

修士論文

J-PARC での散乱実験による
 ΣN 相互作用についての研究

Study of the ΣN interaction
by the scattering experiment at J-PARC

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

松田 薫平

令和元年

概要

我々の物質世界は核力の遠距離における引力と近距離における強い斥力の奇跡的な均衡の上に成り立っているが、その斥力の起源は未だ明らかになっていない。斥力が働くような核子同士が重なる領域では YN 系及び YY 系を含めた一般化されたバリオン間相互作用を調査することが重要であり、散乱実験はそのための最も有効な手段である。本研究の目的は昨年実施された J-PARC での Σp 散乱実験のデータを用いて微分断面積導出までの一連の解析手法を構築することである。

まず、 Σ^- 生成事象の同定について散乱 K^+ の識別精度を向上させることで誤識別を解析前の半分程度にまで抑制した。見積もられた生成 Σ^- の収量は先行実験のおよそ百倍の 15.0 M であった。さらに、 Σ^- 生成事象に対して運動学の一致による新たな同定手法 ΔE 法を用いて $\Sigma^- p$ 弾性散乱及び $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応を同定した。見積もられた散乱事象数はそれぞれ 1168 ± 50 イベント、 2131 ± 115 イベントであり、過去実験と比較して優れた統計数を確認できた。

また、微分断面積の導出に必要な Σ^- ビームの標的中での総飛距離をモンテカルロシミュレーションによって 19.26×10^6 cm と見積もった。この手法における誤差についても考察し、全体として総合的な誤差は 2.5% 程度であり、微分断面積の目標統計誤差 10% に対して良い精度で総飛距離を推定できていることが分かった。

最後に NN 系を用いて微分断面積の導出手法の構築を行った。pp 散乱について微分断面積が過去実験と良い一致を示し、本実験用に開発された CATCH 検出器群が微分断面積に対する十分な測定精度を持っていることを実証できた。np 散乱については $\Sigma^- p$ 散乱とほぼ同様の手法を用いて微分断面積を導出し、検出効率の見積もりに課題はあるものの概ね過去実験を良く再現することができた。以上より、 Σp 散乱についても同様の手法にて微分断面積の導出が可能であり、この手法を用いて本実験から ΣN 相互作用の情報が得られることを示した。

目次

概要		i
第 1 章	序論	1
1.1	物理的背景	1
1.1.1	バリオン間相互作用	1
1.1.2	ΣN 相互作用	3
1.1.3	これまでの Σp 散乱実験	6
1.2	J-PARC での Σp 散乱実験	8
1.2.1	実験概要と目的	8
1.2.2	実験セットアップ	9
1.2.3	トリガーロジック	17
1.3	本研究の目的	19
第 2 章	Σ^- 生成事象の同定	20
2.1	同定手法	20
2.1.1	質量スペクトル	20
2.1.2	Missing Mass 法	21
2.2	散乱 K^+ 識別	22
2.2.1	波高補正	22
2.2.2	Vertex 補正	25
2.2.3	運動量によるカット条件	27
2.2.4	識別精度の評価	31
2.3	Σ^- の収量	33
第 3 章	散乱事象の同定	35
3.1	CATCH 検出器群の解析	35
3.1.1	三次元飛跡トラッキング	36
3.1.2	エネルギー較正	36
3.1.3	散乱陽子識別	39
3.2	ΔE 法	40

	3.2.1	バックグラウンド事象の同定	41
	3.2.2	Σ^-p 散乱事象同定	44
第 4 章		TotalLength	52
	4.1	導出手法	52
	4.2	系統誤差	53
	4.2.1	Σ^- 生成事象の誤識別による影響	54
	4.2.2	Σ^- ビーム運動量の系統誤差による影響	57
	4.2.3	vertex 分解能による影響	61
	4.3	総合評価	65
第 5 章		NN 系における微分断面積	67
	5.1	pp 散乱	67
	5.1.1	陽子ビーム量	67
	5.1.2	実験データを用いた検出効率の見積り	68
	5.1.3	pp 弾性散乱の微分断面積	70
	5.2	np 散乱	73
	5.2.1	中性子ビーム量	73
	5.2.2	シミュレーションを用いた検出効率の見積り	75
	5.2.3	バックグラウンド推定	76
	5.2.4	np 弾性散乱の微分断面積	79
第 6 章		まとめと今後	81
		謝辞	83
		参考文献	85
付録 A		各散乱事象における ΔE の導出	87
	A.1	$np \rightarrow np$ 弾性散乱	87
	A.2	$\pi^-p \rightarrow \pi^-p$ 弾性散乱	88
	A.3	$\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 非弾性散乱	88
	A.4	$\Sigma^-p \rightarrow \Sigma^-p$ 弾性散乱	89

目次

1.1	バリオン 8 重項	2
1.2	バリオン 8 重項の合成による分類	2
1.3	Lattice QCD で計算された 6 つの既約表現におけるフレーバー基底ポテンシャル	4
1.4	各理論モデルによって計算された微分断面積	6
1.5	過去の Σp 散乱実験から得られた全断面積	7
1.6	標的内の連続する二体反応の様子	9
1.7	J-PARC K1.8 ビームラインにおけるセットアップ全体図	10
1.8	CATCH 検出器群の模式図	11
1.9	K1.8 ビームラインスペクトロメータの模式図	13
1.10	KURAMA スペクトロメータの模式図	15
1.11	トリガーシステムの概要	18
2.1	質量二乗分布	21
2.2	シングルビームイベントとマルチビームイベントでのアクシデンタルバックグラウンドの変化	21
2.3	MissingMass 分布	22
2.4	波高と計測時間の関係	23
2.5	TOF カウンターの波高補正	24
2.6	時間関係の概略図	24
2.7	BH2 の波高補正	25
2.8	vertex 補正の概略図	26
2.9	vertex 補正	26
2.10	N_K と R_K の見積り	27
2.11	$\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ 反応における角度と運動量の関係	28
2.12	運動量範囲を変化させたときの N_K と R_K の推移	29
2.13	運動量と dE/dx の相関	30
2.14	dE/dx によるカット条件を変化させたときの N_K と R_K の推移	31
2.15	解析前後の質量分布	32
2.16	解析後の Missing Mass 分布	33

2.17	生成 Σ^- の運動量分布	34
3.1	CATCH 検出器群及び標的内部での反応	36
3.2	Σ^-p 散乱時の CFT によるトラッキング	37
3.3	ADC と角度の相関	38
3.4	BGO カロリメータのエネルギー較正	38
3.5	ΔU と ΔV の相関	39
3.6	CFT でのエネルギー損失と BGO カロリメータでの全エネルギーの相関	40
3.7	np 散乱事象の模式図	41
3.8	np 散乱の ΔE 分布	42
3.9	π^-p 散乱の模式図	42
3.10	π^-p 散乱の Δp 分布	43
3.11	$\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 反応事象の模式図	44
3.12	vertex 情報を用いた $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 反応事象のカット条件	45
3.13	他の散乱事象の ΔE を用いた $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 反応事象のカット条件	46
3.14	$\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 反応の Δp 分布	47
3.15	Σ^-p 弾性散乱事象の模式図	48
3.16	vertex 情報を用いた Σ^-p 弾性散乱事象のカット条件	49
3.17	他の散乱事象の ΔE を用いた Σ^-p 弾性散乱事象のカット条件	50
3.18	Σ^-p 弾性散乱の Δp 分布	51
4.1	生成 Σ^- の標的中での飛距離を求めるためのフローチャート	53
4.2	生成 Σ^- の標的中での飛距離	54
4.3	アクシデンタルバックグラウンドの見積り	55
4.4	$K^+\pi^-\Lambda$ 反応によるバックグラウンドの見積り	55
4.5	最適なバックグラウンドと見積もりの差異	56
4.6	π^-p 弾性散乱のイベント	57
4.7	π^-p 弾性散乱における散乱陽子の実測運動量と π^- の散乱角度から計算される運動量の比較	58
4.8	運動量の差異を再現する散乱角度の差異	58
4.9	散乱角度の差異が及ぼす Σ^- ビーム運動量の系統誤差	59
4.10	Σ^- 運動量の系統誤差がもたらす TotalLength への影響	60
4.11	原子核由来の散乱イベント	61
4.12	CATCH 検出器群の vertex 分解能の見積り	62
4.13	$\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+p$ イベント	62
4.14	散乱粒子の uv 分布	63
4.15	スペクトロメータの vertex 分解能の見積り	63

4.16	真の vertex と見かけの vertex	64
4.17	π^- ビームのプロファイル	65
5.1	陽子の Missing Mass	68
5.2	pp 散乱の opening angle 分布	69
5.3	pp 散乱における ΔE 分布	70
5.4	pp 散乱を用いた検出効率の評価	71
5.5	pp 弾性散乱の散乱角度分布	72
5.6	pp 弾性散乱の微分断面積	73
5.7	中性子ビームの運動量分布	74
5.8	中性子ビームの標的中での飛距離分布	74
5.9	散乱陽子の運動量と角度毎の検出効率	76
5.10	実験データとシミュレーションによる検出効率の見積り差異	77
5.11	np 散乱の各散乱角度における ΔE_{np} 分布とバックグラウンドの見積り	78
5.12	np 弾性散乱の微分断面積	79

表目次

1.1	ΣN チャンネルの S 波における $B_8 B_8$ 相互作用	3
2.1	解析前後での散乱 K^+ に対する識別効率の変化	32
2.2	E40 実験で得られた Σ^- の収量とその比較	33
3.1	$\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応事象の各カット効率	47
3.2	$\Sigma^- p$ 弾性事象の各カット効率	51
4.1	TotalLength とその誤差	66
5.1	陽子ビームに関する計測値	68
5.2	中性子ビームの総飛距離とその誤差	75

第 1 章 序論

1.1 物理的背景

1.1.1 バリオン間相互作用

核力は遠距離における引力と近距離における強い斥力の奇跡的な均衡によって原子核を安定に存在させ、我々の物質世界を構築している。この極めて重要な相互作用を理解するため、現在まで数多くの研究がなされてきた。豊富な核子-核子 (NN) 散乱実験のデータを基に、遠距離における引力については中間子の交換によって記述される one boson exchange (OBE) モデル [1] でよく理解されている。しかしながら、二つの核子同士が重なるような近距離 (< 1 fm) については未だ十分に理解されておらず、OBE モデルでは現象論的に扱うに留まっている。このような領域では核子の構成要素であるクォークやグルーオンが相互作用に大きく寄与するため、クォーク間に直接働く相互作用の理解が重要になる。ここで、 u , d クォークのみで構成される NN 系では得られる情報はアイソスピン $SU(2)$ 空間に制限されている。新たなフレーバーとして s クォークを導入し、ハイペロン (Y) を含むフレーバー $SU(3)$ 空間に拡張することで NN 系ではアクセスできない情報を得ることができる。したがって、核力の理解には YN 及び YY 系を含む一般化されたバリオン間相互作用の調査が非常に重要である。

アイソスピン $SU(2)$ 対称性の基では NN 系についてアイソスピン 2 重項同士の合成により、

$$\mathbf{2} \otimes \mathbf{2} = \mathbf{3} \oplus \mathbf{1} \quad (1.1)$$

という二つの既約表現が得られ、アイソスピンに対称な 3 重項 ($I = 1$) と反対称な 1 重項 ($I = 0$) に分類される。これらの同一の既約表現内では同一の相互作用が働くと考えられており、実際にアイソスピン $SU(2)$ 対称性は非常によい近似で成り立っている。次に、フレーバー $SU(3)$ 対称性の基で考えると、バリオンはスピン $1/2$ の 8 重項とスピン $3/2$ の 10 重項に分類される。バリオン 8 重項 (B_8) を図 1.1 に示す。 $B_8 B_8$ 系について 8 重項同士の合成により、

$$\mathbf{8} \otimes \mathbf{8} = \mathbf{27} \oplus \mathbf{10} \oplus \mathbf{10}^* \oplus \mathbf{8}_s \oplus \mathbf{8}_a \oplus \mathbf{1} \quad (1.2)$$

という六つの既約表現が得られ、このうち、S 波において ($\mathbf{27}$), ($\mathbf{8}_s$), ($\mathbf{1}$) 項はフレーバーの交換に対して対称な spin-singlet であり、($\mathbf{10}$), ($\mathbf{10}^*$), ($\mathbf{8}_a$) 項は反対称な spin-triplet である。また、 NN 系における 3 重項は ($\mathbf{27}$) 項に、1 重項は ($\mathbf{10}^*$) 項にそれぞれ属しており、その他の項はフレーバー $SU(3)$ に拡張することで新たに現れる項である。図 1.2 に $B_8 B_8$ の合成による分類を示す。

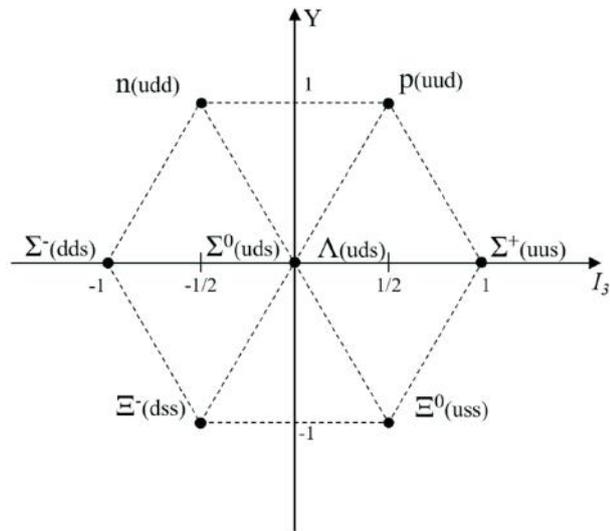


図 1.1: バリオン 8 重項

27		$NN (I=1)$ $\Sigma N (I=3/2), \Sigma N-\Lambda N (I=1/2)$ $\Sigma\Sigma (I=2), \Xi N-\Sigma\Sigma-\Lambda N (I=1/2), \Xi N-\Sigma\Sigma-\Lambda\Lambda (I=0)$ $\Xi\Sigma (I=3/2), \Xi\Sigma-\Xi\Lambda (I=1/2)$ $\Xi\Xi (I=1)$
10		$\Sigma N (I=3/2)$ $\Xi N-\Sigma\Sigma-\Lambda N (I=1)$ $\Xi\Sigma-\Xi\Lambda (I=1/2)$ $\Xi\Xi (I=0)$
10*		$NN (I=0)$ $\Sigma N-\Lambda N (I=1/2)$ $\Xi N-\Xi\Lambda (I=1)$ $\Xi N (I=3/2)$
8 _s		$\Sigma N-\Lambda N (I=1/2)$ $\Xi N-\Lambda N (I=1), \Xi N-\Sigma\Sigma-\Lambda\Lambda (I=0)$ $\Xi N-\Xi\Lambda (I=1/2)$
8 _a		$\Sigma N-\Lambda N (I=1/2)$ $\Xi N-\Sigma\Sigma-\Sigma N (I=1), \Xi N (I=0)$ $\Xi\Sigma-\Xi\Lambda (I=1/2)$
1	•	$\Xi N-\Sigma\Sigma-\Lambda\Lambda (I=0)$

図 1.2: バリオン 8 重項の合成による分類

表 1.1: ΣN チャンネルの S 波における $B_8 B_8$ 相互作用

$B_8 B_8(I)$	spin-singlet	spin-triplet
$\Sigma N(I = 1/2)$	$\frac{1}{\sqrt{10}}[3(\mathbf{8}_s) - (\mathbf{27})]$	$\frac{1}{\sqrt{2}}[(\mathbf{8}_a) + (\mathbf{10}^*)]$
$\Sigma N(I = 3/2)$	($\mathbf{27}$)	($\mathbf{10}$)

$B_8 B_8$ 相互作用の代表的な理論モデルは大きく二つに分かれている。一つは OBE モデルにおける核力を $SU_f(3)$ 対称性と現象論的な斥力芯に基づいてバリオン間相互作用に拡張した Nijmegen OBEP モデル [2] である。もう一つは、クォーク間相互作用に基づいて記述される Quark Cluster Model (QCM)[3] である。QCM では、グルーオンの交換やクォーク間でのパウリ効果が近距離での相互作用に大きく寄与しており、 NN 系における斥力芯の起源であると予想している。

また、数値計算では格子上に場の理論を設定して非摂動的にシミュレーションを行う Lattice QCD という手法が確立されている。Lattice QCD で計算された S 波に対応する 6 つの既約表現における各フレーバー基底ポテンシャルを図 1.3 に示す。このとき、 NN 系に含まれる図 1.3 上段のポテンシャルと $SU_f(3)$ で新たに出現した図 1.3 中段・下段のポテンシャルでは特に近距離領域で異なる振る舞いを見せていることが分かる。クォーク間のパウリ効果によって完全に禁止される ($\mathbf{8}_s$) 項やほとんど禁止されている ($\mathbf{10}$) 項は非常に強い斥力が働くのに対し、($\mathbf{8}_a$) 項に働く斥力は非常に弱く、($\mathbf{1}$) 項に関しては唯一引力芯を形成している。計算されたポテンシャルの特徴は QCM の予測とよく一致しており、クォークパウリ効果が $B_8 B_8$ 系における斥力芯の形成に大きく影響することを示唆している。

1.1.2 ΣN 相互作用

$B_8 B_8$ 相互作用は図 1.3 に示す 6 つフレーバー基底ポテンシャルの線形結合によって表現される。したがって、散乱チャンネルによって各基底ポテンシャルが及ぼす影響は異なる。ここで、表 1.1 に ΣN チャンネルの S 波についての $B_8 B_8$ 相互作用をアイソスピン I の大きさによって分類したものを載せる。 $\Sigma N(I = 3/2)$ の二体相互作用は ($\mathbf{27}$) 項と ($\mathbf{10}$) 項の重ね合わせのみで表され、クォークパウリ効果によって強い斥力が働く ($\mathbf{10}$) 項が spin-triplet の重みによって spin-singlet に属する ($\mathbf{27}$) 項の 3 倍寄与することから、全体としてこのチャンネルでの斥力は非常に大きいと予想される。一方で、 $\Sigma N(I = 1/2)$ の二体相互作用は 4 つの項の重ね合わせで表されるため、どれか一つの基底ポテンシャルの振る舞いが強調されることはないと考えられる。

実験的にはポテンシャルの情報は散乱位相差 δ を通じて微分断面積から得られる。軌道角運

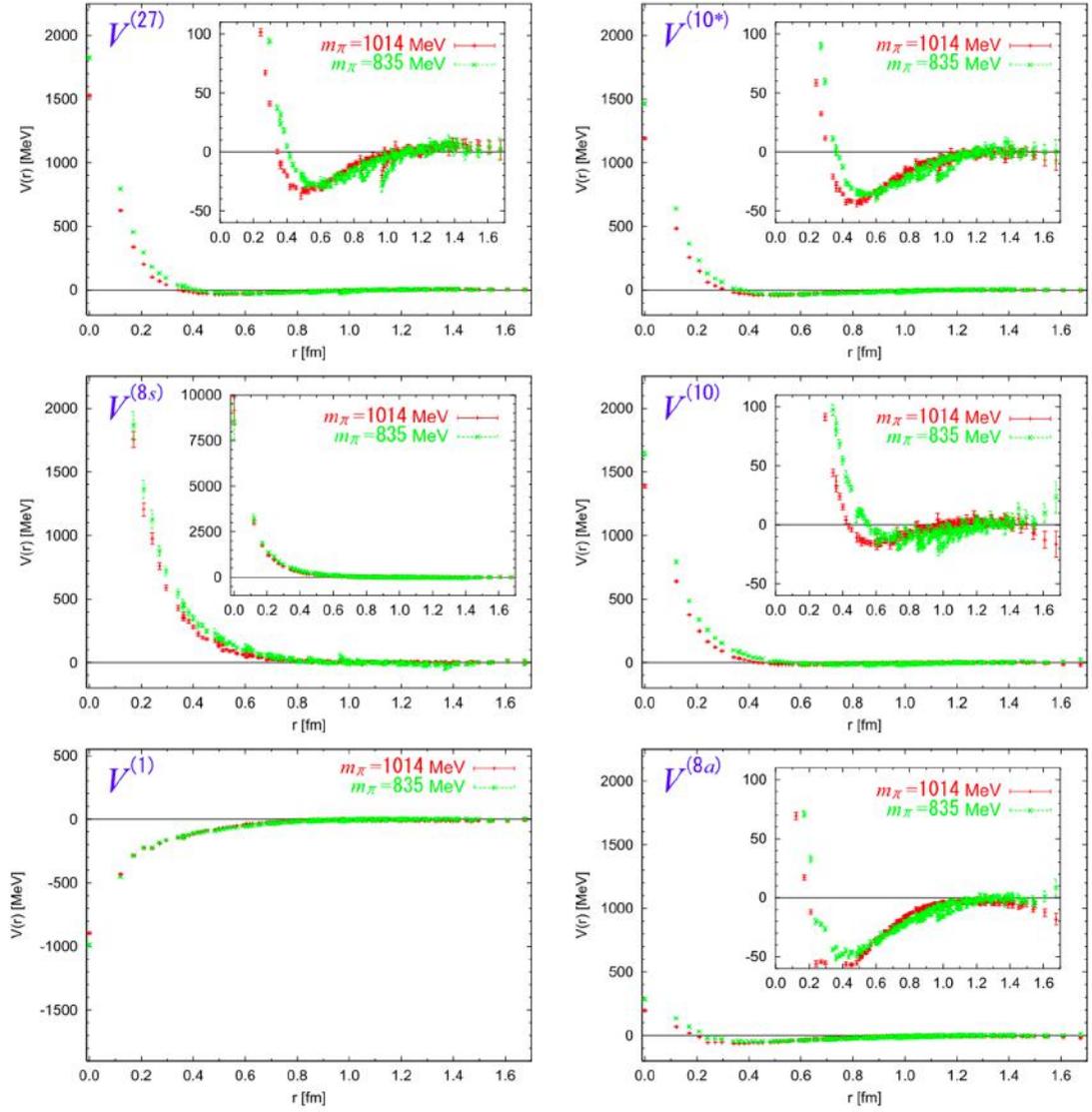


図 1.3: Lattice QCD で計算された 6 つの既約表現におけるフレーバー基底ポテンシャル [4]。それぞれ π の質量を $1014 \text{ MeV}/c^2$ (赤) と $835 \text{ MeV}/c^2$ (緑) で計算している。左列はフレーバーに対称な spin-singlet であり、右列はフレーバーに反対称な spin-triplet である。また、上段は NN 系にも含まれるポテンシャルであり、中段・下段は $SU_f(3)$ に拡張して新たに現れるポテンシャルである。

動量 l で部分波展開された散乱振幅 $f(\theta)$ によって導かれる微分断面積を式 (1.3) に示す。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = |f(\theta)|^2 = \left| \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{i\delta_l} \sin \delta_l P_l(\cos \theta) \right|^2 \quad (1.3)$$

k は波数、 P_l は l 次のルジャンドル多項式を示しており、スピンの重みについては考慮していない。散乱位相差 δ_l は角運動量 l の部分波がもたらすポテンシャルによって散乱された波とされなかった波の位相の差を表しており、 $\delta_l < 0$ のときはポテンシャルが斥力的、 $\delta_l > 0$ のと

きはポテンシャルが引力的であることを示す。これまで NN 系については極めて正確な微分断面積の計測によって部分波解析を行い、詳細に位相差が決定されてきた。しかし、 YN 系や YY 系の微分断面積をそこまでの高精度で測定することは現在でも依然困難であり、これらの系の位相差は一つも決定されていない。

ここで、 $\theta = 90^\circ$ の微分断面積に注目することで、 $\Sigma N(I = 3/2)$ の位相差の情報にアクセスすることを考える。 $\theta = 90^\circ$ の場合には $P_{l=odd}(0) = 0$ より、 l が奇数の部分波の寄与がなくなる。そのため、到達距離 d のポテンシャルに対して成り立つ関係式：

$$l \leq \frac{|p| \cdot d}{\hbar} \quad (1.4)$$

から $l < 4$ 程度しか現れない運動量領域では $l = 0$ の S 波に着目しやすくなる。このときの微分断面積をスピンの重みも考慮して表すと、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(90^\circ) = \frac{1}{4} \frac{1}{k^2} \sin^2 \delta_{1S_0} + \frac{3}{4} \frac{1}{k^2} \sin^2 \delta_{3S_1} + (\text{higher } l \text{ wave}) \quad (1.5)$$

となる。 1S_0 は spin-singlet、 3S_1 は spin-triplet を示し、 $l \geq 2$ の項は (*higher l wave*) にまとめた。 $SU_f(3)$ 対称性の基では同じ既約表現内では同じ相互作用が働くため、 $\Sigma N(I = 3/2)$ の spin-singlet の寄与は (27) 項に属する NN 散乱の豊富な実験データによって推定できる。このとき、s クォークの質量の違いに起因する $SU_f(3)$ 対称性の破れを考慮しても、(27) 項の位相差の理論的不定性は非常に小さいと予測されている。さらに、運動量が $600 \sim 800$ MeV/c の領域を選択すると $|\delta_{1S_0}| < 10^\circ$ 程度となり、スピンの重みも相まって spin-singlet の寄与は spin-triplet に比べて無視できるほど小さくなる。*(higher l wave)* の寄与はモデル依存性がほぼないため、この運動量領域の $\theta = 90^\circ$ の微分断面積から直接的に $|\delta_{3S_1}|$ を求めることができる。また、 Σ ハイパー核の実験によって δ_{3S_1} は斥力ポテンシャルであると考えられているが、この場合、位相差は運動量に応じて大きくなり、この変化の度合いはポテンシャルの到達距離に依存している。そのため、 $|\delta_{3S_1}|$ の運動量依存性を確認することで δ_{3S_1} の正負や斥力芯のコアサイズについても考察することができる。

各理論モデルにおける Σp 散乱の微分断面積を図 1.4 に示す。図 1.4 左に示すように $\Sigma^+ p(I = 3/2)$ 弾性散乱では、クォークパウリ効果を考慮している QCM モデルはクォーク間相互作用を考慮していない OBEP に比べて、大きな微分断面積を予測している。他方、図 1.4 右に示される $\Sigma^- p(I = 1/2)$ 弾性散乱の微分断面積は各モデルで大きな差異はない。これは、どの理論でも中間子交換の寄与が大きいことを意味している。したがって、 $\Sigma N(I = 1/2)$ に対応する $\Sigma^- p (\rightarrow \Lambda N)$ チャンネルの微分断面積の測定は、 $SU_f(3)$ 対称性の基での中間子交換モデルの妥当性の検証を可能にする。さらにその妥当性を確認した上で、 $\Sigma N(I = 3/2)$ に対応する $\Sigma^+ p$ チャンネルの微分断面積を QCM と OBEP で比較することでクォークパウリ効果の検証が可能である。このように、 ΣN チャンネルは実験的に多くの $B_8 B_8$ 相互作用の情報を引き出せる大変興味深いチャンネルである。

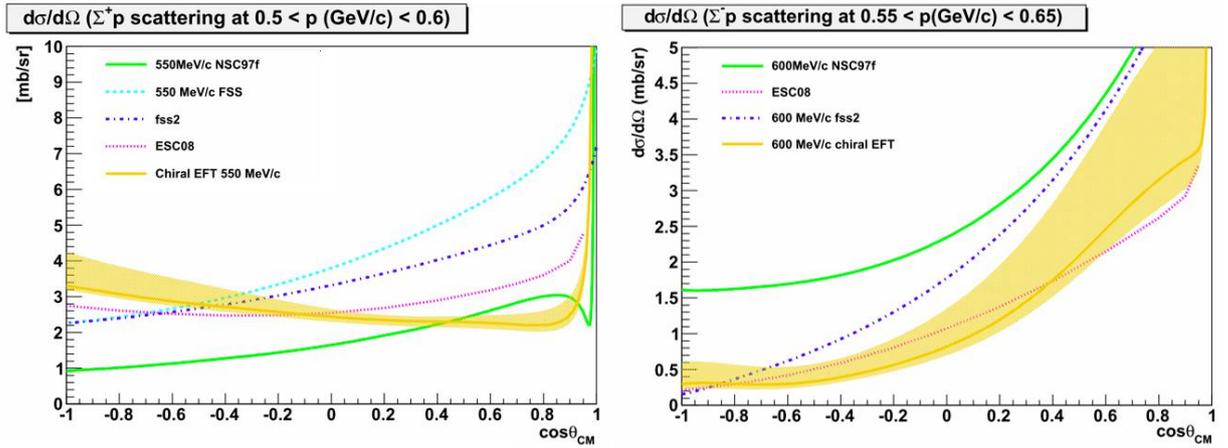


図 1.4: 各理論モデルによって計算された微分断面積 [5][6][7]。FSS 及び fss2 は QCM モデルに基づく計算モデルの名称、NSC 及び ESC は OBEP モデルに基づく計算モデルの名称である。左は $\Sigma^+p(I = 3/2)$ 弾性散乱の微分断面積であり、各理論モデルで大きく異なっている。右は $\Sigma^-p(I = 1/2)$ 弾性散乱の微分断面積であり、各理論モデルで大きな差異はない。

1.1.3 これまでの Σp 散乱実験

Σ 粒子のハイパー核は ^4_2He 以外に発見されていない。 Σ は核内で平均化されたポテンシャルが斥力的であり、 Σ ハイパー核が形成されるのは稀である。そのため、散乱実験こそが ΣN 相互作用を実験的に理解する有効な手段である。しかしながら、 Σ 粒子の寿命は非常に短い ($\tau \sim 10^{-10} \text{ s}$) ため、 Σ 粒子が生成されても散乱前に崩壊したり、散乱しても検出される前に崩壊してしまうという実験的困難さがある。そのため、 Σp 散乱実験のデータは NN 散乱実験に比べて非常に限られている。過去の Σp 散乱実験では、散乱事象を画像として保持し、散乱に関連する粒子を全て解析するイメージング法が用いられた。主な実験として、1960 台のバブルチェンバー実験 [8] と 1990 年代から 2000 年代初期にかけて KEK-PS で行われた E251 及び E289 実験 [9][10][11] がある。

1960 年代のバブルチェンバー実験では、データ取得後再びデータ取得可能な安定状態にバブルチェンバーが復帰するまで時間を要するという難点があった。その上、 Σ 粒子の生成を同定するトリガーがないためランダムトリガーによってデータ取得せざるを得ず、入射ビームの強度は制限された。その中で効率良く収量を得るために、 Σ 生成には反応断面積の大きい Stopped K^- 反応が採用され、 Σ の運動量は 200 MeV/c 程度に制限される結果となった。上記の理由より、この実験で得られた散乱事象は低い運動量領域で統計数も数百イベントに留まった。

1990 年代から 2000 年代初期にかけて KEK-PS で行われた E251 及び E289 実験では、統計数の少なさと Σ 粒子の運動量の制限という前実験の課題の克服を試みた。 $\pi^\pm p \rightarrow K^\pm \Sigma^\pm$

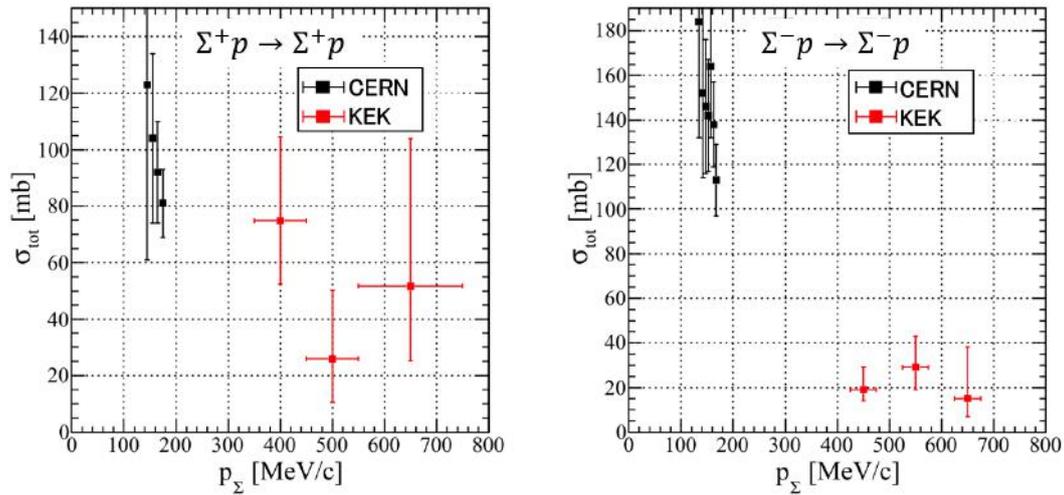


図 1.5: 過去の Σp 散乱実験から得られた全断面積。CERN で得られた結果 [8] を黒で示し、KEK で得られた結果 [10][11] を赤で示している。十分な統計数が得られていないことから統計誤差が大きくなっている。

反応によって Σ 粒子を生成し、後方に散乱 K^+ 検出のためのスペクトロメータを設置することで Σ 生成事象のトリガーレベルでの同定を可能にした。また、SciFi(シンチレーションファイバー)を Σ 生成事象及び散乱事象の標的、そしてそれらの画像を保存するイメージング検出器の三つの役割を担うアクティブ標的として用いることで 350-750 MeV/c の運動量領域の Σ 粒子の測定に成功した。しかし、SciFi の読み出しに使われた Image Intensifier Tube (IIT) の蛍光物質は数 μs オーダーの長い時定数を持つため、ビーム強度は 200 k/spill (1spill=2 s) ほどに制限された。また、SciFi には炭素原子核が含まれるが、その中の陽子との準自由反応によって生成された Σ 粒子は正しく運動量を求めることができない。さらに、生成 Σ と炭素原子核の準弾性散乱は大きなバックラウンドの一因となった。オフラインの画像解析においても、正しい Σp 弾性散乱を同定するためには生成 Σ に 5 mm 以上の飛距離が要請されたため、ビームとして使用可能な Σ 粒子の収量はかなり限られてしまった。これらの要因から、この実験においても散乱事象は 30 イベント程度に限られ、統計数の少なさを克服するには至らなかった。

このように、 Σp 散乱実験は ΣN 相互作用を理解するための重要な実験的アプローチだが、現状ではその統計数は限られている。特に高い運動量領域では図 1.5 に示すように統計誤差によって得られた断面積に大きな不定性が存在し、高い統計精度での散乱断面積の測定が強く望まれてきた。

1.2 J-PARC での Σp 散乱実験

前節で述べた物理的背景をうけて、我々は大強度陽子加速器施設 (J-PARC: Japan Proton Accelerator Research Complex) にて Σp 散乱実験を行う。[12]

1.2.1 実験概要と目的

J-PARC での Σp 散乱実験 (J-PARC E40 実験) の目的は大きく二つある。一つ目は、クオークパウリ効果の実験的検証である。 $\Sigma^+ p$ 間においてこの効果による非常に強い斥力が予想されており、斥力芯の起源の一部とも考えられているが、未だ実験的検証は成されていない。もうひとつはアイソスピンごとの ΣN 相互作用の系統的理解である。現在、 ΣN 相互作用のデータは不十分であり、横断的に各 Σp チャンネルについて調べることで ΣN 相互作用の理解が期待される。

これらの目的のため、我々は $\Sigma^+ p$ 及び $\Sigma^- p$ 弾性散乱、そして $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応の微分断面積を統計精度 10% 以下で決定することを目指している。この統計精度は $\Sigma^+ p$ チャンネルにおいてクオークパウリ効果がもたらす QCM モデルと OBEP モデルが予測する微分断面積の差よりも小さいため、二つのモデルを区別できる。さらに、 $\theta = 90^\circ$ の微分断面積の値から斥力芯のコアサイズについても考察が可能である。また、両モデルで似た微分断面積を示す $\Sigma^- p (\rightarrow \Lambda n)$ チャンネルにおいては微分断面積の角度依存性を理論モデルと比較することができる精度であり、 $SU_f(3)$ 対称性に基づく中間子交換モデルのフレームワークの妥当性を確認できる。このチャンネルはクオークパウリ効果がない点を除けば他の相互作用は同じはずなため、理論モデルが $\Sigma^- p (\rightarrow \Lambda N)$ チャンネルを再現でき、 $\Sigma^+ p$ チャンネルに差がある場合、その差は $B_8 B_8$ 相互作用におけるクオークの寄与に起因すると結論づけられる。

このような統計精度を得るためには、過去実験と比較して圧倒的な Σ 粒子の取量が必要となる。そのため、本実験では後述するように運動学を用いた新たな同定手法を取り入れている。この手法によって、従来のイメージング法ではビーム強度の足枷となっていた蛍光物質の時定数の制限から解放された。よって、検出器の耐えうる限り、ビーム強度を上げることが可能であり、実際に我々は 20 M/spill (1 spill=2 s) の高強度ビームの運用を達成した。また、この手法では Σ 粒子の飛跡を実際に測定する必要がないため、従来では解析不可能であった生成後数 mm で崩壊するような Σ 粒子についても Σ ビームとして用いることができる。さらに、液体水素を標的に用いることで過去実験で生じた炭素原子核由来のバックグラウンドの発生を防いでいる。

本実験における液体水素標的中での連続する二体反応の模式図を図 1.6 に示す。1.4 GeV/c の π^+ ビーム、あるいは 1.33 GeV/c の π^- ビームを液体水素標的に照射し、 $\pi^\pm p \rightarrow K^+ \Sigma^\pm$ 反応によって Σ 粒子を生成している。このとき、上流に設置してある K1.8 ビームラインスペクトロメータで π ビームを測定し、下流に設置してある KURAMA スペクトロメータで散乱

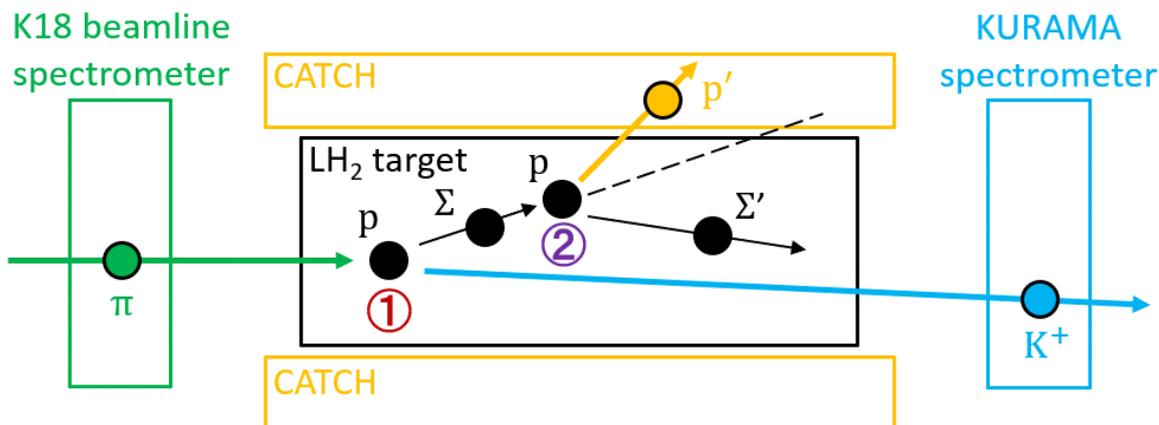


図 1.6: 標的内の連続する二体反応の様子。① $\pi p \rightarrow K^+ \Sigma$ 反応による Σ 粒子生成事象。
② $\Sigma p \rightarrow \Sigma' p'$ 弾性散乱事象。

K^+ を測定・識別することで Σ 粒子生成を同定する (第二章参照)。 Σ 粒子の運動量ベクトルはスペクトロメータの情報によって再構成する。さらに、生成された Σ 粒子が連続して液体水素標的中の陽子と散乱した事象を、標的を 360° 覆うように設置された CATCH 検出器群によって検出する。CATCH 検出器群では、反跳陽子の角度に加えてエネルギーも実測している。そのため、角度から運動学によって想定されるエネルギーと実測のエネルギーを評価することで散乱事象を同定できる (第三章参照)。

J-PARC E40 実験の実験状況を説明する。我々は 2018 年 6 月に試運転を実施した後、2019 年 2 月から 4 月にかけてデータ取得を行っている。このとき、陽子への崩壊チャンネルが存在しない Σ^- に比べ、 Σ^+ は反跳陽子の識別時に崩壊陽子がバックグラウンドになるという難点がある。さらに、ビームの電荷が K^+ と同じため、散乱粒子の識別もより精度が要求される。そのような考慮が必要ない状況で実験手法を確立するために、まず Σ^- からデータ取得を開始しており、 Σ^- については全てのデータ取得を完了した。 Σ^+ については約半分のデータを取得を終え、残りのデータについては 2020 年の 2 月から 3 月にかけて取得する予定である。

1.2.2 実験セットアップ

本実験は、J-PARC ハドロン実験施設の K1.8 ビームラインにて実施される。図 1.7 に全体のセットアップを示す。これらは上流で π ビームを計測する K1.8 ビームラインスペクトロメータ、下流で散乱 K^+ を識別・計測する KURAMA スペクトロメータ、そして反跳陽子を計測するために標的周りに設置されている CATCH 検出器群から構成される。

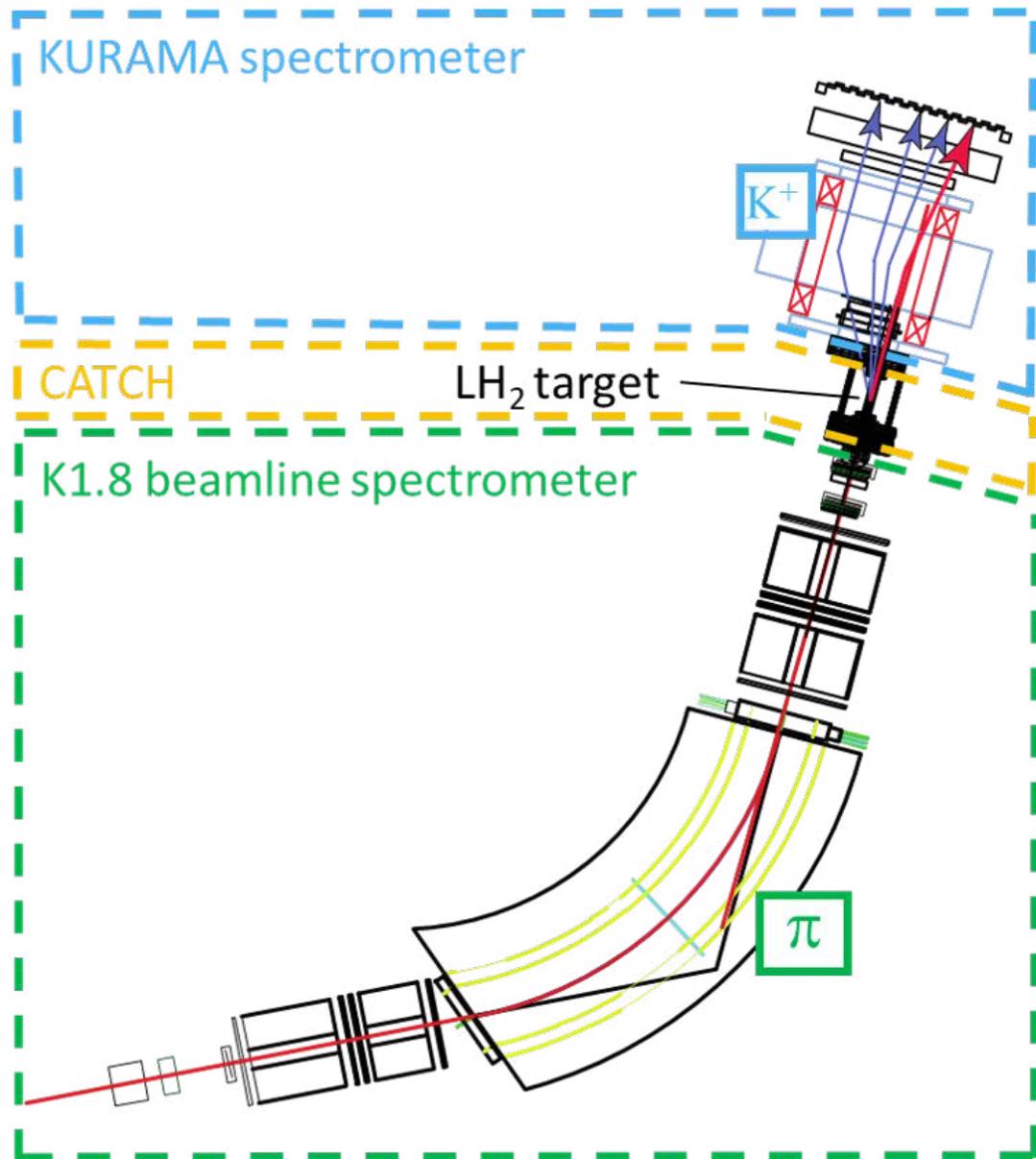


図 1.7: J-PARC K1.8 ビームラインにおけるセットアップ全体図。K1.8 ビームラインスペクトロメータ、KURAMA スペクトロメータ、CATCH 検出器群から構成される。

■液体水素標的

液体水素標的は直径 40 mm、長さ 300 mm、厚さ 0.25 mm の円筒容器に入れられる。 Σ 粒子の統計量を上げ、さらにその後の散乱確率を高めるためにビーム方向の長さは大きめに取っている。また、直径方向は Σ 粒子の飛程より大きくしても、 Σ 粒子が崩壊した中性子由来の np 散乱事象のみが増加し、バックグラウンドが大きくなる。そのため、 Σ^+ の平均飛距離 $c\tau \sim 24$ mm を考慮して標的の直径は 2 cm となっている。さらに円筒容器を固定し、内部を真空に保つために炭素繊維強化プラスチック (CFRP: Carbon Fiber Reinforced Plastic) を

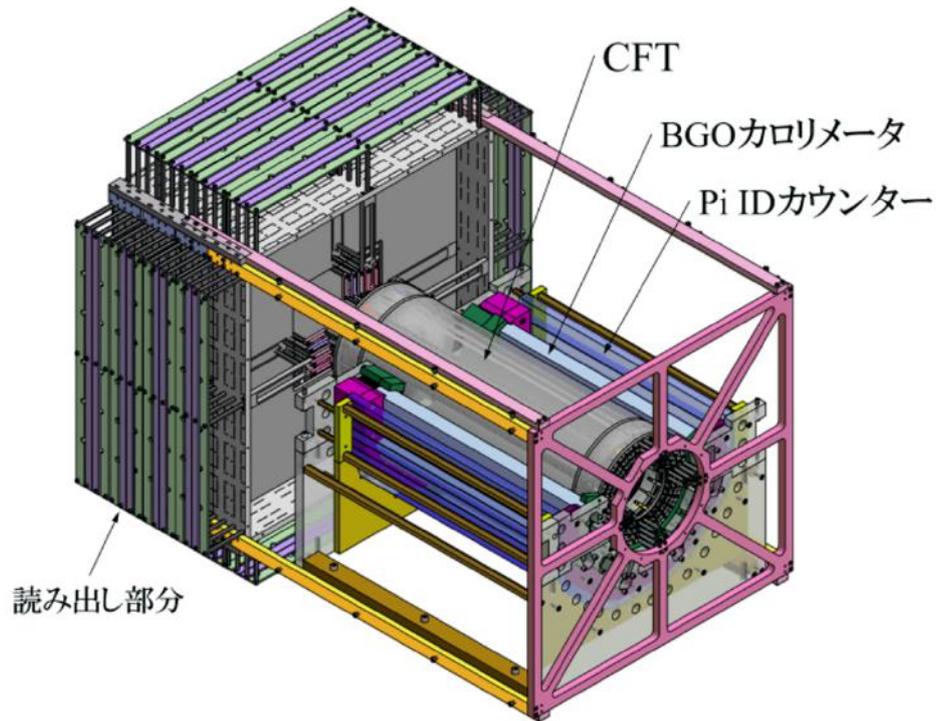


図 1.8: CATCH 検出器群の模式図

用いて円筒容器を密閉している。真空領域の大きさはビーム方向に 415 mm、標的の直径方向に 78 mm となっている。

■CATCH 検出器群

本実験において反跳陽子測定のために開発され、標的を覆うように設置されている検出器群を CATCH (Cylindrical Active Tracker and Calorimeter for Hyperon proton scattering) と呼ぶ。CATCH 検出器群は飛跡追跡のためのファイバー検出器 (CFT)、エネルギー計測のための BGO カロリメータ、そして粒子が BGO カロリメータを貫通したか確認するプラスチックシンチレータ検出器 (PiID カウンター) から構成される。これらの 3D モデルを図 1.8 に示す。

● CFT

CFT (Cylindrical Fiber Tracker) は Σp 散乱事象によって標的から飛び出した粒子の飛跡及びエネルギー損失を測定するためのファイバー検出器である。直径 0.75 mm のシンチレーティングファイバーが計 4932 本使用され、8 つの層を形成している。それぞれビームと平行方向に張られる Φ 層が 4 層、らせん状に張られる U 層と V 層が 2 層ずつとなっており、 Φ 層と UV 層は交互に重ねられている。読み出しには半導体光検出器 (MPPC: Multi-Pixel Photon Counter) を使用する。

- BGO カロリメータ

BGO カロリメータは反跳陽子のエネルギーを測定するための無機シンチレーション検出器であり、 $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ 結晶を使用している。24 個のセグメントから構成され、CFT の外側をさらに覆うように配置されている。ただし、本実験においては散乱 K^+ に対する KURAMA スペクトロメータのアクセプタンスが含まれる 2 つのセグメントについては使用していない。一つのセグメントの大きさは $30 \text{ mm} \times 25 \text{ mm} \times 400 \text{ mm}$ である。また、高計数率下における信号のパイルアップに対応するため、エネルギー情報は Flash ADC によって取得し、オフライン解析で波形分離を行うことで波高情報を得ている。読み出しには光電子増倍管 (PMT:Photo-Multiplier Tube) を用いる。[13]

- PiID カウンター

PiID カウンターは BGO カロリメータを貫通して反跳陽子測定時にバックグラウンドになる粒子を検出するためのプラスチックシンチレーション検出器である。CATCH 検出器群の最も外側に位置し、34 個のセグメントから構成される (ただし、BGO カロリメータ同様、本実験では散乱 K^+ に対するアクセプタンスを含む 2 つのセグメントは使用しない)。一つのセグメントの大きさは $400 \text{ mm} \times 30 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$ である。各セグメントに埋め込まれた波長変換ファイバーの端から MPPC で読み出しを行う。

■K1.8 ビームラインスペクトロメータ

K1.8 ビームラインスペクトロメータは標的上流に設置され、 π ビームの計測を行う。4 台の四重極電磁石 (Q10, Q11, Q12, Q13) と双極電磁石 (D4) によって QQDQQ の光学系を形成するマグネット群と、時間計測用の検出器である 2 台のホドスコープ (BH1, BH2)、飛跡測定用の検出器であるファイバー検出器 (BFT) 及び 2 台のドリフトチェンバー (BC3, BC4) から構成される。これらの模式図を図 1.9 に示す。

時間計測用検出器

BH1 と BH2 はビーム粒子の通過時間を記録する。オフライン解析においては、この 2 台のホドスコープの通過時間差によってビーム粒子が π であることを担保する。また、ヒットしたセグメントの位置情報によって許される飛跡の軌道を絞り、飛跡の再構成を補助している。

- BH1

BH1 (Beam Hodoscope 1) はマグネット群の上流に設置されるプラスチックシンチレーション検出器である。11 個のセグメントから構成され、計数率が一樣になるようにビーム密度の高い中心のセグメントほど幅が狭くなっている。各セグメントは 1 mm のオーバーラップをもって、互い違いに並んでいる。読み出しは上下両面からアクリルガイドを通じて PMT で行う。

- BH2

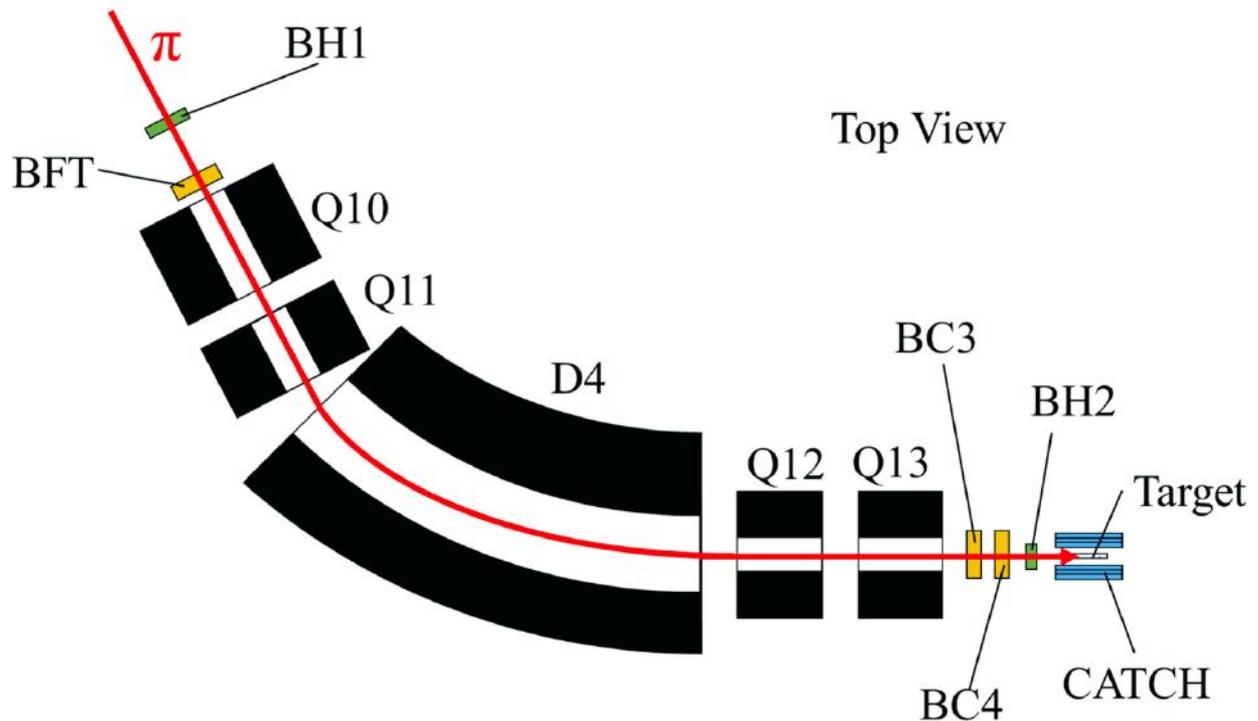


図 1.9: K1.8 ビームラインスペクトロメータの模式図

BH2 (Beam Hodoscope 2) はマグネット群の下流で標的直前に設置されるプラスチックシンチレーション検出器である。8 個のセグメントから構成され、BH1 と同様にビーム密度の高い中心のセグメントほど幅が狭くなっている。各セグメントはオーバーラップなく、横一列に並んでいる。読み出しは上下両面からアクリルガイドを通じて PMT で行う。

飛跡測定用検出器

マグネット群の上流に設置された BFT と下流に設置された BC3, BC4 は飛跡の再構成を行い、 π ビームの運動量を求める。導出手法としては、オフライン解析にて BC3 と BC4 から得られる直線トラックに対して、ビームスペクトロメータのビーム光学に基づく輸送行列を適用することで飛跡の再構成を行う。このとき、再構成された飛跡が BFT のヒット位置を通過するように運動量を決定する。

- BFT

BFT (Beamline Fiber Tracker) は大強度ビーム下における安定的な運用を目的として本実験用に開発されたファイバー検出器である。マグネット群の上流に設置され、最上流でビームの水平位置情報を取得する。その構造は、直径 1 mm のシンチレーティングファイバーを鉛直方向に 160 本並べた 2 層を互い違いに重ね合わせたものとなってい

る。読み出しには MPPC を用いる。[14]

- BC3, BC4

BC3 及び BC4 (Beamline Chamber3 及び Beamline Chamber4) はマグネット群の下流に設置される MWDC (Multi-Wire Drift Chamber) である。それぞれ 6 層から形成されており、上流から BC3 の x, x', v, v', u, u' 、BC4 の u, u', v, v', x, x' の順に並べられている。一層について直径 $15 \mu\text{m}$ のセンスワイヤーが 3 mm 間隔で計 64 本張られており、鉛直方向に張られる x 層に対して v 層は 15° 、 u 層は -15° 傾いている。粒子がワイヤーの左右どちらを通過したか判別するために、 x', v', u' 層はそれぞれ x, u, v 層に対してワイヤー間隔の半分の 1.5 mm ずらしてワイヤーを張っている。

■KURAMA スペクトロメータ

KURAMA スペクトロメータは標的下流に設置され、散乱 K^+ の識別・測定を行う。時間計測用の検出器として TOF カウンターが設置されている。飛跡測定用の検出器としてはファイバー検出器 (SFT) と 3 台のドリフトチェンバー (SDC1, SDC2, SDC3)、そしてドリフトチェンバーの不感領域をカバーするためのホドスコープ群 (FHT1, FHT2) が設置されている。また、トリガー用検出器としてホドスコープ (SCH) とチェレンコフ検出器 (SAC) が設置されている。これらの検出器とともに 0.76T の磁場をかけた KURAMA マグネットによって KURAMA スペクトロメータは構成される。これらの模式図を図 1.10 に示す。

時間計測用検出器

TOF カウンターは散乱粒子の通過時間を記録する。オフライン解析においては、BH2 との時間差から粒子識別に必要な散乱粒子の飛行時間が得られる。

- TOF カウンター

TOF (Time-Of-Flight wall) カウンターはマグネット下流に設置されるプラスチックシンチレーション検出器である。24 個のセグメントから構成され、一つのセグメントの大きさは $80 \text{ mm} \times 1800 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$ である。セグメントは 5 mm のオーバーラップをもって、互い違いに並んでいる。読み出しは上下両面からアクリルガイドを通じて PMT で行う。また、本実験においては大強度ビームによる PMT の渦電流を防ぐため、 π ビームの通過領域をアクリルにして不感にする。具体的には、 π^- ビームの通過が予想される 14~16 番目のセグメント及び π^+ ビームの通過が予想される 2~7 番目のセグメントの中央 200 mm で切り取られる直方体部分が不感領域に相当する。なお、セグメントの番号はビーム上流から見て、右端を 1 番目として数えている。2018 年の試運転時は π^- ビーム通過領域のみを、2019 年の本ビームタイムでは両ビームの通過領域を不感にしている。

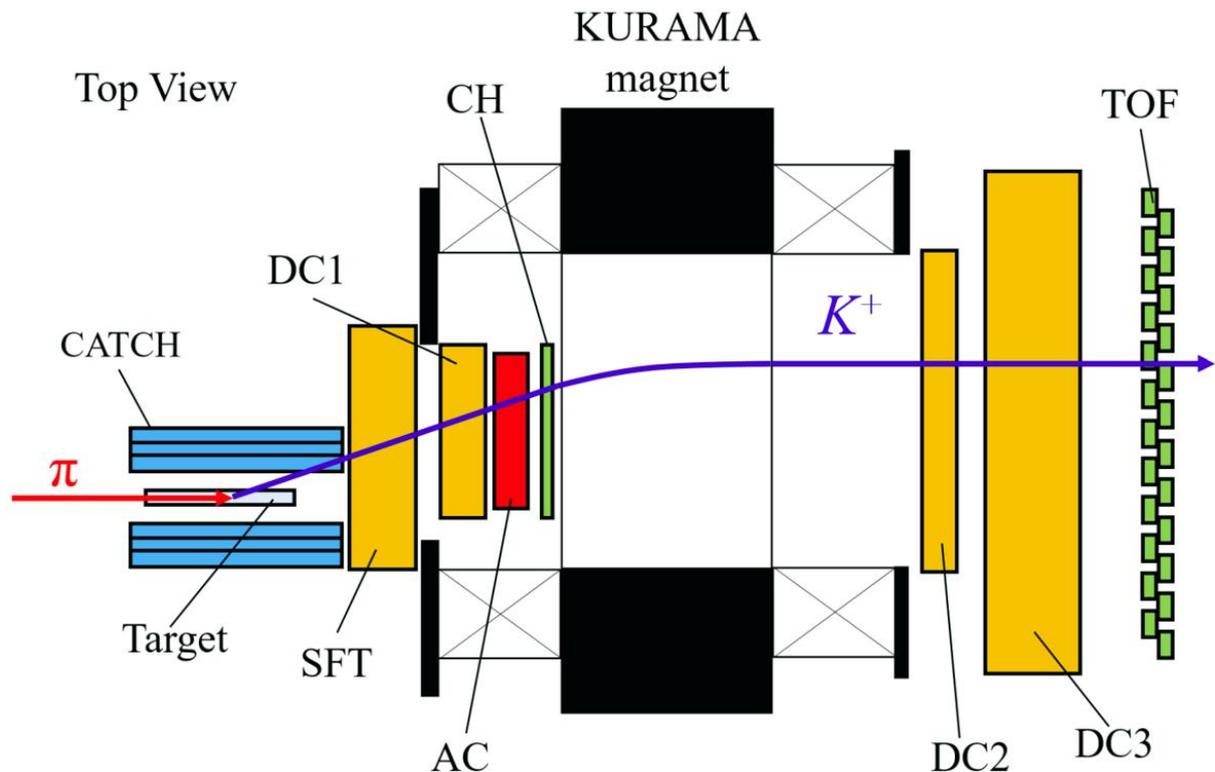


図 1.10: KURAMA スペクトロメータの模式図

飛跡測定用検出器

マグネット上流に設置された SFT, SDC1 と下流に設置された SDC2, SDC3 は不感領域を FHT1, FHT2 でカバーしつつ、飛跡の再構成を行い、散乱粒子の運動量を求める。導出手法としては、オフライン解析にて KURAMA マグネットの上流と下流で得られるそれぞれの直線トラックを磁場マップと Runge-Kutta 法によってつなぎ合わせることで、最適化された運動量を求めている。

- SFT

SFT (Scattered Fiber Tracker) は本実験用に開発されたファイバー検出器である。KURAMA スペクトロメータの飛跡測定用検出器の中で最上流に設置されている。x 層、u 層、v 層から形成されており、各層は BFT の構造と同様にそれぞれ 2 層を互い違いに並べてある。ここで、x 層については直径 1 mm のシンチレーティングファイバーを 256 本× 2 層鉛直方向に並べており、u 層と v 層については直径 0.5 mm のシンチレーティングファイバーを 240 本× 2 層左右にそれぞれ 45° 傾けて並べてある。読み出しには MPPC を使用し、u 層及び v 層に限ってはファイバー 3 本を一つの MPPC で読み出している。

- SDC1

SDC1 (Scattered Drift Chamber1) は SFT の直後に設置される MWDC である。BC3 と同様に、上流から x, x', v, v', u, u' の順に 6 層で形成されており、鉛直方向に張られる x 層に対して v 層は 15° 、 u 層は -15° 傾いている。センスワイヤーの間隔は 6 mm で一層について計 64 本張られており、 x', v', u' 層はそれぞれ x, u, v 層に対してワイヤー間隔の半分の 3 mm ずらしてワイヤーを張っている。

- SDC2, SDC3

SDC2 及び SDC3 (Scattered Drift Chamber2 及び Scattered Drift Chamber3) はマグネットの下流に設置される MWDC である。それぞれ 4 層から形成されており、上流から SDC2 の x, x', y, y' 、SDC3 の x, x', y, y' の順に並べられている。 x 層は鉛直方向に張られるのに対して y 層は水平方向に張られている。センスワイヤーの間隔はそれぞれ SDC2 が 9 mm で SDC3 が 20 mm となっており、 x', y' 層はそれぞれ x, y 層に対してワイヤー間隔の半分だけずらしてワイヤーを張っている。使っているワイヤー数は SDC2 が一層につき 128 本ずつであり、SDC3 は x 層は一層につき 96 本、 y 層は一層につき 64 本である。また、本実験において π ビームの通過領域は高計数率に伴うパイルアップが予想されるため、この領域のセンスワイヤーには電圧をかけずに不感にしてある。具体的には、SDC2 についてはビーム中心から x 方向に ± 45 mm、 y 方向に ± 25 mm の帯が作る十字部分が、SDC3 についてはビーム中心から x 方向に ± 98 mm、 y 方向に ± 40 mm の帯が作る十字部分が不感領域に相当する。

- FHT1, FHT2

FHT1 及び FHT2 (Fine Segmented Hodoscope1 及び Fine Segmented Hodoscope2) は SDC2, SDC3 の不感領域をカバーすることを目的として本実験用に開発されたプラスチックシンチレーション検出器である。それぞれ 4 層から形成されており、FHT1 は SDC2 の不感領域を覆うように上下前後に各一層ずつ配置され、FHT2 は SDC3 の不感領域を覆うように上下前後に各一層ずつ配置される。FHT1 は 48 個、FHT2 は 64 個のセグメントから構成され、一つのセグメントの大きさは $6 \text{ mm} \times 550 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ である。各セグメントは 2 mm のオーバーラップをもって、互い違いに並んでいる。各セグメントに埋め込まれた波長変換ファイバーの端から MPPC で読み出しを行う。[15]

トリガー用検出器

- SCH

SCH (Scattered Charged Hodoscope) はマグネット内部に設置されたプラスチックシンチレーション検出器である。64 個のセグメントから構成され、一つのセグメントの大きさは $11.5 \text{ mm} \times 450 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ である。各セグメントは 1 mm のオーバーラップをもって、互い違いに並んでいる。各セグメントに埋め込まれた波長変換ファイバー

の端から MPPC で読み出しを行う。大強度ビーム対策として、ビーム通過領域の 8 つのセグメントはトリガーには参加しない。

- SAC

SAC は散乱 π の除去を目的として本実験用に開発されたエアロゲルチェレンコフ検出器である。輻射体として屈折率 1.10 のシリカエアロゲルが使用されており、4 つに区切られた部屋の中に敷詰められている。なお、各部屋はビーム通過領域を避けるように配置されており、計数率のバラつきを抑えるためにビーム中心から遠い部屋ほど体積が大きく設計されている。マグネットの中に設置されるため、読み出しには磁場耐性のあるファインメッシュタイプの PMT を用いている。[16]

1.2.3 トリガーロジック

データ収集効率の向上のためには高い DAQ efficiency を維持する必要がある。そのためにはバックグラウンドを効率良く排除し、トリガーレートを可能な限り抑えられるトリガーロジックの構築が不可欠である。

本実験においてトリガーロジックは Level1 Trigger と Level2 Trigger の二段階で構成されている。Level1 Trigger の信号は HUL Trigger と Matrix Trigger の二つの信号によって作られる。HUL Trigger は (π, K) 反応をタグするための信号を作っており、Matrix Trigger は三つの検出器におけるヒットパターンから電荷と運動量を選択している。Level2 Trigger の信号は Mass Trigger によって作られる。Mass Trigger は二つの検出器のヒットセグメントと時間情報から散乱粒子の飛行時間を計算し、粒子の質量によって生じる時間差で粒子識別を行っている。トリガーシステムの概要を図 1.11 に示す。ここで、Master Trigger Module (MTM) は Level1 Trigger、Level2 Trigger の信号を取りまとめるモジュールであり、各検出器へのトリガー信号の配布や DAQ の Busy 管理を行うことでイベントごとの対応を取っている。

■Level1 Trigger

Level1 Trigger では 5 つの検出器の信号が用いられており、特に TOF カウンターでは通常の信号と、高い閾値を設定した信号 (TOF-HT) の二種類の信号を使い分けている。HUL Trigger で BH2_K と呼ばれる信号が、Matrix Trigger で Matrix と呼ばれる信号がそれぞれ作られる。これらの信号に加えて BH2 信号のコインシデンスを取ることで Level1 Trigger が生成される。この BH2 信号のタイミングを Final Timing と呼び、全検出器の読み出しの基準時間を決定している。また、大強度ビーム対策として、BH2 信号は論理和を用いずにセグメントごとに計 8 個作っている。Level1 Trigger が作る信号 L1 の定義を式 (1.6) に示す。

$$L1 \equiv \text{BH2} \times \text{BH2_K} \times \text{Matrix} \quad (1.6)$$

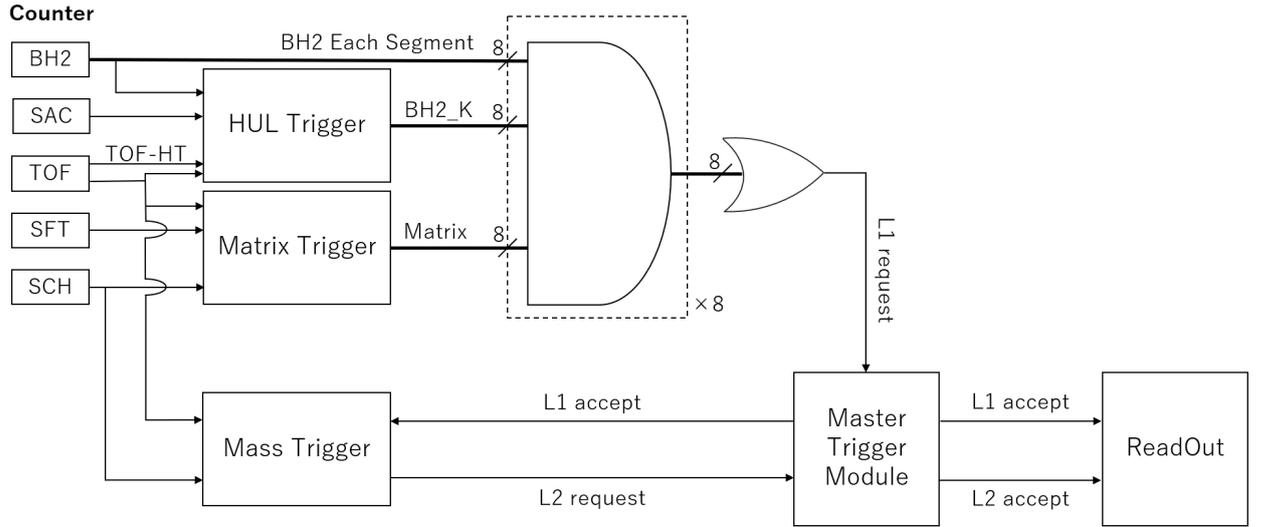


図 1.11: トリガーシステムの概要

HUL Trigger

HUL Trigger では、 (π, K) 反応をタグするために標的上流の時間検出器である BH2 と標的の下流の時間検出器である TOF カウンターでコインシデンスを取っている。このとき、SAC はエアロゲルの通過速度が閾値を超える粒子の場合のみ光るため、veto 信号との論理積を取ることで散乱 π を除去できる。さらに、TOF-HT は TOF でのエネルギー損失が高い閾値を超えたときのみ信号を出すので、veto 信号との論理積をとることで低運動量の陽子を除去できる。HUL Trigger が作る信号 BH2_K の定義を式 (1.7) に示す。

$$\text{BH2_K} \equiv \text{BH2} \times \text{TOF} \times \overline{\text{SAC}} \times \overline{\text{TOF-HT}} \quad (1.7)$$

Matrix Trigger

Matrix Trigger では、KURAMA スペクトロメータの検出器である SFT-X の 48 セグメント、SCH の 56 セグメント、TOF カウンターの 24 セグメント用いられ、 $48 \times 56 \times 24 = 64512$ のヒットパターンの中から最適なパターンのときのみ信号を作る。これは、電荷と運動量を選択していることに相当し、3D Mtx と呼ばれる。このとき、 π ビームと思わしき事象に対しては SCH と TOF カウンターのヒットパターンから 2D Mtx と呼ばれる信号が作られ、veto 用に使われる。Matrix Trigger が作る信号 Matrix の定義を式 (1.8) に示す。

$$\text{Matrix} \equiv 3\text{DMtx} \times \overline{2\text{DMtx}} \quad (1.8)$$

■Level2 Trigger

Level2 Trigger は Mass Trigger によって作られる信号であり、Level1 Trigger で要請を受けたデータについて読み込みの是非を決定している。

Mass Trigger

Mass Trigger には SCH と TOF カウンターが用いられる。二つの検出器のヒットパターンごとに適切な時間幅が設定されており、SCH-TOF カウンター間の時間差がその幅を満たしたときのみ信号 L2 が作られる。これは粒子の質量を選択していることに相当する。L2 信号が出力されない場合はデータを破棄する。

1.3 本研究の目的

J-PARC での Σp 散乱実験 (J-PARC E40 実験) では、2019 年 5 月までに Σ^- についてのデータ取得を終え、 Σ^+ については約半分のデータ取得を完了している。本研究の目的は既にデータ取得を完了している Σ^- のデータを用いて、微分断面積導出までの一連の解析手法を構築することである。本論文では、まず第二章で Σ^- 生成事象の同定手法及び Σ^- の収量について述べる。次に、第三章で CATCH 検出器群を用いた $\Sigma^- p$ 散乱事象の同定手法について述べる。さらに、第四章で $\Sigma^- p$ 散乱事象の微分断面積導出に必要な Σ^- ビームの総飛距離を見積り、最後に第五章で NN 系における微分断面積の過去実験との比較から、導出手法の有効性を確認する。

第 2 章 Σ^- 生成事象の同定

この章では、E40 実験での連続する二体反応のうち、一つ目の反応である $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ による Σ^- 生成事象の同定について記す。ここでの同定数が散乱事象の統計数に直接影響するため、できるだけ多くの Σ^- 生成事象を同定することが求められる。その一方で、 Σ^- ビーム量を正しく見積もるために、なるべく少ないバックグラウンドで同定することが望ましい (第四章参考)。解析によってこの両方の側面において同定精度を向上させることが重要である。

2.1 同定手法

KURAMA スペクトロメータによって導かれる質量分布から散乱粒子が K^+ である事象を選択し、その事象に対して Missing Mass を組むことで Σ^- 生成事象を同定する。

2.1.1 質量スペクトル

散乱粒子の質量は運動量 p 、飛行距離 L 、飛行時間 t を用いて (2.1) 式のように計算される。

$$M_{scattered} = p^2 \sqrt{\frac{(ct)^2}{L^2} - 1} \quad (2.1)$$

KURAMA スペクトロメータでは、各検出器の位置情報から粒子の飛跡を再構成する。このとき、KURAMA マグネットの上流と下流で得られるそれぞれの直線トラックを磁場マップと Runge-Kutta 法によってつなぎ合わせることで、最適化された運動量 p_{KURAMA} を求めている。また、標的中心から TOF カウンターまでの飛行距離も飛跡情報から分かる。飛行時間については、BH2-TOF カウンター間の時間差から BH2-標的中心間の平均的な π^- ビームの飛行時間 $\text{Time}_{\text{target}}$ を差し引くことで、標的中心-TOF カウンター間の散乱粒子の飛行時間 stof が得られる。

これらの値から導かれる質量二乗分布を図 2.1 に示す。この段階でもある程度散乱粒子の識別は可能だが、 K^+ 分布の下に π の漏れ込みやコンスタントなバックグラウンドが存在していることが分かる。後者のバックグラウンドは高強度 π ビームによるマルチビーム事象に対して、異なる BH2 タイミングを採用してしまったイベントと考えられる。実際に図 2.2 に示すように最上流の検出器である BFT のヒットが 1 であるようなシングルビームイベントに対してはコンスタントなバックグラウンドが少ない一方で、BFT のヒットが複数であるマルチビームイベントに対してはこのバックグラウンドが激増していることが確認できる。

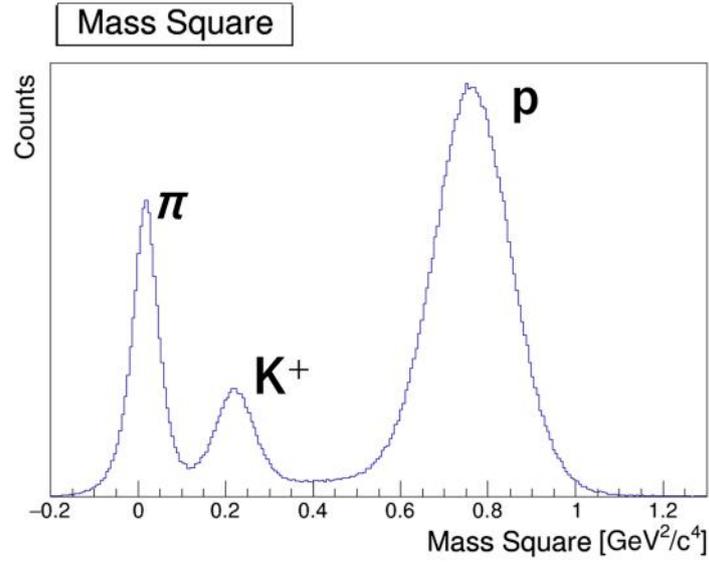


図 2.1: 質量二乗分布

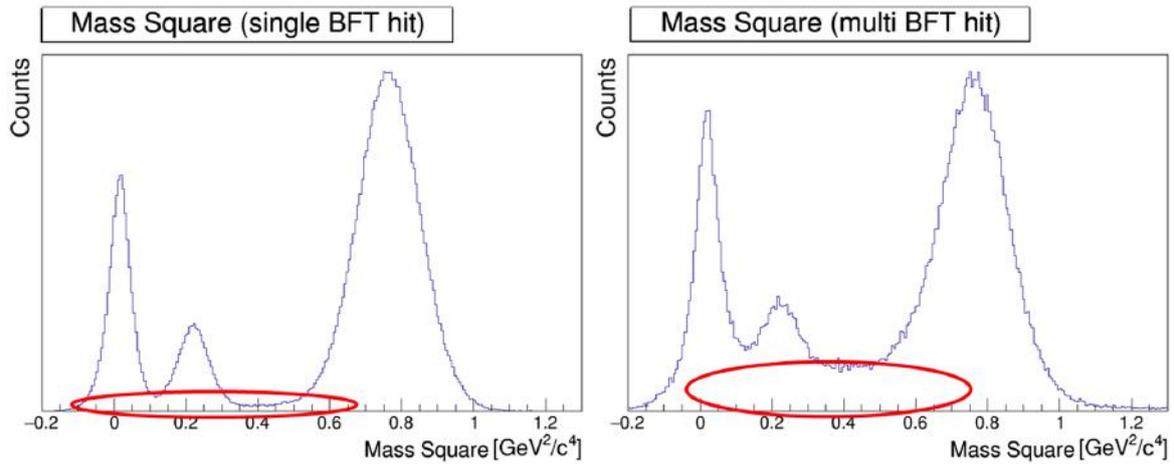


図 2.2: シングルビームイベントとマルチビームイベントでのアクシデンタルバックグラウンドの変化。左図に示すシングルビームイベントに比べて、右図に示すマルチビームイベントでは赤枠で囲まれるようなアクシデンタルバックグラウンドが圧倒的に多い。

2.1.2 Missing Mass 法

K1.8 ビームラインスペクトロメータで測定されるビーム粒子の運動量ベクトル $\overrightarrow{p_{K18}}$ と KURAMA スペクトロメータで測定される散乱粒子の運動量ベクトル $\overrightarrow{p_{KURAMA}}$ から $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ 反応におけるミッシングマスが (2.2) 式のように計算できる。

$$M_{miss} = \sqrt{\left(\sqrt{|\overrightarrow{p_{K18}}|^2 + M_{\pi^-}^2} + M_p + \sqrt{|\overrightarrow{p_{KURAMA}}|^2 + M_{K^+}^2} \right)^2 + (\overrightarrow{p_{K18}} - \overrightarrow{p_{KURAMA}})^2} \quad (2.2)$$

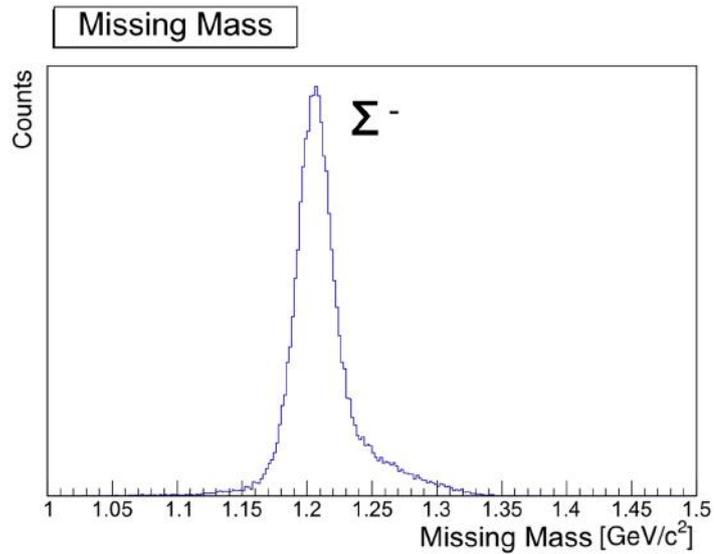


図 2.3: Missing Mass 分布。質量二乗分布において $0.15\text{-}0.35 \text{ GeV}^2/c^4$ の範囲を散乱 K^+ 事象として選択している。 $1.2 \text{ GeV}/c^2$ 付近に Σ^- のピークを確認できる。

図 2.1 の質量二乗分布において $0.15\text{-}0.35 \text{ GeV}^2/c^4$ の範囲を散乱 K^+ 事象として選択したときの Missing Mass 分布を図 2.3 に示す。 Σ^- 粒子 (質量 $1.197 \text{ GeV}/c^2$) のピークが $1.2 \text{ GeV}/c^2$ 付近に確認できる。ピークの右側に存在するテールは $\pi^- p \rightarrow K^+ \pi^- \Lambda$ 反応による $M_{\pi^-} + M_{\Lambda} \sim 1.25 \text{ GeV}/c^2$ の Missing Mass、あるいは、飛行中にフレームに当たるなどしてエネルギー損失した散乱粒子に対して計算された Missing Mass だと考えられる。

2.2 散乱 K^+ 識別

前述のように Σ^- 生成事象の同定にはいかに精度良く散乱 K^+ を識別するかが重要である。そのために、まず各種補正によって質量分布における分離能を向上させ、他粒子による漏れ込みを防ぐ。さらに、運動量によるカット条件によってアクシデンタルなバックグラウンドを抑制する。

2.2.1 波高補正

散乱粒子の飛行時間は BH2 と TOF カウンターによって決定している。しかし、それぞれの計測時間は図 2.4 に示すように波高に対する依存性を持っている。このような依存性は質量分布のピークを太くし、異なる粒子の漏れ込みの原因となる。そこで、BH2 と TOF カウンターそれぞれに対して波高補正を行うことで、散乱 K^+ の識別精度を向上させる。

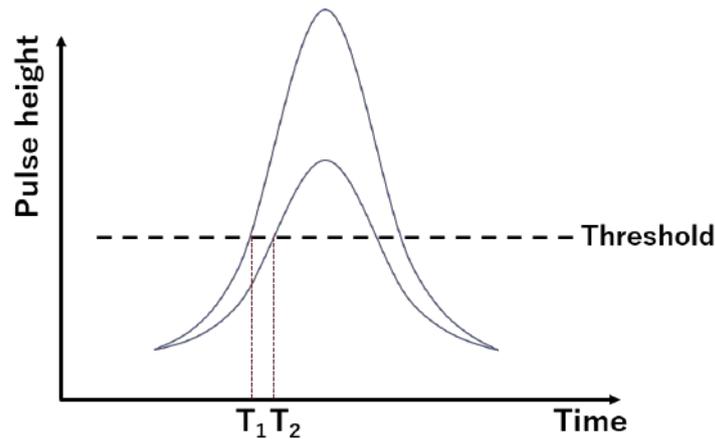


図 2.4: 波高と計測時間の関係。波高が高い信号は T_1 のタイミングで閾値を超えるが、波高の低い信号では T_2 のタイミングである。このように波高が小さい信号ほど遅れて見える。

■TOF カウンター

まず、TOF カウンターに対しては一般的な波高補正を行う。TOF カウンターの ADC 情報から得られる dE と $\text{stof} - \text{Time}_{\text{calc},\pi}$ (ΔT) 及び質量二乗分布の補正前の相関を図 2.5 左に示す。ここで $\text{Time}_{\text{calc},\pi}$ は散乱粒子が π であると仮定したときに計算される飛行時間である。ゆえに、実際に散乱粒子が π のときは散乱粒子の実測飛行時間である stof との差は 0 になるべきである。しかし、図 2.5 左から分かるように特に dE の小さい領域で TOF カウンターの計測時間が遅くなることに起因したずれが生じていることが分かる。

散乱粒子が π であるイベントに対し、パラメータ p_0, p_1 を用いて $p_0/\sqrt{dE} + p_1$ という関数でフィッティングし、 dE に依存せず、 ΔT が 0 になるように補正した。補正後の相関図を図 2.5 右に示す。飛行時間と dE の依存性が無くなっており、それによって質量分布の識別能力が向上した。

■BH2

次に、BH2 に対して波高補正を行った。ここで、BH2 は大強度 π ビームによるマルチヒットのため、ADC 情報がパイルアップして使えないという難点がある。そこで、BH1 と BH2 の時間差 (btof) を用いて補正を行う。時間関係は図 2.6 の概略図に示されるようになっており、それぞれの関係式は以下のようになっている。

$$\text{btof} = \text{Time}_{\text{BH1}} - \text{Time}_{\text{BH2}} \quad (2.3)$$

$$\text{stof} = \text{Time}_{\text{TOF}} - \text{Time}_{\text{target}}(\text{固定値}) - \text{Time}_{\text{BH2}} \quad (2.4)$$

例えば、BH2 の波高が小さい、すなわち、計測時間が遅れて見えるとき、時間基準を作っているのは BH2 なので Time_{BH1} も Time_{TOF} も相対的に早い時間に見えることになる。つまり、

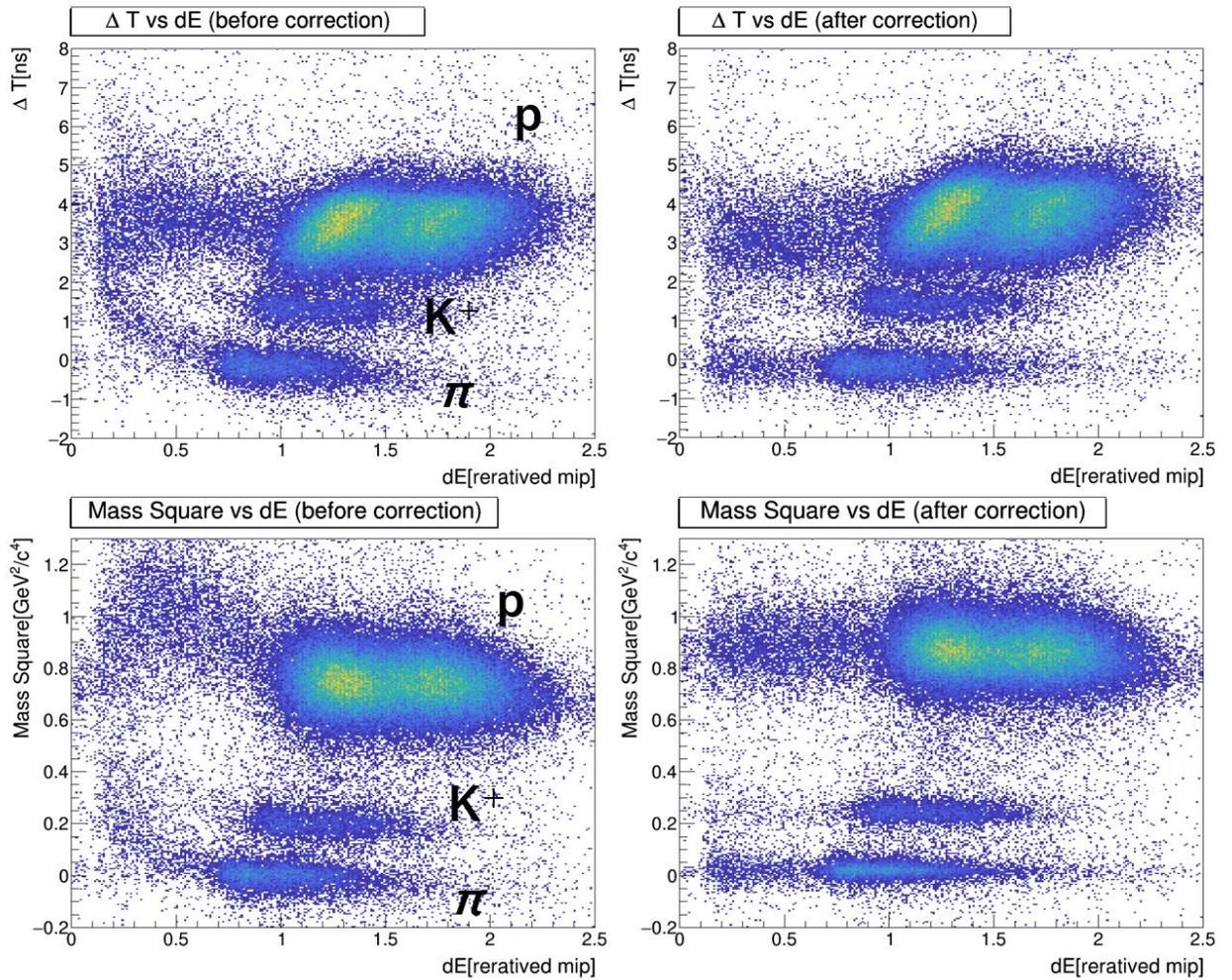


図 2.5: TOF カウンターの波高補正。左側が補正前、右側が補正後であり、上段が dE と ΔT 、下段が dE と質量二乗分布の相関を示す。補正後は飛行時間と dE の依存性が無くなっている。

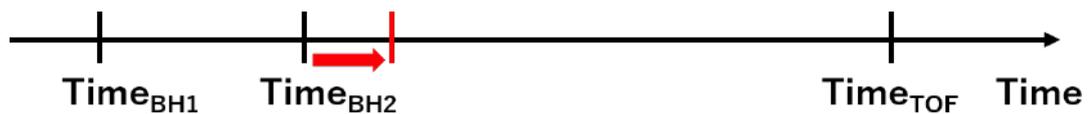


図 2.6: 時間関係の概略図。BH2 の波高が小さいときは赤線のように計測時間が遅れて見える。基準時間は BH2 が作っているため、 $Time_{TOF}$ も $Time_{BH1}$ も相対的に早い時間に見える。

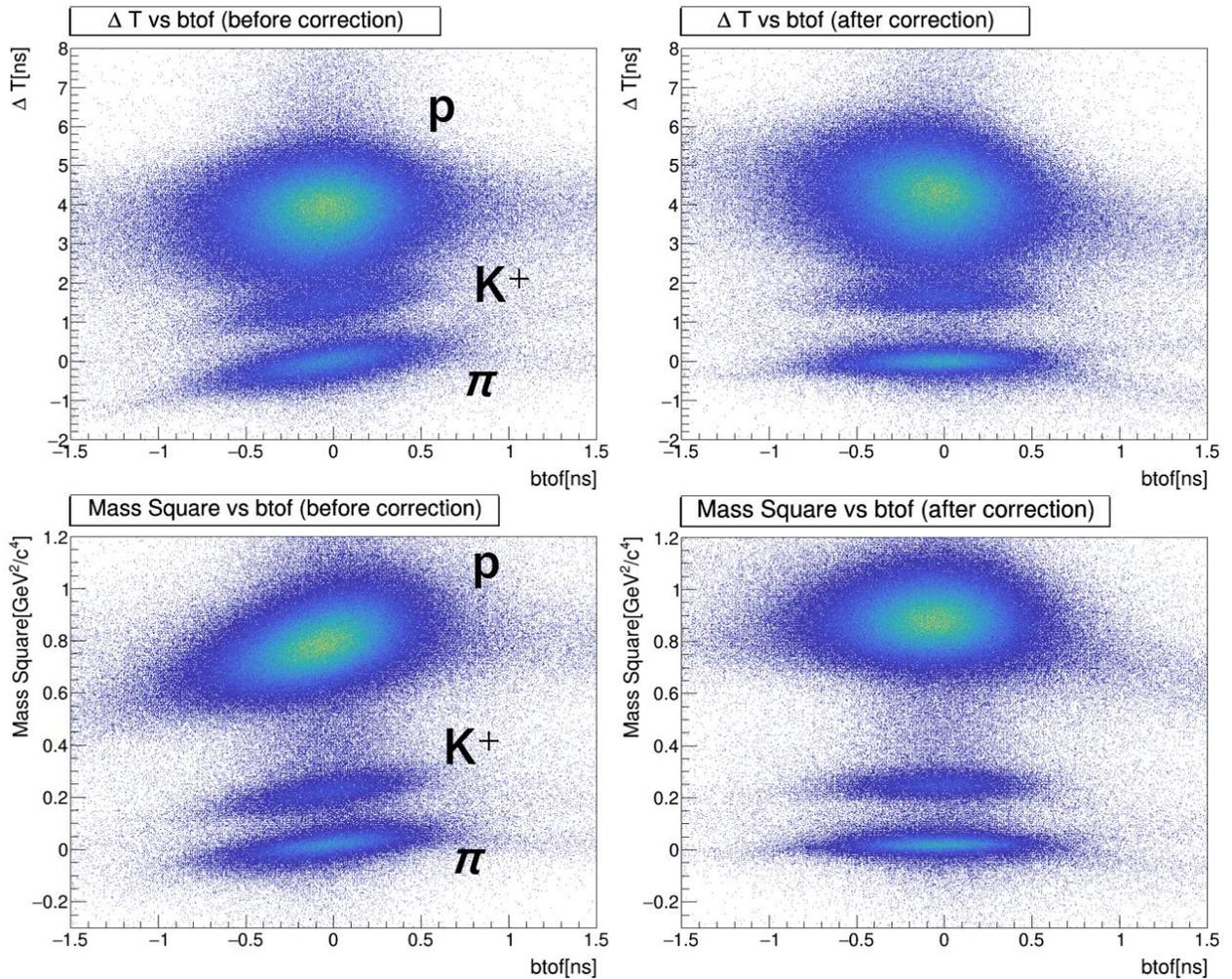


図 2.7: BH2 の波高補正。左側が補正前、右側が補正後であり、上段が btof と ΔT 、下段が dE と質量二乗分布の相関を示す。補正後は飛行時間と btof の依存性が無くなっている。

(2.3)(2.4) 式から分かるように stof と btof は正の相関を持つ。波高によって現れるこの相関を利用して補正を行う。

補正前の btof と ΔT 及び質量二乗分布の相関を図 2.7 左に示す。散乱粒子が π であるイベントに対して一次関数でフィッティングし、 ΔT が 0 になるように補正した。補正後の相関図を図 2.7 右に示す。飛行時間と btof の依存性が無くなっており、ADC 情報が使えない BH2 も他の検出器の時間情報との相関を見ることで波高補正できたことが分かる。

2.2.2 Vertex 補正

前述のように散乱粒子の飛行距離と飛行時間は標的中心から TOF カウンター間で考えている。しかし、実際には我々が用いている液体水素標的は 300 mm もの厚さを持つため、標的中心から離れたところで生じた反応についてはその分散乱粒子の飛行距離及び飛行時間にずれが

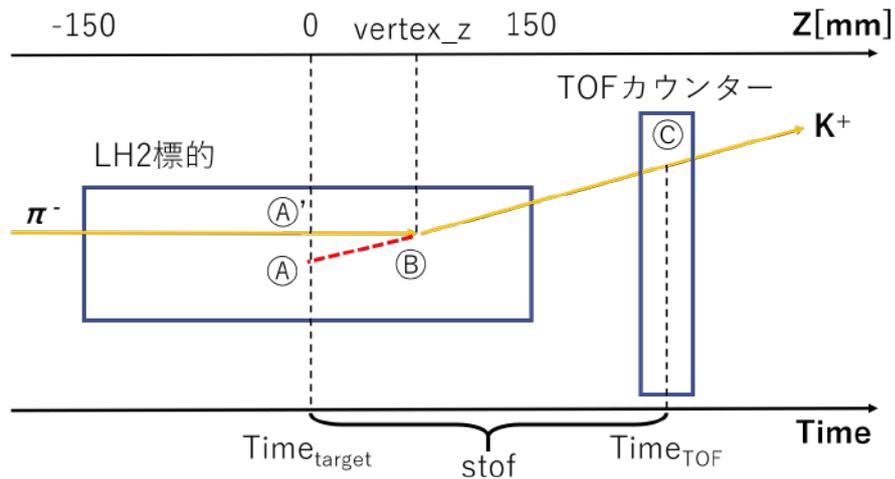


図 2.8: vertex 補正の概略図。橙矢印が粒子の飛跡であり、散乱粒子の実際の飛行距離は (B) \rightarrow (C) である。しかし、ここまでの解析は飛行距離を (A) \rightarrow (C) として考えており、ここでずれが生じている。現在考えている飛行距離から (A) \rightarrow (B) を差し引き、飛行時間は (A) \rightarrow (B) を π が通過するのにかかる時間を差し引くことで適切な飛行距離と飛行時間となる。

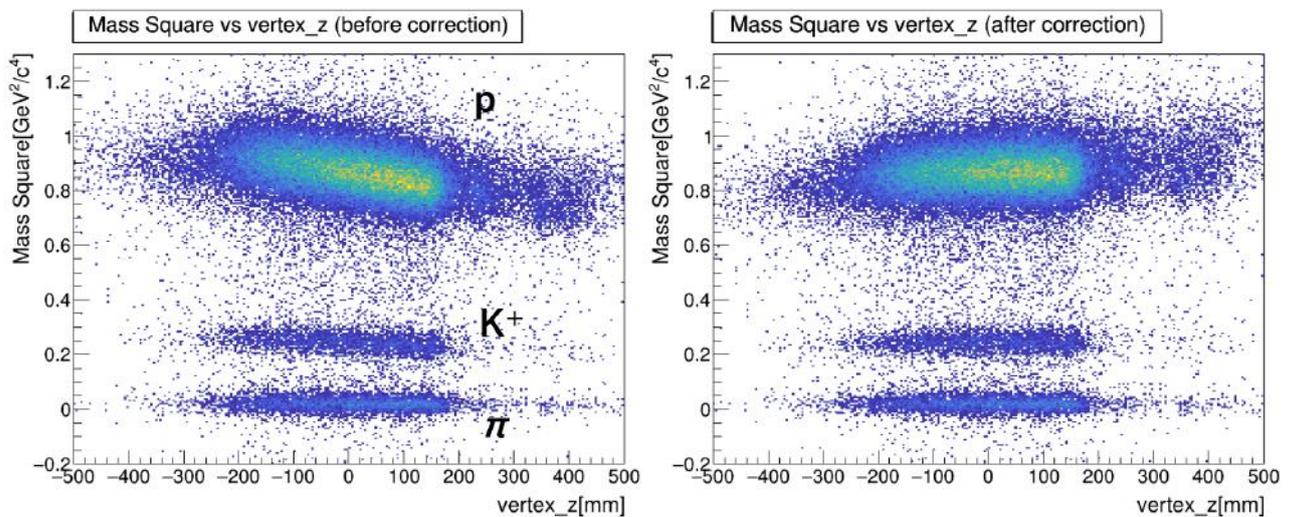


図 2.9: vertex 補正。左側が補正前、右側が補正後の vertex の z 位置と質量二乗分布の相関図である。補正前は特に重い粒子に対して vertex の z 位置が大きいイベントの質量が小さく見える傾向があった。飛行時間と飛行距離を適切に補正することで依存関係が無くなっている。

生じる (図 2.8 参照)。図 2.9 左からも分かるように vertex の z 位置が大きいイベントは、実際は π ビームが飛んでいる距離も散乱粒子が飛んでいる距離として計算しているため本来よりも質量が軽く見える。これは重い粒子ほど顕著に影響する。

そこで、飛行距離と飛行時間をそれぞれ実際のものと同しくなるように補正した。図 2.9 右に補正後の相関図を示しており、vertex 位置依存性が無くなっていることを確認できる。

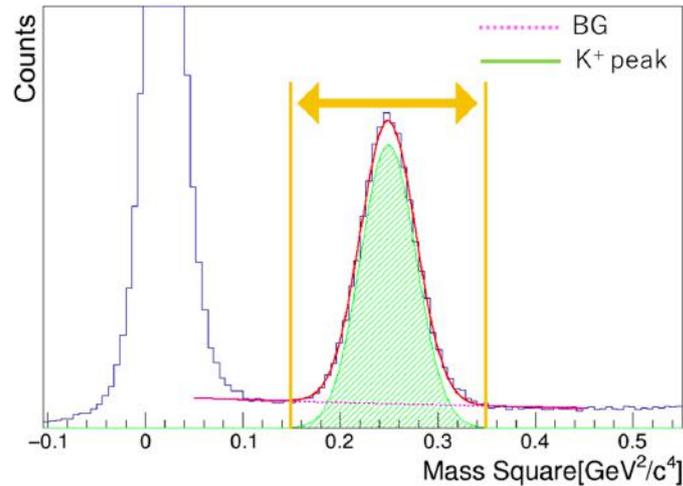


図 2.10: N_K と R_K の見積り。 K^+ ピーク付近をガウス関数 (緑実線) と指数関数 (紫破線) の足し合せでフィットした。橙で示す領域が Σ^- の MissingMass を計算する際の選択範囲であり、この範囲での指数関数部分の積分値を散乱 K^+ 識別時のバックグラウンドとみなす。

2.2.3 運動量によるカット条件

ここまでの補正によって粒子間の分離能力を向上させることができた。ここでは、高強度 π ビームに起因して生じるマルチビームイベントによるアクシデンタルなバックグラウンドの除去を試みる。そのために、比較的強度である下流の情報、すなわち、散乱粒子の運動量の情報からカットを加える。ここで、適切なカット範囲を決定するための指標としてカット条件を変化させたときの散乱 K^+ の総数 N_K とその比率 R_K を用いる。それぞれの値は質量二乗分布における K^+ ピーク付近をガウス関数と指数関数の足し合わせでフィッティングし (図 2.10)、0.15-0.35 GeV^2/c^4 の範囲内のそれぞれの積分値 I_{gaus} , $I_{exponential}$ を用いて (2.5) 式、(2.6) 式のように見積もった。

$$N_K = I_{gaus} \quad (2.5)$$

$$R_K = \frac{I_{gaus}}{I_{gaus} + I_{exponential}} \quad (2.6)$$

バックグラウンドの割合は低いことが望ましいが、正しくその割合を見積れるのであればその分の Σ^- 生成事象を割り引いて考えることで、 Σ^- ビーム量の見積り誤差に対処できる。ゆえに、ここでは N_K の減少を防ぐことに重点を置き、減少し始める直前を適切なカット条件として設定する。

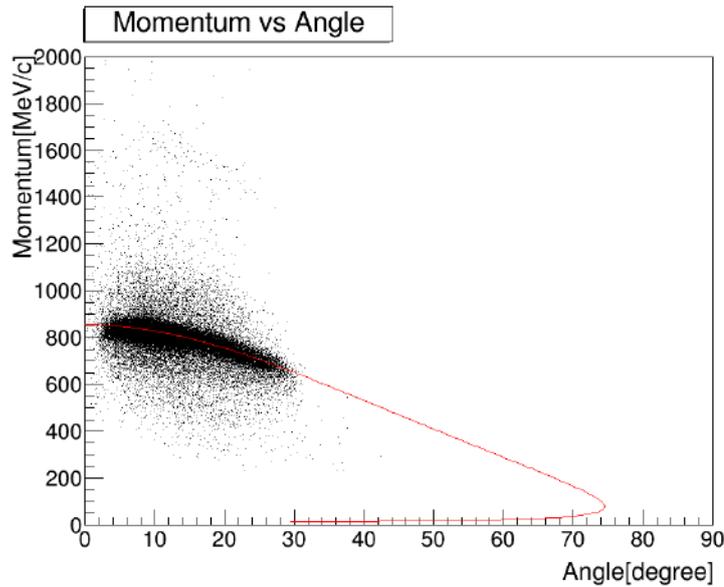


図 2.11: $\pi^-p \rightarrow K^+\Sigma^-$ 反応における角度と運動量の関係。黒点は実験データ、赤線は π ビームの運動量を $1.33 \text{ GeV}/c$ としたときに計算される運動学的な関係線である。KURAMA スペクトロメータのアクセプタンスである $0 \sim 30^\circ$ において、実験データは運動学とよく一致している。

■運動量範囲によるカット条件

始めに選択すべき運動量範囲を決定する。静止標的への二体反応では散乱粒子の運動量はビーム運動量と散乱角度によって一意に決まるため、運動学的に上限と下限が存在する。 π ビームの運動量を $1.33 \text{ GeV}/c$ としたときの $\pi^-p \rightarrow K^+\Sigma^-$ 反応における散乱 K^+ の散乱角度に対応する運動量を図 2.11 に赤線で示す。黒点で示されるのは実験データから得られた実際の対応関係であり、KURAMA スペクトロメータのアクセプタンスである $0 \sim 30^\circ$ においてよく一致しているのが確認できる。

散乱粒子の運動量の上限と下限を変化させたときの N_K と R_K をそれぞれ図 2.12 に示す。 N_K の減少が生じる直前である $0.89 \text{ GeV}/c$ を上限に、 $0.50 \text{ GeV}/c$ を下限に設定した。特に、上限においてカットラインを設定することにより、バックグラウンドを除去できていることが分かる。

■運動量と dE/dx の相関によるカット条件

次に運動量と TOF カウンターでの単位長さ当りのエネルギー損失 dE/dx による相関を用いてカットを加える。ある質量を仮定したとき、運動量と dE/dx の関係は以下に示すベータ

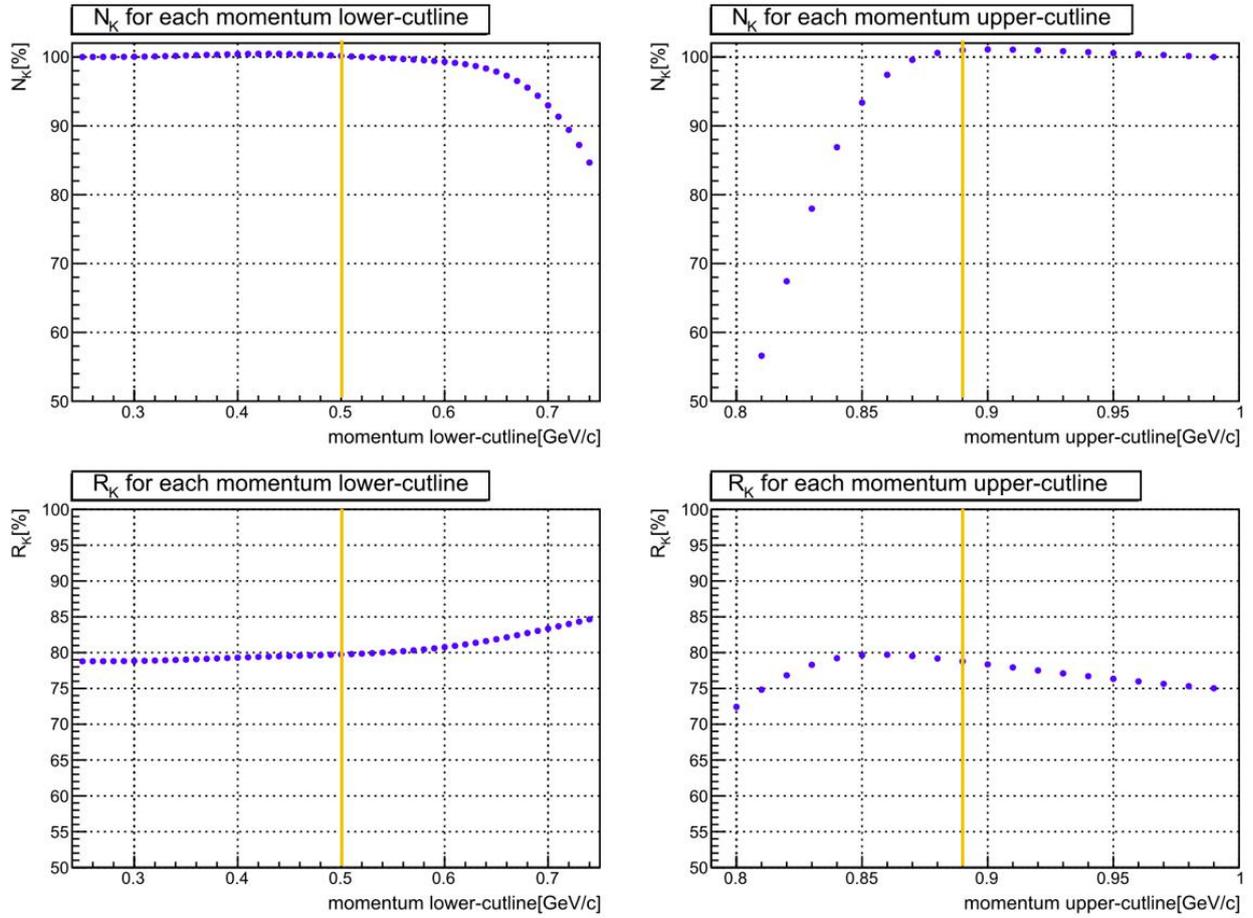


図 2.12: 運動量範囲を変化させたときの N_K と R_K の推移。左側は下限、右側は上限のカット範囲を推移させたときを示している。それぞれ上段が N_K 、下段が R_K の変化を示す。なお、 N_K は何もカットをかけていないときを 100 % として規格化している。カット条件を厳しくしていくと、 R_K は向上していくがあるラインを超えると N_K が減少する。 N_K が減少し始める直前の橙のラインをカット条件として設定する。

ブロッホの公式によって結びつけられる。

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z z^2}{A \beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e^2 c^2 \gamma^2 \beta^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (2.7)$$

$$\beta = \frac{p}{\sqrt{p^2 + M^2}} \quad (2.8)$$

ここで、 N_a はアボガドロ数、 r_e は古典電子半径、 m_e は電子の静止質量、 ρ は物質の密度、 Z は物質の原子番号、 A は物質の質量数、 I は物質の平均励起ポテンシャル、 z は入射粒子の電荷、 β は入射粒子の光速に対する相対速度、 p は入射粒子の運動量、 M は入射粒子の静止質量である。また、密度効果補正とシェル補正のためにそれぞれ δ と C を含む項が付け加えられている。

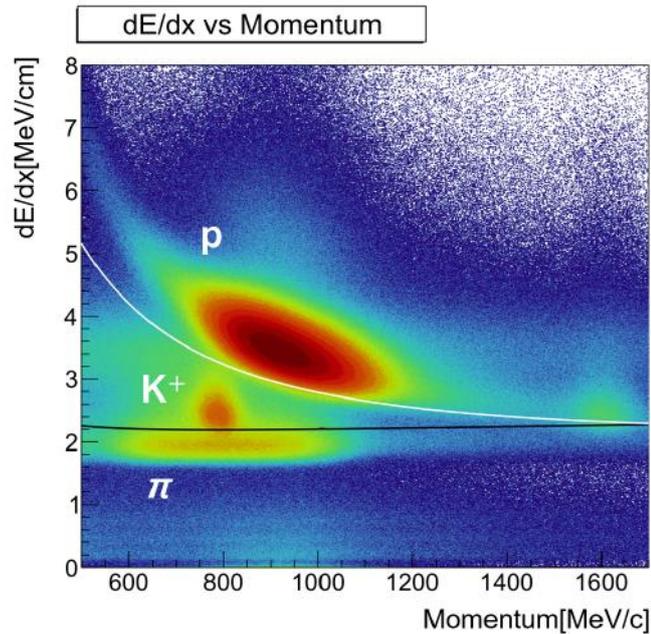


図 2.13: 運動量と TOF カウンターの dE/dx の相関。粒子ごとにまとまって分布しているのが確認できる。白線は $750 \text{ MeV}/c$ 、黒線は $200 \text{ MeV}/c$ を仮定したとき、ベーテブロッホの公式によって計算される運動学的な関係線。

ベーテブロッホの公式による対応関係から、運動量と dE/dx の二次元相関は図 2.13 で示すように質量の異なる粒子毎にまとまった分布を見せる。このとき、陽子と K^+ の間のある質量 (ProtonCutMass と呼ぶ) を仮定し、運動量と dE/dx の関係から予想される質量が ProtonCutMass よりも大きいイベントを陽子であるとして除去する。同様に、 K^+ と π の間のある質量 (PionCutMass と呼ぶ) よりも予想される質量が小さいイベントを π として除去する。図 2.13 の白線は $\text{ProtonCutMass}=750 \text{ MeV}/c^2$ 、黒線は $\text{PionCutMass}=200 \text{ MeV}/c^2$ を仮定することで計算される関係線であり、白線より上のイベント、あるいは、黒線より下のイベントは K^+ ではないとして除去する。適切な ProtonCutMass と PionCutMass を設定することで N_K を減少させずに R_K を向上させることができる。なお、アクシデンタルなバックグラウンドは主にマルチビームイベントで生じるのでこのカットは BFT のヒットが複数のときに適用させるものとする。

ProtonCutMass と PionCutMass を変化させたときの N_K と R_K をそれぞれ図 2.14 に示す。 N_K の減少が生じる直前である $\text{ProtonCutMass}=800 \text{ MeV}/c$ と $\text{PionCutMass}=250 \text{ MeV}/c$ に設定した。

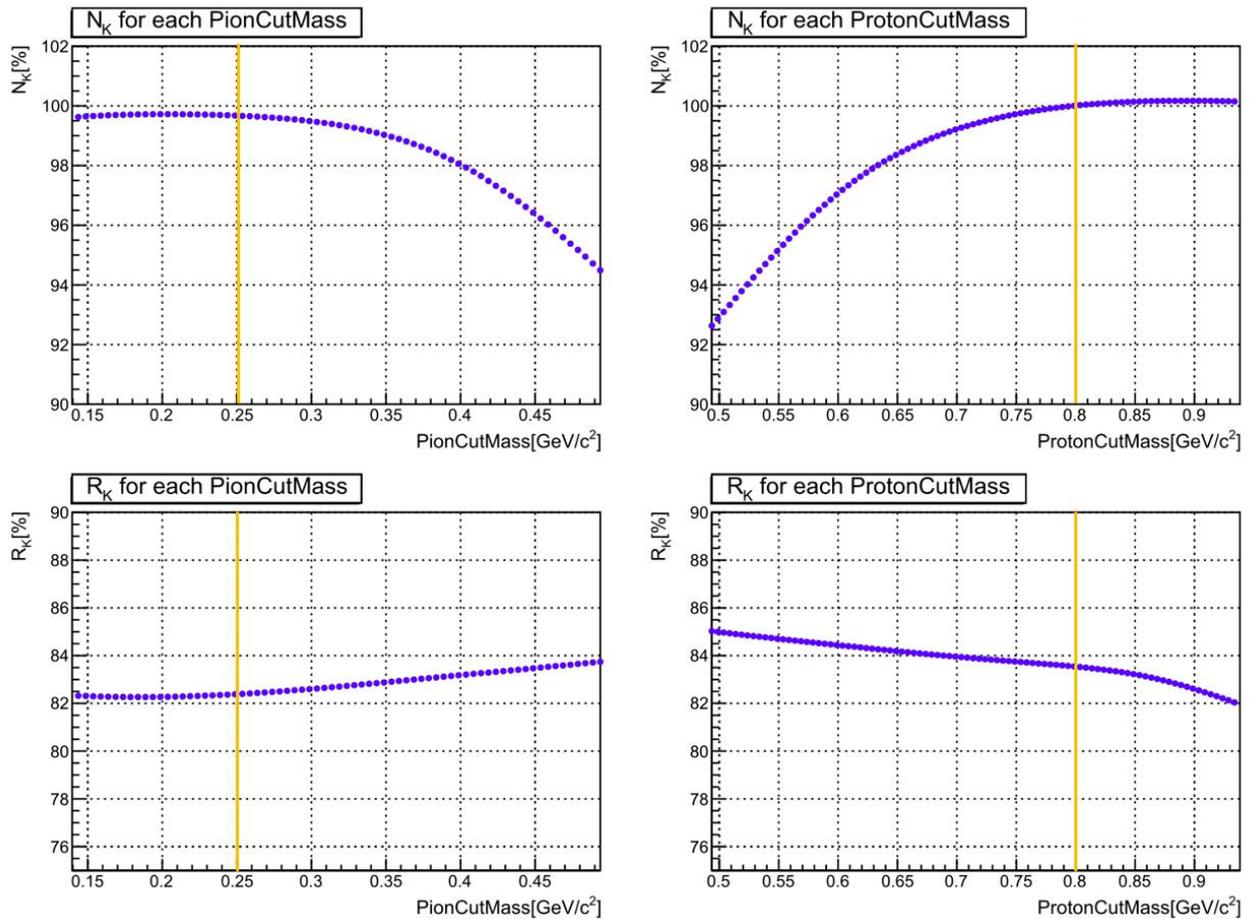


図 2.14: dE/dx によるカット条件を変化させたときの N_K と R_K の推移。左側は PionCutMass を π の質量から K^+ の質量まで、右側は ProtonCutMass を K^+ の質量から陽子の質量まで推移させたときを示している。それぞれ上段が N_K 、下段が R_K の変化を示す。運動量範囲のときと同様に N_K は何もカットをかけていないときを 100% として規格化している。 N_K が減少し始める直前の橙のラインをカット条件として設定する。

2.2.4 識別精度の評価

以上の補正やカットを通じて、散乱 K^+ の識別効率の精度がどれだけ向上したか評価する。なお、この評価はそれぞれ一回分の run (~ 1000 spill) を解析して行っている。

解析前後での質量分布の変化を図 2.15 に示す。各粒子のピークとバックグラウンドをガウス関数と指数関数の足し合せでフィッティングした結果を重ねてある。このとき、解析後には各波高補正、vertex 補正、運動量と dE/dx の相関によるカットを適用しており、運動量範囲のみ解析前後で共通にしている。これらの質量分布から得られる各粒子の分散 σ 、粒子間の分離度 r 、散乱 K^+ の総数 N_K と識別効率 R_K を表 2.1 にまとめた。 N_K は解析前の総数を 100% として規格化している。ここで、粒子 a のピークと粒子 b のピークの間隔は各粒子の分

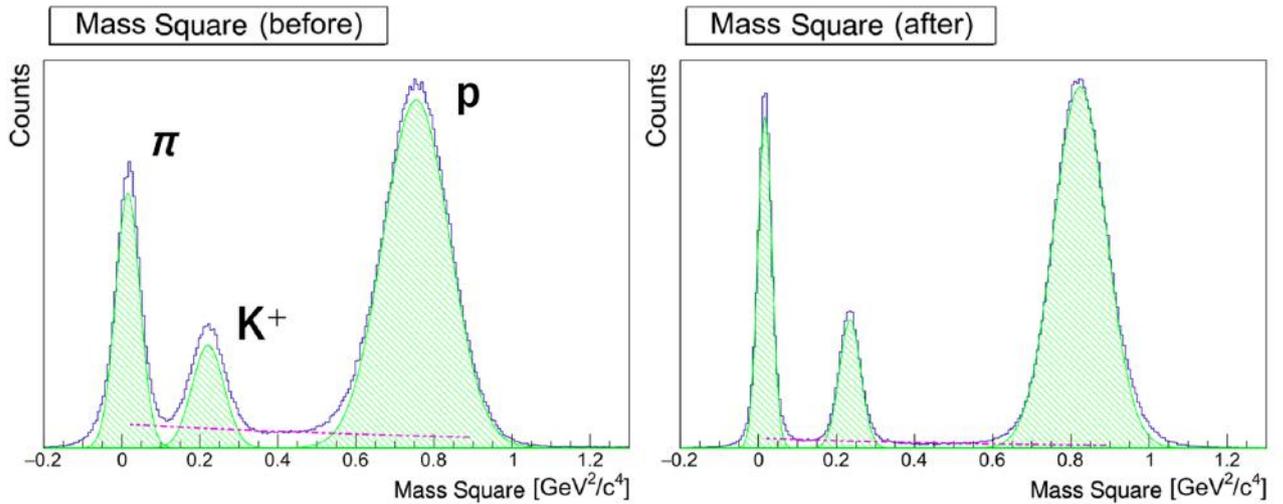


図 2.15: 解析前 (左) と解析後 (右) の質量二乗分布。各粒子のピークとバックグラウンドを 3 gaussian(緑実線) と指数関数 (紫破線) の足し合せでフィッティングした結果を重ねてある。

表 2.1: 解析前後での散乱 K^+ に対する識別効率の変化

	σ_π	σ_K	σ_p	$r_{\pi-K}$	r_{K-p}	N_K	R_K
解析前	31.1 MeV ² /c ⁴	40.8 MeV ² /c ⁴	84.8 MeV ² /c ⁴	1.43	2.12	100.0%	72.7%
解析後	18.1 MeV ² /c ⁴	27.0 MeV ² /c ⁴	67.6 MeV ² /c ⁴	2.42	3.11	103.7%	86.7%

散 σ 及びピーク値 μ を用いて以下のように定義される:

$$r = \frac{\mu_a + \mu_b}{2\sigma_a + 2\sigma_b} \quad (2.9)$$

解析前後を比較すると全ての粒子のピークが細くなっており、これは各波高補正の影響が大きい。また、vertex 補正によって重い粒子のピークが実際の質量に近づく方向にシフトし、結果としてピーク間の差が大きくなった。以上から、解析前に比べて格段に散乱 K^+ の識別が容易になり、分離度 r にその効果が現れている。一般的に $r > 1.5$ であればピークが完全に分離していると判断されるが、解析前の π と K^+ の分離度 $r_{\pi-K}$ はこれを下回っている。しかし、解析後は π 、陽子いずれの分離度も 1.5 を大きく上回っており、アクシデンタルバックグラウンド以外の他粒子の漏れ込みはほぼ完全に除去できたと結論づけられる。 R_K を見ることで、アクシデンタルバックグラウンドについても運動量と dE/dx の相関によるカットによってほぼ半分まで抑制できていることが分かる。この間、カットによって殺してしまった散乱 K^+ 事象はほとんど存在せず、むしろ K^+ のピークが細くなったことで 0.15-0.35 GeV²/c⁴ の質量領域に入る事象数が増え、 N_K は向上している。

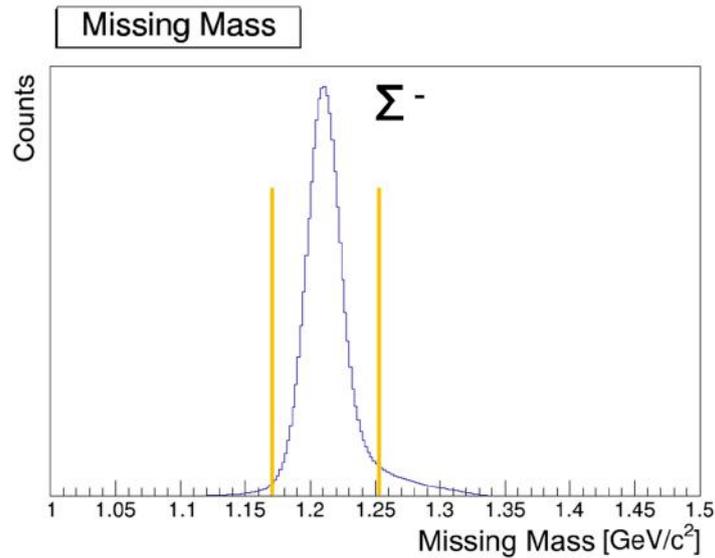


図 2.16: 解析後の Missing Mass 分布。橙線の領域内を Σ^- の収量として定義する。

表 2.2: E40 実験で得られた Σ^- の収量とその比較

Experiment		Σ^- yields
E40	$450 < [\text{MeV}/c] < 550$	7.5×10^6
	$550 < [\text{MeV}/c] < 650$	4.7×10^6
	$650 < [\text{MeV}/c] < 850$	2.9×10^6
	全体	15.0×10^6
E289[10]		1.8×10^5

2.3 Σ^- の収量

前節で識別精度が向上した質量二乗分布の $0.15\text{-}0.35 \text{ GeV}^2/c^4$ の範囲に対して、 Σ^- の Missing Mass を組んだものが図 2.16 になる。ここでは、本ビームタイムに加え、2018 年 6 月に行われた試運転時も含めた全データについて解析した。peak から $\pm 3\sigma$ の範囲の積分値を Σ^- の収量と定義したとき、 Σ^- の収量は 15.0 M となった。これは表 2.2 から分かるように先行実験のおよそ百倍の収量にあたる。なお、バックグラウンドによって生じる生成 Σ^- の誤識別については第四章で議論するため、ここでは割愛する。

最後に図 2.17 に生成 Σ^- の運動量分布を示す。この運動量は、各スペクトロメータから得られる π^- ビーム及び散乱 K^+ の運動量ベクトルから導くのではなく、 $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ の二体反応を仮定して π^- ビームの運動量と散乱角から導く。こうした処理を施すことで、一番分解能が低い KURAMA スペクトロメータによる運動量を用いずに Σ^- の運動量を決定するこ

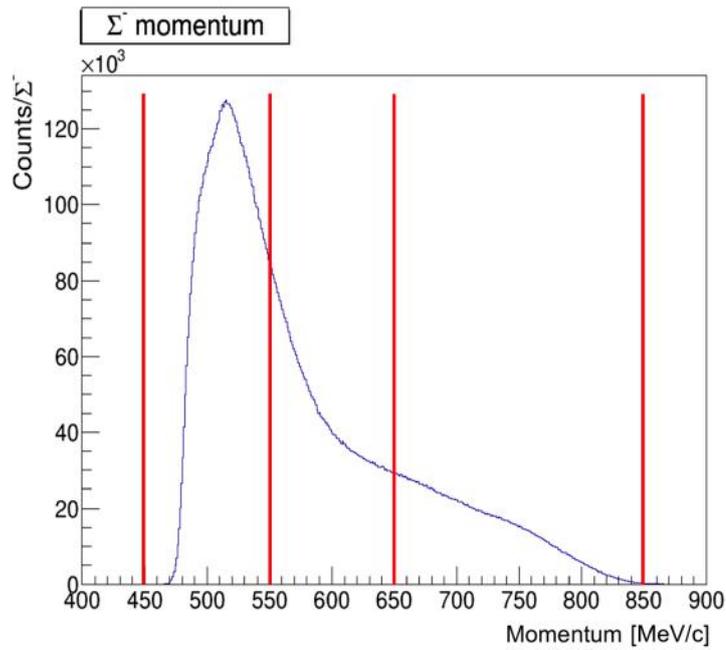


図 2.17: 生成 Σ^- の運動量分布。縦軸は 1 MeV 当りの統計数に対応する。本実験では、赤線で区切られた三つの運動量領域ごとに微分断面積を導出する予定である。

とができ、より良い精度が得られる。図の縦軸は 1 bin の幅に対応している 1 MeV/c ごとの統計数を示しており、本実験では赤線で区切られた三つの運動量領域で微分断面積を導出する予定である。各運動量領域の統計数は表 2.2 にまとめてある。 Σ^-p 散乱の断面積を 30 mb で重心系に等方であると仮定したとき、最も収量の少ない運動量領域でも 2000 イベント程度の散乱事象が見積もられ、本実験で得られた収量は統計精度 10% での微分断面積導出が期待できるものであると分かる。

第3章 散乱事象の同定

この章では、前章で Σ^- 生成を同定できた事象に対して、CATCH 検出器群を含めた解析を行い、 ΔE 法によって各散乱事象を同定する。ここで、 Σ^- の崩壊先はほとんど π^- と n に限られている。ゆえに、 Σ^- 生成事象において CATCH 検出器群で陽子が検出されたときは以下に示される何れかの反応があったことを示唆する。

- Σ^- と標的陽子との散乱
 - ・ $\Sigma^- p \rightarrow \Sigma'^- p'$
 - ・ $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n, \Lambda \rightarrow \pi^- p$
 - ・ $\Sigma^- p \rightarrow \Sigma^0 n, \Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma, \Lambda \rightarrow \pi^- p$
- Σ^- が崩壊した π^- 又は n と標的陽子との散乱
 - ・ $\pi^- p \rightarrow \pi'^- p'$
 - ・ $np \rightarrow n' p'$

この中で我々が微分断面積を導出しようとしている反応は $\Sigma^- p$ 弾性散乱及び $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応である。ただし、 np 散乱及び $\pi^- p$ 散乱はバックグラウンド事象ではあるが、その散乱事象を同定することで同定手法の有効性を確認できる。さらに、 $\Sigma^- p$ 弾性散乱や $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応の同定において S/N 向上のためのカット条件としても有用であるため、これらの散乱事象も同定する。

3.1 CATCH 検出器群の解析

散乱事象は標的から飛び出した粒子の実測エネルギーと散乱角度から運動学的に計算されるエネルギーの一致から同定を行う。そのために、前章までの KURAMA スペクトロメータ、K1.8 ビームラインスペクトロメータに加えて、CATCH 検出器群を組み合わせる必要がある。CATCH 検出器群は粒子の三次元飛跡追跡を行うためのファイバー検出器 (CFT)、粒子の運動エネルギーを計測する BGO カロリメータ、そして粒子が BGO カロリメータを貫通したか確認するプラスチックシンチレータ検出器 (PiID カウンター) から構成される。これらの検出器群の模式図を標的内での反応と併せて図 3.1 に示す。

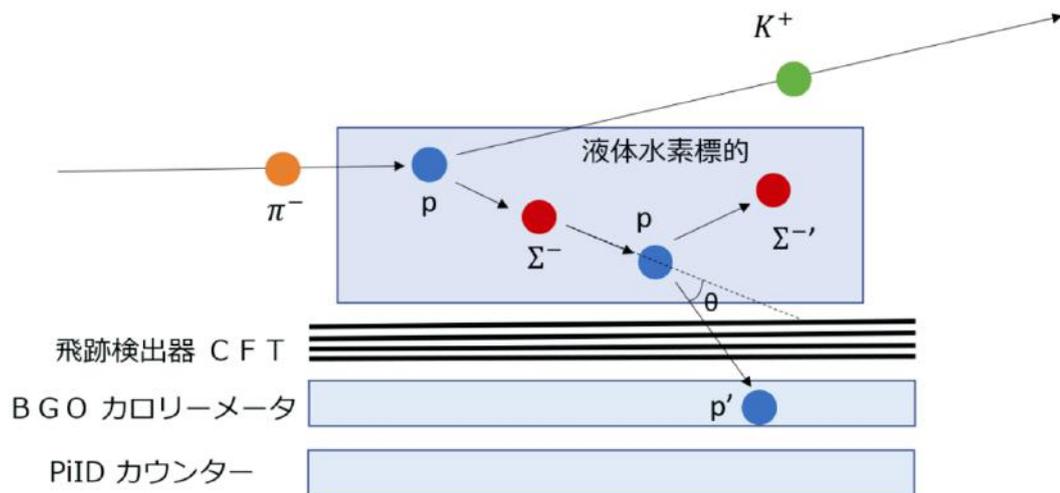


図 3.1: CATCH 検出器群及び標的内部での反応

3.1.1 三次元飛跡トラッキング

CFT での三次元飛跡追跡は以下の手順で行う。

1. Φ 層のヒット情報から XY 平面での直線トラッキングを行い、角度 ϕ を得る
2. ジオメトリーによって導かれる ϕ -z の対応関係より、1 で得られた角度 ϕ と各 UV 層のヒット情報から各 UV 層上での z 位置が求まる
3. 2 で求まった各 UV 層上の (x, y, z) 情報を基に三次元での飛跡追跡を行う

このとき、BGO カロリメータや PiID のヒットセグメントも考慮して飛跡の再構成を行っている。図 3.2 に CFT のトラッキングを示したイベントディスプレイを載せる。このイベントは後述の ΔE 法によって同定した Σ^-p 散乱事象であり、スペクトロメータの情報と組み合わせることで標的中で生成された Σ^- が散乱している様子がはっきりと確認できる。

3.1.2 エネルギー較正

エネルギー測定のために BGO カロリメータと CFT にエネルギー較正を行う。これらは実験データの波高と Geant4 シミュレーションのエネルギーを比較して行う。

まず、実験データにおいて ADC 情報から得られる波高と CFT トラッキングによって得られる角度の相関を確認する。BGO カロリメータ及び CFT の ADC と角度の相関をそれぞれ図 3.3 左と図 3.3 右に示す。このとき、角度とエネルギーが一対一で結び付く必要があるので、BGO カロリメータはキャリブレーション用に取得した運動量 $0.60 \text{ GeV}/c$ の陽子ビームによる pp 散乱のデータを、CFT は Σ^- 生成事象と同時に取得していた運動量 $1.33 \text{ GeV}/c$ の π^-

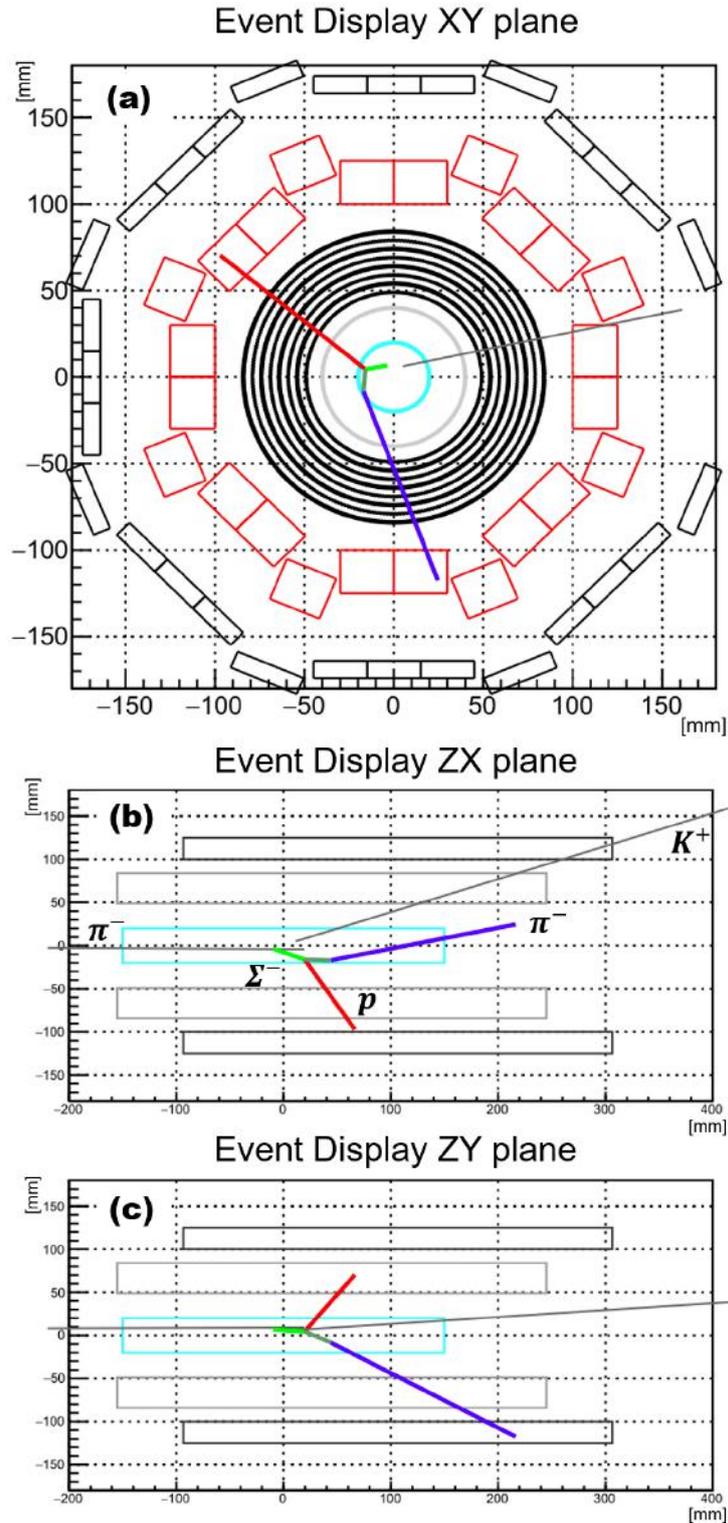


図 3.2: Σ^-p 散乱時の CFT によるトラッキング。それぞれ標的中心の座標を $(0, 0, 0)$ とした XY 平面 (a)、ZX 平面 (b)、ZY 平面 (c) を示す。中心から標的、CFT、BGO カロリメータ、PiID カウンターの順に描かれている。CFT で飛跡を補足した陽子を赤線、 π^- を青線で表示している。さらにスペクトロメータで飛跡を捕捉した π^- ビームや散乱 K^+ を黒線で追記し、これらの情報から計算される Σ^- ビームを黄緑線、散乱後の Σ^- を緑線で表している。

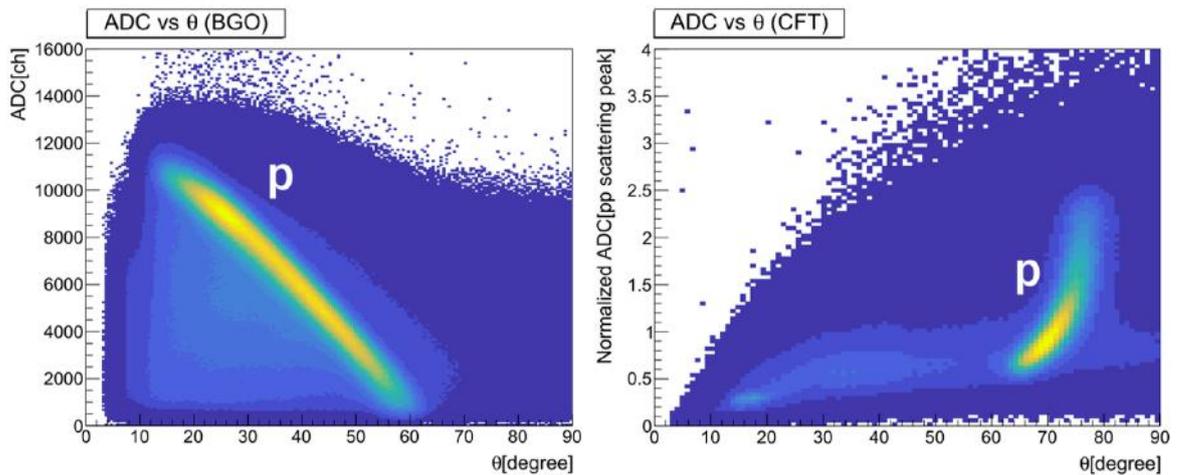


図 3.3: ADC と角度の相関。左が BGO カロリメータ、右が CFT における相関を示している。BGO カロリメータでは pp 散乱による散乱陽子が、CFT では π -p 弾性散乱による陽子の散乱がはっきりと見えている。

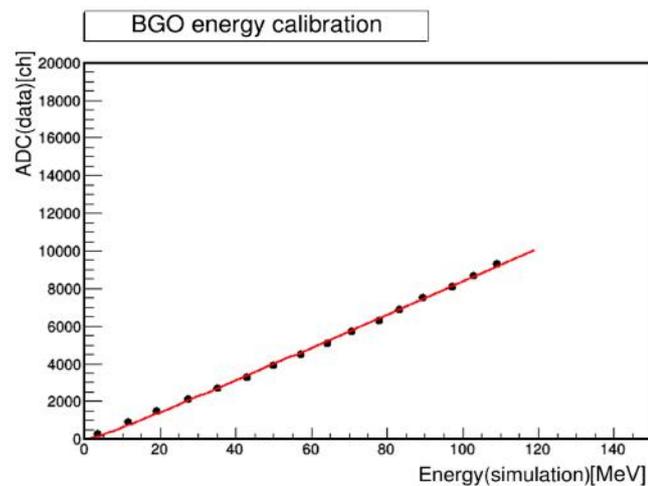


図 3.4: BGO カロリメータのエネルギー較正。縦軸が実験データにおける波高情報、横軸はシミュレーションにおけるエネルギーである。これらは散乱角度によって対応づけられている。赤線で示したフィッティングの結果を用いることで波高情報をエネルギーへと較正できる。

による π -p 弾性散乱のデータをそれぞれ用いている。それぞれ散乱事象による陽子の locus がはっきり見え、散乱事象を同定できている。

次にシミュレーションのエネルギーと角度から得られる相関を確認し、最初に求めた実験データの波高と角度の相関との比較から同じ角度同士を紐付けることで実験データの波高とシミュレーションのエネルギーの対応を得る。この対応関係をフィッティングすることにより、波高をエネルギーに較正するための関係式が求まる。図 3.4 に BGO カロリメータにおける実験データとシミュレーションの対応関係の一例を示す。赤線はフィッティング結果である。

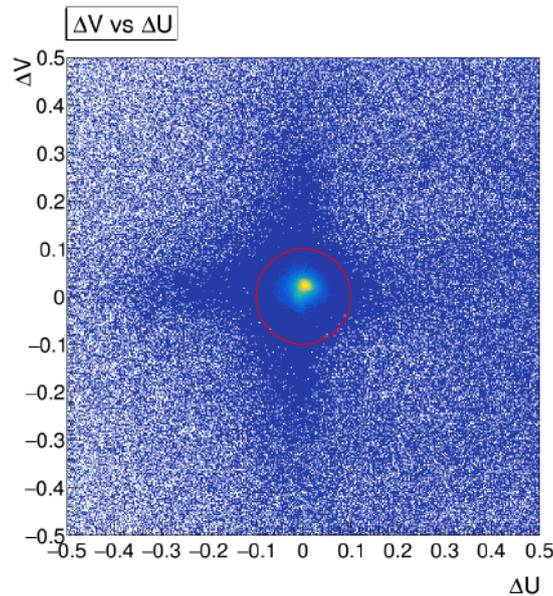


図 3.5: ΔU と ΔV の相関。ここで、CFT と KURAMA スペクトロメータの飛跡の X 方向の傾きの差が ΔU であり、Y 方向の傾きの差が ΔV である。赤い円内のイベントは CFT と KURAMA スペクトロメータの飛跡が同一であるとして除去する。

3.1.3 散乱陽子識別

陽子は飛行速度 β が小さいため、ファイバーでのエネルギー損失が大きく、その値は β に依存して大きく変化する。一方で、 π は Minimum Ionizing Particle (MIP) であるため、常に一定のエネルギー損失を示す。この性質の違いを利用して、CFT でのエネルギー損失 ΔE と BGO カロリメータでの全エネルギー E の相関を用いた $\Delta E - E$ 法で散乱陽子を識別する。ここで、 ΔE は CFT での 1 層当りのエネルギー損失であり、各層でのエネルギー損失の和をトラッキングに使用したレイヤー数で割ることで規格化している。なお、このエネルギー損失は粒子が通過したファイバーの距離に比例するため、 π^- ビーム方向に平行に張られる Φ 層では粒子の入射角度 θ によってエネルギー損失が大きく変化する。そこで、 Φ 層でのエネルギー損失についてはファイバーの通過距離による依存性をなくすために $\sin \theta$ をかけることで補正する。

ここで、KURAMA スペクトロメータに入射する粒子の飛跡を CATCH でも再構成する場合がある。この場合、CATCH でとらえるべき反跳陽子又はハイペロンからの崩壊粒子ではないので散乱事象の解析には用いない。図 3.5 に示すように、 ΔU に対する ΔV の相関が半径 0.1 の円内にあるとき、KURAMA スペクトロメータによる飛跡と CATCH による飛跡を同一と見なす。ここで、 ΔU はそれぞれの飛跡の X 方向の傾きの差、 ΔV はそれぞれの飛跡の Y 方向の傾きの差を示し、これらが 0 に近いほどそれぞれの飛跡の方向が一致していることを表す。

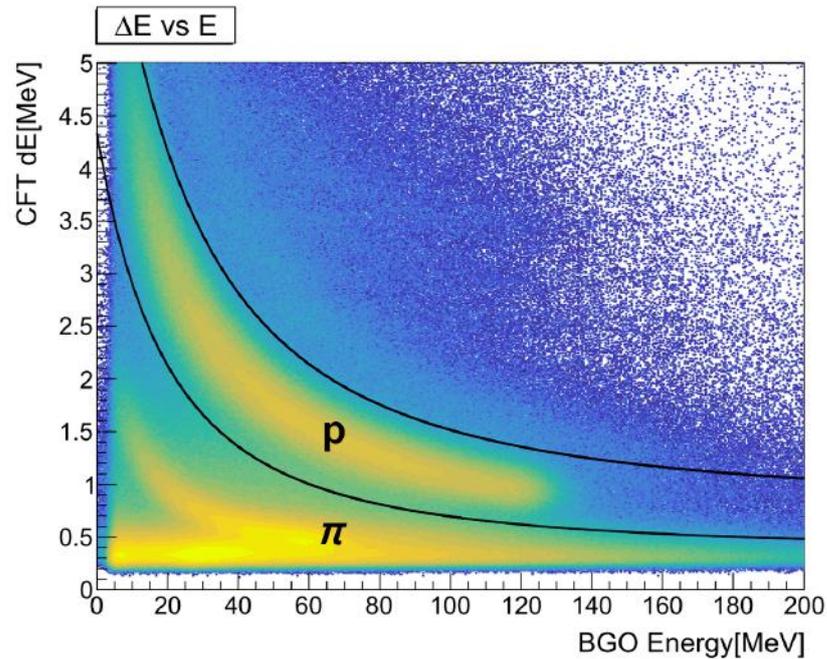


図 3.6: CFT でのエネルギー損失と BGO カロリメータでの全エネルギーの相関。黒線で示されるカットラインによって陽子と π を識別する。

また、PiID カウンターは BGO カロリメータの外側に設置されているので、CFT でのトラッキングから推測される PiID カウンターのセグメントに実際にヒットがあるかどうかで粒子が BGO カロリメータを突き抜けたか判断できる。突き抜けていた場合、BGO カロリメータで全エネルギーを落とさなかったことになり、質量の軽い π^- か高運動量で散乱した陽子であると考えられる。いずれにせよ BGO カウンターで全運動エネルギーを計測できていないため、識別したい散乱陽子とは異なる。よって、対応する PiID カウンターにヒットが無いことを要求することでバックグラウンドを除去できる。

ここまでの要求を満たした事象の $\Delta E - E$ を図 3.6 に示す。PiID カウンターにヒットが無いことを要求しても、BGO カロリメータを貫通した粒子が PiID カウンターのアクセプタンス外に飛ぶ場合があるので図 3.6 のように陽子以外の粒子も依然存在する。このとき、陽子を他粒子と切り分けるために黒線で示されるようなカットラインを設定し、この内側を選ぶことで陽子を識別することができる。このカットラインは各 BGO エネルギー E 毎に CFT でのエネルギー損失 ΔE のピーク値を見積り、それぞれのピークの $\pm 2.5\sigma$ のデータ点を関数 $p_0 / (BGOenergy + p_1)^2 + p_2$ でフィッティングすることで求めた。ここで、 p_0, p_1, p_2 はパラメータである。

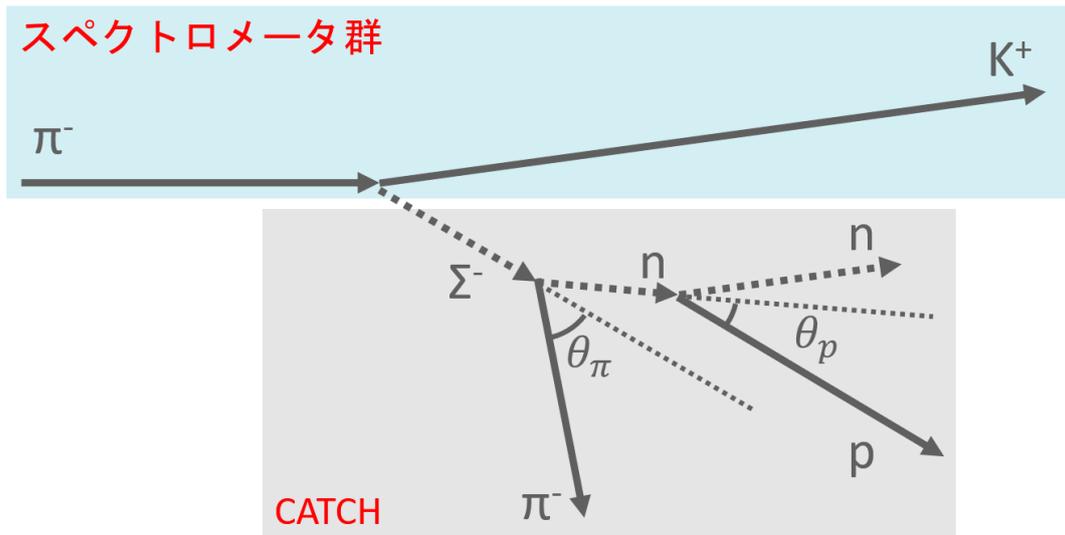


図 3.7: np 散乱事象の模式図

3.2 ΔE 法

ここでは ΔE 法を用いた散乱事象の同定について述べる。 ΔE 法とは、BGO カロリメータによって実測された陽子の全エネルギー $E_{measure}$ と仮定した反応の運動学から計算される陽子の全エネルギー E_{calc} の差 ΔE を評価することで散乱事象を同定する手法である。このとき実際に仮定した反応が起こっていれば $\Delta E = 0$ になるはずである。

$$\Delta E = E_{measure} - E_{calc} \quad (3.1)$$

ここで、運動学によるエネルギーの計算方法については付録 A に掲載するため、ここでは省略する。また、 Σ^- ビーム量は Σ^- 生成点が標的内にあるような事象に対して求めるので、各 ΔE 分布にも同様の要求をしている。

3.2.1 バックグラウンド事象の同定

Σ^- の寿命は短いため、大多数の生成 Σ^- は散乱前に崩壊する。そのため、 Σ^- 崩壊で生じた中性子や π^- と標的陽子の散乱事象の方が統計数が多く、同定も容易だと考えられる。ここでは、バックグラウンド事象である np 散乱や πp 散乱を用いて同定手法の有効性を確認する。

■ $np \rightarrow np$ 弾性散乱

最初に np 散乱事象について同定する。図 3.7 の模式図に示されるように、 $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ 反応によって液体水素標的中で生成された Σ^- が崩壊し ($\Sigma^- \rightarrow \pi^- + n$)、崩壊先の中性子が

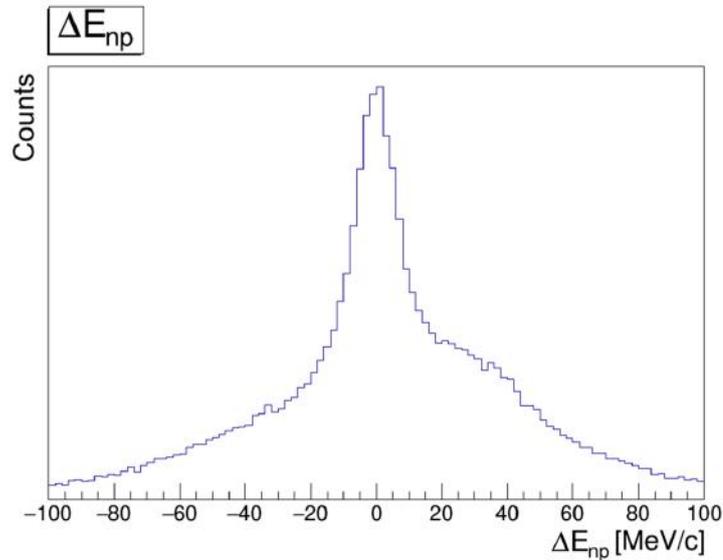


図 3.8: np 散乱の ΔE 分布

さらに標的陽子と散乱することで np 散乱事象は生じる。

BGO カロリメータで実測した陽子の全エネルギー $E_{measure}$ から、np 散乱を仮定した運動学から求めた陽子の全エネルギー E_{calc} を差し引いた値 ΔE_{np} の分布を図 3.8 に示す。 $\Delta E_{np} = 0$ 付近にピークを持ち、このピークこそが np 散乱事象である。np 散乱事象の確認を通じて ΔE 法を用いた同定手法の有効性を示すことができた。

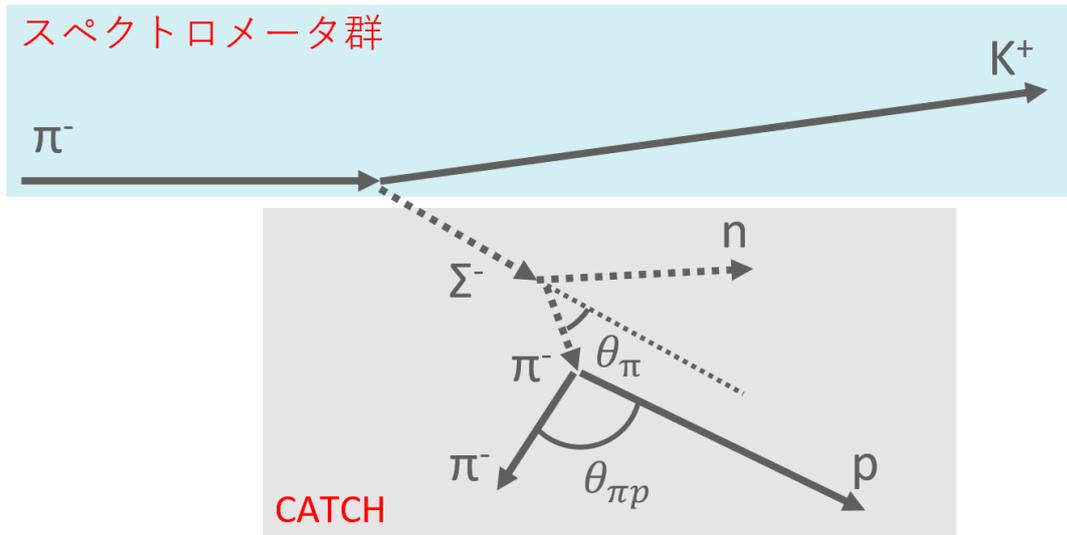
■ $\pi^- p \rightarrow \pi^- p$ 弾性散乱

次に $\pi^- p$ 散乱事象について同定する。図 3.9 の模式図に示されるように、 $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ 反応によって液体水素標的中で生成された Σ^- が崩壊し ($\Sigma^- \rightarrow \pi^- + n$)、崩壊先の π^- がさらに標的陽子と散乱することで $\pi^- p$ 散乱事象は生じる。また、この反応では崩壊 π^- の運動量について BGO カロリメータで実測した陽子の全運動エネルギーから得られる $p_{\pi_{measure}}$ と運動学によって計算される $p_{\pi_{calc}}$ を比較することで評価する。

このとき、始めから ΔE 分布にピークを確認できた np 散乱と異なり、 $\pi^- p$ 散乱では図 3.10 左に示すようにバックグラウンド事象に埋もれてははっきりとしたピークを確認できなかった。そこで、S/N 向上のために以下のカット条件をそれぞれ適用した。

- A それぞれ vertex の最近接距離が近いこと
- B 反応の順序が確からしいこと
- C 予想される散乱点が標的内部であること
- D np 散乱など他の散乱事象を仮定した ΔE が 0 付近でないこと

それぞれ詳しく説明する。まず、A についてそれぞれの vertex (Σ^- 崩壊点と $\pi^- p$ 散乱点) は

図 3.9: $\pi^- p$ 散乱の模式図

二粒子の運動量ベクトルに対する最近接点から求めており、仮定した運動学が正しければその最近接距離は短くなるはずである。反対に仮定が正しくない場合には、無関係な粒子同士に対して vertex を求めようとするため最近接距離が長くなり、このような事象を除去することでバックグラウンドが減少する。次に、B について $\pi^- p$ 散乱は Σ^- 生成 $\rightarrow \Sigma^-$ 崩壊 $\rightarrow \pi^- p$ 散乱という順番で生じ、それぞれの vertex の z 位置は早く生じた反応ほど上流に位置するはずである。したがって、各 vertex の z 位置の情報から反応の順序が適さないと思われる事象を除去することでバックグラウンドが減少する。次に、C について $\pi^- p$ 散乱は必ず標的内で生じているので解析から予想される散乱点が標的内部であることを要求することでバックグラウンドが除去できる。また、D について np 散乱など他の散乱事象を仮定した ΔE が 0 付近であるとき、仮定した散乱事象が生じている可能性が高い。そのような事象を除去することでバックグラウンドが減少する。

これらのカットを加えた上で得られる $p_{\pi_measore}$ と p_{π_calc} の差 $\Delta p_{\pi p}$ の分布を図 3.10 右に示す。カット条件を加える前と比較して $\Delta p_{\pi p} = 0$ 付近にはっきりとしたピークを確認できる。 $\pi^- p$ 散乱事象を通じて、vertex 情報や他の散乱事象の ΔE を利用したカット条件が S/N 向上に対して有効であることを示せた。

3.2.2 $\Sigma^- p$ 散乱事象同定

np 散乱や πp 散乱の同定を通じて ΔE 法やカット条件の有効性が確認できたので、 $\Sigma^- p$ 散乱事象 ($\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 非弾性散乱及び $\Sigma^- p \rightarrow \Sigma^- p$ 弾性散乱) についても同様の手法を用いて同定を行う。

カットを加える際に本物の散乱事象まで除去してしまわないようにここでは Geant4 シミュ

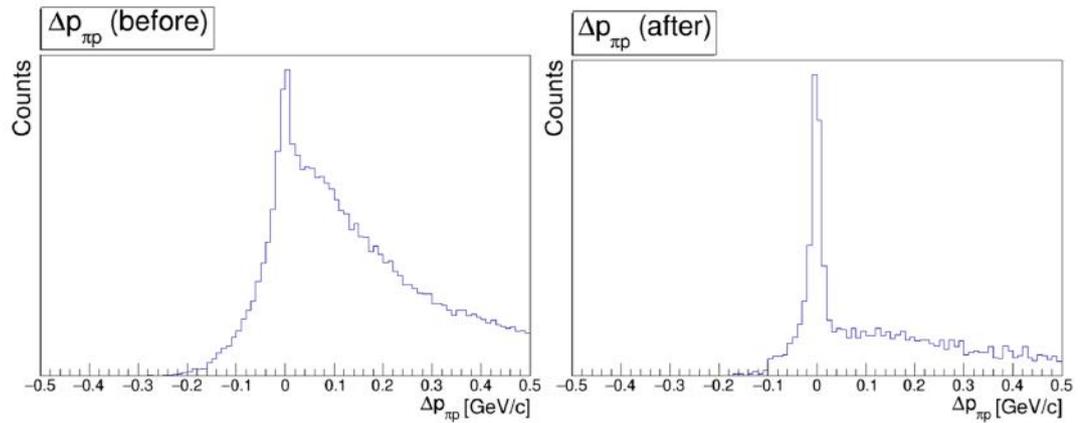


図 3.10: π^-p 散乱の Δp 分布。それぞれカット条件を加える前を左、後を右に示している。

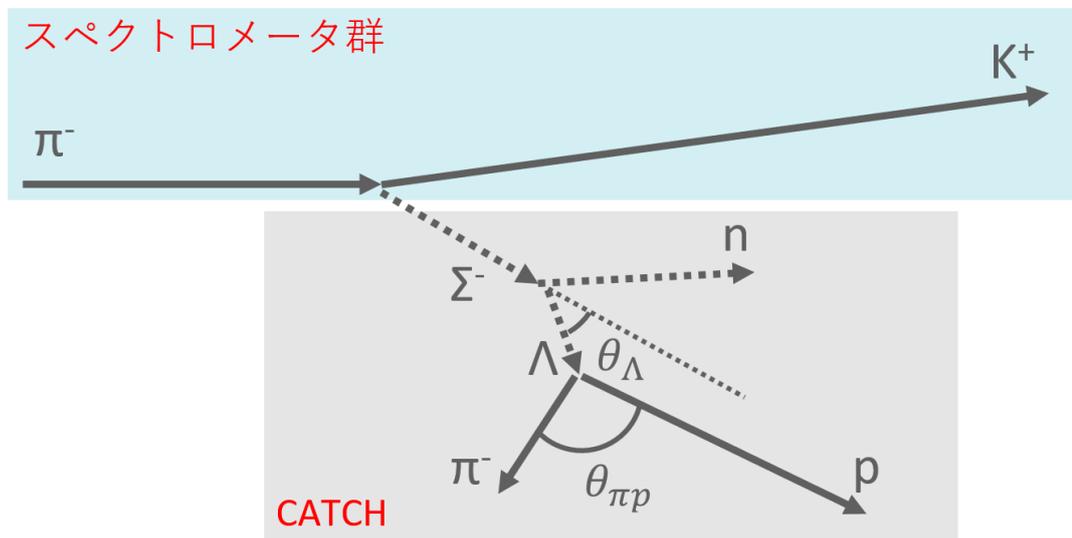


図 3.11: $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 反応事象の模式図

レーションと比較しながらカット範囲を決定する。ここで、Geant4 シミュレーションでは np 散乱や π^-p 散乱については過去実験や理論計算をもとに決定した断面積を使用し、 Σ^-p 弾性散乱や $\Sigma^- \rightarrow \Lambda n$ 反応、 $\Sigma^- \rightarrow \Sigma^0 n$ 反応については全運動量領域で断面積を 30 mb かつ散乱角度が重心系に等方であると仮定している。できる限り条件を揃えるために、実験データから予想される vertex 分解能及び CFT や BGO カロリメータのエネルギー分解能を Geant4 シミュレーションに組み込んでいる。

■ $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 非弾性散乱

始めに $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 反応事象について同定する。図 3.11 の模式図に示されるように、 $\pi^-p \rightarrow K^+\Sigma^-$ 反応によって液体水素標的中で生成された Σ^- がさらに標的陽子と反応を起

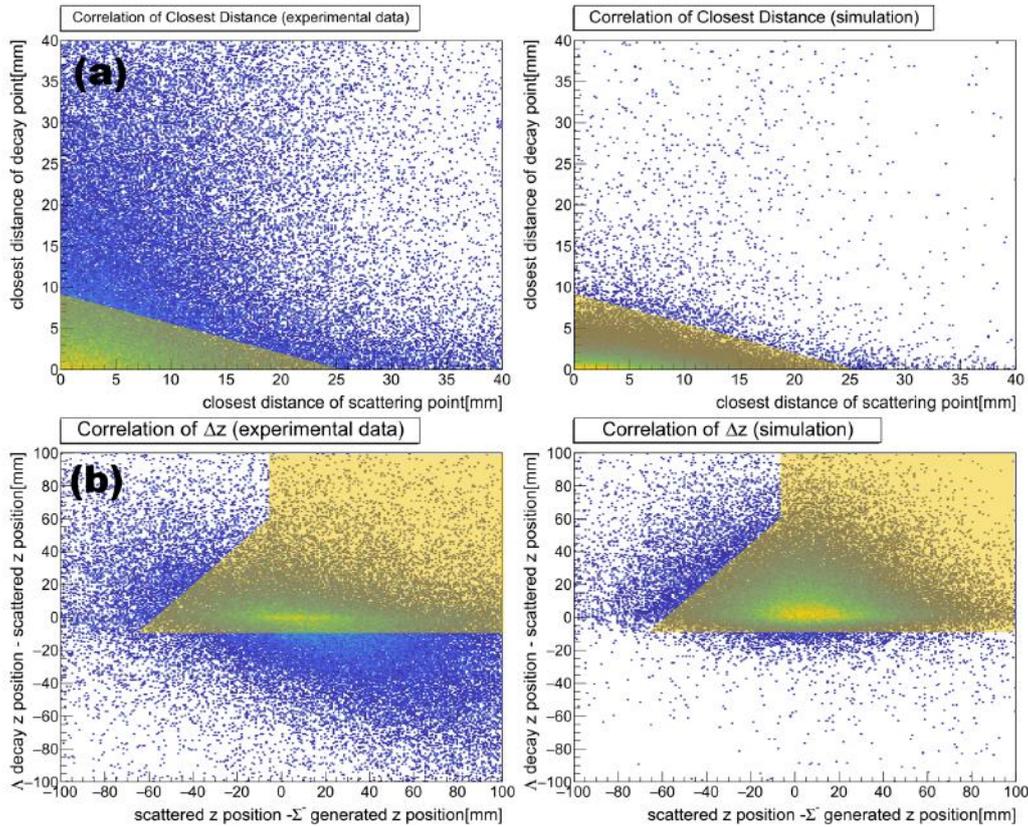


図 3.12: vertex 情報を用いた $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応事象のカット条件。それぞれ最近接距離に対するカット条件 (a)、反応の順序に対するカット条件 (b) である。左が実験データから得られた分布、右が Geant4 シミュレーションによって実際に反応が生じているときの分布を再現したものであり、選択したカット範囲を橙で示す。

こすことで $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応は生じる。また、この反応では Λ の運動量について BGO カロリメータで実測した陽子の全運動エネルギーから得られる $p_{\Lambda_measore}$ と運動学によって計算される p_{Λ_calc} を比較することで評価する。ここで、適用させたカット条件は $\pi^- p$ 散乱のときと同様である。

始めに vertex 情報を用いたカット条件に対するカット範囲を図 3.12 に示す。実験データから得られる各カット条件に対する分布が図 3.12 左であり、実際に反応が生じているときの同分布を Geant4 シミュレーションによって見積もったのが図 3.12 右である。図 3.12 右から本物の散乱事象を除去しない範囲を考慮しつつ、図 3.12 左からなるべく多くのバックグラウンドを除去できるように決定したカット範囲を橙で示した。(a) は vertex の最近接距離に対するカット条件であり、 Λ 崩壊点の最近接距離及び散乱点の最近接距離の相関からカット範囲を決定している。KURAMA スペクトロメータの vertex 分解能、特に z 位置分解能が悪いため、 Σ^- 生成点の情報を用いて導出される散乱点は CATCH 検出器群のみで導出される Λ 崩壊点に比べて最近接距離が持つ広がり大きい。(b) は反応の順序に対するカット条件であり、 Λ

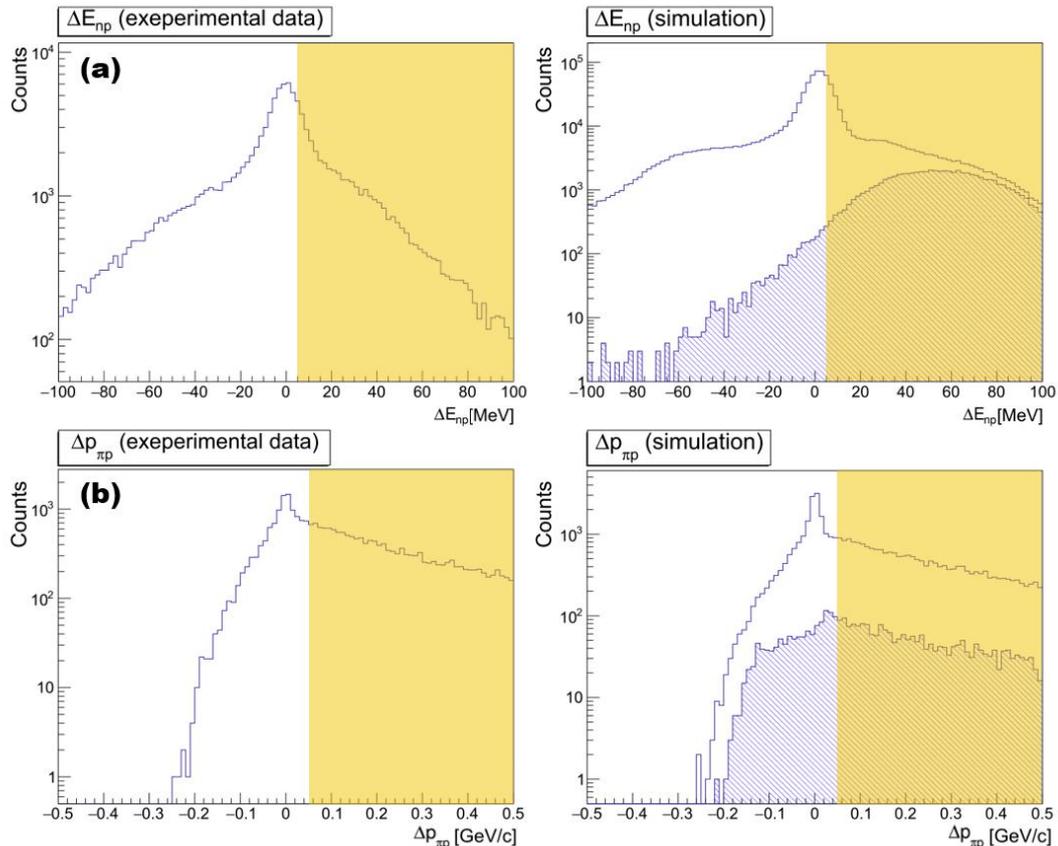


図 3.13: 他の散乱事象の ΔE を用いた $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 反応事象のカット条件。それぞれ np 散乱 (a) と π^-p 散乱 (b) を仮定した分布である。左が実験データから得られた分布、右が Geant4 シミュレーションによって実際に反応が生じているときの分布を再現したものであり、選択したカット範囲を橙で示す。

崩壊点と散乱点の z 位置の差及び散乱点と Σ^- 生成点の z 位置の差の相関からカット範囲を決定している。反応の順序を考慮すればどちらも正の値をとるのが確からしいが、前述したように KURAMA スペクトロメータの vertex 分解能が悪いため散乱点が Σ^- 生成点よりも上流に見積もられている事象が多く存在する。一方で、 Λ 崩壊点は散乱点の下流と正しく見積もられる事象がほとんどである。

次に他の散乱事象の ΔE を利用したカット条件を図 3.13 に示す。先程同様、左が実験データ、右が Geant4 シミュレーションによる分布であり、シミュレーションは全体の分布に対する本物の分布を斜線で重ねた。それぞれ (a) は np 散乱、(b) は π^-p 散乱を仮定しており、決定したカット範囲を橙で示した。

それぞれのカット条件に対してどの程度本物の散乱事象を除去してしまうかを Geant4 シミュレーションで見積もり、それぞれのカット効率を表 3.1 にまとめた。各カット条件が完全に独立に作用するわけではないので、各カット効率の積が全体のカット効率になるわけではな

表 3.1: $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応事象の各カット効率

カット条件	カット効率
最近接距離によるカット	95.9%
反応の順序によるカット	96.5%
散乱点によるカット	98.8%
np 散乱を仮定した ΔE によるカット	93.1%
$\pi^- p$ 散乱を仮定した Δp によるカット	83.9%
All	73.2%

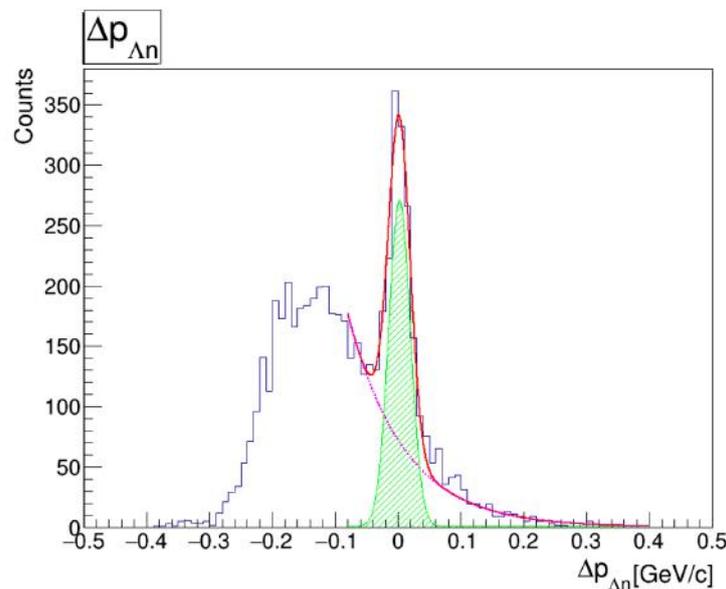


図 3.14: $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応の Δp 分布。ピークとバックグラウンドをそれぞれガウス関数 (緑実線) と指数関数 (紫破線) でフィッティングした結果を重ねてある。

いことに注意されたい。他の散乱事象の ΔE を利用したカット条件では実際の $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応事象も一定数カット範囲に存在するため、カット効率は低い傾向にある。特に $\pi^- p$ 散乱はカット効率が芳しくないが、 $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応事象における Λ 崩壊点と $\pi^- p$ 散乱事象における散乱点は vertex 情報を用いるため、vertex 情報を用いたカット条件では $\pi^- p$ 散乱事象も強調されやすい。したがって、S/N 向上には $\pi^- p$ 散乱事象のカット条件は有効である。このように S/N の向上のために多くのカット条件を加えるか、本物の散乱事象を残すことを優先して最小限のカット条件に留めるかは、微分断面積の導出の際に統計誤差及びカット効率の見積もり誤差とバックグラウンドによる誤差のどちらの影響がより大きいかを考察し、慎重に議論する必要がある。

これらのカットを加えた上で得られる $p_{\Lambda_measore}$ と p_{Λ_calc} の差 $\Delta p_{\Lambda n}$ の分布を図 3.14 に示す。バックグラウンドを指数関数 (紫破線) で仮定し、 $\Delta p_{\Lambda n} = 0$ 付近のピーク

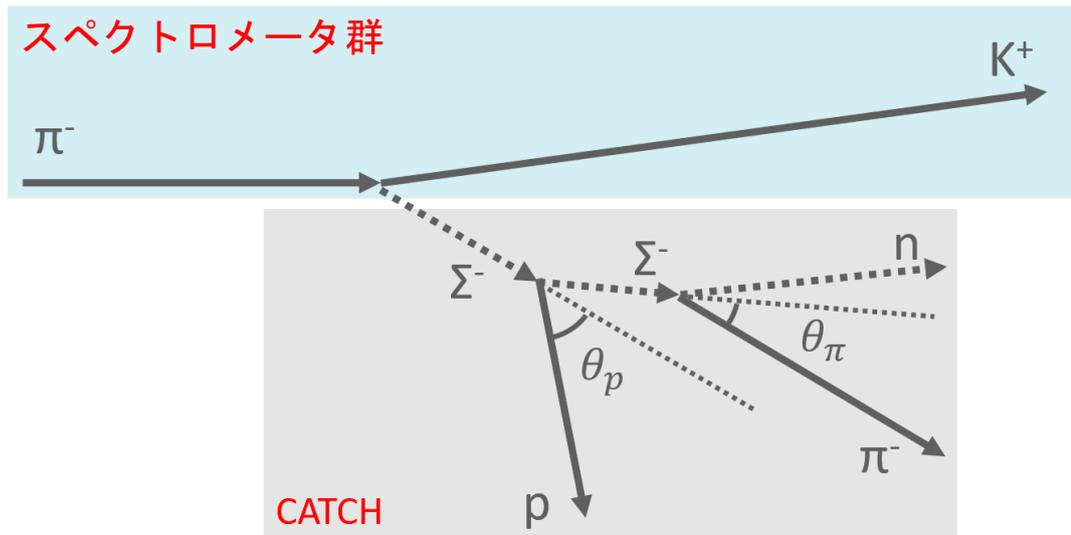


図 3.15: Σ^-p 弾性散乱事象の模式図

クをガウス関数 (緑実線) でフィッティングした結果を重ねてある。フィッティング結果から 1168 ± 50 程度の $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 反応事象が見積もられた。

■ $\Sigma^-p \rightarrow \Sigma^-p$ 弾性散乱

最後に Σ^-p 弾性散乱事象を同定する。図 3.15 の模式図に示されるように、 $\pi^-p \rightarrow K^+\Sigma^-$ 反応によって液体水素標の中で生成された Σ^- がさらに標的陽子と散乱することで Σ^-p 弾性散乱事象は生じる。このとき、さらに散乱 Σ^- が崩壊して生じる π^- を CATCH で要求することで S/N が向上する。 Σ^- は寿命が非常に短く、長距離飛行することは稀なため、これまでのカット条件に加えて各 vertex 間の距離がある程度短いことを要求している。 Σ^-p 弾性散乱では $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 反応に比べて ΔE 分布のピーク付近に多くのバックグラウンドが存在するため、厳しめにカット範囲を設定した。

始めに vertex 情報を用いたカット条件に対するカット範囲を図 3.16 に示す。実験データから得られる各カット条件に対する分布が図 3.16 左であり、実際に反応が生じているときの同分布を Geant4 シミュレーションによって見積もったのが図 3.16 右である。決定したカット範囲を橙で示した。(a) は vertex の最近接距離に対するカット条件であり、 Σ^- 崩壊点の最近接距離及び散乱点の最近接距離の相関からカット範囲を決定している。(b) は反応の順序に対するカット条件であり、 Σ^- 崩壊点と散乱点の z 位置の差及び散乱点と Σ^- 生成点の z 位置の差の相関からカット範囲を決定している。(c) は vertex 間の距離に対するカット条件であり、 Σ^- 崩壊点と散乱点の距離及び散乱点と Σ^- 生成点の距離の相関からカット範囲を決定している。vertex 分解能の影響で Σ^- の平均飛距離 2.4 cm よりもかなり分布が広がりを持っている。

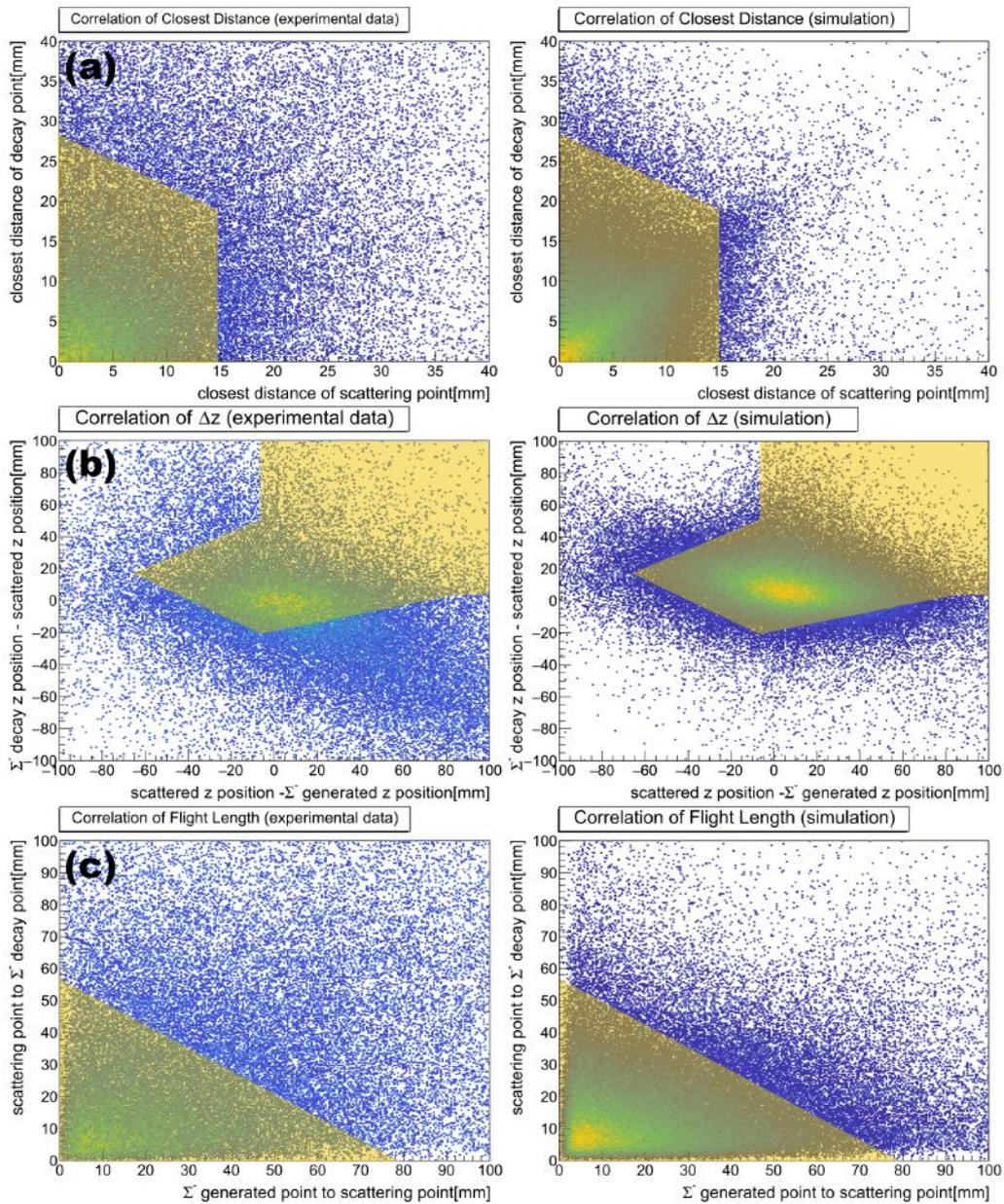


図 3.16: vertex 情報を用いた Σ^-p 弾性散乱事象のカット条件。それぞれ最近接距離に対するカット条件 (a)、反応の順序に対するカット条件 (b)、 Σ^- の飛距離に対するカット条件 (c) である。左が実験データから得られた分布、右が Geant4 シミュレーションによって実際に反応が生じているときの分布を再現したものであり、選択したカット範囲を橙で示す。

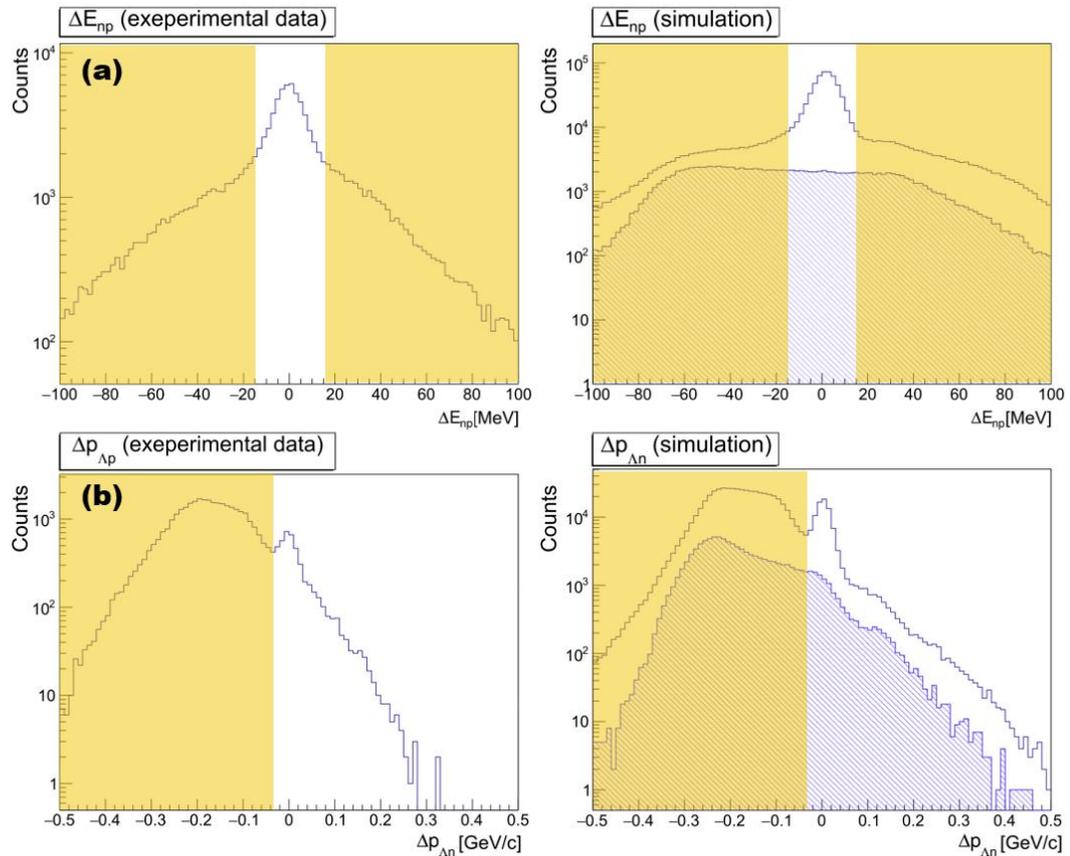


図 3.17: 他の散乱事象の ΔE を用いた Σ^-p 弾性散乱事象のカット条件。それぞれ np 散乱 (a) と $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 反応 (b) を仮定した分布である。左が実験データから得られた分布、右が Geant4 シミュレーションによって実際に反応が生じているときの分布を再現したものであり、選択したカット範囲を橙で示す。

次に他の散乱事象の ΔE を利用したカット条件を図 3.17 に示す。これまで同様、左が実験データ、右が Geant4 シミュレーションによる分布であり、シミュレーションは全体の分布に対する本物の分布を斜線で重ねた。それぞれ (a) は np 散乱、(b) は $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 反応を仮定しており、決定したカット範囲を橙で示した。なお、 π^-p 散乱に対しては ΔE 分布のピーク付近に本物の Σ^- も多く存在するため、カット条件には用いなかった。

$\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 反応のときと同様にそれぞれのカット効率を表 3.2 にまとめた。カット範囲を厳しめに設定したため、 $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ 反応のときと比較してカット効率は低くなっていることが分かる。

これらのカット条件を加えた上で得られる BGO カロリメータで実測した陽子の全エネルギー $E_{measure}$ から E_{calc} を差し引いた値 $\Delta E_{\Sigma p}$ の分布を図 3.18 に示す。バックグラウンドを一次関数 (紫破線) で仮定し、 $\Delta E_{\Sigma p} = 0$ 付近のピークをガウス関数 (緑実線) でフィッティングした結果を重ねてある。フィッティング結果から 2131 ± 115 イベント程度の Σ^-p 弾性散乱事象が見積もられた。現時点では目標統計数である 10000 イベントには届いていないが、

表 3.2: Σ^-p 弾性事象の各カット効率

カット条件	カット効率
最近接距離によるカット	92.9%
反応の順序によるカット	84.7%
Σ^- の飛距離によるカット	84.7%
散乱点によるカット	99.0%
np 散乱を仮定した ΔE によるカット	79.8%
π^-p 散乱を仮定した Δp によるカット	91.4%
All	51.9%

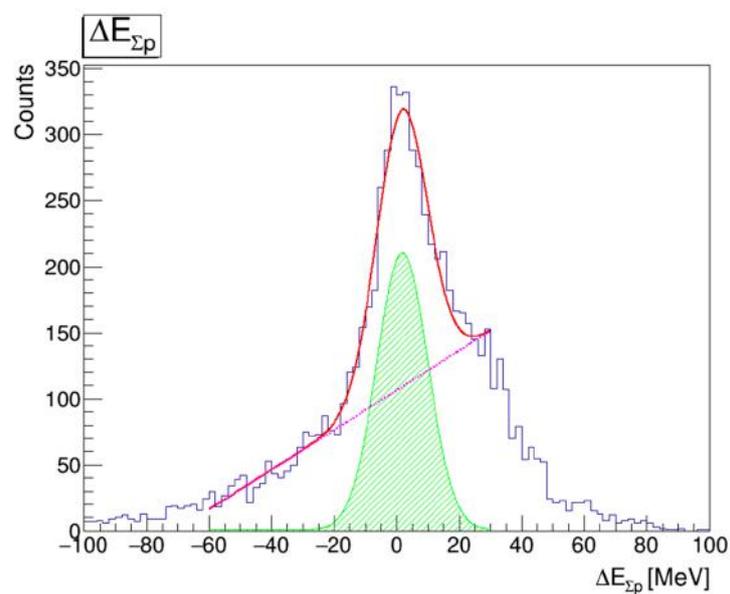


図 3.18: Σ^-p 弾性散乱の Δp 分布。ピークとバックグラウンドをそれぞれガウス関数 (緑実線) と一次関数 (紫破線) でフィッティングした結果を重ねてある。

この運動量領域における過去実験 [10] での統計数は 30 イベント程度であり、これまでと比較して圧倒的な統計数を得られている。

第 4 章 TotalLength

この章では $\Sigma^- p$ 散乱事象の微分断面積導出に必要な Σ^- の液体水素標的中での総飛距離 (TotalLength) を見積る。一般的な場合、この値はビーム量と標的の厚さの積から得られるが、 Σ^- ビームは標的中で崩壊するのでビームの総飛距離を求めるには生成された各 Σ^- 粒子に対して標的中を走った距離を評価し、それらの総和を計算する必要がある。TotalLength の精度はこの総和をどれだけ過不足なく求められるかによって決定される。

4.1 導出手法

本実験では Σ 粒子の崩壊点は計測していないため、TotalLength の導出にはモンテカルロ法を用いる。図 4.1 に生成 Σ^- の標的中での飛距離を求める手順を示す。まず、実験データの情報を用いて Σ^- を生成点から運動量ベクトルに沿って進ませる。このとき、ある微小距離 dx 進むごとに標的中でのエネルギー損失を与え、 Σ^- が標的内で静止又は崩壊していないか、標的外に出ていないかを確認する。崩壊事象の試行は式 (4.1) に示す崩壊確率 P に従う。

$$P = 1 - \exp\left(-\frac{M}{pc\tau} dx\right) \quad (4.1)$$

ここで、 M, p, τ はそれぞれ Σ^- の静止質量、運動量、平均寿命を表し、 $c\tau = 44.34$ mm である。 Σ^- の飛行は標的内で静止又は崩壊するか、標的外に飛び出すまで繰り返し行い、終了までに要したループ回数と dx の積が生成 Σ^- の標的中での飛距離に対応する。このプロセスを全ての生成 Σ^- に対して実行し、各飛距離の総和をとることで TotalLength を導出する。

上記の手法を用いて導出した生成 Σ^- の標的中での飛距離分布を図 4.2 に示す。このとき、 dx は $c\tau$ よりも十分小さい 0.1 mm とした。黒線が全ての Σ^- の飛距離を示しており、赤線、青線、緑線はそれぞれ 0.45-0.55、0.55-0.65、0.65-0.85 GeV/c の運動量領域の Σ^- の飛距離を示している。崩壊確率に従って長い距離を飛ぶ Σ^- の数が指数関数的に減少しているのが確認できる。この飛距離の総和から TotalLength が得られるが、偶然誤差の影響を抑えるために同じ手順で値を 10 回求めた平均を最確値として採用する。全体の TotalLength は 19.26×10^7 cm と見積もられ、各運動量領域に分けた TotalLength はそれぞれ 9.05×10^7 cm (0.45-0.55 GeV/c)、 6.05×10^7 cm (0.55-0.65 GeV/c)、 4.16×10^7 cm (0.65-0.85 GeV/c) となった。ま

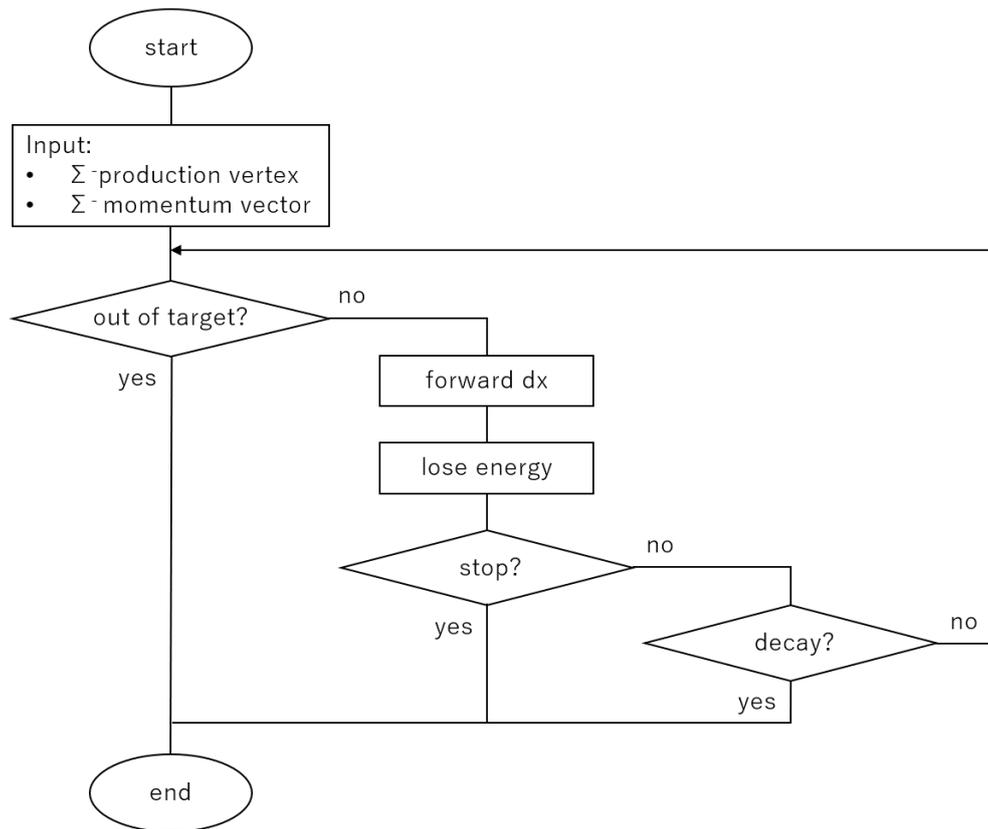


図 4.1: 生成 Σ^- の標的中での飛距離を求めるためのフローチャート

た、偶然誤差を式 (4.2) で定義される不偏標準偏差によって評価した。

$$\sigma = \sqrt{\frac{n-1}{2} \frac{\Gamma(\frac{n-1}{2})}{\Gamma(\frac{n}{2})}} \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad (4.2)$$

ここで、 $\Gamma(z)$ はガンマ関数を表す。どの運動量領域においても見積もられた偶然誤差は 0.1% 以内に収まっており、この実験で得られた Σ^- ビーム量において導出手法による TotalLength の値の不確定性は無視できる程小さいことが分かった。TotalLength の値とその偶然誤差は総合評価の節の表 4.1 にまとめた。

4.2 系統誤差

TotalLength は実測値によって求めているわけではないため、この手法がもたらす系統誤差について慎重に評価する必要がある。前節で述べたように TotalLength は Σ^- の生成点と運動量ベクトルから導出している。したがって、考えられる系統誤差としてスペクトロメータの vertex 分解能による影響と Σ^- ビーム運動量の系統誤差による影響が挙げられる。また、そもそも生成 Σ^- を誤識別していると TotalLength の過大評価に繋がる。これらの影響が及ぼす TotalLength の系統誤差をそれぞれ評価する。

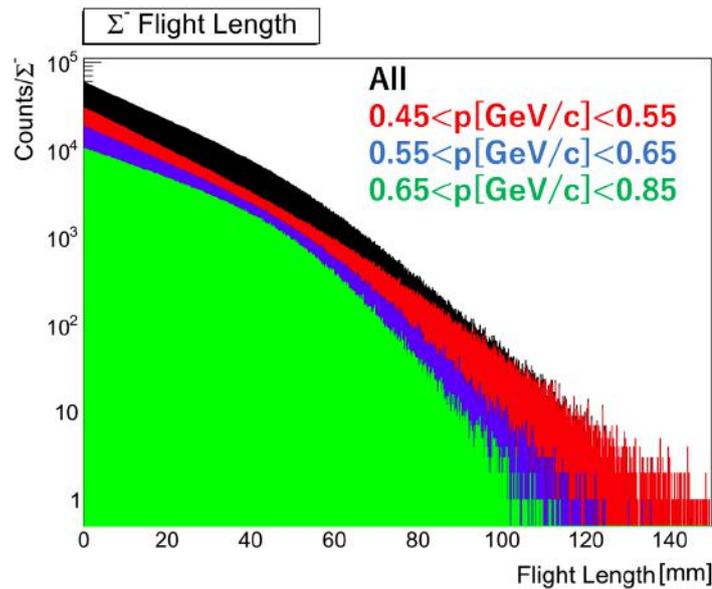


図 4.2: 生成 Σ^- の標的中での飛距離。それぞれ全 Σ^- (黒) と 0.45-0.55 GeV/c (赤)、0.55-0.65 GeV/c (青)、0.65-0.85 GeV/c (緑) の運動量領域の Σ^- の飛距離を示す。

4.2.1 Σ^- 生成事象の誤識別による影響

Σ^- 生成事象の誤識別は本来よりも多くの生成 Σ^- を見積もることになり、TotalLength を過大評価する。この誤識別の要因としては質量分布から散乱 K^+ を選択する際のアクシデンタルバックグラウンドや、Missing Mass 分布から Σ^- を選択する際の $\pi^- p \rightarrow K^+ \pi^- \Lambda$ 反応によるバックグラウンドが考えられる。二章でも触れた通り、誤識別の割合を正しく見積れるのであればその分の Σ^- 生成事象を割り引いて考えることで TotalLength の過大評価に対処できる。したがって、ここで議論すべきは上記のバックグラウンドを見積もる精度であり、見積もりの誤差が TotalLength の系統誤差に影響しうる。

始めにバックグラウンドの見積りを行う。まず、アクシデンタルバックグラウンドについては質量二乗分布のサイドバンド ($0.10-0.15 \text{ GeV}^2/c^4$ 及び $0.35-0.50 \text{ GeV}^2/c^4$) に対して組まれた Missing Mass を散乱 K^+ 識別時のバックグラウンド数で規格化することで推定した。図 4.3 に赤線で示されるのが対応したヒストグラムであり、アクシデンタルバックグラウンドによって生じる左側のテールをよく再現できている。なお、TotalLength は Σ^- 生成点が標的内の事象に対して求めるので、ここでの Missing Mass 分布も同じ要求をしている。peak $\pm 3\sigma$ に存在するバックグラウンドの割合を計算し、アクシデンタルバックグラウンドの割合は 7.23% と求めた。次に $\pi^- p \rightarrow K^+ \pi^- \Lambda$ 反応によるバックグラウンドについて geant4 シミュレーションによって推定する。geant4 シミュレーションで $\pi^- p$ からの $K^+ \Sigma^-$ と $K^+ \pi^- \Lambda$ のおおよその断面積比 4:1[17] でそれぞれのイベントを生成し、実験データと同様のトリガー条件、解析条件を満たした Missing Mass 分布が図 4.4 になる。赤線で示されるのが $\pi^- p \rightarrow K^+ \pi^- \Lambda$

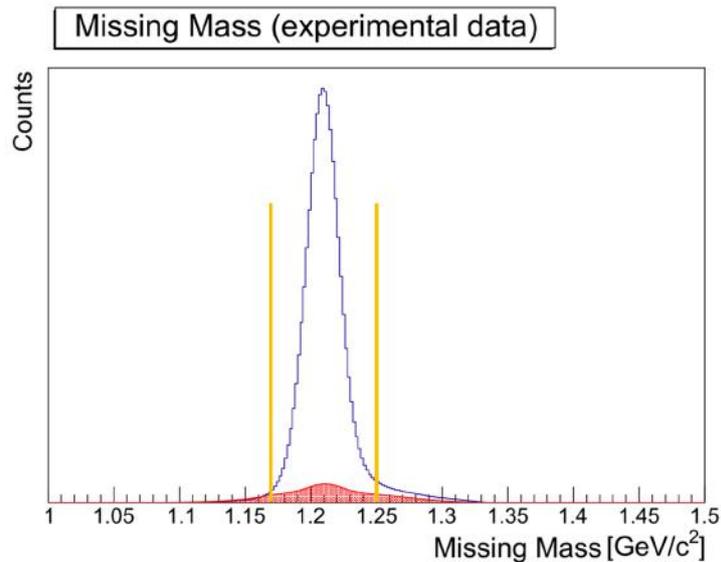


図 4.3: アクシデンタルバックグラウンドの見積り。実験データを用いて青線は散乱 K^+ ($0.15 < \text{Mass Squere} [\text{GeV}^2/c^4] < 0.35$) に対して、赤線は散乱 K^+ のサイドバンド ($0.10 < \text{Mass Squere} [\text{GeV}^2/c^4] < 0.15$ 及び $0.35 < \text{Mass Squere} [\text{GeV}^2/c^4] < 0.50$) に対して Missing Mass を組んだ。後者は散乱 K^+ 識別時のバックグラウンド数で規格化しており、これはアクシデンタルバックグラウンドの分布を再現すると思われる。橙線は $\text{peak} \pm 3\sigma$ に対応し、このゲート内のアクシデンタルバックグラウンドの割合は 7.23% と見積もられた。

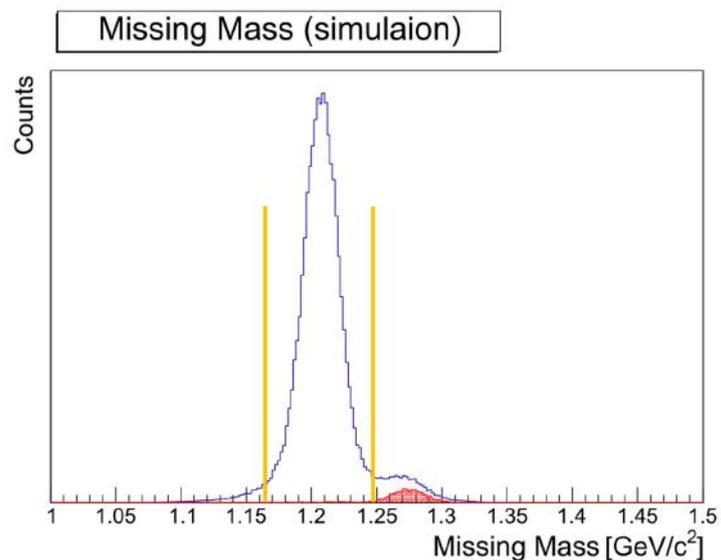


図 4.4: $K^+\pi^-\Lambda$ 反応によるバックグラウンドの見積り。Geant4 シミュレーションを用いて π^-p からの $K^+\Sigma^-$ と $K^+\pi^-\Lambda$ のおおよその断面積比 4:1[17] でそれぞれのイベントを生成したものが青線であり、赤線は $K^+\pi^-\Lambda$ 反応のイベントのみを抽出している。橙線は $\text{peak} \pm 3\sigma$ に対応し、このゲート内の $K^+\pi^-\Lambda$ 反応のバックグラウンドの割合は 0.28% と見積もられた。

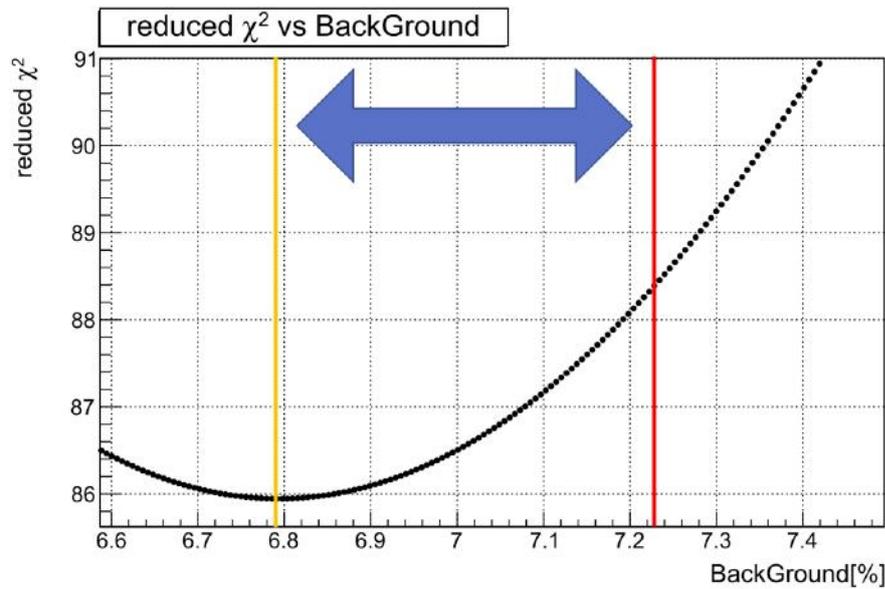


図 4.5: 最適なバックグラウンドと見積もりの差異。 Σ^- の Missing Mass 分布における左側のテールを最もよく再現する規格化定数を reduced χ^2 によって評価している。このとき、reduced χ^2 の値から導かれる最適なバックグラウンドの割合を橙線で示し、 K^+ 識別におけるバックグラウンドの数で規格化した場合を赤線で示している。

反応によるバックグラウンドである。このとき、ピークの幅が実験データに一致するように運動量分解能を調整し、アクシデンタルバックグラウンドも実験データから組み込んである。散乱 K^+ がフレーム等に衝突したことによるエネルギー損失をシミュレーションで完全には再現できていないため、右側のテールが実際のもので多少異なるが、ここで考えるバックグラウンドの計算に影響はないと思われる。先程と同様に $\text{peak} \pm 3\sigma$ に存在するバックグラウンドの割合を計算し、 $\pi^- p \rightarrow K^+ \pi^- \Lambda$ 反応によるバックグラウンドは 0.28% 程度と求まった。アクシデンタルバックグラウンドで誤識別していない割合 (92.77%) と $\pi^- p \rightarrow K^+ \pi^- \Lambda$ 反応によるバックグラウンドで誤識別していない割合 (99.72%) の積から真の Σ^- 生成事象は 92.51% と考えられ、総合的な誤識別率は 7.49% 程度と見積もられる。

次にこのバックグラウンドの見積もり精度を議論する。上記から支配的なバックグラウンドはアクシデンタルバックグラウンドであると判明したため、この精度を考える。前述のように、アクシデンタルバックグラウンドは質量二乗分布のサイドバンドに対して組まれた Missing Mass を K^+ 識別におけるバックグラウンドの数で規格化することで推定している。このとき、アクシデンタルバックグラウンドによって生じる左側のテールを最もよく再現するように規格化した場合との差異を Σ^- 生成事象の誤識別に起因する系統誤差として計上する。規格化定数を推移させたときの reduced χ^2 とそのときのアクシデンタルバックグラウンドの割合を図 4.5 に示す。先程求めたバックグラウンドの割合 (赤線) と reduced χ^2 が最小になるときのバックグラウンドの割合 (橙線) との差異は -0.44% となり、この値を誤識別率に対する精度とする。

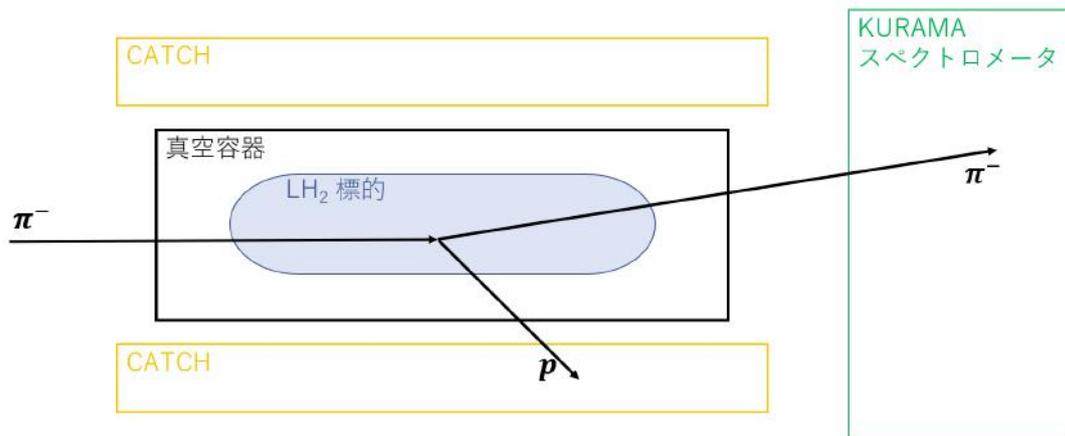


図 4.6: π^-p 弾性散乱のイベント。KURAMA スペクトロメータでの運動量と角度の関係から弾性散乱の π^- を要求し、反対側の反跳陽子を CATCH 検出器群で計測する。このとき、陽子の運動量を BGO カロリメータによる実測とスペクトロメータで得られる散乱角度の二通りから導出できる。後者の散乱角度を用いた運動学で導出する手法は生成 Σ^- の運動量と同様の手法である。

総合的な誤識別率 (7.49%) を差し引いた TotalLength の値を表 4.1 の括弧内に記した。また、この誤識別率の見積りに対する系統誤差 (-0.44%) も併せて記した。各運動量領域でも全体の見積りで得られた値を共通に用いている。

4.2.2 Σ^- ビーム運動量の系統誤差による影響

Σ^- ビーム運動量に系統誤差がある場合、その値を用いて導出される TotalLength にも系統誤差が生じる。ここでは、まず Σ^- ビーム運動量の系統誤差を見積り、その後、その誤差が及ぼす TotalLength への影響を議論する。

Σ^- ビーム運動量の系統誤差を見積るために図 4.6 に示すような CATCH 検出器群で陽子、KURAMA スペクトロメータで π^- を測定できた π^-p 弾性散乱のイベントに注目する。このとき、スペクトロメータの情報から π^-p 弾性散乱を仮定することで得られる陽子の運動量と BGO カロリメータで実測した陽子の運動量を比較する。前者は Σ^- ビーム運動量と同様の導出手法で求めているので、エネルギー較正によって誤差が限定的な BGO カロリメータの実測運動量との相違は Σ^- ビーム運動量の系統誤差に帰着できると考えられる。これらの二通りの運動量の相関を図 4.7 に示す。しかしながら、二つの運動量の差から直接 Σ^- ビームの運動量の系統誤差を見積もってしまうと $\pi^-p \rightarrow K^+\Sigma^-$ 反応と π^-p 弾性散乱の運動学の違いを考慮できていない。そのため、まず陽子の運動量の差異を再現するような散乱 π^- の角度の系統的な差異を角度ごとに見積もった (図 4.8)。その上で、その角度の差異が及ぼす $\pi^-p \rightarrow K^+\Sigma^-$ 反応での Σ^- ビーム運動量への影響が系統誤差になる。ここで、図 4.8 から Σ^- のビーム運

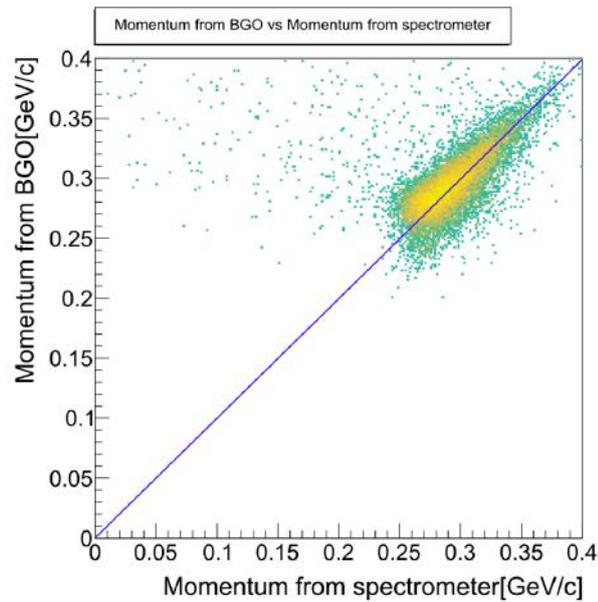


図 4.7: π^-p 弾性散乱における散乱陽子の実測運動量と π^- の散乱角度から計算される運動量の比較。横軸が前者に対応しており、スペクトロメータの角度情報と運動学から運動量を求めている。後者は縦軸に対応しており、BGO カロリメータによって直接運動量を計測している。アイガイドとして両者が一致するときの関係を青線で示しており、両者がよく一致しているのが確認できる。

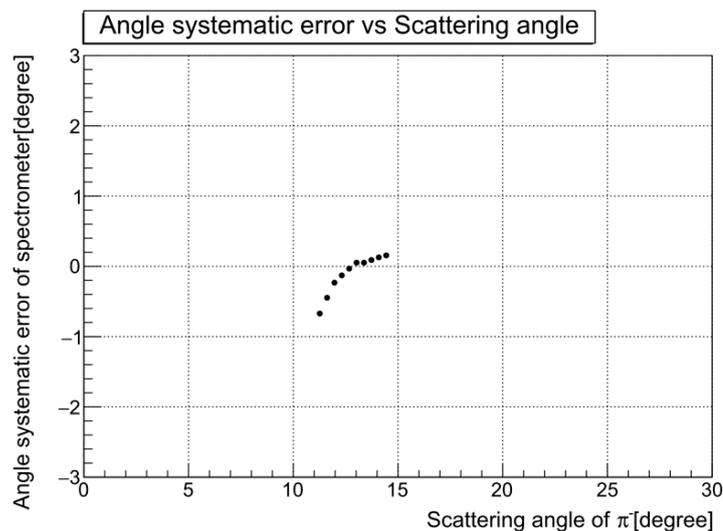


図 4.8: 運動量の差異を再現する散乱角度の差異。 π^-p 弾性散乱における π^- の散乱角度ごとに陽子の運動量の差異を再現するような散乱角度の系統的な差異を見積もった。

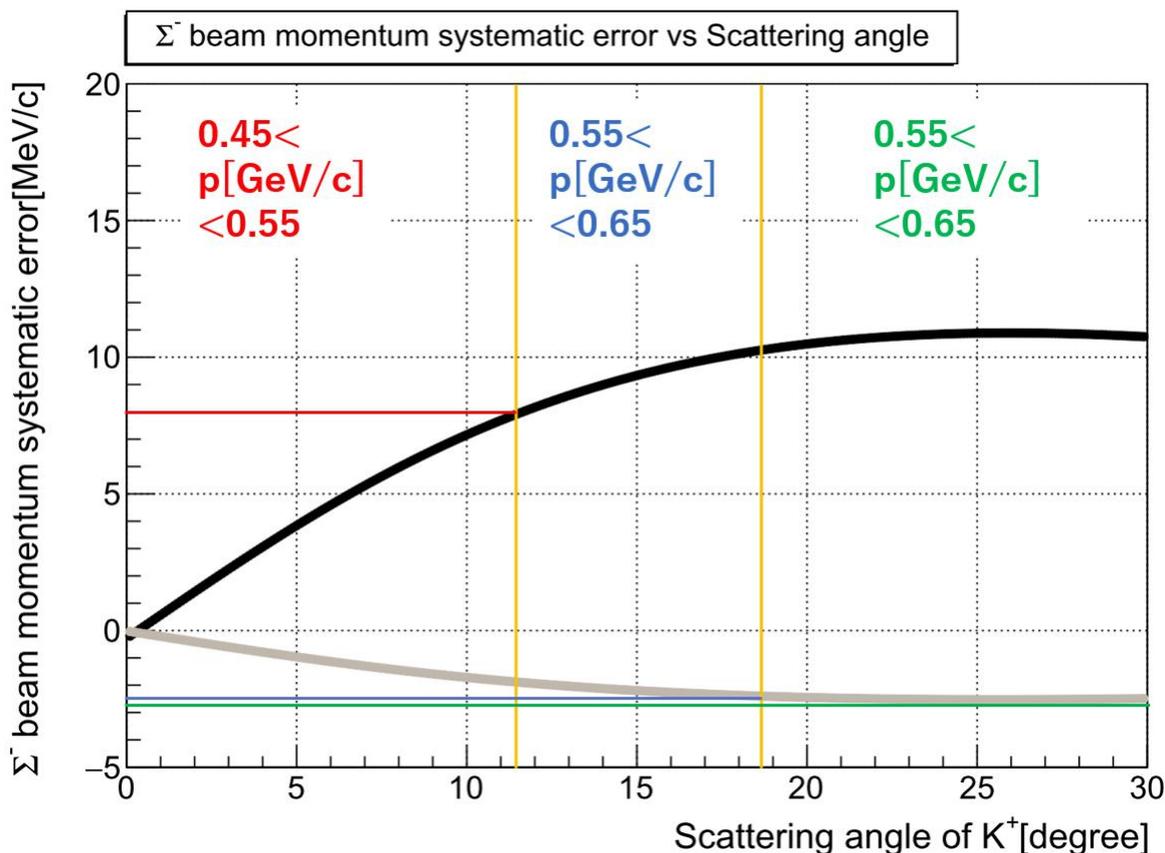


図 4.9: 散乱角度の差異が及ぼす Σ^- ビーム運動量の系統誤差。 K^+ の散乱角度ごとに見積もっており、 Σ^- の運動量領域が 0.45-0.55 GeV/c のときの K^+ の散乱角度領域での角度の差異 (-0.67°) が及ぼす Σ^- ビーム運動量の系統誤差を黒線、0.55-0.65 GeV/c の場合 (0.16°) を灰線で示した。各 Σ^- ビーム運動量領域に対応する散乱角度を橙線で区切ってあり、0.45-0.55、0.55-0.65、0.65-0.85 GeV/c の運動量領域における Σ^- ビーム運動量の系統誤差をそれぞれ赤線、青線、緑線で記すように決定した。

動量が 0.45-0.55 GeV/c のときの K^+ の散乱角度領域での角度の差異は -0.67° 程度であり、0.55-0.65 GeV/c のときは 0.16° 程度と見積もられた。前者の角度の差異を見込んで Σ^- ビーム運動量の系統誤差を散乱角度ごとに見積もったのが図 4.9 の黒線になり、後者の角度の差異を見込んだ場合を灰線で示した。各 Σ^- ビーム運動量領域に対応する散乱角度を橙線で区切ってあり、0.45-0.55 GeV/c の範囲の黒線の上限值をこの運動量領域における Σ^- ビーム運動量の系統誤差として赤線で記した。同様に 0.55-0.65 GeV/c の範囲の灰線の上限值をこの運動量領域の系統誤差として青線で記した。 Σ^- ビームの運動量が 0.65-0.85 GeV/c になるような K^+ の散乱角度は散乱 π^- ではアクセプタンス外なため、角度の差異は見積れなかった。しかしながら、図 4.8 から散乱角度が大きいときは角度の差異が小さい傾向が確認され、図 4.9 から散乱角度が 20° 以上の領域では運動学的に Σ^- ビームの運動量の差異が収束している。そのため、上限を系統誤差として議論するうえでは 0.55-0.65 GeV/c のときの K^+ の

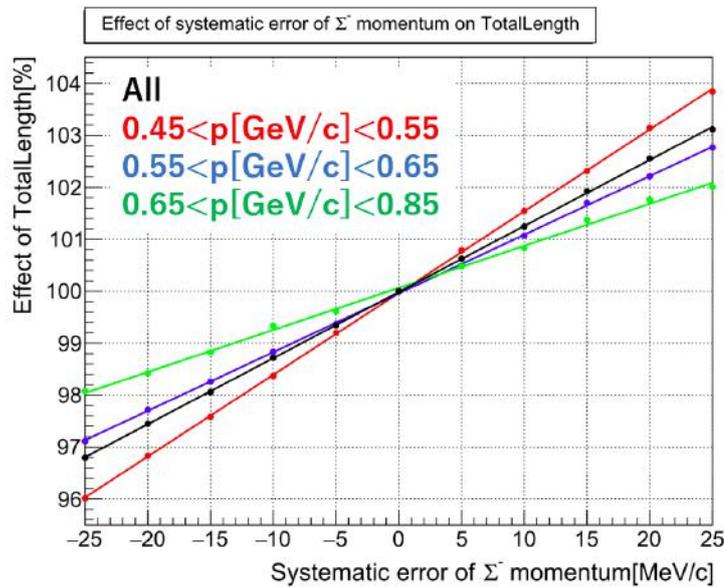


図 4.10: Σ^- 運動量の系統誤差がもたらす TotalLength への影響。それぞれ全ての Σ^- (黒) と 0.45-0.55 (赤)、0.55-0.65 (青)、0.65-0.85 (緑) GeV/c の運動量領域の Σ^- に対する影響を示しており、通常通り導出した TotalLength を 100% としている。各線は実験データの Σ^- 運動量に異なる系統誤差を 10 点与えて得られる TotalLength の変化を一次関数でフィッティングすることで求めた。

散乱角度に対応する角度の差異から見積もられた灰線を用いて問題ないと思われる。したがって、0.65-0.85 GeV/c の範囲の灰線の上限值をこの運動量領域の系統誤差として緑線で記した。結果として、0.45-0.55 GeV/c の運動量領域で +7.8 MeV/c 程度、0.55-0.65 GeV/c の運動量領域で -2.4 MeV/c 程度、0.65-0.85 の運動量領域で -2.5 MeV/c 程度の Σ^- ビーム運動量の系統的な差異が見積もられた。

次に上記の Σ^- ビーム運動量の系統誤差がもたらす TotalLength への影響を考える。そのために実験データを用いてモンテカルロシミュレーションを行った。すなわち、実験データから得られる運動量に意図的に系統誤差を与えて得られる TotalLength と通常の TotalLength を比較する。図 4.10 に与える系統誤差を推移させたときの TotalLength の変化を示す。黒線が全ての Σ^- での変化を示しており、赤線、青線、緑線はそれぞれ 0.45-0.55、0.55-0.65、0.65-0.85 GeV/c の運動量領域の Σ^- での変化を示している。先程の議論で求めた各運動量領域の Σ^- ビーム運動量の系統誤差をこの図と対応させること得られる最終的な TotalLength の系統誤差はそれぞれ +1.32% (0.45-0.55 GeV/c)、-0.26% (0.55-0.65 GeV/c)、-0.24% (0.65-0.85 GeV/c) となった。全体の TotalLength の系統誤差は最も Σ^- ビーム運動量の系統誤差が大きい 0.45-0.55 GeV/c の領域での値から対応づけて +1.05% と評価した。各値は総合評価の節の表 4.1 にも記載した。

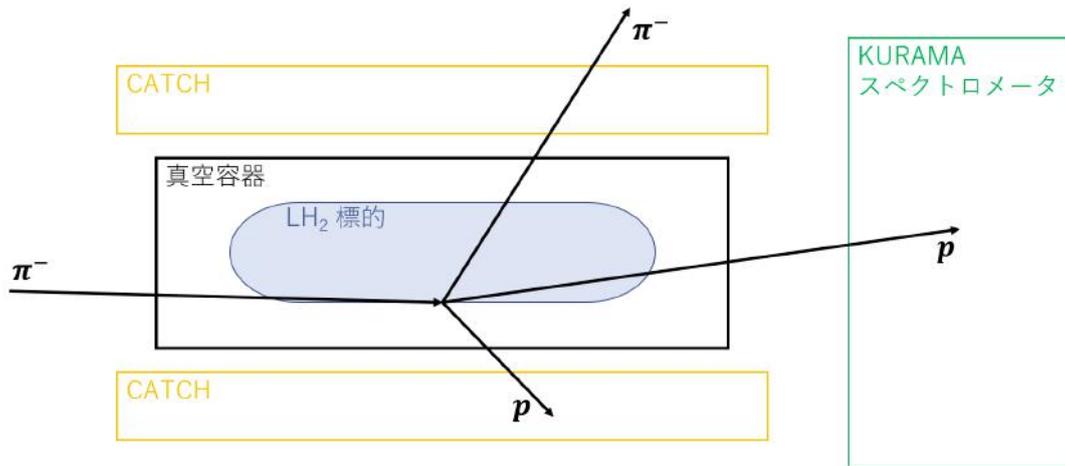


図 4.11: 原子核由来の散乱イベント。CATCH 検出器群で陽子と π 、KURAMA スペクトロメータで陽子を測定できたイベントを選択することで原子核で陽子を二つ弾いた事象が強調される。

4.2.3 vertex 分解能による影響

スペクトロメータによって得られる Σ^- 生成点には、vertex 分解能によって本来の生成点からのズレが生じうる。ここでは、まず実験データからスペクトロメータの vertex 分解能を見積り、その後、その分解能が及ぼす TotalLength への影響を議論する。

vertex 分解能を見積もるために始めに図 4.11 に示すような CATCH 検出器群で陽子と π 、KURAMA スペクトロメータで陽子を測定できたイベントに注目する。このようなイベントを選択することで、 π^- ビームが標的の縁 (厚さ 0.25 mm) や真空容器の縁 (厚さ 1.0 mm) の原子核で陽子を二つ弾いた事象が強調される。標的の縁の厚さは vertex 分解能よりも十分に小さいため、このピークの広がりや CATCH 検出器群の vertex 分解能と考えると差し支えない。図 4.12 に示すように $\sigma_{CATCH_z} = 1.82$ mm、 $\sigma_{CATCH_x} = 1.69$ mm と求まり、 σ_{CATCH_y} については CATCH 検出器群の XY 対称性から σ_{CATCH_x} と同程度であると見積もられる。続いて、図 4.13 に示すような CATCH 検出器群で π を二つ、KURAMA スペクトロメータで陽子又は π を測定できた $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ p$ のイベントに注目する。このようなイベントではスペクトロメータで得られる vertex と CATCH 検出器群で得られる vertex が一致する。そのため、両 vertex の差が持つ広がり σ_{diff} は誤差の伝播法則より以下の関係にある。

$$\sigma_{diff} = \sqrt{\sigma_{CATCH}^2 + \sigma_{KURAMA}^2} \quad (4.3)$$

ここで、 σ_{CATCH} は CATCH 検出器群の vertex 分解能、 σ_{KURAMA} はスペクトロメータの vertex 分解能である。CATCH 検出器群の vertex 分解能は上記より既に見積もられているので、この関係式を用いることで、 σ_{diff} の値からスペクトロメータの vertex 分解能を導出でき

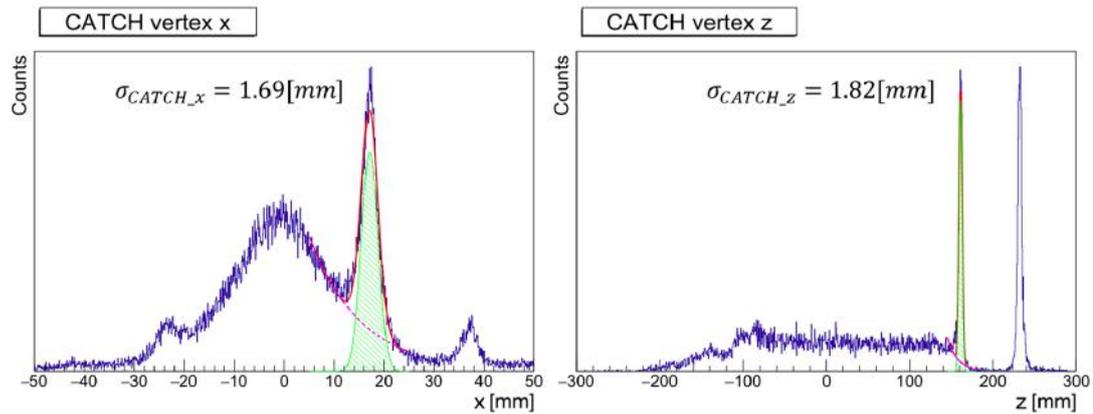


図 4.12: CATCH 検出器群の vertex 分解能の見積り。CATCH 検出器群の vertex の x 位置 (左) と z 位置 (右) をそれぞれ示している。原子核由来の散乱が強調されるように粒子を選択しているため、 $x=17$ mm 付近や $z=160$ mm 付近に標的の縁、 $x=37$ mm 付近や $z=230$ mm 付近に真空容器の縁によるピークが確認できる。このピークの広がりには CATCH 検出器群の vertex 分解能とほとんど一致すると考えられる。

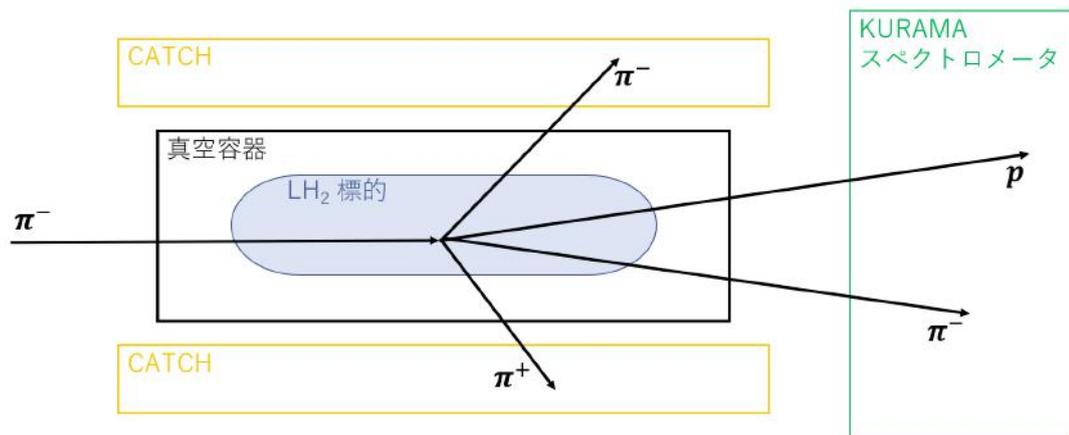


図 4.13: $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ p$ イベント。CATCH 検出器群で π を二つ、KURAMA スペクトロメータで陽子又は π を測定できたイベントを選択する。このような事象ではスペクトロメータと CATCH 検出器群の vertex が一致するため、両者の vertex の差を持つ広がりからスペクトロメータの vertex 分解能を求められる。

る。このとき、スペクトロメータの vertex 分解能には散乱粒子の飛行方向に対する相関があるため、ビーム軸に対する水平方向の傾き (u : 図 4.14 左) と垂直方向の傾き (v : 図 4.14 右) で各十等分した $10 \times 10 = 100$ 個の領域に対して分解能を求めた。スペクトロメータの x, y, z それぞれの vertex 分解能を図 4.15 に示す。横軸は垂直方向の傾きに対応しており、各線ごとに水平方向の傾きが異なっている。図に示されるように z 位置に対する分解能は芳しくなく、特に z 位置を決定しづらい x 方向の角度が小さい散乱粒子に対しては顕著である。

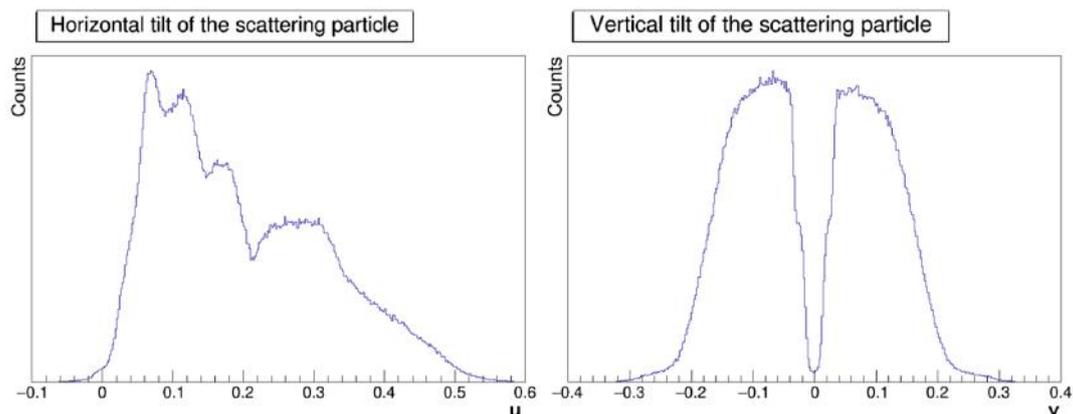


図 4.14: 散乱粒子の uv 分布。左がビーム軸方向に対する水平方向の分布 (u)、右がビーム軸方向に対する垂直方向の分布を示している。 u 分布は KURAMA スペクトロメータのアクセプタンスのために正の値に集中しており、 v 分布はビーム通過領域で検出器を OFF にしている影響で 0 付近に谷を作っている。

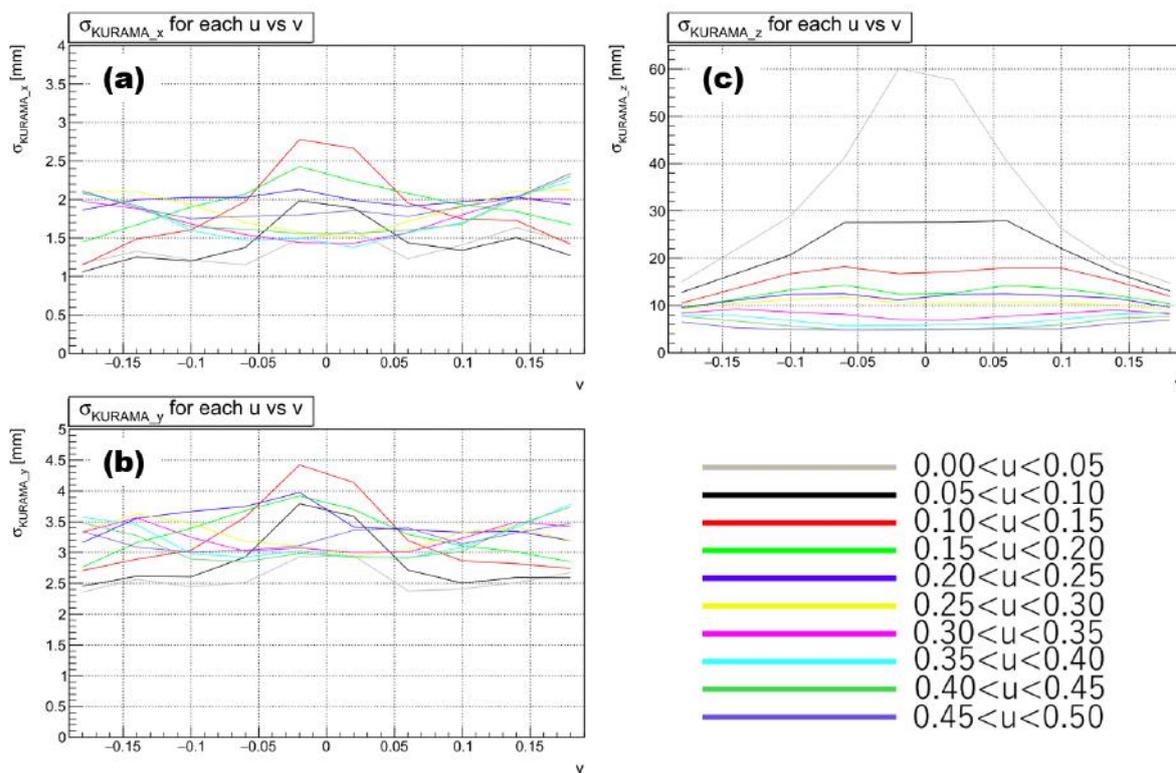


図 4.15: スペクトロメータの vertex 分解能の見積り。それぞれ x 位置に対する分解能 (a)、 y 位置に対する分解能 (b)、 z 位置に対する分解能 (c) を示す。横軸が v に対する変化を表し、各線が u に対する変化を表している。対応する u の領域は右下に示す通りである。

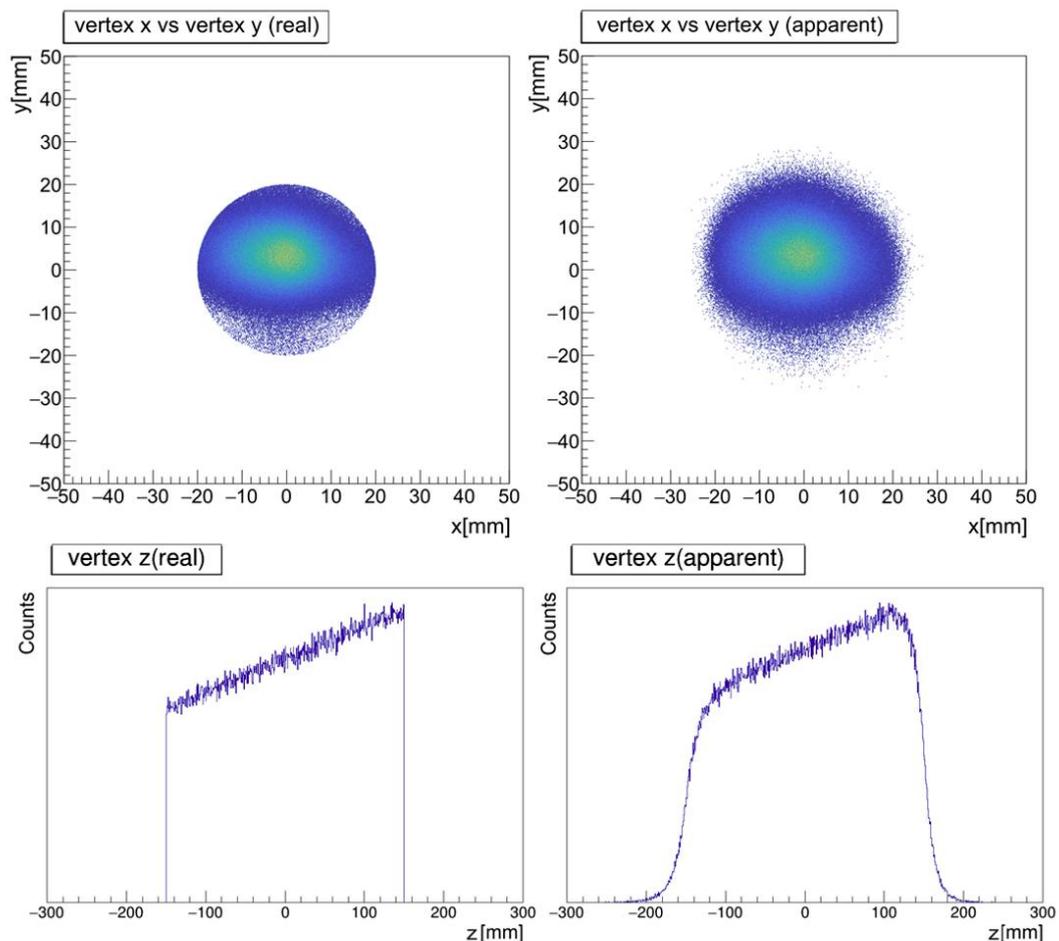


図 4.16: 真の vertex と見かけの vertex。左側は Geant4 シミュレーションから得られる真の vertex を示しており、右側はその位置をスペクトロメータの分解能に応じて変化させることで実験データで得られる見かけの vertex を再現している。上段が XY 平面の vertex 分布、下段が z 位置の vertex 分布を示している。

次にこのスペクトロメータの分解能が及ぼす TotalLength への影響を Geant4 シミュレーションを用いて見積る。具体的には以下の手順に従う。

1. Geant4 シミュレーションで散乱が生じた真の vertex の情報を得る
2. 1 で得た vertex を乱数を用いてスペクトロメータの vertex 分解能に応じて変化させる (図 4.16 参照)
3. 2 で変化させた vertex を用いて TotalLength を導出する
4. 3 で得られた TotalLength と Geant4 シミュレーションが示す真の TotalLength を比較する

このとき、シミュレーションでも解析上で散乱 K^+ が測定できたことは要求し、変化させた vertex が標的外になったイベントはどちらの TotalLength にも加算していない。また、シ

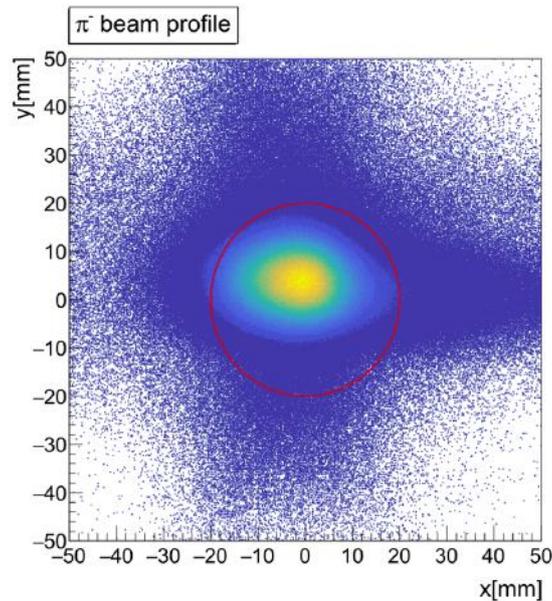


図 4.17: π^- ビームのプロファイル。下流のバイアスがかかるのを避けるため、ビームのみのトリガーで取得したデータを使用している。赤円の内部が標的に対応する。

ミュレーションでの散乱位置は実際のビーム情報を用いて実験データに即するように決定した。実際のビームの広がりには図 4.17 に示すように x 方向に広がった楕円形になっている。このように vertex 分解能以外の条件は揃えたうえで生じた両者の TotalLength の差は全体として -1.02% となり、この値を系統誤差とした。本来の散乱位置よりも vertex 分解能によって標的の端に近づくため真の値よりも減少する結果になったと考えられる。同様の評価を Σ^- ビームの各運動量領域毎に行い、それぞれ -0.83% (0.45-0.55 GeV/c)、 -1.01% (0.55-0.65 GeV/c)、 -1.60% (0.65-0.85 GeV/c) となった。各値は総合評価の節の表 4.1 にも記載した。

4.3 総合評価

TotalLength の値とその統計誤差及び系統誤差、さらにこれらの誤差から得られる総合誤差を表 4.1 に記した。TotalLength の欄で括弧内に記される値は生成 Σ^- の誤識別の割合を差し引いたものである。また、総合誤差は二乗和方式と絶対値和方式の二通りの合成方法が存在するが、今回得られた系統誤差は高運動量領域で正負に偏りがあるため、ここでは絶対値和方式を採用した。全体的な総合誤差は 2.5% 程度と見積もられ、目標とする微分断面積の統計誤差 10% に対して十分良い精度で TotalLength の値を推定できていることが分かった。

最後に、本来であれば、 Σ^- ビームが標的中の陽子と反応する影響で TotalLength を過大評価する割合も系統誤差として考慮すべきではあったが、 Σ^-p 散乱の断面積がそもそも確かではないのでここでは無視した。参考までに Σ^-p 散乱の全断面積が 30 mb であると仮定したとき、系統誤差は $+0.3\%$ 程度と見積もられ、大勢には影響しないと考えられる。

表 4.1: TotalLength とその誤差

All		
TotalLength		19.26×10^6 (17.82×10^6) cm
偶然誤差		± 0.02 %
系統誤差	Σ^- 生成事象の誤識別による影響	-0.44 %
	Σ^- ビーム運動量の系統誤差による影響	$+1.05$ %
	vertex 分解能による系統誤差	-1.02 %
総合誤差		± 2.53 %
0.45-0.55 GeV/c		
TotalLength		9.05×10^6 (8.37×10^6) cm
偶然誤差		± 0.05 %
系統誤差	Σ^- 生成事象の誤識別による影響	-0.44 %
	Σ^- ビーム運動量の系統誤差による影響	$+1.32$ %
	vertex 分解能による系統誤差	-0.83 %
総合誤差		± 2.64 %
0.55-0.65 GeV/c		
TotalLength		6.05×10^6 (5.60×10^6) cm
偶然誤差		± 0.05 %
系統誤差	Σ^- 生成事象の誤識別による影響	-0.44 %
	Σ^- ビーム運動量の系統誤差による影響	-0.26 %
	vertex 分解能による系統誤差	-1.01 %
総合誤差		± 1.76 %
0.65-0.85 GeV/c		
TotalLength		4.16×10^6 (3.85×10^6) cm
偶然誤差		± 0.04 %
系統誤差	Σ^- 生成事象の誤識別による影響	-0.44 %
	Σ^- ビーム運動量の系統誤差による影響	-0.24 %
	vertex 分解能による系統誤差	-1.60 %
総合誤差		± 2.32 %

第5章 NN 系における微分断面積

本実験において微分断面積は、ある領域 i における散乱事象の検出数 N_i とその検出効率 ϵ_i 、そしてビームの標的中の総飛距離 L_{beam} を用いて次のように定義される。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_i \left(\frac{N_i}{\epsilon_i} \right) \cdot \frac{1}{L_{beam} \cdot \rho_{LH2} \cdot d\Omega} \quad (5.1)$$

散乱事象が生じていても、その事象の観測に必要な粒子が CATCH 検出器群のアクセプタンズ外であれば検出することはできないため、その事象に応じた検出効率 ϵ_i を用いて検出数 N_i を重み付けしている。

前章で TotalLength を見積もれたので、後は検出効率と検出数が分かれば微分断面積の導出が可能である。しかし、これらの測定に対する信頼性が保証される前に Σp 散乱の微分断面積を導出しても、その値が本当に正しいか判断できない。そこで、まず豊富な過去実験が存在する NN 系において微分断面積を導出し、過去実験及びフェイズシフトから計算される理論値との比較から導出手法の有効性を確認する。

5.1 pp 散乱

標的に 0.6 GeV/c の陽子ビームを照射し、散乱陽子を CATCH 検出器群で計測することで pp 弾性散乱の微分断面積を導出する。ここでは、検出効率は実験データから見積り、ビーム量は一般的な実験と同様にスケーラーによって計測された値を用いる。そのため、検出効率やビーム量の見積りりの不確定性は小さく、過去実験との比較によって CATCH 検出器群が微分断面積の導出に対してどの程度の測定精度を持っているかを確認できる。

5.1.1 陽子ビーム量

陽子ビームの液体水素標的での総飛距離 L_{p_beam} は次のように求める。

$$L_{p_beam} = N_{p_beam} \times \epsilon_{DAQ} \times \epsilon_{Tracking} \times \epsilon_{Target} \times l_{average} \quad (5.2)$$

ここで、 N_{p_beam} は陽子ビームが BH1 と BH2 のコインシデンスとしてスケーラーで計測された回数、 ϵ_{DAQ} は DAQ システムにおけるデータの取得効率、 $\epsilon_{Tracking}$ は陽子ビームに対してのトラッキング効率、 ϵ_{Target} は陽子ビームが標的を通過する割合、 $l_{average}$ は標的を通過した陽子ビームの標的中の平均飛行距離を示している。 N_{p_beam} と ϵ_{DAQ} はともにスケーラーの

表 5.1: 陽子ビームに関する計測値

N_{p_beam}	ϵ_{DAQ}	$\epsilon_{Tracking}$	ϵ_{Target}	$l_{average}$	L_{p_beam}
1,934,757,667/proton	91.0%	86.2%	42.1%	26.2 cm	1.67×10^{10} cm

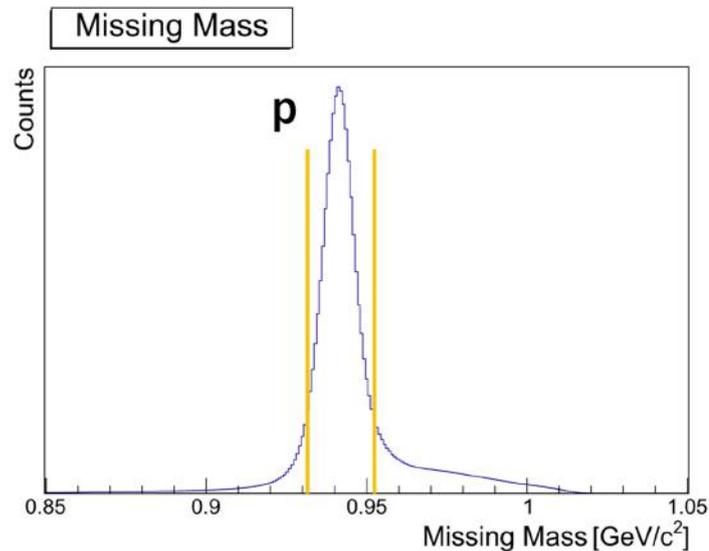


図 5.1: 陽子の Missing Mass。pp 弾性散乱以外に対して Missing Mass が組まれたり、BGO カロリメータで全てのエネルギーを計測できていないイベントによってテールを引いている。Missing Mass が橙線内に入っているイベントを pp 弾性散乱によるイベントと考える。

情報から取得する。 $\epsilon_{Tracking}$ はバイアスがかからないようにビームのみのトリガーで取得したイベントにおける一本以上の飛跡の再構成に成功したイベントの割合から求め、 ϵ_{Target} はさらに得られた飛跡が標的を通過した割合から求める。また、 $l_{average}$ はそのビームトリガーイベントにて得られたビームの飛跡情報から求めた各陽子の標的中の飛距離を平均化することで得られ、標的を最後まで突き抜けずに側面から飛び出す場合があるので $l_{average}$ は標的の厚さ 30 cm よりも短くなっている。それぞれの値を表 5.1 にまとめた。

5.1.2 実験データを用いた検出効率の見積り

CATCH 検出器群の検出効率 ϵ_{CATCH} を以下の式に基づいて実験データから見積る。

$$\epsilon_{CATCH}(\cos \theta_{CM}, vertex_z) = \epsilon_{CFT}(\cos \theta_{CM}, vertex_z) \times \epsilon_{BGO}(\cos \theta_{CM}, vertex_z) \quad (5.3)$$

ここで、 ϵ_{CFT} は散乱陽子に対して CFT での Tracking に成功する割合、 ϵ_{BGO} はその上でさらに BGO カロリメータで正しくエネルギーを計測できた割合を示しており、それぞれ重心系での散乱角度と散乱点の z 位置ごとに見積る。

まず、 ϵ_{CFT} の見積りを行う。始めに図 5.1 に示すように K1.8 ビームラインスペクトロメー

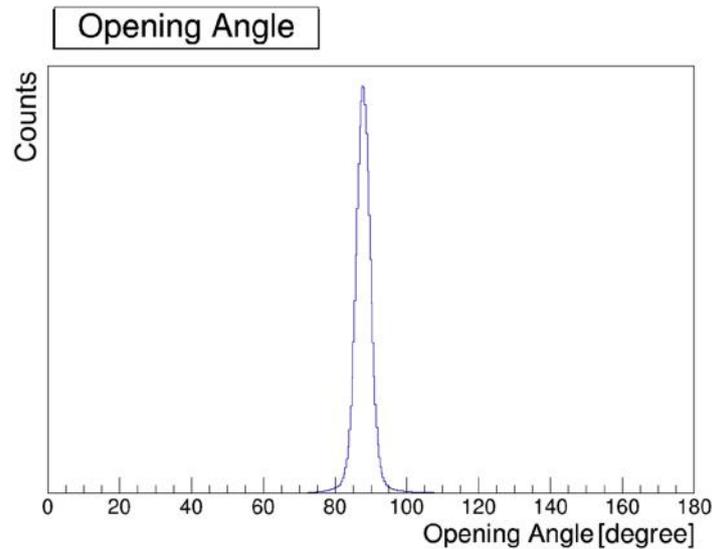


図 5.2: pp 散乱の opening angle 分布。90°付近にピークが確認でき、pp 弾性散乱が正しく計測できている。

タで計測される陽子ビームの運動量ベクトルと CATCH 検出器群で計測される散乱陽子の運動量ベクトル (CFT によって方向ベクトル、BGO カロリメータによって運動量の絶対値を決定している) から反跳陽子の Missing Mass を計算する。このとき、計測された陽子が pp 弾性散乱によるものであり、BGO カロリメータで正しくエネルギーを計測できていれば計算された Missing Mass は陽子の質量に等しくなる。このような陽子を測定したときに反対側の散乱陽子、すなわち、二つの陽子の opening angle が 90°付近になるような陽子を CFT によって Tracking できているか確認する。陽子の Missing Mass が図 5.1 の橙線内である各イベントに対してこの確認を行い、CFT の Tracking に成功した割合によって ϵ_{CFT} が見積もられる。散乱点の z 位置毎に見積もられた $\epsilon_{CFT}(\cos \theta_{CM})$ を図 5.4 の黒線で示す。このとき、二項分布から得られる誤差を付与している。 $\cos \theta_{CM}$ 分布の中央付近ではおよそ 90% 程度で一定の検出効率を示している。 $\cos \theta_{CM} < -0.4$ に対応する領域では散乱陽子の運動量が小さいために標的中や CFT のファイバー中で静止してしまっていて正しく Tracking できないイベントが生じ、検出効率が低下している。また、 $\cos \theta_{CM}$ が大きい領域では散乱陽子が前方に散乱するため、CFT を有感領域を通過しないイベントが多くなり、検出効率が低下している。特に散乱点が下流に行くほどその影響は顕著に現れている。

次に ϵ_{BGO} の見積りを行う。始めに opening angle が 90°付近になるような二つの陽子が検出されたイベントを選択する。これは pp 弾性散乱による二つの散乱陽子を CFT によって Tracking できたイベントに対応している。このようなイベントに対して、正しく BGO カロリメータでエネルギーを実測できているかどうかを自分自身の散乱角度から計算されるエネルギーと比較することで評価する。前者から後者を差し引いた両エネルギーの差 ΔE_{pp} を図 5.3 に示す。赤線内を正しく BGO カロリメータでエネルギーを計測できたイベントと判断し、そ

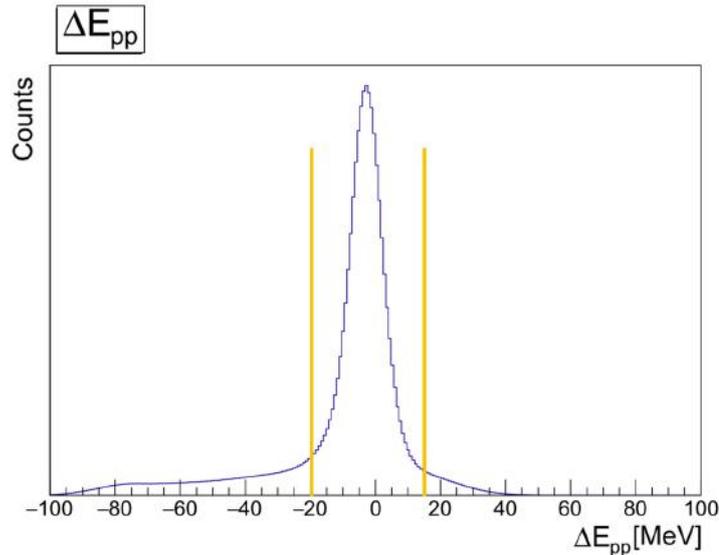


図 5.3: pp 散乱における ΔE 分布。BGO カロリメータで計測された実測エネルギーと散乱角度によって計算されるエネルギーとの差で求まる。橙線内を正しく BGO カロリメータでエネルギーを計測できたイベントと判断する。

の割合から ϵ_{BGO} が見積られる。散乱点の z 位置毎に見積もられた $\epsilon_{BGO}(\cos\theta_{CM})$ を図 5.4 の橙線で示す。 $\cos\theta_{CM}$ 分布の中央付近ではおよそ 70 ~ 80% であり、 $\cos\theta_{CM}$ が大きくなるに伴ってなだらかに検出効率が低下している。また、 $\epsilon_{CFT}(\cos\theta_{CM})$ と同様に $\cos\theta_{CM}$ が小さな領域では散乱陽子の運動量が小さいことにより、 $\cos\theta_{CM}$ が大きな領域では散乱陽子が前方に飛ぶことにより検出効率が低下している。ただし、計測されたエネルギーの妥当性を要求している分、 $\cos\theta_{CM}$ が小さな領域での検出効率の低下はより顕著になっている。また、 $\cos\theta_{CM}$ が大きな領域に関しても BGO カロリメータが CFT よりも外側に設置されているため、散乱点が下流のイベントでは検出効率の低下は大きくなっている。

最後に ϵ_{CFT} と ϵ_{BGO} の積から得られる ϵ_{CATCH} を図 5.4 の青線に示す。この総合的な検出効率を微分断面積の導出に用いる。

5.1.3 pp 弾性散乱の微分断面積

上記より見積もられた検出効率と陽子ビーム量の値から式 (5.1) を用いて微分断面積を導出する。そのためにまず図 5.5 に示すように散乱点の z 位置毎の重心系での散乱角度分布を求めた。基本的にはこの各検出数を検出効率 $\epsilon_{CATCH}(\cos\theta_{CM}, vertex_z)$ で割ることで微分断面積を導出できる。ただし、アクセプタンスの端付近ではビーム運動量や散乱角度の計測を少し間違っただけで大きく検出効率が変わり、微分断面積に与える誤差が大きくなる。そこで、そのようなイベントに対応する散乱陽子はカウントせず、ビーム量からも除外するという対処を行っている。

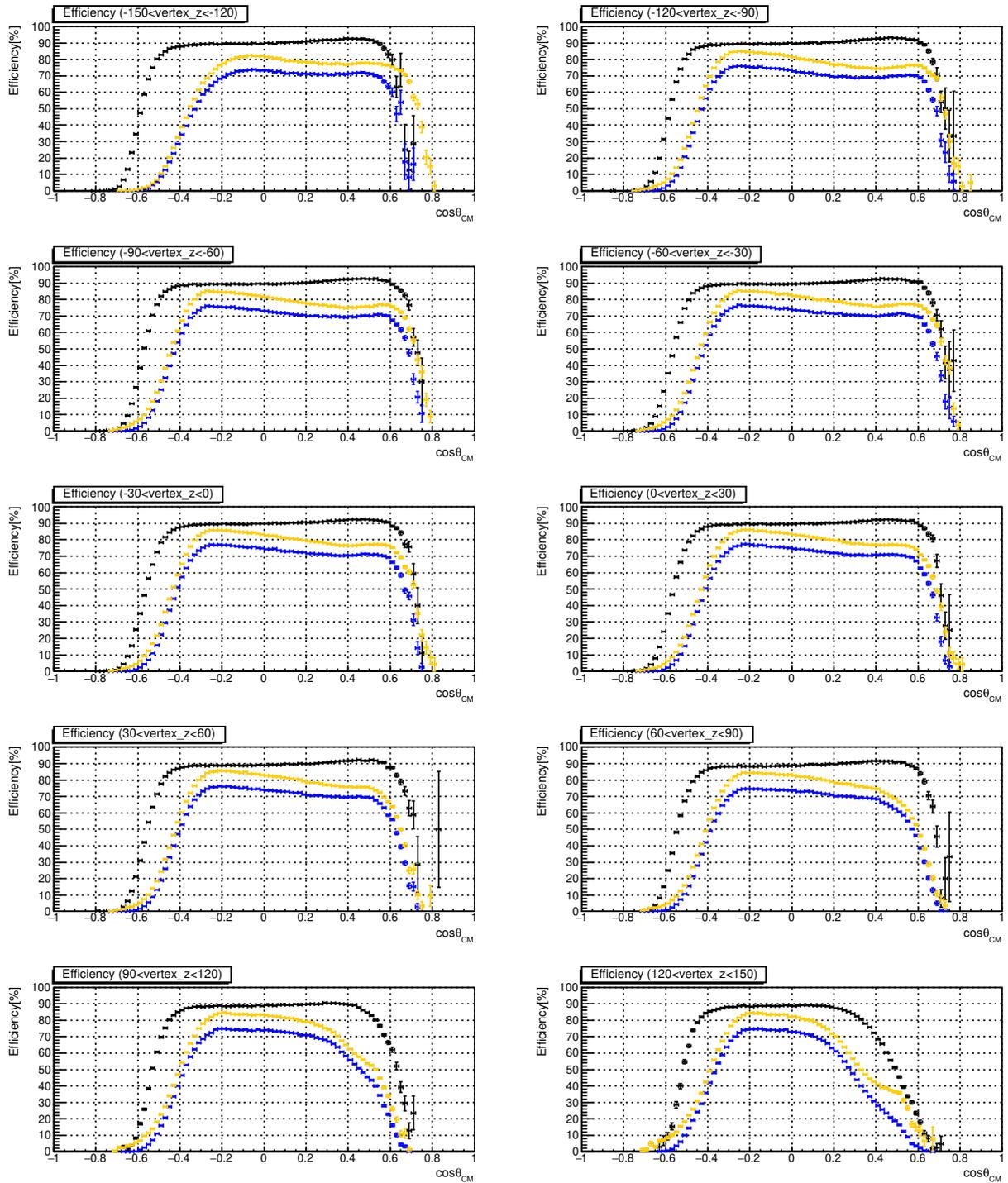


図 5.4: pp 散乱を用いた検出効率の評価。散乱点の z 位置毎に各 $\cos\theta_{CM}$ に対応した検出効率を見積もっている。黒線が ϵ_{CFT} 、橙線が ϵ_{BGO} を示しており、青線はそれらの積から得られる CATCH 検出器群の総合的な検出効率 ϵ_{CATCH} である。

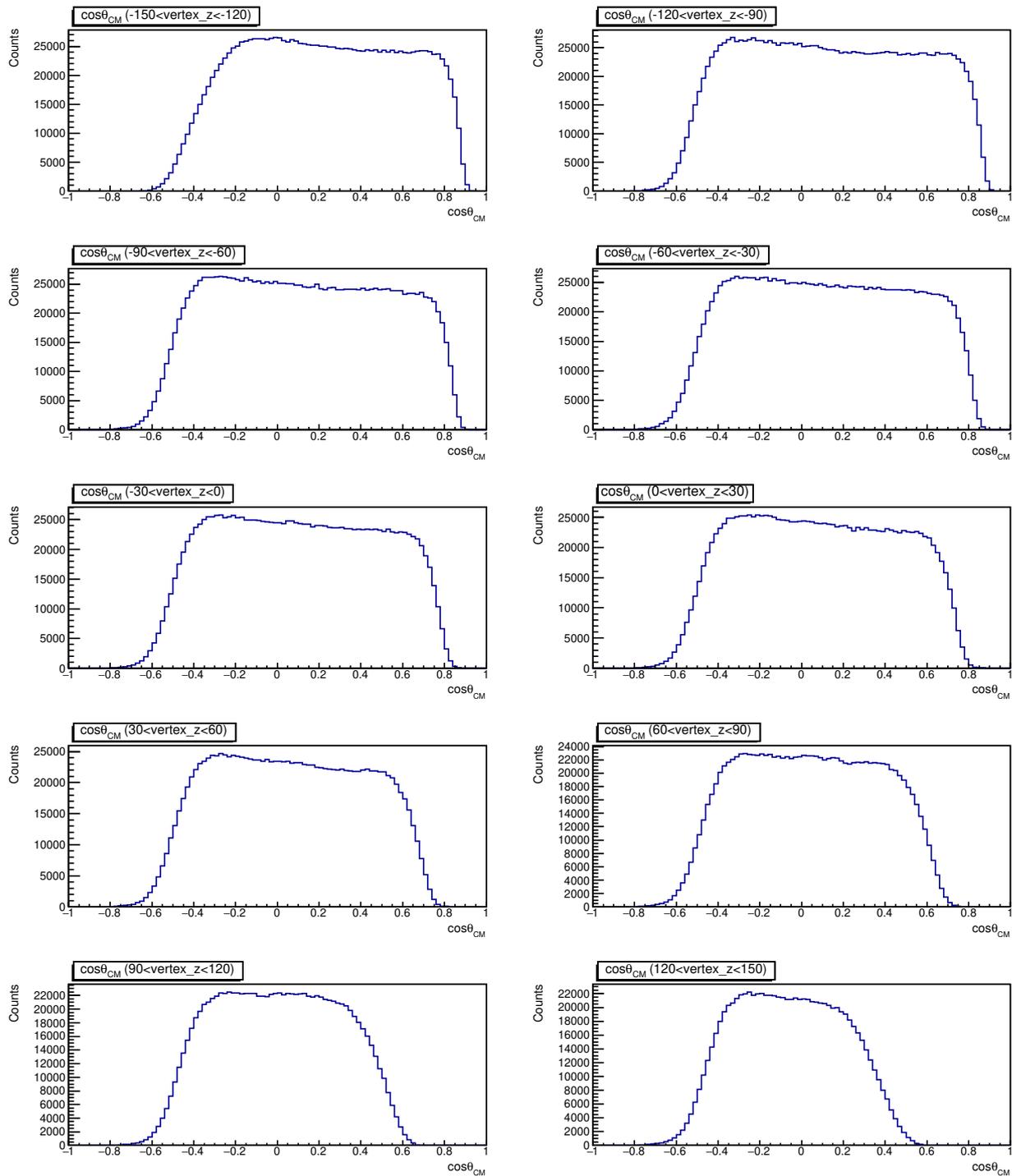


図 5.5: pp 弾性散乱の散乱角度分布。散乱点の z 位置毎に見積もっている。標的の下流になるにつれてアクセタンスの影響で前方散乱した陽子の検出数が少なくなっている。

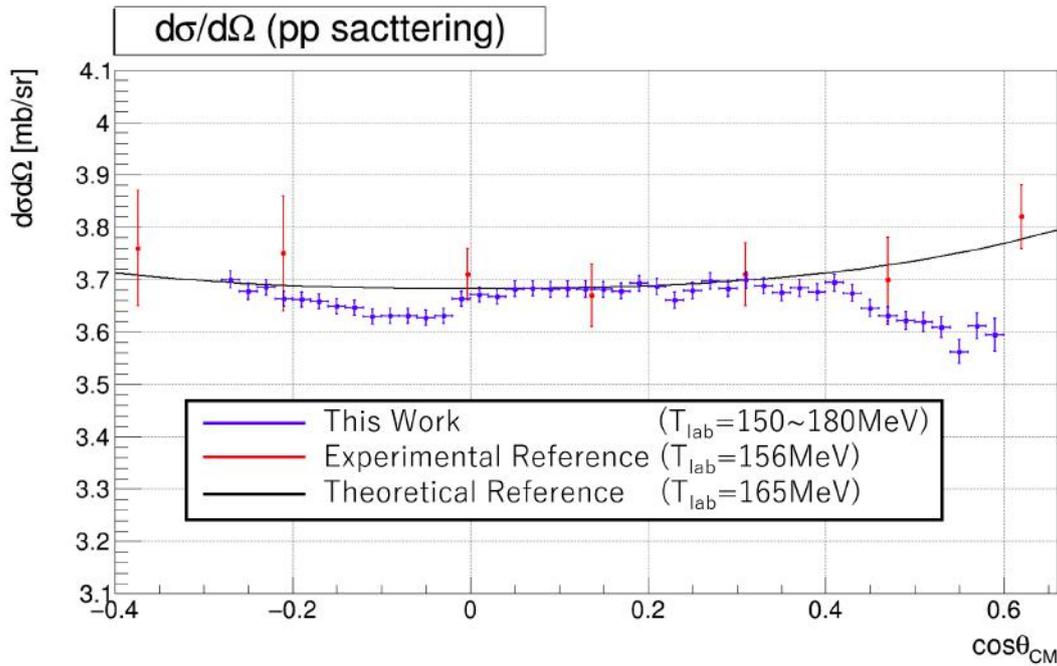


図 5.6: pp 弾性散乱の微分断面積。本実験値を青点で示し、比較として過去実験 [19] の値を赤点、PWA93 モデルによる理論計算値 [18] を黒線で併記してある。

こうして得られた pp 散乱の微分断面積を図 5.6 に青点で示す。誤差は統計誤差と検出効率の誤差を考慮している。ここで、標的に照射される陽子ビームが持つ運動量の広がりや標的中でのエネルギー損失から陽子ビームの散乱点における実験室系での運動エネルギー T_{lab} は 150 ~ 180 MeV 程度の幅がある。比較として $T_{lab} = 156$ MeV の過去実験 [19] における微分断面積の計測値を赤点、 $T_{lab} = 165$ MeV における PWA93 モデルでの理論計算値 [18] を黒線で併記している。本実験の計測値は参照値とよく一致しており、CATCH 検出器群は検出効率の見積もりや微分断面積の導出に対して十分な検出精度を持っていることが実証された。

5.2 np 散乱

生成 Σ^- から崩壊した中性子をビームとして使用し、標陽子と弾性散乱したイベントを ΔE 法によって同定することで np 弾性散乱の微分断面積を導出する。ここで用いる導出手法は Σp 弾性散乱を含む ΣN 系に適用するものと同様であるため、過去実験と良い一致を示せば ΣN 系においても微分断面積の導出手法が有効であることを意味する。

5.2.1 中性子ビーム量

始めに中性子ビームの運動量分布は図 5.7 に示すようになっており、赤線で区切られた三つの運動量領域ごとに微分断面積を導出する。

各中性子の標的中での飛距離は、CATCH で計測された π を Σ^- から崩壊したと仮定する

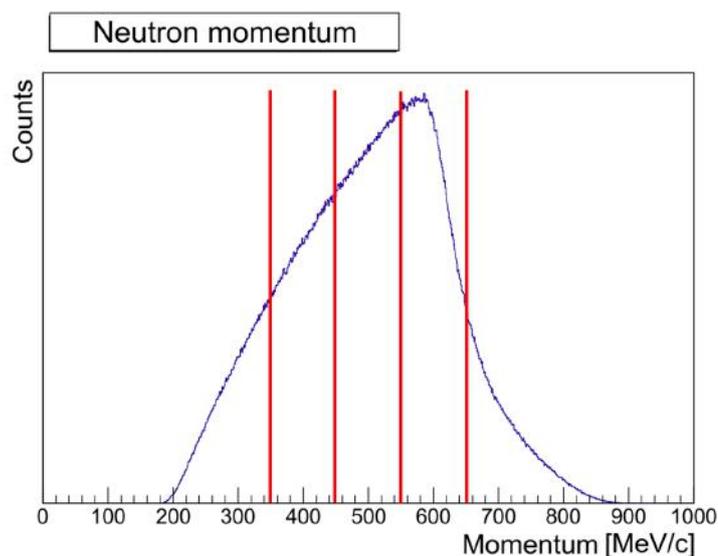


図 5.7: 中性子ビームの運動量分布。赤線で区切られた三つの領域で微分断面積を導出する。

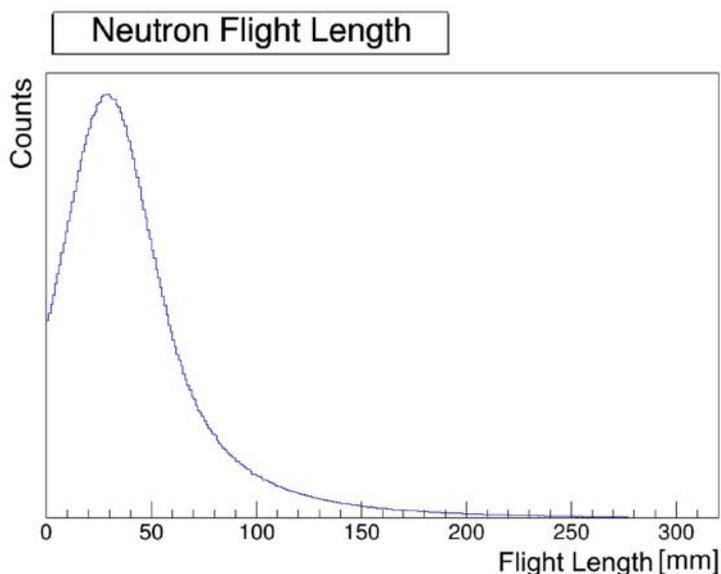


図 5.8: 中性子ビームの標的中の飛距離分布

ことで得られる Σ^- の崩壊点と中性子の運動量ベクトルから計算する。このとき、 Σ^- 崩壊点の最近接距離が 20 mm 以下であること、 Σ^- 生成点の z 位置から Σ^- 崩壊点の z 位置を引いた値が -10 mm 以上であることを要求することで崩壊 π ではないと思われる事象を除去する。中性子ビームの標的中の飛距離分布を図 5.8 に示す。標的の側面から飛び出る場合が多いため、30 mm 程度でピークとなっているが中性子ビームが前方に放出されたときは非常に長い距離を飛行する。こうして得られた飛距離の総和から中性子ビームの液体水素標的での総飛距離 $L_{n,beam}$ が求まる。このとき、 Σ^- 生成事象の誤識別による過剰評価を防ぐために質量二乗分布において散乱 K^+ のサイドバンド ($0.10 < \text{MassSquare}[\text{GeV}^2/c^4] < 0.15$ 及び

表 5.2: 中性子ビームの総飛距離とその誤差

	L_{n_beam}	系統誤差 I	系統誤差 I+II
All	21.94×10^6 cm	+0.86%	+0.47%
0.35-0.45 GeV/c	5.24×10^6 cm	+1.00%	+0.22%
0.45-0.55 GeV/c	8.10×10^6 cm	+0.86%	+0.37%
0.55-0.65 GeV/c	8.60×10^6 cm	+0.75%	+0.81%

0.40 < MassSquare[GeV²/c⁴] < 0.50) を選んだときに得られる中性子ビームの総飛距離を散乱 K^+ のピークの下に見積もられるアクシデンタルバックグラウンドの数で規格化し、差し引いている。こうして得られる各運動量領域での中性子ビームの L_{n_beam} を表 5.2 にまとめた。

ここで、この導出手法における中性子ビーム量の系統誤差を考える。まず、この解析では中性子ビームの飛距離を求める際に他の粒子との相互作用を無視しているが、実際には陽子と散乱した場合は中性子ビームとして計上すべき飛距離は短くなる (系統誤差 I)。また、vertex 分解能のために解析上での Σ^- 崩壊点は本来の位置とずれがあるのでこの影響で系統誤差が生じる可能性がある (系統誤差 II)。この二点によって想定される系統誤差を見積るために Geant4 シミュレーションを用いて、真の L_{n_beam} と陽子との散乱を考慮しない場合の L_{n_beam} 、さらにその上で実験データの分解能を付与して得られた L_{n_beam} を比較する。それぞれ真の L_{n_beam} との差を vertex 分解能の影響による系統誤差として表 5.2 にまとめた。陽子との散乱を考慮しないことによる誤差は +0.9% 程度であり、運動量が上昇するほど断面積の減少によって散乱による系統誤差の影響が小さくなることが確認できる。また、vertex 分解能が及ぼす影響も加えた総合的な誤差は +0.5% 程度であり、崩壊点が標的内であることを中性子ビームに要求しているため、本来標的外で崩壊した中性子を標的内で崩壊したと誤認してビーム量を過剰評価する場合と、本来よりも崩壊点を標的内の外側と誤認してビーム量を過少評価する場合との相補的な影響によって vertex 分解能による系統誤差はそれほど大きくなっていないのではないかと考えられる。

5.2.2 シミュレーションを用いた検出効率の見積り

pp 散乱のときと同様にここでも実験データを用いて検出効率を見積もることができれば理想的だが、そのためには散乱点、運動量そして実験室系における飛行角度毎に散乱陽子のアクセプタンスを見積る必要がある。現在取得している陽子ビームの運動量は 0.48 GeV/c、0.6 GeV/c、0.65 GeV/c に限られており、運動量と飛行角度を独立に検証することができないため、実験データから正確に検出効率を見積もることは難しい。各運動量の陽子ビームによる pp 散乱から検出効率を見積れた領域を図 5.9 に色付きで示しており、黒点で示す np 散乱の領域を覆い尽くせていないことが確認できる。そこで、検出効率の見積りには Geant4 シミュレーションを用いる。シミュレーション内で Σ^- 生成が同定でき、なおかつ np 散乱が生じた

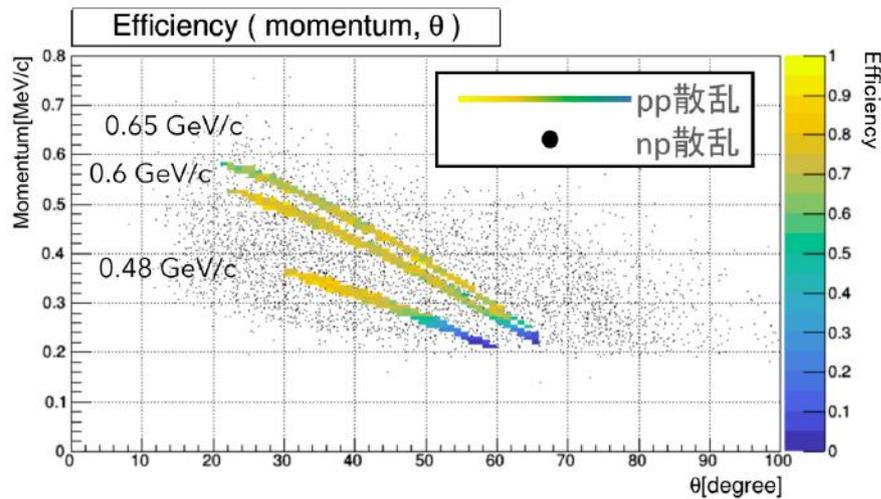


図 5.9: 散乱陽子の運動量と角度毎の検出効率。色付きで示すのが各運動量の陽子ビームによる pp 散乱から見積もられた検出効率である。また、np 散乱の散乱陽子の存在範囲を黒点で重ねている。現在取得している陽子ビームの運動量は 0.48 GeV/c、0.6 GeV/c、0.65 GeV/c のみであるため、検出効率が見積れる領域は限られており、np 散乱で生じる全ての散乱陽子を補えてはいない。

ときにその事象を検出できた確率を求める事で検出効率を見積もった。このとき、散乱角度について $\cos \theta_{CM}$ で 0.1、散乱点の z 位置について 30 cm、中性子ビームの運動量について 20 MeV/c の領域毎に区切られた三次元で検出効率を見積もっている。

ここで、実験データと Geant4 シミュレーションで検出効率の見積もりがどの程度違い得るか確認するために、pp 散乱で行った検出効率の見積もりを Geant4 シミュレーションでも行い、両者を比較した。図 5.10 に青線で示されるのが実験データからの見積もり (図 5.4 の青線と同様) であり、赤線で示されるのがシミュレーションからの見積りである。シミュレーションの方がおよそ 10~15% 程度検出効率が優れて見える傾向があることが分かった。したがって、導出される微分断面積は 10~15% 程度小さい値になることが予想される。また、アクセプタンスの端、特に陽子のエネルギーが小さい方は実験データとシミュレーションで振る舞いが異なる。したがって、導出された微分断面積にはこれらの不定性があることに注意されたい。

5.2.3 バックグラウンド推定

中性子の検出数は各散乱角度毎に第三章に記した ΔE 法を適用し、 ΔE_{np} 分布のピーク付近のイベント数をカウントすることで見積る。しかしながら、ここにはバックグラウンドが存在するため、その分を差し引いて検出数を見積る必要がある。

主なバックグラウンドの要因として二点考えられる。一つ目は他の散乱事象 ($\Sigma^- p$ 弾性散乱、 $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応、 $\Sigma^- p \rightarrow \Sigma^0$ 反応、そして $\pi^- p$ 散乱) に対して ΔE_{np} を計算したことに

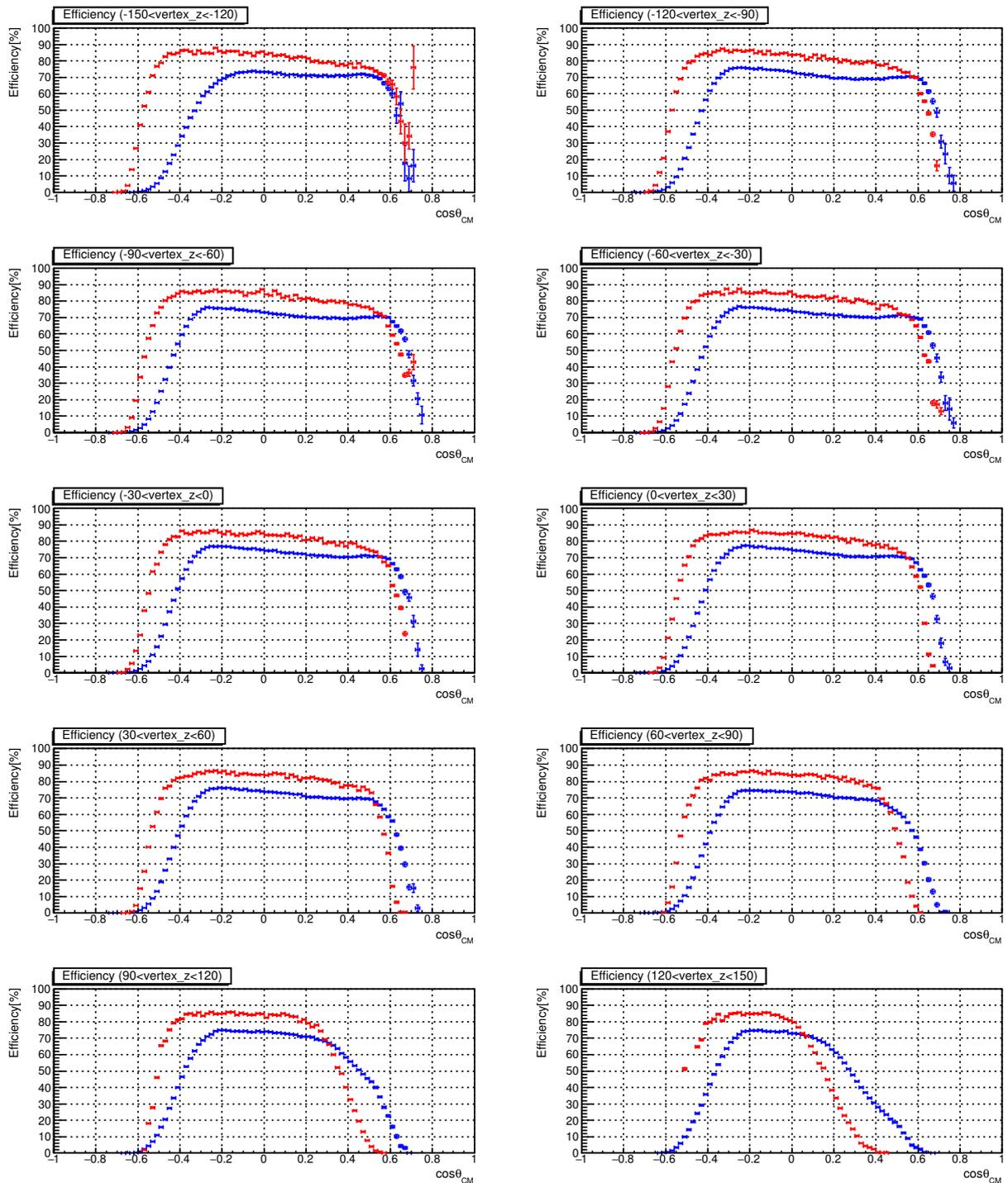


図 5.10: 実験データとシミュレーションによる検出効率の見積もり差異。青線が実験データ、赤線が Geant4 シミュレーションでの pp 散乱によって見積られた検出効率である。シミュレーションの方がおよそ 10% 程度優れて見える傾向にある。また、アクセプタンスの端、特に陽子のエネルギーが小さい方は実験データとシミュレーションで振る舞いが異なる。

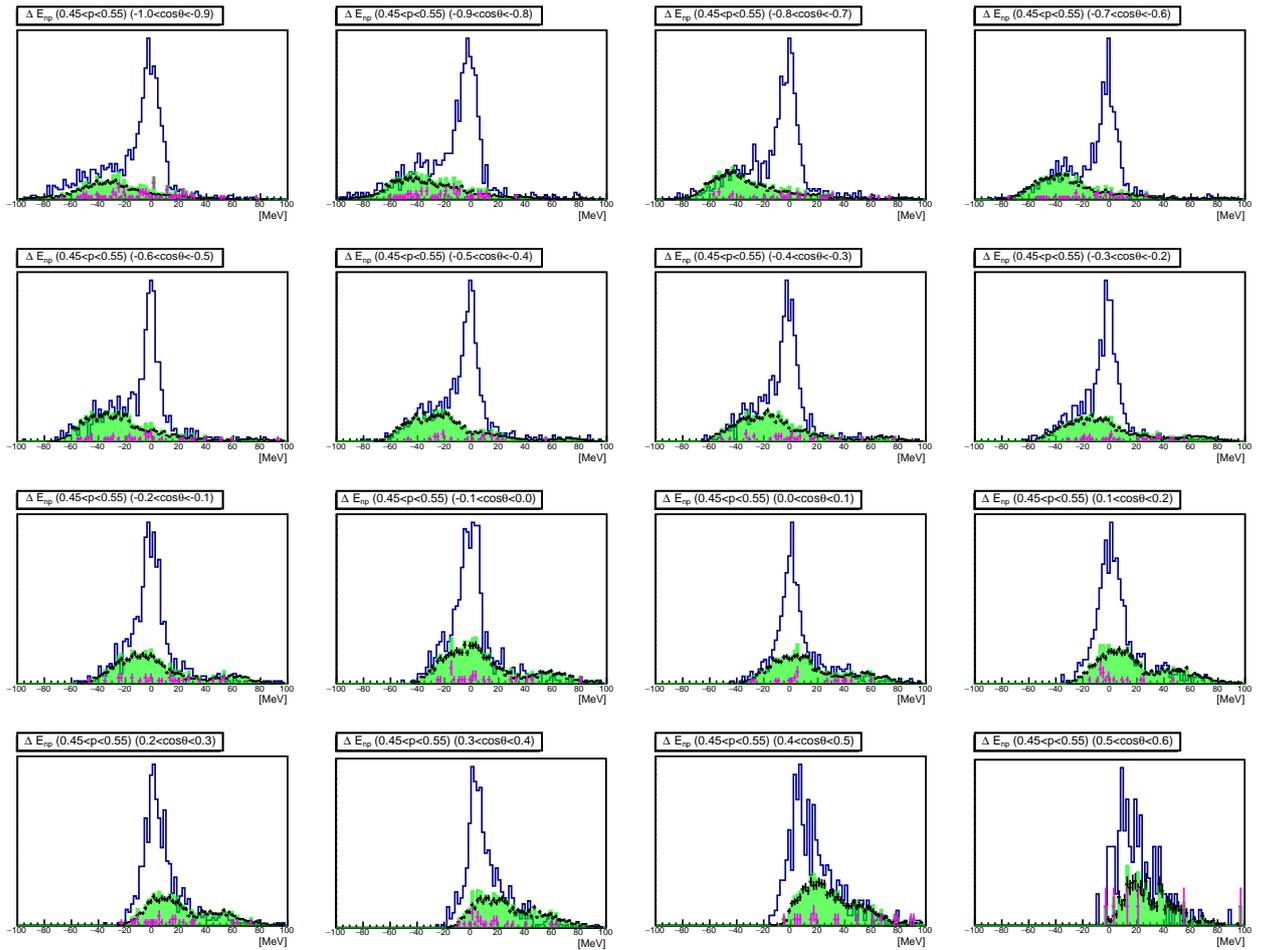


図 5.11: np 散乱の各散乱角度における ΔE_{np} 分布とバックグラウンドの見積り。青線で示されるピークは実験データから得られた ΔE_{np} 分布である。また、他の散乱由来のバックグラウンドを黒点、散乱 K^+ の誤識別由来のバックグラウンドを紫点、両バックグラウンドを足し合わせた総合的なバックグラウンドを緑で示している。

よるバックグラウンドである。このバックグラウンドの見積りについては Geant4 シミュレーションによって再現する。 ΔE_{np} 分布の負の領域は陽子のエネルギー損失によってテールを引き得るので、その影響が無い ΔE_{np} 分布の正の領域が合うようにイベント数を規格化する。二つ目は散乱 K^+ を誤識別したイベントに対して ΔE_{np} を計算したことによるバックグラウンドである。このバックグラウンドの見積りについては質量二乗分布において散乱 K^+ のサイドバンド ($0.10 < \text{MassSquare}[\text{GeV}^2/c^4] < 0.15$ 及び $0.40 < \text{MassSquare}[\text{GeV}^2/c^4] < 0.50$) のイベントに対して ΔE_{np} を計算することで再現する。イベント数は質量二乗分布において散乱 K^+ のピークの下に見積もられるアクシデンタルバックグラウンドの数で規格化する。

バックグラウンドの見積りの一例として、0.45-0.55 MeV の運動量領域におけるアクセプタンス内の各散乱角度での ΔE_{np} 分布と推定されたバックグラウンドを図 5.11 に示す。それぞれ黒点が他の散乱由来のバックグラウンド、紫点が散乱 K^+ の誤識別由来のバックグラウン

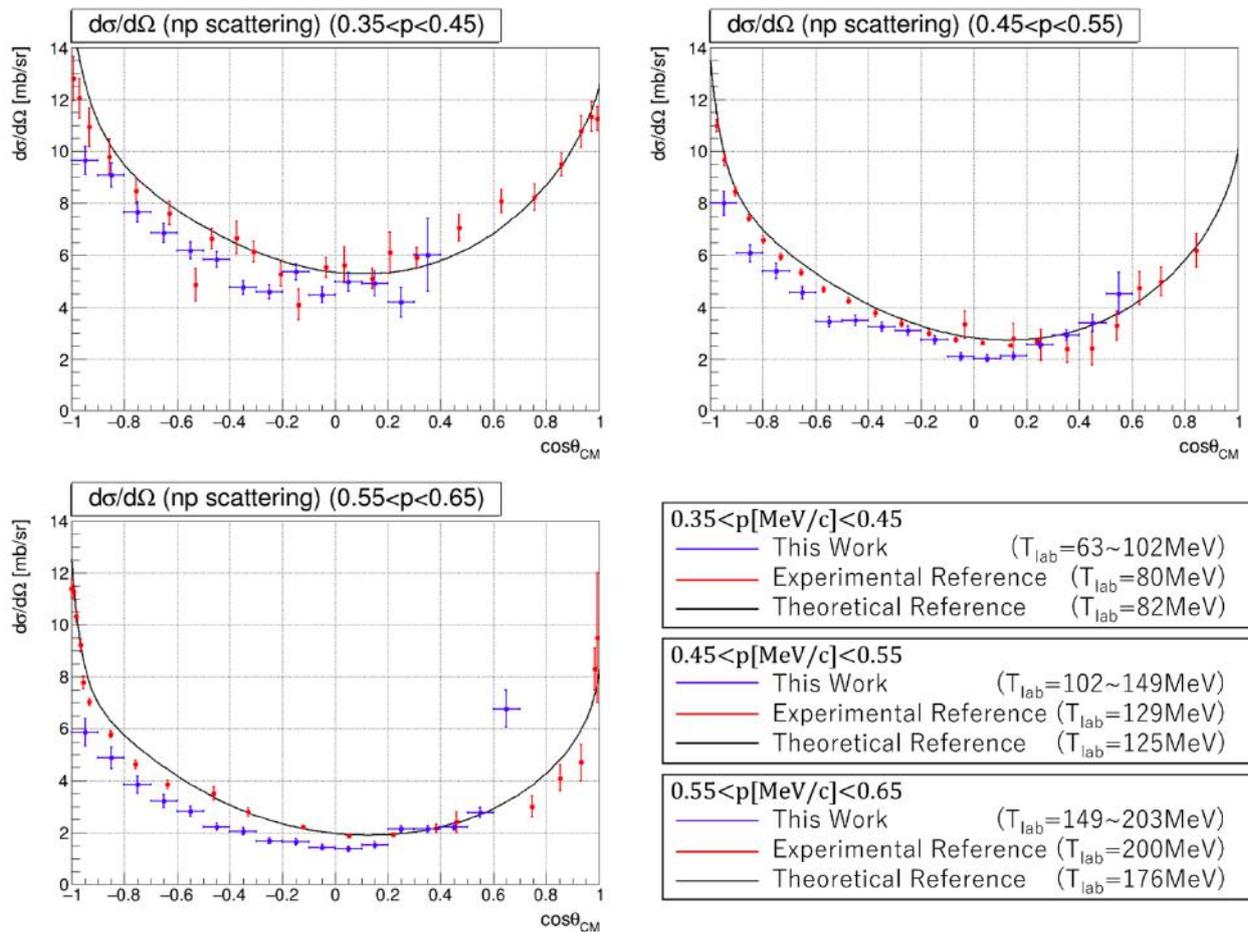


図 5.12: np 弾性散乱の微分断面積。本実験値を青点で示し、比較として過去実験 [20][21][22] の値を赤点、PWA93 モデルによる理論計算値 [18] を黒線で併記してある。

ドであり、両バックグラウンドを足し合わせた総合的なバックグラウンドを緑で示している。Geant4 シミュレーションではハイペロンに関する散乱事象を等方的に生成しているため、実際の散乱事象の角度分布と異なる可能性がある。しかしながら、見積もられたバックグラウンドは各散乱角度で実際の ΔE_{np} 分布におけるバックグラウンドを良く再現しており、バックグラウンドの見積もりに対するこの不定性の影響は小さいと考えられる。

5.2.4 np 弾性散乱の微分断面積

推定されたバックグラウンドを差し引いた検出数に対して検出効率の補正を加えることで微分断面積を導出する。ただし、検出効率が極端に小さいところでは検出数の僅かな違いが微分断面積に大きく影響を及ぼすため、そのようなイベントは始めからカウントせず、ビーム量からも除外している。

こうして得られた各運動量領域での np 散乱の微分断面積を図 5.12 に青点で示す。誤差は統計誤差、検出効率の誤差、ビーム量の誤差、そしてバックグラウンドの見積り誤差に

ついてそれぞれ考慮している。比較として過去実験における微分断面積の計測値を赤点、PWA93モデルによる理論計算値 [18] を黒線で併記しており、それぞれ $0.35\text{-}0.45\text{ MeV}/c$ ($63 < T_{lab}[\text{MeV}] < 102$) の運動量領域では $T_{lab}=80\text{ MeV}$ の過去実験値 [20] と $T_{lab}=82\text{ MeV}$ の理論計算値、 $0.45\text{-}0.55\text{ GeV}/c$ ($102 < T_{lab}[\text{MeV}] < 149$) の運動量領域では $T_{lab}=129\text{ MeV}$ の過去実験値 [21] と $T_{lab}=125\text{ MeV}$ の理論計算値、 $0.5\text{-}0.65\text{ MeV}/c$ ($149 < T_{lab}[\text{MeV}] < 203$) の運動量領域では $T_{lab}=200\text{ MeV}$ の過去実験値 [22] と $T_{lab}=176\text{ MeV}$ の理論計算値を参照している。導出された微分断面積は参照値の角度依存性を良く再現しており、運動量の上昇に伴って断面積が小さくなっている様子も確認できる。前述したように Geant4 シミュレーションでの検出効率の見積もりでは、実際よりも優れて見える傾向があり、アクセプタンスの端 (特に陽子のエネルギーが小さい側) では実際と振る舞いが異なっている。このことを踏まえると全体的に参照値よりも値が小さい傾向があり、陽子のエネルギーが小さい、すなわち、 $\cos\theta_{CM}$ が大きいところで過去実験との違いが大きくなっていることも説明できる。以上より、検出効率の見積りに課題は残るものの微分断面積の導出手法の有効性を実証することができ、 ΣN 系に向けて微分断面積の導出手法を構築することができた。

この結果をうけて今年の二月に行われるビームタイムではより広い運動量領域の陽子ビームのデータを取得する予定であり、 Σp 弾性散乱の微分断面積の導出時には Geant4 シミュレーションの見積りに対して実験データからフィードバックをかけて検出効率をより現実に即して見積ることを考えている。

第6章 まとめと今後

我々はクォークパウリ効果の検証と ΣN 相互作用の系統的理解を目的とした J-PARC での $\Sigma^- p$ 散乱実験を行った。本実験は液体水素標的と運動学による同定手法を組み合わせた新しい $\Sigma^- p$ 散乱実験である。本論文では本実験データを用いて、微分断面積導出までの一連の解析手法の構築を行った。

始めに Σ^- 生成事象の同定を行った。時間測定用カウンターの波高補正や運動量と TOF 検出器の dE/dx の相関によるカットを通じて散乱 K^+ の識別精度を向上させ、 Σ^- 生成事象の同定におけるバックグラウンドを解析前の半分程度にまで抑えた。 Σ^- の収量については先行実験のおよそ百倍の 15.0 M と見積もられた。これらの Σ^- 生成事象に対して本実験用に開発された CATCH 検出器群を用いて ΔE 法を適用することで $\Sigma^- p$ 散乱事象を行った。その統計数は $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応については 1168 ± 50 イベント程度、 $\Sigma^- p$ 弾性散乱については 2131 ± 115 イベント程度と見積もられ、過去実験に対して圧倒的に優れた統計数を確認できた。

さらに、微分断面積の導出に必要な Σ^- ビームの標的中での総飛距離を求めた。生成点と運動量ベクトルの情報から崩壊確率に従ってモンテカルロシミュレーションを行うことで見積り、総飛距離は全体で 19.26×10^6 cm となった。本実験で得られた Σ^- の収量では、シミュレーションの試行毎に見積もられた総飛距離のふらつきは 0.1% 以下であり、導出手法による Σ^- ビーム量の不定性は限り無く小さいことが分かった。また、系統誤差については Σ^- 生成事象の誤識別の影響、 Σ^- ビーム運動量の系統誤差による影響、vertex 分解能による影響についてそれぞれ考察し、全体として総合的な誤差は 2.5% 程度であると見積もられた。微分断面積の目標統計誤差 10% に対して良い精度で総飛距離を推定できていると考えられる。

最後に NN 系の微分断面積を過去実験と比較することで導出手法の有効性を確認した。pp 散乱について標的に照射した陽子ビームによる散乱陽子を CATCH 検出器群で計測することで微分断面積を導出した。検出効率は実験データから見積り、ビーム量は一般的な実験と同様にスケーラーで得られた値を用いた。そのため、検出効率やビーム量の不定性は小さく、実際に得られた微分断面積の過去実験との良い一致は CATCH 検出器群の微分断面積に対する十分な測定精度を示している。続いて np 散乱について生成 Σ^- から崩壊した中性子をビームとして使用し、標的陽子と弾性散乱したイベントを ΔE 法によって同定することで微分断面積を導出した。ビームの総飛距離はトラッキングから得られた Σ^- 崩壊点と中性子の運動量ベクトルから見積り、検出効率は Geant4 シミュレーションによって見積った。また、 ΔE 分布に存在するバックグラウンドを Geant4 シミュレーションによって再現し、検出数から差し引いた。アクセプタンスの見積りに対する課題はあるものの得られた微分断面積は過去実験の角度

依存性及び運動量の上昇に伴う断面積の減少を良く再現しており、導出手法の有効性を示すことに成功した。以上から、ほとんど同様の手法を用いる Σ^-p 散乱についても微分断面積の導出が可能であり、本実験から ΣN 相互作用の情報が得られることを示した。

今後の課題は大きく二点ある。一つ目は検出効率をより現実に見積ることである。今年の二月に行われるビームタイムで取得する広い運動量領域の陽子ビームのデータを利用して、Geant4 シミュレーションの見積りに対して実験データからフィードバックをかけることが有効であると考えられる。二つ目はカット条件の最適化である。 Σ^-p 散乱では散乱事象の同定にカット条件を要求するため、微分断面積を導出にはカット効率を考慮する必要がある。したがって、統計数とバックグラウンドの量、そしてカット効率の見積りの不定性の三点の兼ね合いからカット条件を最適化することが必要だと考えられる。

謝辞

本論文の執筆にあたって、数多くの方にお世話になりました。深く感謝申し上げます。

三輪浩司准教授には研究活動全てにおいて面倒を見ていただき、多大なるご助力を賜りました。まるで知識の無い自分に呆れることなく一から丁寧に研究について教えていただき、心より感謝いたします。また、E40 実験を一から立ち上げて実現に至るまで遂行したことに尊敬の念を禁じ得ません。この実験に関わり、実データの解析を行えたことで私の修士生活はとても実りあるものになりました。二年間ありがとうございました。

田村裕和教授には解析や論文に対する助言をいただき、物理についても授業やセミナー等を通じてご教授いただきました。原子核物理業界を牽引する田村教授の指導を受けることができたのは僕の人生において貴重な財産です。

本多良太郎助教にはグループミーティングの場で解析手法やプログラミング、スライドの作り方など多岐に渡って熱心なコメントをいただきました。それらが私の成長の一助となり、研究を進捗させることができました。ありがとうございました。

中村哲教授、金田雅司助教、永尾翔助教は研究室ミーティングを通じて多くの助言や激励の言葉をいただきました。ありがとうございました。

大学の先輩である藤田真奈美特任助教、外山裕一氏、叶内萌香氏、石川勇二氏、板橋浩介氏には研究報告などを通じて多くのことを学ばせていただきました。また、外山氏、石川氏、板橋氏と研究室のプロジェクターを用いて徹夜で映画鑑賞したのは良い息抜きになりました。

大学の同期である荒巻昂氏と上原圭太氏とはときに研究について話し合い、ときに雑談を交わしながら切磋琢磨し合いました。特に荒巻氏とは共に深夜まで論文執筆に勤しむ日が多々あり、一人では無いということが私の中で非常に支えになっていました。感謝しています。

大学の後輩である坂尾珠和氏、梶川俊介氏、奥山和樹氏、秋山タケル氏には後輩でありながら学ぶことも多く、研究に対する良い刺激を受けました。特に同じグループの坂尾氏には頭が上がりません。

同じグループの先輩である藤岡徳菜氏には解析や E40 についてなど多くのことを教えていただき、熱心に研究に励む姿勢を尊敬していました。卒業後も大学に差し入れを持って来てくださったり、激励の言葉をいただいたりなど労っていただき、大変ありがとうございました。

KEK の赤澤雄也博士研究員と京都大学の七村拓野氏とは共に E40 の実験データの解析を行い、私が不明点を尋ねると快く教えてくださいました。お二人のご協力無しには本論文の完成には至りませんでした。とても感謝しています。

大阪大学の中田祥之氏、星野寿春氏、永富亮平氏には主に J-PARC でお世話になりました。

中田氏には何も知らない自分に現場での業務や検出器について丁寧に教えていただきました。星野氏は DAQ などについて教えてくださり、また、持ち前の明るい雰囲気場で場を和ませてくれました。永富氏とは同期として気兼ねなく話すことができ、おかげで楽しい研究生活を送ることができました。

また、J-PARC の出張時には多くの方にお世話になりました。温かく自分を受け入れていただき、大変ありがとうございました。

さらに、E40 で論文を執筆し、卒業した先輩におかれましてはその論文を通じて多くのことを学ばせていただきました。皆様のご活躍によって繋がれたバトンの上に本実験が成り立っており、10年のときを超えて proposal に記載された解析を今自分が行えているのだと思うと胸が熱くなりました。皆様に深く感謝し、尊敬いたします。

最後に、両親や祖父母には私の進路に理解を示していただき、多大なるご支援をいただきました。学部では部活にあけくれ、修士では研究に没頭することができたのはひとえに家族の協力があつたからです。本当にありがとうございました。来年からは少しずつその恩を返していけるように精一杯励んでいきます。

参考文献

- [1] M. Nagels, T. Rijken, and J. de Swart, Phys. Rev., D15 (1977), 2547 - 2564
- [2] M. M. Nagels et al., Phys. Rev. D15 (1977) 2547; D20 (1979) 1633; P. M. Maessen et al., Phys. Rev. C40 (1989) 2226; Th. A. Rijken et al., Nucl. Phys. A547 (1992) 245c.
- [3] M. Oka and K. Yasaki, Quarks and Nuclei, ed. W. Weise, Vol 1 (World Scientific, 1984) 489; K. Yazaki, Nucl. Phys. A479 (1988) 217c; K. Shimizu, Nucl. Phys. A547 (1992) 265c.
- [4] T. Inoue et al., HAL QCD collaboration, arXiv:1007:3559 [hep-lat]
- [5] T. A. Rijken, Prog. of Theor. Phys. Suppl. 185 (2010) 14
- [6] Y. Fujiwara et al., Prog. in Part. and Nucl. Phys. 58 (2007) 429
- [7] J. Haidenbauer, et al., Nucl. Phys. A 915 (2013) 24-58
- [8] F.Eisele, et al., H. Filthuth, W. Foehlich, V. Hepp, and Gunter Zech. Phys. Lett., Vol B37, (1971) pp. 204-206
- [9] J.K. Ahn et al. Nucl. Phys. A 648 (1999) pp. 263-279.
- [10] Y. Kondo et al. Nucl. Phys. A 676 (2000) 371
- [11] J.K. Ahn et al. Nucl. Phys. A 761 (2005) 41.
- [12] K.Miwa et al, " Measurement of the cross sections of Σp scattering" , Proposal an experiment at 50-GeV PS
- [13] 池田 迪彦. シグマ陽子散乱実験のための BGO カロリーメータシステムの構築. Master's thesis, 東北大学大学院, 理学研究科物理学専攻, 2016
- [14] 松本 祐樹. J-PARC 大強度ビームトラッキング用ファイバー検出器の開発. Master's thesis, 東北大学大学院, 理学研究科物理学専攻, 2013
- [15] 藤岡 徳菜. 大強度 π ビームを用いた新たな $\Sigma^- p$ 散乱実験手法の構築. Master's thesis, 東北大学大学院, 理学研究科物理学専攻, 2018
- [16] 小林 和矢. Σp 散乱実験用エアロゲルチェレンコフ検出器の開発. Master's thesis, 大阪大学大学院, 理学研究科物理学専攻, 2016
- [17] O.I. Dahl et al. Phys. Rev. 163 (1967) 1377-1429
- [18] NN-online "http://nn-online.org/"
- [19] C. Caverzasio et al., J. Phys. Radium 22 (1967), 628
- [20] J.P. Scanlon et al., Nucl. Phys. 41 (1963), 401
- [21] V.J. Howard et al., Nucl. Phys. A218 (1974), 140-150

- [22] Yu.M. Kazarinov et al., Sov. Phys. JETP 16 (1963), 26
- [23] 本多 良太郎. マルチファイバー飛跡検出器による陽子測定システムを用いた Σp 散乱実験. Master's thesis, 東北大学大学院, 理学研究科物理学専攻, 2010
- [24] 赤澤 雄也. シグマ陽子散乱実験のための散乱陽子検出器群の開発. Master's thesis, 東北大学大学院, 理学研究科物理学専攻, 2013
- [25] 塩崎 健弘. Σp 散乱実験のための MPPC 多チャンネル読み出しシステムの開発. Master's thesis, 東北大学大学院, 理学研究科物理学専攻, 2014
- [26] 星野 寿春. シグマ陽子散乱実験のための汎用 FPGA を用いたトリガーシステムの開発. Master's thesis, 大阪大学大学院, 理学研究科物理学専攻, 2018
- [27] Y. AKAZAWA, Development and application of a Cylindrical Active Tracker and Calorimeter system for Hyperon-proton scattering "CATCH". Doctor's thesis, Graduate of School of Science, Department of Physics, Tohoku University, 2018

付録 A 各散乱事象における ΔE の導出

ここでは、各散乱事象における ΔE を導出する際に用いる運動学の計算方法を述べる。ここで、運動学を解くために我々が用いることのできる計測量を確認しておく。まず、二つのスペクトロメータから得られる Σ^- の運動量ベクトルである。このとき絶対値は前章で述べたように K^+ の散乱角によって決定している。そして、CATCH 検出器群から得られる陽子及び π^- のベクトルである。このとき、陽子は BGO カロリメータによって運動量も求められるが、 π^- は貫通してしまうため、方向しか分からないことに注意が必要である。

A.1 $np \rightarrow np$ 弾性散乱

$\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ 反応によって液体水素標的中で生成された Σ^- が崩壊し ($\Sigma^- \rightarrow \pi^- + n$)、崩壊先の中性子がさらに標的陽子と散乱することで np 散乱事象は生じる。

まず、 Σ^- の運動量ベクトルと π^- のベクトル情報から中性子の運動量ベクトルを導出する。CATCH で計測した π^- を Σ^- が崩壊したものと仮定すれば、 π^- の放出角度 θ_π を用いて π^- の運動量 p_π は次のように書ける。

$$p_\pi = \frac{Ap_\Sigma \cos \theta_\pi + \sqrt{D}}{2(E_\Sigma^2 - p_\Sigma^2 \cos^2 \theta_\pi)} \quad (6.1)$$

ここで、

$$A = M_\Sigma^2 + M_\pi^2 - M_n^2 \quad (6.2)$$

$$D = (Ap_\Sigma \cos \theta_\pi)^2 - (E_\Sigma^2 - p_\Sigma^2 \cos^2 \theta_\pi)(4E_\Sigma^2 M_\pi^2 - A^2) \quad (6.3)$$

であり、 $D > 0$ のとき、 p_π の解が存在する。得られた π^- の運動量から、中性子の運動量ベクトルが $\vec{p}_n = \vec{p}_\Sigma - \vec{p}_\pi$ と求まる。

そして、中性子の運動量ベクトルと陽子のベクトル情報から陽子の全エネルギー E_{calc} を導出する。CATCH で計測した陽子を中性子と散乱したものと仮定すれば、陽子の散乱角度 θ_p を用いて陽子の全エネルギー E_{calc} は次のように書ける。

$$E_{calc} = \frac{2M_p p_n^2 \cos^2 \theta_p}{(E_n + M_p)^2 - p_n^2 \cos^2 \theta_p} \quad (6.4)$$

このように np 散乱を仮定した運動学から陽子の全エネルギー E_{calc} が導出された。この E_{calc} を BGO カロリメータで実測した陽子の全エネルギー $E_{measure}$ から差し引くことで ΔE_{np} が求まる。

A.2 $\pi^- p \rightarrow \pi^- p$ 弾性散乱

$\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ 反応によって液体水素標的中で生成された Σ^- が崩壊し ($\Sigma^- \rightarrow \pi^- + n$)、崩壊先の π^- がさらに標的陽子と散乱することで $\pi^- p$ 散乱事象は生じる。この反応では Λ の運動量について BGO カロリメータで実測した陽子の全運動エネルギーから得られる $p_{\Lambda_measure}$ と運動学によって計算される p_{Λ_calc} を比較することで評価する。

まず、BGO カロリメータで実測した陽子の全運動エネルギーから得られる π^- の運動量について考える。得られた陽子の全運動エネルギーから陽子の運動量 p_p が得られる。さらに、CATCH で測定された陽子と π^- が $\pi^- p$ 散乱によるものと仮定すれば、二つの粒子のベクトルが成す角 $\theta_{\pi p}$ を用いて散乱 π^- の運動量 $p_{\pi'}$ は次のように書ける。

$$p_{\pi'} = \frac{Ap_p \cos \theta_{\pi p} + (E_p - M_p)\sqrt{D}}{(E_p - M_p)^2 - p_p^2 \cos^2 \theta_{\pi p}} \quad (6.5)$$

ここで、

$$A = E_p M_p - M_p^2 \quad (6.6)$$

$$D = M_\pi^2 (p_\pi^2 \cos^2 \theta_{\pi p} - (E_p - M_p)^2) + A^2 \quad (6.7)$$

であり、 $D > 0$ のとき、 p_π の解が存在する。得られた散乱 π^- の運動量から、崩壊 π^- の運動量ベクトルが $\vec{p}_\pi = \vec{p}_p + \vec{p}_{\pi'}$ と求まる。このときの絶対値 $|\vec{p}_\pi|$ を $p_{\pi_measure}$ とする。

次に、運動学によって計算される崩壊 π^- の運動量について考える。先ほど導出した崩壊 π^- のベクトル情報だけ用いて、 Σ^- との散乱角 θ_π を求める。この角度と Σ^- の運動量ベクトルのみを用いて Σ^- の崩壊を仮定したとき、 π^- の運動量 p_{π_calc} は式 (6.1)、式 (6.2)、式 (6.3) と同様に計算できる。こうして得られた $p_{\pi_measure}$ から p_{π_calc} を差し引くことで $\Delta p_{\pi p}$ が求まる。

A.3 $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 非弾性散乱

$\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ 反応によって液体水素標的中で生成された Σ^- がさらに標的陽子と反応を起こすことで $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応は生じる。この反応では Λ の運動量について BGO カロリメータで実測した陽子の全運動エネルギーから得られる $p_{\Lambda_measure}$ と運動学によって計算される p_{Λ_calc} を比較することで評価する。

まず、BGO カロリメータで実測した陽子の全運動エネルギーから得られる Λ の運動量について考える。得られた陽子の全運動エネルギーから陽子の運動量 p_p が得られる。さらに、CATCH で測定された陽子と π^- が Λ が崩壊したものと仮定すれば、二つの粒子のベクトルが成す角 $\theta_{\pi p}$ を用いて崩壊 π^- の運動量 p_π は次のように書ける。

$$p_\pi = \frac{Ap_p \cos \theta_{\pi p} + \sqrt{D}}{2(E_p^2 - p_p^2 \cos^2 \theta_{\pi p})} \quad (6.8)$$

ここで、

$$A = M_\Lambda^2 - M_p^2 - M_\pi^2 \quad (6.9)$$

$$D = (Ap_p \cos \theta_{\pi p})^2 - (E_p^2 - p_p \cos^2 \theta_{\pi p})(4E_p^2 M_\pi^2 - A^2) \quad (6.10)$$

であり、 $D > 0$ のとき、 p_π の解が存在する。得られた π の運動量から、 Λ の運動量ベクトルが $\vec{p}_\Lambda = \vec{p}_p + \vec{p}_\pi$ と求まる。このときの絶対値 $|\vec{p}_\Lambda|$ を $p_{\Lambda_measure}$ とする。

次に、運動学によって計算される Λ の運動量について考える。先ほど導出した Λ のベクトル情報だけ用いて、 Σ^- との散乱角 θ_Λ を求める。この角度と Σ^- の運動量ベクトルのみを用いて $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ 反応を仮定したとき、 Λ の運動量 p_{Λ_calc} は次のように書ける。

$$p_{\Lambda_calc} = \frac{Ap_\Sigma \cos \theta_\Lambda + (E_\Sigma + M_p)\sqrt{D}}{2((E_\Sigma + M_p)^2 - p_\Sigma^2 \cos^2 \theta_\Lambda)} \quad (6.11)$$

ここで、

$$A = M_\Sigma^2 + M_\Lambda^2 + M_p^2 - M_n^2 - 2E_\Sigma M_p \quad (6.12)$$

$$D = 4M_\Lambda^2(p_\pi^2 \cos \theta_\Lambda - (E_\Sigma + M_p)^2) + A^2 \quad (6.13)$$

であり、 $D > 0$ のとき、 p_{Λ_calc} の解が存在する。こうして得られた $p_{\Lambda_measure}$ から p_{Λ_calc} を差し引くことで $\Delta p_{\Lambda_measure}$ が求まる。

A.4 $\Sigma^- p \rightarrow \Sigma^- p$ 弾性散乱

$\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ 反応によって液体水素標的中で生成された Σ^- がさらに標的陽子と散乱することで $\Sigma^- p$ 散乱事象は生じる。

Σ^- の運動量ベクトルと陽子のベクトル情報から陽子の全エネルギーを導出する。CATCHで計測した陽子を Σ^- と散乱したものと仮定すれば、陽子の散乱角度 θ_p を用いて陽子の全エネルギー E_{calc} は次のように書ける。

$$E_{calc} = \frac{2M_p p_\Sigma^2 \cos^2 \theta_p}{(E_\Sigma + M_p)^2 - p_\Sigma^2 \cos^2 \theta_p} \quad (6.14)$$

このように $\Sigma^- p$ 散乱を仮定した運動学から陽子の全エネルギー E_{calc} が導出された。BGO カロリメータで実測した陽子の全エネルギー $E_{measure}$ から E_{calc} を差し引くことで $\Delta E_{\Sigma p}$ が求まる。