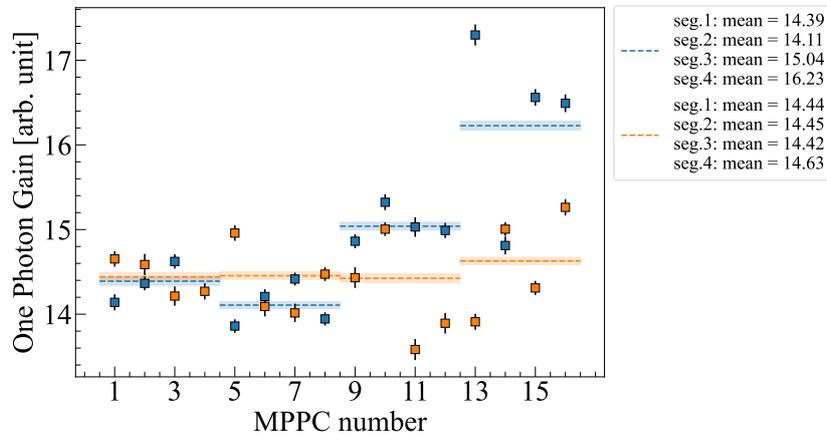


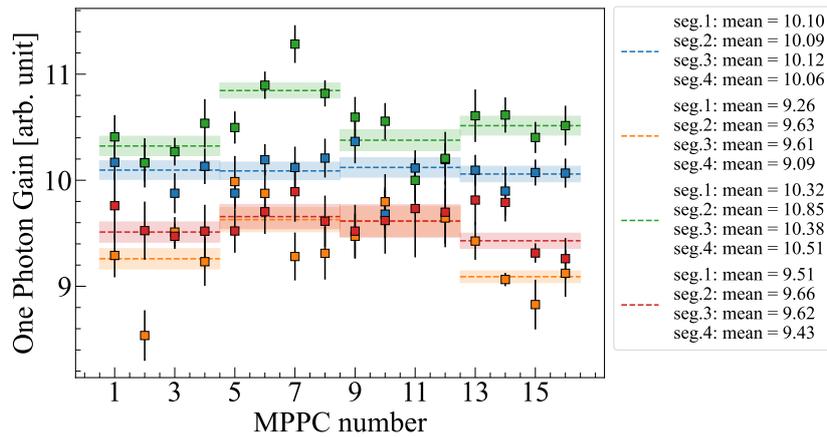
図 A.3: LED を用いて測定した 3 層構造の BAC の ADC 分布。MPPC ボードはチャンネル 1 を使用し、その中の MPPC アレイのうち 9 個目の MPPC の結果を表示している。式 (A.2.1) で 7 個のガウシアンを用いてフィットした結果を重ねてプロットしている。one photon gain はピーク間隔に対応している。



(A)



(B)



(C)

図 A.4: one photon gain の測定結果。それぞれの MPPC ごとに one photon gain を測定し、各チャンネル・セグメントごとの平均値を解析で使用している。(A) HV = 58 V のときの BAC の測定結果。(B) HV = 58 V のときの 1 cm 厚の KVC の測定結果。(C) HV = 56 V のときの 2 cm 厚の KVC の測定結果。

# 付録 B 部分波解析で得られたルジャンドル多項式の係数

4.1 章で説明した、微分断面積のデータを次式のルジャンドル多項式でフィッティングした時の各次数の係数  $A_l$  の得られた結果を以下に表としてまとめている：

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{l=0}^{l_{\max}} A_l P_l(\cos \theta). \quad (\text{B.0.1})$$

表中の  $\Delta W$  は、 $K^-$  ビームの運動量広がりから計算される  $W$  の幅を表している。また、本解析で使用したデータ以外の結果についても記載している。

## B.1 $K^-p \rightarrow K^-p$ 反応の微分断面積の解析結果

表 B.1: 泡箱実験 [57] の  $K^-p \rightarrow K^-p$  の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果

$W \pm \Delta W$ [MeV]	$1536 \pm 3$	$1544 \pm 3$	$1552 \pm 3$	$1561 \pm 3$	$1569 \pm 3$
$A_0$	$2.07 \pm 0.08$	$1.90 \pm 0.06$	$1.84 \pm 0.05$	$1.71 \pm 0.05$	$1.73 \pm 0.06$
$A_1$	$0.71 \pm 0.18$	$0.99 \pm 0.14$	$1.11 \pm 0.12$	$1.11 \pm 0.12$	$1.27 \pm 0.12$
$A_2$	$1.54 \pm 0.24$	$0.83 \pm 0.19$	$0.49 \pm 0.17$	$0.43 \pm 0.16$	$0.51 \pm 0.17$
$A_3$	$0.32 \pm 0.28$	$0.21 \pm 0.22$	$0.25 \pm 0.19$	$-0.01 \pm 0.19$	$0.23 \pm 0.20$
$A_4$	$0.22 \pm 0.27$	$-0.04 \pm 0.22$	$0.39 \pm 0.20$	$-0.10 \pm 0.20$	$-0.14 \pm 0.21$
$A_5$	$0.23 \pm 0.27$	$-0.03 \pm 0.21$	$0.24 \pm 0.18$	$0.01 \pm 0.18$	$0.22 \pm 0.19$
$\chi^2/\text{ndf}$	0.974	0.983	0.870	0.813	0.892

表 B.2: (続き) 泡箱実験 [57] の  $K^-p \rightarrow K^-p$  の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果

$W \pm \Delta W$ [MeV]	$1578 \pm 3$	$1586 \pm 4$	$1595 \pm 4$	$1606 \pm 4$	$1615 \pm 3$
$A_0$	$1.54 \pm 0.05$	$1.52 \pm 0.05$	$1.39 \pm 0.05$	$1.41 \pm 0.04$	$1.48 \pm 0.05$
$A_1$	$1.29 \pm 0.12$	$1.32 \pm 0.11$	$1.33 \pm 0.10$	$1.55 \pm 0.10$	$1.61 \pm 0.10$
$A_2$	$0.63 \pm 0.16$	$0.75 \pm 0.15$	$0.57 \pm 0.14$	$0.72 \pm 0.13$	$0.78 \pm 0.13$
$A_3$	$0.36 \pm 0.19$	$0.38 \pm 0.17$	$0.35 \pm 0.16$	$0.38 \pm 0.15$	$0.36 \pm 0.16$
$A_4$	$0.39 \pm 0.19$	$0.17 \pm 0.18$	$0.00 \pm 0.17$	$0.21 \pm 0.16$	$0.24 \pm 0.17$
$A_5$	$0.13 \pm 0.17$	$0.19 \pm 0.15$	$-0.08 \pm 0.14$	$0.27 \pm 0.14$	$0.21 \pm 0.14$
$\chi^2/\text{ndf}$	1.184	0.970	1.401	0.877	0.676

表 B.3: (続き) 泡箱実験 [57] の  $K^-p \rightarrow K^-p$  の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果

$W \pm \Delta W$ [MeV]	$1624 \pm 3$	$1633 \pm 3$	$1642 \pm 3$	$1652 \pm 3$	$1662 \pm 3$
$A_0$	$1.28 \pm 0.04$	$1.30 \pm 0.04$	$1.24 \pm 0.04$	$1.21 \pm 0.04$	$1.11 \pm 0.05$
$A_1$	$1.36 \pm 0.08$	$1.51 \pm 0.09$	$1.46 \pm 0.09$	$1.62 \pm 0.09$	$1.70 \pm 0.11$
$A_2$	$0.60 \pm 0.11$	$0.83 \pm 0.12$	$0.79 \pm 0.12$	$1.16 \pm 0.13$	$1.37 \pm 0.14$
$A_3$	$0.34 \pm 0.13$	$0.46 \pm 0.14$	$0.47 \pm 0.15$	$0.47 \pm 0.15$	$0.59 \pm 0.17$
$A_4$	$-0.02 \pm 0.14$	$0.38 \pm 0.15$	$0.33 \pm 0.15$	$0.28 \pm 0.15$	$0.22 \pm 0.16$
$A_5$	$-0.02 \pm 0.12$	$0.18 \pm 0.13$	$0.11 \pm 0.13$	$0.15 \pm 0.13$	$0.10 \pm 0.14$
$\chi^2/\text{ndf}$	0.799	1.333	0.879	0.887	1.146

表 B.4: (続き) 泡箱実験 [57] の  $K^-p \rightarrow K^-p$  の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果

$W \pm \Delta W$ [MeV]	$1671 \pm 3$	$1681 \pm 4$	$1687 \pm 4$	$1696 \pm 4$
$A_0$	$1.26 \pm 0.05$	$1.40 \pm 0.05$	$1.52 \pm 0.04$	$1.62 \pm 0.05$
$A_1$	$1.97 \pm 0.11$	$2.24 \pm 0.12$	$2.32 \pm 0.11$	$2.42 \pm 0.11$
$A_2$	$1.68 \pm 0.14$	$2.28 \pm 0.16$	$2.47 \pm 0.15$	$2.50 \pm 0.15$
$A_3$	$0.68 \pm 0.17$	$1.10 \pm 0.18$	$0.91 \pm 0.17$	$0.91 \pm 0.17$
$A_4$	$0.40 \pm 0.16$	$0.54 \pm 0.16$	$0.37 \pm 0.15$	$0.33 \pm 0.15$
$A_5$	$0.28 \pm 0.13$	$0.14 \pm 0.14$	$0.20 \pm 0.12$	$0.17 \pm 0.13$
$\chi^2/\text{ndf}$	1.019	1.072	0.955	1.176

表 B.5: スパークチェンバー実験 [58] の  $K^-p \rightarrow K^-p$  の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果

$W \pm \Delta W$ [MeV]	$1611 \pm 4$	$1626 \pm 4$	$1640 \pm 5$	$1654 \pm 5$	$1667 \pm 5$
$A_0$	$1.55 \pm 0.11$	$1.44 \pm 0.08$	$1.25 \pm 0.07$	$1.23 \pm 0.05$	$1.16 \pm 0.05$
$A_1$	$1.84 \pm 0.33$	$1.76 \pm 0.24$	$1.22 \pm 0.22$	$1.78 \pm 0.14$	$1.95 \pm 0.17$
$A_2$	$1.43 \pm 0.40$	$1.27 \pm 0.28$	$0.89 \pm 0.23$	$1.47 \pm 0.17$	$1.87 \pm 0.18$
$A_3$	$0.78 \pm 0.43$	$0.58 \pm 0.32$	$-0.05 \pm 0.30$	$0.70 \pm 0.20$	$0.95 \pm 0.24$
$A_4$	$0.45 \pm 0.27$	$0.29 \pm 0.20$	$0.18 \pm 0.17$	$0.35 \pm 0.13$	$0.44 \pm 0.13$
$A_5$	$0.10 \pm 0.20$	$-0.06 \pm 0.16$	$-0.19 \pm 0.17$	$0.05 \pm 0.12$	$0.26 \pm 0.14$
$\chi^2/\text{ndf}$	1.272	1.580	0.861	1.137	0.999

表 B.6: (続き) スパークチェンバー実験 [58] の  $K^-p \rightarrow K^-p$  の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果

$W \pm \Delta W$ [MeV]	$1680 \pm 5$	$1692 \pm 5$	$1704 \pm 6$	$1715 \pm 6$	$1726 \pm 6$
$A_0$	$1.40 \pm 0.06$	$1.55 \pm 0.06$	$1.67 \pm 0.04$	$1.55 \pm 0.05$	$1.56 \pm 0.05$
$A_1$	$2.14 \pm 0.16$	$2.14 \pm 0.18$	$2.24 \pm 0.13$	$2.10 \pm 0.13$	$2.09 \pm 0.13$
$A_2$	$2.41 \pm 0.19$	$2.52 \pm 0.21$	$2.64 \pm 0.15$	$2.32 \pm 0.16$	$2.46 \pm 0.16$
$A_3$	$0.94 \pm 0.22$	$0.71 \pm 0.25$	$0.96 \pm 0.19$	$0.80 \pm 0.19$	$1.03 \pm 0.20$
$A_4$	$0.54 \pm 0.14$	$0.43 \pm 0.15$	$0.56 \pm 0.12$	$0.24 \pm 0.13$	$0.38 \pm 0.13$
$A_5$	$0.12 \pm 0.13$	$-0.08 \pm 0.15$	$0.20 \pm 0.14$	$0.12 \pm 0.14$	$0.26 \pm 0.14$
$\chi^2/\text{ndf}$	0.831	0.765	1.069	1.192	1.309

表 B.7: (続き) スパークチェンバー実験 [58] の  $K^-p \rightarrow K^-p$  の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果

$W \pm \Delta W$ [MeV]	$1735 \pm 6$	$1746 \pm 6$	$1757 \pm 6$	$1767 \pm 7$
$A_0$	$1.68 \pm 0.05$	$1.77 \pm 0.05$	$1.76 \pm 0.06$	$1.65 \pm 0.03$
$A_1$	$2.20 \pm 0.14$	$2.13 \pm 0.14$	$2.07 \pm 0.18$	$2.07 \pm 0.08$
$A_2$	$2.86 \pm 0.16$	$3.16 \pm 0.17$	$3.18 \pm 0.21$	$3.17 \pm 0.09$
$A_3$	$1.23 \pm 0.20$	$1.24 \pm 0.21$	$1.31 \pm 0.26$	$1.59 \pm 0.13$
$A_4$	$0.60 \pm 0.13$	$0.80 \pm 0.13$	$0.74 \pm 0.16$	$1.02 \pm 0.10$
$A_5$	$0.21 \pm 0.15$	$0.27 \pm 0.15$	$0.21 \pm 0.17$	$0.61 \pm 0.12$
$\chi^2/\text{ndf}$	1.228	0.665	1.042	1.495

## B.2 $K^-p \rightarrow \bar{K}^0 n$ 反応の微分断面積の解析結果

表 B.8: 泡箱実験 [57] の  $K^-p \rightarrow \bar{K}^0 n$  の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果

$W \pm \Delta W$ [MeV]	1536 $\pm$ 3	1544 $\pm$ 3	1552 $\pm$ 3	1561 $\pm$ 3	1569 $\pm$ 3
$A_0$	0.35 $\pm$ 0.05	0.40 $\pm$ 0.03	0.34 $\pm$ 0.03	0.33 $\pm$ 0.03	0.28 $\pm$ 0.02
$A_1$	-0.24 $\pm$ 0.09	-0.17 $\pm$ 0.07	-0.01 $\pm$ 0.05	0.03 $\pm$ 0.06	0.00 $\pm$ 0.05
$A_2$	0.11 $\pm$ 0.11	0.45 $\pm$ 0.09	0.34 $\pm$ 0.07	0.31 $\pm$ 0.07	0.20 $\pm$ 0.06
$A_3$	0.06 $\pm$ 0.15	-0.09 $\pm$ 0.11	-0.13 $\pm$ 0.08	-0.16 $\pm$ 0.09	-0.31 $\pm$ 0.08
$A_4$	-0.43 $\pm$ 0.18	0.01 $\pm$ 0.11	-0.03 $\pm$ 0.09	0.07 $\pm$ 0.09	-0.01 $\pm$ 0.08
$A_5$	0.30 $\pm$ 0.18	0.12 $\pm$ 0.12	-0.06 $\pm$ 0.09	0.15 $\pm$ 0.10	0.13 $\pm$ 0.09
$\chi^2/\text{ndf}$	1.336	0.421	0.848	0.803	1.303

表 B.9: (続き) 泡箱実験 [57] の  $K^-p \rightarrow \bar{K}^0 n$  の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果

$W \pm \Delta W$ [MeV]	1578 $\pm$ 3	1586 $\pm$ 4	1595 $\pm$ 4	1606 $\pm$ 4	1615 $\pm$ 3
$A_0$	0.30 $\pm$ 0.03	0.32 $\pm$ 0.02	0.30 $\pm$ 0.02	0.28 $\pm$ 0.02	0.27 $\pm$ 0.02
$A_1$	0.13 $\pm$ 0.06	0.06 $\pm$ 0.05	0.08 $\pm$ 0.05	0.09 $\pm$ 0.04	0.06 $\pm$ 0.04
$A_2$	0.31 $\pm$ 0.07	0.41 $\pm$ 0.06	0.35 $\pm$ 0.06	0.26 $\pm$ 0.05	0.24 $\pm$ 0.05
$A_3$	-0.23 $\pm$ 0.08	-0.11 $\pm$ 0.07	-0.22 $\pm$ 0.07	-0.24 $\pm$ 0.06	-0.27 $\pm$ 0.05
$A_4$	0.02 $\pm$ 0.09	0.06 $\pm$ 0.08	0.04 $\pm$ 0.08	0.08 $\pm$ 0.06	0.03 $\pm$ 0.06
$A_5$	-0.02 $\pm$ 0.12	0.08 $\pm$ 0.08	-0.13 $\pm$ 0.09	-0.18 $\pm$ 0.07	0.00 $\pm$ 0.07
$\chi^2/\text{ndf}$	0.940	1.247	0.593	1.743	0.718

表 B.10: (続き) 泡箱実験 [57] の  $K^-p \rightarrow \bar{K}^0 n$  の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果

$W \pm \Delta W$ [MeV]	$1624 \pm 3$	$1633 \pm 3$	$1642 \pm 3$	$1652 \pm 3$	$1662 \pm 3$
$A_0$	$0.26 \pm 0.02$	$0.29 \pm 0.02$	$0.27 \pm 0.02$	$0.20 \pm 0.02$	$0.18 \pm 0.02$
$A_1$	$0.08 \pm 0.03$	$0.03 \pm 0.04$	$0.00 \pm 0.04$	$-0.04 \pm 0.03$	$-0.06 \pm 0.04$
$A_2$	$0.30 \pm 0.05$	$0.25 \pm 0.05$	$0.37 \pm 0.05$	$0.17 \pm 0.04$	$0.27 \pm 0.05$
$A_3$	$-0.24 \pm 0.05$	$-0.29 \pm 0.05$	$-0.14 \pm 0.06$	$-0.23 \pm 0.05$	$-0.07 \pm 0.06$
$A_4$	$0.11 \pm 0.05$	$0.09 \pm 0.06$	$0.07 \pm 0.06$	$0.18 \pm 0.05$	$0.25 \pm 0.06$
$A_5$	$-0.05 \pm 0.06$	$-0.02 \pm 0.06$	$0.18 \pm 0.06$	$0.00 \pm 0.06$	$0.06 \pm 0.06$
$\chi^2/\text{ndf}$	1.324	1.201	1.041	1.641	1.349

表 B.11: (続き) 泡箱実験 [57] の  $K^-p \rightarrow \bar{K}^0 n$  の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果

$W \pm \Delta W$ [MeV]	$1671 \pm 3$	$1681 \pm 4$	$1687 \pm 4$	$1696 \pm 4$
$A_0$	$0.18 \pm 0.01$	$0.21 \pm 0.02$	$0.25 \pm 0.02$	$0.28 \pm 0.02$
$A_1$	$0.01 \pm 0.03$	$0.09 \pm 0.03$	$0.12 \pm 0.04$	$0.13 \pm 0.04$
$A_2$	$0.19 \pm 0.04$	$0.19 \pm 0.04$	$0.25 \pm 0.05$	$0.33 \pm 0.05$
$A_3$	$-0.11 \pm 0.04$	$-0.04 \pm 0.05$	$-0.16 \pm 0.06$	$-0.30 \pm 0.06$
$A_4$	$0.06 \pm 0.05$	$0.09 \pm 0.05$	$0.15 \pm 0.06$	$0.20 \pm 0.06$
$A_5$	$-0.01 \pm 0.05$	$0.06 \pm 0.06$	$0.00 \pm 0.07$	$-0.08 \pm 0.06$
$\chi^2/\text{ndf}$	0.973	0.681	1.031	1.420

表 B.12: 泡箱実験 [59] の  $K^-p \rightarrow \bar{K}^0 n$  の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果

$W \pm \Delta W$ [MeV]	$1689 \pm 10$	$1702 \pm 7$	$1717 \pm 9$	$1724 \pm 7$	$1734 \pm 7$
$A_0$	$0.26 \pm 0.03$	$0.34 \pm 0.03$	$0.26 \pm 0.03$	$0.30 \pm 0.03$	$0.36 \pm 0.03$
$A_1$	$0.12 \pm 0.07$	$0.19 \pm 0.07$	$-0.04 \pm 0.06$	$-0.11 \pm 0.06$	$-0.18 \pm 0.07$
$A_2$	$0.38 \pm 0.09$	$0.31 \pm 0.09$	$0.19 \pm 0.08$	$0.48 \pm 0.08$	$0.39 \pm 0.09$
$A_3$	$-0.16 \pm 0.10$	$-0.29 \pm 0.10$	$-0.44 \pm 0.09$	$-0.48 \pm 0.08$	$-0.56 \pm 0.09$
$A_4$	$0.11 \pm 0.10$	$0.20 \pm 0.11$	$0.20 \pm 0.10$	$0.22 \pm 0.09$	$0.35 \pm 0.09$
$A_5$	$-0.04 \pm 0.11$	$-0.16 \pm 0.12$	$-0.15 \pm 0.11$	$-0.23 \pm 0.09$	$-0.14 \pm 0.10$
$\chi^2/\text{ndf}$	0.754	0.822	0.781	0.935	0.610

表 B.13: (続き) 泡箱実験 [59] の  $K^-p \rightarrow \bar{K}^0n$  の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果

$W \pm \Delta W$ [MeV]	$1744 \pm 8$	$1748 \pm 8$	$1754 \pm 6$	$1763 \pm 7$	$1772 \pm 9$
$A_0$	$0.34 \pm 0.03$	$0.35 \pm 0.03$	$0.34 \pm 0.04$	$0.40 \pm 0.03$	$0.31 \pm 0.03$
$A_1$	$-0.21 \pm 0.07$	$-0.10 \pm 0.07$	$-0.36 \pm 0.09$	$-0.02 \pm 0.07$	$-0.12 \pm 0.06$
$A_2$	$0.39 \pm 0.10$	$0.27 \pm 0.09$	$0.61 \pm 0.12$	$0.22 \pm 0.10$	$0.30 \pm 0.08$
$A_3$	$-0.70 \pm 0.10$	$-0.55 \pm 0.09$	$-0.78 \pm 0.12$	$-0.65 \pm 0.11$	$-0.46 \pm 0.08$
$A_4$	$0.37 \pm 0.11$	$0.23 \pm 0.10$	$0.47 \pm 0.12$	$0.41 \pm 0.11$	$0.40 \pm 0.09$
$A_5$	$-0.14 \pm 0.10$	$-0.17 \pm 0.11$	$-0.24 \pm 0.11$	$0.01 \pm 0.11$	$-0.16 \pm 0.10$
$\chi^2/\text{ndf}$	0.883	0.837	1.820	1.054	1.845

表 B.14: 泡箱実験 [60] の  $K^-p \rightarrow \bar{K}^0n$  の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果

$W \pm \Delta W$ [MeV]	$1729 \pm 4$	$1739 \pm 4$	$1741 \pm 4$	$1747 \pm 4$	$1755 \pm 4$
$A_0$	$0.35 \pm 0.02$	$0.36 \pm 0.02$	$0.38 \pm 0.02$	$0.39 \pm 0.02$	$0.34 \pm 0.01$
$A_1$	$-0.20 \pm 0.04$	$-0.20 \pm 0.04$	$-0.24 \pm 0.04$	$-0.21 \pm 0.04$	$-0.18 \pm 0.03$
$A_2$	$0.36 \pm 0.05$	$0.39 \pm 0.05$	$0.44 \pm 0.06$	$0.30 \pm 0.05$	$0.33 \pm 0.04$
$A_3$	$-0.55 \pm 0.05$	$-0.53 \pm 0.06$	$-0.67 \pm 0.06$	$-0.55 \pm 0.05$	$-0.57 \pm 0.04$
$A_4$	$0.37 \pm 0.05$	$0.31 \pm 0.06$	$0.45 \pm 0.06$	$0.40 \pm 0.06$	$0.41 \pm 0.04$
$A_5$	$-0.17 \pm 0.05$	$-0.14 \pm 0.06$	$-0.21 \pm 0.07$	$-0.08 \pm 0.06$	$-0.15 \pm 0.04$
$\chi^2/\text{ndf}$	1.280	0.726	0.741	0.818	1.197

表 B.15: (続き) 泡箱実験 [60] の  $K^-p \rightarrow \bar{K}^0n$  の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果

$W \pm \Delta W$ [MeV]	$1763 \pm 4$	$1775 \pm 4$	$1780 \pm 4$	$1794 \pm 4$
$A_0$	$0.41 \pm 0.01$	$0.45 \pm 0.02$	$0.50 \pm 0.02$	$0.60 \pm 0.02$
$A_1$	$-0.21 \pm 0.03$	$-0.19 \pm 0.03$	$-0.13 \pm 0.03$	$-0.16 \pm 0.04$
$A_2$	$0.33 \pm 0.04$	$0.41 \pm 0.04$	$0.45 \pm 0.04$	$0.70 \pm 0.06$
$A_3$	$-0.59 \pm 0.04$	$-0.61 \pm 0.05$	$-0.59 \pm 0.05$	$-0.51 \pm 0.07$
$A_4$	$0.46 \pm 0.04$	$0.56 \pm 0.05$	$0.64 \pm 0.05$	$0.76 \pm 0.07$
$A_5$	$-0.16 \pm 0.04$	$-0.12 \pm 0.05$	$-0.17 \pm 0.05$	$-0.29 \pm 0.07$
$\chi^2/\text{ndf}$	0.861	0.956	1.245	1.032

表 B.16: カウンター実験 [61] の  $K^-p \rightarrow \bar{K}^0 n$  の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果

$W \pm \Delta W$ [MeV]	1569 $\pm$ 4	1578 $\pm$ 5	1587 $\pm$ 5	1597 $\pm$ 5	1606 $\pm$ 5
$A_0$	0.359 $\pm$ 0.033	0.336 $\pm$ 0.016	0.326 $\pm$ 0.014	0.319 $\pm$ 0.010	0.307 $\pm$ 0.010
$A_1$	-0.117 $\pm$ 0.042	-0.076 $\pm$ 0.025	-0.059 $\pm$ 0.023	0.015 $\pm$ 0.016	0.037 $\pm$ 0.017
$A_2$	0.174 $\pm$ 0.070	0.292 $\pm$ 0.033	0.317 $\pm$ 0.028	0.254 $\pm$ 0.019	0.286 $\pm$ 0.019
$A_3$	-0.127 $\pm$ 0.071	-0.165 $\pm$ 0.036	-0.099 $\pm$ 0.033	-0.138 $\pm$ 0.023	-0.112 $\pm$ 0.024
$A_4$	0.157 $\pm$ 0.073	0.057 $\pm$ 0.039	0.047 $\pm$ 0.034	0.053 $\pm$ 0.024	0.069 $\pm$ 0.024
$A_5$	-0.055 $\pm$ 0.077	0.009 $\pm$ 0.042	0.011 $\pm$ 0.039	0.003 $\pm$ 0.027	0.028 $\pm$ 0.028
$\chi^2/\text{ndf}$	1.208	0.915	0.796	1.298	0.801

表 B.17: (続き) カウンター実験 [61] の  $K^-p \rightarrow \bar{K}^0 n$  の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果

$W \pm \Delta W$ [MeV]	1615 $\pm$ 6	1624 $\pm$ 6	1633 $\pm$ 6	1643 $\pm$ 6	1652 $\pm$ 6
$A_0$	0.296 $\pm$ 0.009	0.294 $\pm$ 0.009	0.282 $\pm$ 0.009	0.274 $\pm$ 0.008	0.251 $\pm$ 0.006
$A_1$	0.070 $\pm$ 0.014	0.070 $\pm$ 0.015	0.066 $\pm$ 0.015	0.069 $\pm$ 0.014	0.010 $\pm$ 0.011
$A_2$	0.245 $\pm$ 0.016	0.296 $\pm$ 0.016	0.288 $\pm$ 0.017	0.272 $\pm$ 0.016	0.212 $\pm$ 0.013
$A_3$	-0.201 $\pm$ 0.020	-0.149 $\pm$ 0.020	-0.156 $\pm$ 0.020	-0.160 $\pm$ 0.019	-0.131 $\pm$ 0.015
$A_4$	0.058 $\pm$ 0.021	0.040 $\pm$ 0.021	0.019 $\pm$ 0.022	0.032 $\pm$ 0.020	0.051 $\pm$ 0.016
$A_5$	0.008 $\pm$ 0.024	0.028 $\pm$ 0.024	0.023 $\pm$ 0.024	0.007 $\pm$ 0.022	-0.025 $\pm$ 0.018
$\chi^2/\text{ndf}$	0.696	0.950	0.806	0.681	0.558

表 B.18: (続き) カウンター実験 [61] の  $K^-p \rightarrow \bar{K}^0 n$  の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果

$W \pm \Delta W$ [MeV]	1661 $\pm$ 7	1670 $\pm$ 7	1680 $\pm$ 7	1689 $\pm$ 7	1699 $\pm$ 7
$A_0$	0.204 $\pm$ 0.005	0.181 $\pm$ 0.005	0.213 $\pm$ 0.005	0.259 $\pm$ 0.005	0.306 $\pm$ 0.006
$A_1$	-0.039 $\pm$ 0.009	0.032 $\pm$ 0.009	0.141 $\pm$ 0.009	0.159 $\pm$ 0.009	0.122 $\pm$ 0.011
$A_2$	0.230 $\pm$ 0.011	0.196 $\pm$ 0.011	0.210 $\pm$ 0.010	0.266 $\pm$ 0.010	0.312 $\pm$ 0.012
$A_3$	-0.116 $\pm$ 0.013	-0.089 $\pm$ 0.012	-0.060 $\pm$ 0.012	-0.115 $\pm$ 0.011	-0.205 $\pm$ 0.014
$A_4$	0.050 $\pm$ 0.014	0.035 $\pm$ 0.014	0.051 $\pm$ 0.013	0.058 $\pm$ 0.013	0.091 $\pm$ 0.016
$A_5$	0.000 $\pm$ 0.015	-0.014 $\pm$ 0.015	-0.034 $\pm$ 0.014	-0.006 $\pm$ 0.014	-0.011 $\pm$ 0.017
$\chi^2/\text{ndf}$	0.880	0.934	0.643	0.636	1.670

表 B.19: (続き) カウンター実験 [61] の  $K^-p \rightarrow \bar{K}^0 n$  の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果

$W \pm \Delta W$ [MeV]	$1708 \pm 8$	$1717 \pm 8$	$1726 \pm 8$	$1736 \pm 8$	$1745 \pm 8$
$A_0$	$0.334 \pm 0.006$	$0.350 \pm 0.005$	$0.355 \pm 0.006$	$0.373 \pm 0.008$	$0.371 \pm 0.007$
$A_1$	$0.089 \pm 0.012$	$0.006 \pm 0.010$	$-0.053 \pm 0.011$	$-0.188 \pm 0.014$	$-0.189 \pm 0.013$
$A_2$	$0.273 \pm 0.013$	$0.310 \pm 0.011$	$0.306 \pm 0.012$	$0.361 \pm 0.016$	$0.357 \pm 0.015$
$A_3$	$-0.310 \pm 0.015$	$-0.341 \pm 0.012$	$-0.440 \pm 0.014$	$-0.548 \pm 0.019$	$-0.553 \pm 0.017$
$A_4$	$0.127 \pm 0.017$	$0.110 \pm 0.014$	$0.124 \pm 0.016$	$0.199 \pm 0.020$	$0.181 \pm 0.019$
$A_5$	$-0.048 \pm 0.018$	$-0.070 \pm 0.015$	$-0.073 \pm 0.017$	$-0.078 \pm 0.022$	$-0.098 \pm 0.020$
$\chi^2/\text{ndf}$	1.488	2.205	2.281	1.234	1.565

表 B.20: (続き) カウンター実験 [61] の  $K^-p \rightarrow \bar{K}^0 n$  の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果

$W \pm \Delta W$ [MeV]	$1755 \pm 4$	$1763 \pm 4$	$1773 \pm 4$
$A_0$	$0.391 \pm 0.008$	$0.412 \pm 0.010$	$0.442 \pm 0.009$
$A_1$	$-0.164 \pm 0.014$	$-0.177 \pm 0.015$	$-0.182 \pm 0.015$
$A_2$	$0.344 \pm 0.017$	$0.312 \pm 0.019$	$0.435 \pm 0.018$
$A_3$	$-0.595 \pm 0.019$	$-0.594 \pm 0.022$	$-0.613 \pm 0.020$
$A_4$	$0.234 \pm 0.020$	$0.289 \pm 0.024$	$0.339 \pm 0.022$
$A_5$	$-0.103 \pm 0.022$	$-0.072 \pm 0.026$	$-0.086 \pm 0.025$
$\chi^2/\text{ndf}$	1.824	0.962	1.305

表 B.21: Crystal Ball 実験 [62] の  $K^-p \rightarrow \bar{K}^0 n$  の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果

$W \pm \Delta W$ [MeV]	$1569 \pm 4$	$1589 \pm 5$	$1598 \pm 5$	$1620 \pm 5$	$1634 \pm 6$
$A_0$	$0.306 \pm 0.009$	$0.336 \pm 0.007$	$0.323 \pm 0.007$	$0.309 \pm 0.006$	$0.277 \pm 0.005$
$A_1$	$-0.021 \pm 0.020$	$0.033 \pm 0.017$	$0.028 \pm 0.016$	$0.068 \pm 0.013$	$0.026 \pm 0.013$
$A_2$	$0.247 \pm 0.026$	$0.258 \pm 0.023$	$0.247 \pm 0.021$	$0.252 \pm 0.018$	$0.206 \pm 0.017$
$A_3$	$-0.188 \pm 0.031$	$-0.174 \pm 0.027$	$-0.161 \pm 0.025$	$-0.120 \pm 0.021$	$-0.180 \pm 0.020$
$A_4$	$0.008 \pm 0.031$	$-0.004 \pm 0.025$	$0.094 \pm 0.023$	$0.093 \pm 0.019$	$0.072 \pm 0.018$
$A_5$	$0.003 \pm 0.033$	$0.020 \pm 0.026$	$0.038 \pm 0.025$	$0.036 \pm 0.019$	$0.001 \pm 0.018$
$\chi^2/\text{ndf}$	1.001	1.457	1.091	0.983	0.476

表 B.22: (続き)Crystal Ball 実験 [62] の  $K^-p \rightarrow \bar{K}^0 n$  の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果

$W \pm \Delta W$ [MeV]	$1647 \pm 5$	$1659 \pm 5$	$1676 \pm 6$
$A_0$	$0.263 \pm 0.005$	$0.223 \pm 0.005$	$0.190 \pm 0.004$
$A_1$	$0.009 \pm 0.013$	$-0.055 \pm 0.012$	$0.022 \pm 0.010$
$A_2$	$0.205 \pm 0.017$	$0.192 \pm 0.016$	$0.169 \pm 0.014$
$A_3$	$-0.162 \pm 0.020$	$-0.159 \pm 0.018$	$-0.111 \pm 0.016$
$A_4$	$0.088 \pm 0.018$	$0.090 \pm 0.016$	$0.086 \pm 0.013$
$A_5$	$0.017 \pm 0.018$	$-0.025 \pm 0.016$	$0.020 \pm 0.012$
$\chi^2/\text{ndf}$	1.489	0.633	1.942

### B.3 $K^-p \rightarrow \pi^+\Sigma^-$ 反応の微分断面積の解析結果

表 B.23: 泡箱実験 [57] の  $K^-p \rightarrow \pi^+\Sigma^-$  の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果

$W \pm \Delta W$ [MeV]	1536 $\pm$ 3	1544 $\pm$ 3	1552 $\pm$ 3	1561 $\pm$ 3	1569 $\pm$ 3
$A_0$	0.35 $\pm$ 0.04	0.27 $\pm$ 0.02	0.28 $\pm$ 0.02	0.21 $\pm$ 0.02	0.19 $\pm$ 0.01
$A_1$	0.00 $\pm$ 0.08	0.08 $\pm$ 0.04	0.16 $\pm$ 0.04	0.05 $\pm$ 0.04	0.02 $\pm$ 0.03
$A_2$	0.34 $\pm$ 0.11	0.37 $\pm$ 0.06	0.30 $\pm$ 0.05	0.17 $\pm$ 0.05	0.24 $\pm$ 0.04
$A_3$	-0.02 $\pm$ 0.11	0.01 $\pm$ 0.06	0.04 $\pm$ 0.05	0.02 $\pm$ 0.05	0.02 $\pm$ 0.04
$A_4$	0.04 $\pm$ 0.12	0.03 $\pm$ 0.07	0.02 $\pm$ 0.05	-0.03 $\pm$ 0.05	-0.01 $\pm$ 0.05
$\chi^2/\text{ndf}$	0.578	1.280	0.492	0.711	1.086

表 B.24: (続き) 泡箱実験 [57] の  $K^-p \rightarrow \pi^+\Sigma^-$  の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果

$W \pm \Delta W$ [MeV]	1578 $\pm$ 3	1586 $\pm$ 4	1595 $\pm$ 4	1606 $\pm$ 4	1615 $\pm$ 3
$A_0$	0.23 $\pm$ 0.02	0.21 $\pm$ 0.01	0.19 $\pm$ 0.01	0.18 $\pm$ 0.01	0.19 $\pm$ 0.01
$A_1$	0.11 $\pm$ 0.05	0.04 $\pm$ 0.03	0.05 $\pm$ 0.03	-0.04 $\pm$ 0.02	-0.03 $\pm$ 0.02
$A_2$	0.37 $\pm$ 0.06	0.24 $\pm$ 0.04	0.31 $\pm$ 0.04	0.27 $\pm$ 0.02	0.33 $\pm$ 0.03
$A_3$	0.09 $\pm$ 0.06	-0.05 $\pm$ 0.04	-0.02 $\pm$ 0.04	-0.06 $\pm$ 0.02	-0.01 $\pm$ 0.03
$A_4$	0.05 $\pm$ 0.06	0.02 $\pm$ 0.04	0.04 $\pm$ 0.04	0.03 $\pm$ 0.03	0.06 $\pm$ 0.03
$\chi^2/\text{ndf}$	0.823	1.143	0.594	1.027	0.967

表 B.25: (続き) 泡箱実験 [57] の  $K^-p \rightarrow \pi^+\Sigma^-$  の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果

$W \pm \Delta W$ [MeV]	$1624 \pm 3$	$1633 \pm 3$	$1642 \pm 3$	$1652 \pm 3$	$1662 \pm 3$
$A_0$	$0.18 \pm 0.01$	$0.20 \pm 0.01$	$0.23 \pm 0.01$	$0.24 \pm 0.01$	$0.30 \pm 0.01$
$A_1$	$-0.04 \pm 0.02$	$-0.03 \pm 0.02$	$-0.04 \pm 0.02$	$-0.06 \pm 0.03$	$0.01 \pm 0.03$
$A_2$	$0.36 \pm 0.03$	$0.43 \pm 0.03$	$0.48 \pm 0.03$	$0.49 \pm 0.03$	$0.66 \pm 0.04$
$A_3$	$-0.06 \pm 0.02$	$-0.09 \pm 0.03$	$-0.08 \pm 0.03$	$-0.11 \pm 0.03$	$-0.08 \pm 0.03$
$A_4$	$0.06 \pm 0.02$	$0.12 \pm 0.03$	$0.05 \pm 0.03$	$0.05 \pm 0.03$	$0.14 \pm 0.04$
$\chi^2/\text{ndf}$	1.234	1.982	1.021	1.047	1.831

表 B.26: (続き) 泡箱実験 [57] の  $K^-p \rightarrow \pi^+\Sigma^-$  の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果

$W \pm \Delta W$ [MeV]	$1671 \pm 3$	$1681 \pm 4$	$1687 \pm 4$	$1696 \pm 4$
$A_0$	$0.28 \pm 0.01$	$0.28 \pm 0.01$	$0.25 \pm 0.01$	$0.18 \pm 0.01$
$A_1$	$0.00 \pm 0.03$	$0.01 \pm 0.03$	$0.03 \pm 0.03$	$-0.02 \pm 0.02$
$A_2$	$0.56 \pm 0.03$	$0.55 \pm 0.04$	$0.49 \pm 0.03$	$0.31 \pm 0.03$
$A_3$	$-0.11 \pm 0.03$	$-0.11 \pm 0.03$	$-0.14 \pm 0.03$	$-0.11 \pm 0.03$
$A_4$	$0.06 \pm 0.03$	$0.06 \pm 0.04$	$0.06 \pm 0.03$	$-0.01 \pm 0.03$
$\chi^2/\text{ndf}$	0.879	0.797	1.079	0.745

表 B.27: 泡箱実験 [59] の  $K^-p \rightarrow \pi^+\Sigma^-$  の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果

$W \pm \Delta W$ [MeV]	$1689 \pm 10$	$1702 \pm 7$	$1717 \pm 9$	$1724 \pm 7$	$1734 \pm 7$
$A_0$	$0.23 \pm 0.02$	$0.17 \pm 0.01$	$0.09 \pm 0.01$	$0.10 \pm 0.01$	$0.11 \pm 0.01$
$A_1$	$0.02 \pm 0.04$	$-0.02 \pm 0.03$	$-0.02 \pm 0.03$	$-0.04 \pm 0.02$	$-0.02 \pm 0.02$
$A_2$	$0.33 \pm 0.04$	$0.24 \pm 0.04$	$0.11 \pm 0.03$	$0.11 \pm 0.02$	$0.12 \pm 0.02$
$A_3$	$-0.21 \pm 0.05$	$-0.08 \pm 0.04$	$-0.09 \pm 0.03$	$-0.05 \pm 0.02$	$0.01 \pm 0.02$
$A_4$	$-0.09 \pm 0.05$	$-0.07 \pm 0.04$	$-0.07 \pm 0.04$	$-0.04 \pm 0.02$	$-0.08 \pm 0.02$
$A_5$	$-0.04 \pm 0.06$	$0.03 \pm 0.05$	$-0.03 \pm 0.04$	$0.03 \pm 0.03$	$0.08 \pm 0.03$
$\chi^2/\text{ndf}$	0.692	0.780	0.762	0.952	1.155

表 B.28: (続き) 泡箱実験 [59] の  $K^-p \rightarrow \pi^+\Sigma^-$  の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果

$W \pm \Delta W$ [MeV]	$1744 \pm 8$	$1748 \pm 8$	$1754 \pm 6$	$1763 \pm 7$	$1772 \pm 9$
$A_0$	$0.09 \pm 0.01$	$0.10 \pm 0.01$	$0.07 \pm 0.01$	$0.08 \pm 0.01$	$0.08 \pm 0.01$
$A_1$	$-0.09 \pm 0.02$	$-0.06 \pm 0.02$	$-0.07 \pm 0.02$	$-0.06 \pm 0.02$	$-0.07 \pm 0.02$
$A_2$	$0.11 \pm 0.02$	$0.10 \pm 0.02$	$0.08 \pm 0.02$	$0.10 \pm 0.02$	$0.08 \pm 0.02$
$A_3$	$-0.02 \pm 0.03$	$0.02 \pm 0.02$	$0.05 \pm 0.02$	$0.03 \pm 0.02$	$0.00 \pm 0.02$
$A_4$	$-0.02 \pm 0.03$	$-0.07 \pm 0.02$	$-0.07 \pm 0.02$	$-0.05 \pm 0.02$	$-0.01 \pm 0.03$
$A_5$	$0.12 \pm 0.03$	$0.05 \pm 0.03$	$0.08 \pm 0.03$	$0.07 \pm 0.02$	$0.03 \pm 0.03$
$\chi^2/\text{ndf}$	0.697	0.946	1.206	1.183	0.964

表 B.29: 泡箱実験 [60] の  $K^-p \rightarrow \pi^+\Sigma^-$  の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果

$W \pm \Delta W$ [MeV]	$1729 \pm 4$	$1739 \pm 4$	$1741 \pm 4$	$1747 \pm 4$	$1755 \pm 4$
$A_0$	$0.119 \pm 0.006$	$0.096 \pm 0.006$	$0.104 \pm 0.006$	$0.106 \pm 0.006$	$0.086 \pm 0.004$
$A_1$	$-0.028 \pm 0.012$	$-0.020 \pm 0.012$	$-0.043 \pm 0.013$	$-0.029 \pm 0.012$	$-0.052 \pm 0.008$
$A_2$	$0.140 \pm 0.015$	$0.096 \pm 0.014$	$0.120 \pm 0.016$	$0.137 \pm 0.015$	$0.106 \pm 0.010$
$A_3$	$-0.009 \pm 0.017$	$-0.021 \pm 0.017$	$-0.011 \pm 0.019$	$0.032 \pm 0.017$	$0.036 \pm 0.012$
$A_4$	$-0.021 \pm 0.018$	$-0.030 \pm 0.018$	$-0.008 \pm 0.020$	$0.014 \pm 0.018$	$0.010 \pm 0.012$
$A_5$	$0.040 \pm 0.020$	$0.045 \pm 0.019$	$0.088 \pm 0.022$	$0.094 \pm 0.019$	$0.073 \pm 0.014$
$\chi^2/\text{ndf}$	0.673	1.271	0.700	1.329	1.136

表 B.30: (続き) 泡箱実験 [60] の  $K^-p \rightarrow \pi^+\Sigma^-$  の微分断面積に対してルジャンドル多項式でフィットした結果

$W \pm \Delta W$ [MeV]	$1763 \pm 4$	$1775 \pm 4$	$1780 \pm 4$	$1794 \pm 4$
$A_0$	$0.091 \pm 0.004$	$0.092 \pm 0.004$	$0.102 \pm 0.004$	$0.115 \pm 0.005$
$A_1$	$-0.069 \pm 0.007$	$-0.070 \pm 0.008$	$-0.089 \pm 0.008$	$-0.083 \pm 0.010$
$A_2$	$0.082 \pm 0.009$	$0.098 \pm 0.011$	$0.091 \pm 0.010$	$0.086 \pm 0.013$
$A_3$	$0.054 \pm 0.010$	$0.055 \pm 0.012$	$0.050 \pm 0.012$	$0.100 \pm 0.013$
$A_4$	$-0.025 \pm 0.011$	$-0.010 \pm 0.013$	$-0.014 \pm 0.013$	$-0.043 \pm 0.015$
$A_5$	$0.093 \pm 0.012$	$0.092 \pm 0.014$	$0.095 \pm 0.014$	$0.155 \pm 0.018$
$\chi^2/\text{ndf}$	0.927	0.678	1.048	1.027

## 参考文献

- [1] S. Navas *et al.* (Particle Data Group), *Phys. Rev. D* **110**, 030001 (2024).
- [2] M. Gell-Mann, *Physics Letters* **8**, 214 (1964).
- [3] G. Zweig, An SU<sub>3</sub> model for strong interaction symmetry and its breaking; Version 1 (CERN-TH-401). See <https://cds.cern.ch/record/352337>.
- [4] Martin L. Perl, High Energy Hadron Physics. (1974).
- [5] Yuki Kamiya and Tetsuo Hyodo, *Phys. Rev. C* **93**, 035203 (2016).
- [6] Yuki Kamiya and Tetsuo Hyodo, *Progress of Theoretical and Experimental Physics* **2017**, 023D02 (2017).
- [7] Takayasu Sekihara, Tetsuo Hyodo, and Daisuke Jido, *Progress of Theoretical and Experimental Physics* **2015**, 063D04 (2015).
- [8] S.-K. Choi *et al.* (Belle Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **91**, 262001 (2003).
- [9] Kiyomi Ikeda, Noboru Takigawa, and Hisashi Horiuchi, *Progress of Theoretical Physics Supplement* **E68**, 464 (1968).
- [10] Feng-Kun Guo *et al.*, *Rev. Mod. Phys.* **90**, 015004 (2018).
- [11] A. Abulencia *et al.* (CDF Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **98**, 132002 (2007).
- [12] C. Bignamini *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 162001 (2009).
- [13] LHCb collaboration, *Nature Communications* **13**, 3351 (2022).
- [14] M. Albaladejo and J. Nieves, *The European Physical Journal C* **82**, 724 (2022).
- [15] Tomona Kinugawa and Tetsuo Hyodo, *Phys. Rev. C* **109**, 045205 (2024).
- [16] S. Dürr *et al.*, *Science* **322**, 1224 (2008).
- [17] S. Aoki *et al.* (PACS-CS Collaboration), *Phys. Rev. D* **79**, 034503 (2009).
- [18] Yan others Lyu, *Phys. Rev. Lett.* **131**, 161901 (2023).
- [19] John Bulava *et al.* (Baryon Scattering (BaSc) Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **132**, 051901 (2024).
- [20] John Bulava *et al.* (Baryon Scattering (BaSc) Collaboration), *Phys. Rev. D* **109**, 014511 (2024).
- [21] Nathan Isgur and Gabriel Karl, *Phys. Rev. D* **18**, 4187 (1978).
- [22] Steven Weinberg, *Phys. Rev.* **137**, B672 (1965).
- [23] A. Starostin *et al.* (The Crystal Ball Collaboration), *Phys. Rev. C* **64**, 055205 (2001).
- [24] H. Kamano *et al.*, *Phys. Rev. C* **90**, 065204 (2014).

- [25] H. Kamano *et al.*, [Phys. Rev. C \*\*92\*\*, 025205 \(2015\)](#).
- [26] Bo-Chao Liu and Ju-Jun Xie, [Phys. Rev. C \*\*85\*\*, 038201 \(2012\)](#).
- [27] Bo-Chao Liu and Ju-Jun Xie, [Phys. Rev. C \*\*86\*\*, 055202 \(2012\)](#).
- [28] Jun Shi and Bing-Song Zou, [Phys. Rev. C \*\*91\*\*, 035202 \(2015\)](#).
- [29] B.S. Zou, [Nuclear Physics A \*\*914\*\*, 454 \(2013\)](#).
- [30] Simon Capstick and Nathan Isgur, [Phys. Rev. D \*\*34\*\*, 2809 \(1986\)](#).
- [31] S. B. Yang, K. Tanida, *et al.* (Belle Collaboration), [Phys. Rev. Lett. \*\*117\*\*, 011801 \(2016\)](#).
- [32] S. B. Yang, K. Tanida, *et al.* (Belle Collaboration), [Phys. Rev. D \*\*108\*\*, L031104 \(2023\)](#).
- [33] Feng-Kun Guo, Xiao-Hai Liu, and Shuntaro Sakai, [Progress in Particle and Nuclear Physics \*\*112\*\*, 103757 \(2020\)](#).
- [34] Steven Weinberg, [Phys. Rev. Lett. \*\*17\*\*, 616 \(1966\)](#).
- [35] Y. Tomozawa, [Nuovo Cim. A \*\*46\*\*, 707 \(1966\)](#).
- [36] Tetsuo Hyodo, PhD thesis (2006) See [https://hyodo.fpark.tmu.ac.jp/old/publication/DThesis\\_v2.pdf](https://hyodo.fpark.tmu.ac.jp/old/publication/DThesis_v2.pdf).
- [37] Jiong-Jiong Liu *et al.*, [Phys. Rev. D \*\*109\*\*, 054025 \(2024\)](#).
- [38] Sheng-Chao Zhang *et al.*, [arXiv:2405.14235 \[hep-ph\]](#).
- [39] Man-Yu Duan, Melahat Bayar, and Eulogio Oset, [Physics Letters B \*\*857\*\*, 139003 \(2024\)](#).
- [40] Jiang Huan-qing *et al.*, [Chinese Physics Letters \*\*16\*\*, 347 \(1999\)](#).
- [41] A. Baldini *et al.*, Total Cross-Sections for Reactions of High Energy Particles, Landolt-Börnstein Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, Vol. 12 (Springer-Verlag Berlin Heidelberg). See [https://materials.springer.com/lb/docs/sm\\_lbs\\_978-3-540-47940-6\\_1](https://materials.springer.com/lb/docs/sm_lbs_978-3-540-47940-6_1).
- [42] Keizo Agari *et al.*, [Progress of Theoretical and Experimental Physics \*\*2012\*\*, 02B011 \(2012\)](#).
- [43] S.H. Kim, Y. Ichikawa, H. Sako, *et al.*, [Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment \*\*940\*\*, 359 \(2019\)](#).
- [44] S.H. Kim, PhD thesis (2021).
- [45] Fabio Sauli, [Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment \*\*805\*\*, 2 \(2016\)](#).
- [46] Philip Hauer *et al.*, [Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment \*\*976\*\*, 164205 \(2020\)](#).
- [47] J.K. Ahn *et al.*, [Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment \*\*1047\*\*, 167775 \(2023\)](#).
- [48] Eljen Technology, EJ-232 / EJ-232Q Plastic Scintillators. See <https://eljentechnology.com/products/plastic-scintillators/ej-232-ej-232q>.
- [49] R Guida *et al.*, [Journal of Physics: Conference Series \*\*1498\*\*, 012036 \(2020\)](#).

- [50] C. Altunbas *et al.*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **490**, 177 (2002).
- [51] 永井 一清, *成形加工* **34**, 118-122 (2022).
- [52] Tanmoy Maji *et al.*, *Polymer* **197**, 122487 (2020).
- [53] Toray Industries, Inc., メタルミ ー製品ページ. See [https://www.films.toray/products/vapor\\_deposited/vap\\_01.html](https://www.films.toray/products/vapor_deposited/vap_01.html).
- [54] 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](https://www.jstage.jst.go.jp/article/pasj/20/3/20_200304/_pdf/-char/ja).
- [55] KEK PF-AR Test Beamline ホームページ. See <https://itdc.kek.jp/testBeamLine/index.html>.
- [56] I. M. Frank and I. E. Tamm, *Compt. Rend. Acad. Sci. URSS* **14**, 109 (1937).
- [57] R. Armenteros *et al.*, *Nuclear Physics B* **21**, 15 (1970).
- [58] C.J. Adams *et al.*, *Nuclear Physics B* **96**, 54 (1975).
- [59] R. Armenteros *et al.*, *Nuclear Physics B* **8**, 233 (1968).
- [60] M. Jones *et al.*, *Nuclear Physics B* **90**, 349 (1975).
- [61] M. Alston-Garnjost *et al.*, *Phys. Rev. D* **17**, 2226 (1978).
- [62] S. Prakhov *et al.*, *Phys. Rev. C* **80**, 025204 (2009).
- [63] R.H. Dalitz, *Nuclear Physics A* **354**, 101 (1981).
- [64] R. H. Dalitz and A. Deloff, *Czechoslovak Journal of Physics B* **32**, 1021 (1982).
- [65] Katsuyoshi Sone and Tetsuo Hyodo, arXiv:2405.08436 [hep-ph].
- [66] A.M. Badalyan *et al.*, *Physics Reports* **82**, 31 (1982).
- [67] L. Lesniak *et al.*, In *AIP Conference Proceedings* **1030**, 238 (2008).
- [68] ANL-OSAKA, ANL-Osaka DCC model ウェブサイト. See <https://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/~anl-osk/>.
- [69] M. Matveev *et al.*, *The European Physical Journal A* **55**, 179 (2019).
- [70] A. V. Sarantsev *et al.*, *The European Physical Journal A* **55**, 180 (2019).
- [71] BG2019, Hyperon Spectroscopy. See <https://pwa.hiskp.uni-bonn.de/hyperon.htm>.
- [72] Katsuyoshi Sone and Tetsuo Hyodo, Threshold cusp structures in multi-channel scattering. See <https://indico.yukawa.kyoto-u.ac.jp/event/27/contributions/442/attachments/324/456/Katsuyoshi%20Sone%20HHIQCD.pdf>.
- [73] Katsuyoshi Sone and Tetsuo Hyodo, コアネット MT 発表資料. See [https://indico.rcnp.osaka-u.ac.jp/event/2450/contributions/14004/attachments/8858/11750/曾根克佳\\_コアネット\\_0930.pdf](https://indico.rcnp.osaka-u.ac.jp/event/2450/contributions/14004/attachments/8858/11750/曾根克佳_コアネット_0930.pdf).
- [74] K. Tanida, K Hicks, *et al.*, J-PARC E72 proposal. See [https://j-parc.jp/researcher/Hadron/en/pac\\_1801/pdf/P72\\_2018-9.pdf](https://j-parc.jp/researcher/Hadron/en/pac_1801/pdf/P72_2018-9.pdf).

[75] K. Tanida, K Hicks, *et al.*, J-PARC E72 Technical Design Report.