

2022年度 卒業論文

ALICE実験Run 3におけるハイペロン同定能の
シミュレーションによる評価

2023年2月8日

指導教員 山口 頼人 准教授

主査 山口 頼人 准教授

副査 高橋 徹 准教授

広島大学

クォーク物理学研究室

学籍番号 B193885

名前 山田 蓮斗

概要

高エネルギー重イオン衝突実験は、高温高密度クォーク物質研究にとどまらず、基本的なハドロン間相互作用研究においても新たな研究の場として注目されている。 s クォークを含むバリオン（ハイペロン）は不安定なため、ビームや標的として用いることが難しく、一般的な散乱実験ではハイペロン間相互作用測定が困難である。1回の衝突で大量のハイペロンが生成される高エネルギー重イオン衝突実験は、ハイペロン間相互作用が測定できる現時点で唯一の実験の場となっている。ハイペロンは弱い相互作用で崩壊してしまうため、崩壊粒子を用いて再構成しなければならないが、LHC エネルギーでの1回の重イオン衝突では、数千個の荷電粒子が生成するため、高検出効率かつ高純度でのハイペロン再構成が挑戦的課題となる。ALICE 実験は、大規模検出器増強を完了し、2022年4月より開始した LHC Run 3 では荷電粒子飛跡決定能が強化されたため、ハイペロン同定能の向上が期待できる。本研究では、刷新された ALICE 実験解析フレームワークでハイペロン再構成解析コードを作成し、2023年秋に行う重イオン衝突実験に向けて、シミュレーションデータを用いて現在の ALICE 検出器の横運動量分解能などの単粒子飛跡決定能をはじめ、ハイペロン崩壊粒子同士の最近接距離などのハイペロン再構成における重要パラメータ、およびハイペロンの検出効率、純度についての評価を行った。

目次

第1章 序論	4
1.1 量子色力学とクォーク・グルーオンの相互作用	4
1.2 ハドロンとクォーク模型	5
1.2.1 メソン9重項	6
1.2.2 バリオン8重項と10重項	7
1.3 ハドロン間相互作用とその研究	8
1.4 高エネルギー重イオン衝突実験	9
1.5 本研究の目的	9
第2章 実験装置	11
2.1 LHC 加速器	11
2.2 ALICE 実験	12
2.2.1 検出器アップグレード	13
第3章 解析方法	15
3.1 荷電粒子飛跡再構成	15
3.1.1 飛跡再構成	15
3.1.2 荷電粒子の同定-PID	15
3.2 ハイペロン再構成	17
3.2.1 不変質量分布	17
3.2.2 崩壊飛跡の幾何学的条件	18
3.3 シミュレーションデータ	19
第4章 結果と考察	20
4.1 荷電粒子飛跡決定能	20
4.1.1 角度分解能	20
4.1.2 DCA 分布	22
4.1.3 横運動量分解能	22
4.2 ハイペロン同定能	23
4.2.1 V_0 粒子選択基準を揃えての同定能の比較	23
4.2.2 カットパラメータの解析	25
第5章 まとめ	29
5.1 結論	29
5.2 今後の課題と展望	29
謝辞	30

図目次

1.1	α_s の Q 依存性	5
1.2	ハドロンの分類	5
1.3	メソン 9 重項	7
1.4	バリオン 8 重項と 10 重項	7
1.5	2 粒子相関関数による相互作用の測定法	8
1.6	ALICE 実験によって測定された p - Ξ^- と p - Ω^- の相関関数	9
1.7	高エネルギー重イオン衝突におけるハイペロン間相互作用研究の方法の模式図	10
2.1	LHC 全体図	11
2.2	ALICE 検出器全体図	12
2.3	ITS のアップグレード	13
3.1	TPC で測定されたエネルギー損失の分布	16
3.2	粒子 X が粒子 1 と粒子 2 に崩壊する模式図	17
3.3	V_0 崩壊と幾何学的観測量	18
4.1	Run 3 での ϕ 分解能	21
4.2	ϕ 分解能の比較	21
4.3	DCA 分布の比較	22
4.4	横運動量分解能の比較	23
4.5	Λ 粒子 (Anti Λ を含む) の不変質量分布	24
4.6	Λ 粒子再構成における PCA 分布	25
4.7	Λ 粒子再構成における PCA 分布の比較	26
4.8	PCA カットにおける純度と検出効率の比較	26
4.9	Λ 粒子再構成における CosPA 分布	27
4.10	Λ 粒子再構成における CosPA 分布の比較	27
4.11	CosPA カットにおける純度と検出効率の比較	28

表目次

1.1	4 つの基本相互作用と媒介する粒子	4
1.2	代表的なハドロンとその質量	6

1.3	クォークの量子数	6
2.1	ITS の主なアップグレード内容	13
3.1	本研究で用いた鉛-鉛衝突シミュレーションデータの詳細	19
4.1	荷電粒子飛跡の選択基準	20
4.2	Λ 粒子の選択基準	23
4.3	シミュレーション設定と Λ 粒子同定能の結果	24

第 1 章 序論

1.1 量子色力学とクォーク・グルーオンの相互作用

自然界には 4 つの基本相互作用、「強い相互作用」、「電磁相互作用」、「弱い相互作用」、「重力相互作用」があることが知られている。これらの“基本相互作用”は、クォーク・レプトンの中で、それぞれの相互作用に対するゲージボソン（表 1.1）が交換されることにより力がはたらくものと考えられている。どのゲージボソンが交換可能となるかは、クォーク・レプトンが各ゲージボソンと結合できるチャージ（電荷）を持っているかどうかで決定される [1]。

量子色力学（Quantum Chromo Dynamics, QCD）は”カラーチャージ”と呼ばれる量子数を持つクォークの間に働く強い相互作用を記述する理論である。クォークのカラーチャージには R（赤）、B（青）、G（緑）の 3 つがあり、反クォークは反カラー（ \bar{R} (C)、 \bar{B} (M)、 \bar{G} (Y))）をもつ。クォーク間の強い相互作用を媒介するゲージボソンは”グルーオン”と呼ばれ、カラーと反カラーを 1 つずつ運ぶ。グルーオンが担うカラーチャージには 8 つの組み合わせが存在する [2]。

表 1.1: 4 つの基本相互作用と媒介する粒子 [3]

力	ゲージボソン	数	質量	電荷	スピン
強い相互作用	グルーオン	8	0	0	1
弱い相互作用	W 粒子	2	80.39 GeV	± 1	1
	Z 粒子	1	91.19 GeV	0	1
電磁相互作用	光子	1	0	0	1
重力相互作用	重力子?	1	?	0	?

電磁相互作用を媒介する光子は、電荷を持たないため光子同士は相互作用しないが、強い相互作用を媒介するグルーオンは、自身がカラーチャージを持つためグルーオン同士は直接相互作用することができる。このグルーオンの自己結合の存在は、QCD の重要な性質である、“漸近的自由性”を導く。漸近的自由性とは、簡単に言うと、近距離ではカラーチャージによる相互作用がどんどん小さくなるというものである。QCD の実効結合定数 α_s （相互作用の強さ、量子電磁力学では有効電荷に相当するもの）は、摂動計算によると、その第 1 項は運動量移行 Q （相互作用により移行する 4 元運動量）の関数として次式で与えられる [4]:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \cdot \ln(Q^2/\Lambda^2)} \quad (1.1)$$

ここで n_f は関与するクォークの種類の数である。質量の大きなクォークの仮想的なクォーク-反クォーク対は寿命が大変短く、また短距離のみで起こる。したがって Q^2 が大変大きな場合のみ分解され得る。このような理由により n_f は Q^2 の値によって変わり、3 から 6 の間の値をとる。パラメータ Λ は QCD の唯一の自由なパラメータである。QCD による予測値と実験データを比べることによって決められるべきものであり、その値は $\Lambda \approx 250$ MeV である。

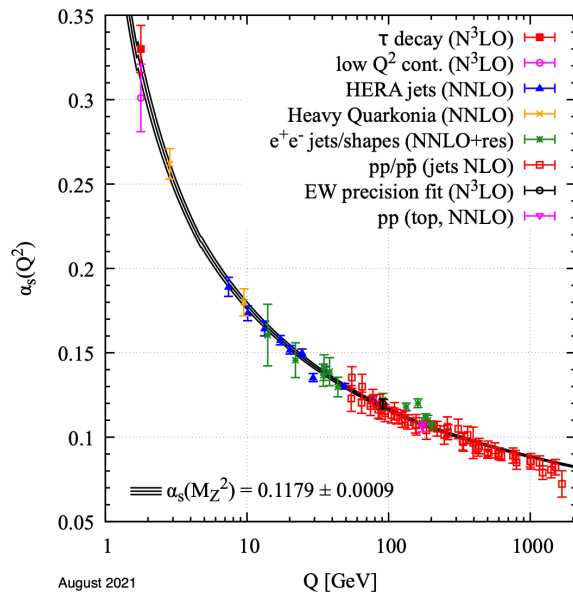


図 1.1: α_s の Q 依存性

QCD による摂動計算を行うためには、 α_s が十分小さくならなくてはならない。運動量移行が Λ に比べて十分小さいとき（高エネルギースケール、近距離領域）、この条件が満たされ、摂動論による記述が可能となる。一方、低エネルギースケール（遠距離領域）では QCD の結合は強くなり、摂動論的な記述は不可能となる。このような領域ではクォークやグルーオンはハドロンに束縛され、単体で取り出すことはできない。クォークの束縛状態は全て無色（カラー 1 重状態）のみが許されるため、この現象は”クォークのカラー閉じ込め”と呼ばれる [4]。

図 1.1 は α_s の Q 依存性を表した図 [5] である。黒曲線は α_s の理論計算曲線で、カラーでプロットされている点は、実験的に測定された α_s の値である。これを見ると理論とデータがよく一致していることがわかる。

Q^2 の小さい場合の QCD の近似解法としてもっとも有力な方法が格子 QCD 理論である。近年のコンピュータの発達により、格子 QCD を用いた大規模なシミュレーションによってクォークの閉じ込め機構やハドロン間相互作用を調べることが可能になった [3]。

1.2 ハドロンとクォーク模型

クォークのカラー閉じ込めにより、強い相互作用で結合した複合粒子を”ハドロン”と呼び、3つのクォークで構成されるフェルミ粒子を”バリオン”、1つのクォークと1つの反クォークで構成されるボーズ粒子を”メソン”という（図 1.2）。表 1.2 に代表的なバリオンとメソンとその質量を示す [5]。

数多くのハドロンの性質を系統的に説明するために、1964 年に Gell-Mann はクォーク

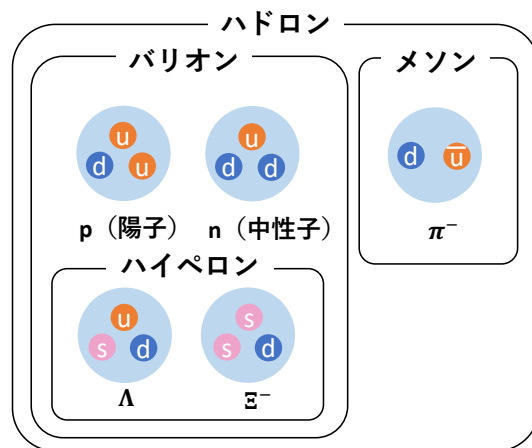


図 1.2: ハドロンの分類

模型というモデルを提唱した。クォーク模型によれば、ハドロンの性質はその構成要素であるクォークによって決定される。各クォークにはスピン $1/2$ とバリオン数 $B = 1/3$ が割り振られる。その他、加算的量子数として、電荷 Q 、アイソスピンの第 3 成分 I_3 、ストレンジネス S 、ストレンジネスに代わる新たな加算的量子数ハイパーチャージ Y を導入する。以下の関係式は Gell-Mann-西島の関係と呼ばれる：

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}, \quad Y = B + S \quad (1.2)$$

表 1.3 に u, d, s クォークが持つ量子数を示す。反クォークの加算的量子数の符号はクォークと逆になる。ハドロンの持つ量子数は構成クォークの量子数によって説明される [6]。

表 1.2: 代表的なハドロンとその質量 [5]

バリオン	質量 (MeV/c ²)	メソン	質量 (MeV/c ²)
p	938.3	π^0	135.0
n	939.6	π^\pm	139.6
Λ	1115.7	K^\pm	493.7
Σ^+	1189.4	K^0	497.6
Σ^0	1192.6	η	547.9
Σ^-	1197.4	ρ	775.3
Ξ^0	1314.9	ω	782.7
Ξ^-	1321.3	η'	957.8
Ω^-	1672.5	ϕ	1019.5

表 1.3: クォークの量子数 [6]

クォーク	スピン	B	Q	I_3	S	Y
u	$1/2$	$1/3$	$2/3$	$1/2$	0	$1/3$
d	$1/2$	$1/3$	$1/3$	$-1/2$	0	$1/3$
s	$1/2$	$1/3$	$1/3$	0	-1	$-2/3$

1.2.1 メソン 9 重項

クォーク模型において、メソンはクォークと反クォークの束縛状態であり、バリオン数は $B = 1/3 + (-1/3) = 0$ である。クォークはスピン $1/2$ を持つので、 $q\bar{q}$ 束縛状態の全内部スピンは 0 か 1 となる。全角運動量 J はスピンと $q\bar{q}$ 束縛系の相対軌道角運動量 L の和で与えられる。メソンのパリティは $P = -(-1)^L$ で与えられるため、基底状態 ($L = 0$) のメソンは以下の 2 つの状態に分かれる：

$$\begin{aligned} J^P = 0^- & \quad \text{擬スカラーメソン} \\ J^P = 1^- & \quad \text{ベクターメソン} \end{aligned}$$

クォークの 3 つのフレーバー u, d, s に対して、9 つの $q\bar{q}$ の組み合わせ (9 重項) が存在する。これらの多重項に擬スカラーメソンとベクターメソンをそれぞれ対応させたものを図 1.3 に示す。

1.2.2 バリオン 8 重項と 10 重項

クォーク模型において、バリオンは 3 つのクォークで構成され、そのバリオン数は $B = 1/3 + 1/3 + 1/3 = 1$ である。 qqq 束縛状態としてバリオンの全内部スピンは $1/2$ または $3/2$ となる。また、バリオンの基底状態のパリティは正である。

u, d, s クォークで構成される基底状態のバリオンは 18 種類存在する。これらは全角運動量 J とパリティ P によって、次の 2 つに分類される:

$$J^P = \frac{1}{2}^+ \quad \text{バリオン 8 重項}$$

$$J^P = \frac{3}{2}^+ \quad \text{バリオン 10 重項}$$

3 つの u, d, s クォークがつくる多重項構造とバリオンとの対応を図 1.4 に示す。ストレンジネスを持つ (s クォークを含む) バリオン ($\Lambda, \Sigma, \Xi, \Omega$ など) は ”ハイペロン” と呼ばれる。

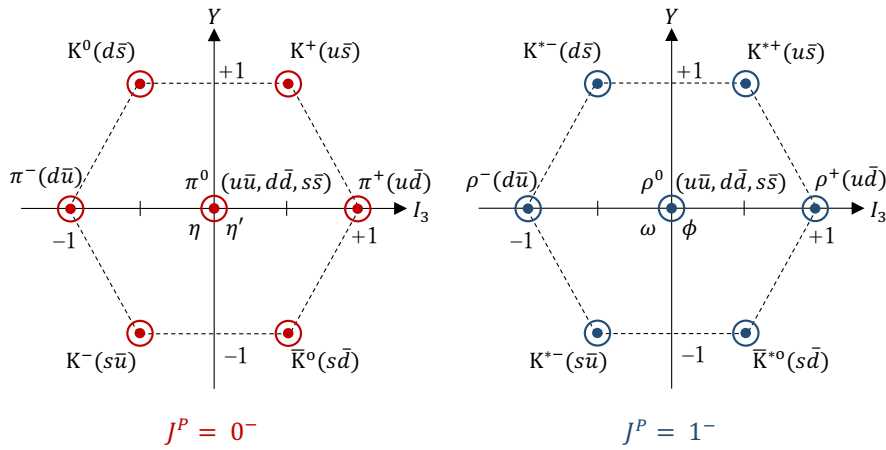


図 1.3: メソン 9 重項 左図: 擬スカラーメソン 右図: ベクターメソン

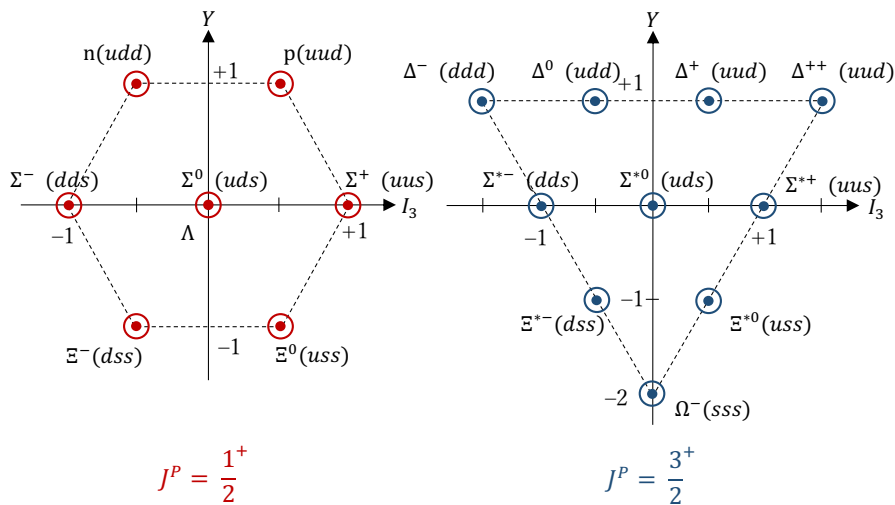


図 1.4: 左図: バリオン 8 重項 右図: バリオン 10 重項

1.3 ハドロン間相互作用とその研究

核子（陽子、中性子）同士の相互作用（核子を原子核内に閉じ込める力）を”核力”と呼ぶ。1935年湯川秀樹により、核力の起源は π 中間子の交換によって生じるという中間子理論が提唱された後、1947年に π 中間子が発見され、その考えの正しいことが認められた。その後、核力は核子同士を衝突させて散乱させる実験や、格子 QCD による核力ポテンシャルの導出に関する研究などにより詳しいことがわかっている [2]。

しかし、 s クォークを含むバリオン（ハイペロン、 Y と表記）と核子の相互作用（ Y - N interactions）、ハイペロン-ハイペロン間相互作用（ Y - Y interactions）は、核力に比べて実験データが非常に少ないため、その理解が乏しい。そのため、フレーバー $SU(3)$ 空間（3つのフレーバー u, d, s ）でのハドロン間相互作用の統一的理解に向けての研究が、理論的にも実験的にも進められている。現在その研究方法として注目されているのが、2粒子相関測定（フェムトスコピー）である。

2粒子相関関数 $C(k^*)$ は、粒子放出源の分布関数 S と相対波動関数 φ の畳み込みにより記述できる:

$$C(k^*) = \int S(r^*) |\varphi(\mathbf{k}^*, \mathbf{r}^*)|^2 d^3r \quad (1.3)$$

これは Koonin-Pratt 公式と呼ばれており、 \mathbf{r}^* は 2 粒子相対距離、 \mathbf{k}^* は 2 粒子相対運動量である。元来、2 粒子相関関数は、源関数 S から反応領域のサイズ・形状測定を目的とする研究に用いられていた。しかし近年、源関数を仮定したとき、波動関数 $|\varphi|^2$ の増加から、ハドロン間相互作用を求めるという手法（フェムトスコピー）が注目されており、この手法によりハドロン間相互作用研究が進められている。実験的にはこの手法を用いて以下のように研究されている。

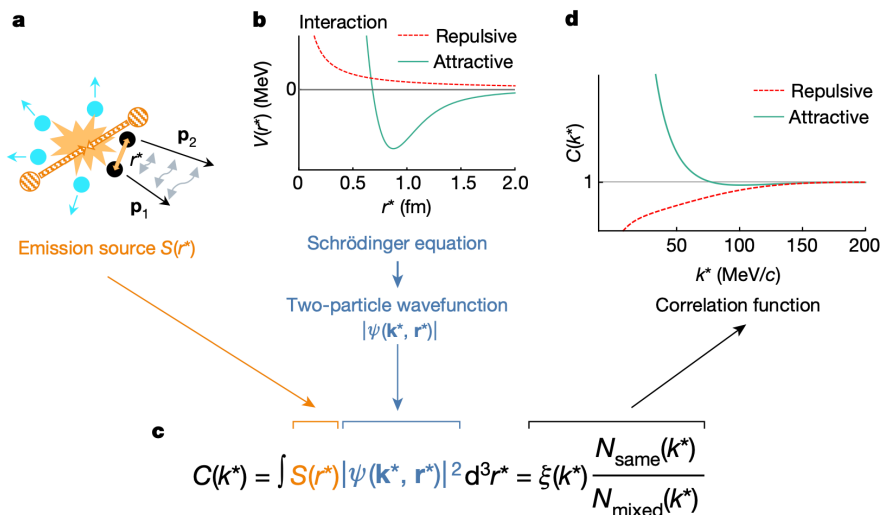


図 1.5: 2 粒子相関関数による相互作用の測定方法 [8] a: ハドロン衝突により生成したソースからハドロンのペアが生成し、相互作用する。b: ペアの間働くポテンシャルの例。c: 相関関数 $C(k^*)$ の定義と測定値による計算式。d: ペアの相互作用ポテンシャルと相関関数の関係。

$C(k^*)$ は同じ衝突で生成された粒子についてある k^* を満たすペア数 N_{same} を、異なる衝突で生成された粒子についてある k^* を満たすペア数 N_{mixed} で割って求めることができる（図 1.5 c 式右辺）。測定された 2 粒子相関関数 $C(k^*)$ は、その値に対応する 2 粒子間の相互作用の種類に対応させることができる。 $C(k^*)$ の値が 1 より大きいときは 2 つの粒子間に引力が、小さい時は斥力がは

たらいっていることを示す。2粒子相関関数から相対波動関数を実験的に導き出し、理論的に計算されたものと比較することができる [7,8]。

実験的には上記の手法を用いて、例えば散乱実験を用いてハドロン間相互作用研究が進められている。しかし、ハイペロン-核子間、ハイペロン-ハイペロン間相互作用の測定においては、散乱実験による研究は困難である。なぜならハイペロンは寿命が短く不安定なため、ビームや標的として用いることは難しいからである。そのため、1回の衝突でハイペロンを含む多種多様な粒子が同時にかつ大量に生成され、多くのハドロン散乱が起きる高エネルギー重イオン衝突が、ハイペロン間相互作用が測定できる現時点で唯一の実験の場となっている。

1.4 高エネルギー重イオン衝突実験

高エネルギー重イオン衝突実験は、QGP (Quark-Gluon Plasma: 超高温・高エネルギー密度の物質) の生成と研究に向けて、1980年代に始まり、現在では大型ハドロン衝突型加速器 (LHC、欧州原子核研究機構) や相対論的重イオン衝突型加速器 (RHIC、ブルックヘブン国立研究所) で行われている。高エネルギーにおける1回の重イオン衝突では、数千個の大量の粒子が生成し、その衝突によって生まれる高温・高密度の状態は、通常の状態では存在し得ない様々な粒子を生み出すことができる。 s クォークを含むハドロンであるハイペロンもこの環境下で生成され、多くの散乱を起こす。よって、1.3でも述べたように、ハイペロン-ハイペロン間、ハイペロン-核子間の相互作用測定の研究に適した実験の場として注目されており研究が進められている。

実際に、高エネルギー重イオン衝突実験である ALICE 実験 (2.2 参照) では2粒子相関関数が測定されている。図 1.6 は ALICE 実験によって測定された $p-\Xi^-$ と $p-\Omega^-$ の2粒子相関関数測定結果であり、HAL QCD (格子 QCD による理論研究) の予測とよく一致している [8]。

1.5 本研究の目的

ハイペロンは弱い相互作用で崩壊するため、ハイペロン間相互作用を測定するためには、その崩壊粒子を用いてハイペロンの再構成をしなければならない。1.4でも述べたように、1回の重イオン衝突では数千個の大量の荷電粒子が生成される。よって高エネルギー重イオン衝突実験にお

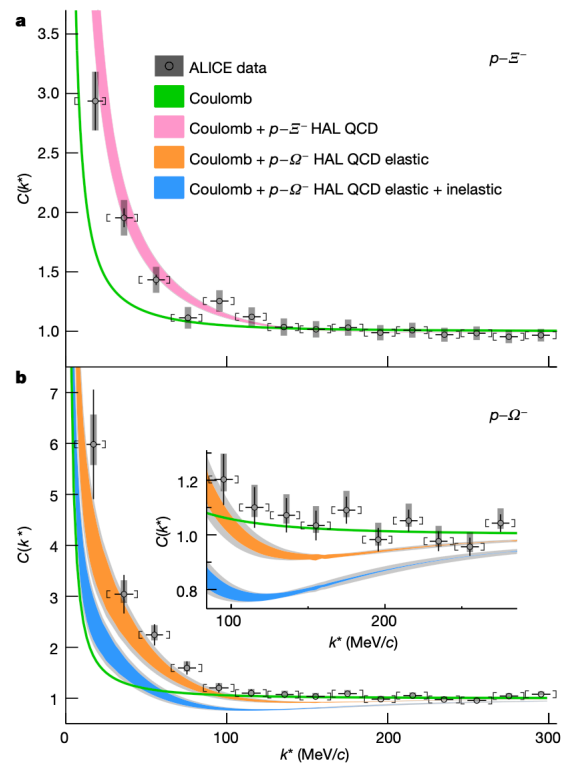


図 1.6: ALICE 実験によって測定された $p-\Xi^-$ と $p-\Omega^-$ の相関関数

いて、高検出効率かつ高純度でハイペロン再構成を達成することが挑戦的課題となっている（図 1.7）。

ALICE 実験は大規模検出器増強を完了（2.2.1 参照）し、2022 年 4 月より開始した LHC Run 3 では荷電粒子飛跡決定能が強化された。この検出器増強により、ハイペロン同定能の向上が期待できる。本研究の目的は、ALICE 実験における現在のハイペロン同定能をシミュレーションを用いて評価することである。本研究では、刷新された ALICE 実験解析フレームワーク（O²）でハイペロン再構成解析コードを作成し、2023 年秋に行う重イオン衝突実験に向けて、シミュレーションデータを用いて現在の ALICE 検出器の横運動量分解能などの単粒子飛跡決定能をはじめ、ハイペロン崩壊粒子同士の最近接距離などのハイペロン再構成における重要パラメータ、およびハイペロンの検出効率、純度についての評価を行った。

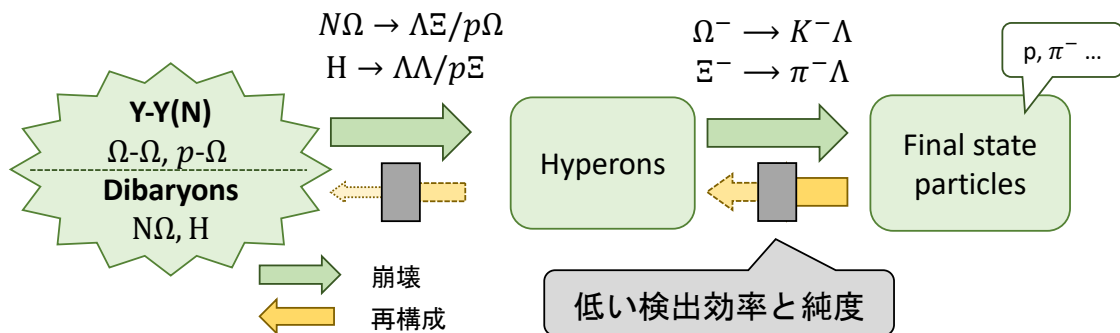


図 1.7: 高エネルギー重イオン衝突におけるハイペロン間相互作用研究の方法の模式図

第 2 章 実験装置

2.1 LHC 加速器

LHC 加速器 (Large Hadron Collider) は、ヨーロッパ共同原子核研究機構 (CERN) が建設した 2009 年より物理運転を開始した世界最大のハドロン衝突型円形加速器である。LHC の加速器の円周の長さは 27km にもおよび、フランスとスイスの国境をまたいだ、地下 100m に掘られたトンネル内に設置されている。2010 年春～2013 年春に Run 1 (第 1 期運転) を、その後 2 年間の長期シャットダウン (LS1) を経て 2015 年春～2018 年冬に Run 2 (第 2 期運転) を、そして再び 2 年間の長期シャットダウン (LS2) を経て 2022 年春から、Run 3 (第 3 期運転) を行っている。[9]

図 2.1 に CERN 加速器群の構成を示す。各加速器は、粒子ビームのエネルギーを高めてから、次の装置へ送り込む。LHC はこの連鎖の最後の要素であり、粒子ビームは 1 本当たり、6.5 TeV のエネルギーまで加速される [10]。

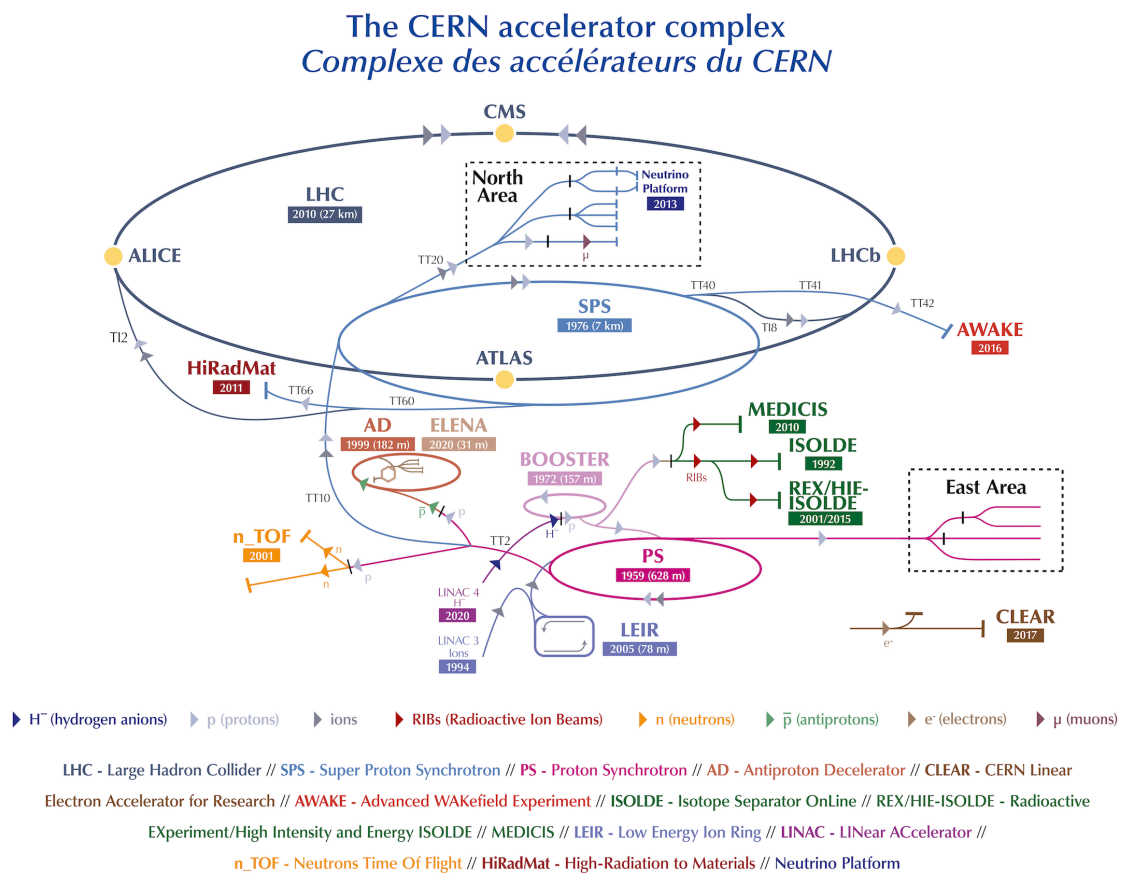


図 2.1: LHC 全体図

Linac4はCERNの加速器群の陽子ビームの供給源となっており、ここで負水素イオンを160 MeVまで加速し、PSB (Proton Synchrotron Booster)に入射する準備を行う。負水素イオンはLinac4からPSBに入射する際に2つの電子を剥がされ、陽子のみとなる。これを2 GeVまで加速してPS (Proton Synchrotron)に入射し、ビームを26 GeVまで押し上げる。陽子はその後、SPS (Super Proton Synchrotron)に送られ、450 GeVまで加速される。陽子は最終的にLHCの2本のビームパイプに送られる。一方のパイプのビームは時計回りに、もう一方のパイプのビームは反時計回りに加速され、LHCの各リングを満たすのに4分20秒、また20分ほどで、陽子は最大エネルギーである6.5 TeVに到達する。この2つのビームは、ALICE、ATLAS、CMS、LHCbの4つの検出器で衝突し、衝突点での全エネルギーは13 TeVとなる。

鉛イオンを加速する場合は、気化させた鉛をLinac3に送り、そこで電子を剥がしてイオン化する。次に、鉛イオンはLETR (Low Energy Ion Ring)で収集・加速される。その後、陽子と同じ経路をたどって最大エネルギーに達する [10]。

2.2 ALICE 実験

ALICE 実験 (A Large Ion Collider Experiment) は LHC 実験の中で、唯一高エネルギー重イオン衝突に特化した実験である。ALICE 検出器は高エネルギー重イオン衝突によって生じる超高温高密度 QCD 物質である QGP (Quark-Gluon Plasma) を生成し、その性質の解明の研究を目的として設計された。

図 2.2 に LHC Run 3 における ALICE 検出器の全体図を示す。ALICE 検出器の全体の大きさは、高さ・幅 16 m、長さ 26 m あり、総重量は 10,000 t にもおよぶ。ALICE 検出器は大きく分けて、衝突点付近を覆う”中央検出器”、前方方向のミュオン粒子を測定する”ミュオンアーム”、衝突事象を選別する”グローバル検出器”に分けられる。これらの検出器群によって、鉛-鉛衝突で生成するハドロン、ミュオン、電子、ジェットなどの包括的な研究が可能である [11]。

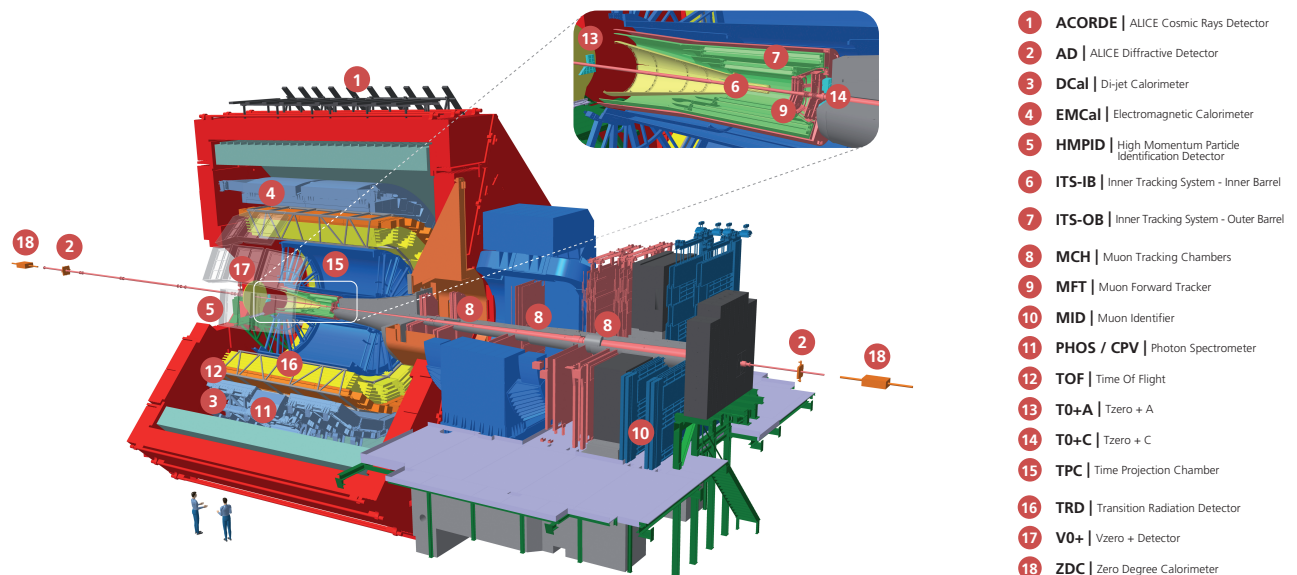


図 2.2: ALICE 検出器全体図 [12]

2.2.1 検出器アップグレード

LHC は 2019 年から 3 年間の長期停止期間 (LS2) を経て、2022 年春から Run 3 (第 3 期運転) を開始した。ALICE 実験は LS2 で検出器のアップグレードを行った。以下に本研究に関わるアップグレード内容を記述する。

ITS (Inner Tracking System)

ITS は中央検出器の最内部に位置する円筒型のシリコン半導体検出器であり、衝突点を取り囲む形で設置されている (図 2.2⑥⑦)。ITS の主要な役割は衝突点や荷電粒子の飛跡を決定することである。ITS は 1 次生成点の再構成の改善や、低横運動量粒子の検出性能の改善を達成に向けて、ITS2 としてアップグレードされた [13]。図 2.3 は、ITS (左図) ITS2 (右図) の概略図である。

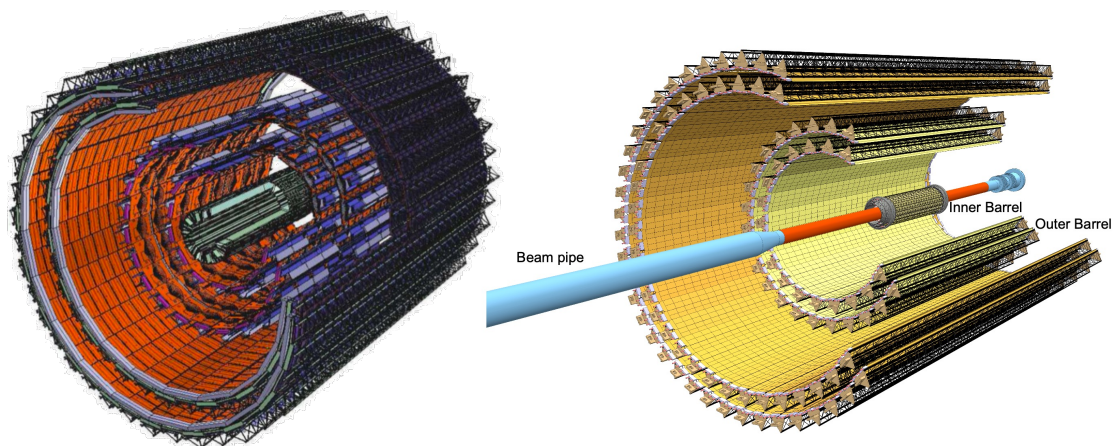


図 2.3: ITS のアップグレード [13, 14] 左図:ITS(@Run 2) 右図:ITS2(@Run 3)

表 2.1: ITS の主なアップグレード内容 [13, 15]

アップグレード項目	ITS (@Run 2)	ITS2 (@Run 3)
レイヤー数	6 (2+2+2)	7 (3+2+2)
最内層の内径	3.9 cm	2.3 cm
物質質量 (最内層)	$\sim 1.1\%X_0$	$\sim 0.35\%X_0$
ピクセル検出器	最内 2 層のみ	7 層全て
ピクセルサイズ	$50 \mu\text{m} \times 425 \mu\text{m}$	$29.24 \mu\text{m} \times 26.88 \mu\text{m}$
空間分解能	$12 \times 100 \mu\text{m}^2$ (最内層)	$5 \times 5 \mu\text{m}^2$ (全層)
擬ラピディティ	$ \eta < 0.9$	$ \eta < 1.22$
最大読み出しレート	1 kHz	100 kHz (Pb-Pb) 1 MHz (pp)

アップグレード内容は表 2.1 にまとめている。アップグレードされた ITS2 は 7 つのシリコンピクセル検出器 (SPD, Silicon Pixel Detector) 層で構成され、内径は 2.3 cm、外径は 40 cm あり、

擬ラピディティ（ビーム軸となす角度、 $\theta = 90^\circ$ で $\eta = 0$ 、 $\theta = 0^\circ$ で $\eta = \infty$ ） $|\eta| < 1.22$ の領域をカバーする。アップグレード以前の ITS と比べ、より衝突点に近い位置に検出器が設置され、 η の範囲も広がった。最内層の 3 層は Inner Barrel (IB) と呼ばれ、長さ 27 cm の 48 本のステープ（検出素子全体）から構成されている。最外層の 4 層は Outer Barrel (OB) と呼ばれ、84 cm の 54 本のステープからなる中間層 (ML)、150 cm の 90 本のステープからなる外層 (OL) で構成されている。Run 2 時の ITS では、最内層の 2 層のみが SPD であり、中間の 2 層はドリフト型検出器 (SDD, Silicon Drift Detector)、最外層の 2 層はストリップ型検出器 (SSD, Silicon Strip Detector) で構成されていた。ITS2 では、全ての層が、MAPS (Monolithic Active Pixel Sensor) である、新たに開発された ”ALPIDE チップ” を採用した SPD となり、荷電粒子飛跡分解能が向上した。これらの増強により、ハイペロンの崩壊点 (secondary vertex) の分解能が向上し、ハイペロン同定能の向上が期待できる [13,16]。

TPC (Time Projection Chamber)

TPC は ITS を覆う ALICE における主力飛跡検出器 (図 2.2⑮) で、主な役割は TPC を通過した荷電粒子の 3 次元飛跡の決定、運動量測定、粒子の識別 (PID、3.1.2 参照) である。ルミノシティの向上に向け、エンドプレートの MWPC (multiwire proportional chambers) をガス電子増倍管 (GEM) と新たな連続読み出しエレクトロニクス (SAMPA) に置き換えられた。

O² (Online-Offline computing System)

検出器ではないが、解析フレームワークが Run 3 で刷新されたため、ここに記述する。

O² は OnlineOffline の略であり、このシステムはデータ読み出しの領域とその後の処理の両方を統合している。

ALICE 実験 Run 3 は、Run 2 時よりも高エネルギーでの衝突実験になり、ミニマムバイアストリガーでは Pb-Pb 衝突で約 50kHz、p-p や p-Pb 衝突は約 200kHz で衝突が起こり、およそ 3.4 TB/s のデータが生成される。これは Run1 時の 100 倍である。そのため、Run 2 までのデータ収集、解析フレームワークよりも高速なものが求められ、ALICE 実験 Run 3 では解析フレームワークが刷新された。O² では、生データ、検出器の構成と再構成をデータ圧縮して並列に処理を行う。これに伴って、FLPs (First Level Processors) と EPNs (Event Processing) と呼ばれる新しいデバイスが導入され、これらのデバイスを用いて、データ収集やデータ圧縮などを行っている [17]。

第 3 章 解析方法

本研究の目的は、ALICE 実験 Run 3 でのハイペロン同定能の評価である。そのために検出器大幅増強前の ALICE 実験 Run 2 のシミュレーションデータと現在の ALICE 実験 Run 3 のシミュレーションデータの比較解析を行った。解析の大きな流れは以下の通りである。

1. 荷電粒子飛跡決定能の比較
2. ハイペロン同定能の比較

この章では、荷電粒子飛跡再構成方法とハイペロン再構成方法について述べ、次章に詳細な解析方法を結果と並べて示す。

3.1 荷電粒子飛跡再構成

3.1.1 飛跡再構成

ALICE の中央検出器による飛跡再構成は次の 3 つのステップで構成される:

1. 飛跡の種 (track seed) を TPC の外側から ITS へ、さらに衝突点へと伝播
2. 飛跡を ITS から TPC の外側へ、さらに TRD (Transition Radiation Detector)、TOF (Time of Flight) へと伝播
3. 飛跡を外側から内側へと再フィット

最初のステップは TPC の外側の領域で飛跡の種を見つけることから始まる。飛跡の種は初めに 2 つの TPC クラスタと SPD で再構成された衝突点によって構築される。そして飛跡の種は内側へと伝播され、再構成された飛跡は ITS の外側へ到達し、ITS でも同様に飛跡の伝播が行われる。

次のステップでは、前のステップで見つかったクラスタを用いて、内側から外側へと再フィットが行われる。飛跡が TOF (Time of Flight) に到達したら TOF クラスタと関連付けられ、この段階で、飛跡の長さや飛行時間が計算される。

飛跡再構成の最後のステップでは、全ての飛跡は TPC の外側から内側へと伝播され、TPC と ITS で見つかったクラスタを使って再フィットが行われる。飛跡の伝播は最内層で再構成された衝突点との最近接距離 (DCA) に到達するまで行われる。この過程を経て、最終的に、飛跡の位置、向き、曲率半径などが決定される [18]。

ITS の検出器増強により、上記の飛跡再構成の過程において、衝突点付近の飛跡位置決定能の向上が期待できる。

3.1.2 荷電粒子の同定-PID

ALICE 検出器には重イオンの衝突や粒子の崩壊によって生じた荷電粒子を同定するために様々な検出器が用いられている (2.2 参照)。これらの検出器で測定された飛跡についての情報から粒

子を同定することを PID (Particle Identification) と呼ぶ。本研究では陽子、 π 中間子、K 中間子の PID に TPC を使用した。以下にその手法について述べる。

TPC による PID は各粒子のエネルギー損失 $-dE/dx$ と運動量を測定することによって行われる。図 3.1 に示すように、エネルギー損失を運動量の関数としてプロットすることで、粒子の種類ごとに分離することができる。

物質中を通過する荷電粒子のエネルギー損失は Behte-Bloch の式 (3.1) に従う [5]:

$$-\frac{dE}{dx} = nZz^2 \frac{4\pi\alpha^2(\hbar c)^2}{m_e c^2 \beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 \right] \quad (3.1)$$

$-dE$ は距離 dx を通過する間のエネルギー損失、 n は物質中の原子密度 Ze は物質原子の電荷、 m_e は電子の質量、 βc と ze は速度と粒子の電荷である。また、 I は物質原子の平均励起ポテンシャルである。この式の意味するところは、単位長さあたりのエネルギー損失 $-dE/dx$ が、粒子の種類に関係なく、粒子の電荷と速度だけで決まることである。したがって、物質中の運動量に相当するエネルギー損失の振る舞いは、粒子の質量に依存する [5]。この性質を利用して、荷電粒子を同定することができる。図 3.1 は鉛-鉛衝突によって生み出された荷電粒子の、TPC で測定したエネルギー損失と運動量の 2 次元プロットであり、PID が可能なことがわかる [19]。

ALICE 実験では、粒子の種類を同定するために、Behte-Bloch の式 (3.1) を以下のようにパラメータ化する:

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{expected}} = \frac{P_1}{\beta^{P_4}} \left[P_2 - \beta^{P_4} - \ln \left(P_3 + \frac{1}{(\beta\gamma)^{P_5}} \right) \right] \quad (3.2)$$

ここで $P_1 \sim P_5$ は実験データとのフィッティングによって決まるパラメータであり、粒子の種類ごとに異なる値をとる [19]。

TPC による PID では測定されたエネルギー損失と Behte-Bloch の式で予測される値の差がある閾値以下になることを要求する:

$$n_{\sigma, TPC} \equiv \left(\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{measured}} - \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{expected}} \right) / \sigma_{dE/dx} \quad (3.3)$$

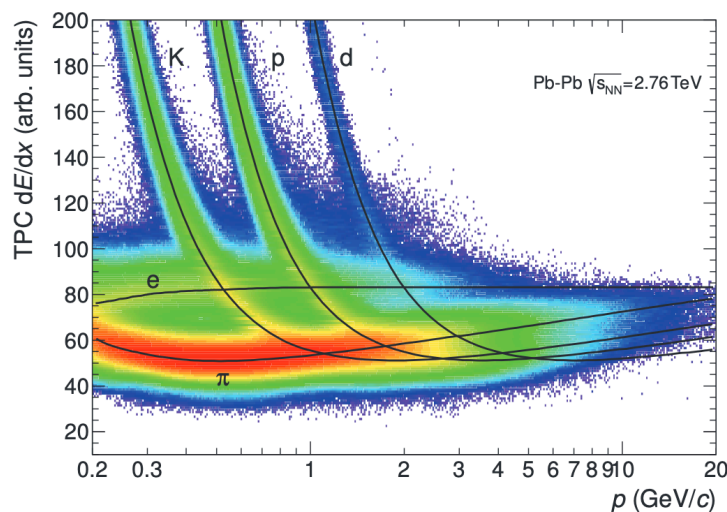


図 3.1: TPC で測定されたエネルギー損失の分布

3.2 ハイペロン再構成

本研究では、ハイペロン同定能の評価に、 Λ 粒子を対象として用いた。以下に Λ 粒子の再構成の手法について述べる。

3.2.1 不変質量分布

TPC による PID は寿命が十分長い荷電粒子に対してのみ有効である。中性粒子や寿命の短い粒子はそもそも飛跡として検出器で観測されない。しかし、これらの粒子が最終的に安定な荷電粒子に崩壊する場合は、それらの荷電粒子の不変質量分布を作成することで間接的に崩壊粒子の存在を知ることができる。本研究では、 Λ の再構成に不変質量分布を用いた。

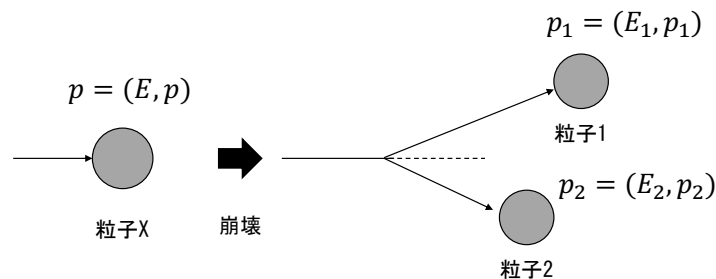


図 3.2: 粒子 X が粒子 1 と粒子 2 に崩壊する模式図

4 元運動量 $p = (E, p)$ をもつ粒子 X が粒子 1 と粒子 2 に崩壊する場合を考える。粒子 1 と粒子 2 の 4 元運動量を $p_1 = (E_1, p_1)$ 、 $p_2 = (E_2, p_2)$ としたとき、その不変質量は、

$$M_{inv} \equiv \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2} \quad (3.4)$$

で与えられる。粒子のエネルギーは $E = \sqrt{m_i^2 + |\mathbf{p}_i|^2}$ で与えられるから、荷電粒子の静止質量 m_i を仮定することで運動量の測定値から粒子 X の不変質量を計算することができる。

したがって、実験では反応の事象を数多く観測し、検出された粒子のある特定の組み合わせ (3.2.2 参照) で不変質量を計算して分布を作成すると、質量 M_{inv} の位置にピークが現れる [4]。

実際のデータでは、相関のない荷電粒子の組み合わせや誤って同定された荷電粒子の存在により、不変質量分布にバックグラウンドとして現れる。不変質量分布において、ピークの立ち上がりの数が、その質量領域でのバックグラウンドの数よりも大変大きいと、崩壊する粒子 (ハイペロン) の再構成能が高いと言える。このピークに含まれる真の Λ 粒子を Signal 成分 (S と表記) それ以外を Back ground 成分 (B と表記) と呼び、 $S/(S + B)$ 比を再構成の ”純度” という。

これまでの ALICE 実験のハイペロン再構成の解析は、ALICE の解析フレームワークのルーチンである、” V_0 クラス” を用いて不変質量分布の作成を行っていた。しかしこの解析ルーチンでは、低運動量の粒子を自動的に除くようになっており、このルーチンを用いる段階で候補となるハイペロンが選択的なものとなってしまっている。そのため、Run 3 鉛-鉛衝突実験に向けて新たな解析ルーチンが必要となっている。

本研究では、これまで使われてきたこの ” V_0 クラス” のルーチンを用いてハイペロン再構成を行い、上記の純度をはじめとして、検出効率やカットパラメータの解析を行い、Run 3 ハイペロン同定能の評価を行った。

3.2.2 崩壊飛跡の幾何学的条件

Λ 粒子再構成の幾何学的条件

u, d, s クォークから成る Λ 粒子は弱い相互作用を通して以下のように2つの荷電粒子に崩壊する。[5]

$$\Lambda \rightarrow p\pi^- \quad (\text{B.R.}=63.9\%, c\tau=7.89\text{cm}) \quad (3.5)$$

これらの崩壊粒子による飛跡のパターンはその形から V_0 と呼び、そのハイペロン粒子を本論文では V_0 粒子と呼ぶ。 V_0 粒子は衝突点で生成した後、衝突点 (Primary vertex) から数 cm 離れた位置で2つの異なる符号の荷電粒子に崩壊する。これらの荷電粒子は、ALICE 検出器に組み込まれたマグネットが起こす磁場によって互いに逆方向に力を受け、図 3.3 のような飛跡を描く。これらの再構成された荷電粒子の飛跡 (3.1 参照) の中から適切なペアを組み合わせることで、 V_0 粒子が再構成される。

荷電粒子のペアの組み合わせを闇雲につくり、不変質量分布 (3.2.1 参照) を作ったとしても、バックグラウンドが大きすぎるため、目的の質量位置にピークは現れない。そのため、 V_0 崩壊粒子の飛跡 (daughter track と呼ぶ) に、適切な幾何学的条件 (topological cut) を課す。以下に V_0 粒子の幾何学的条件に使用した2つの量を以下に示す:

- PCA (2つの daughter track 間の DCA)
- V_0 粒子の CosPA (Cosine pointing angle)

崩壊する粒子は同一点から生じるため、2つの崩壊粒子飛跡間の最近接距離 (PCA, Distance of closest approach for Pair) に上限を課す。また、 V_0 粒子は中性であるため、再構成された運動量が衝突点から伸びている必要がある。これには、 V_0 崩壊点の衝突点を始点とした時の位置ベクトルの角の cos (CosPA, Cosine pointing angle) が1に近くなることを要求し、下限を課す。

ITS 増強により、 V_0 崩壊点 (図 3.3 中 V_0 decay vertex) 同定の向上が期待でき、これにより、ハイペロン同定能の向上が期待できる。

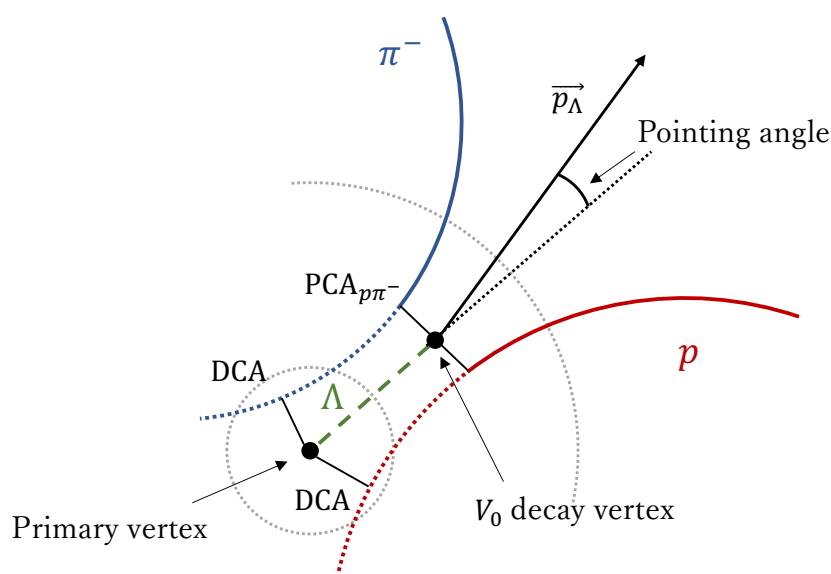


図 3.3: V_0 崩壊と幾何学的観測量

3.3 シミュレーションデータ

本研究では、2023 年秋に行う重イオン衝突実験に向けて、鉛-鉛衝突のシミュレーションデータを用いて評価した。用いたシミュレーションデータの詳細は表 3.1 の通りである。

表 3.1: 本研究で用いた鉛-鉛衝突シミュレーションデータの詳細

設定項目	Run 2 セットアップ	Run 3 セットアップ
重心系衝突エネルギー $\sqrt{s_{NN}}$	5.02 TeV	5.36 TeV
解析イベント数/全イベント数	1771/1771	21528/ 2.6×10^8
衝突中心度	Minimum bias	Minimum bias
イベントジェネレーター	HIJING	Heavy ion PYTHIA8

第 4 章 結果と考察

4.1 荷電粒子飛跡決定能

ALICE 実験 Run 3 におけるハイペロン同定能の評価する前に、まず荷電粒子飛跡検出能について解析した。検出器で捉えた飛跡の中で、信頼性の高い飛跡のみを用いるため、荷電粒子の飛跡に以下の選択基準を課した (表 4.1)。

表 4.1: 荷電粒子飛跡の選択基準

選択項目	@Run 2	@Run 3
Number of crossed rows TPC	$n_{\text{TPC}} > 70$	
Ratio of crossed rows over findable clusters TPC	$r_{\text{TPC}} > 0.8$	
Chi2 per cluster TPC	$\chi^2 < 4.0$	
Chi2 per cluster ITS	$\chi^2 < 36.0$	
Has TPC	true	
Has ITS	true	
Cluster requirement ITS	最内層 2 層の 1 層以上にヒット	最内層 3 層の 1 層以上にヒット
η 範囲	-0.8 ~ 0.8	

Number of crossed rows TPC、Ratio of crossed rows over findable clusters TPC、chi2 per cluster TPC に対する選択基準は、TPC による飛跡検出において信頼度の高い飛跡を選別するために必要である。また、ITS 向上による性能比較のために、Cluster requirement ITS を要求した。最内層の層数が Run 2 と Run 3 で異なっているのは、ITS と ITS2 では、最内層の数が異なるためである。

ここで最も重要なのは、飛跡の選択基準が Run 2 と Run 3 で同等のものであるということである。同条件下での荷電粒子秘跡に対する角度分解能および DCA 分解能について評価した。秘跡決定能からくる向上を見るのに良い指標となるので。それぞれの選択項目の定義については、[17] 参照。

4.1.1 角度分解能

本研究では、 ϕ 分解能を評価した。角度 ϕ とは、任意の飛跡において衝突点から最も近い点での、飛跡の接線方向のビーム軸垂直面に射影した角度である。再構成された飛跡から導き出され

る角度 ϕ の正確さは、その再構成の飛跡の正確さを表す。つまりこの角度分解能を解析することにより、飛跡決定能向上を評価できる。

評価方法として、 $\Delta\phi = \phi_{reco} - \phi_{MC}$ と定義し、検出器で測定された飛跡から導き出される角度 ϕ_{reco} と、真の飛跡の角度 ϕ_{MC} との間の差を解析した。図 4.1 左図は横軸 p_T (横運動量、ビーム軸垂直方向の運動量)、縦軸 $\Delta\phi$ として 2 次元プロットしたものである。このプロットを 0.1 GeV/c ずつにスライスした $\Delta\phi$ 分布をガウス関数でフィットし、標準偏差 σ を求めた (図 4.1 右図)。そしてこの標準偏差の p_T 依存性について、Run 2、Run 3 両者の結果を比較した (図 4.2)。

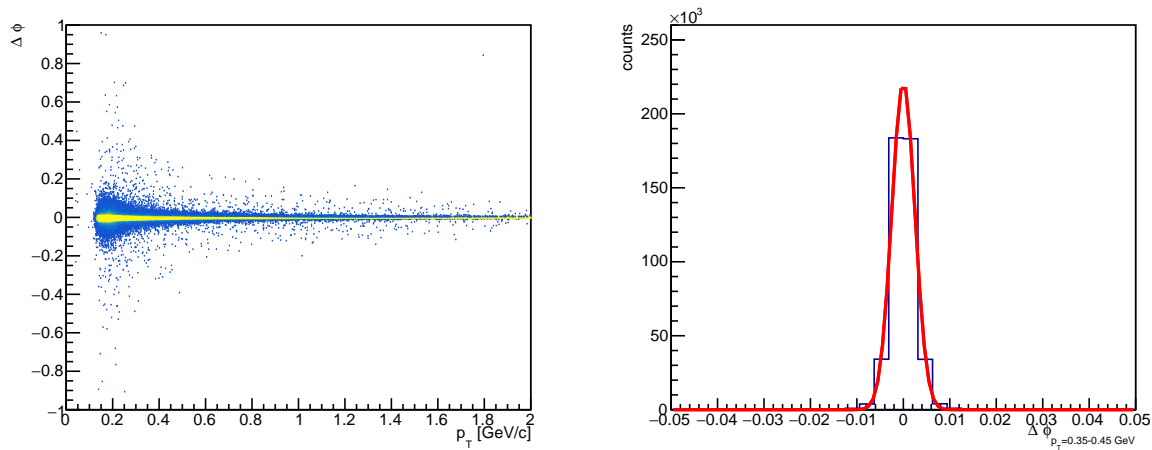


図 4.1: Run 3 での ϕ 分解能: 左図: ϕ 分解能/ p_T の 2 次元プロット 右図: $p_T = 0.35 - 0.45$ GeV/c で $\Delta\phi$ 軸に射影したプロット (赤線はガウスフィッティング)

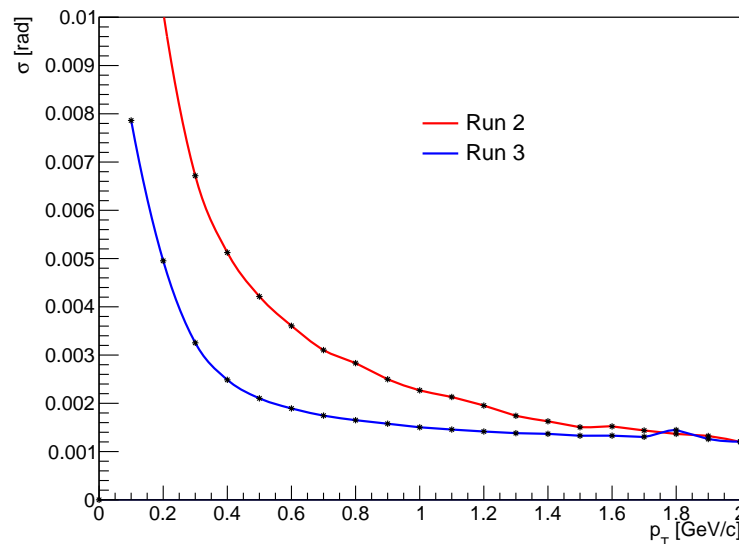


図 4.2: ϕ 分解能の比較

図 4.2 より全体的に分解能の向上が見られ、特に低横運動領域の ~ 1 GeV/c あたりで、Run 3の方が Run 2 よりも大幅に ϕ 分解能が向上しており、0.6 GeV/c では、標準偏差が Run 2 で約

0.004 rad、Run 3 で約 0.002 rad となり、Run 3 では Run 2 に対して約 2 倍の分解能向上が見られる。この結果より、荷電粒子飛跡決定能が向上し、Run 3 ではより正確な飛跡をトラッキングできるようになったと考えられる。

4.1.2 DCA 分布

ITS の検出器増強により、特に衝突点付近の位置分解能の向上が期待できる。ほとんどの粒子は衝突点から生成されるため、位置分解能が向上すると、DCA (Distance closest approach、飛跡と衝突点との最近接距離) 分布は衝突点に対してより鋭くなるはずである。そこで、荷電粒子飛跡の DCA 分布を Run 2、Run 3 で比較した。

図 4.3 は、Run 2、Run 3 それぞれのトラック数で規格化した DCA 分布である。ここで DCA_{xy} はビーム軸垂直面における DCA、 DCA_z はビーム軸方向の DCA を表す。

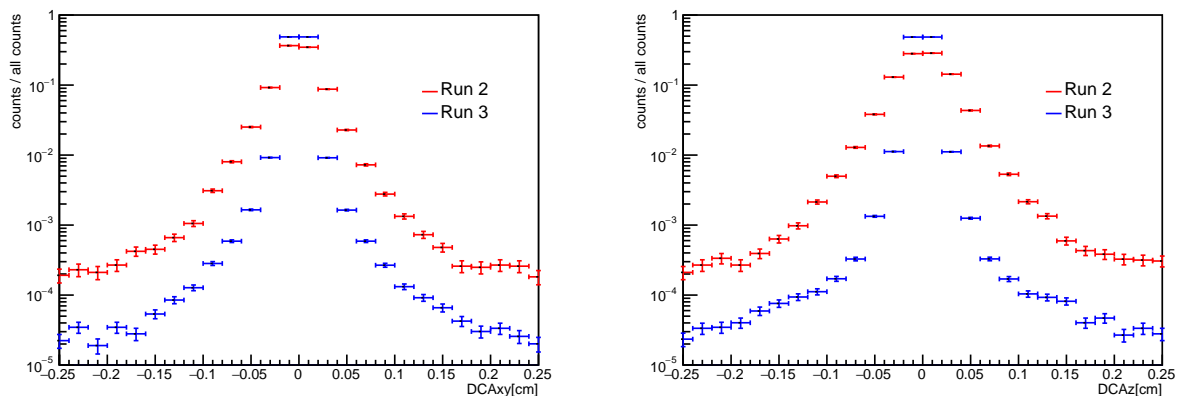


図 4.3: DCA 分布の比較 左図: DCA_{xy} 右図: DCA_z

図 4.3 より、Run 3 では Run 2 よりも衝突点に対して鋭い分布となっていることがわかる。この結果より、Run 3 では Run 2 よりも位置分解能が向上し、飛跡決定能が向上したと考えられる。

4.1.3 横運動量分解能

横運動量とはビーム軸垂直面の運動量であり、TPC によって飛跡の曲率から決められるものである。よって横運動量分解能は、ITS 増強による、飛跡決定能向上の影響はほとんど現れないと予想できる。

横運動量分解能についても、前述の ϕ 分解能と同様の方法で、 $\Delta\phi = p_{T\text{reco}} - p_{TMC}$ と定義して評価した。ただし、図 4.4 では、縦軸 σ を各点の p_T で割り、パーセント表示にしている。

図 4.4 より、横運動量分解能差はほとんど見られなかった。ただし、荷電粒子飛跡選択基準に、TPC で決定した飛跡を ITS での飛跡と refit することを要求すると、Run 2、Run 3 どちらにおいても分解能は向上すると考えられる。

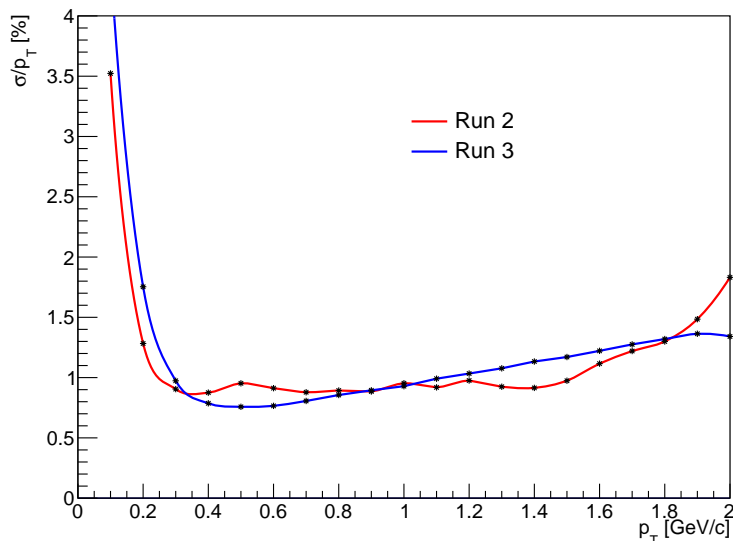


図 4.4: 横運動量分解能の比較

4.2 ハイペロン同定能

4.2.1 V_0 粒子選択基準を揃えての同定能の比較

まず、Daughter track の選択基準と V_0 粒子の選択基準を、Run 2、Run 3 の解析において表 4.2 の通りに揃えて、 Λ 粒子の純度や検出効率を比較した。ここで V_0 粒子選択に PCA と CosPA を用いたのは、3.2.2 でも述べたように、 V_0 粒子選択に、有用なパラメータカットだからである。表 4.2 の Λ 粒子選択領域は、不変質量分布を作成した後、再構成した Λ 粒子としてみなした領域である。

表 4.2: Λ 粒子の選択基準

選択項目	値
Daughter track selection	
η 範囲	$-0.8 \sim 0.8$
Number of crossed rows TPC	$n_{\text{TPC}} > 70$
PID	$ n_{\sigma, \text{TPC}} < 5$
V_0 selection	
Daughter track 間の PCA	$\text{PCA}_{p\pi} < 0.04 \text{ cm}$
Cosine pointig angle	$\text{CosPA} > 0.999$
Λ 粒子選択領域	$ M_{p\pi} - M_{\Lambda, \text{PDG}} < 4 \text{ MeV}/c^2$

図 4.5 黒線は、それぞれ Run 2、Run 3 の解析によって作成した Λ 粒子の不変質量分布である。図 4.5 では、 Λ 粒子選択領域外（バックグラウンド）を 1 次関数でフィッティングし（緑点線）、 Λ 粒子選択領域を、バックグラウンドの 1 次関数+ガウス関数でフィッティングした（赤線）。また、青で塗りつぶしているのは、この不変質量分布に含まれる真の Λ 粒子である。

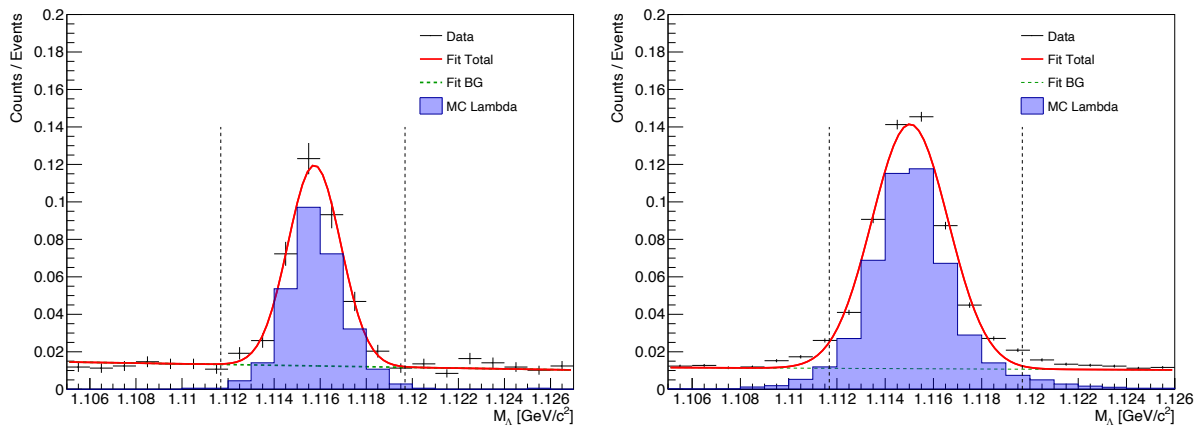


図 4.5: Λ 粒子 (Anti Λ を含む) の不変質量分布 左図:Run 2 右図:Run 3

図 4.5 より、作成した不変質量分布の Λ 粒子選択領域内にピークが現れ、その中に含まれる真の Λ 粒子の分布と一致していることから、Run 2、Run 3 ともに Λ 粒子を再構成することができたといえる。

シミュレーション内で生成された Λ 粒子の数、再構成の純度と検出効率の結果は、表 4.3 の通りである。シミュレーション内で生成された Λ 粒子の飛跡は、検出器アクセプタンスと同等の $|\eta| < 1$ の飛跡を選択した。ここでの純度、検出効率の算出方法は以下の通りである。

純度の解析

純度については、

$$\text{purity} = \frac{\text{MC lambda の数}}{\Lambda \text{粒子選択領域内の Reco lambda の数}} \times 100 [\%] \quad (4.1)$$

で算出した。

検出効率の解析

検出効率については、

$$\epsilon_{\text{det}} = \frac{\text{MC lambda の数}}{\text{シミュレーションによって生成された } \Lambda \text{ 粒子の数}} \times 100 [\%] \quad (4.2)$$

で算出した。

表 4.3: シミュレーション設定と Λ 粒子同定能の結果

	1 イベント当たり生成された MC Λ 粒子の数	1 イベント当たりの再構成された MC Λ 粒子の数	純度	検出効率
Run 2	186	0.25	69.9 %	0.16 %
Run 3	157	0.48	77.0 %	0.35 %

表 4.3 より、 Λ の純度は Run 3 の方が大きく、また検出効率は、Run 3 の方が Run 2 の倍以上になった。これらの向上は、 V_0 粒子選択のカットパラメータに影響されるものであると考えられる。

4.2.2 カットパラメータの解析

ハイペロン同定能の差は V_0 粒子の選択基準に用いたカットパラメータから影響されるものである。そして、その選択基準項目である PCA と CosPA は、 V_0 粒子の同定能に大きな影響を与える重要なパラメータである。本研究では、Run 2、Run 3 それぞれ、調べたいカットパラメータを含んだカット以外をかけて不変質量分布を作成し、 Λ 粒子選択領域内のパラメータ分布を作成し、カットパラメータの解析を行った。以下にパラメータごとに記述する。

PCA (Distance of closest approach for pair)

PCA (Distance of closest approach for pair) は崩壊粒子間の最近接距離 (3.2.2 参照) であり、0 に近くなることを要請し、上限を与えて V_0 粒子の選択を行うパラメータである。

図 4.6 は、PCA のカットをかけずに CosPA のみを要請した不変質量分布の、 Λ 粒子選択領域内の再構成した Λ 粒子を "Reco lambda"、その中に含まれる真の Λ 粒子を "MC lambda" として、その PCA をプロットしたものであり、それぞれの Reco lambda の数で規格化した図である。また、図 4.7 は、Run 2、Run 3 それぞれの Reco lambda の PCA 分布を比較したものであり、それぞれのトラック数で規格化した図である。図 4.7 を見ると、Run 3 は Run 2 に比べ、0.02 cm 以下で大きな立ち上がりを見せた。Daughter track の飛跡の決定能が向上したことに起因するものだと考えられ、PCA が 0 cm に近い領域に真の Λ 粒子がより分布し、その結果 Λ 粒子の純度や検出効率を向上させたと考えられる。

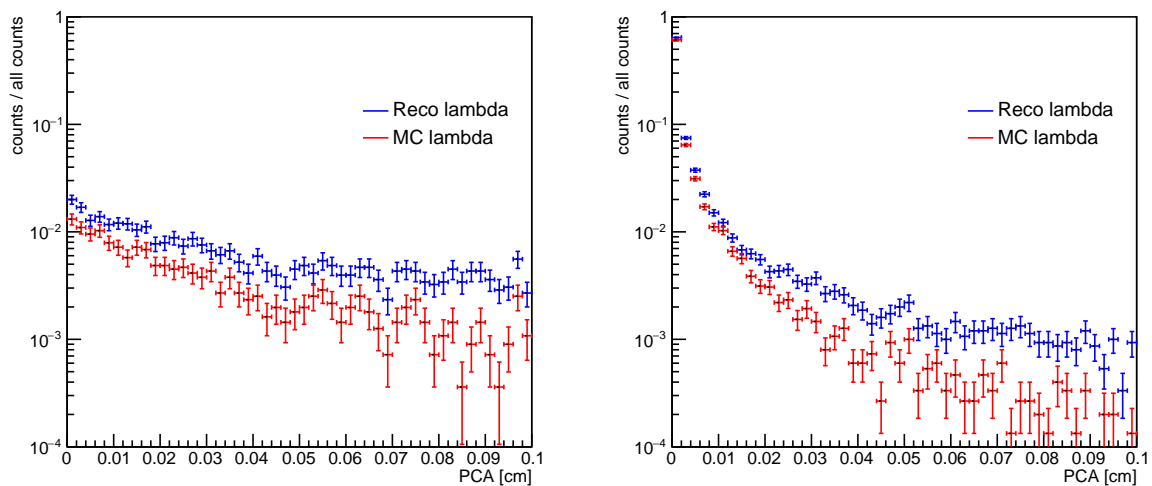


図 4.6: Λ 粒子再構成における PCA 分布 左図:Run 2 右図:Run 3

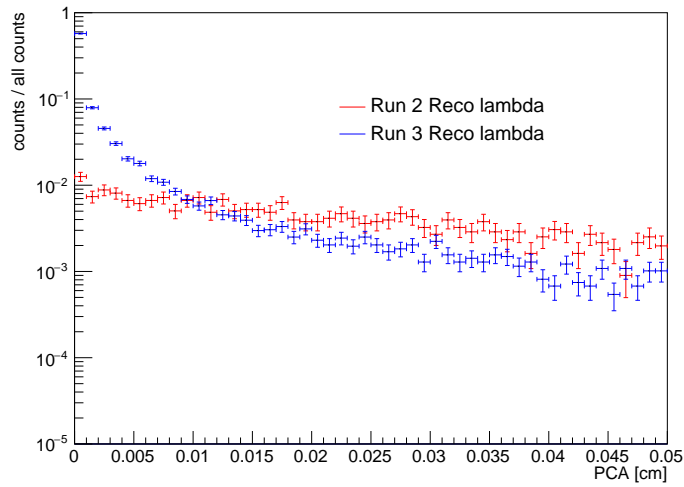


図 4.7: Λ 粒子再構成における PCA 分布の比較

図 4.8 は、PCA に上限を定めてカットしたときの Λ 粒子の純度比較（左図）と検出効率比（右図）である。右図の検出効率比は、Run 2 の検出効率を Run 3 の検出効率で割り、Run 2 に対する Run 3 の検出効率比として算出している。ここでの純度と検出効率は、式 4.1、4.2 で算出している。

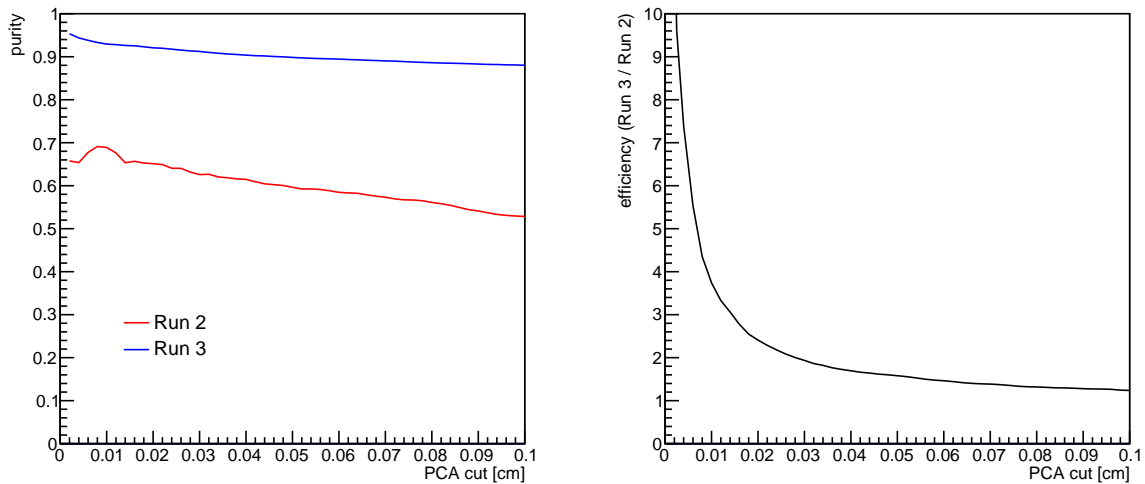


図 4.8: PCA カットにおける純度と検出効率の比較 左図: 純度 右図: 検出効率比

図 4.8 左図より、どのカット位置でも Run 3 の方が Run 2 よりも純度が高いことがわかる。また右図より、PCA = 0.02 cm 付近で急激に Run 3 の検出効率が Run 2 を上回っていることがわかる。これらの結果と図 4.7 からの考察より、PCA の測定精度が Run 3 で向上し、純度や検出効率を押し上げたと考えられる。これら結果より、PCA は Run 3 のハイペロン再構成において、より有用なカットパラメータとなったといえる。

CosPA (Cosine pointing angle)

CosPA (Cosine pointing angle) は、 V_0 崩壊点の衝突点を始点とした時の位置ベクトルの角の \cos であり (3.2.2 参照)、1 に近くなることを要請して、下限を与えて V_0 粒子の選択を行うパラメータである。

図 4.9 は、CosPA のカットをかけずに PCA のみを要請した不変質量分布の、 Λ 粒子選択領域内の再構成した Λ 粒子を "Reco lambda"、その中に含まれる真の Λ 粒子を "MC lambda" として、その CosPA をプロットしたものであり、それぞれの Reco lambda の数で規格化した図である。また、図 4.10 は、Run 2、Run 3 それぞれの Reco lambda の CosPA 分布を比較したものであり、それぞれのトラック数で規格化した図である。これを見ると両者の分布にあまり差異は見られない。

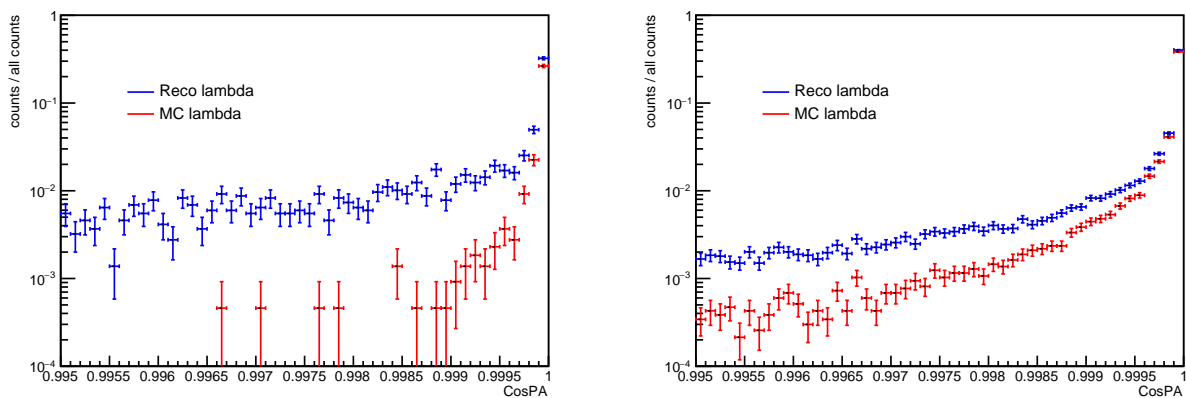


図 4.9: Λ 粒子再構成における CosPA 分布 左図: Run 2 右図: Run 3

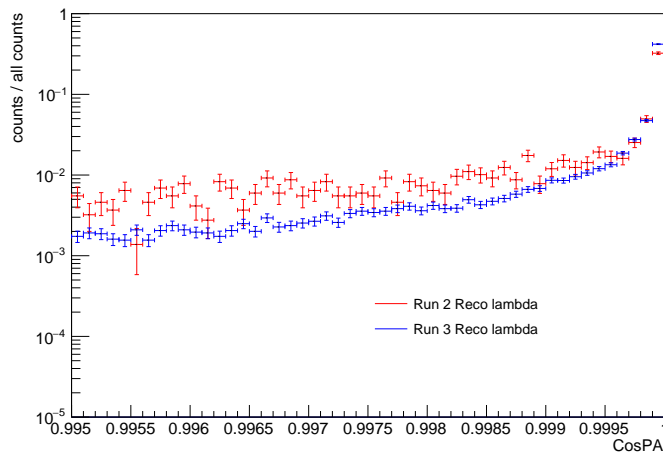


図 4.10: Λ 粒子再構成における CosPA 分布の比較

上記の結果は、CosPA の定義によるものであると考えられる。図 3.3 からみてとれるように、CosPA は 2 つの飛跡から導き出される運動量ベクトルに影響するものであり、いわば、2 つの飛跡から導き出される "向き" である。つまり CosPA は、飛跡の正確さの揺らぎを少しぼかさせて

しまう。そのため CosPA は飛跡決定能の向上の影響をあまり受けず、CosPA の分布に変化が現れなかったのではないだろうか。

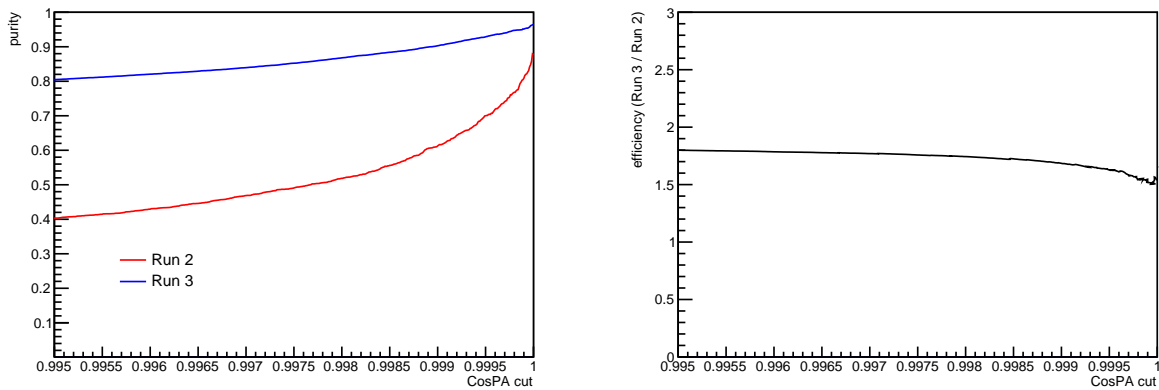


図 4.11: CosPA カットにおける純度と検出効率の比較 左図: 純度 右図: 検出効率比

図 4.11 左図は、CosPA に下限を定めてカットしたときの Λ 粒子の純度比較（左図）と検出効率比（右図）である。右図の検出効率比は、Run 2 の検出効率を Run 3 の検出効率で割り、Run 2 に対する Run 3 の検出効率比として算出している。ここでの純度と検出率は、式 4.1、4.2 で算出している。図 4.11 左図より、どのカット位置でも Run 3 の方が Run 2 よりも純度が高いことがわかる。また右図より、CosPA カットによる検出効率比は、1.8 近くで変化はあまりなく、Run 3 は Run 2 の約 2 倍の検出効率を保持しており、CosPA = 0 近くでは、検出効率比は少し下がっている。これらの結果により、CosPA は Run 3 のハイペロン再構成において、相対的にはむしろ有用ではないカットパラメータとなっていると言える。Run 3 での純度、検出率は、Run 2 のものよりも高いが、CosPA カットによるその変化は Run 2 に比べて小さく、ここでかけている PCA のカットで十分であると考えられるからである。

第 5 章 まとめ

5.1 結論

ITS 増強後の Run 3 では、Run 2 に比べて荷電粒子飛跡決定能が向上した。この向上により、ハイペロン同定における、 V_0 粒子の崩壊点（2 次生成点）の決定能が向上し、 V_0 粒子同定に重要なパラメータである PCA 測定精度が向上した。よって、PCA がハイペロン同定においてより有用なカットパラメータとなり、Run 2 時より、高純度かつ高検出効率でハイペロン同定をすることが可能になった。

5.2 今後の課題と展望

大きく次の 2 つが今後の課題と展望である。

1. “ V_0 クラス” によって選択される粒子の少なさ
2. *Cascade* 粒子の同定能の評価

まず課題の 1 つは、「“ V_0 クラス” によって選択される粒子の少なさ」である。3.2.2 でも述べたように、本研究ではハイペロン同定能に O^2 の “ V_0 クラス” という ALICE の解析フレームワークのルーチンを用いて Λ 粒子の再構成を行なった。しかしこの解析ルーチンでは、低運動量の粒子を自動的に除くようになっており、このルーチンを用いる段階で、候補となるハイペロンが選択的なものとなってしまっている。確かに本研究での Λ 粒子の検出効率を見ると（表 4.3 参照）、Run 3 でも 0.35% とかなり低い。そのため、Run 3 鉛-鉛衝突実験に向けて検出効率の高い、新たな解析ルーチンを考える必要があり、今後の課題である。

今後の展望としては、「*Cascade* 粒子の同定能の評価」である。*Cascade* 粒子とは、荷電粒子と Λ 粒子に崩壊する粒子であり、 Ξ^- 粒子や Ω^- 粒子がある。これらの粒子の鉛-鉛衝突での再構成純度や検出効率は、本研究で用いた Λ 粒子に比べてかなり低く、これらの粒子を高純度、高検出効率で再構成することが課題となっている。本研究ではこれら粒子、 Ξ^- 粒子や Ω^- 粒子の同定能評価を予定していたが、時間の都合上ここにまとめることはできなかった。よって、現在の *Cascade* 粒子の同定能の評価を行い、これらを高純度、高検出効率で再構成することが今後の展望である。

謝辞

本研究では、多くの方に大変お世話になりました。指導教員である山口頼人准教授は、毎日進捗状況を見てくださったり、結果がうまくいかないときや、研究に行き詰まったりしたとき、的確なアドバイスや方向性を教えて下さいました。これからもご指導よろしく申し上げます。志垣賢太教授は、ミーティングでは解析に関して色々なアドバイスをいただきました。本間謙輔准教授は、ラボエクササイズでご指導いただき、いつものミーティングでも、斬新なコメントやアドバイスをしていただき、とてもお世話になりました。三好隆博助教は、4年生ゼミでご指導いただき、お世話になりました。荻野雅紀研究員は、PCやコードに関する困ったことをいつも解決して下さり、本当にお世話になりました。ありがとうございました。博士課程後期1年生の徳本涼香さんには、本研究のRun 2の解析を行なっていただきました。徳本さんの力がなければ本研究は成り立っていませんでした。本当にありがとうございました。博士課程後期2年生の大矢元海さんには、 O^2 について困ったことがあると、どんな時でも対応して下さり、いつも助けていただきました。大矢さんのサポートがなければ、今自分は O^2 を使って解析できていないでしょう。本当に感謝しかないです。博士課程後期1年生の木村健斗さんには、 O^2 をはじめとした、いろいろなことを助けて下さいました。いつもフレンドリーに接していただいて楽しかったです。博士課程前期2年生の江島廉さんのプレゼンはわかりやすく、とても参考になりました。博士課程前期2年生の友廣圭佑さんは、よく話しかけていただき、面白かったです。博士課程後期に進んでも頑張ってください。博士課程後期2年の桐田勇利さんとは、夏合宿で同じ部屋になりお世話になりました。桐田さんはハイスペックで、憧れの存在です。博士課程前期2年の重國壮太郎さんは、よく大部屋を覗きに来て下さり、雑談をしたり、励ましの言葉をかけていただいたりしました。重國さんはとても話しやすく、楽しかったです。就職しても頑張ってください。博士課程前期2年の石橋迪也さんは、修論時期は、論文投稿に、修論作成、さらに出張と、本当に忙しい中その全てをやり遂げていて尊敬しかないです。博士課程前期1年の添田さんは、研究室のムードメーカーで、いつも研究室を明るくして下さいました。PCのことなら添田さんの右に出る者はいません。これからもよろしく申し上げます。博士課程前期1年の伊藤友さんには、解析のアドバイスや、就活について色々話をしていただきました。博士課程前期1年の副田幸輝さんは、よく飲みに誘って下さり、裏の顔を知ることができました。博士課程前期1年の羽佐田拓海さんは、よくジャガイモをかじっていましたが、いつも研究熱心で尊敬しています。博士課程前期1年の古川智也さんは、よく話しかけていただき楽しかったです。学士課程4年のエマヤさんは、ハイスペックで驚かされることが多く、多くの刺激をもらいました。東京に行っても頑張ってください。学士課程4年の児玉愛莉さんは、1年間隣の席でお世話になり、研究熱心な姿を見て自分も頑張らなきゃなと思わせてくれました。学士課程4年の宮丸嵩史さんは、PCに詳しく、ラボエクの時から色々助けてくれました。学士課程4年の栗田峻輔さんは、同じALICEをやる仲間で卒論の時期はいつも愚痴を言い合っていました。TEXの便利な使い方とかを教えてくれてありがとうございます。学士課程4年の村岡俊一郎さんは、東京の面接への夜行バスと一緒に付き合ってくれ、楽しかったです。これからもよろしく。学士課程3年の松谷奏さんは、とても真面目で物数Dの過去問をくれました。そのおかげで無事卒業できそうです。学士課程3年の山内航さんは、明るくて色々話をしてくれて楽しかったです。光物性研究室の森田雄晴君には、卒論執筆の息抜きとして夕飯を一緒に食べたり愚痴をよく聞いてくれました。ありがとうございます。東北大学に行っても頑張ってください。宇宙物理学研究室の大山慶吾君、磁性物理学研究室の白井宏尚には、教職の授業でよく助けてもらいました。それぞれ東京大学、東北大学に行っても頑張ってください。また、岡部信広准教授には、物理数学Dを何度も落とした自分を最後、救済レポートで救っていただきました。本当にお世話になりました。ありがとうございます。そして最後に、ここまで支えてくれた母には一番感謝したいです。本当にありがとうございます。これからもよろしく申し上げます。

参考文献

- [1] 永江知文/永宮正治. 原子核物理学. 裳華房, 2000, [172], [裳華房テキストシリーズ-物理学]
- [2] 青木慎也. 格子 QCD によるハドロン物理. 共立出版, 2017, [130], [Frontiers in Physics]
- [3] 秋葉康之. クォーク・グルーオンプラズマの物理. 共立出版, 2014, [184], [Frontiers in Physics]
- [4] B. ポッフ/K. リーツ/C. ショルツ/F. サッチャ. 素粒子・原子核物理入門. 丸善出版. 2012, [405]
- [5] Particle Data Group, Prog. Theor. Exp. Phys. 2022, 083C01 (2022). <https://pdg.lbl.gov>. (Accessed on 02/06/2023).
- [6] F. ハルツェン/A.D. マーチン. クォークとレプトン. 培風館, 1986, [459]
- [7] 第 37 回 HIP 研究会講演資料 ”フェムトスコピーによるハドロン間相互作用の研究”. 大西明. <http://www2.yukawa.kyoto-u.ac.jp/~akira.ohnishi/Slide/HIP2022-AO.pdf>. (Accessed on 02/06/2023).
- [8] ALICE Collaboration, Nature 588, 232 (2020). <https://www.nature.com/articles/s41586-020-3001-6>. (Accessed on 02/06/2023).
- [9] CERN Accelerating science. ”The Large Hadron Collider”. <https://home.web.cern.ch/science/accelerators/large-hadron-collider>. (Accessed on 02/06/2023).
- [10] CERN Accelerating science. ”CERN”s accelerator complex”. <https://home.web.cern.ch/science/accelerators/accelerator-complex>. (Accessed on 02/06/2023).
- [11] LHC ALICE J-GROUP. <http://alice-j.org/alice> 実験/. (Accessed on 02/06/2023).
- [12] CERN Document Server. ALICE Schematics <https://cds.cern.ch/record/2263642>. (Accessed on 02/06/2023).
- [13] Upgrade of the ALICE ITS detector F. Reidt on behalf of the ALICE collaboration CERN, 1211 Geneva 23, Switzerland. <https://cds.cern.ch/record/2790824/files/2111.08301.pdf>. (Accessed on 02/06/2023).
- [14] Upgrade of the ALICE Experiment Letter Of Intent. The ALICE Collaboration. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 41 (2014) 087001 https://cds.cern.ch/record/1475243/files/0954-3899_41_8_087001.pdf
- [15] New ALICE Detectors for Run 3 and 4 at CERN LHC. Wladyslaw H. Trzaska on behalf of the ALICE Collaboration. https://indico.cern.ch/event/716539/contributions/3246640/attachments/1796951/2930345/Trzaska_VCL_New_ALICE_detectors.pdf
- [16] Technical Design Report for the Upgrade of the ALICE Inner Tracking System. The ALICE Collaboration. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 41 (2014) 087002. https://cds.cern.ch/record/1625842/files/0954-3899_41_8_087002.pdf. (Accessed on 02/06/2023).
- [17] ALICE O2 Analysis framework Documentation. <https://aliceo2group.github.io/analysis-framework/docs/>. (Accessed on 02/06/2023).
- [18] M. Ivanov, I. Belikov, P. Hristov, T. Kuhr and K. Safarik, Nucl. Instr. and Meth. A 566, 70 (2006). <https://reader.elsevier.com/reader/sd/pii>. (Accessed on 02/08/2023).
- [19] Performance of ALICE experiment at the CERN LHC. The ALICE Collaboration. International Journal of Modern Physics A Vol.29, No.24 (2014) 1430044 (120 pages) <https://www.worldscientific.com/doi/epdf/10.1142/S0217751X14300440>. (Accessed on 02/06/2023).