

修士論文

$p(e, e'K^+)\Lambda/\Sigma^0$ 反応を用いた
ハイペロン電磁生成の研究

Study of the hyperon electroproduction
using the $p(e, e'K^+)\Lambda/\Sigma^0$ reaction

東北大学 大学院理学研究科
物理学専攻

奥山和樹

令和 2 年

概要

我々はクォーク 3 つで構成される粒子であるバリオンのうち、少なくとも 1 つのストレンジクォークを含むハイペロンを研究対象としている。

我々の研究グループは、アメリカの Thomas Jefferson National Accelerator Facility (JLab) で大強度電子ビームを用いた $(e, e' K^+)$ 反応によるハイペロン・ハイパー核電磁生成実験を創始・推進してきた。ハイペロンの光生成 $p(\gamma, K^+) \Lambda / \Sigma^0$ と、電磁生成 $p(e, e' K^+) \Lambda / \Sigma^0$ をハドロン自由度を用いて記述する理論モデルが存在するものの、超前方角度における光生成のデータが不足しているために理論モデルによる不定性が大きい。我々が研究を推進している電磁生成では超前方におけるデータが取得できるという利点があり、理論に対して貴重なインプットとなる。

我々は、2018 年に JLab で E12-17-003 実験を遂行した。その一環でキャリブレーション・質量絶対値校正のためにも重要な水素ガス標的を用いたデータ収集を行った。このデータは、 $Q^2 \sim 0.5 \text{ [(GeV/c)}^2\text{]}$, $W = 2.14 \text{ [GeV]}$, $\theta_{\gamma K}^{\text{CM}} \sim 8 \text{ [degree]}$ であり、光生成のデータが不足している超前方領域と、ハイパー核実験で重要な Q^2 の小さい領域を覆っている。本論文では、このデータを用いて $p(\gamma^*, K^+) \Lambda / \Sigma^0$ 反応の微分断面積を導出し、以下の結果を得た。

$$\begin{aligned} \overline{\left(\frac{d\sigma_{\gamma^* p \rightarrow K^+ \Lambda}}{d\Omega_{K^+}^{\text{CM}}} \right)_{\text{HRS-R}}} &= 0.377 \pm 0.022(\text{Stat.})_{-0.033}^{+0.077}(\text{Syst.}) \quad [\mu\text{b/sr}] \\ \overline{\left(\frac{d\sigma_{\gamma^* p \rightarrow K^+ \Sigma^0}}{d\Omega_{K^+}^{\text{CM}}} \right)_{\text{HRS-R}}} &= 0.064_{-0.009}^{+0.010}(\text{Stat.})_{-0.009}^{+0.053}(\text{Syst.}) \quad [\mu\text{b/sr}] \end{aligned}$$

また、本論文ではこの結果の他に、 Q^2 および $\theta_{\gamma K}^{\text{CM}}$ で 2 分割したデータを用いて求めた微分断面積をもとに、光生成・電磁生成の理論計算や過去の実験データとの比較を行い、角度依存性や Q^2 依存性を議論した。本研究結果はこれまで実験データが乏しく理論モデルの不定性が大きかった超前方領域をカバーしており、 Λ 生成に関しては RPR による理論計算が、また Σ^0 生成に関しては KM が、本実験で得られた微分断面積に近い値を報告している。本論文の結果により、ハイペロン生成の理論モデルに対して大きな制限を与えると期待できる。

目次

概要	2
第 1 章 序論	13
1.1 ストレンジネス核物理	13
1.2 Λ ハイパー核研究	15
1.2.1 (K^-, π^-) 反応	16
1.2.2 (π^+, K^+) 反応	17
1.2.3 (γ, K^+) , $(e, e' K^+)$ 反応	19
1.3 $p(e, e' K^+) \Lambda / \Sigma^0$ 反応	20
1.4 本研究の意義・目的	23
第 2 章 $(e, e' K^+)$ 反応によるハイペロン生成	25
2.1 $(e, e' K^+)$ 反応の定式化	25
2.2 散乱電子側で問題となる背景事象	30
2.2.1 制動放射 (Bremsstrahlung)	30
2.2.2 Møller 散乱	33
2.3 JLab Hall A における本実験 (E12-17-003 実験) の概要	36
2.3.1 Thomas Jefferson National Accelerator Facility	36
2.3.2 Hall A の磁気スペクトロメータ (HRS-L, HRS-R)	36
2.3.3 標的システム	39
2.3.4 Vertical Drift Chamber (VDC)	41
2.3.5 HRS における Particle Identification (PID)	43
2.3.6 トリガー	46
2.3.7 E12-17-003 実験の実験条件	48
2.3.8 Beamtime のまとめ	48
第 3 章 $p(e, e' K^+) \Lambda / \Sigma^0$ 反応の解析	49

3.1	解析手順	49
3.2	反応点選別 (Z -vertex カット)	50
3.2.1	標的セルの形状	50
3.2.2	HRS を用いた反応点の再構成	51
3.2.3	実際に取得したデータの反応点分布	51
3.3	エアロジェルチェレンコフ検出器を用いた粒子識別	55
3.3.1	K^+ 中間子識別	55
3.3.2	チェレンコフ検出器を用いた通過粒子の速さの判別	55
3.3.3	チェレンコフ検出器を用いた解析	56
3.4	粒子の飛行時間を用いた粒子識別	58
3.4.1	Coincidence Time	58
3.4.2	Accidental Coincidence (Accidentals)	59
3.4.3	Coincidence Time を用いた K^+ 中間子の同定	60
3.5	イベント選択方法のまとめ	61
3.6	Missing Mass 法	63
3.7	Mixed Event Analysis を用いた背景事象の見積もり	65
3.7.1	Mixed Event Analysis の概念	65
3.7.2	Mixed Event Analysis を用いた解析	66
第 4 章	微分断面積の導出に向けた解析	69
4.1	微分断面積の導出方法	69
4.2	π 中間子背景事象の混入	72
4.2.1	解析手順	72
4.2.2	フィッティング結果	73
4.2.3	Coincidence Time カットにおける残存率の評価	76
4.3	アルミ標的セルで生成された背景事象の混入	77
4.3.1	解析手順	77
4.3.2	フィッティング結果	77
4.3.3	Z -vertex カットにおける残存率の評価	79
4.4	検出した Λ, Σ^0 の数	79
4.4.1	Radiative tail	80
4.4.2	実データを用いた Radiative tail の見積もり	81
4.4.3	Radiative tail を含めて行った残存率の評価	82
4.5	検出効率・残存率の評価	84
4.6	標的の数	89

4.7	本章のまとめ	90
第 5 章	シミュレーションを用いた詳細な解析	91
5.1	SIMC を用いた Radiative tail の再評価	92
5.1.1	SIMC を用いたシミュレーションの再現度	92
5.1.2	Radiative tail を含めたハイペロン検出数	95
5.2	アクセプタンス評価	98
5.2.1	モンテカルロ法を用いた立体角の見積もり	98
5.2.2	HRS-L, HRS-R の立体角	99
5.2.3	重心系への変換	101
5.3	仮想光子数の見積もり	103
5.3.1	仮想光子数 N_{γ^*} の求め方	103
5.3.2	モンテカルロ積分による計算	103
5.3.3	2つのスペクトロメータの運動学整合性	104
5.3.4	仮想光子数の系統誤差	106
第 6 章	$p(\gamma^*, K^+)\Lambda/\Sigma^0$ 反応の微分断面積	109
6.1	本研究で得られた $p(\gamma^*, K^+)\Lambda/\Sigma^0$ 反応の微分断面積	109
6.1.1	E12-17-003 実験の運動学的条件の整理	109
6.1.2	得られた微分断面積のまとめ	110
6.1.3	結果 1: 角度依存性	111
6.1.4	結果 2: Q^2 依存性	114
6.2	ハドロン自由度を用いたハイペロン電磁生成素過程の理論	117
6.2.1	isobaric model	117
6.2.2	Regge-plus-resonance model (RPR)	120
6.3	考察	121
第 7 章	結論	125
7.1	本研究のまとめ	125
7.2	今後の課題	125
	参考文献	129
付録 A	トリガータイミングを用いた Coincidence Time の計算法	133
付録 B	Mixed Event Analysis の不定性	135

目次

1.1	初めて観測されたハイパー核	16
1.2	入射ビームの運動量 vs 生成された Λ 粒子の反跳運動量	17
1.3	(K^-, π^-) 反応の Feynman ダイアグラム	18
1.4	(π^+, K^+) 反応の Feynman ダイアグラム	18
1.5	$(e, e' K^+)$ 反応の Feynman ダイアグラム	19
1.6	$p(\gamma, K^+) \Lambda$ 反応微分断面積の理論計算と実験データ (角度依存性)	22
1.7	$p(\gamma, K^+) \Sigma^0$ 反応微分断面積の理論計算と実験データ (角度依存性)	22
2.1	$(e, e' K^+)$ 反応の運動学	25
2.2	実験室系における Virtual Photon Flux (VP Flux)	28
2.3	制動放射の Feynman ダイアグラム	30
2.4	電子陽電子対生成の Feynman ダイアグラム	31
2.5	実験室系における制動放射の微分断面積	32
2.6	Møller 散乱の Feynman ダイアグラム	33
2.7	重心系における Møller の微分断面積	34
2.8	仮想光子数, 制動放射の微分断面積, Møller 散乱の微分断面積の比較	35
2.9	JLab の航空写真	36
2.10	Hall A における実験セットアップ	37
2.11	Hall A の磁気スペクトロメータ HRS のレイアウト	38
2.12	Hall A の HRS の検出器群	38
2.13	本実験で用いた標的ラダーアセンブリ	39
2.14	標的セルの厚さ	40
2.15	Hall A の VDC	41
2.16	cross-over point Q_i の定義	42
2.17	VDC から得られる情報	43
2.18	AC の仕様の変化	44
2.19	本実験における AC の配置図	45

2.20	S2 の概観	47
2.21	Coincidence Trigger のタイミングゲート	47
3.1	本研究における解析のフローチャート (第 3 章)	49
3.2	標的セルの情報	50
3.3	HRS を用いたときの Z 依存性の現れ方	52
3.4	固体 Multi-foil 標的を用いたときの Z-vertex 分布	53
3.5	それぞれの HRS で再構成された Z-vertex 分布	53
3.6	2 台の HRS で再構成された Z-vertex の 2 次元相関	54
3.7	AC の屈折率と荷電粒子の速度・運動量の関係	56
3.8	AC1($n = 1.015$) の総光電子数	57
3.9	AC2($n = 1.055$) の総光電子数	57
3.10	HRS-L, HRS-R でそれぞれのシンチレーション検出器 S0, S2 の位置関係	58
3.11	式 (3.8) から求めた Coincidence Time	59
3.12	Z-vertex, AC カットを施した後の Coincidence Time	60
3.13	HRS-L の Focal Plane における X と θ の相関	62
3.14	HRS-R の Focal Plane における X と θ の相関	62
3.15	HRS-L, HRS-R それぞれにおける飛跡再構成後のトラッキング χ^2	62
3.16	$\gamma^* + p \rightarrow K^+ + Y, (Y := \{\Lambda, \Sigma^0\})$ 反応	63
3.17	$p(e, e' K^+)X$ 反応で求めた Missing Mass の分布	64
3.18	Mixed Event Analysis の概念	65
3.19	Coincidence Time から抽出した Accidentals	66
3.20	Mixed Event Analysis を行う前	66
3.21	Mixed Event Analysis を行った後	66
3.22	Accidentals を差し引いた Missing Mass	68
4.1	本研究における解析のフローチャート (第 4 章)	70
4.2	Coincidence Time ヒストグラムのフィッティング結果	74
4.3	π^+ 中間子混入率評価のためのフィッティング結果	75
4.4	図 4.2 のフィッティング結果を用いて算出した K^+ 中間子の残存率	76
4.5	Z-vertex のヒストグラムのフィッティング結果	78
4.6	ガス領域へのアルミ標的セル由来のイベント混入率	79
4.7	ガス領域の選択時の残存率	79
4.8	図 4.5 の縦軸対数表示	80
4.9	Radiative tail を含めた Missing Mass のフィッティング結果	81
4.10	すべてのカット条件あり	83

4.11	Z-vertex カットなし	83
4.12	AC カットなし	83
4.13	CT カットなし ($ \text{CT} < 2 \text{ [ns]}$)	83
4.14	本実験におけるトラッキング多重度	85
4.15	Hall A で用いられる VDC の wire efficiency (U1 plane のもの)	87
4.16	ビーム照射量で規格化した Yield とビーム強度の関係	89
5.1	本研究における解析のフローチャート (第 5 章)	91
5.2	本実験で得られたデータと SIMC を用いて得られた e' , K^+ の運動量の比較	93
5.3	散乱電子と K 中間子の運動量の実データとシミュレーションの比較	94
5.4	図 5.3 を用いて Relative Diff. を計算した結果	94
5.5	実データの Missing Mass 分布と, SIMC を用いて Radiative tail を考慮した Missing Mass 分布	96
5.6	4π 球面一様にイベント生成	98
5.7	$\theta_{\text{zenith}}, \theta_{\text{width}}$ の定義	99
5.8	アクセプタンスの評価方法 (HRS-L)	100
5.9	アクセプタンスの評価方法 (HRS-R)	100
5.10	立体角の運動量依存性 (HRS-L)	100
5.11	立体角の運動量依存性 (HRS-R)	100
5.12	本実験で用いた HRS-R の実験室系における立体角 $\Delta\Omega_{\text{HRS-R}}$ の運動量・Z-vertex(反応点) 依存性	100
5.13	$\int_{\text{HRS-L}(\Sigma^0)} \Gamma d\Omega_{e'}$ の運動量依存性	104
5.14	散乱電子と K 中間子の運動量相関. またスペクトロメータの中心角度のときに Λ と Σ^0 に対応する直線を示した. 実データは第 5.1 節の最後に決めた運動量の範囲のみを示した.	105
5.15	散乱電子と K 中間子の運動量相関. アクセプタンス内で散乱電子と K 中間子の角度を変えたときの Λ と Σ^0 に対応する直線を赤い点線で示した. また図中の三角形で領域 A と領域 B を定義した.	107
6.1	Missing Mass と W の関係	110
6.2	Missing Mass と Q^2 の関係	110
6.3	Missing Mass と $\theta_{\gamma K}^{\text{CM}}$ の関係	110
6.4	Missing Mass と ε の関係	110
6.5	本研究で得られた $p(\gamma^*, K^+)\Lambda$ 反応微分断面積と, 先行研究の $p(\gamma, K^+)\Lambda$ 反応微分断面積の比較 (角度依存性)	112

6.6	本研究で得られた $p(\gamma^*, K^+)\Sigma^0$ 反応微分断面積と, 先行研究の $p(\gamma, K^+)\Sigma^0$ 反応微分断面積の比較 (角度依存性)	112
6.7	本研究で得られた $p(\gamma^*, K^+)\Lambda$ 反応微分断面積の角度依存性 (2 分割) と, 先行研究の $p(\gamma, K^+)\Lambda$ 反応微分断面積の比較	113
6.8	本研究で得られた $p(\gamma^*, K^+)\Sigma^0$ 反応微分断面積の角度依存性 (2 分割) と, 先行研究の $p(\gamma, K^+)\Sigma^0$ 反応微分断面積の比較	113
6.9	本研究で得られた $p(\gamma^*, K^+)\Lambda$ 反応微分断面積と, 先行研究の $p(\gamma^*, K^+)\Lambda$ 反応微分断面積の比較 (Q^2 依存性)	115
6.10	本研究で得られた $p(\gamma^*, K^+)\Sigma^0$ 反応微分断面積と, 先行研究の $p(\gamma^*, K^+)\Sigma^0$ 反応微分断面積の比較 (Q^2 依存性)	115
6.11	本研究で得られた $p(\gamma^*, K^+)\Lambda$ 反応微分断面積の Q^2 依存性 (2 分割) と, 先行研究の $p(\gamma^*, K^+)\Lambda$ 反応微分断面積の比較	116
6.12	本研究で得られた $p(\gamma^*, K^+)\Sigma^0$ 反応微分断面積の Q^2 依存性 (2 分割) と, 先行研究の $p(\gamma^*, K^+)\Sigma^0$ 反応微分断面積の比較	116
6.13	$\gamma^{(*)} + p \rightarrow K + Y$ 反応における Born term の寄与	118
6.14	$\gamma^{(*)} + p \rightarrow K + Y$ 反応における共鳴 (resonance) の寄与	118
6.15	$K(494)$ と $K^*(892)$ の Regge trajectory	121
6.16	本研究で得られた $p(\gamma^*, K^+)\Lambda$ 反応微分断面積と, $p(\gamma^*, K^+)\Lambda$ 反応微分断面積の理論予想との比較 (角度依存性)	123
6.17	本研究で得られた $p(\gamma^*, K^+)\Sigma^0$ 反応微分断面積と, $p(\gamma^*, K^+)\Sigma^0$ 反応微分断面積の理論予想との比較 (角度依存性)	123
6.18	本研究で得られた $p(\gamma^*, K^+)\Lambda$ 反応微分断面積の角度依存性 (2 分割) と, $p(\gamma^*, K^+)\Lambda$ 反応微分断面積の理論予想との比較	124
6.19	本研究で得られた $p(\gamma^*, K^+)\Sigma^0$ 反応微分断面積の角度依存性 (2 分割) と, $p(\gamma^*, K^+)\Sigma^0$ 反応微分断面積の理論予想との比較	124
A.1	2 通りの Coincidence Time の計算法の比較	134
B.1	Coincidence Time での Accidentals の選び方	136
B.2	(LLL), (LCR), (RRR) を用いた Mixed Event Analysis の結果	136
B.3	図 B.2 の結果の比較	136

表目次

1.1	ハイペロンの質量, 寿命, 崩壊分岐比	14
2.1	a, a' の表式	32
2.2	Hall A の HRS の仕様	37
2.3	E12-17-003 実験で用いたガス標的とその厚さ	39
2.4	標的セルの厚さ	40
2.5	AC1, AC2 の仕様	45
2.6	S0, S2 の仕様	46
2.7	E12-17-003 実験における設定条件	48
4.1	π^+ 中間子混入率評価のまとめ	73
4.2	Λ のフィッティング結果とその残存率	83
4.3	Σ^0 のフィッティング結果とその残存率	83
4.4	検出効率・残存率のまとめ	84
4.5	K^+ 中間子の主な崩壊モード	88
4.6	$F_{\text{decrease}}(I_{\text{beam}})$ のフィッティング結果	90
5.1	ハイペロン検出数に対する不定性のまとめ	97
6.1	E12-17-003 実験における運動学設定	109
6.2	これまでに得られた結果のまとめ	111
6.3	各理論計算で共鳴状態として用いる粒子一覧	119
B.1	Mixed Event Analysis の違いによる Λ, Σ^0 の数の変化量	137

第 1 章

序論

本章では、はじめにストレンジネス核物理・ハイパー核研究を紹介し、本研究のテーマであるハイペロン電磁生成の重要性を説明する。

1.1 ストレンジネス核物理

クォーク 3 つで構成される粒子をバリオンという。これは強い相互作用によって束縛された量子多体系である。バリオンの代表的な例として、アップクォーク 2 つとダウルクォーク 1 つからなる陽子や、アップクォーク 1 つとダウルクォーク 2 つからなる中性子がある。このようにアップクォーク・ダウルクォークの 2 種類のフレーバーだけで構成されるバリオンは特に核子と呼ばれる (N で表す)。また、ストレンジクォークを含むバリオンはハイペロンと呼ばれる (Y で表す)。

バリオン間相互作用において、核子間相互作用 (NN 相互作用) は理論・実験の両面から数多くの研究が行われ、現在ではその振る舞いが比較的よく分かっている。一方で、ハイペロンを含むバリオン間相互作用すなわち YN 相互作用、 YY 相互作用は精度良く決まっていない。これは寿命が十分に長い核子に比べて、ハイペロンの寿命が 10^{-10} 秒ほどしかないために散乱実験が困難であることが主因である。ただし、強い相互作用の時間スケールは $\sim 10^{-23}$ 秒であり、それに比べると十分に長く、 N と Y の相互作用に実験を通してアプローチできないわけではない。ハイペロンは弱い相互作用によって崩壊し (表 1.1 [1])、ストレンジネスが保存する強い相互作用に対しては安定だからである。

ハイペロンを含む原子核のことをハイパー核という。ストレンジネス核物理を研究する実験手法は、以下の 2 通りに大別される。

- ハイペロン-核子散乱実験
- ハイパー核分光実験

ハイペロン-核子散乱実験から相互作用を決めるという手法がまず挙げられる。問題点は、

表 1.1 ハイペロンの質量, 寿命, 崩壊分岐比 (1 [%] 以上のみ) [1]. 数値の末尾につけた括弧はその統計誤差を表す.

種類	質量 [MeV/ c^2]	寿命 [s]	崩壊モード	分岐比 [%]
Λ	1115.683(6)	$2.632(20) \times 10^{-10}$	$p\pi^-$	63.9(5)
			$n\pi^0$	35.8(5)
Σ^+	1189.37(7)	$0.8018(26) \times 10^{-10}$	$p\pi^0$	51.57(30)
			$n\pi^+$	48.31(30)
Σ^0	1192.642(24)	$7.4(7) \times 10^{-20}$	$\Lambda\gamma$	100
Σ^-	1197.449(30)	$1.479(11) \times 10^{-10}$	$n\pi^-$	99.848(5)
Ξ^0	1314.86(20)	$2.90(9) \times 10^{-10}$	$\Lambda\pi^0$	99.524(12)
Ξ^-	1321.71(7)	$1.639(15) \times 10^{-10}$	$\Lambda\pi^-$	99.887(35)
Ω^-	1672.45(29)	$0.821(11) \times 10^{-10}$	ΛK^-	67.8(7)
			$\Xi^0\pi^-$	23.6(7)
			$\Xi^-\pi^0$	8.6(4)

ハイペロンの寿命が短いために, 安定したハイペロンビームまたはハイペロン標的が作れないことである. ただし近年では J-PARC で, Σp 散乱の実験も可能になり [2, 3], これから Λp 散乱も含めて実験データが増えていくことが予想される.

YN 相互作用が引力的である Λ 粒子は, 原子核に束縛させて Λ ハイパー核を生成することができる. Λ ハイパー核のエネルギー準位は, Λ 粒子が原子核中の他の核子との相互作用によって感じるポテンシャルによって決まる. エネルギー準位を実験によって測定することで, 間接的に ΛN 相互作用の研究が可能になる. これは核力研究, すなわち NN 相互作用の研究においても, 以前から行われてきた手法である. この手法は ΛN 相互作用を調べる上で特に重要な役割を果たす. Λ 粒子は, 核子とは量子数が異なる粒子であるから, パウリの排他律に関係なくエネルギー準位の低いところに束縛され得る. このためハイパー核での Λ 粒子のエネルギー準位を調べることで, 核子数が大きい原子核での深部の情報が得られるという強力な実験手法である.

他にハイペロンの仲間として Σ 粒子や, Ξ 粒子がある. Σ 粒子は核子との相互作用が斥力的であることが分かっており [4, 5], Σ ハイパー核を作ることが困難なため散乱実験が有力な研究手法となる. また Ξ 粒子は Ξ ハイパー核を生成する実験が過去に行われているが [6, 7], 統計と分解能が十分であるとは言えなかった. しかし, 現在 J-PARC で E05 実験が計画中であるため [8], 今後より詳細な結果が発表されるはずである.

ここからは, 特に我々の研究グループが注目している Λ 粒子に限りて詳しく紹介する.

1.2 Λ ハイパー核研究

Λ ハイパー核のエネルギー準位を調べることによって、 ΛN 相互作用の情報が得られる。ストレンジネスを持った粒子が初めて実験的に見つかったのは、1947 年のことである [9]。当時は宇宙線の研究が盛んに行われており、気球で霧箱を標高の高いところにまで持って行って測定が行われていた。このときに見つかった粒子が現在の K 中間子である。その後、1950 年には Λ 粒子も見つかった [10]。1953 年には Danysz らによって最初のハイパー核も、宇宙線にさらした原子核乾板の解析によって見つけれられた [11]。自由空間での Λ 粒子は表 1.1 にまとめたように終状態に中間子を含む弱崩壊をする。

$$\begin{aligned}\Lambda &\rightarrow p + \pi^- \\ &\rightarrow n + \pi^0\end{aligned}$$

これを Mesonic Weak Decay (MWD) と呼ぶ。一方でハイパー核として、原子核中に存在する場合には終状態に中間子を含まない弱崩壊をすることが多い。

$$\Lambda + N \rightarrow N + N$$

この崩壊を Non-Mesonic Weak Decay (NMWD) と呼ぶ。MWD では終状態の核子の持つ運動量が ~ 100 [MeV/c] ほどに制限される。ところが、原子核中ではフェルミ運動量 ~ 260 [MeV/c] 以下は他の核子によってすでに占有されている。そのため、Pauli の排他律によって MWD が抑制され、代わりに ~ 400 [MeV/c] ほどの運動量を持って崩壊する NMWD が支配的になる。図 1.1 に初めてハイパー核が観測された原子核乾板の写真を示した。

以上のように 1940 年代後半から 1950 年代にかけて、宇宙線を対象とした実験によってストレンジネス核物理の研究が行われた。1970 年頃になると、加速器の技術が進展し、宇宙線を使わずとも高エネルギーの粒子を人工的に作ることによって実験することが可能になった。以下では加速器を用いたストレンジネス核物理研究を紹介する。

Λ 粒子を生成する典型的な手法としては、 (K^-, π^-) , (π^+, K^+) , (γ, K^+) , $(e, e'K^+)$ 反応がある。この中でも 2 つに大別できる。 (K^-, π^-) , (π^+, K^+) 反応の 2 つは中間子ビームを使う手法であり、 (π^+, K^+) 反応を用いた研究は現在 J-PARC で盛んに行われている。これは中性子を Λ 粒子に変える反応である。また (γ, K^+) , $(e, e'K^+)$ 反応は実光子、仮想光子からストレンジ-反ストレンジクォークを対生成する反応であり、陽子を Λ 粒子に変える反応である。 (γ, K^+) 反応を用いた研究を日本の東北大学電子光理学研究センター (ELPH)、 $(e, e'K^+)$ 反応を用いた研究をアメリカのトーマス・ジェファーソン研究所 (JLab)、それぞれで我々の研究グループが推進している。本論文では触れないが、筆者は ELPH で行う予定の (γ, K^+) 反応を用いた Λn 相互作用測定実験 [12] の準備も進めており、背景事象除去に不可欠なエアロジェルチェレンコフ検出器を開発している [13]。

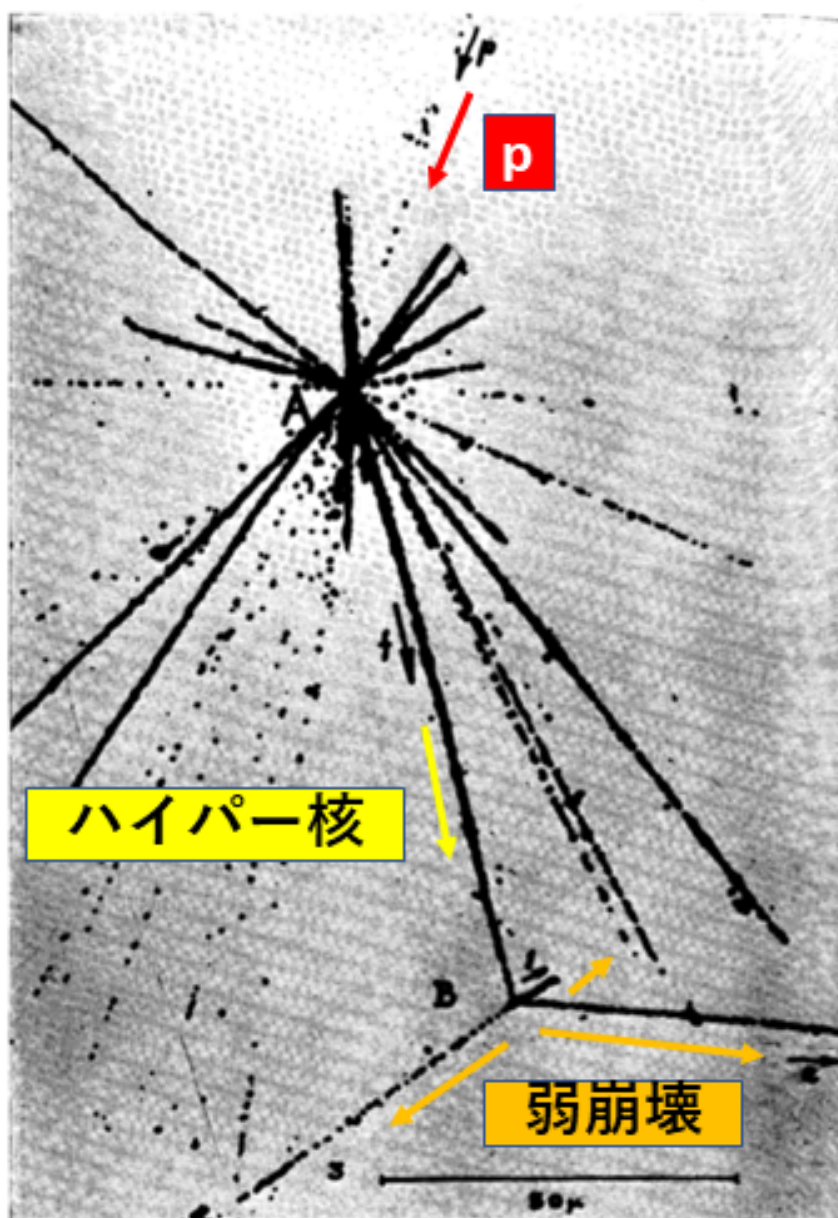


図 1.1 初めて観測されたハイパー核. 現在ではこの弱崩壊は NMWD であったと考えられ, 論文中でもそのことが示唆されている [11].

Λ 粒子を生成する各反応にはそれぞれの長所と短所がある. 入射粒子の運動量を変えながら生成した Λ 粒子が持つ運動量の大きさを, 図 1.2 に示した.

1.2.1 (K^- , π^-) 反応

(K^- , π^-) 反応をクォークレベルで描いたダイアグラムを図 1.3 に示した. この反応はストレンジネス交換反応であり, 始状態にすでにストレンジネスを含んでおり, 他の反応と

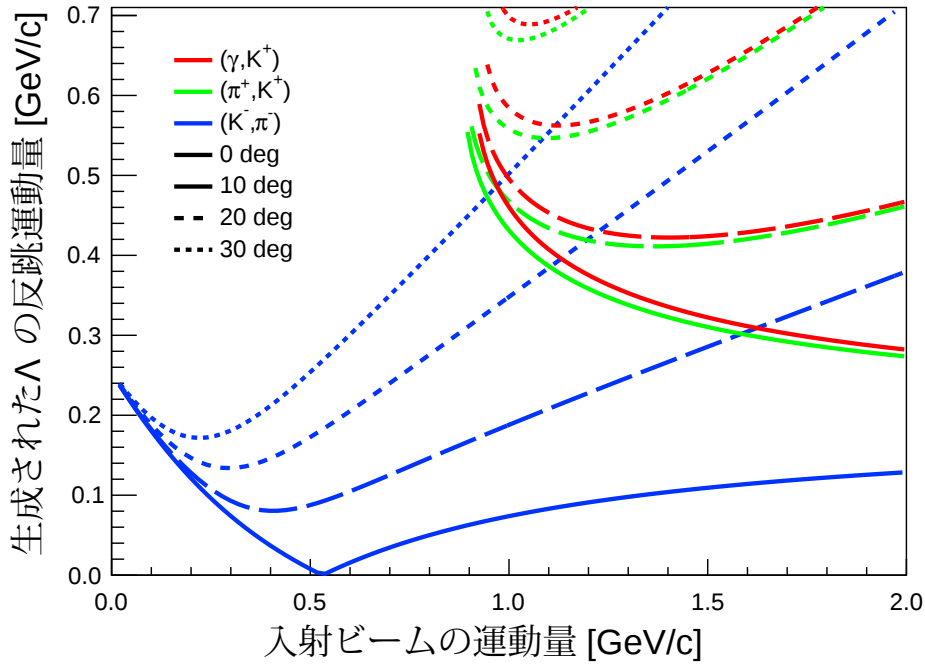


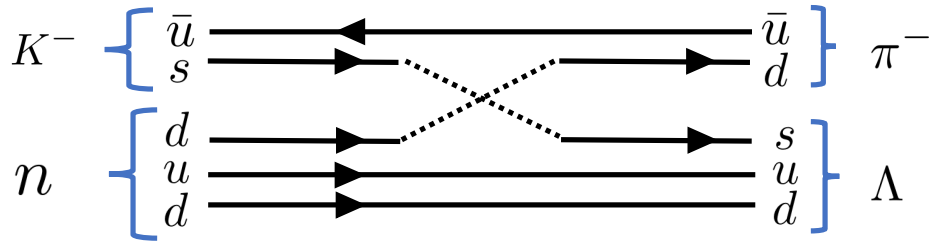
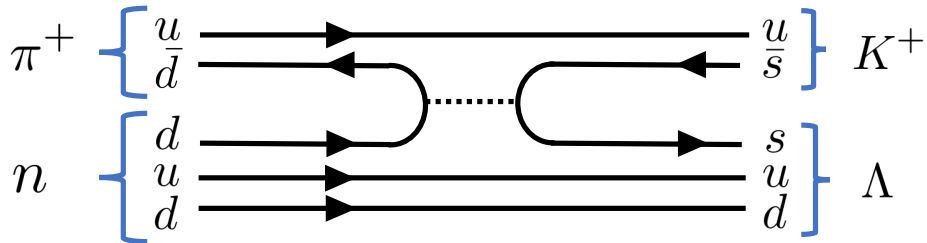
図 1.2 入射ビームの運動量 vs 生成された Λ 粒子の反跳運動量. (γ, K^+) と $(e, e' K^+)$ 反応については原理的には同じなので (γ, K^+) 反応のみ示した. さらに入射粒子と終状態で測定する中間子のなす角度を 0, 10, 20, 30 度と変えたときの結果も一緒に示した.

比べて最も断面積が大きい. この反応を起こすためには, まず十分に加速した陽子などの 1 次ビームを標的に当てて 2 次ビームとして K^- 中間子を取り出して用いる必要がある. この (K^-, π^-) 反応は次から紹介する他の反応と大きく異なり, 発熱反応であるために静止した K^- からでも Λ 粒子が生成可能である.

このことを利用し, 原子核中に K^- を静止させる $(K^-_{\text{stop}}, \pi^-)$ 反応を用いた手法がある. この方法を用いて 1970 年代に CERN で実験が行われた [14]. のちに図 1.2 から分かるように Λ 粒子が反跳無しで生成される magic momentum ~ 0.5 [GeV/c] が存在するので, この周辺の運動量を用いた In-flight (K^-, π^-) 反応が行われるようになった. In-flight (K^-, π^-) 反応では生成された Λ 粒子の反跳運動量が小さいため, 反応前の中性子と同じ軌道角運動量を持つ状態として束縛される可能性が高い.

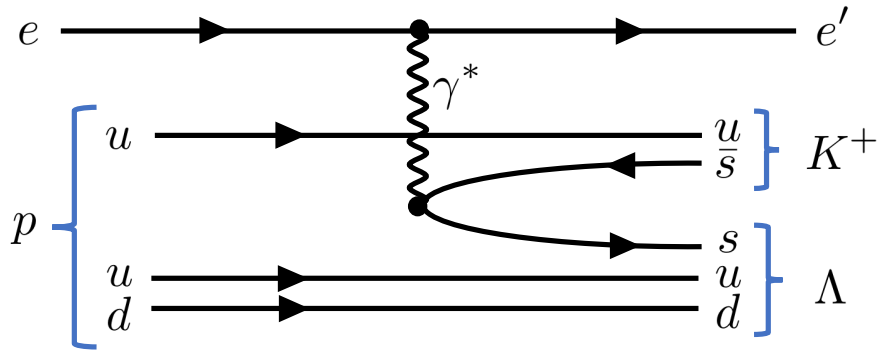
1.2.2 (π^+, K^+) 反応

(π^+, K^+) 反応をクォークレベルで描いたダイアグラムを図 1.4 に示した. この反応は吸熱反応であり生成閾値エネルギーが存在する. また図 1.2 で示されているように, Λ 粒子の反跳運動量が多い. この特徴により様々な角運動量の Λ 粒子を束縛させることができる.

図 1.3 (K^-, π^-) 反応の Feynman ダイアグラム図 1.4 (π^+, K^+) 反応の Feynman ダイアグラム

そのため、十分にそれらの状態を分離できるだけの高分解能で行うハイパー核分光には好都合である。

特に中重核は、外側の軌道を占有する核子の角運動量が大きいために、 Λ 粒子を深部の軌道に生成するためには大きな角運動量移行が必要になる。その点、 (π^+, K^+) 反応と $(e, e' K^+)$ 反応は大きな角運動量移行が実現できるため、ハイパー核分光を中重核以上に応用していく上で非常に有利である。

図 1.5 $(e, e' K^+)$ 反応の Feynman ダイアグラム

1.2.3 (γ, K^+) , $(e, e' K^+)$ 反応

$(e, e' K^+)$ 反応をクォークレベルで描いたダイアグラムを図 1.5 に示した. (γ, K^+) 反応は図に示さないがほぼ同じであり, 唯一異なる点は, $(e, e' K^+)$ 反応で中間状態として現れる仮想光子が実光子であることである.

(γ, K^+) 反応においては, 質量ゼロの光子から反応が起こるのに対して, $(e, e' K^+)$ 反応で現れる仮想光子は質量がゼロではない. そのためヘリシティが良い量子数ではなくなり縦波成分を持つため, その偏光成分とさらにそれらの干渉効果が反応に寄与する. 実光子とは異なることを強調するために記号として γ^* を用いて図に示してある. 大きな角運動量移行が重要であることは前節で述べた通りである.

前節までに述べた中間子ビームを用いる方法と大きく異なるのは, 陽子を Λ 粒子に変える点である. そのため, 中間子ビームを用いて行われてきたハイパー核の鏡像核を研究できるという特徴を持つ. それだけではなく, 素過程反応 $p(e, e' K^+) \Lambda$ 反応が測定できることはハイパー核実験を行う上で非常に都合が良い. この最も単純な反応を用いてキャリブレーションが行えることや, $p(e, e' K^+) \Lambda$ 反応そのものを研究対象とすることもできるからである. これは中性子標的が必要なく, 安定な陽子標的を用いることができるからこその利点である.

(γ, K^+) , $(e, e' K^+)$ 反応では, スピン 1 の (仮想) 光子が原子核に持ち込まれるためスピンの反転した Λ 粒子が生成される. そのため他の中間子ビームを用いた反応では生成されにくいスピン状態のハイパー核を生成することができる. 以上のようにハイパー核実験において利点が多い $(e, e' K^+)$ 反応だが, 2000 年代に入るまで実現されなかった. その理由は

この反応によるハイパー核生成断面積が他の反応に比べて数桁小さいことであった。しかし、アメリカの JLab で大強度の電子線を用いることでルミノシティを上げれば、この問題を克服できる。我々の研究グループは、JLab の Hall C で、E89-009 実験、E01-011 実験、E05-115 実験を遂行し、 $(e, e' K^+)$ 反応を用いたハイパー核実験を創始・推進してきた。その後 2018 年 10 月から 11 月にかけて JLab の Hall A で E12-17-003 実験を行った。本研究は E12-17-003 実験で取得したデータに基づく。

1.3 $p(e, e' K^+) \Lambda / \Sigma^0$ 反応

ハイパー核実験を行うときに、その生成確率を見積もることは容易ではない。電子散乱によってハイペロンが生成される過程と、その後生成されたハイペロンが束縛される確率を考慮して計算する必要がある。一般的には、同じ運動学で取得した素過程反応の断面積と、DWIA 計算を合わせることによって得られる。そのため最低でも、同じ運動学での素過程反応の断面積は知っていなければならない。

この素過程反応の記述に関しては、中間状態として核子・ K 中間子・ハイペロンなどのハドロンを媒介する isobaric model (Kaon-MAID [17], Saclay-Lyon [15,16]) や、それと組み合わせて高エネルギー領域に Regge 理論を適用した Regge-plus-resonance model [18–21] などが用いられる。これらの理論モデルではそれぞれ媒介する粒子の質量、結合定数、形状因子などが実験データを再現するように最適化される。実光子 ($Q^2 = 0$) を用いた実験は CLAS [23, 24, 27], SAPHIR [22], LEPS [25] などで行われており、様々な入射光子エネルギーや、生成 K 中間子の角度における豊富なデータが存在する。これらの実光子を用いたハイペロン光生成の実験データに基づいて、理論モデルが最適化されている。実光子を用いた $p(\gamma, K^+) \Lambda / \Sigma^0$ 反応の実験データと理論計算の比較を図 1.6 と図 1.7 に示した。それぞれの理論に関する詳細は、第 6 章で本研究の結果と比較する際に述べる。図から分かるように、光生成において超前方は実験的な困難から、存在するデータが限られており理論モデルによっても超前方での振る舞いに差が生じているのが現状である。

電子散乱によるハイペロン電磁生成の実験データは、光生成の実験データと比べて不足している。電磁生成においては、 $Q^2 \neq 0$ で現れる仮想光子の縦波成分が寄与するため、電磁生成の実験データから理論へのインプットは不可欠である。 Q^2 が小さいが 0 ではない領域は、特に重要である。なぜなら、光生成に近い領域で、かつ縦波成分が寄与し Q^2 依存性が現れ始めるところの情報だからである。また我々は Q^2 が小さい領域でハイペロン・ハイパー核を生成し、ハイパー核研究を行っているため、この領域におけるハイパー核実験の基礎データとしても重要である。また光生成の実験データは、超前方のデータが不足していることを述べたが、一方で電磁生成では電子ビームを使うため生成された仮想光子と K 中間子のなす角が 0 度の方向で測定が可能である。そのため超前方のデータを取得するという目

的で非常に有利である.

以上のことから, Q^2 が小さくかつ $\theta_{\gamma K}$ が小さい領域におけるハイペロンの電磁生成素過程の微分断面積が望まれている.

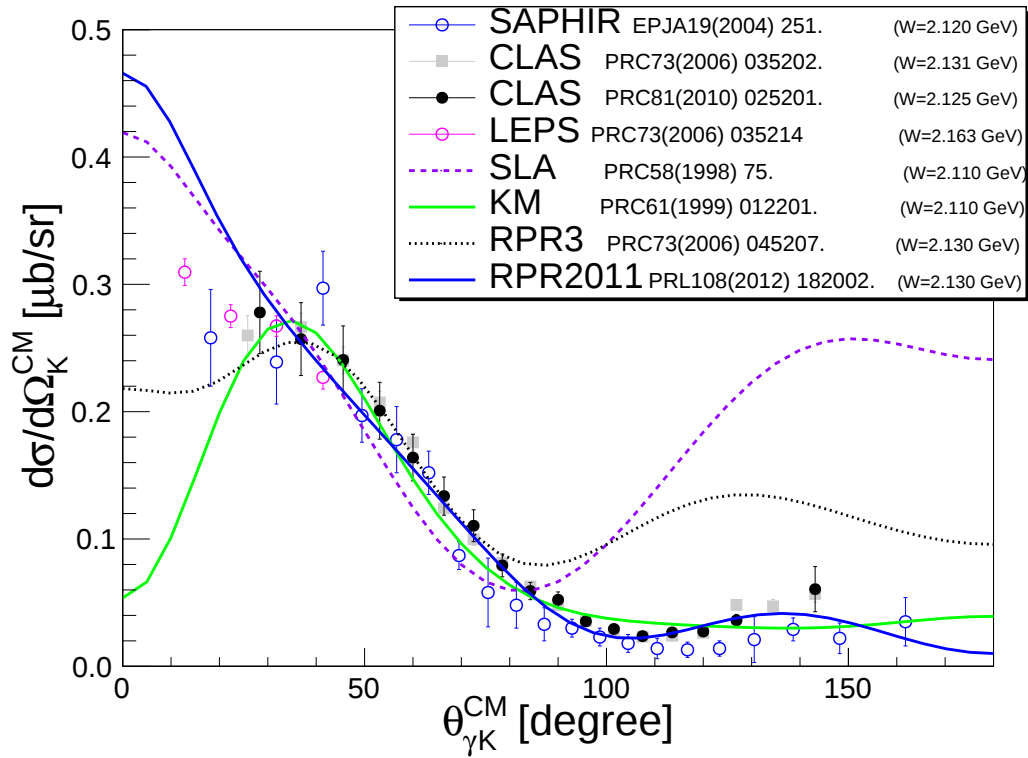


図 1.6 $p(\gamma, K^+)\Lambda$ 反応微分断面積の理論計算 [16–19] と実験データ [22–25] (角度依存性)

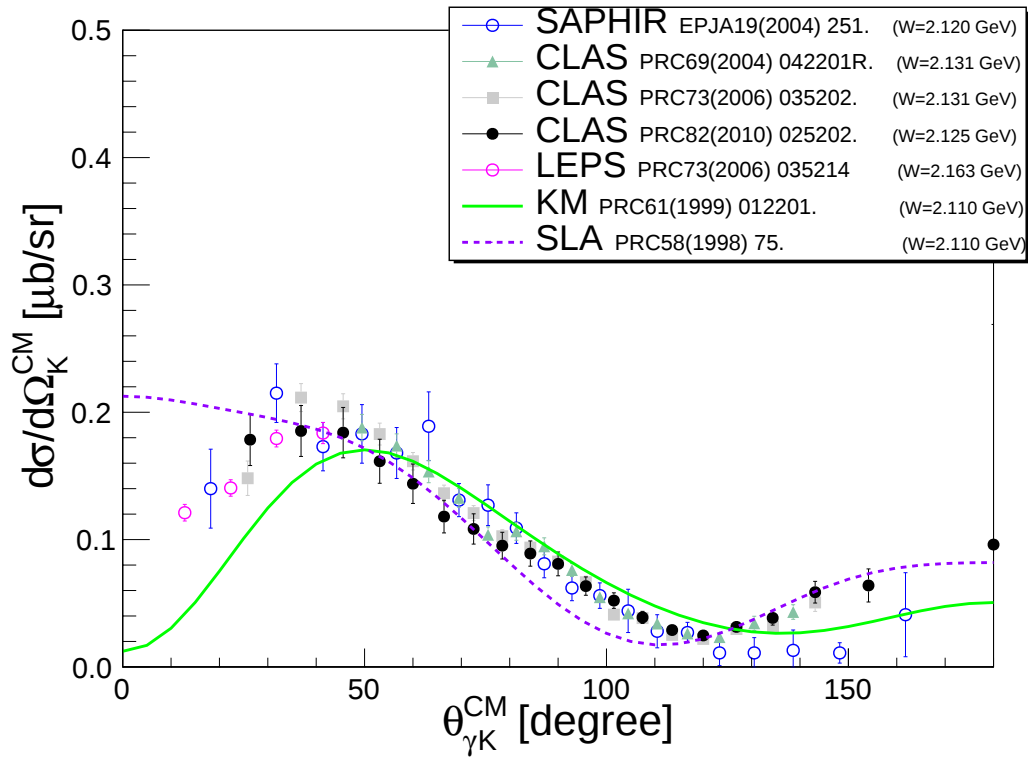


図 1.7 $p(\gamma, K^+)\Sigma^0$ 反応微分断面積の理論計算 [16, 17] と実験データ [22, 23, 25–27] (角度依存性)

1.4 本研究の意義・目的

我々は $(e, e' K^+)$ 反応を用いたハイパー核実験を推進しており、 Λ 粒子の束縛エネルギーを測定することを通してハイパー核構造を調べている。それをもとに YN 相互作用の情報を引き出し、最終的にはバリオン間力をストレンジネスを含む系まで統一的に理解することを目指している。ハイパー核構造を調べる際に、ハイペロンが生成される素過程自体は完全に理解できている状況であることが望ましい。

そのためにも Q^2 が小さくかつ $\theta_{\gamma K}$ が小さい領域におけるハイペロン電磁生成素過程 ($p(e, e' K^+) \Lambda / \Sigma^0$ または $p(\gamma^*, K^+) \Lambda / \Sigma^0$ 反応) の微分断面積を調べることは、上で述べたようにそもそも実験データが不足しているため極めて重要である。

我々は 2018 年に JLab において $nn\Lambda$ 状態の探索のため E12-17-003 実験を実施した。その一環でキャリブレーション、質量絶対値校正に重要な水素ガス標的を用いたデータを取得した。本研究では E12-17-003 実験 ($Q^2 \sim 0.5$ [(GeV/c)²], $W = 2.14$ [GeV], $\theta_{\gamma K}^{\text{CM}} \sim 8$ [degree]) で取得した水素ガス標的を用いたデータを解析し、 $p(\gamma^*, K^+) \Lambda / \Sigma^0$ 反応の微分断面積を求めた。

第 2 章

$(e, e' K^+)$ 反応によるハイペロン生成

本章では、まず第 2.1 節で $(e, e' K^+)$ 反応を用いたハイペロン生成を議論するための理論的枠組みを紹介する．次に第 2.2 節で実験遂行にあたって考えるべき散乱電子側の背景事象を述べ、本実験の運動学設定では問題にならないことを示す．最後に第 2.3 節で本実験 (JLab E12-17-003) の概要を述べ、 K^+ 中間子識別のために重要である検出器などを、実際に用いた実験セットアップで説明する．

2.1 $(e, e' K^+)$ 反応の定式化

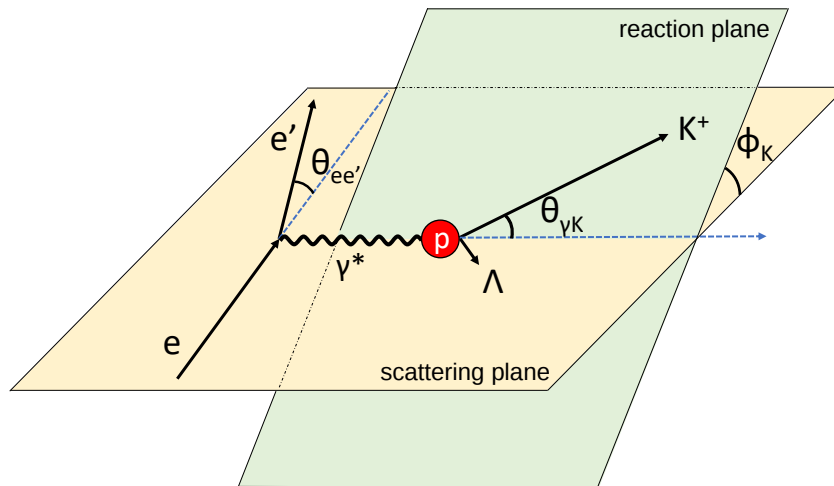


図 2.1 $(e, e' K^+)$ 反応の運動学

$(e, e' K^+)$ 反応によってハイペロンを生成する際の運動学を整理する．このように電子散乱によって中間子 (今回は K^+) を生成する反応は、 π 中間子電磁生成の理論として枠組みができて [28]．電子散乱によって電磁生成した中間子の生成微分断面積は以下のように書

ける.*¹

$$\frac{d\sigma}{d\omega d\Omega_{e'} d\Omega_K^{\text{CM}}} = \Gamma \frac{d\sigma_{\gamma^*}}{d\Omega_K^{\text{CM}}} \quad (2.1)$$

ここで、 $\frac{d\sigma_{\gamma^*}}{d\Omega_K^{\text{CM}}}$ はハドロン終状態の重心系における微分断面積であり、 Γ は実験室系における Virtual Photon Flux と呼ばれる量である。慣習的にハドロンに関する量は重心系で扱われ、レプトンに関する量は実験室系で扱われる。重心系の量であるものは CM の添え字で示した。式 (2.1) のように、 Γ を微分断面積から分離して $\frac{d\sigma_{\gamma^*}}{d\Omega_K^{\text{CM}}}$ を (仮想光子 γ^* による) 光生成に対応させることで、光生成 ($Q^2 = 0$) から有限の Q^2 になったときの振る舞いに対応づけて考えることができる。このとき、 Q^2 とは 4 元運動量移行 ($Q^2 > 0$) を表し、仮想光子の 4 元運動量 q^μ が、

$$q^\mu := (\omega, \mathbf{q}) = (E_e - E_{e'}, \mathbf{p}_e - \mathbf{p}_{e'}) \quad (2.2)$$

と書けるので、

$$\begin{aligned} Q^2 := -q^2 &= -\left[(E_e - E_{e'})^2 - (\mathbf{p}_e - \mathbf{p}_{e'})^2\right] \\ &= -2m_e^2 + 2E_e E_{e'} - 2|\mathbf{p}_e||\mathbf{p}_{e'}| \cos \theta_{ee'} \end{aligned} \quad (2.3)$$

と表せる量である。

また、 Γ は中間子生成に寄与した仮想光子の流束と解釈できる。電子散乱の部分は QED でよく記述できるため、図 2.1 に示したような最低次の寄与である One-Photon-Exchange-Approximation (OPEA) のもとで、

$$\Gamma = \frac{\alpha}{2\pi^2 Q^2} \frac{E_\gamma}{1 - \varepsilon} \frac{E_{e'}}{E_e} \quad (2.4)$$

$$\varepsilon := \left[1 + 2 \frac{|\mathbf{q}|^2}{Q^2} \tan^2 \left(\frac{\theta_{ee'}}{2}\right)\right]^{-1} \quad (2.5)$$

$$\varepsilon_L := \varepsilon \frac{Q^2}{\omega^2} \quad (2.6)$$

と書ける。ここで $\varepsilon, \varepsilon_L$ は仮想光子の偏極を横波と縦波で区別して表した。このように、仮想光子の情報はレプトンの情報のみで決定され、実験室系で扱われる。また、ここで現れた E_γ という量は、photon equivalent energy と呼ばれ、実光子 $Q^2 = 0$ としたときに同じ反応を起こすのに必要なエネルギーであり、

$$E_\gamma := \frac{W^2 - m_p^2}{2m_p} = \omega + \frac{q^2}{2m_p} \quad (2.7)$$

*¹ e' は散乱電子を表し、入射電子 e と区別した。本論文では今後も一貫してこの記法を用いる。

と書ける.

より詳しく, 仮想光子の偏極に応じた微分断面積を以下のようにに分けることもできる [28].

$$\frac{d\sigma_{\gamma^*}}{d\Omega_K^{\text{CM}}} = \frac{d\sigma_T}{d\Omega_K^{\text{CM}}} + \varepsilon_L \frac{d\sigma_L}{d\Omega_K^{\text{CM}}} + \sqrt{2\varepsilon_L(1+\varepsilon)} \frac{d\sigma_{LT}}{d\Omega_K^{\text{CM}}} \cos \phi_K + \varepsilon \frac{d\sigma_{TT}}{d\Omega_K^{\text{CM}}} \cos 2\phi_K \quad (2.8)$$

ここで現れた各微分断面積についている添え字は, T が横波成分, L が縦波成分を表している. LT, TT はそれらの干渉によって現れる寄与である. (γ, K^+) 反応では実光子が横波成分しか持たないことから, L, LT の寄与は $(e, e'K^+)$ 反応によってのみ測定できる量である.

Virtual Photon Flux は式 (2.4) より, 散乱電子の運動量 (またはエネルギー) と角度が分かれば計算可能な量である. その角度依存性を図 2.2 に示した. 図から Virtual Photon Flux は超前方にピークを示すことが分かる. そのため, 実験を行う際には電子の散乱角度が小さい領域のデータを取得することで収量を稼ぐことができる.

Virtual Photon Flux の単位は, $[\text{MeV}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{electron}^{-1}]$ であり, 1 電子あたり, 単位立体角あたり, 単位エネルギーあたりの仮想光子数と解釈できる. 実際の実験では全空間の散乱電子を見るわけではなく, スペクトロメータが見込む立体角と, 測定可能な運動量の領域が制限されている. 実験で感度のある立体角と運動量領域を総称してアクセプタンスという. 意識的に区別したいときは, 角度アクセプタンスと運動量アクセプタンスということもある. 本実験で仮想光子の寄与を見積もるには, 本実験のアクセプタンスの範囲内で Virtual Photon Flux を積分する必要がある. 詳しくは第 5 章で述べる.

またハイペロンを生成するには, 始状態の粒子がその反応を起こすために十分な高エネルギーを持っている必要がある. 以下では, この反応の閾値となるエネルギーを導出する. 今回の場合は, 電子散乱の過程で仮想的に生成される光子が反応を起こすため, $A_{\text{tar}}(\gamma^{(*)}, K^+)Y$ という反応で運動学を考える*2. (仮想) 光子の実験室でのエネルギーを E_{th} とし, 重心系でのエネルギーを E_{CM} とする.

反応を起こすために必要な最低エネルギーは, 終状態の粒子が重心系で静止状態として生成されるときのものである. これは具体的に書くと,

$$W \simeq E_{\text{CM}} + \sqrt{M_{\text{tar}}^2 + E_{\text{CM}}^2} \geq M_K + M_Y \quad (2.9)$$

と書ける. ただし, 今は 4 元運動量移行が E_{CM} より十分小さいとした ($Q^2 \ll E_{\text{CM}}$). これは計算すると,

$$E_{\text{CM}} \geq \frac{(M_K + M_Y)^2 - M_{\text{tar}}^2}{2(M_K + M_Y)} \quad (2.10)$$

であることが分かる. これを実験室系に戻せば目的である E_{th} が求まる. 標的が静止して

2 $\gamma^{()}$ は実光子 γ または仮想光子 γ^* を表し, どちらでも同様の議論が成り立つ.

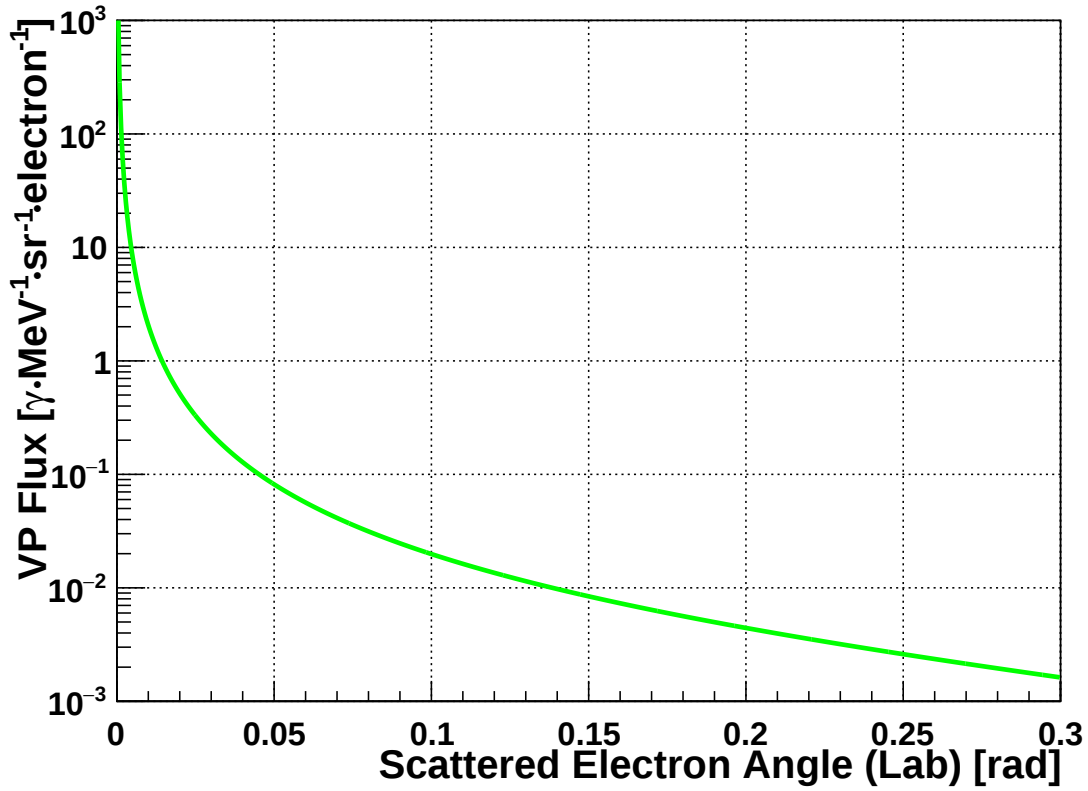


図 2.2 実験室系における Virtual Photon Flux (VP Flux). JLab E12-17-003 実験で水素ガス標的を用いたときの実験条件 ($E_e = 4.3$ [GeV], $p_{e'} = 2.1$ [GeV/c] の場合) で計算した.

いる系に移ればよいので,

$$\beta = \frac{E_{\text{CM}}}{\sqrt{M_{\text{tar}}^2 + E_{\text{CM}}^2}}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{\sqrt{M_{\text{tar}}^2 + E_{\text{CM}}^2}}{M_{\text{tar}}} \quad (2.11)$$

の Lorentz 変換によって,

$$\begin{aligned} E_{\text{th}} &= \gamma E_{\text{CM}} + \beta \gamma E_{\text{CM}} \\ &= \left(\frac{\sqrt{M_{\text{tar}}^2 + E_{\text{CM}}^2}}{M_{\text{tar}}} + \frac{E_{\text{CM}}}{M_{\text{tar}}} \right) E_{\text{CM}} \\ &= \frac{M_K + M_Y}{M_{\text{tar}}} \times \frac{(M_K + M_Y)^2 - M_{\text{tar}}^2}{2(M_K + M_Y)} \\ &= \frac{(M_K + M_Y)^2 - M_{\text{tar}}^2}{2M_{\text{tar}}} \end{aligned} \quad (2.12)$$

だけのエネルギーを光子が実験室系で持っていればよいことが分かる. 実際, 陽子標的を考慮して $M_{\text{tar}} = 938.272$ [MeV/ c^2], $M_K = 493.677$ [MeV/ c^2], $M_\Lambda = 1115.683$ [MeV/ c^2],

$M_{\Sigma^0} = 1192.642 \text{ [MeV}/c^2]$ を代入すると,

$$E_{\text{th}} (e + p \rightarrow e' + K^+ + \Lambda) = 0.91 \text{ GeV} \quad (2.13)$$

$$E_{\text{th}} (e + p \rightarrow e' + K^+ + \Sigma^0) = 1.05 \text{ GeV} \quad (2.14)$$

だけのエネルギーが必要である. $(e, e' K^+)$ 反応でもこれに応じたエネルギーを達成するだけの高エネルギーを入射電子が持っている必要がある.

もちろん本実験でもこの閾値エネルギーよりも十分大きなエネルギーを達成しており, E12-17-003 実験における入射電子エネルギーは約 4.3 [GeV] であり, 水素ガス標的を用いたときの実験条件では, $E_{\text{th}} \sim 2 \text{ [GeV]}$ であった.

2.2 散乱電子側で問題となる背景事象

ハイペロンを電磁生成するには、終状態に散乱電子と生成された K^+ 中間子が現れる。これらの2粒子を検出することで $(e, e' K^+)$ 反応を同定できる。その際、散乱電子側でハイペロン電磁生成に寄与しない散乱電子が問題となる。具体的には、制動放射によって実光子を放出してエネルギーを失った電子、または Møller 散乱によって電子同士が散乱した後の電子が検出される場合である。

2.2.1 制動放射 (Bremsstrahlung)

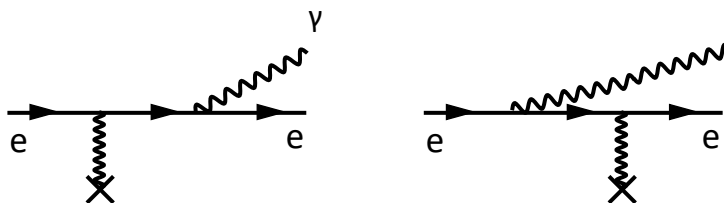


図 2.3 制動放射の Feynman ダイアグラム

図 2.3 で表される制動放射の微分断面積は有名な Bethe-Heitler の公式 [29, 30] で与えられる。図 2.3 中でバツ印で表したのは、例えば原子核による静的な Coulomb 場のような外場 (外部の電磁場) を考えていることを示すためである。原子の形状因子、Coulomb 力の screening や、原子核の反跳なども考慮されたより現実的な制動放射の微分断面積は Tsai によって論文 [31] にまとめられている。この論文では、まず図 2.4 の電子陽電子対生成の場合に対して様々な補正を考慮した微分断面積を求め、その後、光子の 4 元運動量 (k_μ) および電子の 4 元運動量 (p_μ) の符号を入れ替えたときに成立する以下の重要な関係式 (2.15) [32, 33] を利用して制動放射の微分断面積を導出している。

$$\frac{d\sigma_{\text{brems.}}}{d\Omega d\omega} = \left(\frac{d\sigma_{\text{pair}}}{d\Omega dp} \right)_{\substack{k_\mu \rightarrow -k_\mu \\ p_\mu \rightarrow -p_\mu}} \frac{\omega^2 E_e}{p^3} \quad (2.15)$$

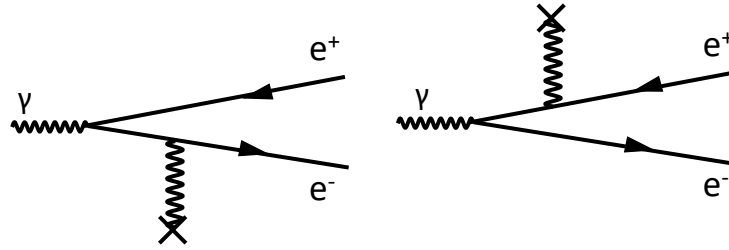


図 2.4 電子陽電子対生成の Feynman ダイアグラム

実験室系における制動放射の微分断面積 [31] は,

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega} \right)_{\text{lab}} = \frac{2\alpha^3 E^2}{\pi\omega m_e^4} [b_1 G_2(\infty) + b_2 (X - 2Z^2 f((\alpha Z)^2))] \quad (2.16)$$

と書ける．ここで，簡単のために

$$y := \frac{\omega}{E_e} (< 1)$$

$$l := \frac{E_e^2 \theta^2}{m_e^2} \quad (\theta : \text{Emitted Photon Angle})$$

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

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

$$G_2(\infty) := G_2^{\text{elastic}}(\infty) + G_2^{\text{inelastic}}(\infty) = Z^2 + Z$$

$$X := X^{\text{elastic}} + X^{\text{inelastic}}$$

$$X^{\text{elastic}} := Z^2 \left[\ln \left(\frac{a^2 m_e^2 (1 + l)^2}{a'^2 t'_{\min} + 1} \right) - 1 \right]$$

$$X^{\text{inelastic}} := Z \left[\ln \left(\frac{a'^2 m_e^2 (1 + l)^2}{a'^2 t'_{\min} + 1} \right) - 1 \right]$$

$$t'_{\min} := \left[\frac{\omega m_e^2 (1 + l)}{2E_e (E_e - \omega)} \right]^2$$

$$f(z) := z \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n(n^2 + z)} \simeq 1.202z - 1.0369z^2 + \frac{1.008z^3}{1 + z}$$

とおいた．ただし， a, a' は電荷量 Z に応じて表 2.1 の式を用いる．これを Z を変えて実際に計算したものを図 2.5 に示した．

表 2.1 a, a' の表式 (m_e は電子質量)

Z	a	a'
1(H)	$122.8/m_e$	$282.4/m_e$
2(He)	$90.8Z^{-1/3}/m_e$	$265.8Z^{-2/3}/m_e$
3(Li)	$100.0Z^{-1/3}/m_e$	$418.6Z^{-2/3}/m_e$
4(Be)	$106Z^{-1/3}/m_e$	$571.4Z^{-2/3}/m_e$
5(B)	$111.7Z^{-1/3}/m_e$	$724.2Z^{-2/3}/m_e$
$Z \geq 6$	$184.15(2.718)^{-1/2}Z^{-1/3}/m_e$	$1194(2.718)^{-1/2}Z^{-2/3}/m_e$

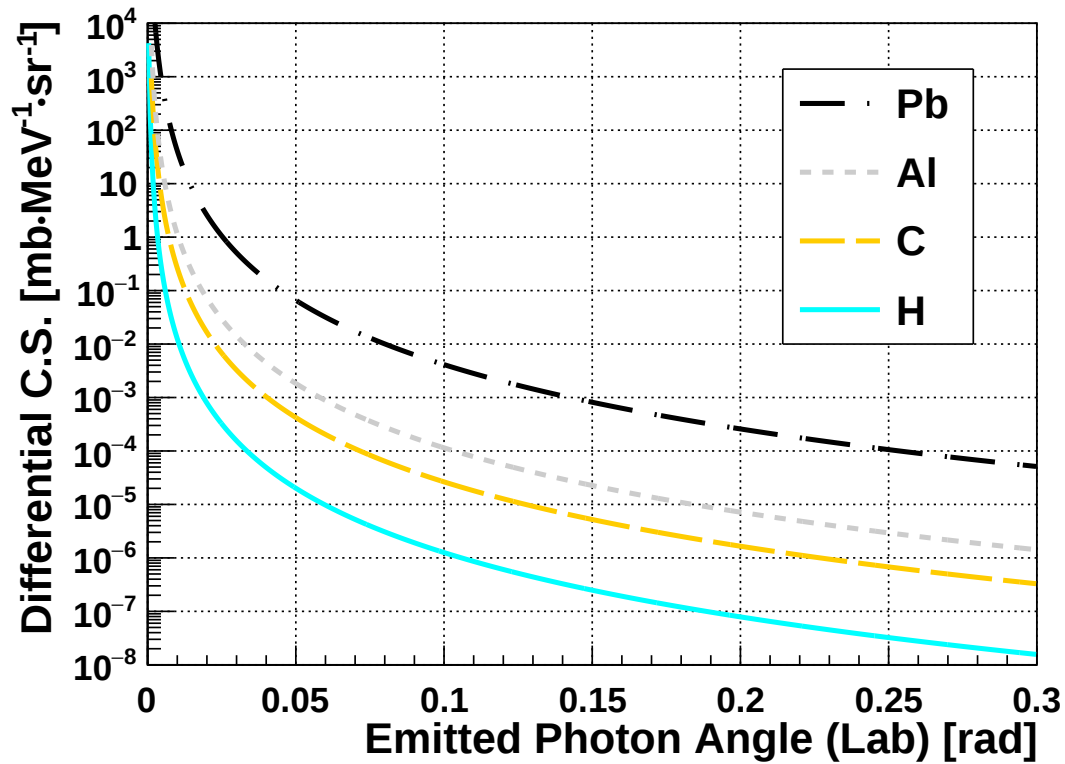


図 2.5 実験室系における制動放射の微分断面積. 入射電子の進行方向と放出された光のなす角度に対する依存性が示されており, これは電子の散乱角度とも対応する (図 2.8). JLab E12-17-003 実験で水素ガス標的を用いたときの実験条件 ($E_e = 4.3$ [GeV], $p_{e'} = 2.1$ [GeV/c] の場合) で計算した. Coulomb 場を作っている原子核の電荷 Z が大きくなると制動放射を起こす確率も大きくなり, いずれの標的でも超前方で最大である.

2.2.2 Møller 散乱

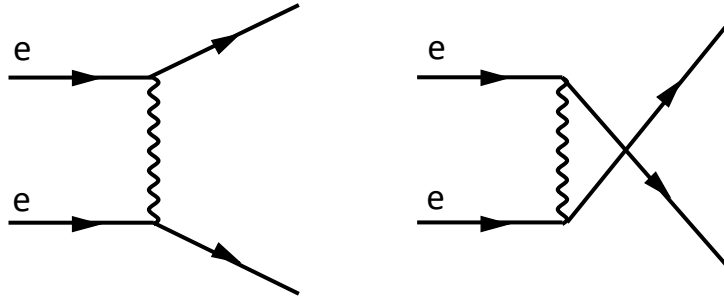


図 2.6 Møller 散乱の Feynman ダイアグラム

Møller 散乱は図 2.6 で表される電子-電子散乱である．重心系での Møller 散乱の非偏極微分断面積は，重心系における電子のエネルギー E ，運動量 p を用いて

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{CM}} &= \frac{1}{64\pi^2 4E^2} \frac{|\mathbf{p}_{e'}|}{|\mathbf{p}_e|} \frac{1}{4} \sum_{\text{spin}} |\mathcal{M}|^2 \\ &= \frac{\alpha^2}{4E^2 p^4 \sin^4 \theta} [4(m^2 + 2p^2)^2 + (4p^4 - 3(m^2 + 2p^2)^2) \sin^2 \theta + p^4 \sin^4 \theta] \end{aligned} \quad (2.17)$$

と求められる．これは実験室系での電子の散乱角度に対して図 2.7 のような依存性をもつ．

以上の結果を踏まえて，最後にハイペロン電磁生成において重要な Virtual Photon Flux と，背景事象である制動放射 (Bremsstrahlung)，Møller 散乱の角度依存性を重ねたものが図 2.8 である．縦軸は Arbitrary Unit であり，数値そのものには意味がないが，実験室系における電子の散乱角度によって背景事象がはるかに前方ピークを示すことが分かる．Møller 散乱も重心系における微分断面積の式 (2.17) から実験室系に変換したため超前方で観測される確率が大きくなる．また Møller 散乱の場合は 2 体散乱であるため，運動量アクセプタンスを制限することで角度も制限される．その効果を反映して，本実験における運動量アクセプタンスの範囲を青の実線で示した．

背景事象の角度依存性から，ハイペロン電磁生成を行うには本来は超前方の電子を捕らえた方が収量は稼げるが，散乱電子側の背景事象を避けるためには大角度の方がよいことが分かる．本実験 (E12-17-003) では散乱電子の角度は 13.2 度 ($= 0.23$ [rad]) が中心になるようにスペクトロメータを設定して実験を行った．

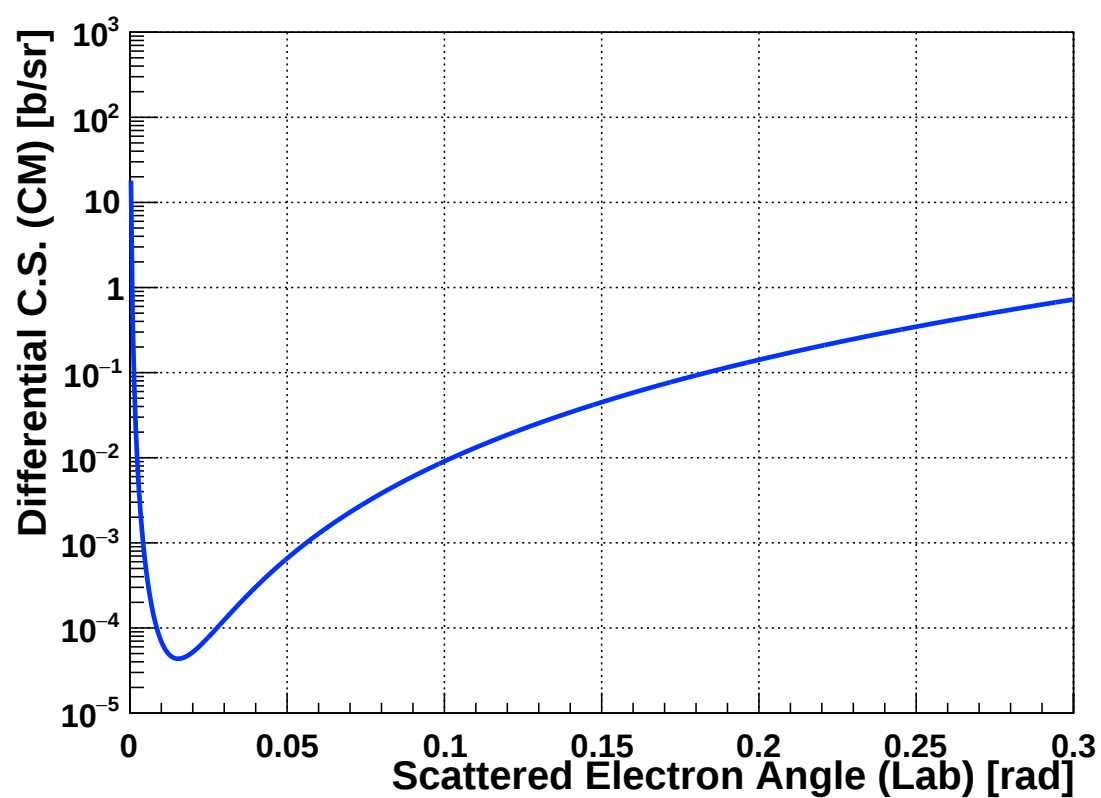


図 2.7 重心系における Møller の微分断面積. 電子の散乱角度は実験室におけるものである. JLab E12-17-003 実験で水素ガス標的を用いたときの実験条件 ($E_e = 4.3$ [GeV] の場合) で計算した.

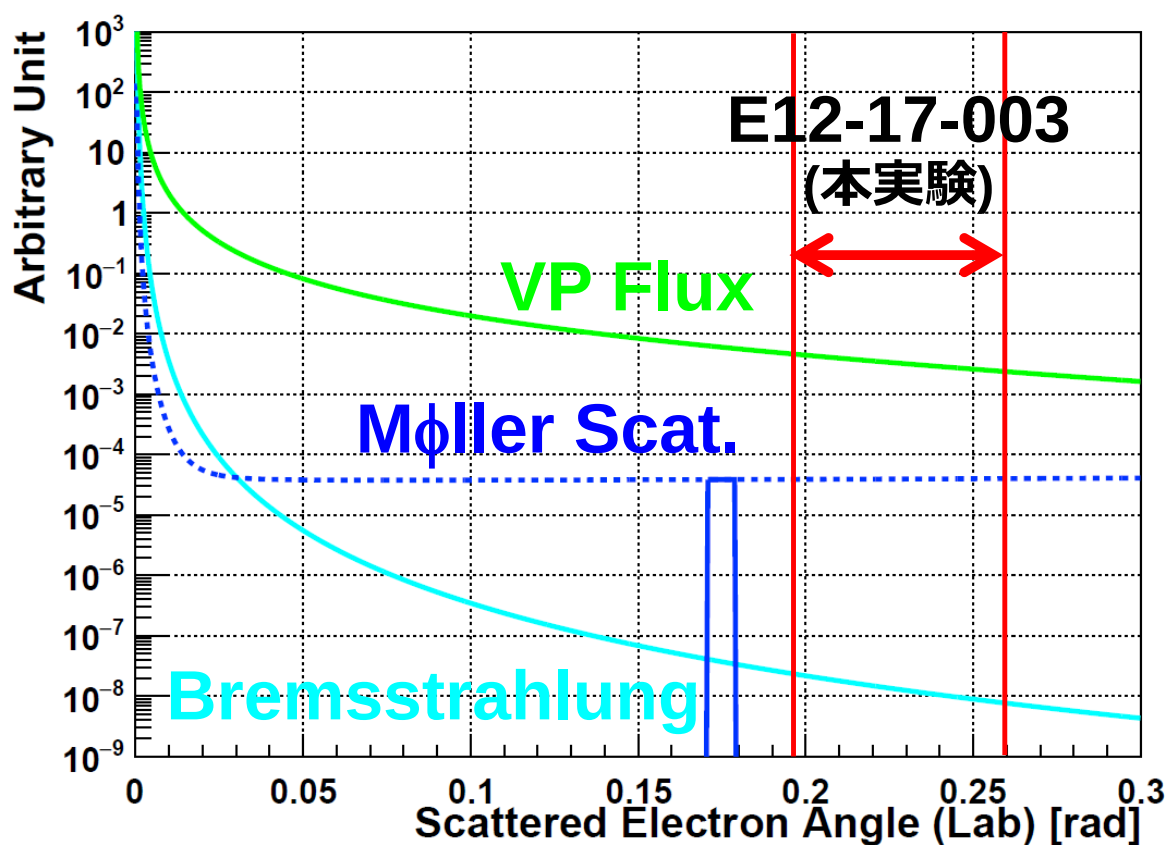


図 2.8 実験室系におけるハイペロン電磁生成に関与する仮想光子数 (Virtual Photon Flux), 制動放射の微分断面積, Møller 散乱の微分断面積. ただし縦軸は Arbitrary Unit であり, 角度 0.0001 [rad] における値がすべて同一になるようにスケールを合わせた. 実験室系における電子の散乱角度によって背景事象がはるかに前方ピークを示すことが分かる. Møller 散乱も重心系における微分断面積の式 (2.17) から実験室系に変換したため超前方で観測される確率が大きくなる. Møller 散乱で青の実線で示したのは, 本実験における運動量アクセプタンスで制限した場合のものである. また本実験の角度アクセプタンスの範囲を赤線で示した.

2.3 JLab Hall A における本実験 (E12-17-003 実験) の概要

2.3.1 Thomas Jefferson National Accelerator Facility

本実験はアメリカ・ヴァージニア州にある Thomas Jefferson National Accelerator Facility (以下, JLab) の Experimental Hall A にて行った. (図 2.9). JLab の有する Continuous Electron Beam Accelerator Facility (CEBAF) は, 連続電子線を大強度 ($\sim 100 [\mu\text{A}]$) で供給することができる. 連続ビームを用いることで, 耐えうる最大のレートで持続的にデータ収集が行えるため, 限られた時間内で最大限の収量が得られる.

2.3.2 Hall A の磁気スペクトロメータ (HRS-L, HRS-R)

Hall A に設置されている 2 つの高分解能磁気スペクトロメータ (HRS) を用いて散乱電子 e' と生成された K^+ 中間子の運動量を精密測定する. 図 2.10 にその概略図を示した. これらのスペクトロメータは, 中心の標的を軸に回転させて角度を設定することができる. 本実験では, ビーム軸から 13.2 度ずつ左右対称にスペクトロメータをずらした位置で固定してデータ収集を行った.

HRS のレイアウトは図 2.11 のようになっており, 四重極磁石 (Q 磁石), 双極磁石 (D 磁

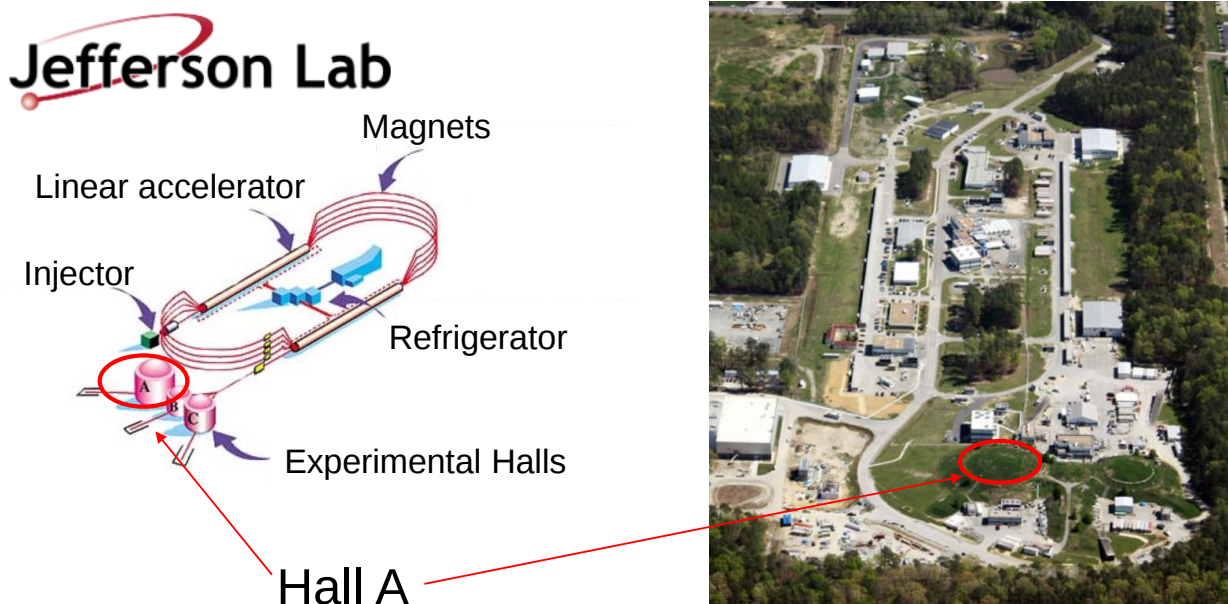


図 2.9 JLab の航空写真 [35]. 赤丸で囲んだところの地下に Hall A がある.

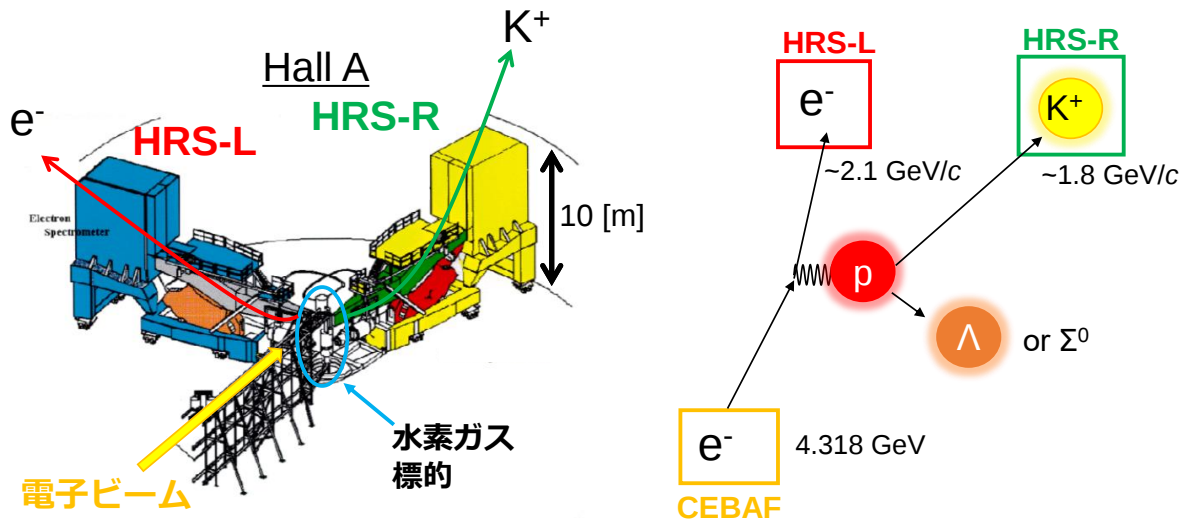


図 2.10 Hall A における実験セットアップ [36]. 2 台の高分解能スペクトロメータ (HRS) を用いた.

表 2.2 Hall A の HRS の仕様 [37]

Configuration	QQDQ
Bending Angle	45°
Optical Length	23.4 m
運動量レンジ	0.3–4.0 GeV/c
運動量アクセプタンス ($\delta p/p$)	4.5%
運動量分解能 (FWHM)	1×10^{-4}
角度レンジ (HRS-L)	12.5–150°
角度レンジ (HRS-R)	12.5–130°
角度アクセプタンス (Horizontal)	± 30 mrad
角度アクセプタンス (Vertical)	± 60 mrad
角度分解能 (Horizontal)	0.5 mrad
角度分解能 (Vertical)	1.0 mrad

石) を組み合わせて QQDQ の配置で構成されている. これらの磁場によって, 通過する荷電粒子は重力方向に 45 度曲げられる. HRS の特徴を表 2.2 にまとめた.

また HRS の磁石の後段には粒子の位置・角度・通過時刻を検出できる検出器群が図 2.12 のように置かれている. 図中にあるすべての検出器を用いて実験を行ったわけではないが, 本実験で用いた重要な検出器に関しては後述する.

2.3.3 標的システム

本実験では ^3H 標的を用いた $nn\Lambda$ 状態の探索が主目的のため、 ^3H 標的を含む ^3H , ^1H , ^3He のガス標的とキャリブレーション用に Empty セルと Multi-foil 固体炭素標的を用いたデータも取得した。用いたガス標的の厚さを表 2.3 にまとめた。

標的セルを図 2.13 に示した。実験中は 15 [K] の液体ヘリウムを用いて冷却され標的が 40 [K] に保たれていた。各標的セルは ASTM B209 アルミニウム 7075-T651 でできている [40]。その厚さは磁気式厚さ計の Magna Mike 8600 [41] を用いてあらゆる箇所で測定されている [39]。水素ガス標的の厚さを図 2.14 と表 2.4 にまとめた。

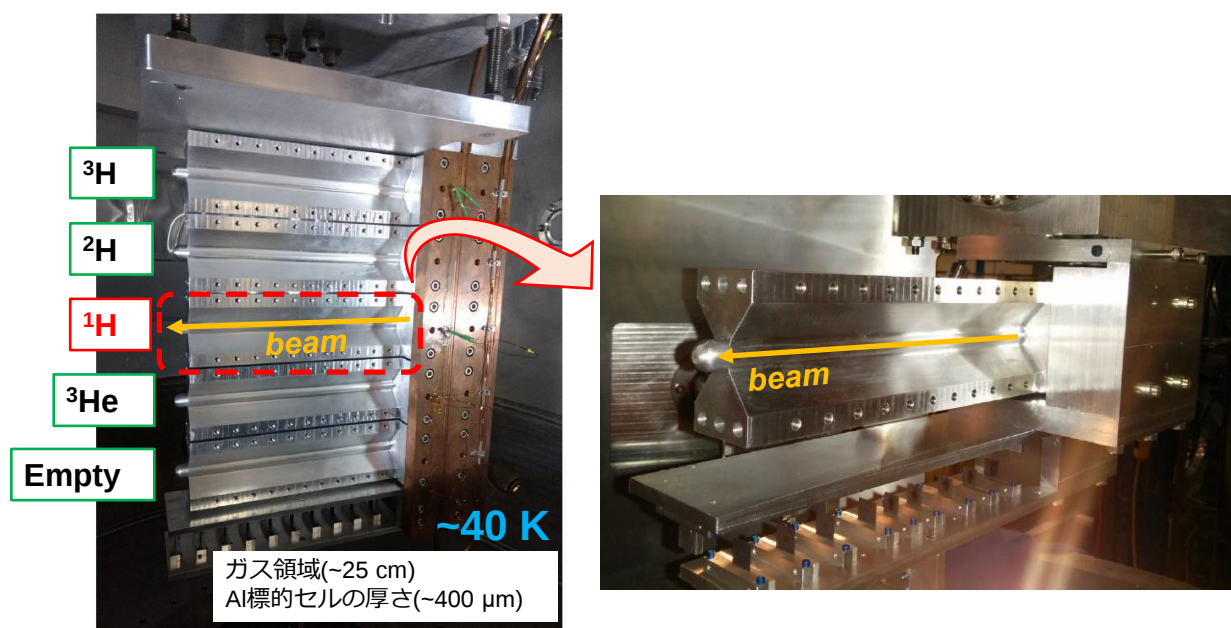


図 2.13 本実験で用いた標的ラダーアセンブリ [39]。なお写真中にある ^2H 標的は本実験では用いていない。

表 2.3 E12-17-003 実験で用いたガス標的とその厚さ

標的	厚さ [mg/cm^2]
^3H	85.1 ± 0.8
^1H	70.8 ± 0.4
^3He	53.4 ± 0.6

表 2.4 標的セルの厚さ

測定箇所	厚さ [mm]
Entrance	0.311 ± 0.001
Exit	0.330 ± 0.063
Exit left	0.240 ± 0.019
Exit right	0.519 ± 0.009
Mid left	0.374 ± 0.004
Mid right	0.503 ± 0.005
Entrance left	0.456 ± 0.010
Entrance right	0.457 ± 0.006

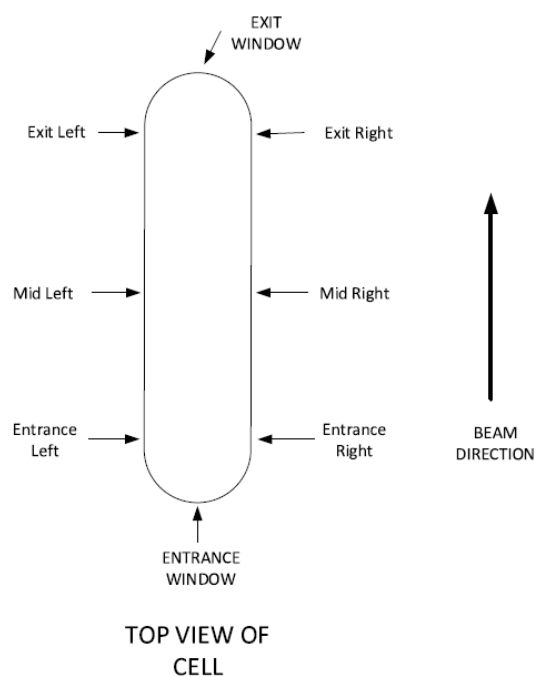


図 2.14 標的セルの厚さが測定されている箇所 [39].

2.3.4 Vertical Drift Chamber (VDC)

本実験で HRS-L, HRS-R において粒子のトラッキングを行う際に重要なドリフトチェンバーとして, 図 2.15 のような VDC を用いた [42]. これは, それぞれのスペクトロメータに対する粒子の中心軌道から, 図のように 45° 傾けて配置されている. 上下の架台には, それぞれ wire が 2 方向 (U, V) に張られており, それぞれが wire plane を構成している. 下の架台から順にこれらの wire plane を, U1 plane, V1 plane, U2 plane, V2 plane と呼ぶ.

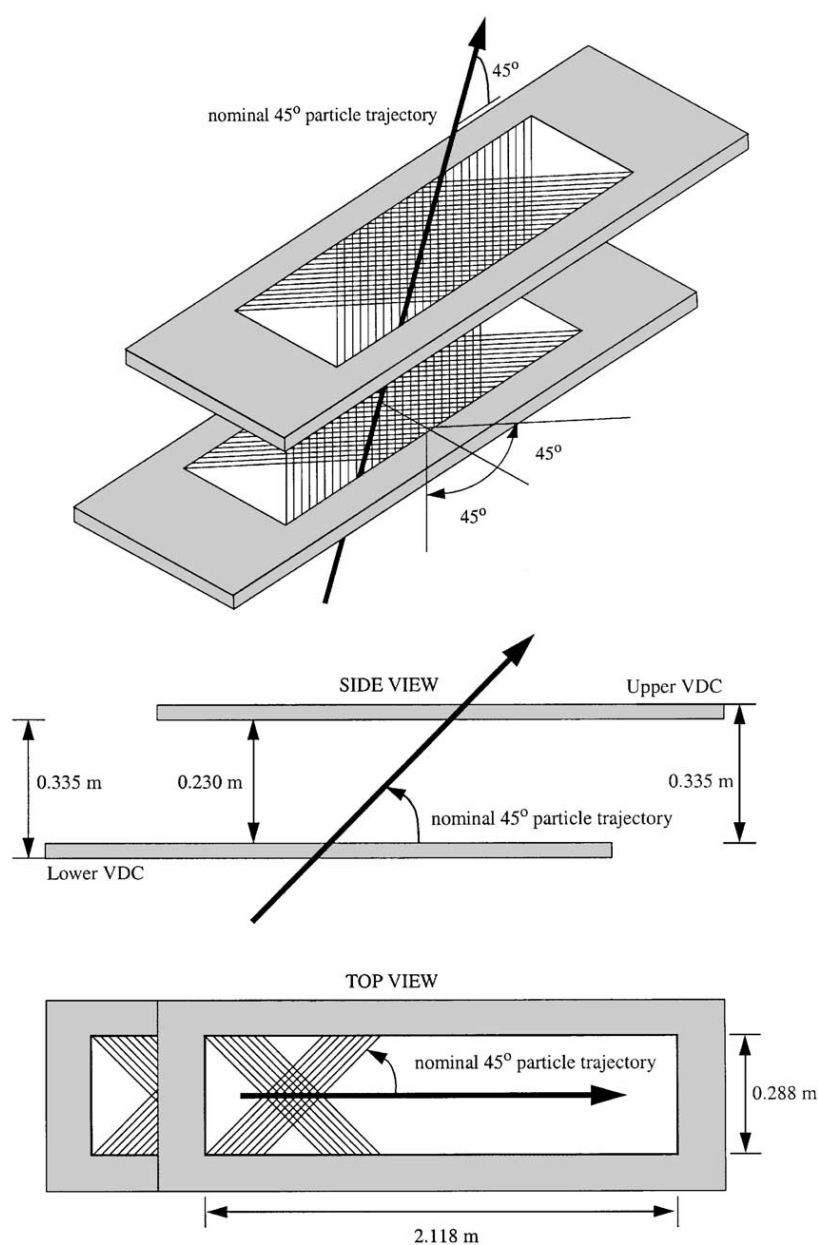
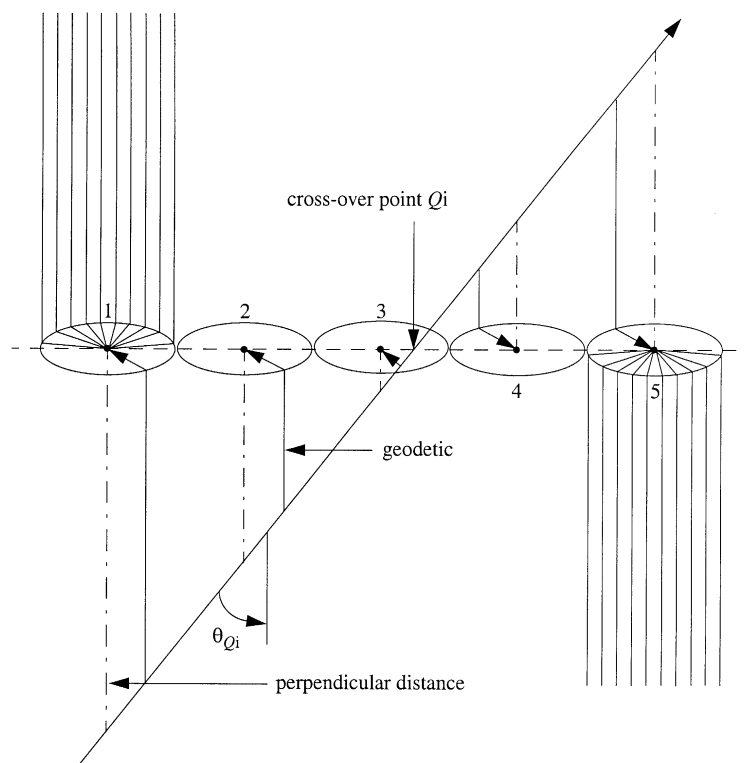


図 2.15 Hall A の VDC [42]

図 2.16 cross-over point Q_i の定義 [42]

各 wire plane を粒子が通過したとき、図 2.16 のように 5 つのセルでヒットがあったとする。このとき、検出時刻とドリフト速度を考慮ることによりドリフト距離がそれぞれのヒットに対して得られる。これらの点を直線フィッティングすることにより、wire plane を貫くときの交点 Q_i が得られる。

同様のことがすべての wire plane で定義でき、それらが図 2.17 のように互いに関係しているので、

$$\tan \Theta_U := \frac{Q_{U1} - Q_{U2}}{d} \quad (2.18)$$

$$\tan \Theta_V := \frac{Q_{V1} - Q_{V2}}{d} \quad (2.19)$$

により、 Θ_U, Θ_V が求まる。ここまでで、図 2.17 の右側のように、すでに粒子の飛跡は一意に決まっている。以上の手順により、最終的に $235 [\mu\text{m}]$ (FWHM) の位置分解能を満足し、各スペクトロメータで FWHM で 1×10^{-4} の運動量分解能が達成されている。

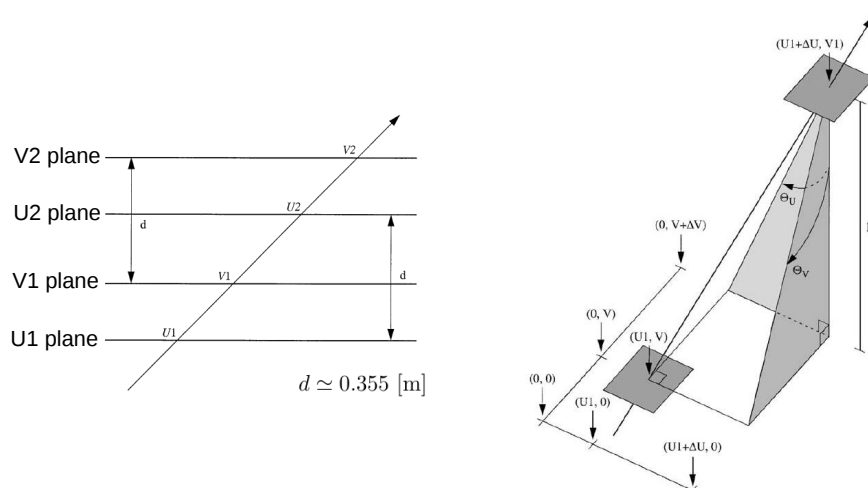


図 2.17 VDC から得られる情報 [42]

2.3.5 HRS における Particle Identification (PID)

本実験ではハイペロン生成反応を同定するために、HRS-R で検出される正電荷のハドロンの中から K^+ 中間子を識別することが重要である。具体的には、 π^+ 中間子、陽子が主な背景事象になる。これらの粒子を排除するための検出器がいくつか必要である。HRS には強力な粒子識別 (Particle Identification, PID) 用の検出器群が備えられている。その中でも本実験で非常に重要な役割を果たすのが 2 種類の屈折率のシリカエアロジェルを用いた閾値型エアロジェルチェレンコフ検出器 [43] とハドロン側 (HRS-R) の飛行時間測定用シンチレーション検出器である。

エアロジェルチェレンコフ検出器 (AC) [43]

本実験で用いたエアロジェルチェレンコフ検出器は、屈折率の異なるエアロジェルを用いた AC1 と AC2 の 2 種類がある。それぞれで用いている光電子増倍管も異なるため以下で詳しく仕様を述べる。

▶光電子増倍管 (PMT)

AC1 は 24 セグメントからなり、チェレンコフ光を検出するために可視光領域から紫外領域までの量子効率が高く、出力波形も綺麗である Burle RCA 8854 PMT [44] を用いた。

AC2 は全 26 セグメントからなり、PMT としては AC1 の Burle RCA 8854 と比べて紫外領域での感度は劣るものの、可視光領域では量子効率が高い Photonis XP 4572B [45] を用いた。

また PMT の近くに HRS の磁場があるが、最大で $50 [\mu\text{T}]$ ほどでその影響は小さい。元々はシールドとして μ -metal を用いて運用していた [46] ものの光量の変化は約 5 [%] ほど [47] であったこと、シールドを入れることで検出器全体のサイズが大きくなってしまうことなどから本実験では使用していない。

▶反射材

反射材としては、インストール当初の 2000 年には乱反射材である $0.45 [\mu\text{m}]$ 厚の 2 層からなる Millipore filter paper GSWP0010 が用いられていた (図 2.18 の左半分参照)。他の反射材と比較しても反射率が優れており [48]、Hall A の AC では何枚かに重ねて PMT の窓以外を覆っている。ただし、この Millipore は脆いため直接貼ることはできず、3M [49] の両面テープを用いて裏打ちしたが、これから生じるアウトガスが汚染の原因になっていた [43]。のちに反射材が黄色に変色していることが判明したため、一部 3M の Enhanced Specular Reflector (ESR) に取替えられた。ESR は取り扱いがしやすく、適当な形に切って使うことが可能であるため、図 2.18 のように角部分などに ESR を用いて、その他の平らな部分を Millipore で覆っている。そのため、本実験の実施時には、AC は図 2.18 の右半分のような状態で用いた。

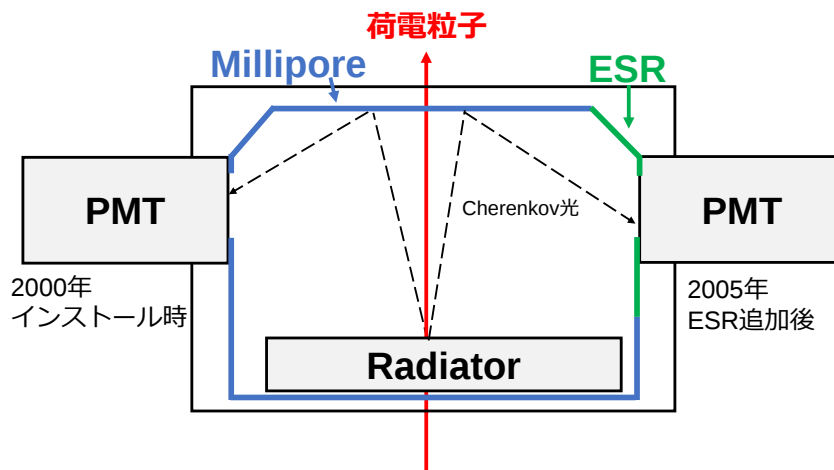


図 2.18 AC の仕様の変化 [43] (not to scale). AC の左半分に 2000 年時点での反射材の配置を示し、のちに 2005 年に ESR を追加したときの配置を右半分に示した。

▶シリカエアロジェル

本実験で着目している高運動量 ($\sim 2 [\text{GeV}/c]$) の K^+ 中間子でも光るような輻射体は、屈折率が非常に小さく透明である必要がある (第 3.3 節参照)。本実験ではこの要求を満たす

シリカエアロジェルを用いた．本実験で用いたのは，Matsusita silica aerogel (Matsusita Electric Works Ltd (現: Panasonic Electric Works, Co., Ltd) 製) である．AC1 には屈折率 1.015 の SP15，AC2 には屈折率 1.050 の SP50 を用いた．最後に以上のまとめとして AC1, AC2 の仕様を表 2.5 に示した．

表 2.5 AC1, AC2 の仕様

検出器	種類	屈折率	タイルサイズ [cm ³]	AC サイズ [cm ³]	PMT
AC1	SP15	1.015	10×10×1	170×32×9	RCA 8854(×24)
AC2	SP50	1.055	10×10×1	192×30×5	XP 4572B(×26)

本実験で用いたエアロジェルチェレンコフ検出器は図 2.19 のように多数のセグメントから構成されている．屈折率 1.015 の AC1 が 24 セグメント，屈折率 1.055 の AC2 が 26 セグメントで合計 50 セグメントである．

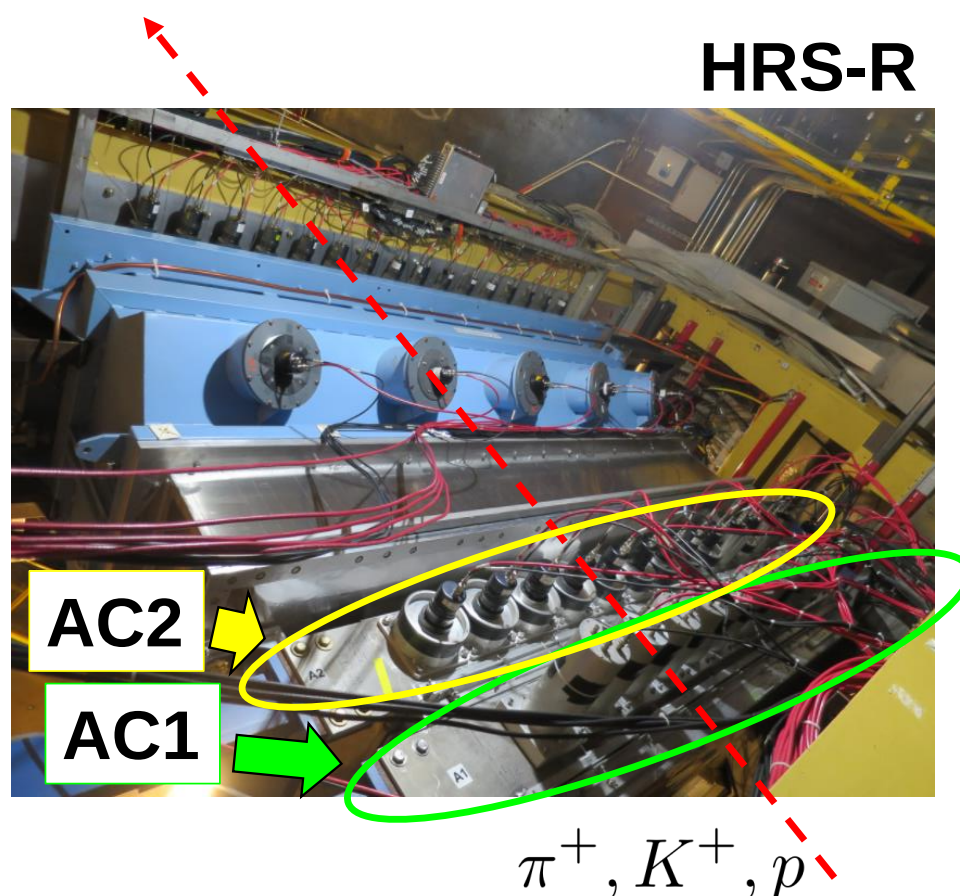


図 2.19 本実験における AC の配置図

シンチレーション検出器 [37] [50]

次に飛行時間を測定するために用いたプラスチックシンチレーション検出器 S0, S2 について述べる. S0 は1つの大きなプラスチックシンチレータの両端に PMT が取り付けられている単純な構造であるのに対して, S2 は 16 分割されている.

►S0

S0 は 10 [mm] 厚の BICRON 408 のプラスチックシンチレータが用いられている. 有効領域は 170 [cm]×25 [cm] と大きく, 1 枚のプラスチックシンチレータとなっており, セグメント化はされていない. この終端には Photonis XP4312B の PMT が取り付けられている.

►S2

S2 は図 2.20 のような 16 セグメントで構成されるプラスチックシンチレータ検出器である. S2 に使われているプラスチックシンチレータは EJ-230 であり, 信号の立ち上がりが早く時間分解能が優れている. 各シンチレータバーの大きさは $17 \times 5.5 \times 2$ [inches³] である. PMT には Photonis XP2282B を用いた.

表 2.6 S0, S2 の仕様

検出器	シンチレータ	サイズ [mm ³]	PMT	セグメント数
S0	BICRON 408	$1700 \times 250 \times 10$	Photonis XP4312B	1
S2	EJ-230	$432 \times 140 \times 51$	Photonis XP2282B	16

S0, S2 に関する重要な情報は表 2.6 にまとめた. これは荷電粒子が通過するときに発光するシンチレーション光を検出するもので, 光量が多く検出効率が 99 [%] 以上であるため次節で説明するようにトリガーとしても用いた.

2.3.6 トリガー

本実験で重要となるハイペロン生成イベントは, 散乱電子と K^+ 中間子の同時生成イベントを要求する. そのため, HRS-L および HRS-R で, それぞれ S0 と S2 が両方とも粒子をとらえたときのデータを取得する. すなわち, 以下の式 (2.20) に示すコインシデンストリガーを用いてデータ収集を行った.

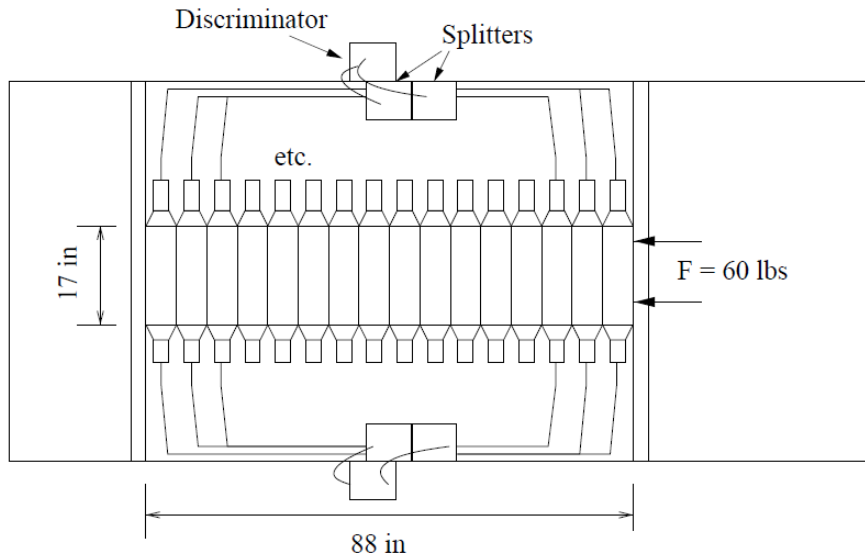


図 2.20 S2 の概観 [50]. シンチレータバー同士の隙間を最小限にするために, 60 [lbs] の荷重をかけている. また, シンチレータバーおよび PMT を支える薄いアルミフレームの上部には, アナログ信号を処理するための splitters と discriminator が置かれている. これらの信号はトリガーとしても用いられる.

$$(\text{Coincidence Trigger}) := (\text{HRS-L Trigger}) \& (\text{HRS-R Trigger}) \quad (2.20)$$

$$(\text{HRS-L Trigger}) := (S0 \& S2)_{\text{HRS-L}} \quad (2.21)$$

$$(\text{HRS-R Trigger}) := (S0 \& S2)_{\text{HRS-R}} \quad (2.22)$$

上式のように, HRS-L と HRS-R でそれぞれ論理和をとってから, 全体で論理和をとる. このときのタイミングゲートは正しいイベントのペアに対して, 図 2.21 のように設定してある. そのため, トリガータイミングを決定するのは, HRS-L すなわち散乱電子の通過するタイミングである.

また, このとき AC はトリガー条件には関与しない. そのため AC の信号の有無に関わらずデータ収集を行い, あとで K^+ 中間子識別のためにオフライン解析で AC の情報を用いた.

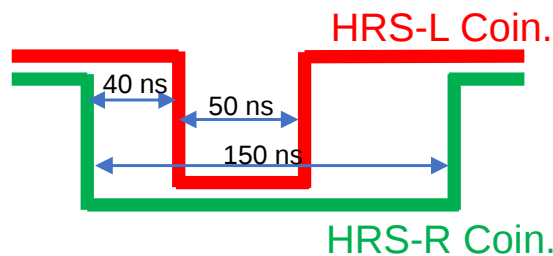


図 2.21 Coincidence Trigger のタイミングゲート

2.3.7 E12-17-003 実験の実験条件

E12-17-003 実験で用いた電子ビームや、スペクトロメータの設定を表 2.7 にまとめた。また、前節で示したトリガーを各スペクトロメータで用いたときのシングルレートと、コインシデンストリガーを用いたときのコインシデンスレートを、データ収集時の典型的な値をそれぞれ示した。

表 2.7 E12-17-003 実験における設定条件

ビームエネルギー	4.318 [GeV]	
ビームカレント	22.5 [μ A]	
	HRS-L	HRS-R
中心運動量	2.1 [GeV/c]	1.8 [GeV/c]
中心角度	13.2 [degree]	13.2 [degree]
シングルレート	10 [kHz]	10 [kHz]
コインシデンスレート	60 [Hz]	

2.3.8 Beamtime のまとめ

本実験 (E12-17-003) は、2018 年の 10 月 31 日に開始し、11 月 26 日にデータ収集を完了した。この 27 日間のビームタイムのうち、全照射量の約 25% が水素ガス標的を用いたキャリブレーションランに充てられた。我々は電子ビームを用いているため、しばしばビーム照射量を電荷で表すが、本実験では約 4.8 [C] ($N_e \simeq 3 \times 10^{19}$) の電子ビームを水素ガス標的に照射した。本研究ではこのデータを用いて解析を行った。

第3章

$p(e, e' K^+) \Lambda / \Sigma^0$ 反応の解析

ここでは前章で説明した JLab E12-17-003 実験で水素ガス標的を用いて取得したデータを解析し、 $p(e, e' K^+) \Lambda / \Sigma^0$ 反応を同定する手法を述べる。

3.1 解析手順

本研究は水素ガス標的を用いたときのデータを解析し、ハイペロンの電磁生成素過程の微分断面積を導出することが目的であり、そこに至るまでの流れを図 3.1 に示した。まず初めに Missing Mass 法によって生成されたハイペロン ($=\Lambda, \Sigma^0$) に対応するピークが綺麗に見えることを確認する (第3章)。

解析のフローチャート

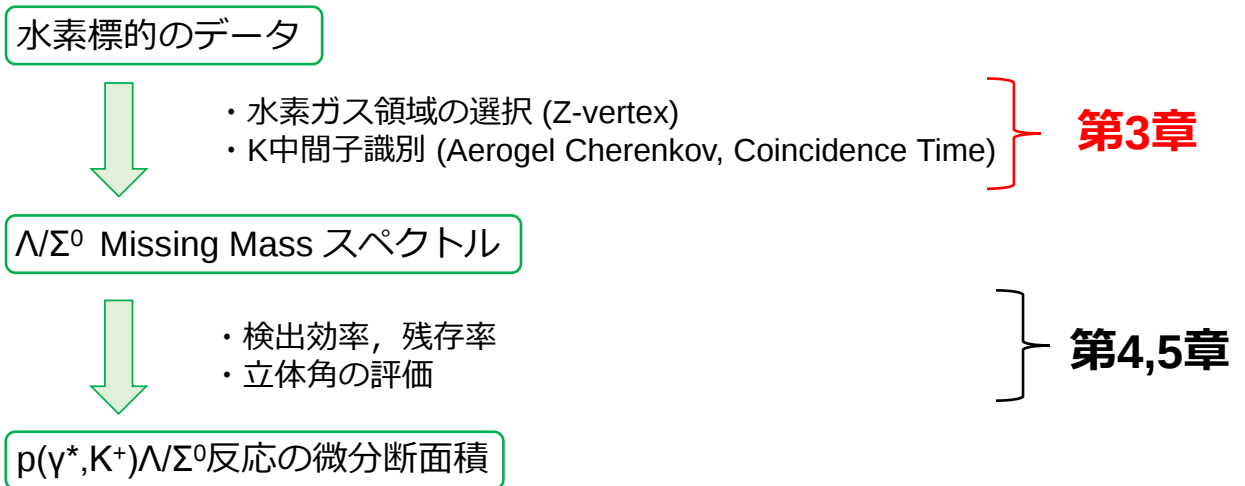


図 3.1 本研究における解析のフローチャート

そのためにはまず水素標的で電子散乱が起こったイベントを集めるために反応点の選別が必要である (第 3.2 節). これを正しく行わないと標的セルであるアルミニウムと反応したイベントが多数紛れ込んでしまう.

次にストレンジクォークを含むハイペロンが生成されたことを保証するために, 反ストレンジクォークをもつ K^+ 中間子を同定することが重要である. そこでエアロジェルを輻射体としたチェレンコフ検出器の情報 (第 3.3 節) や, 粒子の飛行時間の情報 (第 3.4 節) を用いることによって K^+ 中間子を識別する. その際に我々の $(e, e' K^+)$ 反応を用いたコインシデンス実験で重要となる Coincidence Time という概念が登場する.

3.2 反応点選別 (Z -vertex カット)

3.2.1 標的セルの形状

本実験で我々が用いた標的セルは図 3.2 のような形状である. 直径は 1.27 [cm] であるのに対して, 我々が用いている CEBAF の電子ビームの広がりとは ~ 100 [μm] ほどであるためビームの広がりは無視できる. ビーム方向に長く, その長さはガス領域で 25 [cm] ほどである. 本論文では, ビーム方向を Z 方向と定義する.

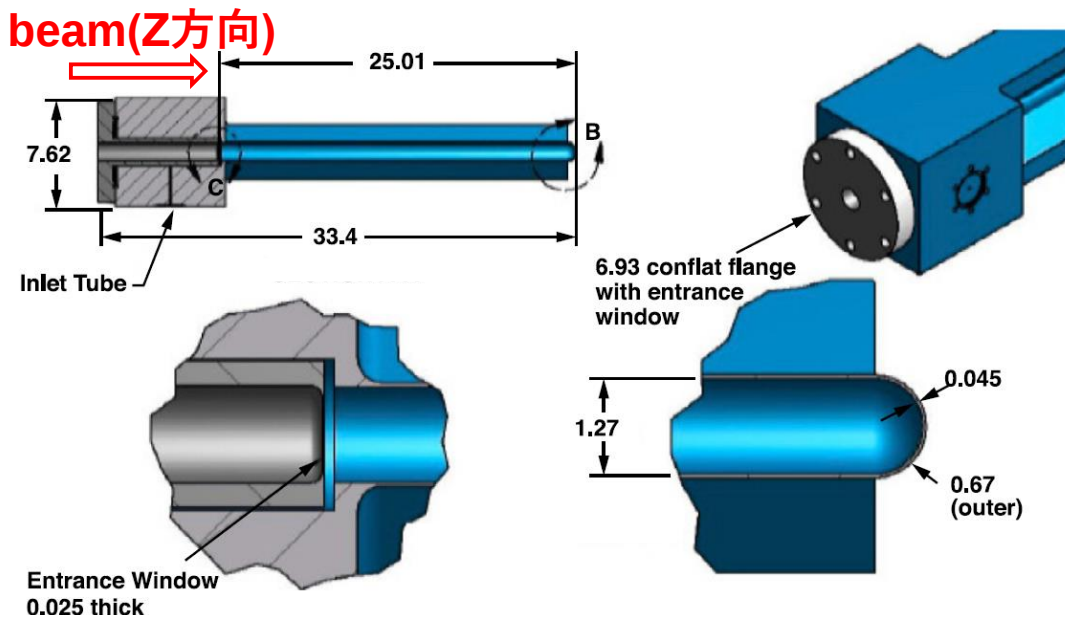


図 3.2 標的セルの情報 [39]. 図中の数字の単位は [cm]. ビーム方向 (Z 方向) は左から右へ貫く

3.2.2 HRS を用いた反応点の再構成

本実験では 2 台のスペクトロメータ (HRS-L, HRS-R) を用いてそれぞれで飛跡を再構成し、反応点 (Z-vertex) を求めることができる。Hall A 常設のこれらの HRS は、荷電粒子を双極磁石で重力方向に曲げる (Vertical Bending) タイプの磁気スペクトロメータである。その性質を図 3.3 にまとめた。

HRS の双極磁石によって作られる磁場中を荷電粒子が通過するときに、その運動量の違いによって通過軌道の回転半径が異なる。ただしその変化の方向は重力方向であるため、水平方向の情報には運動量依存性がない。一方で粒子の生成位置 Z の情報は図 3.3 に示されるように、水平方向の情報と対応しており、実際にその相関が見える。

このように運動量依存性のない水平方向の情報が、標的位置での Z の情報と強く関係することから、Z-vertex を精度よく再構成できるという特徴がある。薄い固体 Multi-foil 標的を用いて Z-vertex 再構成の校正を行っており、スペクトロメータ 1 台あたり $\sigma \sim 6$ [mm] の分解能が得られている。実際に HRS-L のみを用いたときの Z-vertex を図 3.4 に示した。

3.2.3 実際に取得したデータの反応点分布

水素ガス標的を用いたときに、2 台のスペクトロメータを用いてそれぞれ飛跡を再構成して得られた Z-vertex の相関を図 3.6 に示した。斜めの正の相関が見えている領域が 2 台の HRS でほとんど同じ Z を示しているところであり、同一反応点で生成された粒子を見ていることに相当する (図中に TRUE と示した)。また他の領域に散らばっているのは Accidental Coincidence と呼ばれるイベントで、異なる反応で生成された関係のない 2 粒子を偶然同時に捕らえたイベントである (図中に Accidentals と示した)。

つまり、目的のガス領域で反応したイベントを選ぶためには、正の相関をもって斜めに少し濃く表れている領域でかつアルミ標的セルのピークも避けるように、左右の Z の和と差分に対してカット条件を課す必要がある。具体的には、この左右のスペクトロメータで求めた Z をそれぞれ Z_L, Z_R とおいて、

$$Z_{\text{Ave.}} := \frac{|Z_L + Z_R|}{2} \quad (3.1)$$

$$Z_{\text{Diff.}} := |Z_L - Z_R| \quad (3.2)$$

に対して、

$$(|Z_{\text{Ave.}}| < 10 \text{ [cm]}) \otimes (|Z_{\text{Diff.}}| < 2.5 \text{ [cm]}) \quad (3.3)$$

とした。この選択した範囲を図 3.6 に赤線で示した。

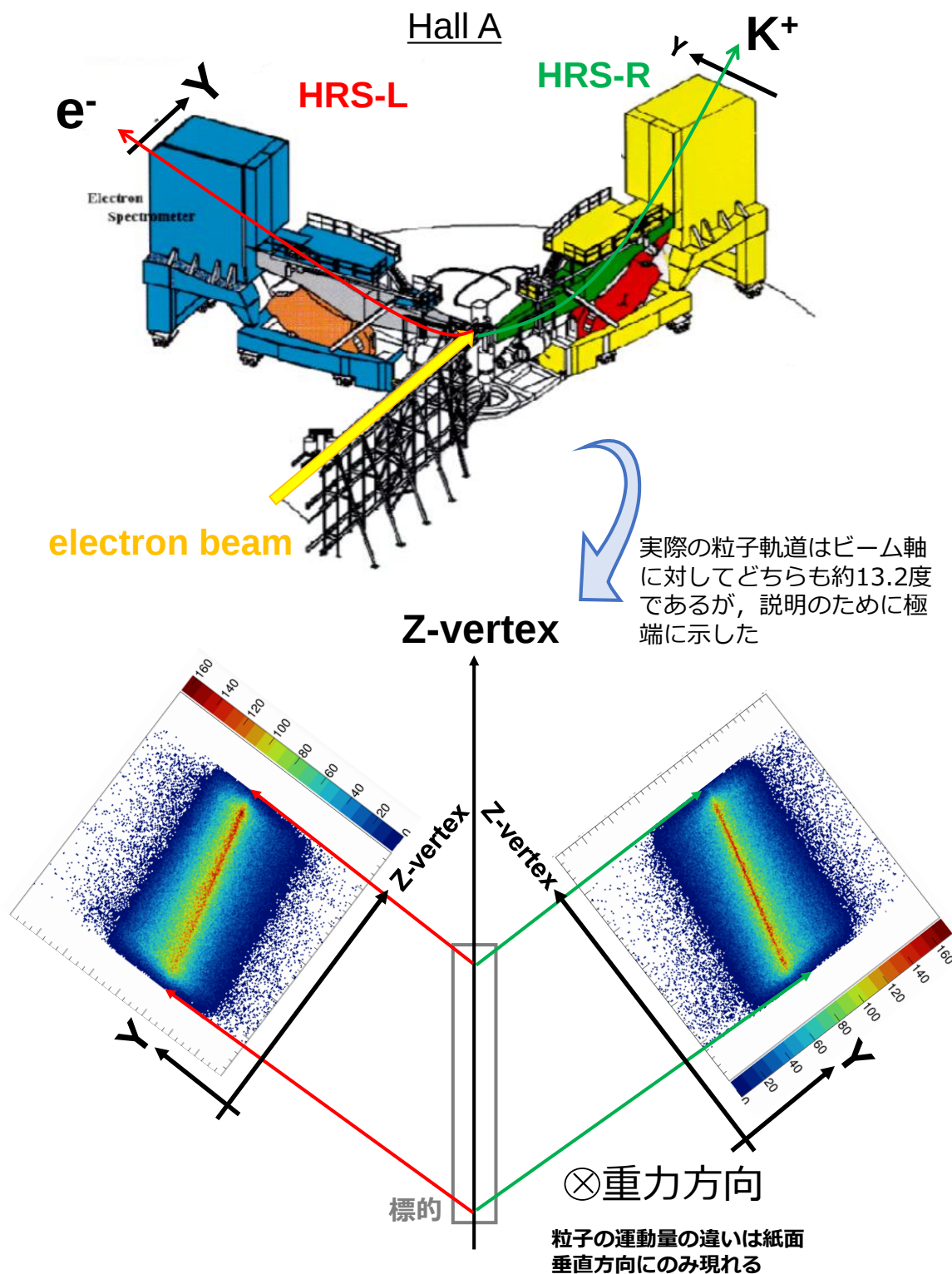


図 3.3 HRS を用いたときの Z 依存性の現れ方. HRS は双極磁石で重力方向に曲げる (Vertical Bending) タイプの磁気スペクトロメータのため, それとは独立した水平方向の情報が Z 方向と強く関係することから Z -vertex を精度よく再構成できる

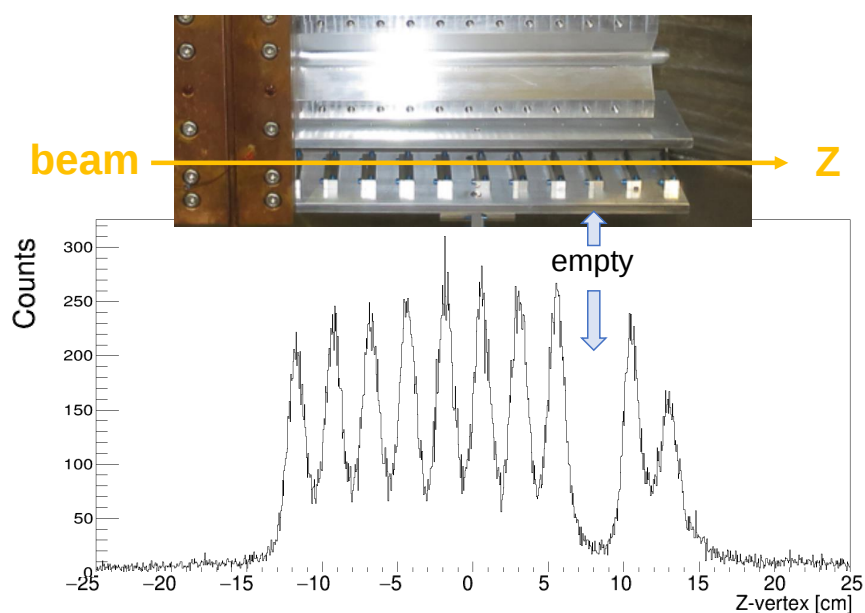


図 3.4 固体 Multi-foil 標的を用いたときの Z-vertex 分布

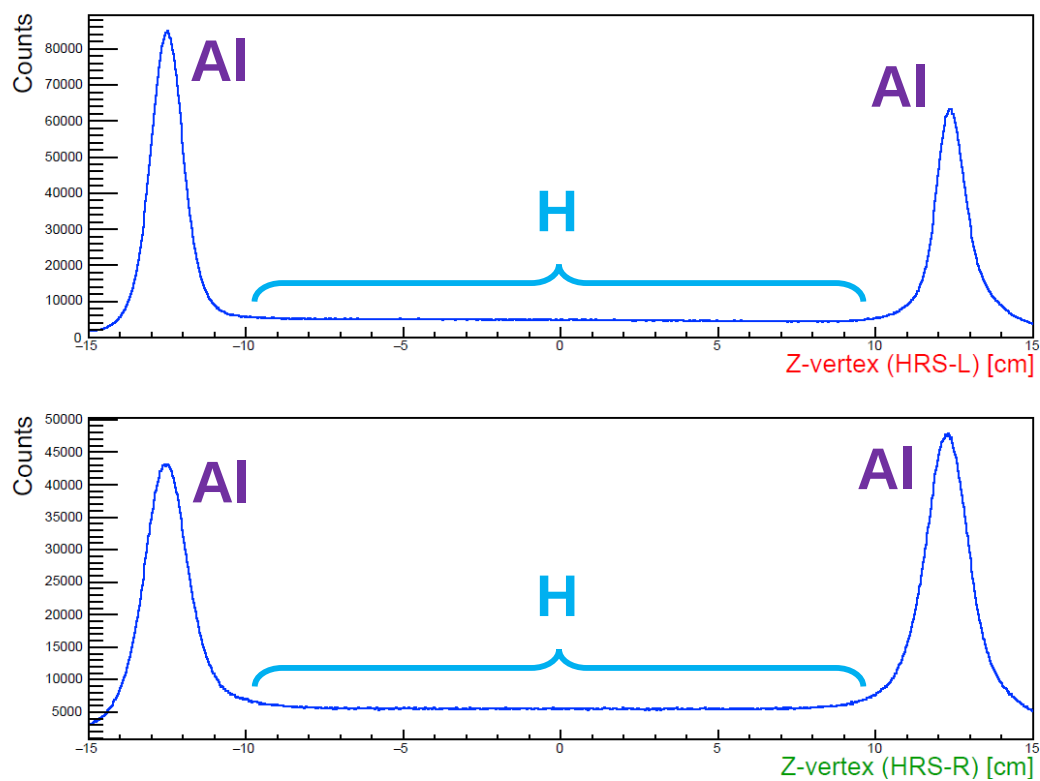


図 3.5 それぞれの HRS で再構成された Z-vertex 分布. それぞれ 2 つのピーク構造が見えるが, これはガス領域を囲んでいるアルミニウムでできた標的セルである. その間に挟まれた領域に水素ガス標的がある.

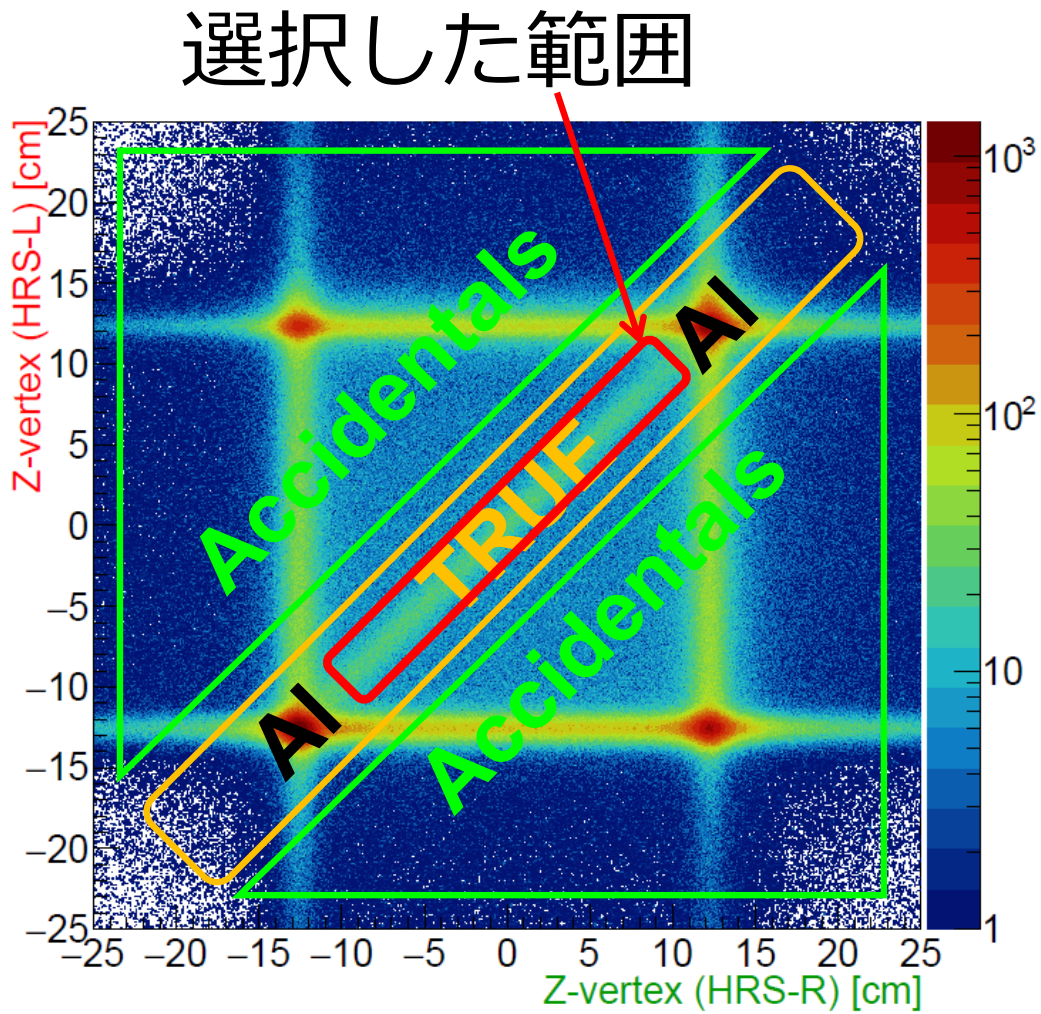


図 3.6 2 台の HRS で再構成された Z -vertex の 2 次元相関。斜めの正の相関が見えている領域が 2 台の HRS でほとんど同じ Z を示しているところであり、同一反応点で生成された粒子を見ていることに相当する (TRUE)。この中からアルミ標的セルを避けて水素ガス領域を赤線のように選択した。また他の領域に散らばっているのは Accidental Coincidence で、異なる反応で生成された関係のない 2 粒子を偶然同時に捕らえたイベントである (Accidentals)。

3.3 エアロジェルチェレンコフ検出器を用いた粒子識別

3.3.1 K^+ 中間子識別

前節の反応点選別を行うことによって H_2 標的で生成されたイベントが選び出せる。その次に重要なのが、HRS-R で検出される正の電荷をもつハドロンの中から目的の K^+ 中間子を選び出すことである。ストレンジクォークを持つハイペロンの $\Lambda, \Sigma^0 = (uds)$ が生成されるときに、対になって生成される反ストレンジクォークをもつ $K^+ = (u\bar{s})$ を同定することが非常に重要である。こうして散乱電子と K^+ 中間子を同時に検出したコインシデンスイベントを集めることで $p(e, e' K^+) \Lambda / \Sigma^0$ 反応を同定する。

K^+ 中間子識別のためのプロセスは2段階に分けて行われる。まず1段階目が、ここで述べるエアロジェルチェレンコフ検出器 (AC) を用いた識別である。これによって K^+ 中間子に対して圧倒的に多く検出される π^+ 中間子や陽子の大部分を取り除くことができる。その後、2段階目として飛行時間から、次節で述べる Coincidence Time を用いて K^+ 中間子を抽出することができる。

ここではまずエアロジェルチェレンコフ検出器を用いた K^+ 中間子識別を紹介する。

3.3.2 チェレンコフ検出器を用いた通過粒子の速さの判別

屈折率 n の物質中の光速は c/n である。物質中の光速よりも大きな速度 $\beta > 1/n$ を持つ荷電粒子が入射したときの電磁波の輻射を考えることで、電荷 z の粒子が通過したときに発するチェレンコフ光の光子数 $N_{\text{Cherenkov}}$ が計算できて以下の式になる [51, 52]。

$$\frac{dN_{\text{Cherenkov}}}{d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} L \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2} \right) \quad (3.4)$$

これは波長あたりの表式であるため、実際の検出器で感度のある波長領域で積分する必要がある。ここで特に重要な点は $n\beta > 1$ でのみチェレンコフ光を発するという点である。AC の屈折率と荷電粒子の速度・運動量の関係を図 3.7 に示した。各粒子に対応する線は相対論から、

$$\beta = \frac{pc}{E} = \frac{pc}{\sqrt{(pc)^2 + (mc^2)^2}} \quad (3.5)$$

を計算したものである。チェレンコフ光の発光条件から各粒子に対応する線が、屈折率の逆数 $1/n = 1/1.015(\text{AC1}), 1/1.055(\text{AC2})$ に対応する直線よりも β が大きい場合に発光する。

網掛け領域は本実験における運動量アクセプタンスを示しており、そこに着目すると、AC1 では π^+ が通過したときのみチェレンコフ光が発生し、AC2 では π^+ と K^+ が通過

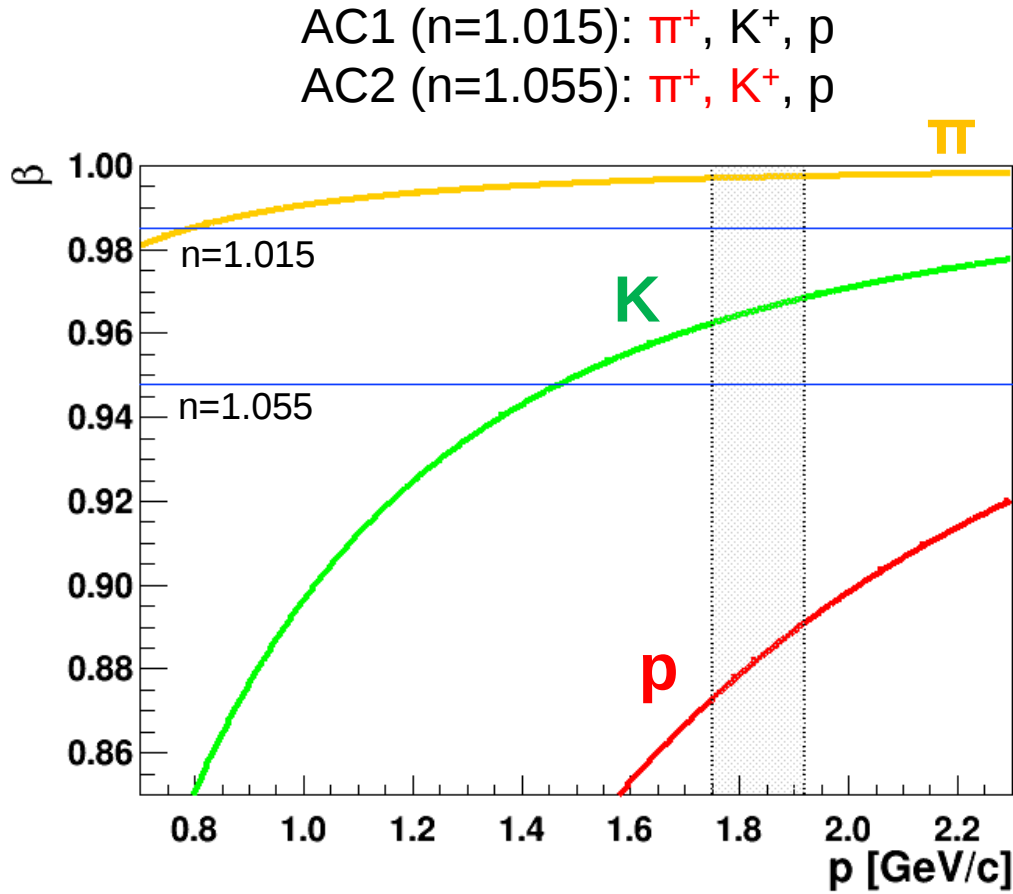


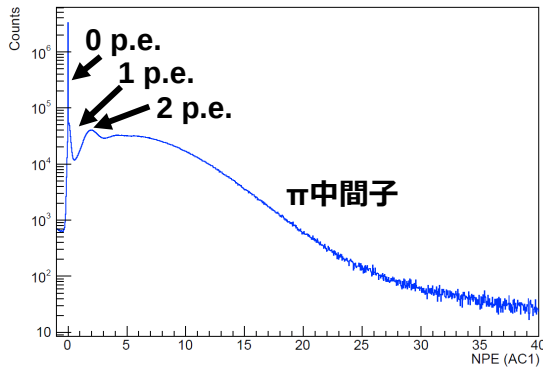
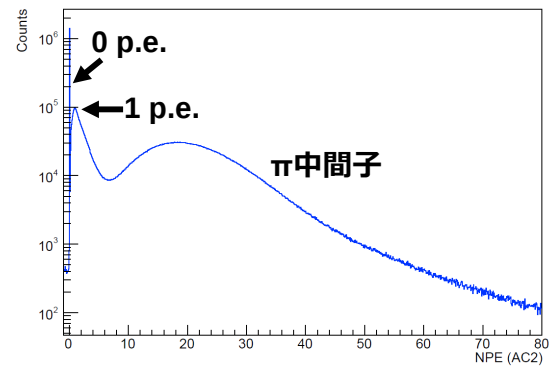
図 3.7 AC の屈折率 n (その逆数 $1/n$ を図中の青線で示した) と荷電粒子の速度 $\beta \cdot$ 運動量 p の関係. 速度 β が屈折率 n の逆数より大きいときのみチェレンコフ光を発する ($n\beta > 1$). 網掛け領域は本実験における運動量アクセプタンスを示している.

したときに発生する. 陽子はどちらの AC を通過しても発光しない. これらを組み合わせて, AC1 では光らず, AC2 でのみ光ったイベントを集めれば, K^+ 中間子を集めることができる.

しかし, 式 (3.4) で求められる光量は平均値であり, 実際に観測される光子数は量子論的な揺らぎから平均光子数 $N_{\text{Cherenkov}}$ の Poisson 分布に従う. そのため, 観測される光子数が 0 である確率も有限であることに注意しなければならない.

3.3.3 チェレンコフ検出器を用いた解析

発生したチェレンコフ光は, 光電子増倍管 (PMT) の光電面で光電効果によって光電子 (photo-electron, p.e.) に変換され, その電気信号が電荷に応じたデジタル値として記録される. それぞれの AC で, セグメントごとに 0 p.e., 1 p.e. に相当するデジタル値の差からゲインを決定し, 光電子数 (NPE) に変換すると全セグメントで検出された総光量を得ること

図 3.8 AC1($n = 1.015$) の総光電子数図 3.9 AC2($n = 1.055$) の総光電子数

ができる。その結果が図 3.8, 図 3.9 である。図 3.8 では 0 p.e. と 1 p.e. に相当するピークも見えている。

光電子増倍管は実際に光が当たっていない場合でも、熱による揺らぎから数個の光電子が観測されることがある。これは熱ノイズであり、ランダムに起こる。一方でそれよりも多く光っているイベントは、 π^+ が通過したときのチェレンコフ光である。また図 3.9 は、1 p.e. のピークが見えないが、20 p.e. あたりに見えるピークが π^+ が通過したときの平均的な光量に相当している。 K^+ 中間子のイベントは全体の割合に比べると小さいため、この図では見えない。そのため AC のカット条件を決めたときに、実際にどの程度背景事象が削減され、同時に K^+ 中間子もどれだけ除かれるかは、次節の Coincidence Time から評価する必要がある。第 4 章で AC カットを課したときの K^+ 中間子の残存率を評価するが、これ以降の解析で AC のカット条件を課す場合は、

$$(\text{AC1} < 3.75 \text{ [p.e.]}) \otimes (3.00 < \text{AC2} < 10.0 \text{ [p.e.]}) \quad (3.6)$$

を用いる。

3.4 粒子の飛行時間を用いた粒子識別

3.4.1 Coincidence Time

ここでは粒子の飛行時間から K^+ 中間子を識別する方法を紹介する．飛行時間が分かればその粒子の速さが分かる．また我々は磁気スペクトロメータを用いて運動量が測定できているため，速度・運動量の情報から粒子の質量によって粒子識別ができる．そのためにまず Coincidence Time の概念を紹介する．

HRS-L, HRS-R でそれぞれのシンチレーション検出器 S0, S2 は図 3.10 のような配置で設置されており，それぞれの位置における通過時刻を取得できる．それを元に，それぞれを通過した粒子に対して，標的位置で反応した時刻，

$$\begin{aligned} t(\text{Target}) &:= t(\text{S2}) - \frac{\text{Path Length}}{\beta c} \\ &= t(\text{S2}) - \frac{\sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} \times \text{Path Length}}{pc^2} \end{aligned} \quad (3.7)$$

を計算できる．式 (3.7) で Path Length とは S2→S0 および S0→Target までの総飛行距離（～ 25 [m]）である．こうして各スペクトロメータで捕らえた粒子の標的位置での生成時刻の差 $t_{\text{Coin.}}$ ，

$$t_{\text{Coin.}} := t_{\text{HRS-L}}(\text{Target}) - t_{\text{HRS-R}}(\text{Target}) \quad (3.8)$$

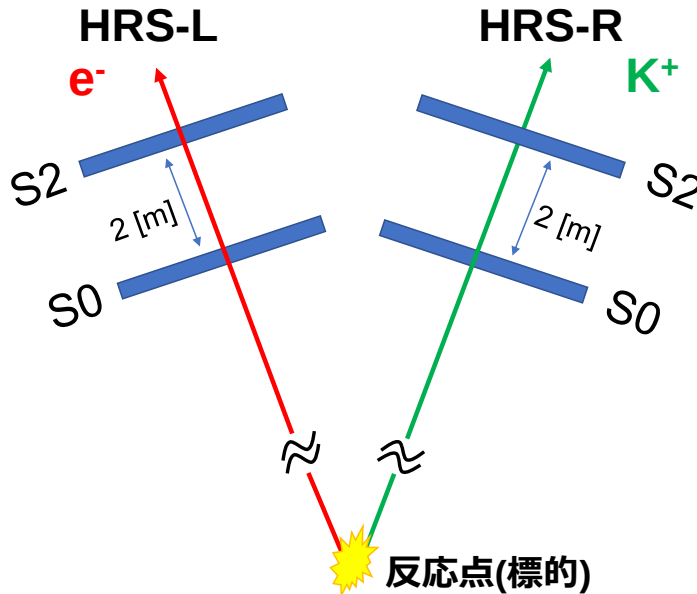


図 3.10 HRS-L, HRS-R でそれぞれのシンチレーション検出器 S0, S2 の位置関係

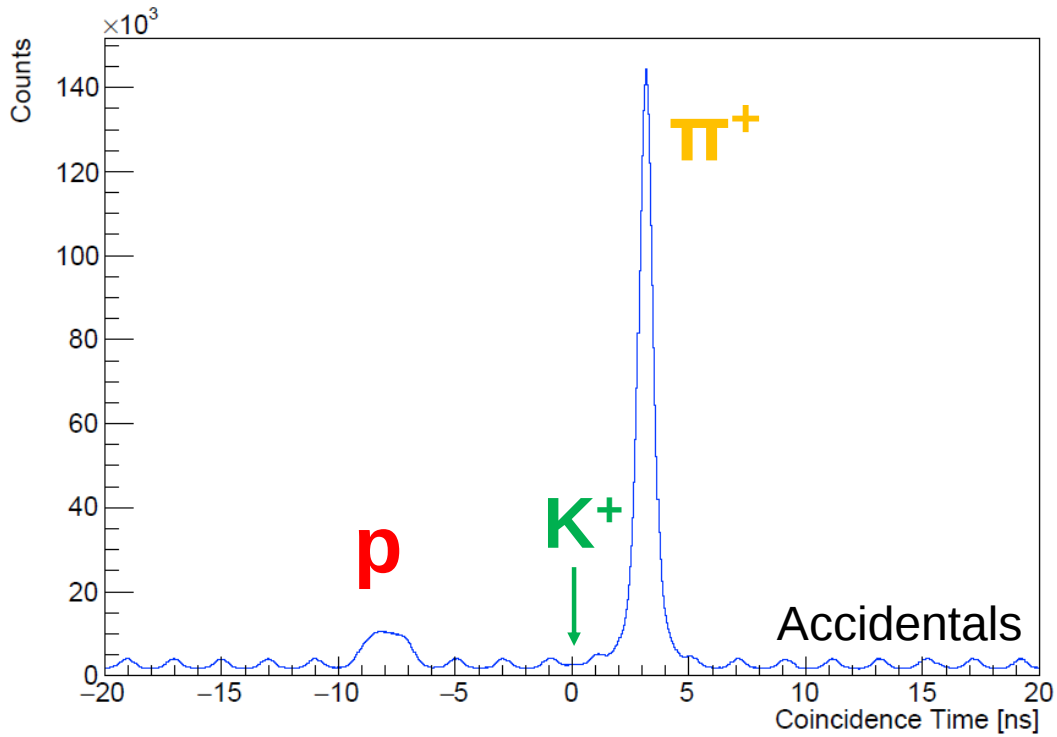


図 3.11 式 (3.8) から求めた Coincidence Time. AC によるイベント選別は行っていないため、この段階では K^+ 中間子は背景事象に埋もれている。

が Coincidence Time である。これが基本的な Coincidence Time であるが、本解析では、 $t_{\text{HRS-L}}(\text{S2})$ の代わりにデータ収集トリガーの時刻を採用した (付録 A)。

Coincidence Time を計算する段階ではまだ粒子識別ができていないため、質量が分からない。そのため式 (3.7) での質量 m は、HRS-L で計算するときには電子質量、HRS-R で計算するときは K^+ 中間子の質量を仮定する。すると Coincidence Time は、正しく $(e, e'K^+)$ 反応によって同時刻に生成された電子と K^+ 中間子であれば 0 になるはずである。一方で他の $(e, e'\pi^+)$ 反応や $(e, e'p)$ 反応であれば 0 からずれる。 $(e, e'\pi^+)$ では π^+ 中間子の質量を用いて Coincidence Time を計算すれば同様に 0 になるはずであるが、今は K^+ 中間子の質量を仮定して計算しているため、図 3.11 で右側にずれる。逆に $(e, e'p)$ の場合は陽子が K^+ 中間子より重いので左側にずれる。図 3.11 では AC によるイベント選別を行っていないため K^+ 中間子は埋もれてしまっていて見えていないが、+3 [ns] あたりにあるのが π^+ 中間子で、-8 [ns] あたりにあるのが陽子である。

3.4.2 Accidental Coincidence (Accidentals)

π^+, K^+, p のピーク以外に見えているイベントは背景事象であり、同一反応で生成された散乱電子と正電荷ハドロンのペアではない。このようなイベントを Accidental

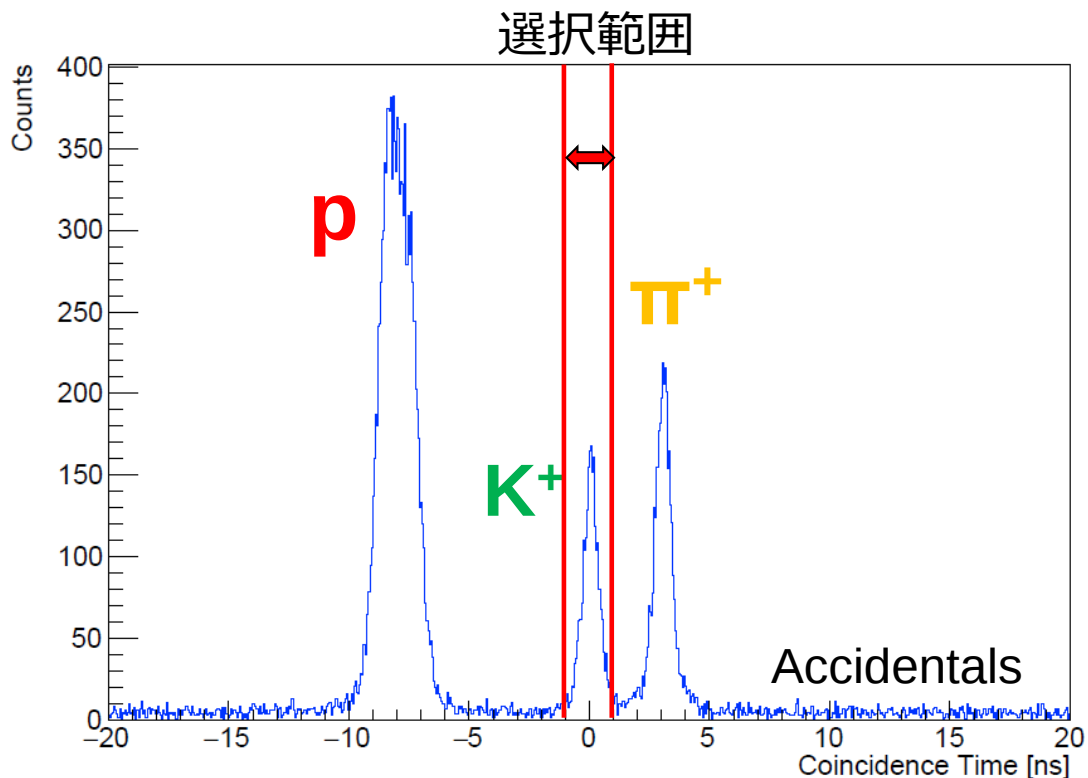


図 3.12 Z-vertex, AC カットを施した後の Coincidence Time

Coincidence(または Accidentals) と呼ぶ。図 3.11 で全体に約 2 [ns] 周期の構造が見えていたが、これは CEBAF の RF 周期に対応するものである。CEBAF は連続電子線を供給するが、実際には約 500 [MHz] で変動する電場に電子を乗せて、バンチ構造を保ったまま加速し Hall A まで輸送する。背景事象の起こる確率は、輸送される電子ビームのレートに対応しているため電子ビームのバンチ構造がそのまま反映される。

3.4.3 Coincidence Time を用いた K^+ 中間子の同定

これまでも述べてきた通り、ハイペロン生成 (K^+ 中間子生成) イベントに比べて背景事象である π^+, p が生成されるレートの方が大きいことが図 3.11 から分かる。この問題は既に述べたように AC を用いることで改善できる。他にも重要な Z-vertex カットによって水素ガス標的と反応したイベントを選び出して、同様に Coincidence Time を計算したものを図 3.12 に示した。

図 3.12 では π^+, K^+, p が綺麗に分かれていることが分かりやすい。最終的にこの Coincidence Time の情報を用いて K^+ 中間子の同定ができる。図 3.12 に示したように 0 [ns] を中心として 1 バンチ分の幅で選んだ。

$$|\text{Coin. Time}| < 1 \text{ [ns]} \quad (3.9)$$

3.5 イベント選択方法のまとめ

$p(e, e' K^+) \Lambda / \Sigma^0$ 反応を同定するために重要なカットは Z -vertex カット, AC カット, Coincidence Time カットであり, それらを前節までに述べた. しかし, その他にもいくつかの最低限のカット条件が存在する.

スペクトロメータ後方の粒子通過位置は, 各 HRS に設置されている検出器群によって測定され, Focal Plane (FP) 上での座標で表現できる. このとき, 磁気スペクトロメータの分散方向 X に関して, X と $\theta := \arctan(X/Z)$ (ただし Z は粒子の進行方向で X とは垂直) であるから比例関係があるはずである (図 3.13, 図 3.14). この関係から外れるイベントは, 取り除いて解析を行った.

また, VDC を用いたトラッキングでは, 複数のワイヤーにヒットがあった場合に, χ^2 を定義してそれを最小化するような数学的处理によってもっともらしいトラッキングを得る. この χ^2 が極端に大きい場合も, 取り除く χ^2 カットも行っている. 図 3.15 に HRS を用いたトラッキングにおける χ^2 の分布を示した. しかし, 実際に調べてみると, χ^2 分布のカット条件を厳しく設定し, うまく飛跡を再構成できたものを抽出しても Coincidence Time や, 次で紹介する Missing Mass の分布に大きな変化が見られなかった. そのため本研究では,

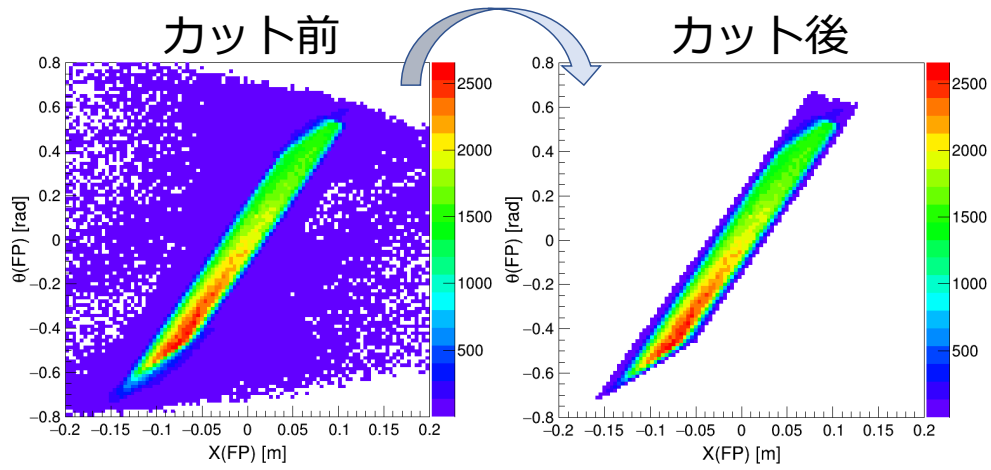
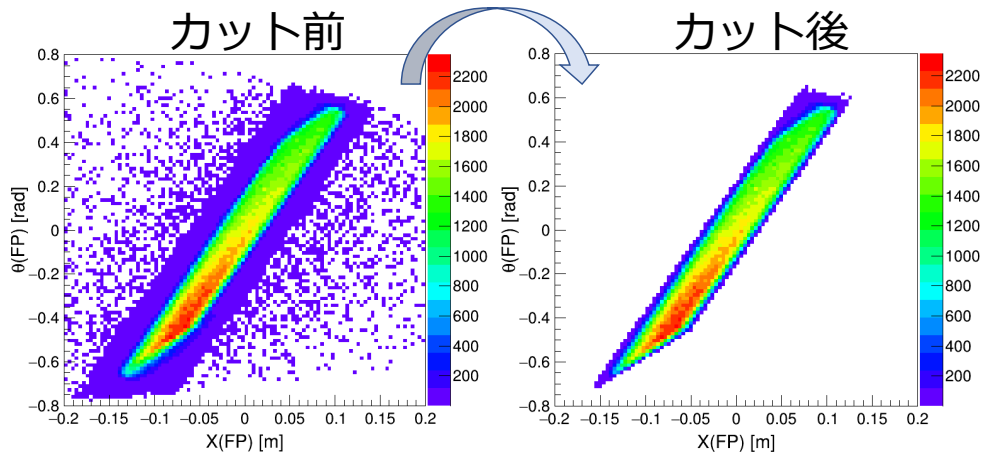
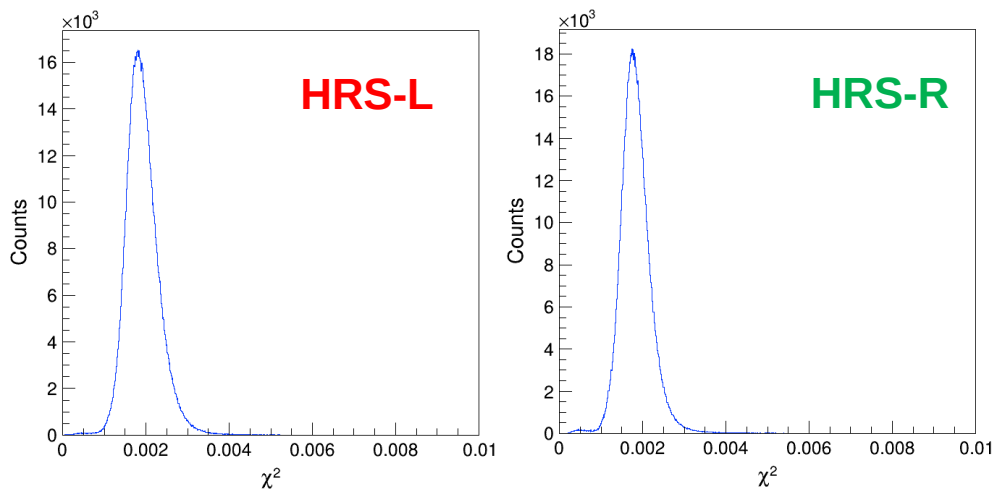
$$\chi_{L,R}^2 < 0.01 \quad (3.10)$$

と決めて解析を行った.

最後に背景事象の少ない Missing Mass スペクトルを得るときのカット条件をまとめて示す. 式 (3.3), (3.6), (3.9), (3.10) より,

$$\begin{aligned} & (\text{FP}_{L,R}(X, \theta)) \otimes (\chi_{L,R}^2 < 0.01) \otimes (\text{AC1} < 3.75 \text{ [p.e.]}) \otimes (3.00 < \text{AC2} < 10.0 \text{ [p.e.]}) \\ & \otimes (|Z_{\text{Ave}}| < 10 \text{ [cm]}) \otimes (|Z_{\text{Diff}}| < 2.5 \text{ [cm]}) \otimes (|\text{Coin. Time}| < 1 \text{ [ns]}) \end{aligned} \quad (3.11)$$

$p(e, e' K^+) \Lambda / \Sigma^0$ 反応の微分断面積を求めるには, これらのカットによって, Λ および Σ^0 が除去される確率を知っておく必要がある. これに関しては次の第 4 章で詳しく述べる.

図 3.13 HRS-L の Focal Plane における X と θ の相関図 3.14 HRS-R の Focal Plane における X と θ の相関図 3.15 HRS-L, HRS-R それぞれにおける飛跡再構成後のトラッキング χ^2

3.6 Missing Mass 法

終状態の粒子 1 つのエネルギー・運動量が missing(測定されていない)であっても、他の測定量と 4 元運動量保存則を用いて求めることができる。これを用いて、終状態の測定していない粒子が持っている質量を算出する手法が Missing Mass 法^{*1}である。これは例えば、よく質量の分かっている標的 p にエネルギー、運動量の分かっているビーム γ^* を当てて、出てきた片方の粒子 K^+ の運動量・角度を測定してもう一方の直接測定していない粒子 Λ/Σ^0 のエネルギー・スペクトルを見ろという実験で用いられる。本実験での $p(e, e' K^+) \Lambda/\Sigma^0$ または $p(\gamma^*, K^+) \Lambda/\Sigma^0$ 反応もまさにそれである。

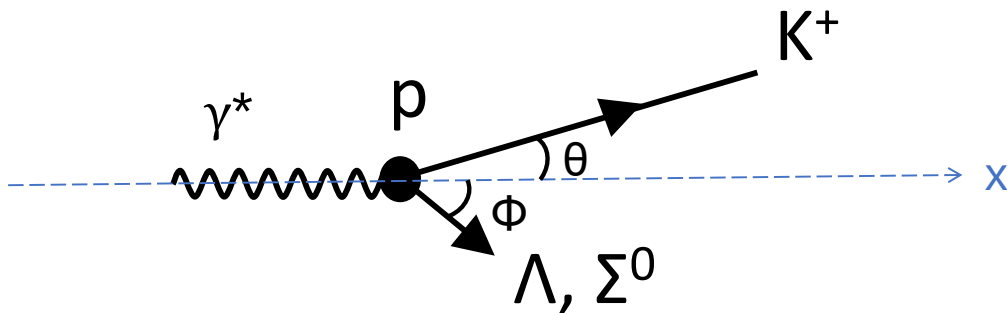


図 3.16 $\gamma^* + p \rightarrow K^+ + Y, (Y := \{\Lambda, \Sigma^0\})$ 反応

以下の反応,

$$\gamma^* + p \rightarrow K^+ + Y \quad (Y := \{\Lambda, \Sigma^0\}) \quad (3.12)$$

に対して 4 元運動量保存則は,

$$\begin{pmatrix} E_e - E_{e'} \\ \mathbf{P}_e - \mathbf{P}_{e'} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} M \\ \mathbf{0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_K \\ \mathbf{P}_K \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_Y \\ \mathbf{P}_Y \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

と書ける。ただし、 $E_A, \mathbf{P}_A$ はそれぞれ粒子 A のエネルギーと運動量ベクトルである。また M は標的の質量である。よって,

$$\begin{aligned} M_Y &= \sqrt{E_Y^2 - P_Y^2} \\ &= \sqrt{\{(E_e - E_{e'}) + M - E_K\}^2 - \{(\mathbf{P}_e - \mathbf{P}_{e'}) - \mathbf{P}_K\}^2} \end{aligned} \quad (3.14)$$

が得られる。

^{*1} 欠損質量法ともいう。

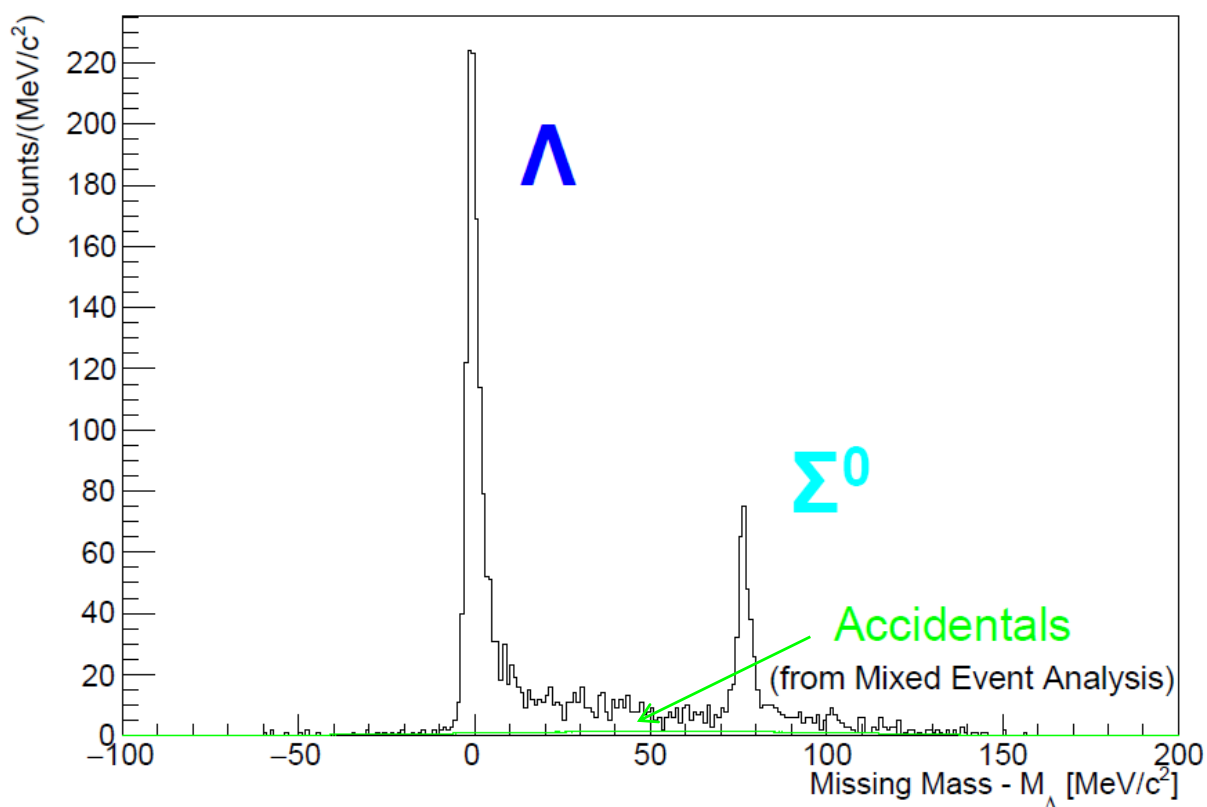


図 3.17 $p(e, e'K^+)X$ 反応で求めた Missing Mass の分布. Accidentals は次節で説明する Mixed Event Analysis で見積もった.

すなわち、散乱電子の運動量 $\mathbf{P}_{e'}$ と K^+ 中間子の運動量 $\mathbf{P}_K$ を精密に測定できれば M_Y 求められる。もちろんこのとき運動量を測定した粒子が本当に e' と K^+ であったときのみ成り立つ議論なので、これまでに述べた粒子識別が重要である。

こうして求めた M_Y の分布が図 3.17 である。すでに述べた Z-vertex カット, AC カット, Coincidence Time カットによって $p(e, e'K^+)X$ 反応を選んでいるため、生成されたハイペロンである Λ, Σ^0 の質量に対応するところにピークが現れている。この図では Λ の質量, $1.115683 [\text{GeV}/c^2]$ が 0 になるように原点を取り直した。また図中に示されている Accidentals は Coincidence Time のときに説明した Accidentals に由来する背景事象であるが、これは次節で説明する Mixed Event Analysis によって Missing Mass 分布に現れる形を見積もることができる。

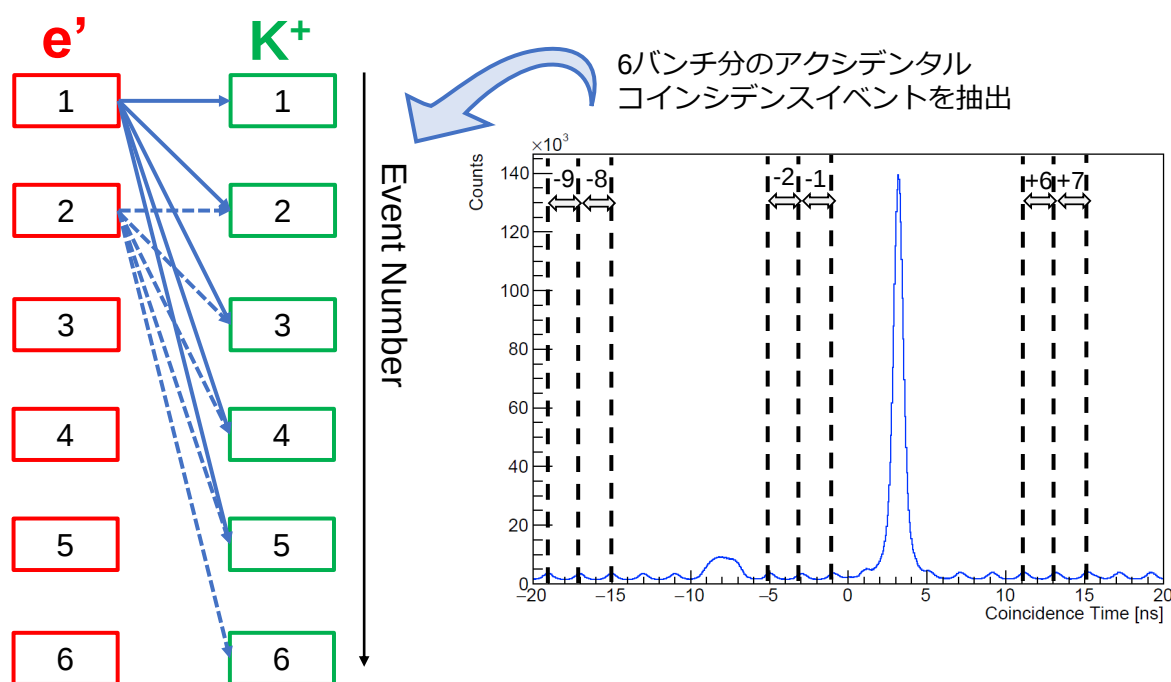


図 3.18 Coincidence Time のヒストグラムから，図中に示した 6 バッチ分の Accidentals を抽出して，それらをランダムに混ぜることでさらに Accidentals を増やすことができる．

3.7 Mixed Event Analysis を用いた背景事象の見積もり

3.7.1 Mixed Event Analysis の概念

Mixed Event Analysis の概念を端的に表した図を図 3.18 に示した．例えば，まず Coincidence Time のヒストグラムから，図中に示した 6 バッチ分の Accidentals を抽出する．それらのイベントのみを用いて，同様に Missing Mass を計算すると，Accidentals が作るスペクトルの形状を知ることができる．ここで，その抽出したイベントをランダムに混ぜることでさらに，異なる組み合わせの Accidentals を，オフライン解析で新たに作ることができる．この手法が Mixed Event Analysis であり，これによって Accidentals に関しては，イベント数を組み合わせの数だけ増やすことが可能になり，統計誤差を小さくすることができる．

実際の Mixed Event Analysis では図 3.18 に示したように，まずそのままの Accidentals のペア，次にイベント番号を 1 つずらしたものの，2 つずらしたものの，3 つずらしたものの... のようにして行うのが最も簡単である．

3.7.2 Mixed Event Analysis を用いた解析

実際には Z-vertex カットや, AC カットやを施した図 3.19 の Coincidence Time に示した Accidentals の領域からイベントを抽出した. これらを 1000 回分, 組み合わせを変えたイベントのペアを作成し, もともとの 6 バンチ分のイベント (図 3.20) が 1000 倍になるため, $6 \times 1000 = 6000$ バンチ分の Accidentals (図 3.21) が得られたことになる. この際, 元々の Accidentals から抽出したイベント数は 1024 であったため, Mixed Event Analysis の過程で 1000 回イベント番号をずらしても, イベントのペアが重複することはなかった. こうして元々の統計量を大幅に増やして, Accidentals による背景事象の Missing Mass スペクトルの形を得ることができた.

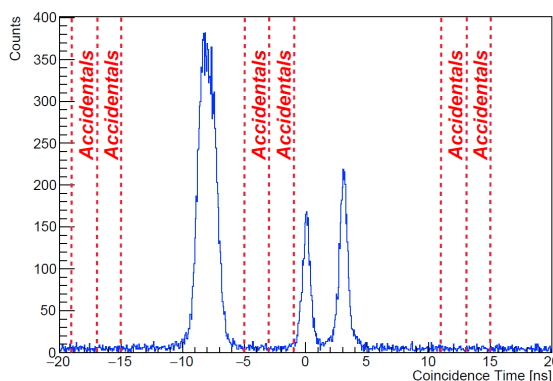


図 3.19 Coincidence Time から抽出した Accidentals

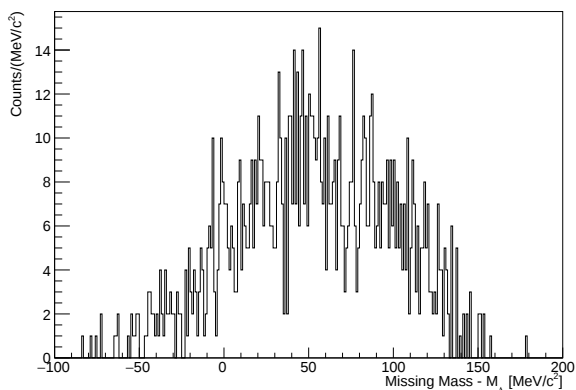


図 3.20 Mixed Event Analysis を行う前の Accidentals の Missing Mass

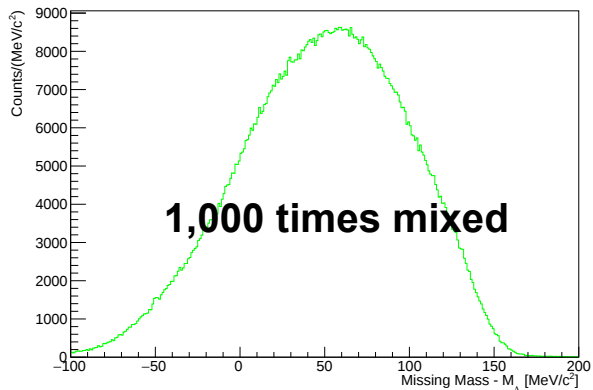


図 3.21 Mixed Event Analysis を行った後の Accidentals の Missing Mass. 統計量は元々の 1000 倍.

また、この方法によればスケールの合わせ方は一意的に決まる。 K^+ 中間子は 1 バンチ分を選択しているため、Mixed Event Analysis で得られた Missing Mass スペクトルを 1/6000 倍にスケールして重ねればよい。それを示したの先の図 3.17 である。図 3.17 ではエラーバーも示してあるが、先に述べたとおり統計量が十分多いためほとんど無視できる程度である。

こうして Accidentals からくる背景事象は形状が正確に予測できるため差し引くことが可能である。図 3.17 から Accidentals を引き算したものが図 3.22 である。

Mixed Event Analysis の際に、今回は図 3.19 のようにイベントを抽出したが、この選び方は任意である。ただし、どこを選んで同様に Mixed Event Analysis を行っても、最終的な Missing Mass スペクトルは大きく変化しないことを確認した。その詳細は付録 B にまとめた。

図 3.17 や図 3.22 では、 Λ, Σ^0 のピーク以外の部分にも、まだイベントが残っていることが分かる。これらのイベントが $p(e, e' K^+) \Lambda / \Sigma^0$ 反応によるものか、それとも他の背景事象によるものかが分からなければ、 $p(e, e' K^+) \Lambda / \Sigma^0$ 反応の微分断面積を求めることができない。

考えられる背景事象としては、Z-vertex でガス領域を選んだときにアルミ標的セルでできたイベントの混入と、もう 1 つは Coincidence Time から K^+ 中間子を選んだときの π^+ 中間子生成イベントの混入が挙げられる。実はこれらの背景事象の数を見積もっても、まだ有限のイベントが残ることが分かるが、これらに関しては次の章で詳しく述べる。

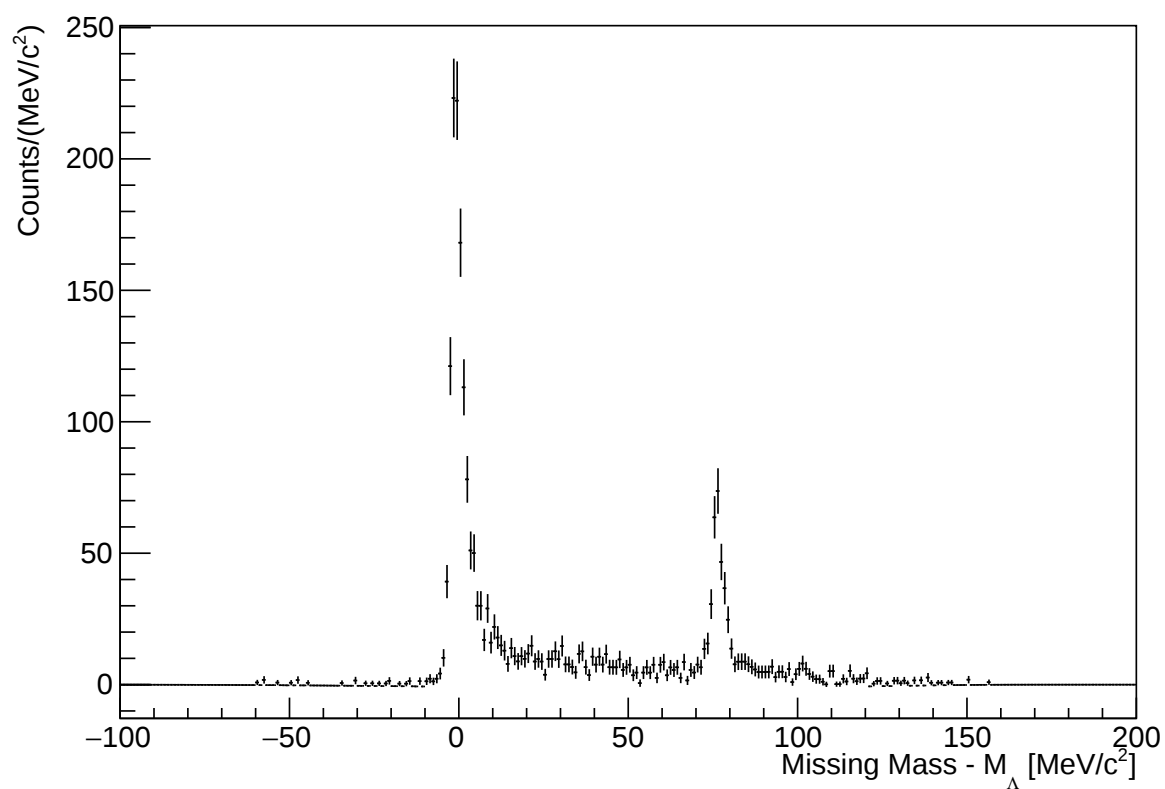


図 3.22 Mixed Event Analysis で見積もった Accidentals を差し引いた Missing Mass

第 4 章

微分断面積の導出に向けた解析

前章の最後に得られた Missing Mass スペクトルには, $p(e, e' K^+) \Lambda / \Sigma^0$ 反応に対応する 2 つのピーク以外にもイベントが残っていることを見た. ここでは, まだ考えていなかった背景事象の混入の可能性を検証する.

具体的には,

- K^+ 中間子識別時の π^+ 中間子の混入 (第 4.2 節)
- アルミ 標的セルで反応したイベントの混入 (第 4.3 節)

である.

また, 前章ではイベントを選別する際に様々なカット条件を課したが, 微分断面積を導出するには, 各カット条件で真の $p(e, e' K^+) \Lambda / \Sigma^0$ 反応が取り除かれずに生き残る割合 (残存率) を考慮する必要がある (第 4.4 節以降).

本章では, 以上の 2 つを踏まえて, 微分断面積の導出に欠かせない諸量を見積もっていく.

4.1 微分断面積の導出方法

第 3 章で, 背景事象をほとんど含まない Missing Mass スペクトルを得た (図 3.22). そこでハイペロン Λ, Σ^0 に対応するピークが見えた. ここからはこの検出されたハイペロンの数を数え, 検出効率や様々なカット条件における残存率を考慮することで微分断面積を導出するための準備をする (図 4.1).

本実験で K^+ 中間子に対して HRS-R で見込む立体角 $\Delta\Omega_{K^+}$ での平均微分断面積は以下

のように書ける.

$$\overline{\left(\frac{d\sigma_{\gamma^*p \rightarrow K^+\Lambda(\Sigma^0)}}{d\Omega_{K^+}}\right)}_{\text{HRS-R}} = \frac{1}{N_{\text{Target}}} \cdot \frac{1}{N_{\gamma^*}} \cdot \sum_{i=1}^{N_{\Lambda(\Sigma^0)}} \frac{1}{\varepsilon_i \cdot \varepsilon_i^{\text{DAQ}} \cdot \Delta\Omega_{\text{HRS-R},i}} \quad (4.1)$$

$$\simeq \frac{1}{N_{\text{Target}}} \cdot \frac{1}{N_{\gamma^*}} \cdot \frac{1}{\bar{\varepsilon}} \cdot \sum_{i=1}^{N_{\Lambda(\Sigma^0)}} \frac{1}{\varepsilon_i^{\text{DAQ}} \cdot \Delta\Omega_{\text{HRS-R}}(p_K, z)} \quad (4.2)$$

式(4.1)で*i*番目のハイペロン生成イベントに対する検出効率・残存率 ε_i を求める代わりに, 実際取得したデータから求めた平均値 $\bar{\varepsilon}$ を用いることによって式(4.2)のように書き換えることができる.

ここで,

$N_{\Lambda(\Sigma^0)}$: 検出された $\Lambda(\Sigma^0)$ の数

N_{Target} : 面積あたりの標的の数 [b^{-1}]

N_{γ^*} : 反応に寄与した仮想光子数

$\bar{\varepsilon}$: *i*番目のイベントの検出効率および残存率

ε^{DAQ} : *i*番目のイベントのデータ収集時におけるデータ収集効率

$\Delta\Omega_{\text{HRS-R},i}$: *i*番目のイベントに対して HRS-R で見込む立体角 [sr]

である. ここで挙げた6つの量を求めれば微分断面積が求まる.

解析のフローチャート

水素標的のデータ



- ・水素ガス領域の選択 (Z-vertex)
- ・K中間子識別 (Aerogel Cherenkov, Coincidence Time)

第3章

Λ/Σ^0 Missing Mass スペクトル



- ・検出効率, 残存率
- ・立体角の評価

第4章
第5章

$p(\gamma^*, K^+)\Lambda/\Sigma^0$ 反応の微分断面積

図 4.1 本研究における解析のフローチャート

ε^{DAQ} に関しては、あえて他の検出効率とは分離して扱っているが、これはデータ収集時に区切った期間ごとに求められるため、平均化せずにそのまま用いることができる。

また、式 (4.2) の和の部分は、ハイペロン電磁生成イベントごとに $1 / \left(\varepsilon_i^{\text{DAQ}} \cdot \Delta \Omega_{\text{HRS-R}}(p_K, z) \right)$ の重みをかけた Missing Mass のヒストグラムを作成することによって考慮する。

その他の注意点として、 ε は Λ と Σ^0 に対してそれぞれ求めるものであり、次章で述べる通り N_{γ^*} もそれぞれの生成反応ごとに求める。

4.2 π 中間子背景事象の混入

第 3 章の最後に述べたように，まだ考えていなかった背景事象として，Coincidence Time で K^+ 中間子を選別する際に π^+ 中間子が混入する場合が挙げられる．この場合は $p(e, e' \pi^+)X$ 反応が Missing Mass スペクトル上に存在することになるため，この混入率を見積もることは $p(e, e' K^+)\Lambda/\Sigma^0$ 反応の微分断面積を求める上で重要である．

4.2.1 解析手順

K^+ 中間子を選別するために，エアロジェルチェレンコフ検出器 (AC) を用いてイベントを選択することで π^+ 中間子，陽子は極力除去しているが，それでも混入してしまう π^+ 中間子の量を見積もることがここでの目的である． π^+ 中間子の量は，Coincidence Time から見積もる．しかし，実際のデータをよく再現する関数を決定するのは容易ではない．特に K^+ 中間子の場合，AC カットを用いても圧倒的にレートの高い π^+ 中間子や陽子が残ってしまうため，それらの関数を先に決定しなければならない．そこで，以下のような手順で評価した．

1. AC を用いて π^+ 中間子を積極的に選び出し，Coincidence Time 上の π^+ 中間子分布を Voigt 関数を用いたフィッティングによって見積もる．
2. AC を用いて陽子を積極的に選び出し，Coincidence Time 上の陽子分布をフィッティングによって見積もる．(このとき，Voigt 関数と Double Gauss 関数の 2 種類を採用した)
3. これまでのプロセスで決定した π^+ 中間子，陽子の関数をそれぞれ 2 [ns] 周期で重ね合わせることで Accidentals の関数を作る．そのスケール倍のみを実際のデータを用いたフィッティングによって見積もる．
4. ここまでで Coincidence Time 上で K^+ 中間子分布以外の関数はすべて見積もられているため，最後に全体のフィッティングがうまくいくように K^+ 中間子の関数も決定する．

Voigt 関数は，Gauss 関数と Lorentz 関数の畳み込み関数であり，規格化定数 N とする

と以下のように表せる.

$$f_{\text{Voigt}}(x - a; N, \sigma, \gamma) := N \int_{-\infty}^{\infty} G(t; \sigma) L(x - a - t; \gamma) dt \quad (4.3)$$

$$G(x; \sigma) := \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right)$$

$$L(x; \gamma) := \frac{1}{\pi} \frac{\gamma/2}{x^2 + \gamma^2/4}$$

また, Double Gauss 関数は 2 つの Gauss 関数を足し合わせたものである.

Voigt 関数を用いて π^+ 中間子, 陽子の分布を見積もり, 以下のように周期 $T = 2$ [ns] で重ねることで Accidentals の関数を作成した.

$$f_{\text{Acc.}} := \sum_{k \in \mathbb{Z}} f_{\text{Voigt}}(x - a + kT; N, \sigma, \gamma) \quad (4.4)$$

4.2.2 フィッティング結果

Double Gauss 関数を用いたときのフィッティング結果を図 4.2 に示した. この方法では, π^+ 中間子と陽子の関数の幅を決定するパラメータは, 前節で述べた通り, AC で選択したときの結果を採用する (この方法を fixed と呼ぶ). その他に, π^+ 中間子の混入率が最大どの程度変化し得るかを評価するために, 裾の幅 (Lorentz 関数の幅 γ) をフリーパラメータとし, 最終フィッティングをしないことによって評価を行った (この方法を free と呼ぶ).

(Voigt 関数または Double Gauss 関数) と (fixed または free) の組み合わせで評価した結果を図 4.3 と表 4.1 にまとめた.

表 4.1 は, π^+ 中間子の混入率を, 2 通りの評価法で求めた結果を示している.

表 4.1 π^+ 中間子混入率評価のまとめ

陽子の関数系と幅の固定の有無	混入率 (評価法 1)	混入率 (評価法 2)	χ^2/ndf
Voigt 関数, fixed	$2.22^{+0.35}_{-0.31}$ [%]	$2.27^{+0.36}_{-0.31}$ [%]	905/705
Voigt 関数, free	$2.03^{+0.33}_{-0.29}$ [%]	$2.10^{+0.35}_{-0.30}$ [%]	1102/703
Double Gauss 関数, fixed	$2.22^{+0.35}_{-0.30}$ [%]	$2.27^{+0.36}_{-0.31}$ [%]	855/705
Double Gauss 関数, free	$1.73^{+0.32}_{-0.27}$ [%]	$1.77^{+0.32}_{-0.28}$ [%]	832/701

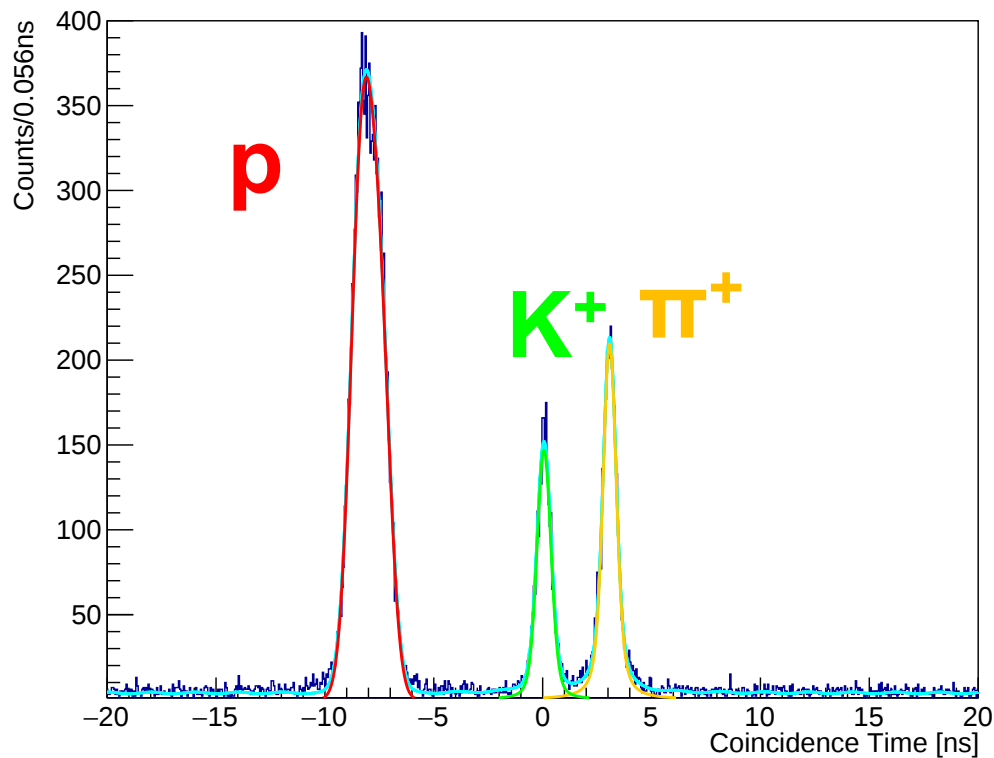


図 4.2 Coincidence Time ヒストグラムのフィッティング結果. 陽子の関数系として Double Gauss 関数を採用した場合

▶評価法 1

まず評価法 1 では、分母をヒストグラムの数から見積もる方法で混入率を算出した。ただし、 π^+ 中間子の数はフィッティングで得られた関数の積分で求めた。

$$(\text{混入率}) [\%] = \frac{(\pi^+ \text{中間子の数})}{(K^+ \text{中間子領域の全イベント数}) - (\text{Accidentals の数})} \times 100 \quad (4.5)$$

▶評価法 2

評価法 2 では、すべてフィッティングで得られた π^+ 中間子、 K^+ 中間子の関数を積分して求めた値を用いて以下の式で算出した。

$$(\text{混入率}) [\%] = \frac{(\pi^+ \text{中間子の数})}{(K^+ \text{中間子の数}) + (\pi^+ \text{中間子の数})} \times 100 \quad (4.6)$$

以上の結果から、フィッティングで各自由度に対して χ^2 を比較して、最もうまく再現できた「Double Gaussian, free」のもので、フィッティング関数から算出した評価法 2 のもの

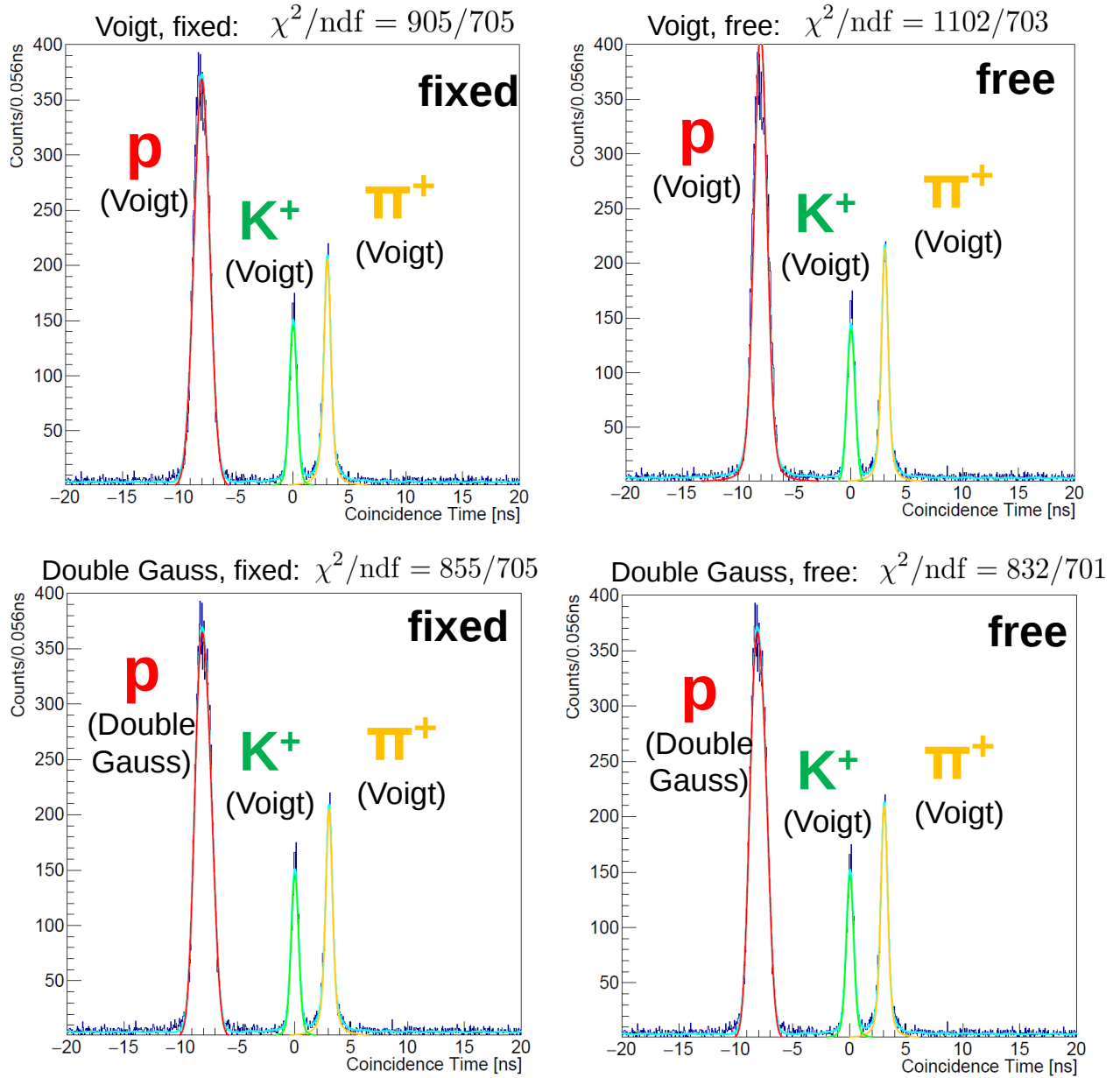


図 4.3 (Voigt 関数または Double Gauss 関数) と (fixed または free) の組み合わせを用いた Coincidence Time ヒストグラムのフィッティング結果. どの結果も分布を再現しており大差がない.

を最終結果として採用した. また他の関数系を用いた結果や, 異なる評価法による結果によるばらつきを系統誤差として評価した. すなわち,

$$(\pi^+ \text{混入率}) = 1.77^{+0.32}_{-0.28}(\text{Stat.})^{+0.40}_{-0.04}(\text{Syst.})[\%] \quad (4.7)$$

4.2.3 Coincidence Time カットにおける残存率の評価

また、以上のフィッティング結果を用いると、Coincidence Time のカットで K^+ 中間子の選別するときの残存率を評価することができる。 $|\text{Coin. Time}| < X$ で K^+ 領域を選択したときの残存率を図 4.4 に示した。このときは、例として図 4.2 のように、陽子の関数に Double Gauss 関数を用いたときの結果で評価した。すでに述べてきたように、本研究で用いたカット条件は $X = 1$ [ns] に対応し、このときの残存率は約 95 [%] で大部分の K^+ を選んでいることが分かる。しかし、本実験では Missing Mass スペクトルにおいて Λ, Σ^0 が綺麗に見えていることから、Coincidence Time のカットによる残存率を、そのカットの有無で実際にどれだけ Λ, Σ^0 の数が変化するかによっても評価することができる。この方法で得られた結果については後述する。

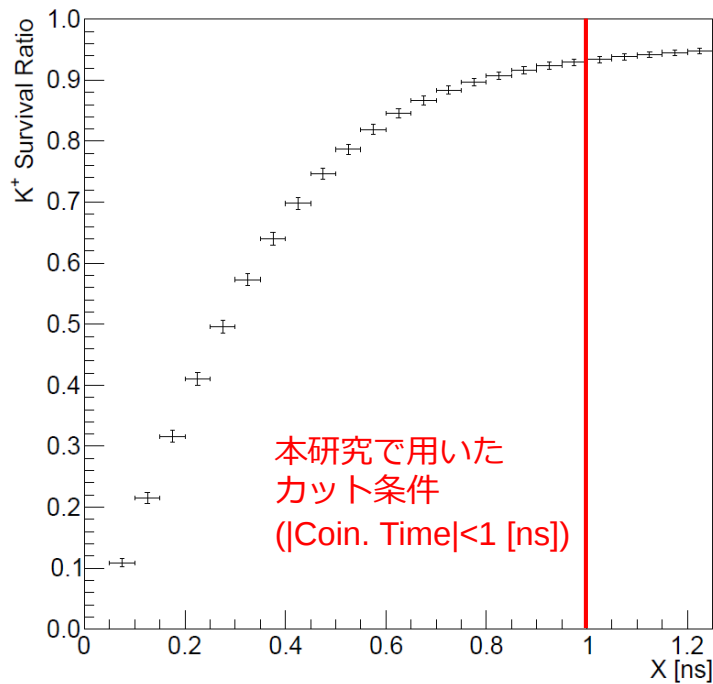


図 4.4 図 4.2 のフィッティング結果を用いて算出した K^+ 中間子の残存率

4.3 アルミ標的セルで生成された背景事象の混入

本実験では 25 [cm] 厚のガス標的をアルミニウムでできた標的セルに密封して用いた。標的セルの厚さ自体は最大でも 500 [μm] 程度でありガス領域と比べると非常に薄い。しかし、アルミニウムはガスに比べて密度が大きく、

$$(\text{Aluminium}) \ 500 \ [\mu\text{m}] \times 2.7 \ [\text{g}/\text{cm}^3] = 135 \ [\text{mg}/\text{cm}^2] \quad (4.8)$$

であり、標的の水素ガスは表 2.3 から 70.8 [mg/cm^2] なので、それと比べて 2 倍近く大きい。つまりそれだけ標的セルで反応したイベントのレートが高い。このような標的セル由来の背景事象はすでに Z-vertex を用いたイベント選別で除去しているが、それでもなお混入する割合をここで評価する。

4.3.1 解析手順

Z-vertex は HRS-L, HRS-R の両方でそれぞれ飛跡の再構成をすることで求められる。得られた Z-vertex の平均値 $Z_{\text{Ave.}}$ を図 4.5 に示した。前節での Coincidence Time でフィッティングを行ったときと同様、ここでも図 4.5 の分布に対してデータを再現する関数を用いることによって、アルミ標的セルで生成されたイベントが選択範囲にどれだけ混入するかを見積もる。

4.3.2 フィッティング結果

図 4.5 中にはフィッティング結果も示した。紫がそのアルミ標的セルが作るピークを表しており、Double Gauss 関数を用いた。また水色の線が H_2 ガス領域を表し、2 次多項式とアルミセルで決定した Double Gauss 関数の畳み込み関数を用いた。赤線がそれらすべての関数の和である。

以上のフィッティングでは、 $\chi^2/\text{ndf} = 818/588$ であった。フィッティングで得られた関数を用いて、 $|Z| < X$ とカット条件を変えたときの混入率を図 4.6 に示した。混入率は、アルミ標的セル由来 (Al) のデータを再現した紫色の関数と、水素ガス標的由来 (H) のものを再現した水色の関数をそれぞれ積分した値を用いて、

$$(\text{混入率}) \ [\%] := \frac{(\text{Al 由来の数})}{(\text{H}_2 \text{由来の数}) + (\text{Al 由来の数})} \times 100 \quad (4.9)$$

から計算した。

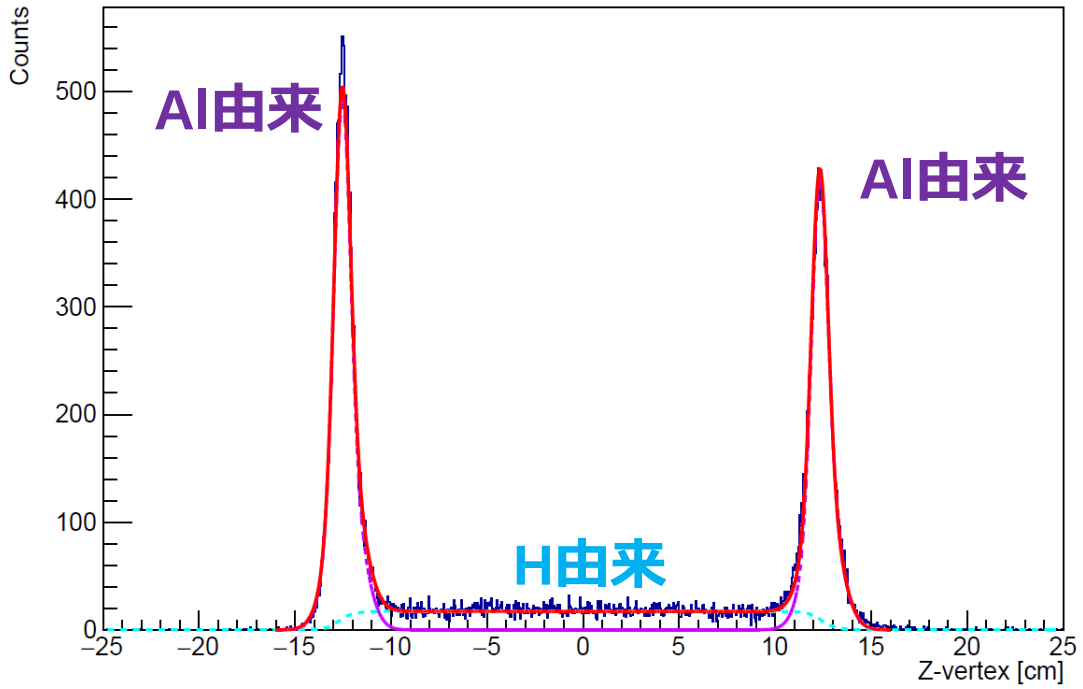


図 4.5 Z-vertex のヒストグラムのフィッティング結果．紫がそのアルミ標的セルが作るピークを表しており，Double Gauss 関数を用いた．また水色の線が水素ガス標的の領域を表し，2 次多項式とアルミセルで決定した Double Gauss 関数の畳み込み関数を用いた．赤線がそれらすべての関数の和である．

本研究における Z-vertex のカット条件 ($X = 10$ [cm]) では，アルミ標的セル由来のイベントを避けるために，本来の長さの 80 [%] しか用いていないことに相当するため，アルミ標的セルからのイベントの混入率は非常に少なく 0.30 [%] である．

また，図 4.5 を対数表示にしたものを図 4.8 に示した．これを見ると標的セルのピークのうち後方 (右側) がやや非対称でフィッティングしきれない部分と，さらにその外側でいくつか数え落としが見える．これらの量は，全体の約 0.84[%] 程度に相当し，フィッティングに含めて評価することが難しいが，最大でこれだけの量がガス領域に含まれると想定して系統誤差とした．

よって，以上の結果から，

$$(\text{Al 混入率}) = 0.30 \pm 0.05(\text{Stat.})_{-0.00}^{+0.84}(\text{Syst.})[\%] \quad (4.10)$$

と求まった．系統誤差については，最大で 0.84 [%] ということであるが，後で述べる Radiative tail の効果の評価の方が難しく，そちらの系統誤差の方が圧倒的に大きい．そのためアルミ標的セル由来のイベント混入率の不定性が，最終結果に与える影響は相対的に小さい．

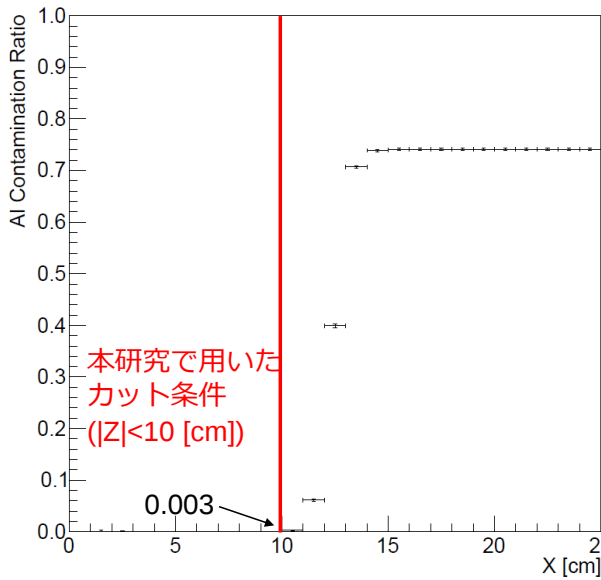


図 4.6 図 4.5 から求めた水素ガス領域 ($|Z| < X$) へのアルミ標的セル由来のイベント混入率

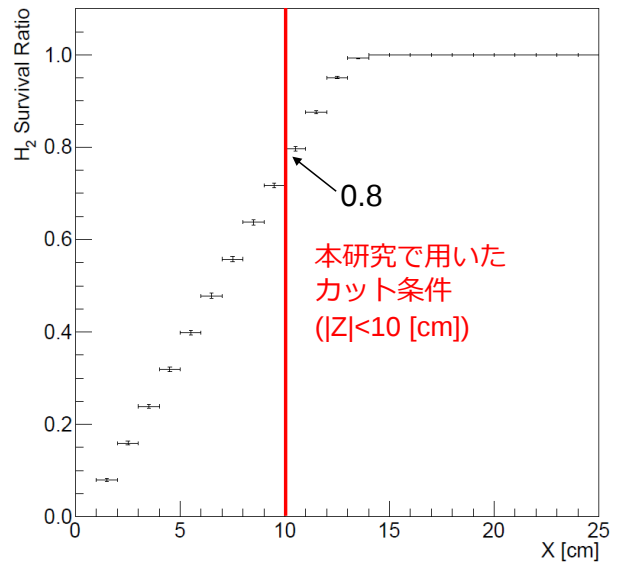


図 4.7 図 4.5 から求めた水素ガス領域の選択時 ($|Z| < X$) の残存率

4.3.3 Z-vertex カットにおける残存率の評価

また、フィッティング結果を用いると、 $|Z| < X$ の領域を選択したときの水素ガス領域で反応したイベントの割合を求めることができる。その結果を図 4.7 に示した。Z-vertex のカット条件は $|Z| < 10$ [cm] を採用しているが、そのときの残存率はやはり約 80 [%] である。これは元々の標的セルでガス領域は 25 [cm] 分あるところを、20 [cm] だけ選択しているので自然である。より詳細な残存率の評価は、Coincidence Time のときと同様に Missing Mass スペクトルから Λ, Σ^0 の数を用いて行うので後述する。

4.4 検出した Λ, Σ^0 の数

この節では $N_{\Lambda(\Sigma^0)}$ 、すなわち検出した Λ, Σ^0 の数について述べる。すでに第 3 章で Missing Mass スペクトルが得られており、 Λ, Σ^0 は綺麗に観測できている。ただし、図 3.22 などを見ると分かるように、それら 2つのメインピークの他にもイベントが残っていることが問題であった。しかし、以上の議論から、これらは背景事象であるとは考えにくい。なぜなら背景事象の要因になりうる π^+ 中間子の混入は約 2 [%] 程度しかないことが分かっており、またアルミ標的セルで反応したイベントも約 0.3 [%] 程度で無視できるからである。

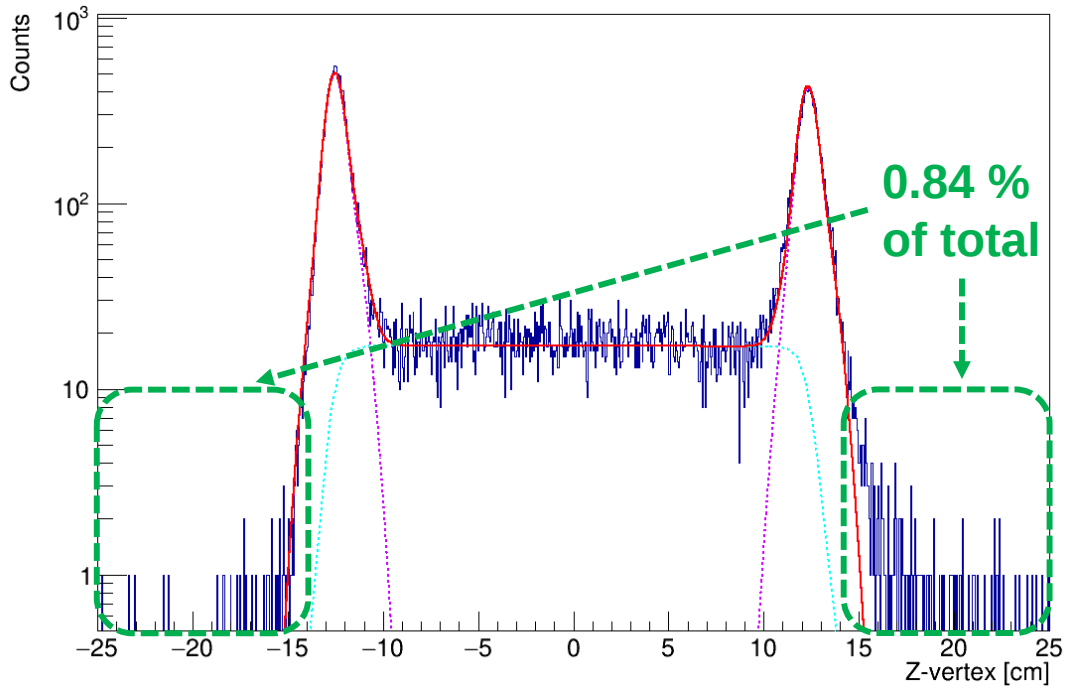


図 4.8 図 4.5 の縦軸を対数表示にしたもの．フィッティングで再現しきれていないあまりの部分 (全体の ~ 0.84 [%]) がある．これらは系統誤差として評価することとした．

4.4.1 Radiative tail

これらのピーク以外のイベントは主に Radiative tail によるものだと考えられる．これは本実験のような電子散乱実験においてはよく知られている現象であり，実際に反応点で生成された散乱電子と K^+ 中間子が検出されるまでの間にエネルギーを失うことで，Missing Mass スペクトル上でピークから裾を引くような構造を示す．このエネルギー損失は主に制動放射によって起こると考えられ，その断面積は荷電粒子の質量の 2 乗に反比例する．電子の質量の方が， K^+ 中間子の質量より約 1000 倍小さいので，エネルギー損失の影響は電子の方が大きい．

真空以外では，荷電粒子は制動放射によってエネルギーを失うが，一般に，電子散乱実験で用いられる薄い標的や，検出器までの経路上にある空気などの影響が現れることは少ない．しかし，我々は本実験で水素ガス標的をアルミニウムの標的セルに密封して用いた．そのため最大 500 [μm] 厚のアルミ標的セルを通過する際のエネルギー損失によって，Radiative tail として見えている．

この Radiative tail を構成しているのは， $p(e, e' K^+) \Lambda / \Sigma^0$ 反応が起こった時点では Λ, Σ^0 のピークに対応する運動量だったものが，実際に観測されるときには運動量が小さくなってしまったイベントである．したがって $p(e, e' K^+) \Lambda / \Sigma^0$ 反応の微分断面積を見積もる際に

は、この Radiative tail まで含めて Λ, Σ^0 が検出された数として考える必要がある。また、エネルギー損失が大きく Radiative tail がアクセプタンス外に出てしまったものも正しくカウントしなければならない。

4.4.2 実データを用いた Radiative tail の見積もり

まず Radiative tail まで含めてハイペロンの数を数えるために実データのみを用いてフィッティングを行った。その結果を図 4.9 に示した。

背景事象となる π^+ 中間子の混入と、アルミ標的セルで反応したイベントの量は上で見積もった結果を用いて、予想されるスペクトルを図中にオレンジの線で示した。 π^+ 中間子が混入したときの Missing Mass 上での $p(e, e'\pi^+)X$ 反応の形は、AC カットで π^+ 中間子を積極的に選択することで得られる。またアルミ標的セルで生成されたイベントは、Z-vertex

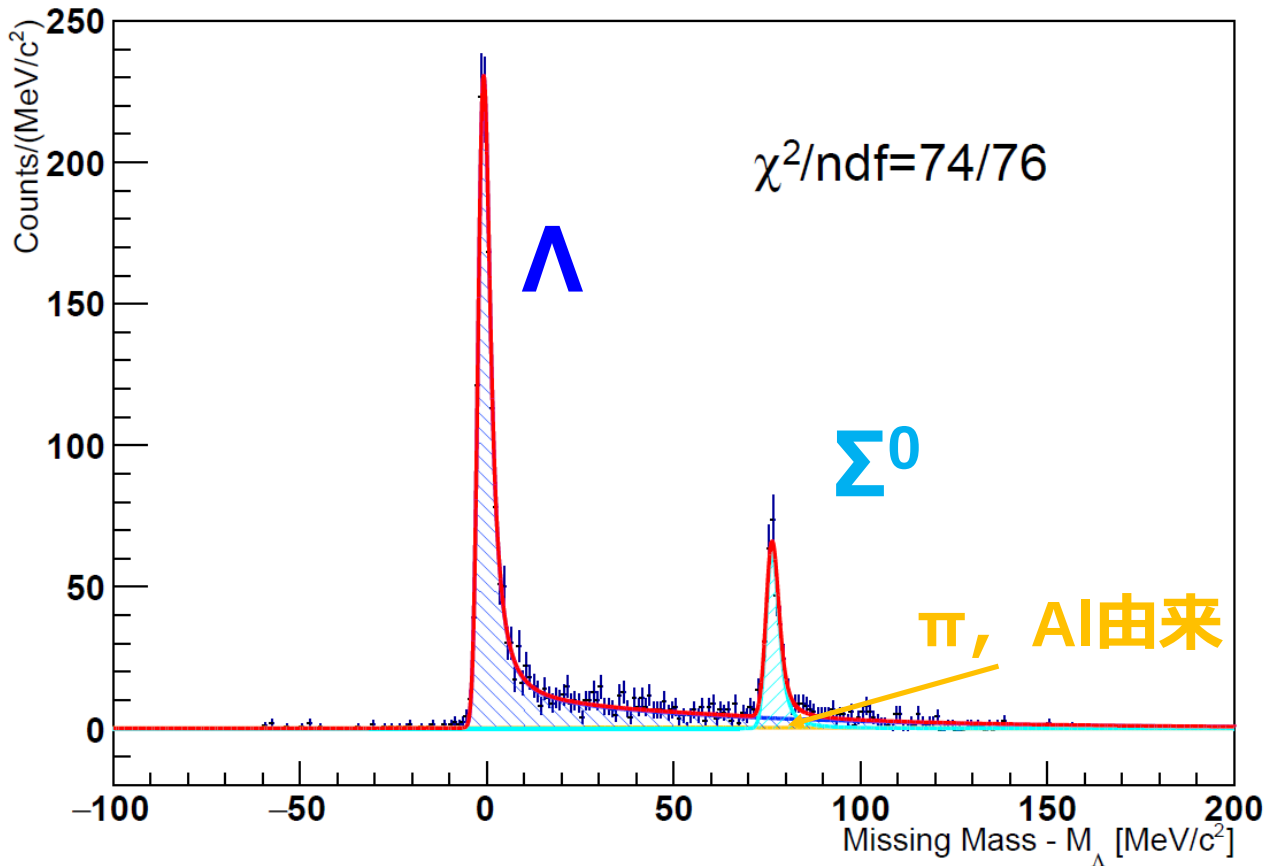


図 4.9 Radiative tail を含めた Missing Mass のフィッティング結果. $p(e, e'K^+)\Lambda/\Sigma^0$ 反応それぞれに対してピークと Radiative tail を含めた関数系でフィッティングした。オレンジ色の線が π^+ とアルミ標的セル由来の背景事象，青線が Λ の生成イベント，水色の線が Σ^0 の生成イベントである。赤線がすべての関数の和である。

カットで標的セル部分を選択することで得られる．それらの形を保ったまま，前節までの混入率評価の結果からスケールファクターを決定した．予想していた通り，これらの背景事象は非常に少なく，図 4.9 の中でもほとんど見えない程度である．

Accidentals もすでに Mixed Event Analysis によって形を推測できているため取り除いてある．つまり残りのイベントはすべて Radiative tail であると考えられる．ピークと Radiative tail を含めてフィッティングするため Λ と Σ^0 それぞれに，Landau 関数 $L(MP, \sigma_L)$ [53, 54] と指数関数 $f(x)$ の和に対して Gauss 関数 $g(x)$ で畳み込んだ以下の関数系を採用した．

$$((f + h) * g)(x) = (f * g)(x) + (h * g)(x) \quad (4.11)$$

$$f(x) := \frac{1}{\tau} \exp\left(-\frac{x}{\tau}\right), \quad x \in [0, \infty] \quad (4.12)$$

$$g(x) := \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (4.13)$$

$$h(x) := \frac{L(MP, \sigma_L)}{\sigma_L} \quad (4.14)$$

図 4.9では， Λ に対応する関数を青線で， Σ^0 に対応する関数を水色の線で示し，背景事象も含めたすべての関数の和を赤線で示した．この結果を見ると，データをうまく再現する関数を得られたことが分かる．このとき， $\chi^2/\text{ndf} = 74/76$ であった．

フィッティングで得られた Λ, Σ^0 に対応する関数を積分することで Radiative tail まで含めて検出された数を求めることができる．

$$N_\Lambda = 1857 \quad (4.15)$$

$$N_{\Sigma^0} = 311 \quad (4.16)$$

4.4.3 Radiative tail を含めて行った残存率の評価

前節で，実データで関数フィッティングを行い，Radiative tail も含めた Λ, Σ^0 の数の見積もりができるようになった．この手法を応用することで， Λ, Σ^0 の数の比からも各カット条件の残存率を直接算出することができる．この方法で，Z-vertex カット・AC カット・Coincidence Time カットの3つのカット条件の有無によって， Λ, Σ^0 の数がどれだけ変化したかを調べた．それぞれの条件における Missing Mass スペクトルと，Radiative tail を含めたフィッティングの結果を図 4.10, 4.11, 4.12, 4.13 に示した．

ただし，カット条件を変えたときの背景事象 (オレンジの線) に関してはスケールファクターをフリーパラメータとした．また，

$$(\text{背景事象}) := x \cdot (\text{Al 由来}) + (1 - x) \cdot (\pi^+ \text{由来}) \quad (4.17)$$

のようにアルミ標的セル由来の背景事象の関数系と π^+ 中間子の混入による背景事象の関数系を区別し、それらの混合率をパラメータ x で表した. 特に Z-vertex カットを外したときはアルミ標的セル由来の背景事象が支配的になるため $0.8 \leq x \leq 1.0$ の範囲に限定し、逆に AC カットの場合は π^+ 中間子が主な背景事象の原因になるため $0.0 \leq x \leq 0.2$ の範囲でフィッティングを行う工夫をした.

フィッティングから得られた Λ, Σ^0 の数と、それから算出した残存率を表 4.2, 4.3 にまとめた.

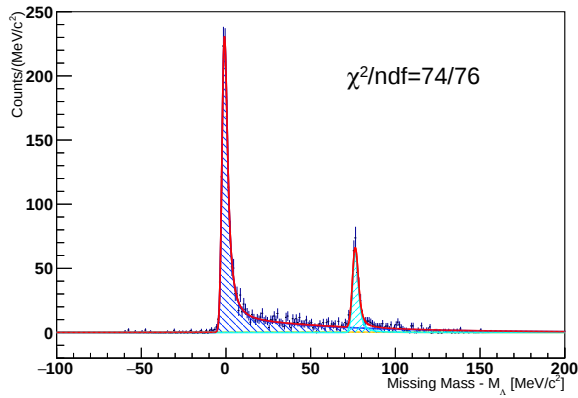


図 4.10 すべてのカット条件あり

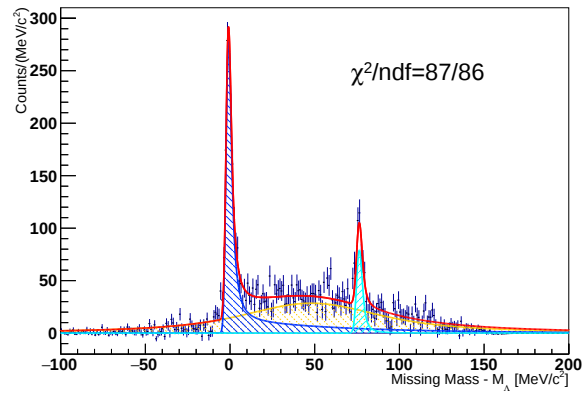


図 4.11 Z-vertex カットなし

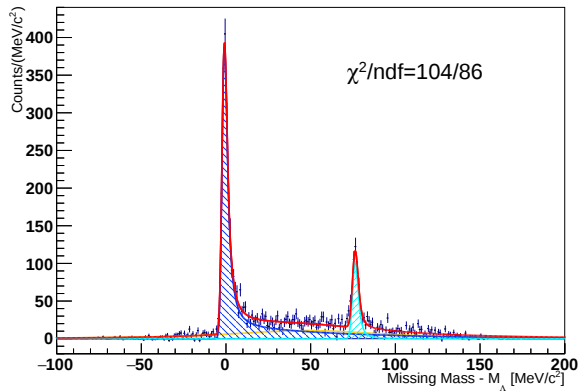
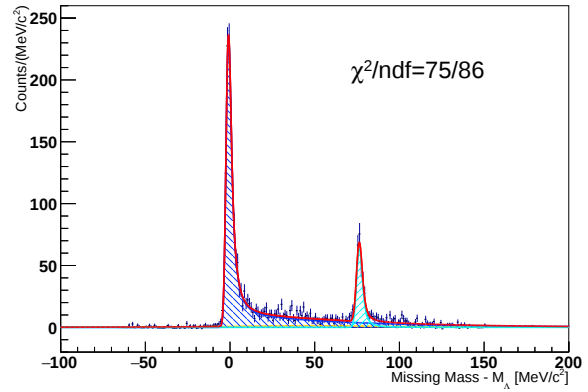


図 4.12 AC カットなし

図 4.13 CT カットなし ($|CT| < 2$ [ns])表 4.2 Λ のフィッティング結果とその残存率

	w/ Cut	w/o Cut	残存率 [%]
AC	1857	3119	$59.58^{+0.89}_{-0.90}$
Z	1857	2238	$83.09^{+0.80}_{-0.83}$
CT	1857	1899	$97.84^{+0.33}_{-0.39}$

表 4.3 Σ^0 のフィッティング結果とその残存率

	w/ Cut	w/o Cut	残存率 [%]
AC	311	510	$61.0^{+2.2}_{-2.3}$
Z	311	395	$78.8^{+2.1}_{-2.3}$
CT	311	319	$97.4^{+0.9}_{-1.2}$

4.5 検出効率・残存率の評価

次にここでは、検出効率と残存率を評価する．式 (4.1) で導入した $\bar{\varepsilon}$ は、以下の独立な各要素の積で表せる．

$$\bar{\varepsilon} := \varepsilon^Z \times \varepsilon^{\text{AC}} \times \varepsilon^{\text{CT}} \times \varepsilon^{\text{FP}} \times \varepsilon^{\text{Single}} \times \varepsilon^{\text{Track}} \times \varepsilon^{\chi^2} \times \varepsilon^{\text{Decay}} \times \varepsilon^{\text{Detectors}} \quad (4.18)$$

前節では、Radiative tail まで含めて Missing Mass スペクトルの Λ, Σ^0 の数を見積もることによって、Z-vertex カット・AC カット・Coincidence Time カットの3つのカット条件における残存率 ($\varepsilon^Z, \varepsilon^{\text{AC}}, \varepsilon^{\text{CT}}$) を評価した．これらのカット条件は、背景事象の影響を極力減らし、真の $p(e, e' K^+) \Lambda / \Sigma^0$ 反応を選別するために非常に重要な役割を果たした．その他にもイベントセレクションの段階で、いくつかのカット条件を課しているため、それらの残存率の評価も必要である．

求めるべき検出効率・残存率を結果とともに表 4.4 にまとめた．

► ε^{FP}

ε^{FP} は第3章で述べた Focal Plane における粒子の通過位置の情報を用いたイベント選別であるが、これらは主に通常の反応点とは異なる所で生成された粒子が紛れ込んできたものであるため、このカット条件の有無で Λ, Σ^0 の検出数が変わるとは考えにくく、実際にその変化は見られなかった．

表 4.4 検出効率・残存率のまとめ

項目	Λ 残存率 [%]	Σ^0 残存率 [%]	説明
ε^Z	83	79	Z-vertex カット
ε^{AC}	59	61	AC カット
ε^{CT}	98	97	Coincidence Time カット
ε^{FP}	> 99	> 99	Focal Plane の位置情報によるカット
$\varepsilon^{\text{Single}}$	97	97	HRS-L の Multi-Track イベントを除去
$\varepsilon^{\text{Track}}$	98	98	飛跡再構成が行われ、 χ^2 が定義される割合
ε^{χ^2}	> 99	> 99	飛跡再構成時の χ^2 によるカット
$\varepsilon^{\text{Decay}}$	15	15	K 中間子が崩壊せずに検出される確率
ε^{DAQ}	96	96	データ収集効率
$\varepsilon^{\text{Detectors}}$	> 99	> 99	検出器群の検出効率

Target: H_2
 Kinematics: H_2
 Total: 12,896,426

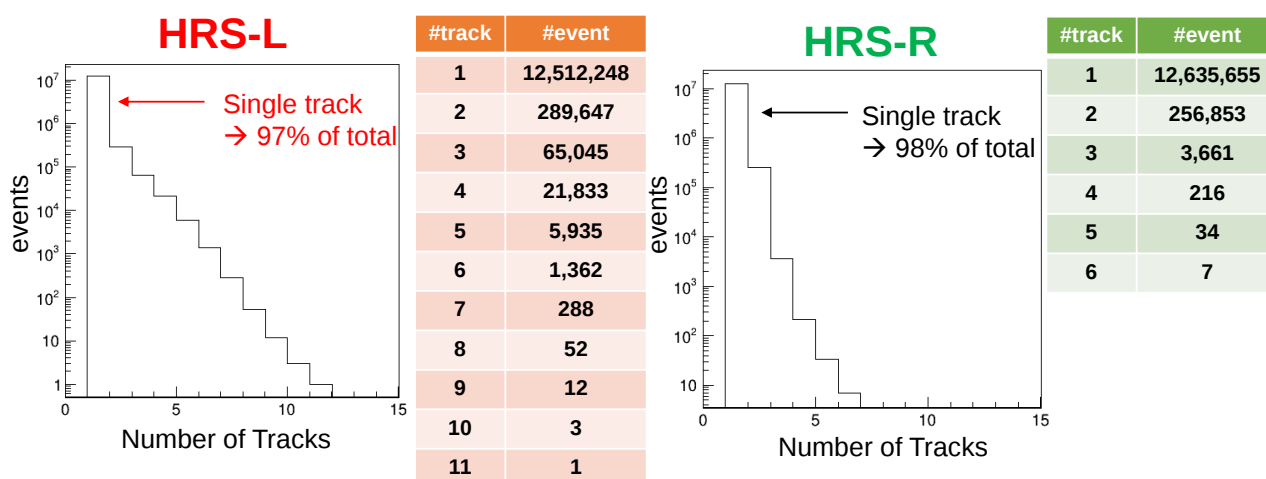


図 4.14 本実験におけるトラッキング多重度

► ϵ^{Single}

ϵ^{Single} は散乱電子側スペクトロメータ HRS-L におけるマルチトラックを排除して解析を行ったために必要な項である。なぜならトリガーが鳴ってデータ収集を行うタイミングで、複数の粒子が同時にスペクトロメータに入った場合に、トラッキング自体は可能であるが、Coincidence Time が正しく計算できないからである。実は第 3 章で説明した Coincidence Time の計算法によれば計算可能であるが、今回の解析で採用したトリガータイミングを用いた計算法 (付録 A 参照) では、散乱電子が複数検出された場合に破綻する。

本実験では高レート環境下でデータ収集を行ったわけではなく、トラッキング多重度は図 4.14 のようになっていた。HRS-L でのシングルトラッキングの割合は全体の 97 [%] に及ぶため、これらのみを用いて解析をしても統計量は十分であった。そこで本解析では HRS-R はマルチトラックを許容し、HRS-L におけるシングルトラッキングのデータのみを選択した。

つまり、データ収集したイベントのうち全体の 97 [%] を用いて解析を行ったため、 $\epsilon^{\text{Single}} = 97$ [%] である。

► $\varepsilon^{\text{Track}}$ と ε^{χ^2}

粒子が正しく検出されても VDC を用いてトラッキングが正しく行われるとは限らない。通常、荷電粒子が VDC を通過すると複数本 (~ 5 本) のワイヤーにヒットが記録される。これらを1つのクラスターとして、ヒットの時間情報をもとに飛跡再構成を行う。ただし、実際にはワイヤー1本1本の検出効率を考慮すべきである。これを wire efficiency と呼ぶ。この wire efficiency を考慮し正しくワイヤーにヒットする確率を求め、さらにヒットしたワイヤーだけを用いて正しくクラスターと認識され得るかを調べる必要がある。ここで正しくクラスターと認識される確率を plane efficiency と呼ぶ。

また、Hall A の VDC は、第2章で述べたように、(U1,U2,V1,V2) の4つの面で構成されており、それぞれで plane efficiency が定義される。これらをすべて考慮して、VDC でトラッキングが行われる割合が得られ、HRS-L と HRS-R で両方考慮したものが $\varepsilon^{\text{Track}}$ である。

したがって、以下のように表せる。

$$\varepsilon^{\text{Track}} := (\varepsilon_L^{\text{Track}}) \times (\varepsilon_R^{\text{Track}}) \quad (4.19)$$

$$\varepsilon_{L,R}^{\text{Track}} := \varepsilon_{U1 \text{ plane}}^{\text{Track}} \times \varepsilon_{U2 \text{ plane}}^{\text{Track}} \times \varepsilon_{V1 \text{ plane}}^{\text{Track}} \times \varepsilon_{V2 \text{ plane}}^{\text{Track}} \quad (4.20)$$

wire efficiency $\varepsilon_{\text{wire}}$ は、

$$\varepsilon_{\text{wire}} := \sum_j \frac{\delta_j}{\text{wire}_{j-1} \otimes \text{wire}_{j+1}} \quad (4.21)$$

$$\delta_j := \begin{cases} 1 & (\text{ヒットあり}) \\ 0 & (\text{ヒットなし}) \end{cases}$$

のように定義できる。すなわち j 番目のワイヤーに対して評価するときは、その両隣 ($j-1, j+1$ 番目) のワイヤーにヒットがあった条件のもとで、 j 番目のワイヤーにもヒットがあるかどうかで判定する。U1 plane における各ワイヤーの wire efficiency を図 4.15 に示した。図からも分かるように wire efficiency は非常に高く、99.9 [%] 以上である。

これらをもとに plane efficiency を考慮してそれらの積を計算することによって、それぞれのスペクトロメータで

$$\varepsilon_{L,R}^{\text{Track}} = 99 \text{ [%]} \quad (4.22)$$

が得られた。

よって、コインシデンスイベントに対して正しくトラッキングが行われる割合は、式 (4.19) より、

$$\varepsilon^{\text{Track}} = 98 \text{ [%]} \quad (4.23)$$

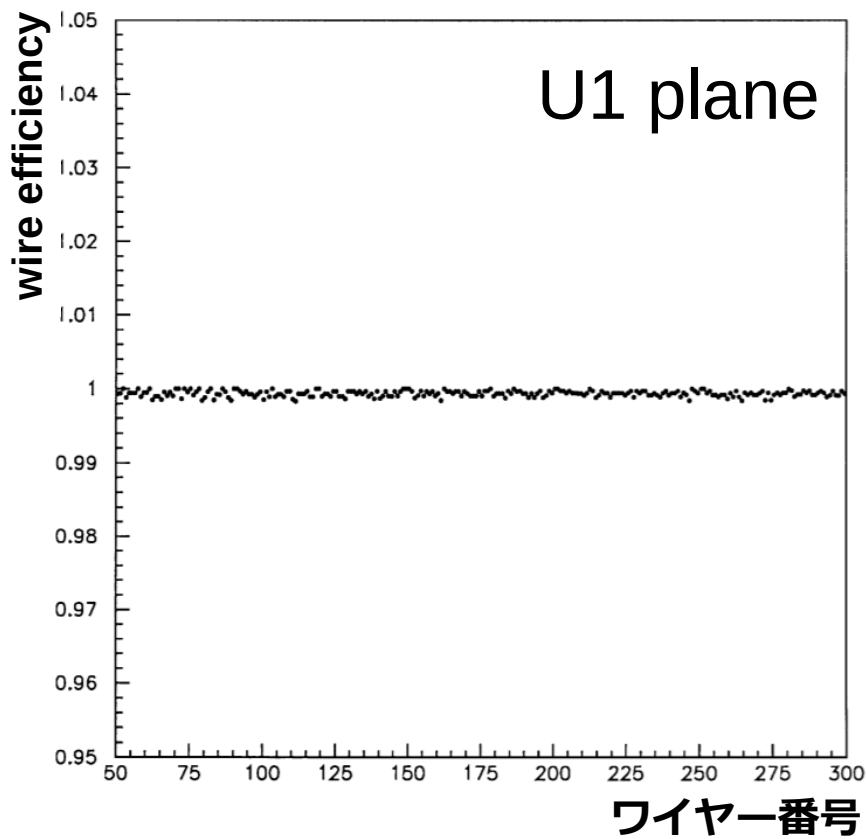


図 4.15 Hall A で用いられる VDC の wire efficiency (U1 plane のもの) [42]

である。

このようにして正しくトラッキングが行われると、得られた飛跡に基づいて χ^2 が定義できる。これをもとに第 3 章で用いたカットしたときの残存率 ε^{χ^2} を考える。しかし、すでに説明した通り本研究ではこのカット条件は非常に緩く設定しているため $\varepsilon^{\chi^2} > 99$ [%] である。

► $\varepsilon^{\text{Decay}}$

$\varepsilon^{\text{Decay}}$ は、 K^+ 中間子が崩壊せずに HRS-R を通過して検出される割合である。 K^+ 中間子の寿命は、 $\tau_{K^+} = (1.2380 \pm 0.0020) \times 10^{-8}$ [s] であり、主な崩壊モードは表 4.5 の通りである [1]。つまり、 $p(e, e' K^+) \Lambda / \Sigma^0$ 反応で生成された K^+ 中間子のうち、HRS-R を通過して検出される前に崩壊してしまうものが存在する。HRS-R は K^+ 中間子が通過する距離が長く、 $L_{\text{path}} \simeq 26$ [m] である。中心運動量 $p_K = 1.82$ [GeV/c] で計算すると、

$$\overline{\varepsilon^{\text{Decay}}} \simeq \exp \left(-\frac{L_{\text{path}}}{\beta \gamma c \tau_{K^+}} \right) \simeq 0.150 \quad (4.24)$$

表 4.5 K^+ 中間子の主な崩壊モード

崩壊モード	分岐比 [%]
$\mu^+\nu_\mu$	63.56 ± 0.11
$\pi^+\pi^0$	20.67 ± 0.08
$\pi^+\pi^+\pi^-$	5.58 ± 0.02
$\pi^0e^+\nu_e$	5.07 ± 0.04
$\pi^0\mu^+\nu_\mu$	3.35 ± 0.03
$\pi^+\pi^0\pi^0$	1.76 ± 0.02

であり、80 [%] 以上の K^+ 中間子は崩壊してしまい検出されないため、 $\varepsilon^{\text{Decay}}$ は非常に重要な項である。

より詳細には、実際のデータにおける粒子の飛行距離と運動量の関係を用いるか、またはシミュレーションによっても求めることができ、どちらにおいても $\varepsilon^{\text{Decay}} = 15$ [%] という結果が得られた。

► ε^{DAQ}

トリガーリクエストのうち、どれだけのイベントを正しくアクセプトしたかの割合を ε^{DAQ} で評価する。これはデータ収集時に、区切ったランごとに記録された情報から求められるが、全ランにおける平均は約 96 [%] であった。

► $\varepsilon^{\text{Detectors}}$

本実験においては、プラスチックシンチレータ S0, S2 にヒットがあればデータ収集が行われるので、検出効率はこれらだけ考えればよい。これらのプラスチックシンチレータでは、発光量も多いため検出効率は 99 [%] 以上である。

► $\varepsilon^{\text{Total}}$

以上の結果をまとめると、

$$\Lambda : \bar{\varepsilon} = 6.80 \pm 0.18 \text{ [%]} \quad (4.25)$$

$$\Sigma^0 : \bar{\varepsilon} = 6.64^{+0.48}_{-0.44} \text{ [%]} \quad (4.26)$$

が得られたことになる。ただし、 ε^{DAQ} に関しては上で述べた通り、ランごとに定義されているため他の項とは独立に、ランごとに考慮して用いる。

4.6 標的の数

本実験で用いた水素ガス標的の厚さはすでに表 2.3 で述べたので、以下の式で面積あたりの標的の数を求めることができる。

$$\begin{aligned}
 N_{\text{target}} &= \frac{\text{Thickness [g/cm}^2\text{]}}{\text{Mass Number [g/mol]}} \times N_A [\text{/mol}] \times N_p \times F_{\text{decrease}}(I) \\
 &= \frac{0.0708 \text{ [g/cm}^2\text{]}}{2.02 \text{ [g/mol]}} \times 6.02 \times 10^{23} \text{ [/mol]} \times 2 \times 0.88 \\
 &= 3.75 \times 10^{22} \text{ [/cm}^2\text{]} = 0.0375 \text{ [b}^{-1}\text{]}
 \end{aligned} \tag{4.27}$$

ここで 1 行目に導入した $F_{\text{decrease}}(I)$ とは照射ビームカレントに応じて標的の密度が減少する影響を考慮するための因子である [39]。これは同じ標的と標的セルを用いて本実験と同じセットアップですでに調べられており [39]、ビームの強度を変えたときに電子の散乱するレートが変化する様子が分かっている。ビーム照射量やデータ収集効率などを考慮して規格化された Charge Normalized Yield のビームカレント依存性は図 4.16 のように得られている。

図 4.16 から明らかにビームカレントが大きくなるとレートが減少していることが分かる。これはまさにビーム強度が強いときに標的のガス密度が減少することを意味している。データを取得したのは図中に示してある 5 点のため、これを

$$F_{\text{decrease}}(I_{\text{beam}}) = a \cdot I_{\text{beam}}^2 + b \cdot I_{\text{beam}} + c \tag{4.28}$$

の関数でフィッティングが行われている。その結果を表 4.6 にまとめた。この結果を用いて、

$$Y_{\text{norm}} = \frac{PS \cdot N}{Q \cdot \epsilon \cdot LT}$$

N: Number of good electrons
 PS: Prescale factor of DAQ
 Q: integrated charge
 ε: Combined efficiencies
 LT: live-time

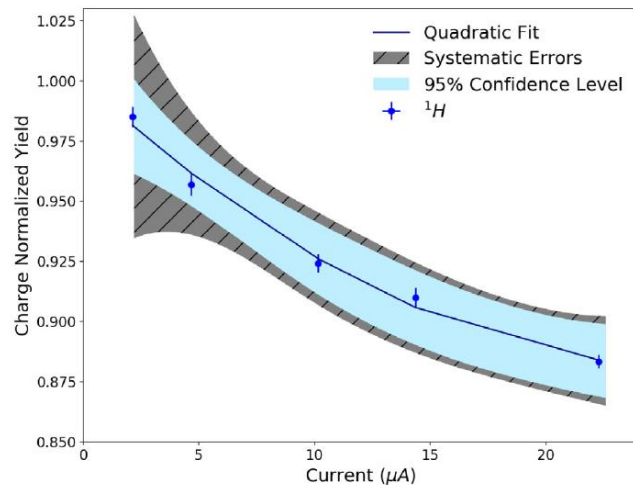


図 4.16 ビーム照射量で規格化した Yield とビーム強度の関係 [39]

表 4.6 $F_{\text{decrease}}(I_{\text{beam}})$ のフィッティング結果 [39]

パラメータ	フィッティング結果
a	$(1.70 \pm 0.47) \times 10^{-4}$
b	$(-9.00 \pm 0.12) \times 10^{-3}$
c	1.000 ± 0.006

本実験で用いたビームカレント $22.5 [\mu\text{A}]$ で計算して $F_{\text{decrease}}(I_{\text{beam}} = 22.5 [\mu\text{A}]) = 0.88$ を代入したものが式 (4.27) である。また統計誤差, 系統誤差も含めて評価されているため, 本実験で用いた標的の数は,

$$N_{\text{target}} = 0.0375 \pm 0.0013(\text{Stat.}) \pm 0.0001(\text{Syst.}) [\text{b}^{-1}] \quad (4.29)$$

である。

4.7 本章のまとめ

$p(e, e' K^+) \Lambda / \Sigma^0$ 反応の微分断面積を求めるには, 式 (4.1) の各要素を求められればよいことを最初に述べた。以上の議論で, $\Delta\Omega_{\text{HRS-R}}, N_{\gamma^*}$ 以外の項はすべて求まった。

しかし, $\Delta\Omega_{\text{HRS-R}}$ は実際の実験データとは独立に, スペクトロメータや標的の位置関係を正しく考慮したシミュレーションを行うことによって見積もる必要がある。

また, N_{γ^*} を求めるためにも, Virtual Photon Flux をアクセプタンス内で積分する必要があるので, 同様にシミュレーションを用いる必要がある。

次章では, これらに関して詳しく述べる。

第 5 章

シミュレーションを用いた詳細な解析

これまで図 5.1 のように解析を進めてきた．まず第 3 章で，様々なカット条件を課して背景事象の少ない Missing Mass を得た．そして第 4 章で，実データを用いた詳細な解析を進め，Radiative tail の量の見積もりや，残存率の評価を行った．本章では JLab で開発されたシミュレーションコード SIMC [55] を用いてより詳細な解析を行う．まず第 5.1 節で，シミュレーションを用いた Radiative tail の再評価を行い，最終的に本実験のハイペロン検出数を求める．次に第 5.2 節で SIMC を用いて立体角を評価し，その結果を用いて第 5.3 節で Integrated Virtual Photon Flux および仮想光子数 N_{γ^*} を見積もる．そして最後に本実験で特に重要となる運動学の整合性を考慮した上で反応に寄与した仮想光子数 N_{γ^*} を求める．

解析のフローチャート

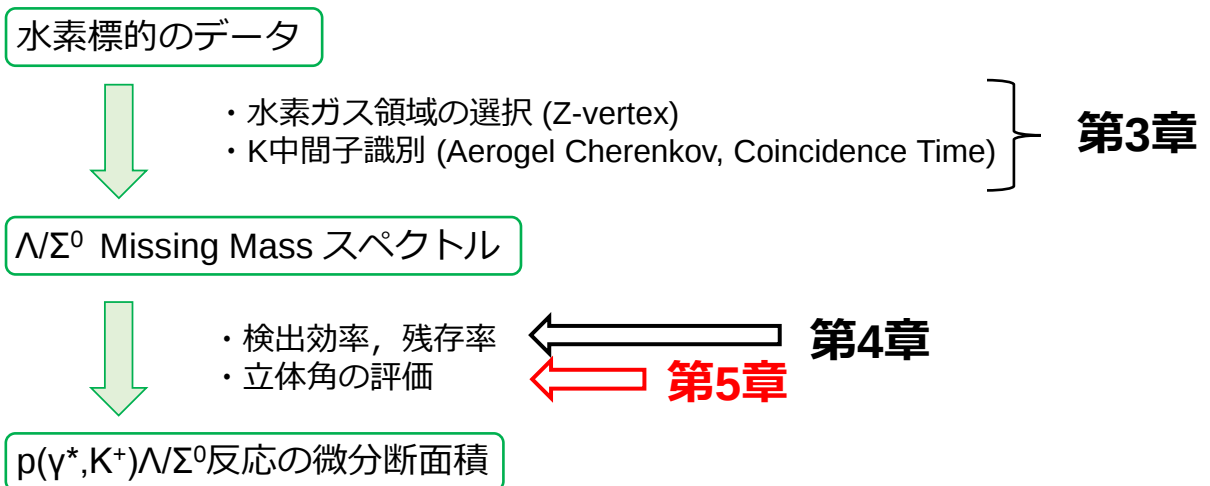


図 5.1 本研究における解析のフローチャート

5.1 SIMC を用いた Radiative tail の再評価

5.1.1 SIMC を用いたシミュレーションの再現度

前章では、実データのみを用いて Radiative tail の量を Missing Mass 分布のフィッティングから見積もった。ここでは、SIMC [55] を用いたシミュレーションによって Radiative tail の量を見積もる。

SIMC を用いて、平均的な厚さである 400 [μm] 厚のアルミ標的セルを通過する際の散乱電子と K 中間子のエネルギー損失を見積もった。こうしてそれぞれのスペクトロメータを通過し、シミュレーション上で検出された散乱電子と K 中間子の運動量相関を図 5.2 に実データとともに示した。Missing Mass が等しいイベントは、この運動量相関において斜めのバンド構造を示す。最も濃く現れているものが Λ を生成した反応に対応しており、その左下にあるやや薄いバンドが Σ^0 に対応する。Radiative tail の影響によって、2つのメインバンドの他にも多く分布していることが実験データ、シミュレーションの両方で確認できる。この図において、入射電子がエネルギーを失った場合は本来の位置から左下にずれ、散乱電子がエネルギーを失った場合は真下にずれる。

実データとシミュレーションの運動量分布を散乱電子と K 中間子それぞれ 1 次元に射影して比較すると図 5.3 のようになる。このとき、シミュレーション結果は全イベント数が実データと等しくなるように規格化した。この図を見ると運動量アクセプタンスの端でデータの再現性が良くない。

その差を定量的に評価するために、実データの数 (Data) とシミュレーション結果から求めた数 (Sim.) を各運動量のビンごとに以下のように定義すると、図 5.4 のようになる。

$$\text{Relative Diff.} := \frac{\{(\text{Data}) - (\text{Sim.})\}^2}{(\text{Sim.})} \quad (5.1)$$

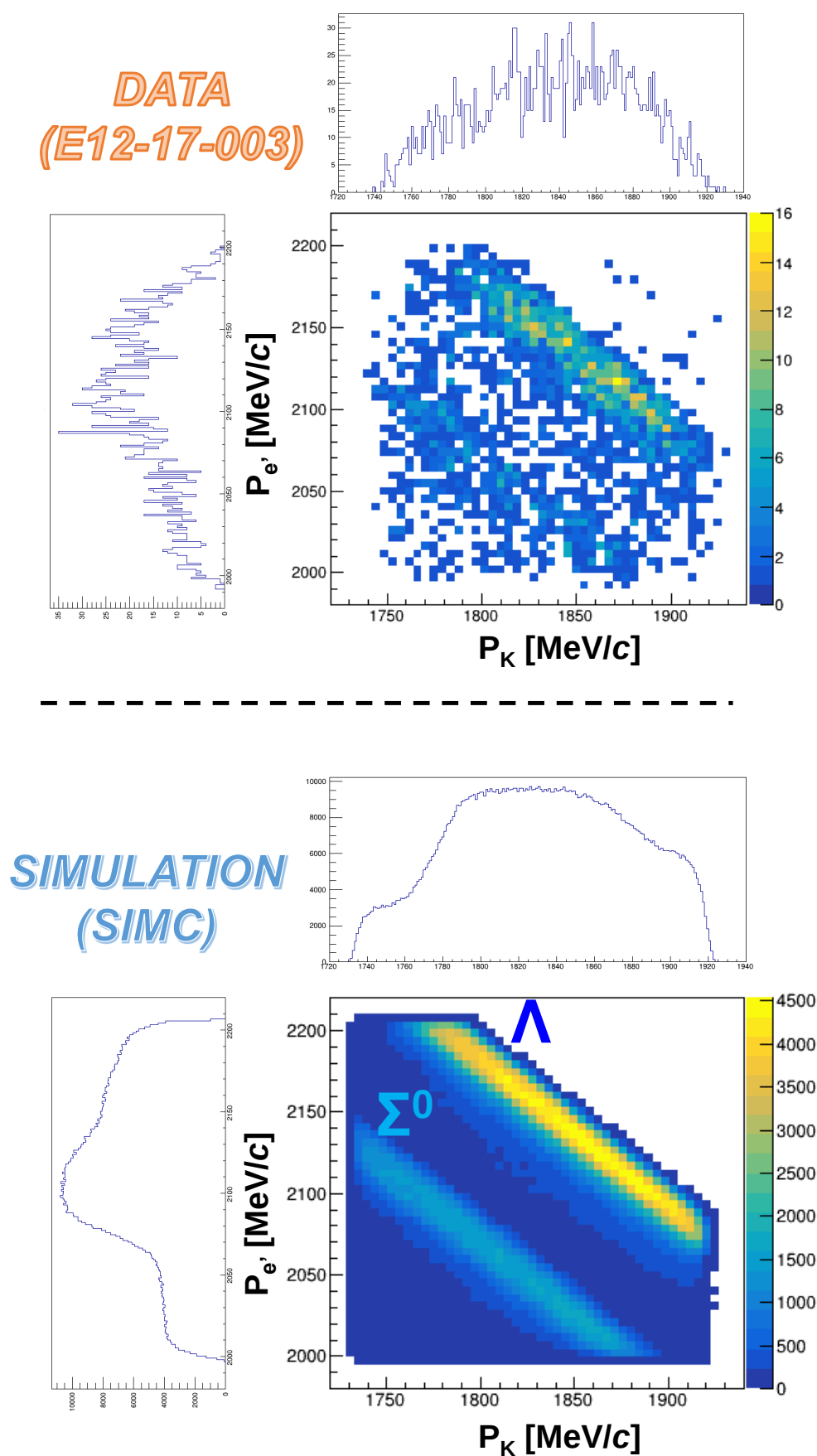
端の一致が悪い部分を排除し、赤線で囲まれた領域のみで和を計算して χ^2 を求めた結果を図中に示した。

また、その赤線で囲まれた領域のイベント数で規格化をして改めて χ^2 を計算すると、

$$\chi_{e'}^2 := \sum_{p_{e'}=2010 \text{ [MeV/c]} }^{p_{e'}=2160 \text{ [MeV/c]}} \text{Relative Diff.} \simeq 138 \text{ (ndf} = 124) \quad (5.2)$$

$$\chi_K^2 := \sum_{p_K=1760 \text{ [MeV/c]}}^{p_{e'}=1900 \text{ [MeV/c]}} \text{Relative Diff.} \simeq 164 \text{ (ndf} = 127) \quad (5.3)$$

が得られた。

図 5.2 本実験で得られたデータと SIMC を用いて得られた e' , K^+ の運動量の比較

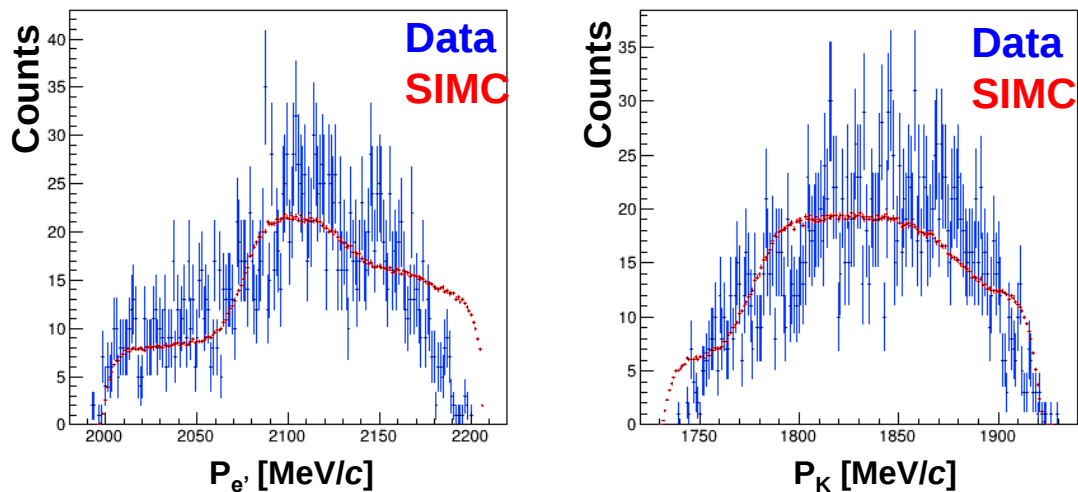


図 5.3 散乱電子と K 中間子の運動量の実データとシミュレーションの比較。シミュレーションは全イベント数が実データと等しくなるように規格化した。

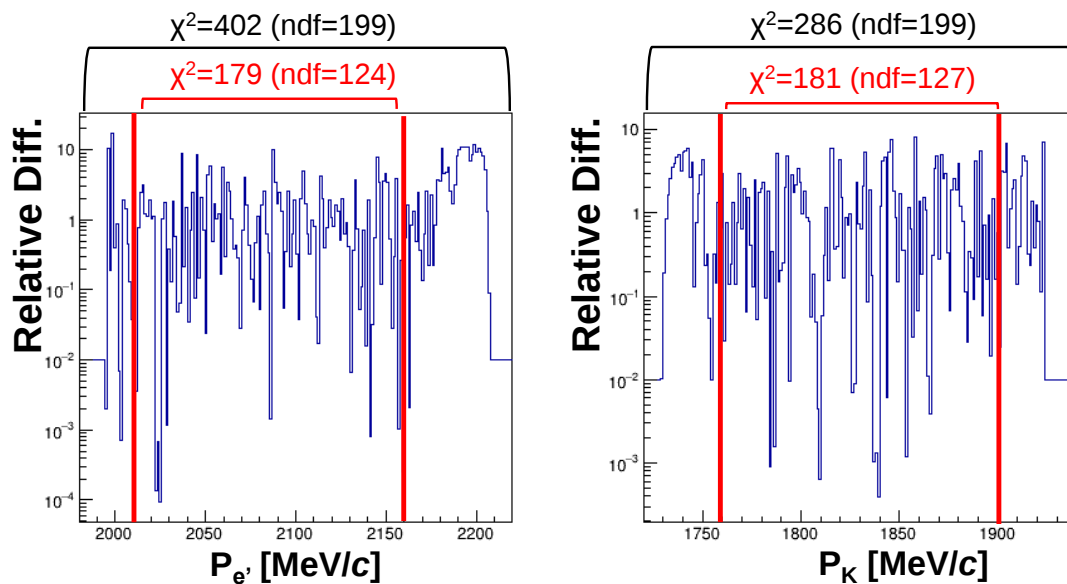


図 5.4 図 5.3 を用いて Relative Diff. を計算した結果。同時に黒枠および赤枠の範囲で和をとった結果を示した。

以下では、比較的良くシミュレーションと一致している以下の範囲に限定して解析を進める。

$$2010 \text{ [MeV/c]} < p_{e'} < 2160 \text{ [MeV/c]} \quad (5.4)$$

$$1760 \text{ [MeV/c]} < p_K < 1900 \text{ [MeV/c]} \quad (5.5)$$

5.1.2 Radiative tail を含めたハイペロン検出数

運動量の範囲を式 (5.4), 式 (5.5) で決めた上で, 再度実データを用いて前章と同様に Missing Mass 分布のフィッティングを行った. ただし, 積分範囲は運動量の範囲を狭くしたことに対応して, 図中の $M_X - M_\Lambda < 150$ [MeV/ c^2] の範囲に限定した. その結果を図 5.5 上に示した. また, SIMC を用いたシミュレーションでも同様に Missing Mass を計算したものを図 5.5 下に示した.

SIMC を用いて得られた分布は, 実データの Λ, Σ^0 に対応するピークの ± 6 [MeV/ c^2] の範囲では Radiative tail とは無関係なのでイベント数が同じであると仮定して, この範囲内のイベント数が同じになるようにスケールファクターを決定した. この方法によって, シミュレーションからも Radiative tail の量を求めることができる.

しかし, 図からも読み取れるように, シミュレーションでは Radiative tail を完全には再現しておらず, Λ, Σ^0 のどちらもシミュレーションの方が過小評価している. この原因については現在調査中であるが, アルミ標的セルの厚さは第 2 章で述べた通りに分かっており, エネルギー損失の見積もりを大きく間違えているとは考えにくい. また SIMC は, これまで JLab で行われた実験でも標準的に使われているシミュレーションコードであり, スペクトロメータのアクセプタンス, Radiative tail の評価について数 % の精度で問題ないことが分かっている [56–59]. しかし本シミュレーションでは, 本実験で用いたアルミ標的セルのビーム方向に長い形状は再現できておらず, 現時点では約 400 [μm] のアルミニウムを通過したことしか考慮できていない. 実際にはこのアルミ標的セルを斜めに通過して実際の厚さの数倍を通過し, シミュレーションが Radiative tail を過小評価する原因となっている可能性が高いため, 正確な標的セルの形状を再現するべくシミュレーションの改良を進めている.

そこで, 本論文では, 実データで得られた Missing Mass 分布上のテール成分をすべて Radiative tail であると考えた場合には, 背景事象が含まれている可能性があるので検出したハイペロン数の最大値とした. また, シミュレーションを用いて得られた Radiative tail の量は, 標的セルを実際に通過した距離が過小評価されていると考えられるため最小値として見積もった. そして, その中央値を本実験で得られたハイペロン検出数とした.

また, 今回は同じアクセプタンス内に限定して上記の評価方法を比較したが, 実際には Radiative tail の影響がアクセプタンス外に及び, 検出されていない場合が想定される. そのことは, 実データを用いたフィッティングの結果から, 外挿して積分することによって最大どの程度アクセプタンス外に出るかを見積もった. その量を, 上限値に対して付加し, 非対称な系統誤差として評価した.

さらに, これまでの解析上の評価方法に依存する系統誤差はすでに π^+ 中間子の混入 (式

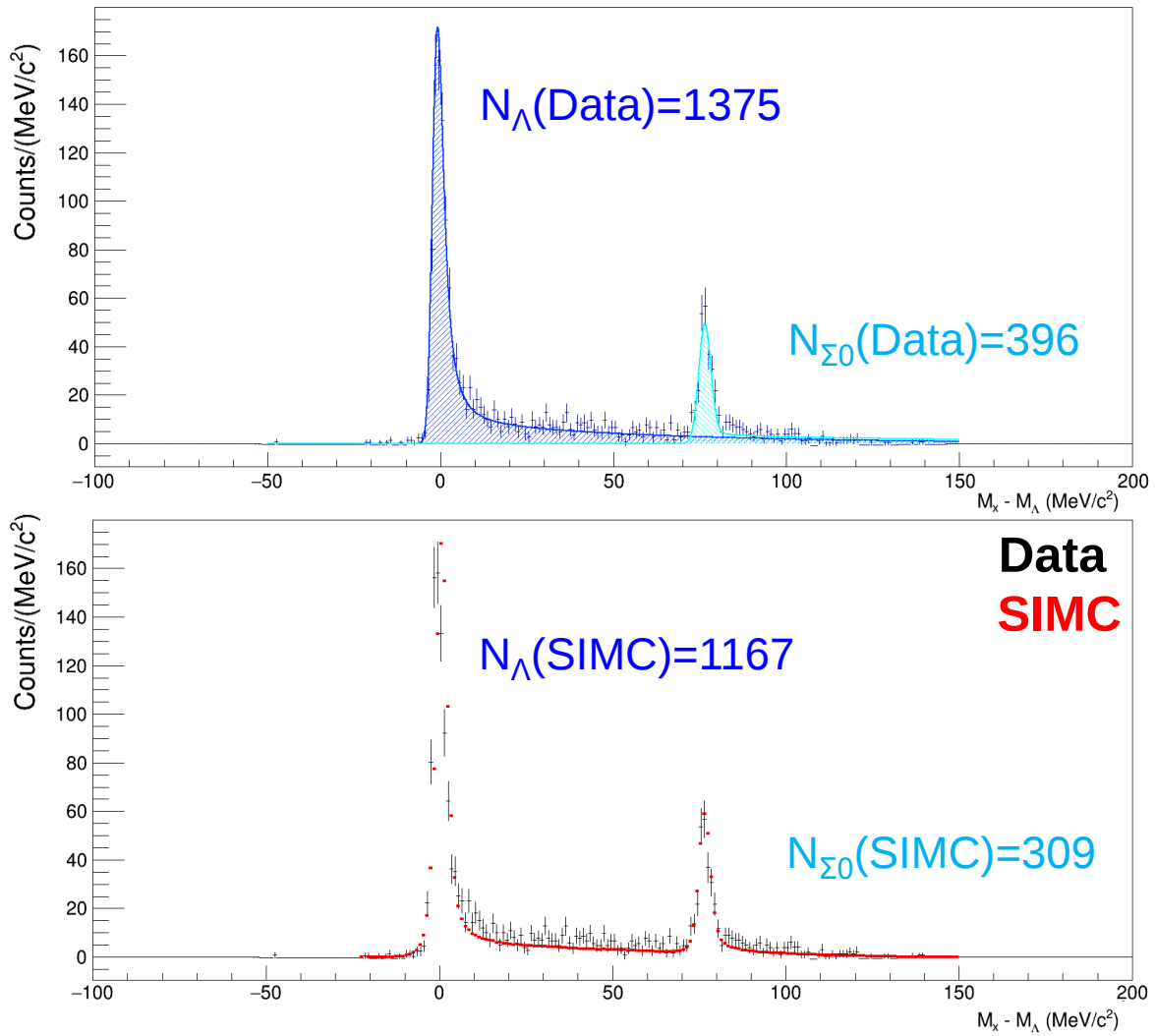


図 5.5 実データの Missing Mass 分布と、SIMC を用いて Radiative tail を考慮した Missing Mass 分布. 実データから Radiative tail を含めて Λ, Σ^0 の数を見積もるときは、第 4 章で述べたフィッティングにより行った. ただし、積分範囲はアクセプタンスを考慮して、図中の $M_X - M_\Lambda < 150$ [MeV/c²] の範囲に限定した.

(4.7)) とアルミ標的セル由来のイベントの混入 (式 (4.10)), また付録 B にまとめた Mixed Event Analysis によるものも合わせると、表 5.1 のようになる.

これらを系統誤差としてすべて考慮することで、

$$N_\Lambda = (1.27 \pm 0.04(\text{Stat.})^{+0.17}_{-0.13}(\text{Syst.})) \times 10^3 \quad (5.6)$$

$$N_{\Sigma^0} = (0.35 \pm 0.02(\text{Stat.})^{+0.23}_{-0.05}(\text{Syst.})) \times 10^3 \quad (5.7)$$

のように、Radiative tail を含めた最終的なハイペロン検出数が得られた.

表 5.1 ハイペロン検出数に対する不定性のまとめ

	N_{Λ} に対する不定性 [%]	N_{Σ^0} に対する不定性 [%]
Radiative tail	± 8.18	± 12.18
アクセプタンス外	$+4.72$	$+53.26$
π^+ 中間子の混入	$+0.32 / - 0.72$	$+0.32 / - 0.72$
アルミ 標的セル由来	$+0.05 / - 0.89$	$+0.05 / - 0.89$
Mixed Event Analysis	± 0.30	± 0.20
合計	$+13.57 / - 10.09$	$+66.01 / - 13.99$

5.2 アクセプタンス評価

5.2.1 モンテカルロ法を用いた立体角の見積もり

アクセプタンス評価はモンテカルロ法により行う。SIMC はすでに過去の JLab Hall A における実験で使われた実績もあり、2 台の HRS の幾何学情報が含まれている。これを用いて、本実験セットアップにおける立体角 $\Delta\Omega_{\text{acpt}}$ を評価するには標的位置から立体角 $\Delta\Omega_{\text{gene}}$ の範囲内に一様にイベント生成したうち、どれだけ Focal Plane の検出器まで到達したかの割合を調べればよい。つまり、

$$\Delta\Omega_{\text{acpt}} := \frac{n_{\text{acpt}}}{n_{\text{gene}}} \Delta\Omega_{\text{gene}} \quad (5.8)$$

と書いて、 $\Delta\Omega_{\text{gene}}$ に放ったイベント数 n_{gene} と、実際に HRS を通過し検出器群まで到達したイベント数 n_{acpt} の比が分かればよい。^{*1}

例えば、図 5.6 のように完全に球面一様に生成した場合は $\Delta\Omega_{\text{gene}} = 4\pi$ である。この範囲内に生成したイベント数が n_{gene} であり、あとは検出された粒子数 n_{acpt} を求めるだけで原理的には立体角が得られる。実際には、立体角 $\Delta\Omega_{\text{acpt}}$ は ~ 6 [msr] 程度であるため、その範囲を十分覆うように $\Delta\Omega_{\text{gene}}$ を適当に設定して評価した。

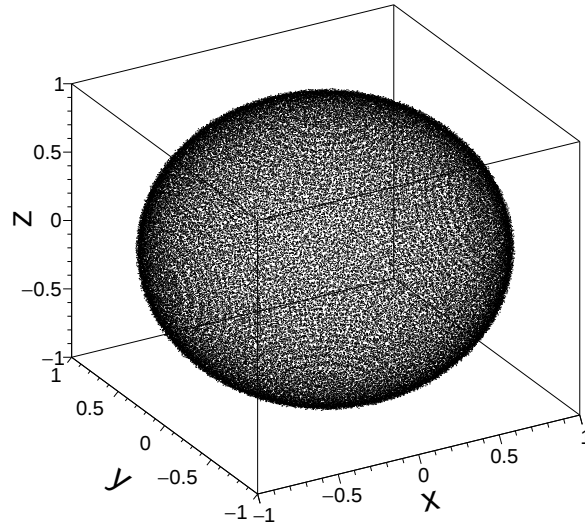


図 5.6 4π 球面一様にイベント生成

^{*1} 立体角の見積もりの際はシミュレーション上で生成した粒子の崩壊や、その他の反応などはしないものとした。

5.2.2 HRS-L, HRS-R の立体角

ここからは、実際に本実験での角度アクセプタンス、すなわち HRS-L, HRS-R の見込む立体角を評価する手法を述べる。まず $0 \leq \theta_{\text{zenith}} \leq \theta_{\text{width}} = 0.1$ [rad] に球面一様にイベント生成を行った。このときの角度の定義は図 5.7 の通りであり、central angle は標的からスペクトロメータの中心に向かう方向である。

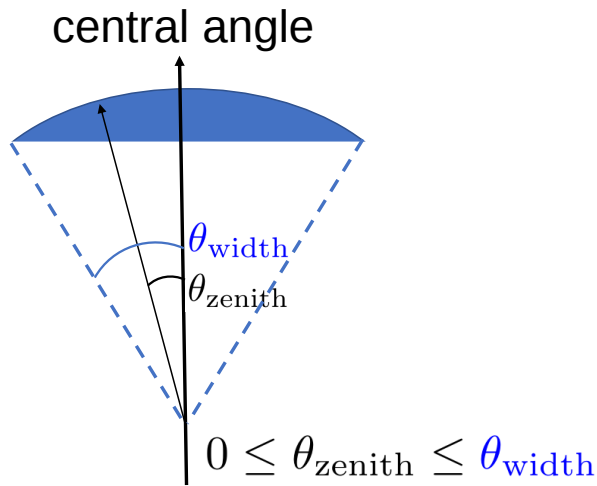


図 5.7 $\theta_{\text{zenith}}, \theta_{\text{width}}$ の定義

すなわち、このとき

$$\Delta\Omega_{\text{gene}} = 2\pi(1 - \cos \theta_{\text{width}}) \simeq 31.4 \text{ [msr]} \quad (5.9)$$

だけの立体角内に一様に振られたことに相当する。^{*2}

アクセプタンスは粒子の運動量に依存することが想定されるため、図 5.8, 図 5.9 のように各運動量でも一様に振ることによって、運動量ごとのビンで生成したイベント数 ($= n_{\text{gene}}$) とアクセプトされたイベント数 ($= n_{\text{acpt}}$) を評価した。以上により、式 (5.8) から $\Delta\Omega_{\text{acpt}}$ が得られた (図 5.10, 図 5.11)。

同様の手順を、異なる反応点 (Z-vertex) ごとに行うことによって、運動量・Z-vertex ごとの 2 次元アクセプタンスマップが図 5.12 のように得られた。実際のデータに対しても、検出された K 中間子の運動量と Z-vertex に対応する立体角を考慮することによって微分断面積を導出した。

^{*2} このとき $\Delta\Omega_{\text{gene}} > \Delta\Omega_{\text{acpt}}$ であり、スペクトロメータのアクセプタンスを完全に覆っている。

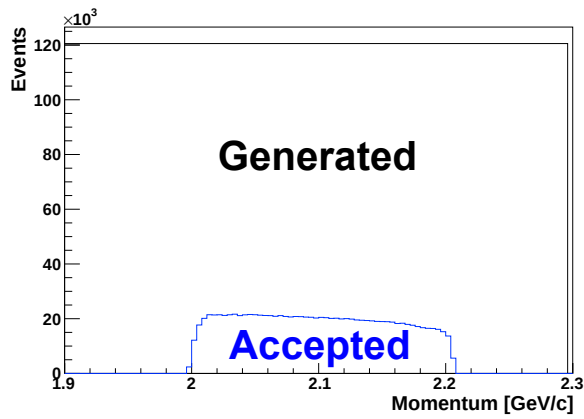


図 5.8 アクセプタンスの評価方法 (HRS-L)

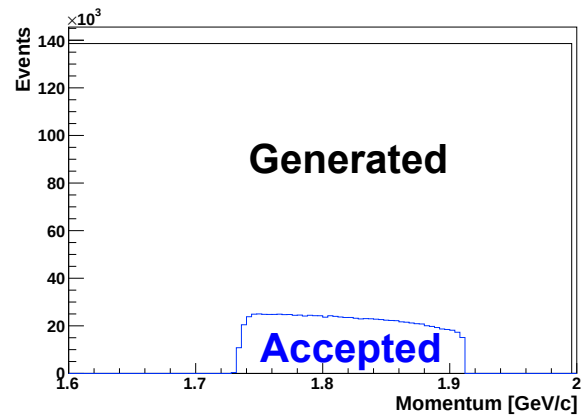


図 5.9 アクセプタンスの評価方法 (HRS-R)

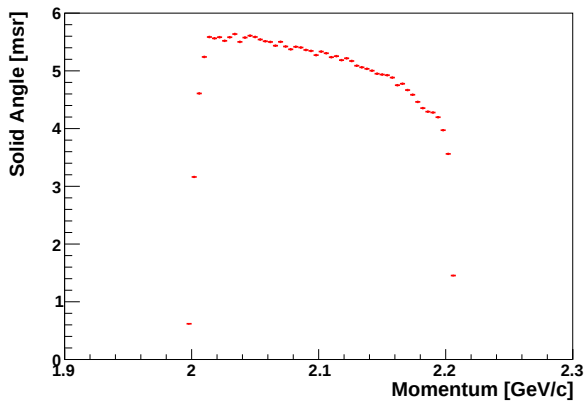


図 5.10 立体角の運動量依存性 (HRS-L)

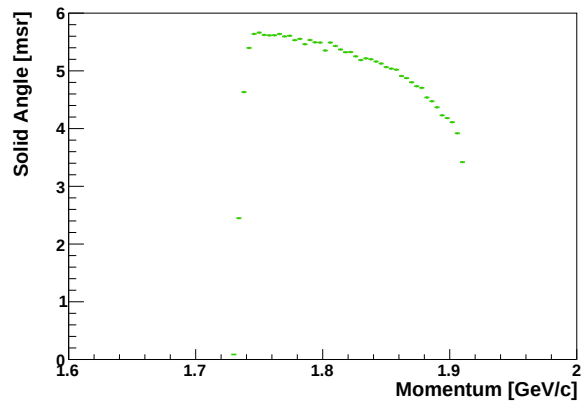
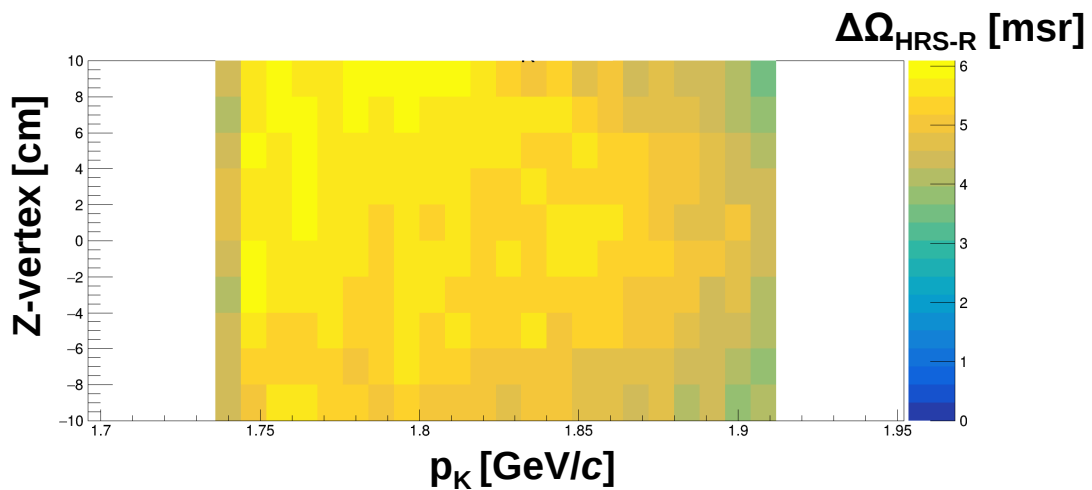


図 5.11 立体角の運動量依存性 (HRS-R)

図 5.12 本実験で用いた HRS-R の実験室系における立体角 $\Delta\Omega_{\text{HRS-R}}$ の運動量・Z-vertex(反応点) 依存性

5.2.3 重心系への変換

ここまで求めた立体角は実験室系における値である．微分断面積を求めるときに，他の実験や理論計算の結果と比較するときには $\gamma^* + p \rightarrow K^+ + Y$ (ただし, $Y \equiv \{\Lambda, \Sigma^0\}$) 反応の重心系の微分断面積の方が都合が良い．

しかし，本実験では実際に用いているのは電子ビームであり，上の反応の重心系がイベントごとに異なる．そこで，まず実験室系で前節の方法で立体角を求め，その後イベントごとに解析の段階で重心系に変換をするというプロセスを踏むことにした．

ここでは，微分断面積の実験室系から重心系への変換式を求める．ここからは実験室系と重心系の量を区別してそれぞれに添え字 Lab・CM をつける．

どの座標系で見ても全断面積は不変であるから，

$$\sigma_{\text{Total}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Lab}} d(\cos \theta_{\gamma K}^{\text{Lab}}) d\phi_{\gamma K}^{\text{Lab}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{CM}} d(\cos \theta_{\gamma K}^{\text{CM}}) d\phi_{\gamma K}^{\text{CM}} \quad (5.10)$$

の関係式が成立する．

$\theta_{\gamma K}, \phi_{\gamma K}$ はそれぞれ仮想光子の進行方向から見た天頂角，方位角である．今回の重心系への変換では，進行方向と垂直な方向には不変なので $d\phi_{\gamma K}^{\text{Lab}} = d\phi_{\gamma K}^{\text{CM}}$ である．

よって以上の関係から，

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{CM}} = \frac{d(\cos \theta_{\gamma K}^{\text{Lab}})}{d(\cos \theta_{\gamma K}^{\text{CM}})} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Lab}} \quad (5.11)$$

であることが分かる．つまり $\cos \theta_{\gamma K}$ の変換性が分かれば，重心系の微分断面積が求められる．

具体的に上の変換式がどう表せるかを見るために，まず $\gamma^* + p \rightarrow K^+ + Y$ (ただし, $Y \equiv \{\Lambda, \Sigma^0\}$) について整理する．仮想光子の進行方向を x 軸に取り，4 元ベクトルで書くと，実験室系におけるエネルギー・運動量保存則を以下のように表せる．

$$\begin{pmatrix} \omega \\ |\mathbf{q}| \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} m_p \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_K^{\text{Lab}} \\ |\mathbf{p}_K^{\text{Lab}}| \cos \theta_{\gamma K}^{\text{Lab}} \\ |\mathbf{p}_K^{\text{Lab}}| \sin \theta_{\gamma K}^{\text{Lab}} \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_Y^{\text{Lab}} \\ |\mathbf{p}_Y^{\text{Lab}}| \cos \theta_{\gamma Y}^{\text{Lab}} \\ |\mathbf{p}_Y^{\text{Lab}}| \sin \theta_{\gamma Y}^{\text{Lab}} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.12)$$

重心系に変換するには，

$$\beta = \frac{|\mathbf{q}|}{\omega + m_p}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{\omega + m_p}{W} \quad (5.13)$$

の Lorentz 変換をすればよい．

重心系 → 実験室系：

$$\begin{pmatrix} E_K^{\text{Lab}} \\ p_K^{\text{Lab}} \cos \theta_{\gamma K}^{\text{Lab}} \\ p_K^{\text{Lab}} \sin \theta_{\gamma K}^{\text{Lab}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & \gamma\beta & 0 \\ \gamma\beta & \gamma & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_K^{\text{CM}} \\ p_K^{\text{CM}} \cos \theta_{\gamma K}^{\text{CM}} \\ p_K^{\text{CM}} \sin \theta_{\gamma K}^{\text{CM}} \end{pmatrix} \quad (5.14)$$

よって,

$$\tan \theta_{\gamma K}^{\text{Lab}} = \frac{p_{\gamma K}^{\text{CM}} \sin \theta_{\gamma K}^{\text{CM}}}{\gamma\beta E_K^{\text{CM}} + \gamma p_K^{\text{CM}} \cos \theta_{\gamma K}^{\text{CM}}} \quad (5.15)$$

を得る. これを変形して $\cos \theta_{\gamma K}^{\text{Lab}}$ について整理すると,

$$\cos \theta_{\gamma K}^{\text{Lab}} = \frac{\gamma (p_K^{\text{CM}} \cos \theta_{\gamma K}^{\text{CM}} + \beta E_K^{\text{CM}})}{\sqrt{(p_K^{\text{CM}})^2 \sin^2 \theta_{\gamma K}^{\text{CM}} + \gamma^2 (p_K^{\text{CM}} \cos \theta_{\gamma K}^{\text{CM}} + \beta E_K^{\text{CM}})^2}} \quad (5.16)$$

となり,

$$\frac{d(\cos \theta_{\gamma K}^{\text{Lab}})}{d(\cos \theta_{\gamma K}^{\text{CM}})} = \frac{\gamma (p_K^{\text{CM}})^2 (p_K^{\text{CM}} \cos \theta_{\gamma K}^{\text{CM}} + \beta E_K^{\text{CM}})}{\left\{ (p_K^{\text{CM}})^2 \sin^2 \theta_{\gamma K}^{\text{CM}} + \gamma^2 (p_K^{\text{CM}} \cos \theta_{\gamma K}^{\text{CM}} + \beta E_K^{\text{CM}})^2 \right\}^{3/2}} \quad (5.17)$$

である.

したがって, 微分断面積の変換式は以下のように得られる.

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{CM}} &= \frac{d(\cos \theta_{\gamma K}^{\text{Lab}})}{d(\cos \theta_{\gamma K}^{\text{CM}})} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Lab}} \\ &= \frac{\gamma (p_K^{\text{CM}})^2 (p_K^{\text{CM}} \cos \theta_{\gamma K}^{\text{CM}} + \beta E_K^{\text{CM}})}{\left\{ (p_K^{\text{CM}})^2 \sin^2 \theta_{\gamma K}^{\text{CM}} + \gamma^2 (p_K^{\text{CM}} \cos \theta_{\gamma K}^{\text{CM}} + \beta E_K^{\text{CM}})^2 \right\}^{3/2}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Lab}} \end{aligned} \quad (5.18)$$

上の式で現れた量は, すべて観測量だけを用いて求めることができるため, イベントごとに上の変換式を適用することによって, 重心系における微分断面積が得られる.

5.3 仮想光子数の見積もり

5.3.1 仮想光子数 N_{γ^*} の求め方

第2章でも述べたように、ハイペロン電磁生成の微分断面積は、

$$\frac{d\sigma}{d\omega d\Omega_{e'} d\Omega_K^{\text{CM}}} = \Gamma \frac{d\sigma_{\gamma^*}}{d\Omega_K^{\text{CM}}} \quad (5.19)$$

と書けて、

$$\Gamma := \frac{\alpha}{2\pi^2 Q^2} \frac{E_\gamma}{1-\varepsilon} \frac{E_{e'}}{E_e} \quad (5.20)$$

であった。

これを用いて、反応に寄与する仮想光子数 N_{γ^*} はエネルギーと立体角で積分することによって、以下のように求めることができる。

$$N_{\gamma^*} := N_e \int_\omega \int_{\Omega_{e'}} \Gamma d\omega d\Omega_{e'} \quad (5.21)$$

ただし $\omega := E_e - E_{e'}$ であり、 N_e は反応に寄与した電子数である。標的に照射した電子ビームの総電荷 Q_e が測定できるため [60, 61], $N_e = \frac{Q_e}{e}$ によって電子数を求めることができる。 e は素電荷である。

式 (5.21) の計算をする上で、多重積分を実際の散乱電子側スペクトロメータ HRS-L が見込む立体角と運動量の範囲内で実行する必要がある。各運動量ごとのアクセプタンスはすでに図 5.10 で求まっている。ただし、実際には $\Gamma = \Gamma(E_e, E_{e'}, \theta_{ee'})$ であるから $\theta_{ee'}$ 依存性も考慮しなければならない。そこで以下では、 $\theta_{ee'}, \phi_{ee'}, E_{e'}$ の3次元パラメータ空間上での数値積分について述べる。

5.3.2 モンテカルロ積分による計算

モンテカルロ積分は、乱数を用いた数値積分の手法であり前節で述べたアクセプタンス評価の方法と本質的に同じであり実装が容易である上に、離散化誤差も小さくできるため今回の目的には非常に適している。

この手法のアイデアは単純であり、例えばある面積 A を求めるときに、それよりも大きな面積 S ($S > A$) を設定し、その領域内から n_S 点をランダムに選び出すとする。このうち n_A 点が A 内にあったとすると、

$$A = \frac{n_A}{n_S} S \quad (5.22)$$

で求めることができる．この方法で面積が求められるが，体積を求めようと思えば A, S を立体にすればよいだけなので応用は簡単である．直観的なイメージはしづらくなるが，より高次元への拡張も容易である．

本題に戻ると，定積分も同様の手法で体積を求めることによって計算可能である．そこで， $\theta_{ee'}, \phi_{ee'}, E_{e'}$ の3次元パラメータ空間上に，新たなパラメータ k ($0 < k < \Gamma_{\max}$) を追加する．*3 合計4つのパラメータを一様に乱数で振り (先の例での n_S 点)，そのうち HRS-L で検出されてかつ $k < \Gamma(E_e, E_{e'}, \theta_{ee'})$ であったもの (n_A 点) が分かればよい．このとき $\theta_{ee'}, \phi_{ee'}$ は球面一様に振り，ランダムな値をとる．以上の方法で積分を実行した Integrated Virtual Photon Flux は，本実験セットアップの全アクセプタンスで，

$$\int_{\text{HRS-L}} \Gamma d\omega d\Omega_{e'} = (3.57 \pm 0.04) \times 10^{-6} \quad (5.23)$$

であった．

5.3.3 2つのスペクトロメータの運動学整合性

前節の Integrated Virtual Photon Flux について， ω 積分を実行する前の，立体角積分のみを実行した $\int_{\text{HRS-L}} \Gamma d\Omega_{e'}$ の運動量依存性は，図 5.13 のようになっている．

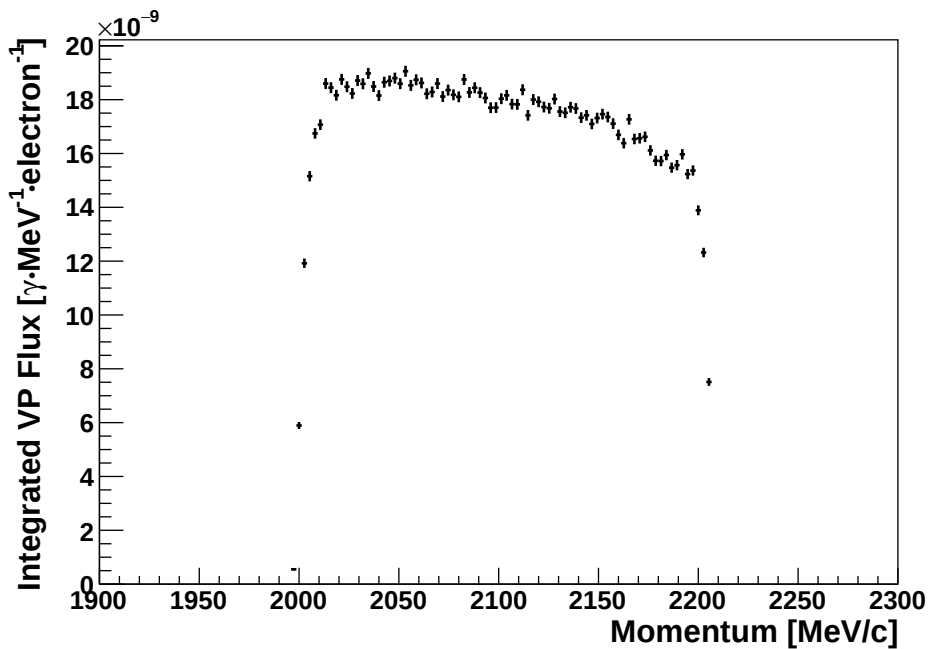


図 5.13 $\int_{\text{HRS-L}} \Gamma d\Omega_{e'}$ の運動量依存性 (Integrated Virtual Photon Flux の ω 積分実行前)

*3 $\Gamma_{\max}$ とは，積分範囲内の Γ の最大値以上の値である．

本実験のようなコインシデンス実験では、検出する散乱電子と K 中間子の運動学の整合性が非常に重要である。前節の結果は散乱電子側のスペクトロメータのみから決まるアクセプタンス内で積分を実行したが、それで見積もられたすべての仮想光子が本実験で観測した Λ, Σ^0 の生成に寄与するわけではない。なぜなら、 $p(e, e' K^+) \Lambda / \Sigma^0$ 反応に寄与したとしても、そのときに生成された K 中間子の運動量がアクセプタンス外であれば当然検出されないからある。微分断面積を導出するには反応に寄与する仮想光子に対して、どれだけの割合でハイペロンが生成されたかが重要であるため、2つのスペクトロメータの運動学の整合性を正しく考慮する必要がある。

具体的には、仮想光子数を見積もる際に、図 5.14 のように K 中間子側の運動量アクセプタンスの範囲に対応する散乱電子側の運動量の範囲で積分を実行することによって運動学の整合性を考慮する。図 5.14 に示した直線は、本実験におけるスペクトロメータの中心角度 $\theta_{ee'} = 13.2$ [degree], $\theta_{eK} = 13.2$ [degree] で計算した結果である。また実データに対して

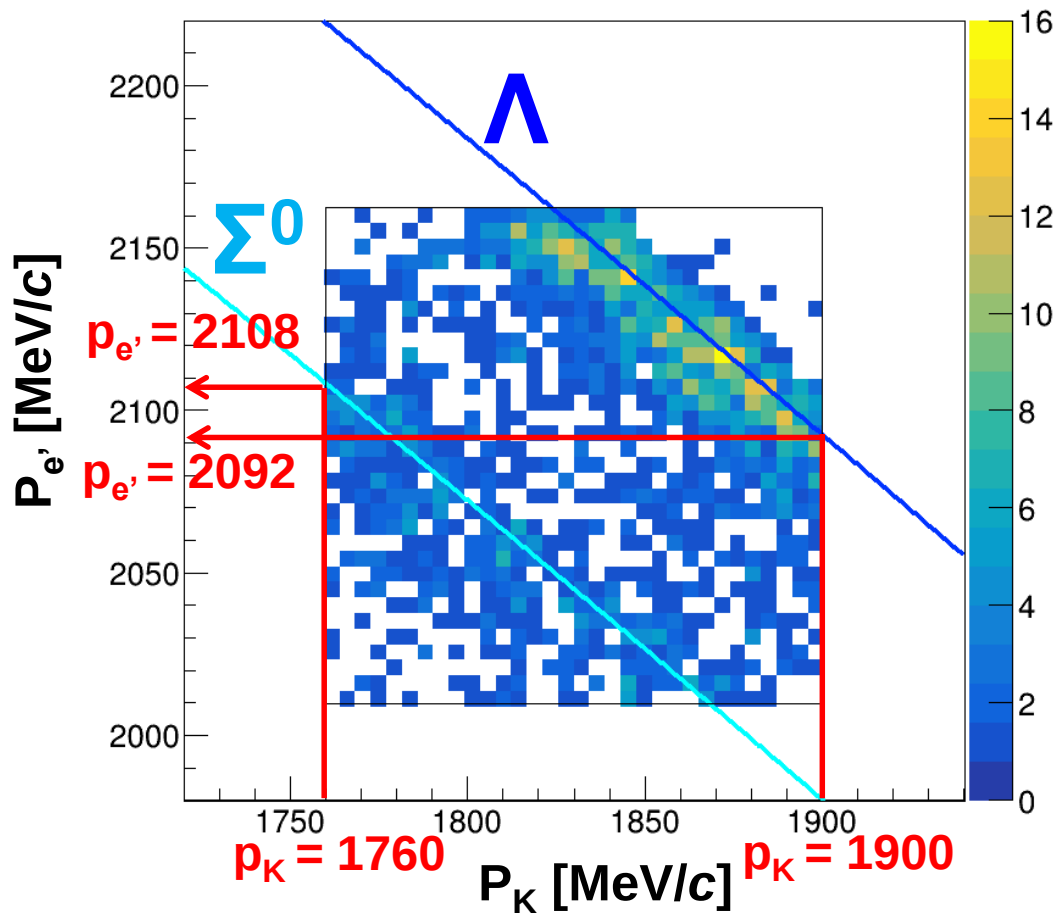


図 5.14 散乱電子と K 中間子の運動量相関。またスペクトロメータの中心角度のときに Λ と Σ^0 に対応する直線を示した。実データは第 5.1 節の最後に決めた運動量の範囲のみを示した。

は、第 5.1 節の最後に決めた運動量の範囲を選択している。

Λ 生成反応の場合であれば、 $p_K = 1900$ [MeV/c] を上限値に設定しているため、このときに対応する電子の運動量 $p_{e'} \simeq 2092$ [MeV/c] より小さい運動量の散乱電子が生成した仮想光子数を見積もっても意味がない。

そこでまずは簡単のために中心角度の場合で考え、 $p(\gamma^*, K^+)\Lambda$ 反応に寄与する仮想光子は、 $p_{e'} > 2092$ [MeV/c] でのみ生成され则认为と、

$$\int_{\text{HRS-L}(\Lambda)} \Gamma d\omega d\Omega_{e'} = (1.202 \pm 0.014) \times 10^{-6} \quad (5.24)$$

$$(2092 \text{ [MeV/c]} < p_{e'} < 2160 \text{ [MeV/c]})$$

が得られた。

同様に $p(\gamma^*, K^+)\Sigma^0$ 反応に寄与する仮想光子だけを考えると、

$$\int_{\text{HRS-L}(\Sigma^0)} \Gamma d\omega d\Omega_{e'} = (1.802 \pm 0.020) \times 10^{-6} \quad (5.25)$$

$$(2010 \text{ [MeV/c]} < p_{e'} < 2108 \text{ [MeV/c]})$$

が得られた。これらの結果に照射した電子数を乗じることで、目的であった仮想光子数 N_{γ^*} が求まる。

5.3.4 仮想光子数の系統誤差

前節では、図 5.14 に示した直線をもとに仮想光子数を見積もった。

しかし、 Λ, Σ^0 に対応するそれぞれのイベントが直線上に乗っているわけではなく、広がりをもって分布している。これは図中に示した直線が、スペクトロメータの中心角度で固定して計算したものであるのに対して、実際には散乱電子と K 中間子の角度に応じて変化するからである。この角度を実際のアクセプタンス内で変化させると、図 5.15 の赤い点線で囲まれた領域に分布する。

前節で中心角度の場合において、 Λ 生成に寄与した仮想光子数を計算したときは、電子の運動量が、 $2092 \text{ [MeV/c]} < p_{e'} < 2160 \text{ [MeV/c]}$ という条件を課して ω 積分を実行し、角度積分は HRS-L の見込む立体角の範囲で行った。これは本来なら図 5.15 に示した領域 A に対応する仮想光子数を含めて見積もるべきところを、代わりに領域 B を用いて見積もったことに相当する。

これらの領域内で、それぞれ Γ の最大値・最小値を用いることで、 Γ を積分の外に出して

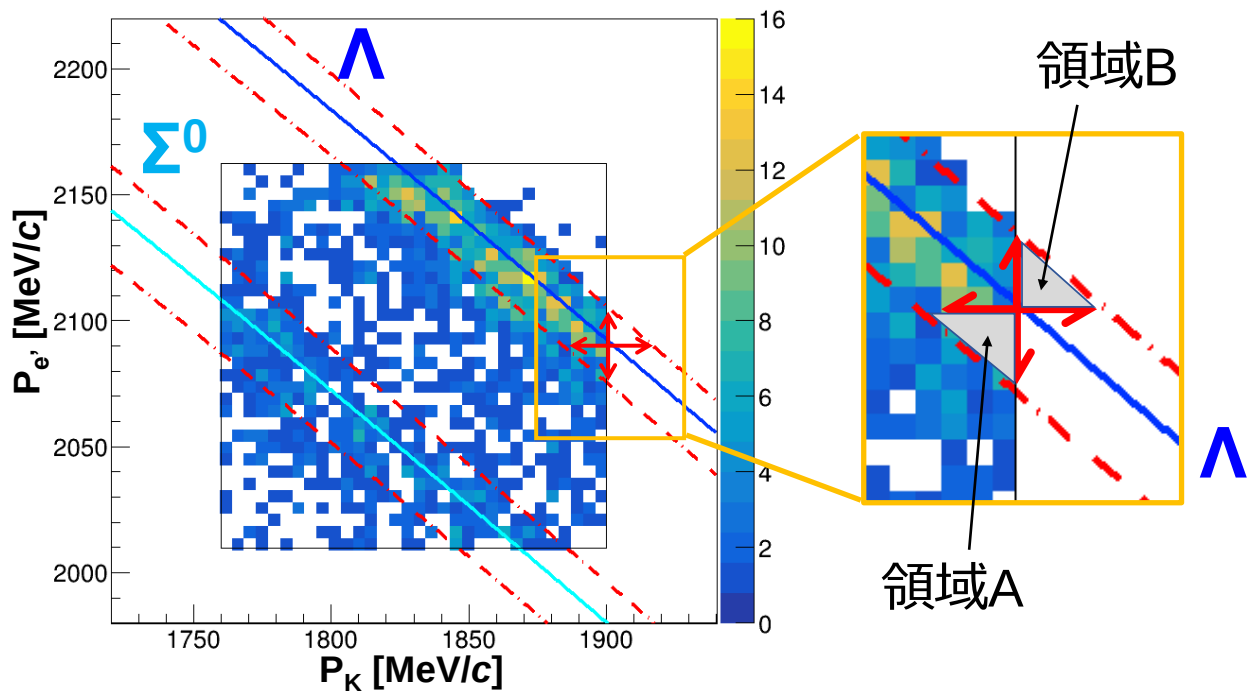


図 5.15 散乱電子と K 中間子の運動量相関. アクセプタンス内で散乱電子と K 中間子の角度を変えたときの Λ と Σ^0 に対応する直線を赤い点線で示した. また図中の三角形で領域 A と領域 B を定義した.

以下の積分を評価することができる.

$$5.65 \times 10^{-8} < \int_{\text{領域 A}} \Gamma d\omega d\Omega_{e'} < 7.68 \times 10^{-8} \quad (5.26)$$

$$6.01 \times 10^{-8} < \int_{\text{領域 B}} \Gamma d\omega d\Omega_{e'} < 8.40 \times 10^{-8} \quad (5.27)$$

領域 A, 領域 B とともに式 (5.24) で得られた結果と比べて 5 [%] 程度と小さく, さらに式 (5.26) と式 (5.27) の結果が十分近いことが分かった. 従って, 領域 A の代わりに領域 B を用いて積分した近似は十分妥当であったと言える. この結果を用いて, 近似したことによる真の値からのずれを系統誤差として評価した. よって, 最終的に Λ の生成に寄与した仮想光子数 $N_{\gamma^*(\Lambda)}$ は,

$$\int_{\text{HRS-L}(\Lambda)} \Gamma d\omega d\Omega_{e'} = (1.202 \pm 0.014(\text{Stat.})_{-0.028}^{+0.017}(\text{Syst.})) \times 10^{-6} \quad (5.28)$$

$$N_{\gamma^*(\Lambda)} = (3.49 \pm 0.04(\text{Stat.})_{-0.08}^{+0.05}(\text{Syst.})) \times 10^{13} \quad (5.29)$$

と得られた.

Σ^0 に関しても同様の議論により系統誤差が評価でき,

$$\int_{\text{HRS-L}(\Sigma^0)} \Gamma d\omega d\Omega_{e'} = (1.802 \pm 0.020(\text{Stat.})_{-0.019}^{+0.030}(\text{Syst.})) \times 10^{-6} \quad (5.30)$$

$$N_{\gamma^*(\Sigma^0)} = (5.23 \pm 0.06(\text{Stat.})_{-0.06}^{+0.09}(\text{Syst.})) \times 10^{13} \quad (5.31)$$

と得られた.

第 6 章

$p(\gamma^*, K^+)\Lambda/\Sigma^0$ 反応の微分断面積

第 6.1 節でこれまで述べてきた結果をもとに, E12-17-003 実験で得られた $p(e, e'K^+)\Lambda/\Sigma^0$ 反応の微分断面積を求める. その結果をもとに, 本実験と近い実験条件で得られている他の実験結果や, 理論計算の結果と比較を行う.

その後, 第 6.2 節で isobaric model や Regge-plus-resonance model を簡単に説明し, それを踏まえて最後に第 6.3 節で本研究結果の考察を述べる.

6.1 本研究で得られた $p(\gamma^*, K^+)\Lambda/\Sigma^0$ 反応の微分断面積

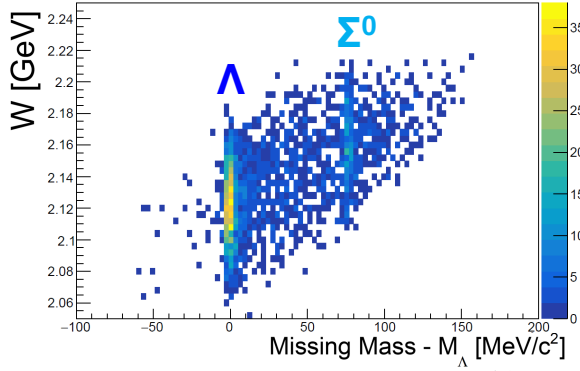
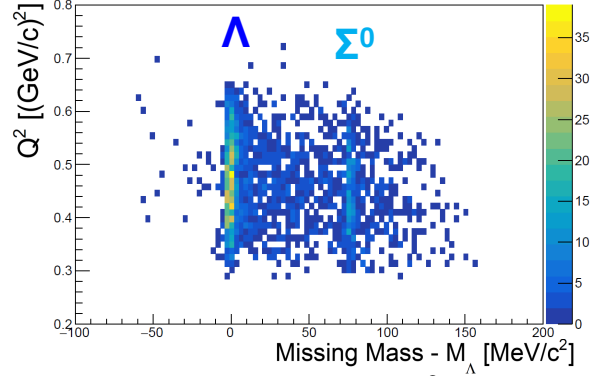
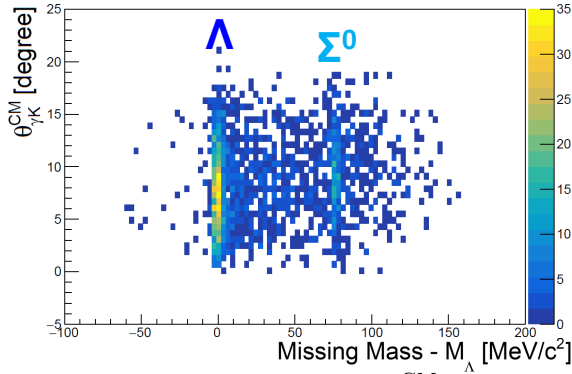
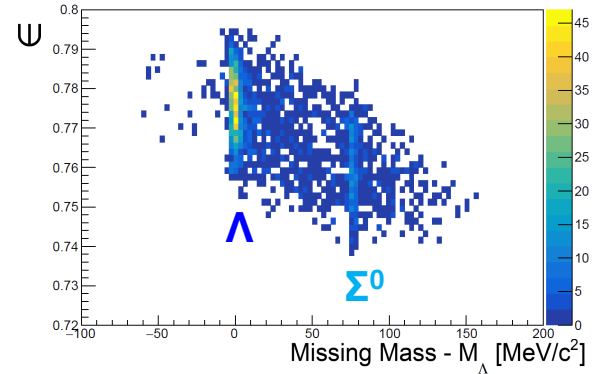
6.1.1 E12-17-003 実験の運動学的条件の整理

まず本実験において取得したデータがどのような運動学設定に対応しているのかを整理する. 本実験における $W, Q^2, \theta_{\gamma K}^{\text{CM}}, \varepsilon$ の値を, 実際のデータの平均値から算出したものを表 6.1 にまとめた. ただし, W はハドロン重心系でのエネルギーである. すなわち $\gamma^* + p \rightarrow K^+ + Y$ 反応の重心系のことを指す.

また, これらの量と Missing Mass スペクトルの 2 次元プロットを図 6.1, 6.2, 6.3, 6.4 にそれぞれ示した.

表 6.1 E12-17-003 実験における運動学設定

変数	説明	本実験における平均値
W	ハドロン重心系における全エネルギー	2.14 [GeV]
Q^2	4 元運動量移行	0.46 [(GeV/c) ²]
$\theta_{\gamma K}^{\text{CM}}$	重心系における γ^* と K^+ のなす角度	8.36 [deg]
ε	仮想光子の偏極	0.77

図 6.1 Missing Mass と W の関係図 6.2 Missing Mass と Q^2 の関係図 6.3 Missing Mass と $\theta_{\gamma K}^{CM}$ の関係図 6.4 Missing Mass と ϵ の関係

6.1.2 得られた微分断面積のまとめ

改めて微分断面積の表式を書くと以下の通りである。

$$\left(\frac{d\sigma_{\gamma^* p \rightarrow K^+ \Lambda(\Sigma^0)}}{d\Omega_{K^+}} \right)_{\text{HRS-R}} \simeq \frac{1}{N_{\text{Target}}} \cdot \frac{1}{N_{\gamma^*}} \cdot \frac{1}{\bar{\epsilon}} \cdot \sum_{i=1}^{N_{\Lambda(\Sigma^0)}} \frac{1}{\epsilon_i^{\text{DAQ}} \cdot \Delta\Omega_{\text{HRS-R}}(p_K, z)} \quad (6.1)$$

上の式で現れる量はこれまでにすべて求めており、それらの結果を表 6.2 にまとめた。

正確にはイベントごとに考慮した立体角 $\Delta\Omega_{\text{HRS-R}}$ やデータ収集効率 ϵ^{DAQ} などを考慮することによって、本実験における $p(\gamma^*, K^+)\Lambda/\Sigma^0$ 反応の微分断面積はそれぞれ、

$$\left(\frac{d\sigma_{\gamma^* p \rightarrow K^+ \Lambda}}{d\Omega_{K^+}^{\text{CM}}} \right)_{\text{HRS-R}} = 0.377 \pm 0.022(\text{Stat.})_{-0.033}^{+0.077}(\text{Syst.}) \quad [\mu\text{b/sr}] \quad (6.2)$$

$$\left(\frac{d\sigma_{\gamma^* p \rightarrow K^+ \Sigma^0}}{d\Omega_{K^+}^{\text{CM}}} \right)_{\text{HRS-R}} = 0.064_{-0.009}^{+0.010}(\text{Stat.})_{-0.009}^{+0.053}(\text{Syst.}) \quad [\mu\text{b/sr}] \quad (6.3)$$

と得られた。

本研究で得られた $p(\gamma^*, K^+)\Lambda$ 反応と $p(\gamma^*, K^+)\Sigma^0$ 反応の微分断面積を図 6.5 と図 6.6 にそれぞれ示した。赤で示した結果が本研究で全データを用いて解析したものであり、統計

表 6.2 これまでに得られた結果のまとめ

	Λ	Σ^0
$N_{\text{Hyperon}} \times 10^{-3}$	$1.27 \pm 0.04(\text{Stat.})^{+0.17}_{-0.13}(\text{Syst.})$	$0.35 \pm 0.02(\text{Stat.})^{+0.23}_{-0.05}(\text{Syst.})$
N_{Target}	$0.0375 \pm 0.0013(\text{Stat.}) \pm 0.0001(\text{Syst.}) [\text{b}^{-1}]$	
$N_{\gamma^*} \times 10^{-13}$	$3.49 \pm 0.04(\text{Stat.})^{+0.05}_{-0.08}(\text{Syst.})$	$5.23 \pm 0.06(\text{Stat.})^{+0.09}_{-0.06}(\text{Syst.})$
$\bar{\varepsilon}$	$6.80 \pm 0.18(\text{Stat.}) [\%]$	$6.64^{+0.48}_{-0.44}(\text{Stat.}) [\%]$
ε^{DAQ}	$\sim 96 [\%]$	$\sim 96 [\%]$
$\Delta\Omega_{\text{HRS-R}}^{\text{Lab}}$	$\sim 5.5 [\text{msr}]$	

誤差を実線、さらに系統誤差も含めて点線の枠でそれぞれ示した。その他の実験データ、理論曲線は図 1.6, 図 1.7 で示したように実光子を用いた $p(\gamma, K^+)\Lambda$ 反応と $p(\gamma, K^+)\Sigma^0$ 反応のものである。実光子を用いた実験では測定が難しい超前方のデータを、本研究で電磁生成反応を用いることによって得ることができた。

Λ 生成では、図中に示した SLA と RPR2011 で予想される超前方における振る舞いと近い結果であった。一方で、 Σ^0 生成は KM に近い結果であった。

ただし厳密には、実光子の場合と仮想光子の場合では、 Q^2 が異なり、また仮想光子の縦波成分の寄与が新たに現れる。本研究結果は、仮想光子を用いた反応に相当するため、光生成のときにはなかった仮想光子の縦波成分がハイペロン生成に寄与していると考えられる。特に図 6.5 の Λ 生成反応に関しては、実光子の実験データから予想される傾向 (超前方極限でフラットまたは減少傾向) に対して、本研究で得られた結果は大きい、これは縦波成分の寄与によるものだと考えられる。

6.1.3 結果 1: 角度依存性

超前方における振る舞いをより詳しく調べるために、本実験データを用いて $\theta_{\gamma K}^{\text{CM}} = 8 [\text{degree}]$ を基準に 2 分割した結果を図 6.7 と図 6.8 にそれぞれ示した。系統誤差が大きいために、超前方における振る舞いに強い制限をかけることはできていないが、 Λ, Σ^0 のどちらの生成反応においても超前方で微分断面積が減少する傾向が見られた。 Λ 生成におけるこの傾向は、先ほどの図 6.5 で結果が近かった SLA, RPR2011 とは異なる。

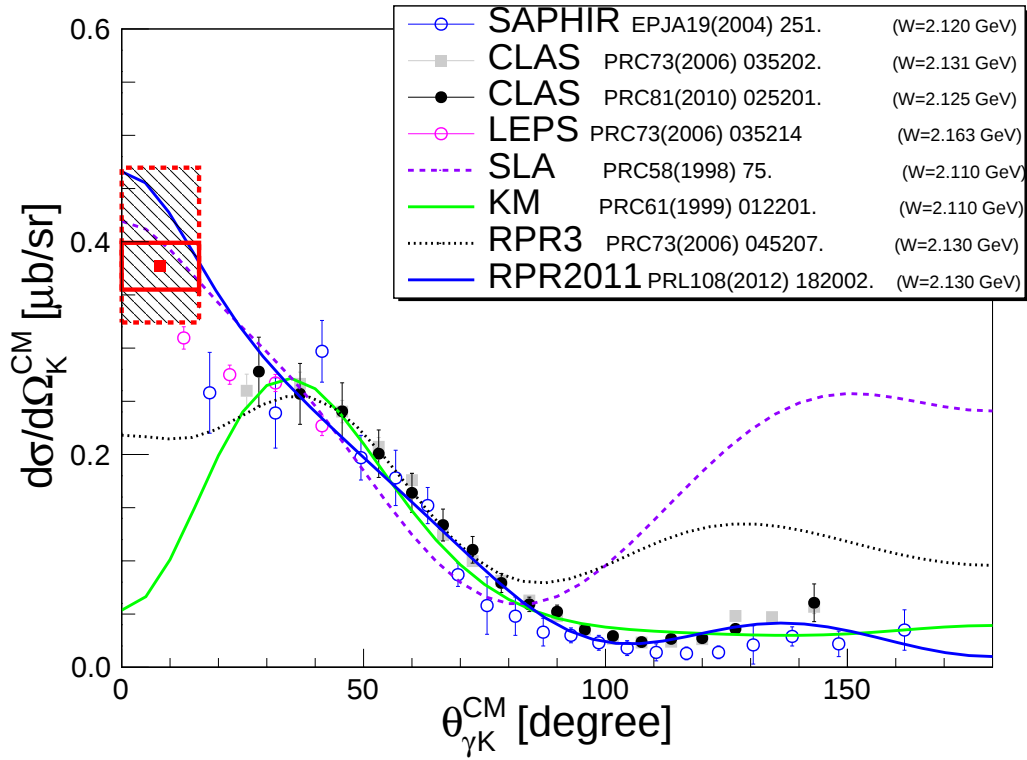


図 6.5 本研究で得られた $p(\gamma^*, K^+)\Lambda$ 反応微分断面積と、先行研究の $p(\gamma, K^+)\Lambda$ 反応微分断面積 [16–19, 22–25] の比較 (角度依存性). 他実験のデータは統計誤差のみ示しており、本研究結果は統計誤差を実線、さらに系統誤差も含めて点線の枠でそれぞれ示した.

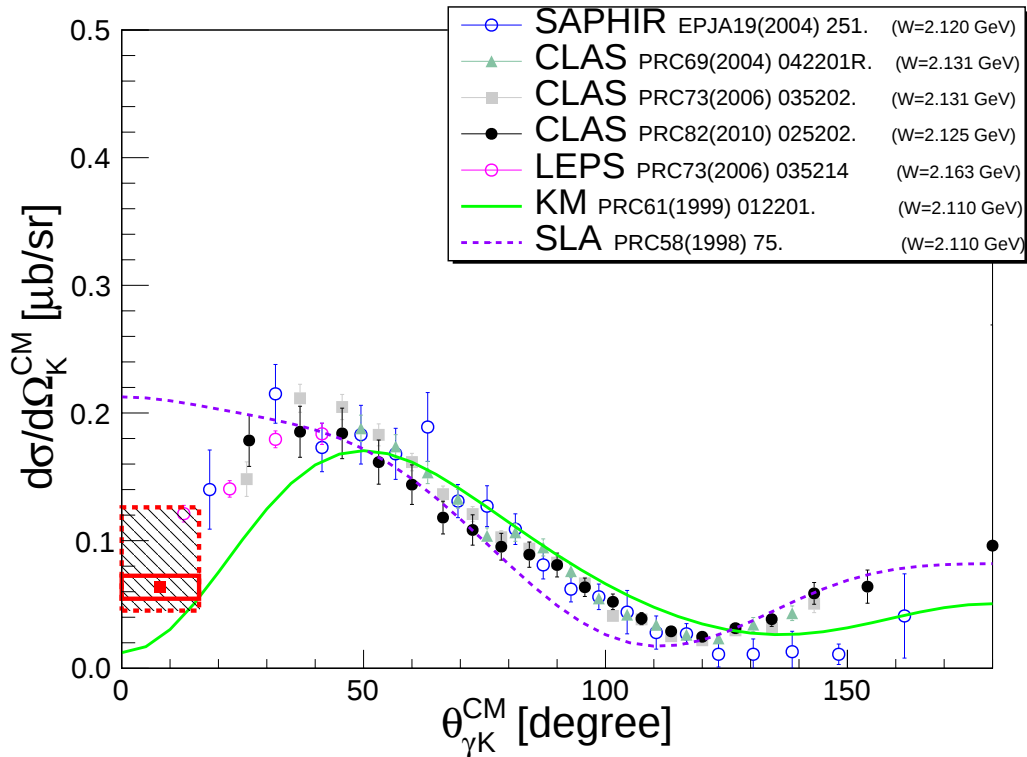


図 6.6 本研究で得られた $p(\gamma^*, K^+)\Sigma^0$ 反応微分断面積と、先行研究の $p(\gamma, K^+)\Sigma^0$ 反応微分断面積 [16, 17, 22, 23, 25–27] の比較 (角度依存性). 他実験のデータは統計誤差のみ示しており、本研究結果は統計誤差を実線、さらに系統誤差も含めて点線の枠でそれぞれ示した.

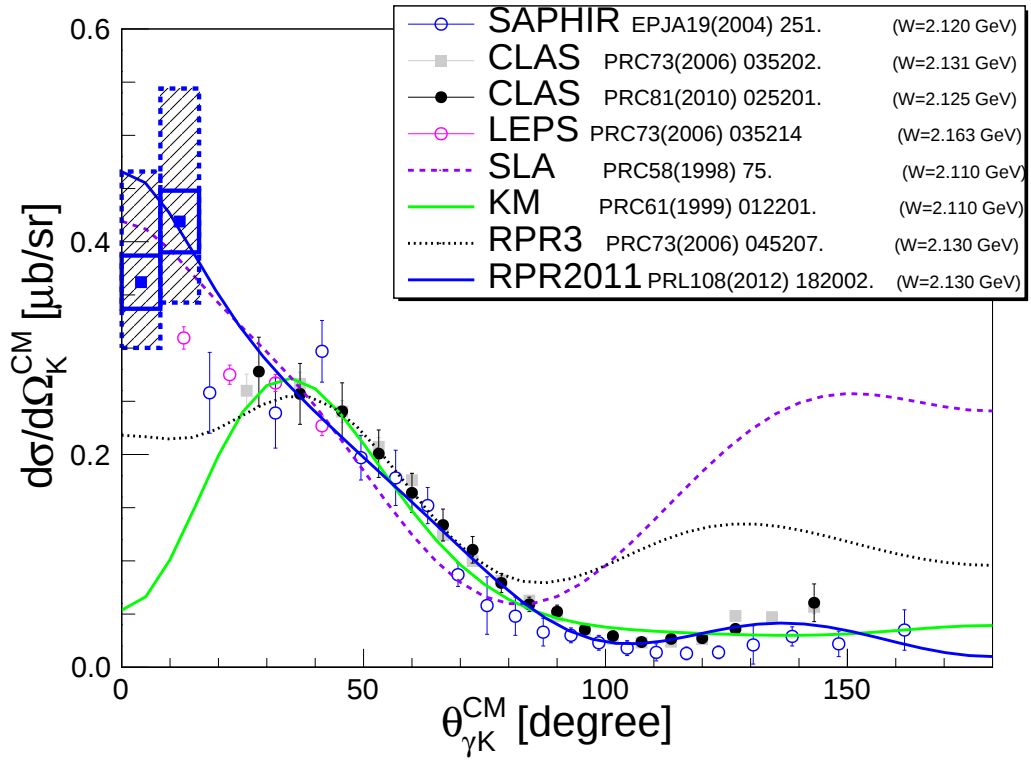


図 6.7 本研究で得られた $p(\gamma^*, K^+)\Lambda$ 反応微分断面積の角度依存性 (2 分割) と、先行研究の $p(\gamma, K^+)\Lambda$ 反応微分断面積 [16–19, 22–25] の比較. 他実験のデータは統計誤差のみ示しており、本研究結果は統計誤差を実線、さらに系統誤差も含めて点線の枠でそれぞれ示した.

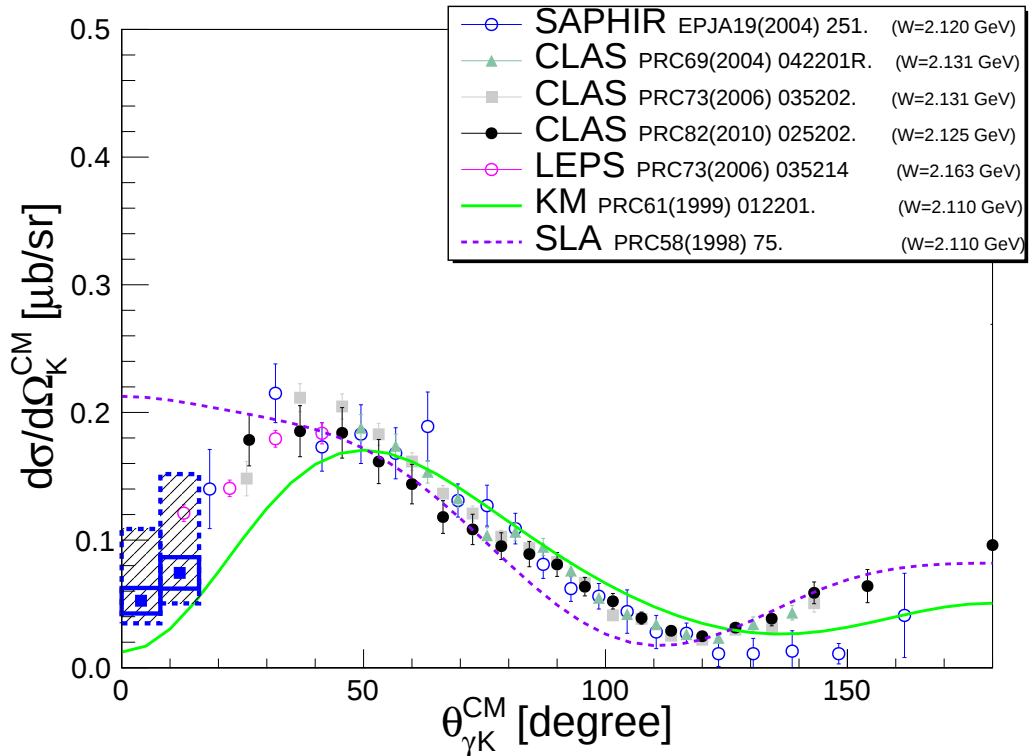


図 6.8 本研究で得られた $p(\gamma^*, K^+)\Sigma^0$ 反応微分断面積の角度依存性 (2 分割) と、先行研究の $p(\gamma, K^+)\Sigma^0$ 反応微分断面積 [16, 17, 22, 23, 25–27] の比較. 他実験のデータは統計誤差のみ示しており、本研究結果は統計誤差を実線、さらに系統誤差も含めて点線の枠でそれぞれ示した.

6.1.4 結果 2: Q^2 依存性

本研究で得られた $p(\gamma^*, K^+)\Lambda$ 反応と $p(\gamma^*, K^+)\Sigma^0$ 反応の微分断面積を、他の電磁生成の実験や理論と Q^2 依存性をもとに比較したものを、図 6.9 と図 6.10 に示した。

図中に示した実験データと理論曲線は、前節とは異なり、ハイペロン電磁生成のものである。ただし、全く同じ運動学的条件の過去実験は存在しなかったため、比較的条件が近く、過去に JLab で行われた E93-018 実験の結果がまとめられている Mohring らの論文 [69] をもとに比較を行った。E93-018 実験は本実験と同じく JLab Hall A で行われた実験であるが、用いられたスペクトロメータは異なる。この実験は運動学の設定を変えながらデータ収集を行っており、Mohring らの論文では微分断面積の縦波成分と横波成分の分離に関して議論されている [69]。その中で、異なる W で取得された他の実験結果と比較する際に、以下のように微分断面積の W 依存性が表せることを用いてスケーリングを行っている [69]。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{|\mathbf{p}_K^{\text{CM}}|}{(W^2 - m_p^2)W} |\mathcal{M}|^2 =: f(W) |\mathcal{M}|^2 \quad (6.4)$$

このときの $\mathcal{M}$ は W に依存しない遷移行列要素である。これは、 $\gamma^* + p \rightarrow K^+ + \Lambda(\Sigma^0)$ 反応で共鳴の寄与を考えなければ上のように書ける。また、実際に今回の W の領域では、 $f(W)$ を用いて実験データが十分良く再現できることも分かっている。 Σ^0 に関してはこの関係式で十分であるが、 Λ の場合によく実験データを再現するには、以下の補正を行う。

$$f'_\Lambda(W) = C_1 f(W) + C_2 \frac{A^2 B^2}{(W^2 - A^2)^2 + A^2 B^2} \quad (6.5)$$

ただし、 $A = 1.72$ [GeV], $B = 0.10$ [GeV], $C_1 = 4023.9$ [GeV² · nb/sr], $C_2 = 180.0$ [GeV² · nb/sr] である。このようにして W が異なる実験データをスケーリングして $W = 2.15$ [GeV] に合わせたものを図 6.9 と図 6.10 に示した。図から分かるように、本研究で過去の電子線を用いたハイペロン電磁生成の結果とも無矛盾な結果が得られた。

角度のときと同様に、今回のデータを用いて $Q^2 = 0.5$ [(GeV/c)²] を基準に 2 分割すると、図 6.11 と図 6.12 のような結果が得られた。

この結果を見ると、今回注目している $W \sim 2.15$ [GeV] においては、過去の実験からも Q^2 が大きくなればなるほど微分断面積は小さくなっていくことが分かっており、本研究で得られた結果も同様の傾向を示していることが分かる。

一方で、図中に示した理論曲線はいずれも $Q^2 \rightarrow 0$ の極限において、縦波成分の寄与が消えるため急激に微分断面積が減少することを予想しているが、本実験の $Q^2 > 0.3$ [(GeV/c)²] の領域ではその減少は見られなかった。これは図にも示されている通り、理論予想とも一致する結果であった。

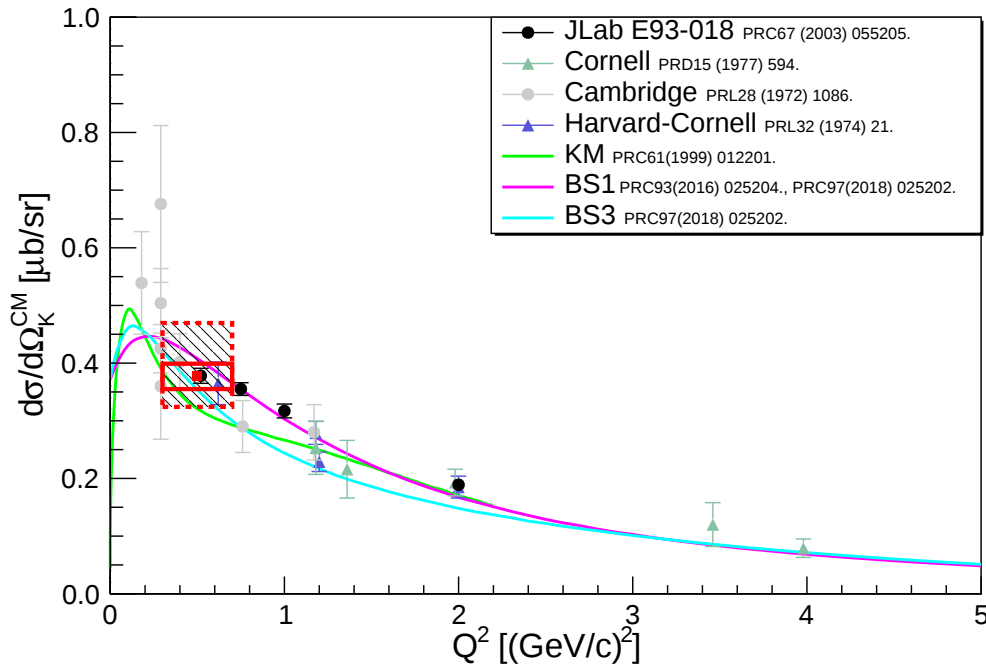


図 6.9 本研究で得られた $p(\gamma^*, K^+)\Lambda$ 反応微分断面積と、先行研究の $p(\gamma^*, K^+)\Lambda$ 反応微分断面積 [17, 69–74] の比較 (Q^2 依存性). 他実験のデータは統計誤差のみ示しており, 本研究結果は統計誤差を実線, さらに系統誤差も含めて点線の枠でそれぞれ示した.

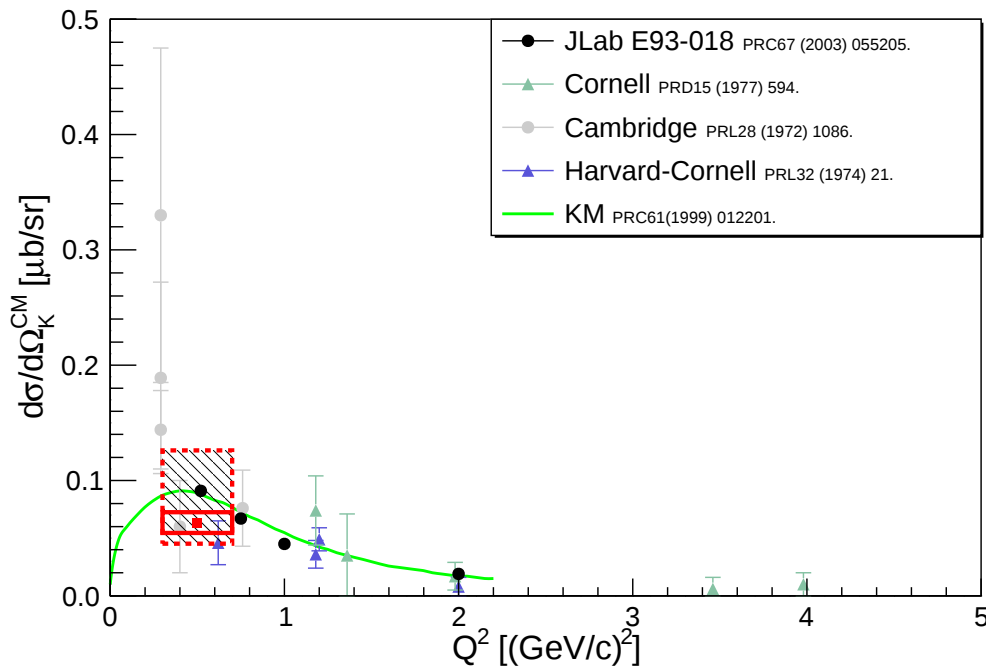


図 6.10 本研究で得られた $p(\gamma^*, K^+)\Sigma^0$ 反応微分断面積と、先行研究の $p(\gamma^*, K^+)\Sigma^0$ 反応微分断面積 [17, 69–72] の比較 (Q^2 依存性). 他実験のデータは統計誤差のみ示しており, 本研究結果は統計誤差を実線, さらに系統誤差も含めて点線の枠でそれぞれ示した.

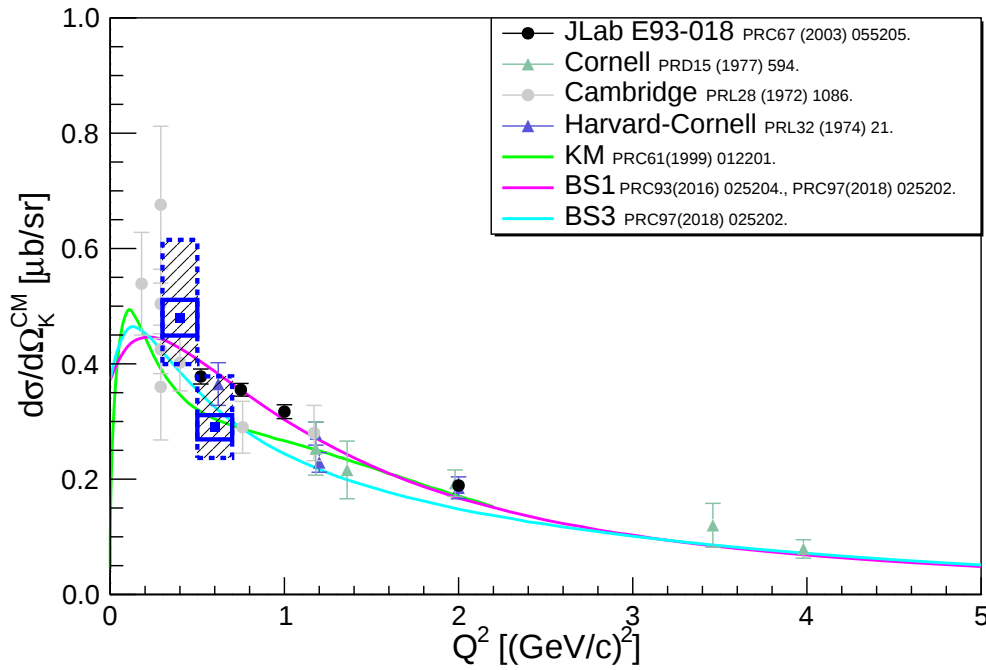


図 6.11 本研究で得られた $p(\gamma^*, K^+)\Lambda$ 反応微分断面積の Q^2 依存性 (2 分割) と、先行研究の $p(\gamma^*, K^+)\Lambda$ 反応微分断面積 [17, 69–74] の比較. 他実験のデータは統計誤差のみ示しており、本研究結果は統計誤差を実線、さらに系統誤差も含めて点線の枠でそれぞれ示した.

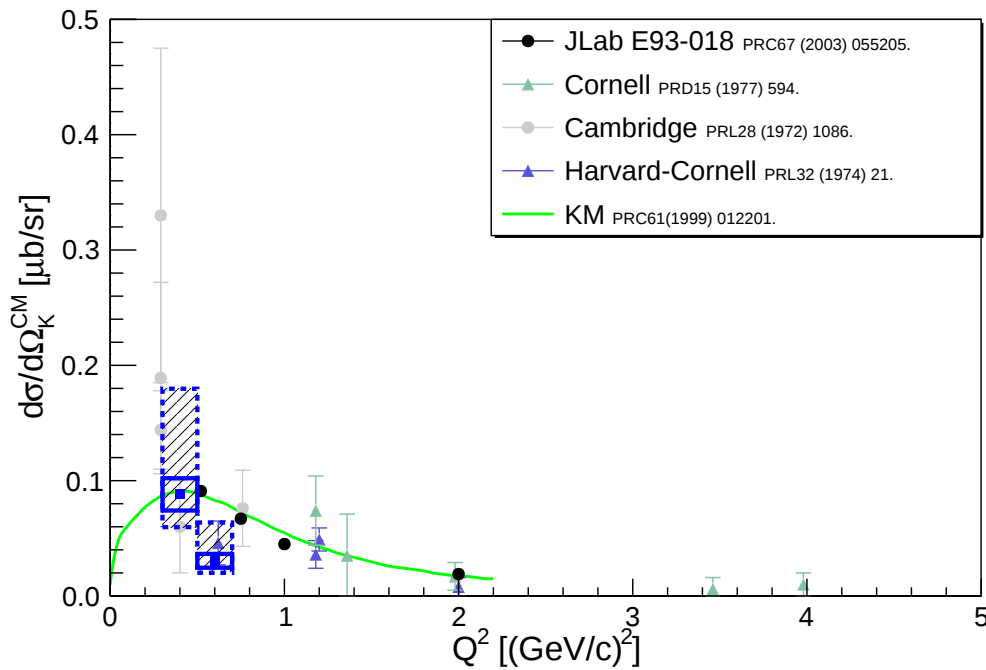


図 6.12 本研究で得られた $p(\gamma^*, K^+)\Sigma^0$ 反応微分断面積の Q^2 依存性 (2 分割) と、先行研究の $p(\gamma^*, K^+)\Sigma^0$ 反応微分断面積 [17, 69–72] の比較. 他実験のデータは統計誤差のみ示しており、本研究結果は統計誤差を実線、さらに系統誤差も含めて点線の枠でそれぞれ示した.

6.2 ハドロン自由度を用いたハイペロン電磁生成素過程の理論

これまで本研究結果を様々な理論計算の結果と比較をしてきたが、ここではそれぞれの理論がどのような特徴があるのかを簡単に述べる。

6.2.1 isobaric model

ハイペロン電磁生成素過程 (または光生成素過程) の理論的研究は、これまで盛んに行われてきた。低エネルギー QCD Lagrangian を用いたクォークの自由度での記述を試みた研究も数多く行われている [62–65]。ハドロンの内部自由度であるクォークがあらわに取り入れられており、フリーパラメータが比較的少ない特徴がある。

一方で、ハドロンの自由度を用いた有効 Lagrangian を用いて記述するという方法がある。これらは isobaric model と呼ばれ、1960 年代以降に π 中間子生成、 η 中間子生成において成功を収めた。これを応用し、 K 中間子生成の理論も中間子生成理論の枠組みで記述しようという試みが行われている。

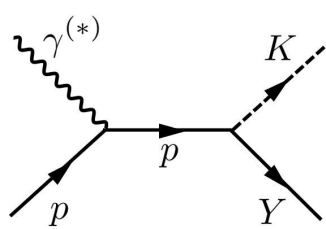
これらの isobaric model では、tree-level の Feynman ダイアグラムのみを考え、図 6.13 のようないわゆる Born term と、共鳴状態 (resonance) が現れる図 6.14 を取り入れる。ただし、図中の s, t, u は Mandelstam 変数である。

isobaric model では特に図 6.14 の共鳴状態の寄与が非常に重要な役割を果たし、共鳴状態として出現する粒子によって散乱振幅が大きく変化する。しかし、 K 中間子生成の場合はどのハドロンが共鳴状態に現れるのかが明確ではなく、そのハドロンの種類に応じて、それだけパラメータが増えていく。

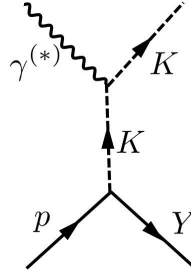
これらのパラメータは実験結果に合うように決定する必要がある。それぞれの理論によって、共鳴状態の粒子の種類が異なったり、ハドロンの内部自由度の取り扱いとしてハドロン形状因子を導入したりと、多種多様である。

その中でも、既存のハイペロン (K 中間子) 光生成・電磁生成の実験データを、幅広い運動学条件でうまく説明できる理論として、Kaon-MAID (KM), Saclay-Lyon A (SLA) などがある。これらの理論計算で共鳴状態として仮定した粒子の一覧を表 6.3 に示した。

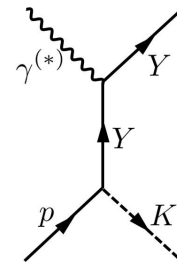
$$\gamma^{(*)} + p \rightarrow K + Y$$



(i) s-channel



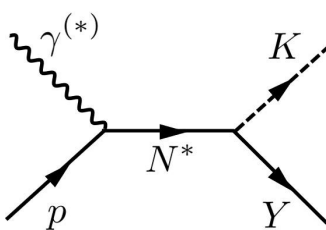
(ii) t-channel



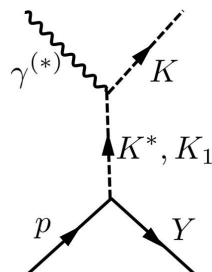
(iii) u-channel

図 6.13 $\gamma^{(*)} + p \rightarrow K + Y$ 反応における Born term の寄与

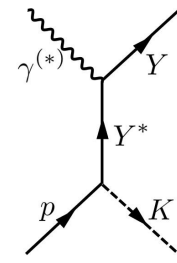
$$\gamma^{(*)} + p \rightarrow K + Y$$



(i) s-channel



(ii) t-channel



(iii) u-channel

図 6.14 $\gamma^{(*)} + p \rightarrow K + Y$ 反応における共鳴 (resonance) の寄与

表 6.3 各理論計算で共鳴状態として用いる粒子一覧

名称	崩壊幅 [MeV]	J^P	Isobaric		Regge-plus-resonance		
			KM	SLA	RPR2011	BS1	BS3
$K^*(892)$	50	1^-	○	○	-	○	○
$K_1(1270)$	50	1^+	○	○	-	○	○
$P_{11}(1440)$	300	$1/2^+$	-	○	-	-	-
$S_{11}(1535)$	150	$1/2^-$	-	-	○	○	○
$S_{11}(1650)$	150	$1/2^-$	○	-	○	○	○
$D_{15}(1675)$	150	$5/2^-$	-	○	-	-	-
$F_{15}(1680)$	130	$5/2^+$	-	-	○	○	○
$D_{13}(1700)$	150	$3/2^-$	-	-	-	-	-
$P_{11}(1710)$	100	$1/2^+$	○	-	-	○	○
$P_{13}(1720)$	250	$3/2^+$	○	○	○	○	○
$F_{15}(1860)$	270	$5/2^+$	-	-	○	○	○
$D_{13}(1900)$	220	$3/2^-$	○ ^{*1}	-	-	-	-
$P_{11}(1900)$	200	$1/2^+$	-	-	○	-	-
$P_{13}(1900)$	250	$3/2^+$	-	-	○	-	○
$F_{15}(2000)$	140	$5/2^+$	-	-	○	○	○
$D_{13}(2120)$	330	$3/2^-$	-	-	-	○	-
$\Lambda(1405)$	50	$1/2^-$	-	○	-	-	○
$\Lambda(1502)$	16	$3/2^-$	-	-	-	○	-
$\Lambda(1600)$	150	$1/2^+$	-	-	-	-	○
$\Lambda(1670)$	150	$1/2^+$	-	○	-	-	-
$\Lambda(1800)$	300	$1/2^-$	-	-	-	○	-
$\Lambda(1810)$	150	$1/2^+$	-	○	-	-	-
$\Lambda(1890)$	100	$3/2^+$	-	-	-	○	○
$\Sigma(1660)$	100	$1/2^+$	-	○	-	○	-
$\Sigma(1670)$	60	$3/2^-$	-	-	-	-	○
$\Sigma(1750)$	90	$1/2^-$	-	-	-	○	-
$\Sigma(1940)$	200	$3/2^-$	-	-	-	○	-

^{*1} KM において, $D_{13}(1900)$ は $K^+\Lambda$ チャンネルの場合のみ取り入れ, $K^+\Sigma^0$ の場合には, 代わりに $S_{31}(1900)$ と $P_{31}(1910)$ を取り入れて計算を行う.

6.2.2 Regge-plus-resonance model (RPR)

近年では前節で紹介した isobaric model を拡張した Regge-plus-resonance model (RPR) と呼ばれる理論体系がある。これは Ghent のグループによって構築された方法 [66] で、これにより isobaric model で共鳴状態の数に応じて増えていくパラメータ数を減らすことができる。

基本的なアイデアは、弦理論の前身となった Regge 理論 [67, 68] に基づいている。特に相対論的極限において、量子力学のポテンシャル散乱問題での Born 近似のような摂動計算ができない場合に、 S 行列の解析性やユニタリー性、交叉対称性から散乱振幅を規定することができる。Regge 理論では、角運動量を複素数に拡張し、高エネルギー ($s/|t| \rightarrow \infty$) における振る舞いが角運動量空間上の極である Regge poles と呼ばれる特異点によって支配される。これは、 $|t|$ が小さいときに有効であり、すなわち $\theta_{\gamma K}^{\text{CM}}$ が小さいときに有効である。本実験のデータも $\theta_{\gamma K}^{\text{CM}} \sim 8$ [deg] で十分小さいので、以下では t-channel での極のみ考える。

すなわち、Regge poles $\alpha(t)$ は、角運動量空間上 l の極 $1/(l - \alpha(t))$ に相当し、角運動量 $\alpha(t)$ の粒子を交換する描像で解釈できる。このとき、交換する粒子の質量を m_X とし、その粒子によって相互作用が媒介されるとすると、散乱振幅は $1/(t - m_X^2)$ の極を持つはずである。

このことから、共鳴状態として現れる粒子の質量がスピンと対応づけられ、実際にそれらの関係は以下の式で表せることが分かる。

$$\alpha_X(t) = \alpha_X(0) + \alpha'_X(t - m_X^2) \quad (6.6)$$

この直線で表される軌跡を、Regge trajectory と呼ぶ。実際に、 $K^+(494)$ と $K^*(892)$ の軌跡は、

$$\alpha_{K(494)}(t) := 0.70(t - m_K^2) \quad (6.7)$$

$$\alpha_{K^*(892)}(t) := 1 + 0.85(t - m_{K^*}^2) \quad (6.8)$$

で表され、図 6.15 のようになる。また、図中には式 (6.7) と式 (6.8) の直線も示した。

このように、Regge trajectory 上に乗っている粒子をひとまとめにして取り入れ、t-channel の共鳴をパリティ $\xi = \pm$ に対してそれぞれ、

$$\frac{1}{t - m_X^2} \rightarrow \mathcal{P}_{\text{Regge}}^{\xi=\pm}(s, t) = \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha(t)} \frac{\pi\alpha'}{\sin(\pi\alpha(t))} \frac{1 + \xi e^{-i\pi\alpha(t)}}{2} \frac{1}{\Gamma(\alpha(t) + 1)} \quad (6.9)$$

で表し (t-channel Reggeization), さらに前節で述べた isobaric model で s-channel での共鳴状態 (resonance) を考慮することによって光生成・電磁生成を記述するのが、Regge-plus-resonance (RPR) である。また最近では、Bydžovský, Skoupil らによって、この

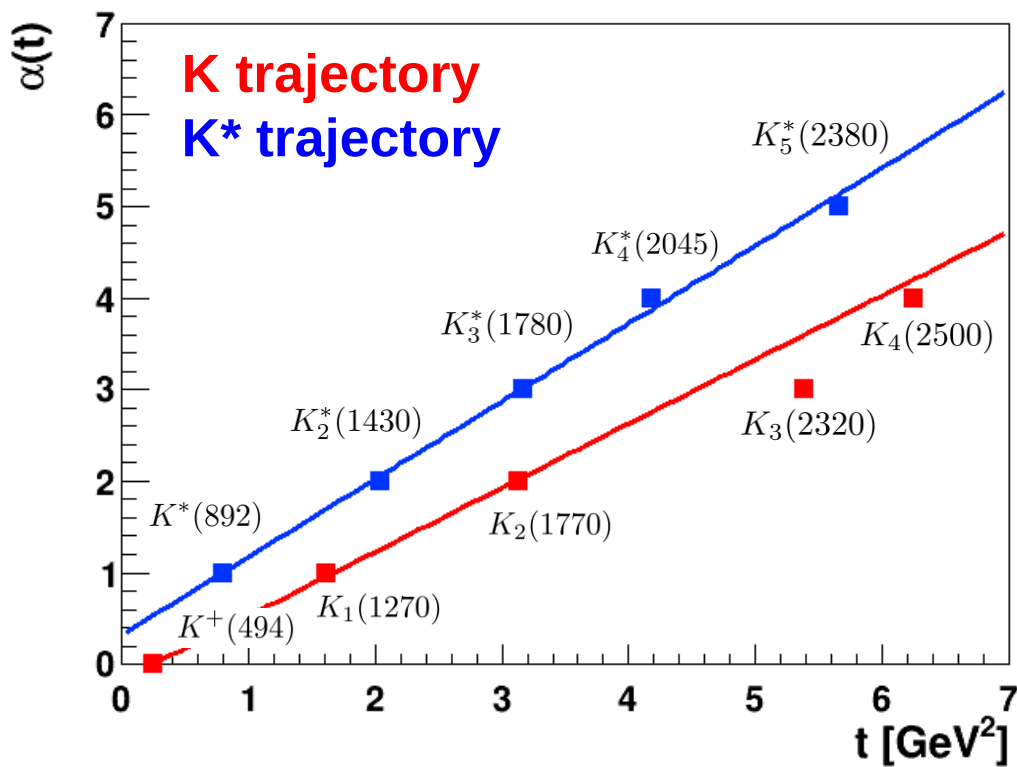


図 6.15 $K(494)$ と $K^*(892)$ の Regge trajectory. 図中の直線は式 (6.7) と式 (6.8).

Regge-plus-resonance を用いて、パラメータを最適化した BS model が報告されている [73, 74]. t -channel での寄与は、background contribution と呼ばれ、大きなピーク構造を示さないの isobaric model では交換する粒子を明確に指定することが難しい. 一方で、Regge 理論を用いて式 (6.9) のように扱うことで、パラメータの数を減らすことができる. Regge-plus-resonance model を用いた理論も、同様に仮定している共鳴状態の粒子一覧を表 6.3 に示した.

6.3 考察

図 6.9 で Q^2 依存性に基づいて比較を行った KM, BS1, BS3 の 3 つの理論モデルについて、角度依存性を示したものが、図 6.16 である. Σ^0 生成を図 6.17 に示し、KM のみと比較を行った. また 2 分割したときの結果を図 6.11 と図 6.12 に示した.

本実験に合わせて $Q^2 = 0.5 \text{ [(GeV}/c)^2\text{]}$ に固定して理論計算を行った結果と比較している. すでに本研究結果がこれらの理論と無矛盾であることは述べた通りである.

Λ 生成の場合の図 6.16 には、isobaric model の KM と、Regge-plus-resonance model の BS1, BS3 の結果を示している. 光生成の結果と比較した際にも述べたように、本研究結果

は超前方で微分断面積が減少する傾向を示している。しかし、電磁生成の場合の理論曲線と比較しても同様の傾向を示すものはなかった。特に BS1 は光生成のときと同様に、超前方で増加することを予想している。

比較的傾向に近い KM と BS3 では $\theta_{\gamma K}^{\text{CM}} < 20$ [degree] の範囲ではフラットである。前節で述べたように、超前方で特に良く記述できる t-channel Reggeization を用いた BS3 と比較的近い結果である。 $\theta_{\gamma K}^{\text{CM}} < 8$ [degree] の範囲内ではいずれの理論予想とも本研究結果は近かった一方で、 $\theta_{\gamma K}^{\text{CM}} > 8$ [degree] では系統誤差の範囲を含めても一致しているとは言えず、今後の研究課題である。

また、 Σ^0 生成に関しては、同じ条件で比較したものは KM のみであったが、全データを用いた図 6.17, 2 分割したデータを用いた図 6.19 のどちらも KM の理論予想とは一致していた。また、角度依存性の傾向として、超前方で減少するという点においても一致していた。

同じ KM との比較であっても Λ 生成では本研究結果の方が微分断面積が大きかったのに対して、 Σ^0 生成では理論計算よりもやや小さい結果であり、今後の理論家との議論が不可欠である。

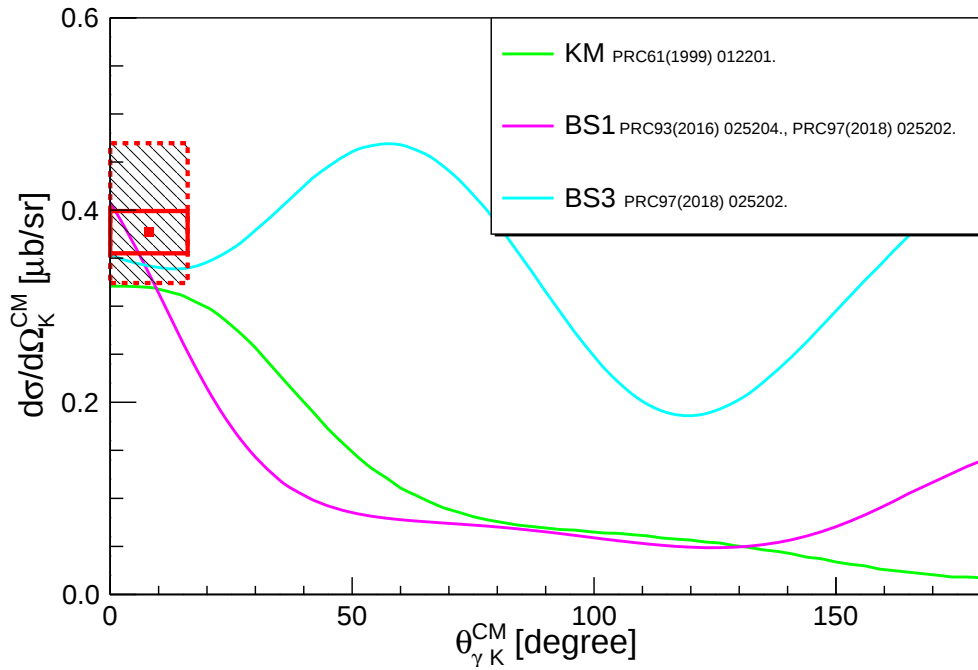


図 6.16 本研究で得られた $p(\gamma^*, K^+)\Lambda$ 反応微分断面積と、 $p(\gamma^*, K^+)\Lambda$ 反応微分断面積の理論予想 [17, 73, 74] との比較 (角度依存性). 他実験のデータは統計誤差のみ示しており, 本研究結果は統計誤差を実線, さらに系統誤差も含めて点線の枠でそれぞれ示した.

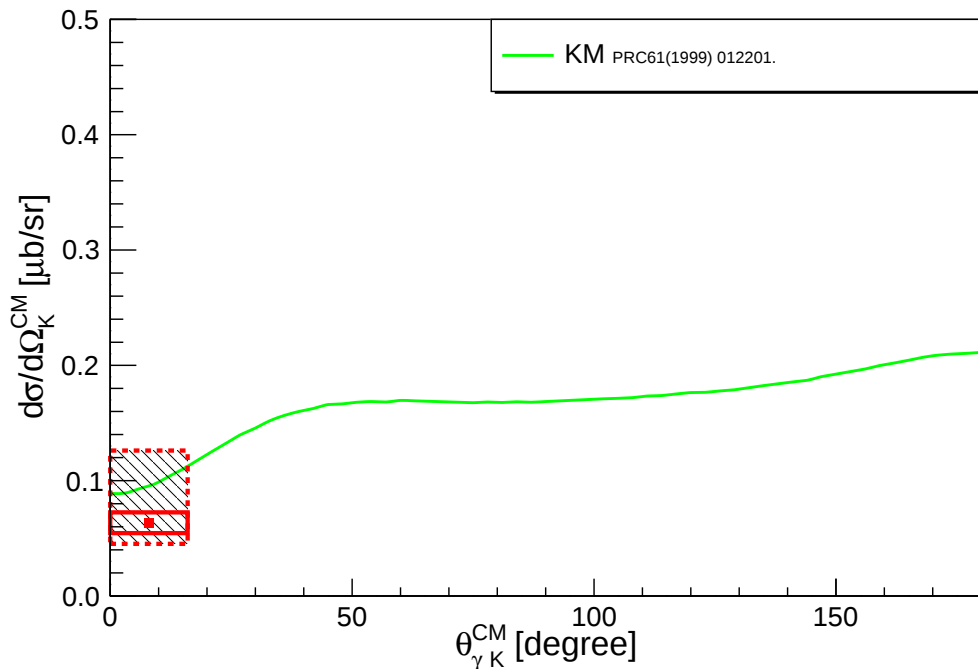


図 6.17 本研究で得られた $p(\gamma^*, K^+)\Sigma^0$ 反応微分断面積と、 $p(\gamma^*, K^+)\Sigma^0$ 反応微分断面積の理論予想 [17] との比較 (角度依存性). 他実験のデータは統計誤差のみ示しており, 本研究結果は統計誤差を実線, さらに系統誤差も含めて点線の枠でそれぞれ示した.

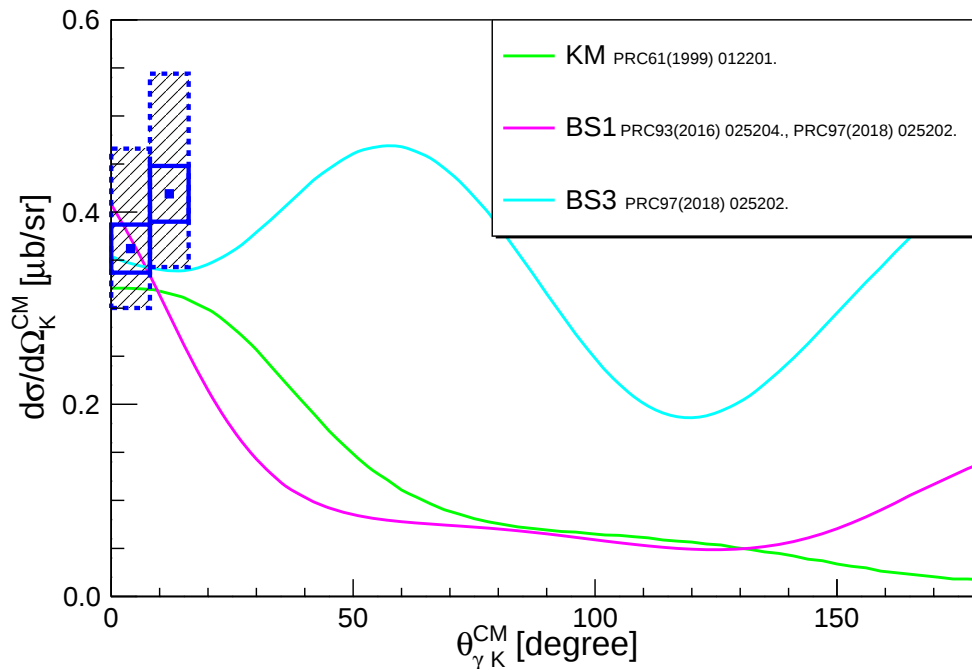


図 6.18 本研究で得られた $p(\gamma^*, K^+)\Lambda$ 反応微分断面積の角度依存性 (2 分割) と, $p(\gamma^*, K^+)\Lambda$ 反応微分断面積の理論予想 [17, 73, 74] との比較. 他実験のデータは統計誤差のみ示しており, 本研究結果は統計誤差を実線, さらに系統誤差も含めて点線の枠でそれぞれ示した.

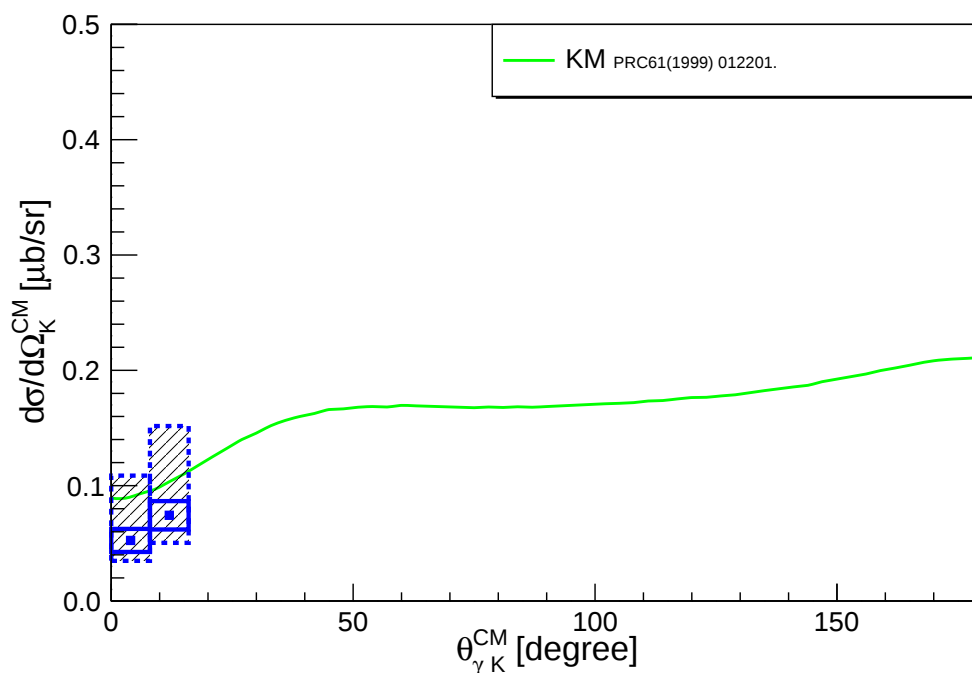


図 6.19 本研究で得られた $p(\gamma^*, K^+)\Sigma^0$ 反応微分断面積の角度依存性 (2 分割) と, $p(\gamma^*, K^+)\Sigma^0$ 反応微分断面積の理論予想 [17] との比較. 他実験のデータは統計誤差のみ示しており, 本研究結果は統計誤差を実線, さらに系統誤差も含めて点線の枠でそれぞれ示した.

第 7 章

結論

最後に、ハイペロン電磁生成について、これまで述べてきた本研究の結果と、今後の課題を述べる。

7.1 本研究のまとめ

本研究では 2018 年 10 月から 11 月にかけて、アメリカの Thomas Jefferson National Accelerator Facility (JLab) で行われた E12-17-003 実験で取得した水素ガス標的のデータを用いて、 $p(\gamma^*, K^+)\Lambda/\Sigma^0$ 反応の微分断面積を求めた。

これまで $p(\gamma, K^+)\Lambda/\Sigma^0$ 反応を用いて生成する光生成の実験データは豊富にあったが、超前方においては実験的な困難から $\theta_{\gamma K}^{\text{CM}} < 20$ [degree] の範囲のデータが乏しく、理論モデルの不定性が大きかった。しかし、本実験ではその超前方角度をカバーしており、本論文では $\theta_{\gamma K}^{\text{CM}} < 16$ [degree] における微分断面積を導出した。

また、電磁生成の実験データは光生成のデータと比べて少ないため、本論文で得られた結果は、ハイペロン電磁生成の理解のために非常に重要であった。

第 6 章では、微分断面積の角度依存性や Q^2 依存性を議論し、これまでに計算されている理論予想とも比較を行い、理論計算とも大きく矛盾はしない結果が得られたが、 $p(\gamma^*, K^+)\Lambda$ 反応においては従来の理論計算とは異なる角度依存性の傾向が見られた。

本研究結果はハイペロン生成の理論モデルに対して、大きな制限を与え得るものになると期待できる。

7.2 今後の課題

本論文では、アルミ標的セルにおけるエネルギー損失が大きく、Radiative tail の量が多かったことや、SIMC を用いたシミュレーションの際に標的セルの再現が不十分であったことにより、系統誤差が十分小さいとまでは言えなかった。また、 Σ^0 の場合は、Radiative

tail がアクセプタンス外に出ていってしまう影響が大きいために、系統誤差が大きいのが現状である。そのため、今後はシミュレーションの改良を行うなどによって系統誤差を小さくすることを考えている。系統誤差を十分に小さくできれば、より詳細に角度依存性や、 Q^2 依存性が議論しやすくなる。

今後は、本実験結果が前節までに紹介した理論計算に対して、これまで不足していた超前方における新たな制限となるため、理論計算を行っている理論家と、ハイペロン電磁生成の理解に向けて議論していきたいと考えている。

謝辞

本研究を進める上での多くの方々のご支援に感謝いたします。

指導教員の中村哲教授には、熱心にご指導いただきました。毎週のミーティングでの私からの細かい進捗報告に対して常に適切なアドバイスをくださいました。本論文を書く上でも執筆中の段階からご相談に乗っていただき非常に助かりました。国際会議などで海外の研究者と英語で議論する際に、しばしば私が満足に英語を話せないのを察して助けてくださったのがとても心強かったです。今後も一人前の研究者になれるように精進していきたいと思いますので、今まで通りのご指導・ご鞭撻のほどお願い申し上げます。

永尾翔助教には本論文のテーマを提案していただきましたし、その後私の解析・論文執筆を随時細かくチェックしてアドバイスをくださったことに非常に感謝しています。2020年2月末、当時修士1年でGP-PU選抜試験の面接が終わった直後に私の初JLab出張がありました。その時は永尾翔助教と私と同期の秋山氏の3人で次世代実験の準備のためJLabに行きましたが、毎日おいしいご飯屋さんに連れて行っていただいていたのを覚えています。その出張中にJLabで本論文のテーマを提案していただきました。ハイペロンの電磁生成素過程に関しては研究室配属されて以降、個人的に興味を持っていたテーマではありましたが他にも分からないことだらけで、このまま中途半端な理解のまま研究生活を進めていくのかと思い始めたくらいのタイミングでちょうどこのテーマと巡り合うことができました。感謝してもしきれないほどです。

金田雅司助教には、特に私が学部生時代から続けていた検出器開発の方で非常にお世話になりました。実験屋として今後やっていくために不可欠な検出器の基本を教えていただきました。そこでの研究内容は本論文とは内容が異なるため残念ながら記述できませんでしたが、そこで学んだことがあったからこそ本研究においても検出器の基礎を知った上でスムーズに解析を進めることができました。また本論文のテーマを決定する際にも、私自身の将来のことも考えてくださって意見をくださったことに感謝します。また本研究を進める上でもアドバイスをいただけたことも感謝します。

また京都大学の後神利志助教には、毎週のミーティングを通してアドバイスをいただけたことに感謝しています。後神利志助教が使っていた解析コードを他に独立に解析を行っている学生も閲覧できるようにしてくださっていたので大変参考になりました。今後ともお世話

になると思いますが、どうぞよろしくお願いいたします。

私が研究を進める上で先輩方にはたくさんのことを学ばせていただきました。同研究室の外山裕一氏には、私が学部生のころから何度か行ってきた ELPH でのテスト実験の際にはいつも抜群のリーダーシップを発揮して実験を統括していたのが強く印象に残っています。ご自身の博士論文執筆で忙しい中でも私の研究に対して熱心にアドバイスをくださり嬉しかったです。日ごろの研究姿勢からも学ぶことがたくさんありました。

また板橋浩介氏は、私が解析を始める前から E12-17-003 実験の解析を進めていたため、私が解析を進める上で大変お世話になりました。ご自身の解析も忙しい中、解析でつまづきそうな点をご自身の経験を踏まえて教えてくださったので順調に解析を進めることができました。また分からないことがあったときなどは、親身になって相談に乗っていただき、一緒に議論できたことが研究に役立ちました。

京都大学の鈴木一輝氏も以前から解析を進めていたこともあり、また Geant4 シミュレーションの構築を精力的に行っていたため非常にお世話になりました。ビデオ会議を通して時々ご相談や、意見交換ができたことが本研究を進める上でとても重要でした。

Hampton 大学の Liguang Tang 教授にはコラボレーションミーティングなどで鋭い指摘をいただけたことに感謝しています。私が JLab に初めて訪れた際にも温かく迎え入れていただけたことが嬉しかったです。同大学の学生である Bishnu Pandey 氏も温かく迎えていただき、英語でどう接してよいのか分からなかった私にも頻繁に話しかけてくれたことがとても嬉しかったです。

他にもお世話になった方が多くすべて挙げることはできませんが、同研究室の上原圭太氏、秋山タケル氏、中村雄紀氏、藤原友正氏、水野征哉氏、永野慎太郎氏、そして京都大学の梅崎英一氏、片山一樹氏、豊田峻史氏にも本研究を進める上で大変お世話になりました。

また本研究とは直接関係はありませんが、同研究室の田村裕和教授、三輪浩司准教授、本多良太郎助教（現 KEK 准教授）、吉田純也助教にも研究室ミーティングやセミナーを通して大変お世話になりました。本研究室の同期である井上南氏、宇津城雄大氏、梶川俊介氏、齋藤真慶氏、坂尾珠和氏、佐久間啓介氏にもお世話になりました。

皆様のご支援がなければ本論文を執筆することができませんでした。ありがとうございました。

最後にいつも優しく見守ってくれていた両親、弟、祖母にも感謝しています。ありがとうございました。おかげで今後も研究生生活を送れることが何よりも幸せです。

参考文献

- [1] M. Tanabashi *et.al.* (Particle Data Group), Phys. Rev. D **98**, 030001 (2018).
- [2] F. Hiruma, R. Honda, K. Hosomi, H. Kanda, T. Koike, Y. Matsumoto, K. Miwa (spokesperson), A. Sasaki, K. Shirotori, K. Sugihara, H. Tamura, M. Ukai, K. Yagi, T.O. Yamamoto, Y. Yonemoto, Proposal for an experiment at the 50-GeV PS, *Measurement of the cross sections of Σp scatterings* (2010).
- [3] K. Miwa *et.al.*, AIP Conference Proceedings **2130**, 020006 (2019).
- [4] H. Noumi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 072301 (2002).; Erratum Phys. Rev. Lett. **90**, 049902 (2003).
- [5] P. K. Saha *et al.*, Phys. Rev. C **70**, 044613 (2004).
- [6] T. Fukada *et al.*, Phys. Rev. C **58**, 1306 (1998).
- [7] P. Khaustov *et al.*, Phys. Rev. C **61**, 054603 (2000).
- [8] T. Nagae *et al.*, J-PARC Proposal, *Proposal for the next E05 run with the S - 2S spectrometer* (2018).
- [9] G. D. Rochester and C. C. Butler, Nature, **160**, 855 (1947).
- [10] V. C. Hopper and S. Biswas, Phys. Rev. **80**, 1099 (1950).
- [11] M. Danysz and J. Pniewski, Phil. Mag. **44**, 348 (1953).
- [12] M. Kaneta *et al.*, JPS Conference Proceedings **26**, 023017 (2019).
- [13] 奥山和樹, 東北大学, 学士論文 (2019).
- [14] M. A. Faessler *et al.* Phys. Lett. B **46**, 468 (1973).
- [15] J.C. David *et al.*, Phys. Rev. C **53**, 2613 (1996).
- [16] T. Mizutani *et al.*, Phys. Rev. C **58**, 75 (1998).
- [17] T. Mart and C. Bennhold, Phys. Rev. C **61**, 012201(R) (1999).
- [18] T. Corthals *et al.*, Phys. Rev. C **73**, 045207 (2006).
- [19] L.D. Cruz *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 182002 (2012).
- [20] P. Bydžovský *et al.*, arXiv:nucl-th/0305039 (2003).
- [21] P. Bydžovský and D. Skoupil, Phys. Rev. C **100**, 035202 (2019).
- [22] K.H. Glander *et al.*, Eur. Phys. J. A **19**, 251 (2004) .

- [23] R. Bradford *et al.*, Phys. Rev. C **73**, 035202 (2006).
- [24] M.E. McCracken *et al.*, Phys. Rev. C **81**, 025201 (2010).
- [25] M. Sumihama *et al.*, Phys. Rev. C **73**, 035214 (2006).
- [26] J.W.C. McNabb *et al.*, Phys. Rev. C **69**, 042201R (2004).
- [27] B. Dey *et al.*, Phys. Rev. C **82**, 025202 (2010).
- [28] E. Amaldi, S. Fubini, and G. Furlan, *Pion Electroproduction. Electroproduction at Low- Energy and Hadron Form-Factors*, Vol. **83** of Springer Tracts in Mod. Phys., Springer, Berlin (1979).
- [29] H. Bethe and W. Heitler, Proc. Roy. Soc. (London) A **146**, 83 (1934).
- [30] W. Heitler, *The Quantum Theory of Radiation*, Oxford University Press, London, (1944).
- [31] Y. Tsai, Rev. of Mod. Phys. **46** 815 (1974).
- [32] H.A. Bethe, and L. C. Maximon, Phys. Rev. **93**, 768 (1954).
- [33] H. Olsen, Phys. Rev. **99**, 1335 (1955).
- [34] L. C. Maximon and D. B. Isabelle, Phys. Rev. B1344 (1964) .
- [35] <https://www.jlab.org/visitors/science/works.html>
- [36] <https://hallaweb.jlab.org>
- [37] J. Alcorn, *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. A **522**, 294 (2004).
- [38] <https://hallaweb.jlab.org/equipment/HRS.htm>
- [39] S.N. Santiesteban *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. A **940**, 351 (2019).
- [40] <https://www.aluminiumwala.com/blog/astm-b209-7075-t6-aluminum-aa7075-al7075/>
- [41] <https://www.olympus-ims.com/ja/magna-mike8600/>
- [42] K.G. Fissum *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. A **474**, 108 (2001).
- [43] S. Marrone *et al.*, arXiv:0810.4630 (2008).
- [44] Burle Industries: www.burle.com, Burle RCA 8854 PMT specification: https://hallcweb.jlab.org/DocDB/0009/000965/001/Burle_8854_PMT_specs.pdf
- [45] Photonis Group: www.photonis.com
- [46] G. Lolos *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. A **385**, 403 (1997).
- [47] L. Lagamba, R. Iommi and B. B. Wojtsekhowski, Jefferson Lab Technical Note, 00-010, (2000).
- [48] M. Benot *et al.*, Nucl. Inst. and Meth. A **154**, 253 (1997) .
- [49] www.3m.com
- [50] The Hall A Collaboration, D.W. Higinbotham and T. Keppel, *2017 Version: Jefferson Lab Hall A Standard Equipment Manual* (2018).

-
- [51] Panofsky, Phillips, *CLASSICAL ELECTRICITY AND MAGNETISM: Second Edition*, Dover Books on Physics (2005).
- [52] 加藤貞幸, “放射線計測 (新物理学シリーズ)”, 培風館 (1994).
- [53] L. Landau, J. Phys. (USSR) **8**, 201 (1944); in: L.D. Landau, Collected Papers, ed. D. ter Haar (Pergamon Press, Oxford, 1965).
- [54] K. S. Kolbig and B. Schorr, Computer Phys. Comm., **31**, 97–111 (1984).
- [55] A.R. Uzzle, Ph.D. thesis, Hampton University (2002).
- [56] D. Gaskell, Hall A Data Analysis Workshop December 2009.
- [57] P. Monaghan, Hall A Data Analysis Workshop December 2009.
- [58] R. Zielinski, Jefferson Lab Radiative Corrections Workshop (2016).
- [59] Qattan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94** (2005).
- [60] J. Denard, A. Saha, G. Lavessiere, Conf. Proc. C, 0106181 (2001).
- [61] K.B. Unser, AIP Conf. Proc. 252, 266 (1992).
- [62] Zhenping Li, Phys. Rev. C **52**, 1648 (1995).
- [63] Zhenping Li, Hongxing Ye, and Minghui Lu, Phys. Rev. C **56**, 1099 (1997).
- [64] D. Lu, R. H. Landau, and S. C. Phatak, Phys. Rev. C **52**, 1662 (1995).
- [65] G. R. Farrar, K. Huleihel, and H. Zhang, Nucl. Phys. B **349**, 655 (1991).
- [66] T. Cothals, J. Ryckebusch, and T. Van Cauteren, Phys. Rev. C **73**, 045207 (2006).
- [67] P. D. B Collins, *An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics*, Cambridge Monographs on Mathematical Physics (Cambridge University Press, Cambridge, UK (1977)).
- [68] Sandy Donnachie *et al.*, *Pomeron Physics and QCD*, Cambridge University Press (2002).
- [69] R. M. Mohring *et al.*, Phys. Rev. C **67**, 055205 (2003).
- [70] C. J. Bebek *et al.*, Phys. Rev. D **15**, 594 (1977).
- [71] C. N. Brown *et al.*, Phys. Rev. Lett. **28**, 1086 (1972).
- [72] C. J. Bebek *et al.*, Phys. Rev. Lett. **32**, 21 (1974).
- [73] D. Skoupil and P. Bydžovský, Phys. Rev. C **93**, 025204 (2016).
- [74] D. Skoupil and P. Bydžovský, Phys. Rev. C **97**, 025202 (2018).

付録 A

トリガータイミングを用いた Coincidence Time の計算法

本文中で述べた Coincidence Time が最も分かりやすく、左右の HRS スペクトロメータを通過した後の検出時刻から遡って標的位置における生成時刻を求めて、その差分のことであった。つまり、この方法では

$$t_{\text{Coin.}} := t_{\text{HRS-L}}(\text{Target}) - t_{\text{HRS-R}}(\text{Target}) \quad (\text{A.1})$$

のように書けた。

もちろん原理的にはこの方法で正しいが、本実験中にはトラブルにより HRS-L(電子側)の時刻情報が、一時的に不正確であったことがデータ取得中に判明した。

その後、問題は修正されトリチウム標的を用いた $nn\Lambda$ 状態の探索には影響がなかった。しかし、本研究で用いたガス水素標的を用いたデータのうち約 50 [%] は、そのトラブルが起きていた最中に取得したものである。

問題になっているデータで実際に上記の方法で Coincidence Time を求めたものが図 A.1 の左側である。時刻情報が大きく異なることはないが、セグメントによって異常が見られ図のように非対称な分布を形成していた。特に π^+ 中間子のテール部分が、非対称に K^+ 中間子の領域に混入しているため、その混入率の評価が非常に難しい。

しかし、実は Coincidence Time を HRS-L の正確な時刻情報を用いなくても計算することができる。それがここで説明するトリガータイミングを用いた方法である。今回の解析で重要な Coincidence Trigger では、第 2 章で述べたように、トリガータイミングを決定するのは、HRS-L すなわち散乱電子の通過するタイミングである。このことから、HRS-L に設置されているプラスチックシンチレータ S2 のセグメントごとで得られる詳細な時刻情報を使わずとも、トリガータイミングで代用することができる。ただし、このとき散乱電子の通過位置によって標的からの飛行距離が異なることなどは、別の新たな補正項を導入して考慮しなければならない。

その補正は、数多く見えている π^+ 中間子を基準に行うことによって達成され、その結果、

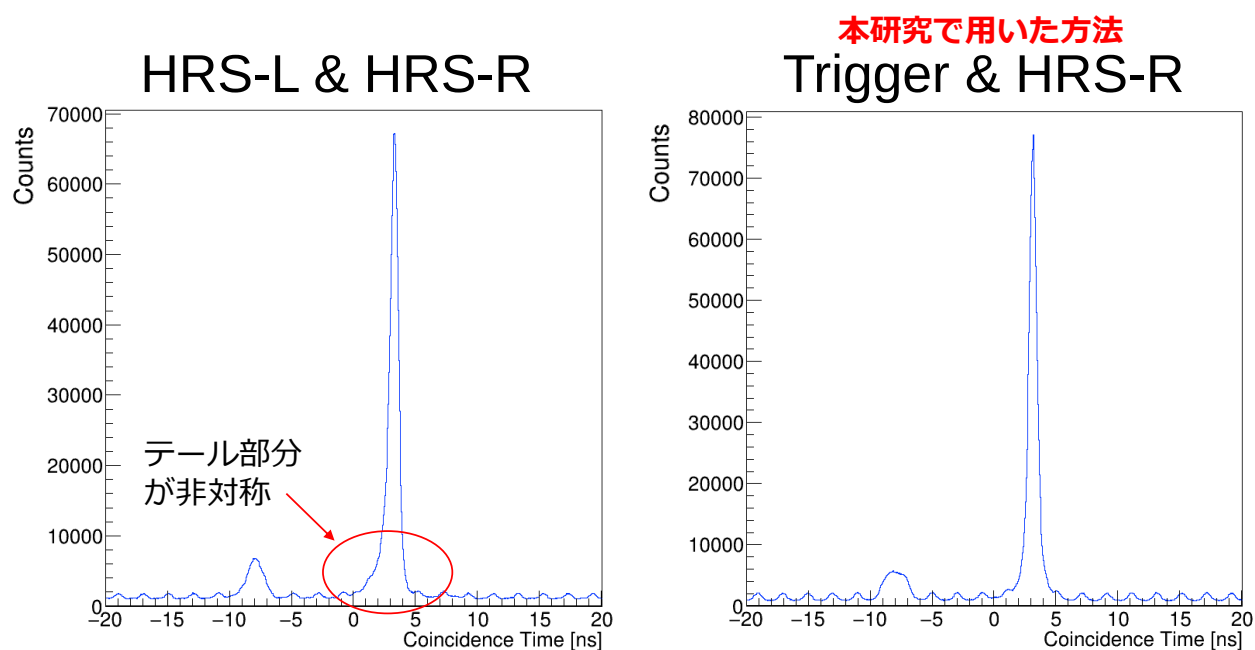


図 A.1 2通りの Coincidence Time の計算法の比較. (左側: 式 (A.1) で計算する方法, 右側: トリガータイミングを用いる方法)

図 A.1 の右側のような Coincidence Time が得られた. 本研究での解析には, このトリガータイミングを用いた方法で計算した Coincidence Time を用いた.

付録 B

Mixed Event Analysis の不定性

Mixed Event Analysis を行う際に、図 3.19 のように 6 バンチ分の Accidentals を抽出した。この領域の選び方は、本来は任意であり、原理的にはどこを選んでも最終的に Mixed Event Analysis を行って得られた Missing Mass スペクトルは同じ形になるはずである。しかし、ある特定の範囲だけから Accidentals を選んだときに、未知のバイアスがかからないとは言いきれない。

そこで、Accidentals の選び方によって Mixed Event Analysis の結果がどの程度変わり得るかを調べた。

具体的には、図 B.1 のように π^+ 中間子のピーク位置に相当する $\sim +3$ [ns] よりも大きい値 (右側なので R と表記する) と、陽子のピーク位置に相当する ~ -8 [ns] よりも小さい値 (左側なので L と表記する) で選んだときで、変化があるかを調べた。また、 K^+ 中間子と陽子の間 (中央付近なので C と表記する) のものも含めて、(LLL), (LCR), (RRR) の 3 バンチ $\times$ 3 通りの領域に対して、Mixed Event Analysis を行った。このとき、イベントの組み合わせは 500 回変えて行ったため、元の統計の 500 倍である。すなわち、3 バンチ $\times$ 500 回 = 1500 有効バンチ分の Accidentals に相当する Missing Mass が得られた。

その結果得られた Missing Mass スペクトルを図 B.2 に重ねて示した。赤、緑、黄色がそれぞれ、(LLL), (LCR), (RRR) に対応する。

また、これらの差分の割合を図 B.3 に示した。ただし、(LCR) を基準とし、その値に対する差分の割合を Deviation と定義した。例えば、(LLL)-(RRR) は、

$$\text{Deviation} := \frac{(\text{LLL}) - (\text{RRR})}{(\text{LCR})} \quad (\text{B.1})$$

を示してある。

これらの図を見る限り、大きな差は見られず、やはり Accidentals の選び方によって極端な変化はないことが分かった。

さらに、以上の結果を用いて、実際にどれだけ Λ, Σ^0 の数が変化するかを調べて、表 B.1 にまとめた。この数の見積もりには第 4 章で述べた Radiative tail を含めたフィッティン

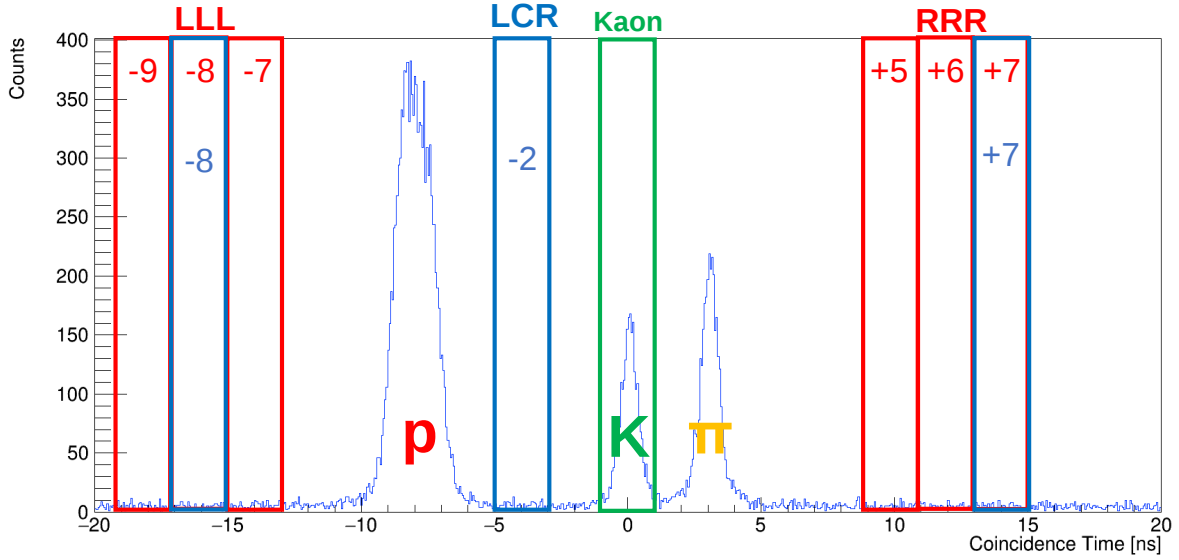


図 B.1 Coincidence Time での Accidentals の選び方

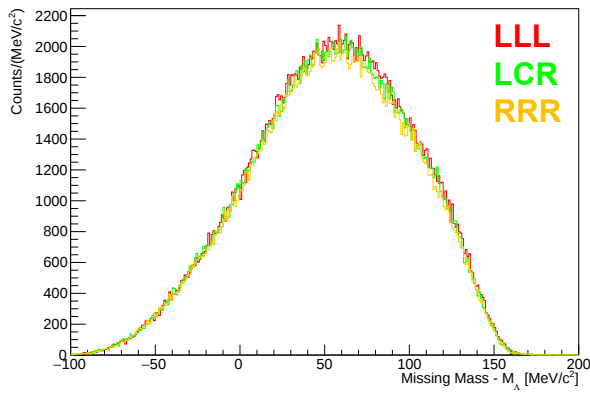


図 B.2 (LLL), (LCR), (RRR) の 3 パンチ ×3 通りの領域で行った, Mixed Event Analysis の結果

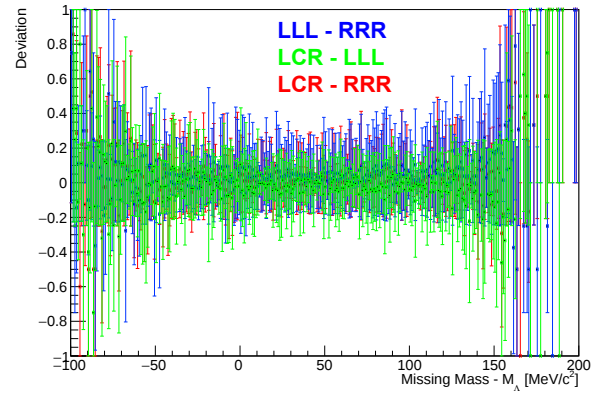


図 B.3 図 B.2 の結果の比較. ただし, (LCR) を基準とし, その値に対する差分の割合を Deviation と定義した.

グを行った. Λ と Σ^0 に対応するメインのピークは細いため, ピークに対する Accidentals の影響はもともと少ないが, Radiative tail を含めるときのフィッティングに影響があることが予想される. そのため, Λ の方が Radiative tail の大部分がアクセプタンス内であり, Mixed Event Analysis の変化に敏感であるが, 表 B.1 にあるように高々 0.3 [%] 程度の変化であった.

また, この結果では (LLL) のときに Λ, Σ^0 の数が減り (Accidentals の割合が増え), 逆に (RRR) のときに Λ, Σ^0 の数が増え (Accidentals の割合が減) る傾向が見える. この変化の大きさは統計誤差の範囲内であるから, 有意なずれがあるとは言えないが, 以上のことが

表 B.1 Mixed Event Analysis の違いによる Λ, Σ^0 の数の変化量

バンチの選択範囲	ミックス回数	有効バンチ数	Λ の数	Σ^0 の数
LLL	500	1500	1855.6	311.0
LCR	500	1500	1857.3	311.4
RRR	500	1500	1863.5	311.3
LLCCRR	1000	6000	1857.9	311.1
変化量			<0.3 [%]	<0.2 [%]

ら, Accidentals は偏った範囲に限らずに, 満遍なく抽出する方が平均的な結果が得られると予想できる.

実際に本文中で述べた (LLCCRR) を抽出したときの結果も表 B.1 に示した. これを見ると, (LLL), (LCR), (RRR) のときのばらつきの範囲内に収まっており, 今回は (LLCCRR) を Mixed Event Analysis の結果として採用した.

また, 以上の議論から Mixed Event Analysis による Λ, Σ^0 の見積もりの際に生じる系統誤差は, それぞれ 0.3 [%], 0.2 [%] とした.