

令和元年度修士論文

ALICE 実験前方  $\mu$  粒子飛跡検出器導入後の  
 $\rho$  中間子質量状態変化測定に向けた背景分布評価

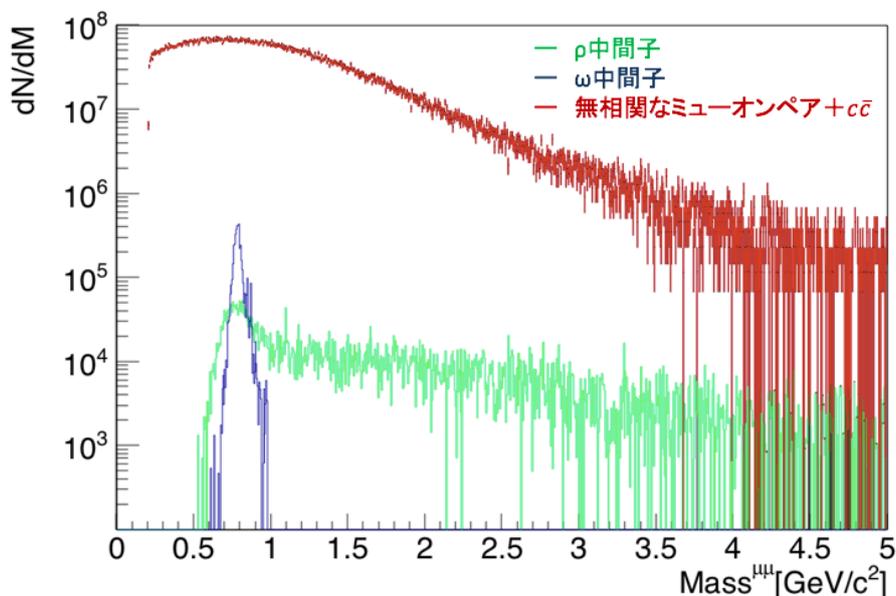
広島大学理学研究科博士課程前期物理学専攻  
クォーク物理学研究室  
学籍番号 M186390

吉川 和樹

令和2年2月7日  
指導教官 志垣 賢太 教授  
主査 志垣 賢太 教授  
副査 川端 弘治 教授

## 概要

CERN (欧州原子核研究機構) の LHC 加速器において、ALICE 実験では高エネルギー重イオン衝突を用いて極初期宇宙状態 QGP (クォーク・グルーオン・プラズマ) を再現し、その媒質中での物理現象を研究している。2021 年から始まる LHC Run 3 では、 $\mu$  粒子対の不変質量分解能や信号感度の向上のために新たな前方飛跡検出器 MFT (Muon Forward Tracker) を導入する。本研究では MFT 導入後の ALICE 実験において、カイラル対称性の自発的破れの部分回復による  $\rho$  中間子質量状態変化の検出を目指している。QGP は非常に高温であるため、カイラル対称性の回復現象が起こり、低質量ベクトル中間子の質量変化がその信号として期待される。 $\rho$  中間子は他の低質量ベクトル中間子と比べて寿命が短く、QGP 媒質中での崩壊確率が高く、著しい質量状態変化の理論予言がされているため、カイラル対称性の回復現象の重要な探針となる。 $\rho$  中間子質量分布は質量の近い  $\omega$  中間子やオープンチャームクォーク由来の  $\mu$  粒子対質量分布によりほぼ完全に埋もれてしまうことから測定は困難であった。しかし我々は MFT の導入により  $\omega$  中間子やチャームクォーク由来の背景事象をより高精度に差し引くことができ、 $\rho$  中間子の質量分布測定が実現できると期待している。本研究では、理論モデルに基づく質量状態変化を仮定した  $\rho$  中間子の信号を組み込んだシミュレーションにより、その質量状態変化の検出感度の定量的評価を目標とする。そのために、LHC Run 3 の統計量や実際の ALICE 検出器を想定した Pb-Pb 衝突実験のシミュレーションを行い、 $\rho$  中間子質量分布測定における背景事象について議論する。下図に示すのはシミュレーションによって再現した  $\rho$  中間子の質量分布と背景事象となる  $\omega$  中間子と無相関なミュオンペアと、 $c\bar{c}$  由来の連続成分の質量分布である。



# 目次

<b>1</b>	<b>序論</b>	<b>7</b>
1.1	素粒子	7
1.2	量子色力学	8
1.3	クォーク・グルーオンプラズマ (QGP)	9
1.4	高エネルギー原子核衝突実験	9
1.5	カイラル対称性の物理	10
1.5.1	カイラル対称性の自発的破れによる質量獲得	10
1.5.2	カイラル対称性の自発的破れの回復による質量状態変化	11
1.6	低質量ベクトル中間子	12
1.6.1	$\rho$ 中間子	13
1.7	研究目的	13
<b>2</b>	<b>実験背景</b>	<b>14</b>
2.1	LHC 加速器	14
2.2	ALICE 実験	14
2.3	ALICE 検出器	15
2.3.1	ミューオンスペクトロメーター	15
2.3.2	V0 検出器	16
2.3.3	ITS 検出器	16
2.4	ALICE 実験次期高度化計画	17
2.4.1	ミューオン・フォワード・トラッカー (Muon Forward Tracker, MFT)	17
<b>3</b>	<b>解析手法</b>	<b>20</b>
3.1	ミューオン測定	20
3.1.1	ミューオン飛跡再構成	20
3.1.2	運動量再構成	20
3.1.3	不変質量再構成	21
3.2	$\rho$ 中間子質量変化測定に向けた解析手順	21
3.3	不変質量分布作成	21
3.3.1	イベントジェネレーター/シミュレーションソフト	22
3.3.2	背景事象質量分布	22
3.3.3	$\rho$ 中間子、 $\omega$ 中間子不変質量分布	23
3.3.4	コンビナトリアルバックグラウンド	31
3.4	背景分布評価	32
3.4.1	信号感度 ( $S/\sqrt{N}$ )	32

3.4.2	信号対背景比 ( $S/B$ ) . . . . .	32
<b>4</b>	<b>結果</b>	<b>33</b>
4.1	ALICE Run 3 で期待する $\rho$ 中間子不変質量分布 . . . . .	33
4.2	信号感度と信号対背景比測定 . . . . .	34
4.3	コンビナトリアルバックグラウンド差し引き . . . . .	36
4.3.1	Distance of Closest Approach(DCA) カット . . . . .	37
4.4	$c\bar{c}$ 由来の連続成分の差し引き . . . . .	38
<b>5</b>	<b>考察、結論</b>	<b>39</b>
5.1	信号感度と信号対背景比 . . . . .	39
5.2	展望 . . . . .	41

## 目次

1	標準模型での素粒子の分類 [1]	7
2	バリオン, メソン	8
3	通常原子核相と QGP 相 [2]	9
4	クォーク凝縮の強度変化 [3]	10
5	E325 実験で測定された $\phi$ 中間子の不変質量分布 [4][5]	11
6	横軸: クォーク総質量、縦軸: クォークがヒッグス機構で 獲得した質量を表し、各クォークがヒッグス機構で獲得し た質量の割合を示す [6]	12
7	高温高密度媒質中でのハドロンの $\mu$ 粒子への崩壊	12
8	LHC 加速器 [7]	14
9	ALICE 実験 検出器 [8]	15
10	ミュオンスペクトロメーター [9]	16
11	MFT 導入による飛跡再構成精度向上 [11]	17
12	MFT 構造 [10]	18
13	MFT 導入前後の不変質量分布 [9]	19
14	$\rho$ 中間子真空の質量分布 [12]	24
15	$\rho$ 中間子、 $\omega$ 中間子のインプット質量分布	25
16	鉛相互衝突 $\sqrt{s_{NN}}=5.02\text{TeV}$ 衝突中心度 0-5%での $\pi^0$ と $\eta$ 中間子の不変質量の横運動量分布のデータ点に対するフィット	27
17	$\rho$ 中間子、 $\omega$ 中間子のインプット横運動量分布	28
18	$\rho$ 中間子、 $\omega$ 中間子のインプット擬ラピディティ分布	29
19	$\rho$ 中間子横運動量分布と規格化因子	30
20	シミュレーションから得た Run 3 で期待する $\rho$ 、 $\omega$ 中間子 とバックグラウンドの不変質量分布	33
21	シミュレーションから得た Run 2 の $\rho$ 、 $\omega$ 中間子とバック グラウンドの不変質量分布	34
22	作成した質量分布から計算した Run 3, Run 2 の $S/\sqrt{N}$ と その比	35
23	作成した質量分布から計算した Run 3, Run 2 の $S/B$ とそ の比	35
24	コンビナトリアルバックグラウンドの差し引き	36
25	ビーム軸に垂直な方向から見た DCA[18]	37
26	$c\bar{c}$ 由来の連続成分差し引きの見積もり	38
27	再構成効率	39
28	先行研究で見積もられた Run 3, Run 2 の $\omega$ 中間子の $S/B$ [15]	40

## 表目次

1	低質量ベクトル中間子の寿命 [7] . . . . .	13
2	PYTHIA より見積もった $c\bar{c}$ と全粒子の反応断面積 . . . . .	23
3	鉛相互衝突 $\sqrt{s_{NN}}=5.02\text{TeV}$ 衝突中心度 0-5%での $\pi^0$ 中間子の TCM function フィッティングパラメータ [13] . . . . .	26
4	$\rho$ 中間子、 $\omega$ 中間子のミューオン対への崩壊確率 [16][17] . . . . .	31
5	Run 2、Run 3 の積分ルミノシティとイベント数 [10] . . . . .	31

# 1 序論

## 1.1 素粒子

素粒子は標準模型理論によって性質を記述される最小単位の粒子である。この素粒子のうち物質を構成する粒子としてクォークとレプトンの2種類がある。これらの物質粒子はスピン1/2を持つフェルミオンで、クォークは質量の小さい順にu(up アップ)、d(down ダウン)、s(strange ストレンジ)、c(charm チャーム)、b(bottom ボトム)、t(top トップ)クォークの6種類があり、これらが2つ結合してメソン、もしくは3つ結合してバリオンを形成する。レプトンには電荷を持つものと持たないものがあり、電子、ミューオン( $\mu$ )、タウ( $\tau$ )の3種類は $-1 e$ の電荷をもち、電子ニュートリノ、ミュー・ニュートリノ、タウ・ニュートリノの3種類は電荷を持たない。残りの4種類はゲージ粒子と呼ばれる素粒子間の相互作用を伝える粒子である。ヒッグス粒子は光子とグルーオン以外の粒子に質量を与える粒子である。



図 1: 標準模型での素粒子の分類 [1]

## 1.2 量子色力学

自然の相互作用には標準模型の基本相互作用である強い相互作用、電磁相互作用、弱い相互作用に加え重力の4つの基本的な相互作用がある。このうちの強い相互作用を記述する理論を量子色力学 (QCD, Quantum Chromo Dynamics) という。強い相互作用はクォークとグルーオンにはたらき、グルーオンが媒介粒子となりクォークの持つ3つの色荷の交換がおこなわれている。色荷とはクォークとグルーオンの持つ強い相互作用の電荷に相当するものである。クォークやグルーオンは色荷が無色になるように重ね合わされることで、安定な複合粒子として存在できるようになる。このような複合粒子をハドロンという。ハドロンには色荷の異なるクォーク3つから成るバリオンとクォークと反クォークから成るメソンの2つがあり、バリオンには陽子や中性子、メソンには $\pi$ 中間子やK中間子などがある。クォークは通常、ハドロンに閉じ込められているため単体で取り出すことはできない。しかし漸近的自由性と呼ばれる、クォークなどの粒子間距離が小さくなりエネルギースケールが大きくなるほど粒子の間に生じる強い相互作用が弱まる性質が存在し、このような高エネルギー状態ではクォークやグルーオンが自由粒子として振る舞うと考えられている。

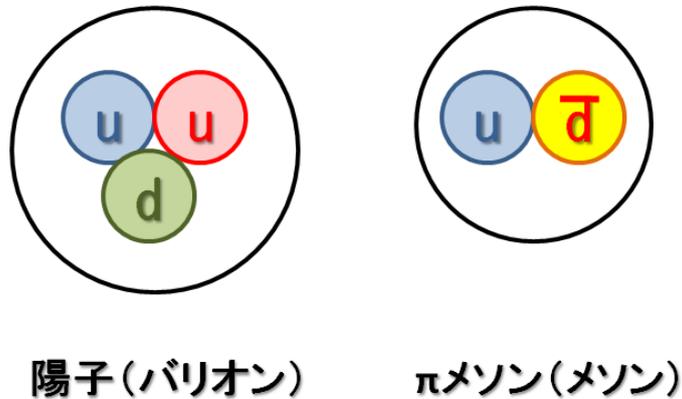


図 2: バリオン, メソン

### 1.3 クォーク・グルーオンプラズマ (QGP)

宇宙開闢であるビッグバンからクォークやグルーオン、レプトンが生成され、宇宙の膨張、冷却とともにクォークやグルーオンから陽子や中性子、軽い原子核といった順に様々な元素が生成され今に至ると考えられている。クォークやグルーオンの生成から陽子や中性子ができるまでの間(ビッグバンから数 $\mu$ 秒から数 $10\mu$ 秒後)にはクォークやグルーオンがバラバラな状態であったと考えられている。この状態をクォーク・グルーオンプラズマ (Quark Gluon Plasma) と呼ぶ。

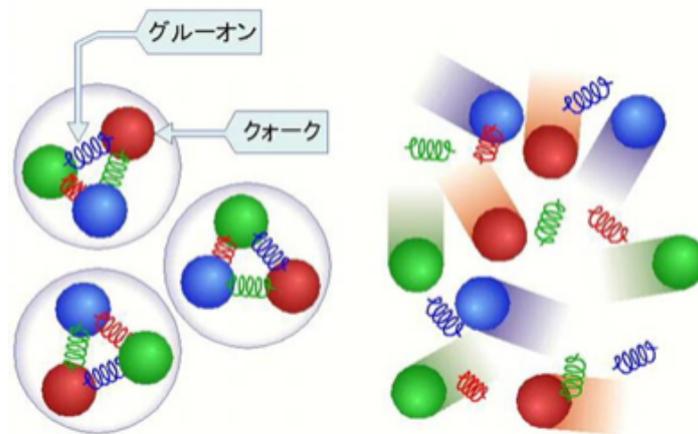


図 3: 通常原子核相と QGP 相 [2]

左: 通常原子核物質 右: QGP

### 1.4 高エネルギー原子核衝突実験

高エネルギー状態 QGP において漸近的自由性によってクォークやグルーオンは閉じ込めから解放される。このような状態を実験的に再現し、その性質を解明するために用いられるのが高エネルギー原子核衝突実験である。すでに米国ブルックヘブン国立研究所 (BNL) の RHIC 加速器を用いた実験で QGP 媒質の生成が確認されており、生成媒質の温度や粘性が測定された。また欧州原子核研究機構 (CERN) では、LHC 加速器を用いてより高エネルギーの実験を行い QGP の物性理解や QGP 媒質中での物理現象解明に向けて様々な研究が行われている。

## 1.5 カイラル対称性の物理

QGP 媒質中で期待される物理現象のひとつがカイラル対称性の回復によるハドロン質量状態変化である。

### 1.5.1 カイラル対称性の自発的破れによる質量獲得

クォークは $1/2$ のスピンを持つ。このスピンの向きが運動方向と同じ場合を「右巻き」、逆向きの場合を「左巻き」という。右巻きか左巻きかは粒子固有の属性となっており、このような属性を「カイラリティ」と呼ぶ。質量 $0$ の粒子は光速で運動するためどの慣性系からでも右巻きか左巻きかは変わらない。この場合ではカイラリティが保存しているためカイラル対称性が保たれている。一方、質量を持つ粒子は光速では運動できないのでその粒子より速い速度で運動する系からは見かけの運動方向が変化する。この場合にはカイラリティは保存せず、カイラル対称性は破れている。カイラル対称性が自発的に破れることで空間の相転移が起こり、クォーク凝縮というクォーク・反クォーク対により空間が満たされる。このクォーク凝縮との抵抗により素粒子は質量を獲得する。図4のようにクォーク凝縮の強さは温度と密度に依って変化する。

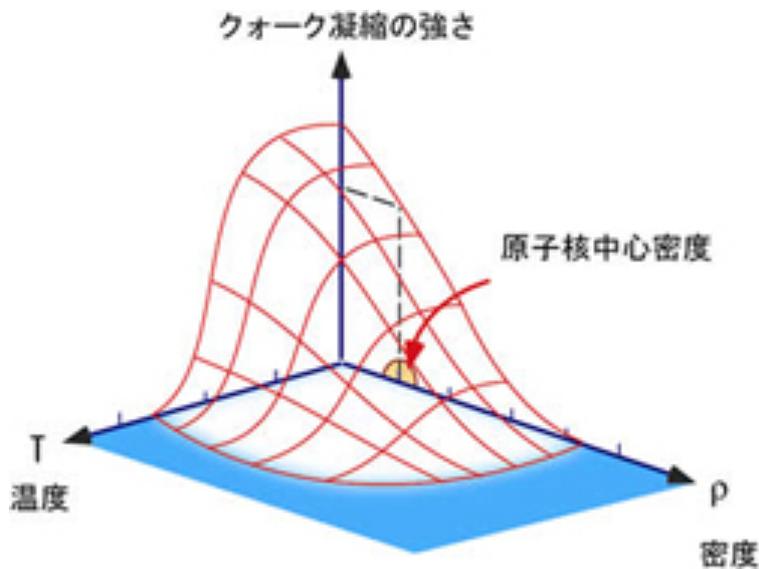


図 4: クォーク凝縮の強度変化 [3]

### 1.5.2 カイラル対称性の自発的破れの回復による質量状態変化

QGPのような高エネルギー状態においてクォーク凝縮が融解し粒子が質量を失い、カイラル対称性の破れが回復した状態になると考えられ、その探索が様々な実験によって行われてきた。その中でカイラル対称性の回復による質量状態変化を測定したとされる実験がKEK-PSで行われたE325[5]である。この実験では12GeVの陽子+銅の固定標的実験によって原子核中で崩壊した $\phi$ 中間子の質量状態変化が測定された。この実験では密度を高くするアプローチでクォーク凝縮の強度を落としており、高エネルギー原子核衝突実験による温度を高くするアプローチでの測定には未だ至っていない。

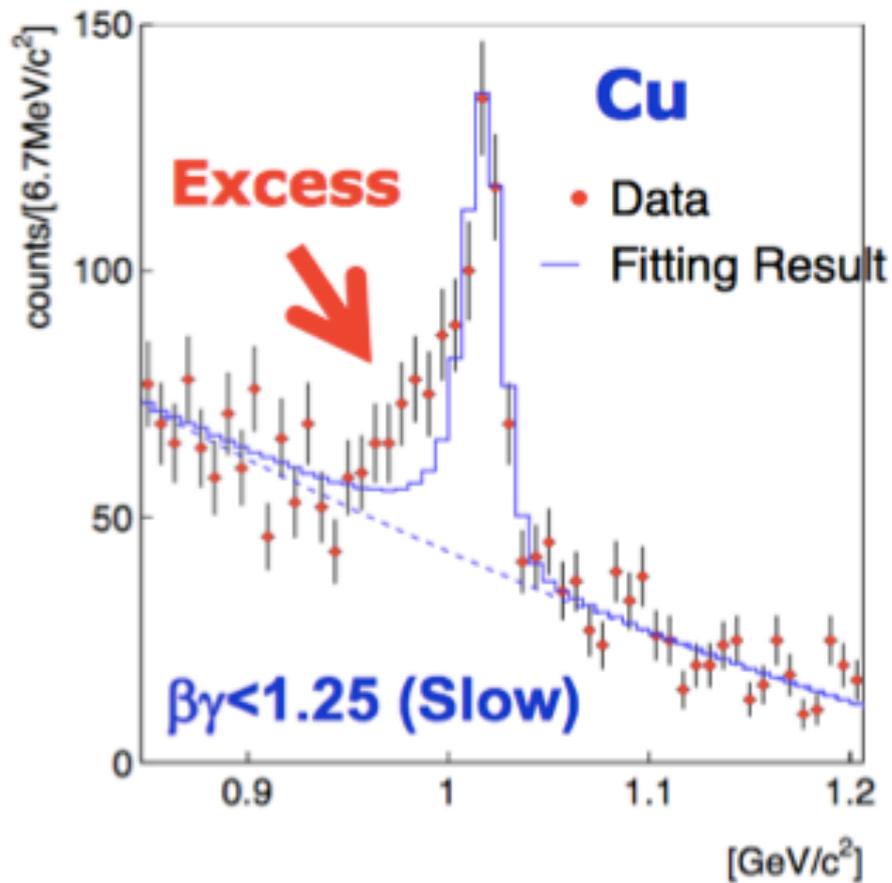


図 5: E325 実験で測定された  $\phi$  中間子の不変質量分布 [4][5]

## 1.6 低質量ベクトル中間子

カイラル対称性の破れの回復による質量変化の測定において  $\rho, \omega, \phi$  中間子といった低質量ベクトル中間子は良い探針である。その理由として大きく2つある。1つはカイラル対称性によって獲得する質量が中間子質量の中で支配的であるという点。6種類のクォークの中で特に  $u, d, s$  クォークはカイラル対称性の破れによって獲得する質量の割合が大きく、 $\rho, \omega, \phi$  中間子はこの  $u, d, s$  クォークによって構成される。2つ目はレプトン対への

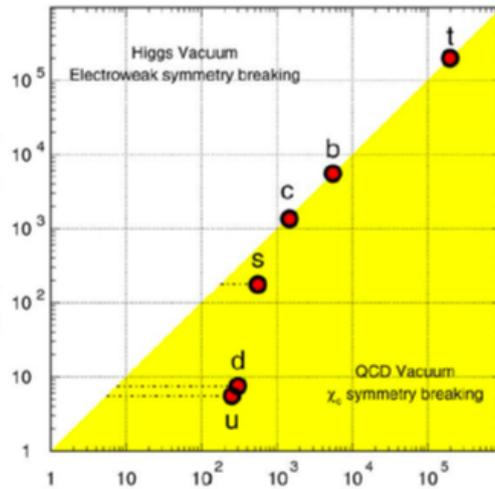


図 6: 横軸：クォーク総質量、縦軸：クォークがヒッグス機構で獲得した質量を表し、各クォークがヒッグス機構で獲得した質量の割合を示す [6]

崩壊モードを持つ点。レプトンへの崩壊モードが重要なのは、QGP 中で低質量ベクトル中間子が崩壊してできたレプトン対は強い相互作用による散乱を受けないため崩壊前の低質量ベクトル中間子の情報を持っていることである。

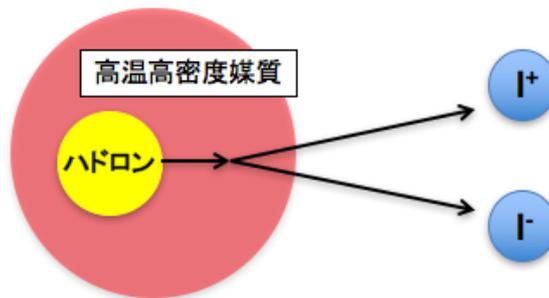


図 7: 高温高密度媒質中でのハドロンの  $\mu$  粒子への崩壊

### 1.6.1 $\rho$ 中間子

上記したように低質量ベクトル中間子はカイラル対称性の自発的破れの回復による質量状態変化探索において重要である。その中で本研究では  $\rho$  中間子に着目している。 $\rho$  中間子は  $\omega, \phi$  中間子に比べ寿命が短く、高エネルギー原子核衝突での生成後、QGP 媒質中で崩壊する確率が高く低質量ベクトル中間子の中でも、さらに質量状態変化探索に適した探針である。 $\rho, \omega, \phi$  中間子の寿命を以下の表 1 に示す。

しかし  $\rho$  中間子の不変質量は  $770\text{MeV}/c^2$  で  $\omega$  中間子の不変質量  $782\text{MeV}/c^2$  と非常に近く  $\omega$  中間子の分布に隠れてしまい測定が困難とされてきた。またこの質量域には  $c\bar{c}$  由来の連続成分が存在し  $\rho$  中間子測定のバックグラウンドとなっている。

$\tau_\rho$	$\tau_\omega$	$\tau_\phi$
$4.5 \times 10^{-24}[\text{s}]$	$7.75 \times 10^{-23}[\text{s}]$	$1.55 \times 10^{-22}[\text{s}]$

表 1: 低質量ベクトル中間子の寿命 [7]

### 1.7 研究目的

本研究ではこれまで測定困難とされてきた  $\rho$  中間子が、ALICE 実験次期高度化計画における測定精度向上により質量状態変化探索において現実的な探針であるかをシミュレーションを用いた背景分布評価により見積もることを目的とする。

## 2 実験背景

### 2.1 LHC 加速器

LHC 加速器 (Large Hadron Collider) は欧州原子核研究機構 (CERN) の世界最大の加速器でスイスのジュネーブにスイスとフランスの国境をまたいで設置されている。LHC は世界最大、最高エネルギーの粒子加速器で陽子や原子核のビームを光速付近まで加速し高エネルギー原子核衝突実験を行う。2015 年から 2018 年まで行なっていた Run 2 では陽子相互衝突実験で最高重心エネルギー 13TeV、鉛原子核相互衝突で 5.02TeV の実験を行なっている。LHC には ALICE 実験、CMS 実験、ATLAS 実験、LHCb 実験の 4 つの実験グループがあり、それぞれが異なる研究目的を持って実験を行なっている。また Run 2 後 2019 年から 2020 年の 2 年間に Long Shutdown (LS) として 2021 年から始まる Run 3 に向けた高度化計画のための新検出器の導入などを行う。

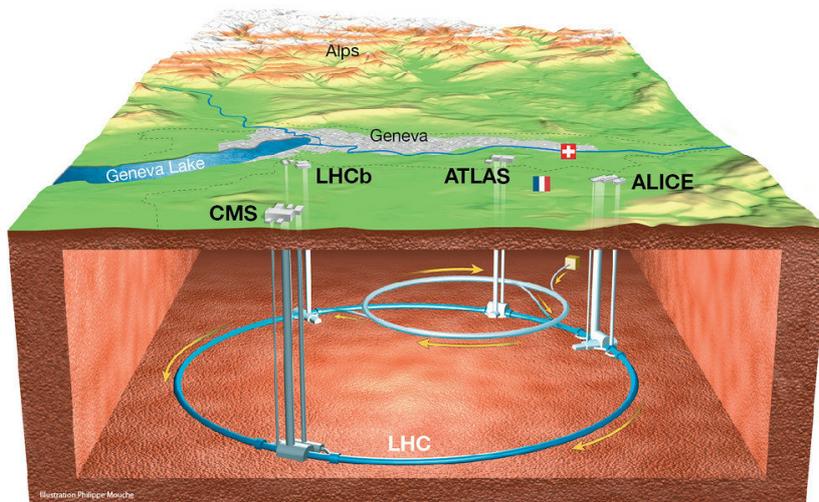


図 8: LHC 加速器 [7]

### 2.2 ALICE 実験

ALICE 実験 (A Large Ion Collider Experiment) では重イオンの衝突実験を行い、QGP を生成し、その性質を明らかにすることを目的としている。

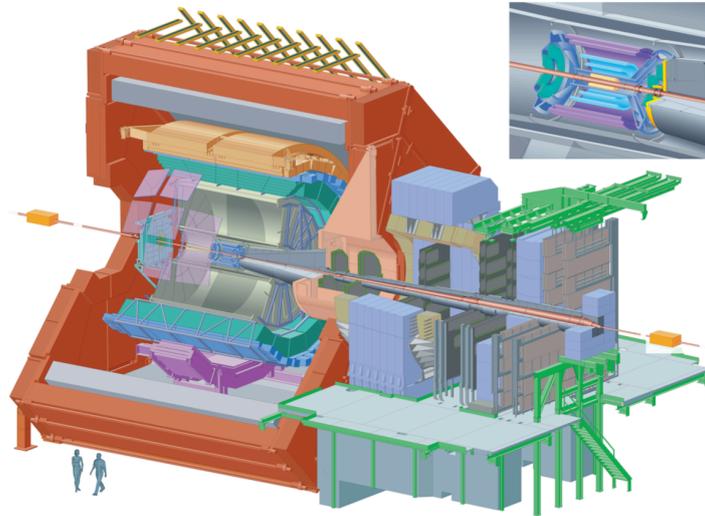


図 9: ALICE 実験 検出器 [8]

## 2.3 ALICE 検出器

ALICE 実験検出器は大きく分けて次の 3 つの部分が存在する。

1. 衝突点付近を覆うセントラルバレル ( $-0.9 < \eta < 0.9$ )
2. 前方方向の  $\mu$  粒子を検出するミュオンアーム ( $-4 < \eta < -2.5$ )
3. 衝突事象を選別するグローバル検出器

### 2.3.1 ミューオンスペクトロメーター

ミュオンスペクトロメーターは ALICE 実験におけるミュオン検出器であり、擬ラピディティ範囲  $-4 < \eta < -2.5$  を覆っている。ミュオンスペクトロメーターは、以下の 5 つからなる。

- フロントアブソーバー  
カーボン、鉄、コンクリートなどから成り、原子核衝突により生成される粒子の中から様々な粒子を取り除き、ミュオンのみを検出するためのもの
- トラッキングシステム  
5 枚のステーションからなる飛跡検出器

- ダイポールマグネット  
ミュー粒子の飛跡をローレンツ力で曲げるための双極子磁石
- フィルター  
フロントアブソーバー内での反応で生じたハドロンなどを除去
- トリガーシステム  
フィルターを通過し到達した粒子をミュー粒子と決定

フロントアブソーバーを抜けた粒子をダイポールマグネットで飛跡を曲げ、トラッキングシステムで飛跡を検出し粒子の運動量を測定する。

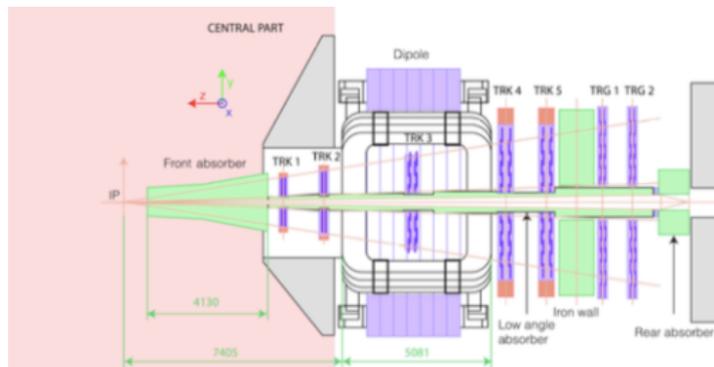


図 10: ミューオンスペクトロメーター [9]

### 2.3.2 V0 検出器

V0 は衝突事象と背景事象の選別やルミノシティ、粒子多重度、衝突中心度、イベント平面などを測定するトリガー検出器である。2枚のディスクのプラスチックシンチレータユニットから成り  $-3.7 < \eta < -1.7$  の範囲を覆う。この V0 検出器からみて時計回り (clockwise) の方向にあるものを V0C、反時計回り (anti-clockwise) 方向にあるものを V0A と呼ぶ。

### 2.3.3 ITS 検出器

ITS はインナー・トラッキング・システムの略称である。ITS はビームの衝突点の特定、荷電粒子の通過点、粒子数を測定する検出器であり

ALICE 検出器の最内層に位置する。6 層のシリコン検出器より構成されており内側から 2 層ずつ SPD(Silicon Pixel Detectors),SDD(Silicon Drift Detectors),SSD(Silicon micro-Strip Detectors) に分かれている。

## 2.4 ALICE 実験次期高度化計画

LHC が加速器の性能向上を行う 2019 年から 2 年間の LS 期間に ALICE 実験では検出器の改良及び新検出器の導入する。

### 2.4.1 ミューオン・フォワード・トラッカー (Muon Forward Tracker,MFT)

MFT 導入による測定精度向上

ミューオン・フォワード・トラッカー (Muon Forward Tracker,MFT) は、2021 年から運用する新たな検出器である。MFT は衝突点と前方吸収体の間に設置され衝突点の再構成精度向上を目的としている。ALICE Run 2 までのミューオン測定では吸収体内での多重散乱により粒子生成点の再構成精度が低くなっていた。そこで MFT を導入することで多重散乱の影響を受けず飛跡を検出し吸収体通過後に再構成した飛跡と結合することができ高精度な飛跡再構成が可能になる。

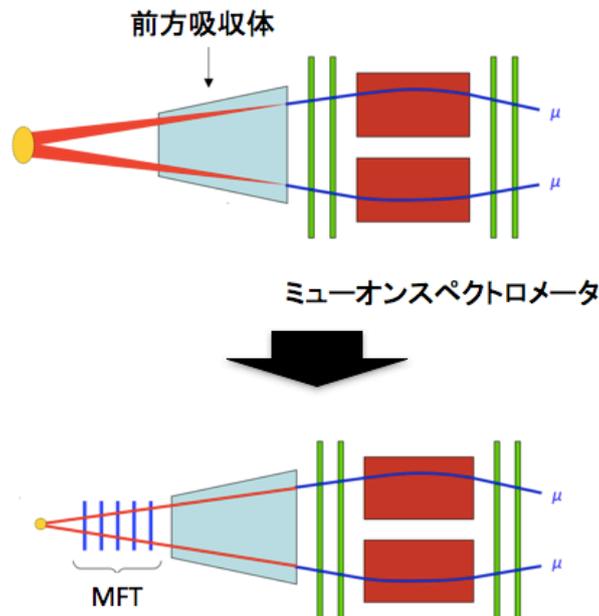


図 11: MFT 導入による飛跡再構成精度向上 [11]

## MFT 設計

MFTの包括領域は  $460 < z < 768[\text{mm}]$ 、 $-3.6 < \eta < -2.45$  であり、図に示すように5枚のハーフディスクから構成されている。また、このディスク上のミュオンを捉える領域は ALPIDE(ALice Pixel DEtector) と呼ばれるシリコンピクセルセンサーを搭載したラダーと呼ばれる基盤を複数組み合わせる構成されている。[10]

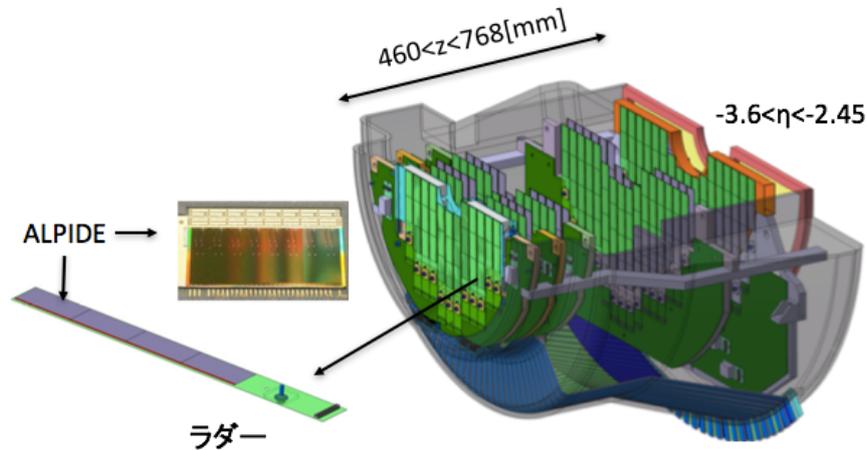


図 12: MFT 構造 [10]

## 測定可能となる物理

MFT 導入による測定精度の向上によって可能となる物理を以下に示す。[9]

1. 直接生成の  $J/\psi, \psi'$  生成と楕円フローを用いた媒質温度、チャーモニウムの解離、再結合機構の評価
2. 重クォーク (c、及び b クォーク) とチャーモニウムの楕円フロー測定による媒質の状態方程式と重クォークの熱化温度の解明
3. シングルミュオン測定での重クォークの分離と B 中間子崩壊からの  $J/\psi$  を用いた媒質中のエネルギー密度、カラーチャージ、パートンエネルギー損失の質量依存性測定
4. 低質量ベクトル中間子を用いたカイラル対称性の研究

本研究は4. 質量ベクトル中間子を用いたカイラル対称性の研究をテーマとしており、また3. で取り上げているシングルミュオン測定での重クォークの分離も背景事象の議論において重要である。

### MFT 導入による低質量ベクトル中間子の質量状態変化測定

MFTの導入により不変質量分布は下図13のように変化する。主な変化としては $\omega$ 、 $\phi$ 中間子の分解能の向上による信号のピークが細くなることである。また5.2.1章で説明する Distance of Closest Approach(DCA)を用いた重クォークの分離が可能になることによる $c\bar{c}$ 由来の連続成分減少と $\pi^\pm$ 、 $K^\pm$ 中間子から崩壊したミュオンの除去が可能になることによるコンビナトリアルバックグラウンドの減少が期待される。これらの変化により Run 2 に比べ高精度に質量状態変化の測定を行うことができる。

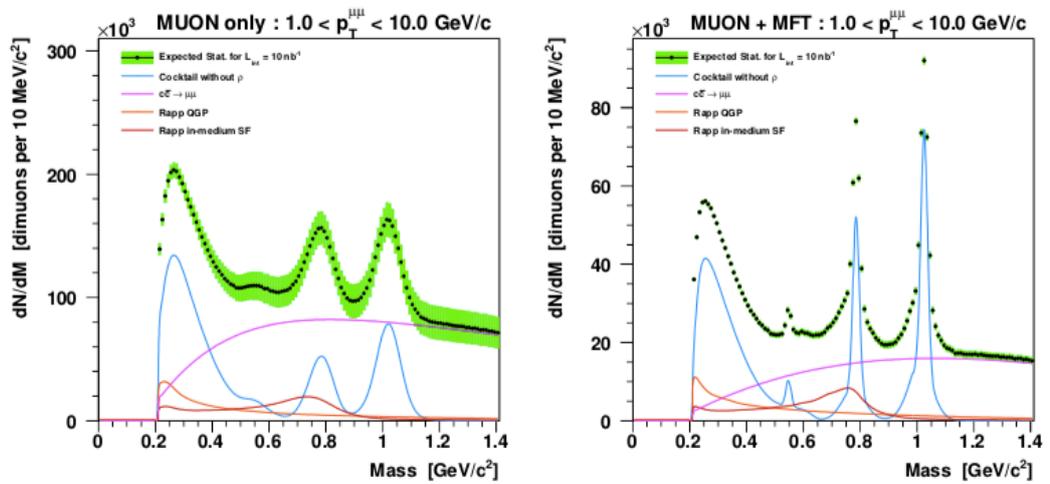


図 13: MFT 導入前後の不変質量分布 [9]

### 3 解析手法

本研究では、ALICE 実験 Run 3 を想定したシミュレーションデータを用いて  $\rho$  中間子の信号分布および背景分布を作成し、それぞれに対する影響の評価を行う。

#### 3.1 ミューオン測定

本研究ではミューオンを用いた測定を行う。測定にミューオンが適している理由としてミューオンには大きく二つの特徴が存在する。一つめはミューオンを含むレプトンが QGP やハドロングス中のクォークやグルーオンと強い相互作用をしないという点である。強い相互作用をしないということは、レプトン測定が崩壊時の情報を得ることが可能であることを示す。二つ目はミューオンの高い透過性である。制動放射の確率  $P$  は  $P \propto 1/m^2$  であり質量の二乗に反比例する。ミューオンの質量は  $m_\mu = 105.6 \text{ MeV}/c^2$  で、同じくレプトンで同様の実験では測定に使われる電子の質量  $m_e = 0.5 \text{ MeV}/c^2$  に対して制動放射を起こす確率が約  $2.5 \times 10^{-5}$  も小さく、制動放射を起こしにくく透過性が高いと言える。この高い透過性を利用し物質の大きい吸収体を通ってきた粒子を全てミューオンと識別することができる。以上のような理由からミューオン対崩壊チャンネルに着目した測定を行う。

##### 3.1.1 ミューオン飛跡再構成

ミューオンスペクトロメータによって実験で生成されたミューオンの飛跡再構成を行う。ミューオン飛跡再構成は主にミューオントラックの運動量再構成を行う。

##### 3.1.2 運動量再構成

運動量再構成は荷電粒子の飛跡曲率半径とミューオンスペクトロメータ内にかかる磁場の磁束密度から行われる。磁場によって進行方向を曲げられたミューオンの軌跡から位置座標を測定し曲率半径を求める。運動量  $p$  は曲率半径  $r[\text{m}]$  上を運動するときの遠心力とローレンツ力が釣り合うことから再構成できる。運動量と半径、磁束密度の関係は以下の式 (1) のようになる。

$$p[\text{GeV}/c] = 0.3rB[\text{Tm}] \quad (1)$$

### 3.1.3 不変質量再構成

ミューオンの運動量とエネルギー、質量から親粒子の不変質量を以下のように計算する。ミューオン対から再構成した親粒子の不変質量を  $M_{\mu\mu}$ 、エネルギーを  $E_{\mu\mu}$ 、運動量を  $p_{\mu\mu}^{\vec{}}$ 、ミューオンの不変質量を  $M_{\mu}$ 、エネルギーを  $E_{\mu}$ 、運動量を  $p_{\mu}^{\vec{}}$  とする。

$$M_{\mu\mu}^2 = E_{\mu\mu}^2 - |p_{\mu\mu}^{\vec{}}|^2 \quad (2)$$

と書くことができ、崩壊前後の  $\mu$  粒子と  $\omega$  中間子のエネルギー保存則、運動量保存則より以下のような式が得られる。

$$E_{\mu\mu} = E_{\mu^+} + E_{\mu^-} \quad (3)$$

$$p_{\mu\mu}^{\vec{}} = p_{\mu^+}^{\vec{}} + p_{\mu^-}^{\vec{}} \quad (4)$$

これら式 (2)(3)(4) より式 (3)(4) を (2) に代入して

$$M_{\mu\mu} = \sqrt{(E_{\mu^+} + E_{\mu^-})^2 - (p_{\mu^+}^{\vec{}} + p_{\mu^-}^{\vec{}})^2} \quad (5)$$

と表すことができる。

## 3.2 $\rho$ 中間子質量変化測定に向けた解析手順

本研究において  $\rho$  中間子質量変化測定に向けて想定する解析手順を以下に示す。

1. ALICE 実験 Run 2, Run 3 での統計量、検出器、検出領域を考慮した  $\rho$  中間子、及び背景事象の質量分布を作成
2.  $\rho$  中間子に対する背景分布の評価
3. 作成した質量分布から背景事象の現実的な差し引き
  - ・コンビナトリアルバックグラウンド
  - ・ $c\bar{c}$  由来の連続成分
  - ・ $\omega$  中間子
4.  $\rho$  中間子質量状態変化測定

## 3.3 不変質量分布作成

$\rho$  中間子質量状態変化測定に向けた ALICE 実験 Run 3 で期待される不変質量分布を作成する。以下でその作成方法及び背景分布評価方法について説明する。

### 3.3.1 イベントジェネレーター/シミュレーションソフト

#### HIJING

HIJING (Heavy Ion Jet INteraction Generator) とは高エネルギー原子核衝突実験を再現するイベントジェネレーターである。本研究では重心系衝突エネルギー  $\sqrt{s_{NN}}=5.5\text{TeV}$  の鉛原子核相互衝突で収集できる  $\mu$  粒子のシミュレーションデータを作成する為にこのイベントジェネレーターを用いる。このイベントジェネレーターを用いて作成されるのは信号を含まない無相関な  $\mu$  粒子の組み合わせから再構成される背景事象である。

#### PYTHIA

PYTHIA は陽子相互衝突で収集できる  $\mu$  粒子のシミュレーションデータを作成する為に用いるイベントジェネレーターであり、本研究では  $c\bar{c}$  由来の背景事象分布の作成を行った。

#### GEANT4

GEANT4 は粒子が物質中を通過する際の相互作用過程をシミュレーションするソフトウェアであり、主に高エネルギー物理学や原子核実験、医療、加速器などの分野で使用されている。本研究ではミュオンスペクトロメータ、MFT の検出器効果を考慮するために用いている。

### 3.3.2 背景事象質量分布

前述した HIJING, PYTHIA を用いて背景事象の分布を作成する。ここで作成する背景事象は  $\pi^{pm}$ ,  $K^\pm$  中間子由来のシングルミュオンが作る無相関な粒子から組まれたコンビナトリアルバックグラウンドと  $c\bar{c}$  由来の連続成分である。本研究で用いた HIJING シミュレーションで作られる粒子には  $c\bar{c}$  が含まれない為、PYTHIA で生成した  $c\bar{c}$  を HIJING イベントに組み込み背景事象分布を作成する。以下のような手順で  $c\bar{c}$  を HIJING イベントに外挿する。ここで外挿した  $c\bar{c}$  は PYTHIA に組み込まれた自然の崩壊確率に従い崩壊する。

1. 陽子相互衝突における  $c\bar{c}$  の反応断面積と全粒子 (Minimum bias) の反応断面積から陽子相互衝突 1 イベントで  $c\bar{c}$  の生成量を見積もる
2. 衝突回数を考慮し陽子相互衝突から鉛相互衝突の生成量を見積もる
3. 1 イベントに 1 つ必ず  $c\bar{c}$  を作る PYTHIA イベントを 2. で見積もった生成量分作成し HIJING イベントに組み込む

生成過程	反応断面積
$gg \rightarrow c\bar{c}$	$2.281 \times 10^1(\text{mb})$
$q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$	$1.565 \times 10^{-1}(\text{mb})$
Minimum bias	$4.88 \times 10^1(\text{mb})$

表 2: PYTHIA より見積もった  $c\bar{c}$  と全粒子の反応断面積

### 3.3.3 $\rho$ 中間子、 $\omega$ 中間子不変質量分布

モンテカルロシミュレーションを用いて ALICE 実験 Run 3 で期待される  $\rho$  中間子、 $\omega$  中間子質量分布の作成のために  $\rho$  中間子、 $\omega$  中間子をミュオン対に崩壊させ GEANT4 を用いた ALICE の検出器効果に通す。このモンテカルロシミュレーションでは真空中の  $\rho$  中間子、 $\omega$  中間子の質量スペクトル、横運動量スペクトル、擬ラピディティスペクトルをインプットの情報として与える必要がある。

### インプット質量分布

$\omega$  中間子の質量スペクトルは真空中ではガウス分布に従うため容易に作成できるが  $\rho$  中間子は崩壊幅が Breit-Wigner 分布に従わないという特徴があるため真空中での質量分布を参考文献より引用する。下図 14 に示すのが参考文献より引用する真空の  $\rho$  中間子の質量分布である。実線が真空の質量分布で、今回は使用しないが 3 種類の点線がそれぞれの温度状態  $T$ 、密度状態  $\rho_B$  で期待される質量分布である。ここでの  $\rho_0$  は通常原子核中の密度である。

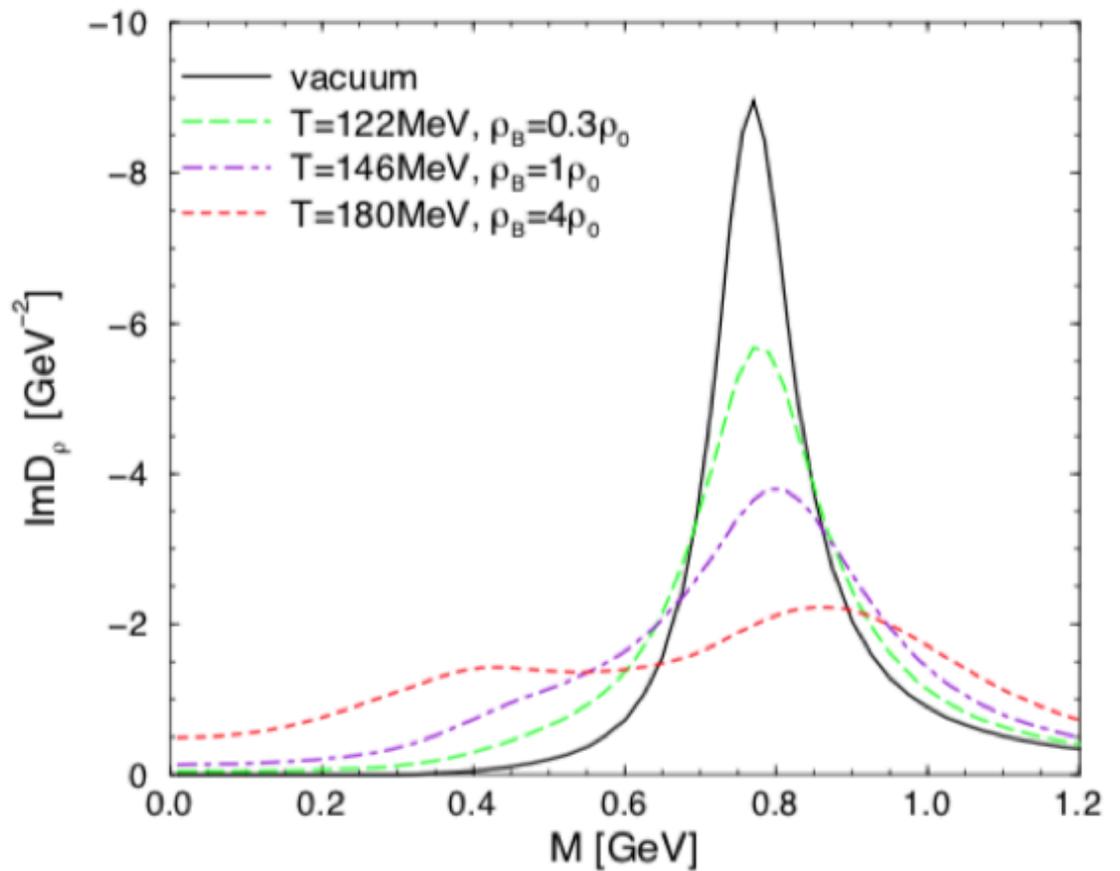


図 14:  $\rho$  中間子真空中の質量分布 [12]

実線：真空

点線：質量状態変化モデル

以上のようにして作成した下図 15 がインプットデータの  $\rho$  中間子と  $\omega$  中間子の質量スペクトルである。

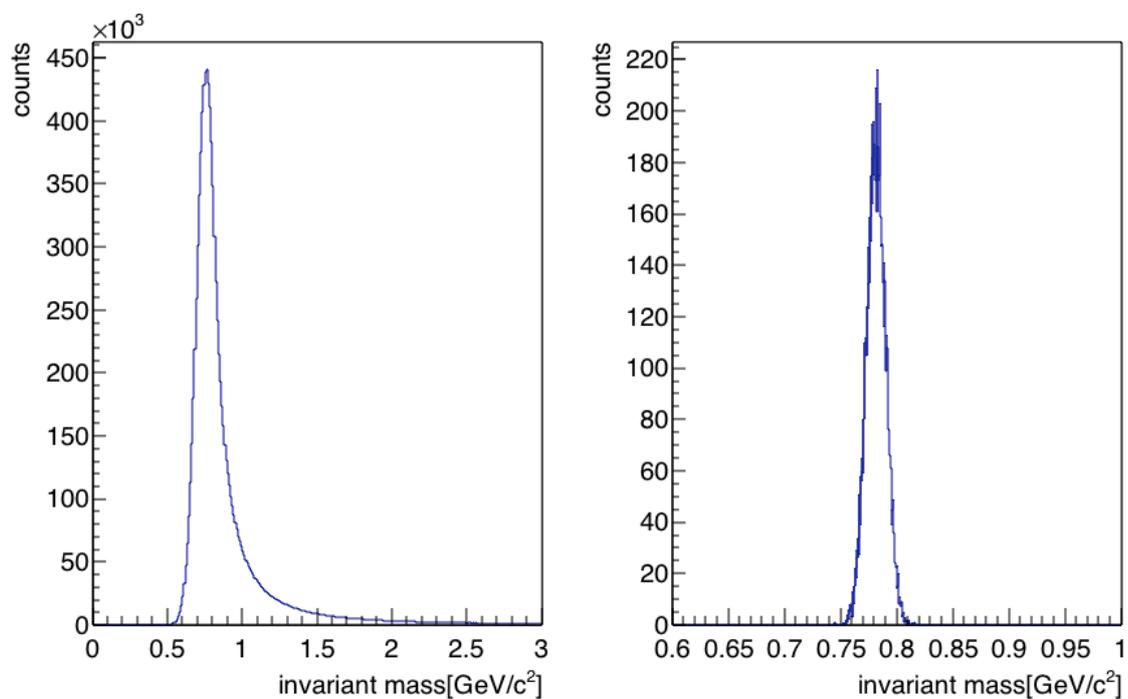


図 15:  $\rho$  中間子、 $\omega$  中間子のインプット質量分布

左 :  $\rho$  中間子

右 :  $\omega$  中間子

### インプット横運動量分布

鉛相互衝突  $\sqrt{s_{NN}}=5.02\text{TeV}$  での  $\rho$  中間子、 $\omega$  中間子の横運動量分布はこれまで測定された実験結果がなく何らかの方法で見積もる必要がある。本研究では  $m_T$  スケーリング法を用いて  $\rho$  中間子、 $\omega$  中間子の横運動量分布を見積もる。 $m_T$  スケーリング法とはメソンのスペクトルの形を見積もる際に使われる経験的な方法である。ここでは  $m_T$  スケーリング法が正しいスペクトルを見積もることを参考文献より  $\pi^0$  と  $\eta$  の測定結果を用いて確認する。確認方法として鉛相互衝突  $\sqrt{s_{NN}}=5.02\text{TeV}$  衝突中心度 0-5% での  $\pi^0$  と  $\eta$  中間子の不変質量の横運動量分布のデータ点に対して  $m_T$  スケーリング法から見積もったスペクトル関数でフィットを行い、正しく不変質量の形状を見積もれていることを示す。式 (7) の  $m$  に  $\pi^0$  と  $\eta$  中間子の静止質量を代入し、この式 (7) を式 (6) に代入することでフィッティング関数を求めることができる。表 1 は式 (6) に用いるその他の変数のフィッティングパラメータである。[13]

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = A_e \exp\left(-\frac{E_{Tkin}}{T_e}\right) + A \left(1 + \frac{p_T^2}{T^2 \cdot n}\right)^{-n} \quad (6)$$

$$E_{Tkin} = \sqrt{p_T^2 + m^2} - m \quad (7)$$

$A_e (\text{GeV}^{-2}c^3)$	$T_e (\text{GeV}/c)$	$A (\text{GeV}^{-2}c^3)$	$T (\text{GeV}/c)$	$n$
$187 \pm 26$	$0.39 \pm 0.01$	$1526 \pm 1055$	$0.29 \pm 0.05$	$2.75 \pm 0.04$

表 3: 鉛相互衝突  $\sqrt{s_{NN}}=5.02\text{TeV}$  衝突中心度 0-5% での  $\pi^0$  中間子の TCM function フィッティングパラメータ [13]

図 16 に示すのが見積もったスペクトル関数によるデータ点のフィットであり  $m_T$  スケーリング法から見積もったスペクトル関数が正しく形状を再現することが確認できる。

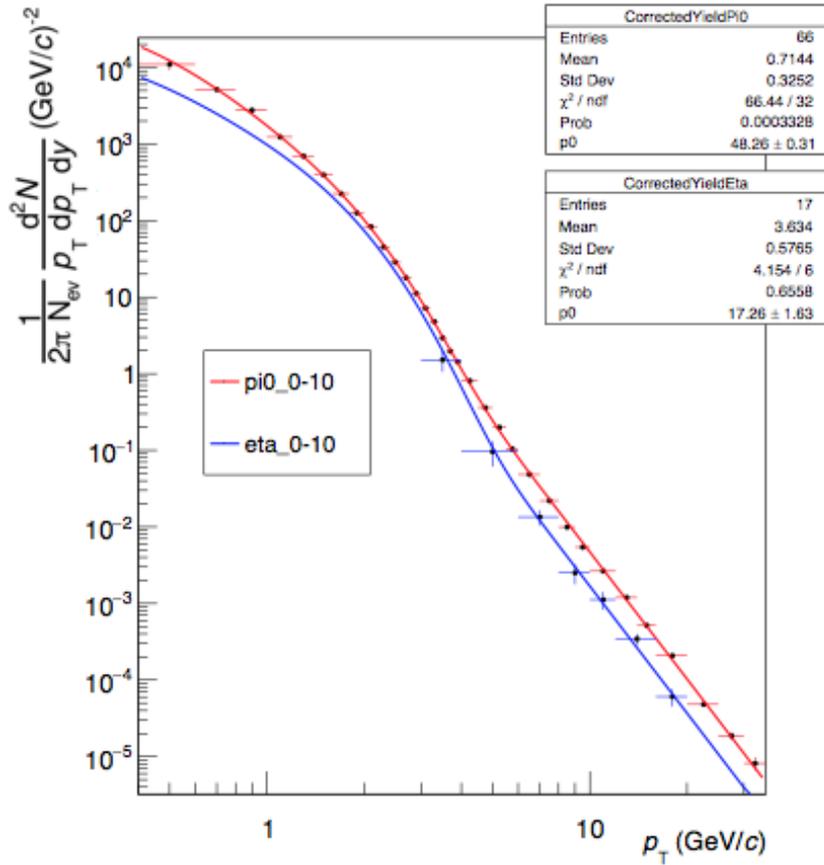


図 16: 鉛相互衝突  $\sqrt{s_{NN}}=5.02\text{TeV}$  衝突中心度 0-5%での  $\pi^0$  と  $\eta$  中間子の不変収量の横運動量分布のデータ点に対するフィット

同様にして  $m_T$  スケーリング法から  $\rho$  中間子、 $\omega$  中間子の横運動量分布を見積もる。この時縦軸が不変収量から粒子数になるようにスペクトル関数を見積もる。

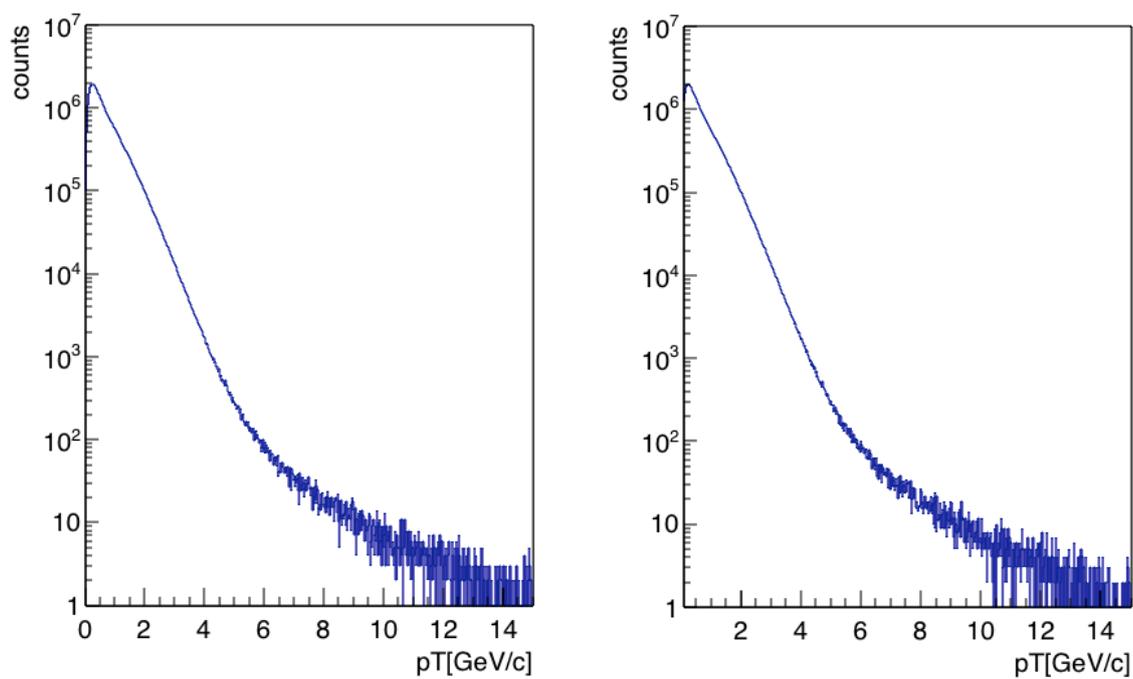


図 17:  $\rho$  中間子、 $\omega$  中間子のインプット横運動量分布

左 :  $\rho$  中間子

右 :  $\omega$  中間子

### 入力擬ラピディティ分布

擬ラピディティ分布は検出器の覆う範囲を示す。入力にはミュオンスペクトロメータの擬ラピディティ範囲で乱数を振り平坦な分布を作成する。

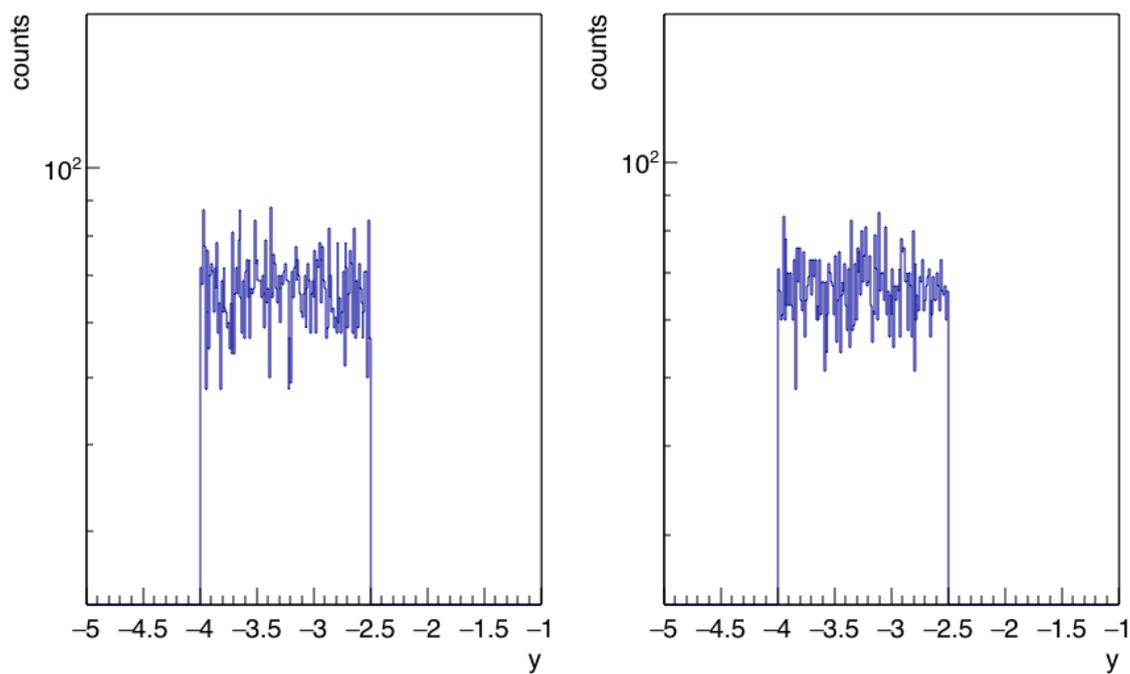


図 18:  $\rho$  中間子、 $\omega$  中間子の入力擬ラピディティ分布

左 :  $\rho$  中間子

右 :  $\omega$  中間子

$\rho$  中間子、 $\omega$  中間子の収量見積もり

モンテカルロシミュレーションで作成した  $\rho$  中間子、 $\omega$  中間子の横運動量分布を Run 2、Run 3 で期待される横運動量分布になるよう規格化する。インプット横運動量分布作成の際に用いた不変収量は  $\frac{1}{2\pi N_{ev}} \frac{d^2N}{p_T dp_T dy} (GeV/c)^{-2}$  と表され、イベント数  $N_{ev}$  を Run 2、Run 3 の値を代入して計算する事で Run 2、Run 3 で期待される横運動量分布を見積もる。また  $\rho$  中間子、 $\omega$  中間子のミューオン対への崩壊確率(下表 4) も考慮する。こうして見積もった横運動量分布と検出器効果のかかる前のモンテカルロシミュレーションの理想的な  $\rho$  中間子、 $\omega$  中間子の横運動量分布 (以降 MC 横運動量分布と呼ぶ) の比を計算し、モンテカルロシミュレーションの MC 横運動量分布から Run 2、Run 3 で期待する MC 横運動量分布への規格化因子を求める。この時モンテカルロシミュレーションのインプット横運動量分布と不変収量から見積もった横運動量分布は同じ形状なのでどの横運動量においても同じ値はずであるが、モンテカルロシミュレーションがインプットの形状をもとに乱数を振っている為生じる揺らぎから横運動量依存な規格化因子となっている。

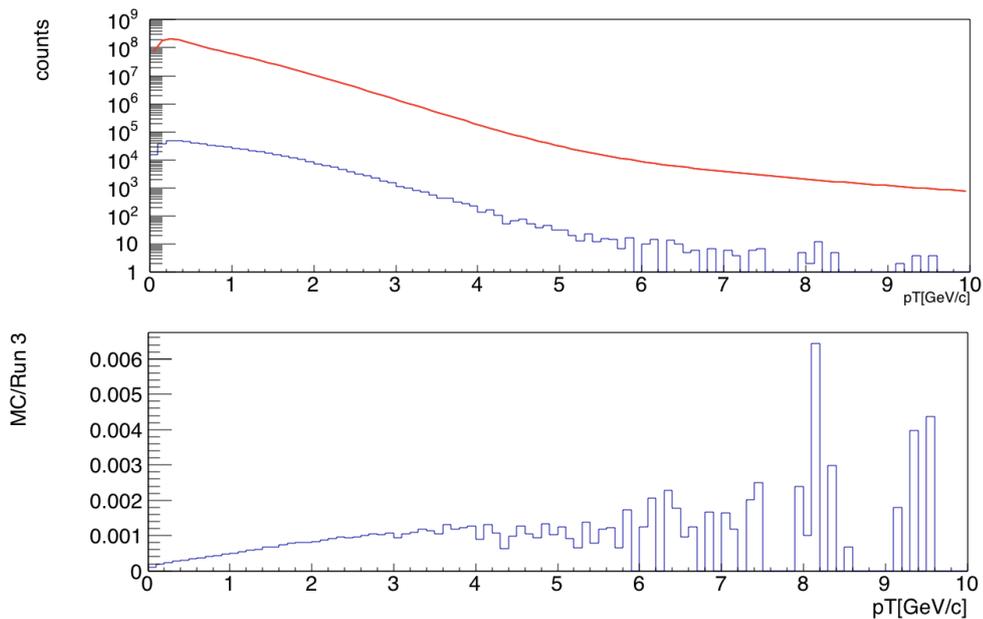


図 19:  $\rho$  中間子横運動量分布と規格化因子

赤線 : Run 3 で期待する MC 横運動量分布

青ヒストグラム : モンテカルロシミュレーション MC 横運動量分布

こうして求めた規格化因子を用いてモンテカルロシミュレーションの検出器効果を考慮し再構成した横運動量分布を Run 3 で期待される検出器効果を考慮し再構成した横運動量分布への規格化を行う。Run 2 の横運動量分布も同様に作成する。この際用いる Run 2 のイベント数は実際の実験で得られたイベント数で、Run 3 はイベント数が積分ルミノシティに比例することからそれぞれの値を用いて見積もった。Run 2、Run 3 の積分ルミノシティとイベント数とを以下の表 5 にまとめる。

$\rho$ 中間子	$\omega$ 中間子
$(4.55 \pm 0.28) \times 10^{-5}$	$(9.0 \pm 3.1) \times 10^{-5}$

表 4:  $\rho$  中間子、 $\omega$  中間子のミュオン対への崩壊確率 [16][17]

	Run 2	Run 3
積分ルミノシティ	$225\mu b^{-1}$	$10nb^{-1}$
イベント数	$1.5 \times 10^9$	$6.6 \times 10^{10}$

表 5: Run 2、Run 3 の積分ルミノシティとイベント数 [10]

### 3.3.4 コンビナトリアルバックグラウンド

ミュオン対から再構成した不変質量には同一の親粒子由来でないミュオン対から組まれたものがあり、このような無相関なミュオン対から再構成され生まれたバックグラウンドをコンビナトリアルバックグラウンド [14] という。本研究では、このコンビナトリアルバックグラウンドをライクサインメソッドという方法を用いて差し引きを行う。

ライクサインメソッド

本研究で考慮する  $\rho$  中間子、 $\omega$  中間子、 $c\bar{c}$  の崩壊モードにおいては同じ電荷を持つミュオン対は無相関なペアであることがわかる。これより同じ電荷を持つ (like-sign) ミュオン対で不変質量を再構成しバックグラウンドを再現しコンビナトリアルバックグラウンドを差し引く。この方法をライクサインメソッドという。ここで、signal をコンビナトリアルバックグラウンドを差し引いた後の質量分布、 $N_{+-}^{same}$  を同じ衝突事象での異なる電荷を持つミュオン対の数、 $N_{++}^{same}, N_{--}^{same}$  をそれぞれ正と負の同じ電荷を持つミュオン対の数とすると signal は以下のように表される。

$$signal = N_{+-}^{same} - 2R\sqrt{N_{++}^{same}N_{--}^{same}} \quad (8)$$

また正負それぞれの同電荷なミューオン対の幾何平均である  $\sqrt{N_{++}^{same} N_{--}^{same}}$  にかかっている R を R 因子という。これは同電荷なミューオン対のアクセプタンスの異なりを補正する因子であり  $N_{+-}^{mixed}, N_{++}^{mixed}, N_{--}^{mixed}$  をそれぞれ確実に無相関な衝突事象 (mixed event) の異電荷、同電荷なミューオン対とすると R 因子は以下のように表される。この R 因子は、mixed event から得られた異電荷なミューオン対と 1 同電荷なミューオン対の数の比を取ることで same event から得られた同電荷なミューオン対から組んだバックグラウンドの分布を補正することができる。

$$R = \frac{N_{+-}^{mixed}}{2\sqrt{N_{++}^{mixed} N_{--}^{mixed}}} \quad (9)$$

### 3.4 背景分布評価

#### 3.4.1 信号感度 ( $S/\sqrt{N}$ )

$\sqrt{N}$  は  $\rho$  中間子のピーク部分の総計誤差に相当するものである。 $\sqrt{N} = \sqrt{S+B}$  を表し、信号感度 ( $S/\sqrt{N}$ ) は  $\rho$  中間子の誤差に対する信号部分の統計的優位性を示し、この値は統計量と  $\rho$  中間子の信号に対する背景事象の割合に依存する。

本研究では  $\omega$  中間子も背景事象であるため詳細には  $S_\rho/\sqrt{S_\rho + S_\omega + B}$  として信号感度を測定する。

信号感度において考慮する積分値を  $\rho$  中間子の不変質量分布をフィットし存在確率が 99.7%となる  $\pm 3\sigma$  の範囲で計算した。

#### 3.4.2 信号対背景比 ( $S/B$ )

文字通り信号と背景事象の比であり信号の分解能に依存する値である。ここでは詳細には  $S_\rho/S_\omega + B$  として信号対背景比を測定する。

ここでは、信号感度、信号背景比において考慮する積分値を  $\rho$  中間子の不変質量分布をフィットし存在確率が 99.7%となる  $\pm 3\sigma$  の範囲で計算する。

## 4 結果

### 4.1 ALICE Run 3で期待する $\rho$ 中間子不変質量分布

シミュレーションによって  $\rho$  中間子及びバックグラウンドの不変質量分布を作成した。以下の図 20,21 はそれぞれ、横運動量領域を 0-1.0、1.0-1.5、1.5-2.0、2.0-2.5、2.5-3.0、3.0-3.5 GeV/c に分けて Run 3 と Run 2 それぞれについて作成した横軸は不変質量、縦軸は収量の分布である。

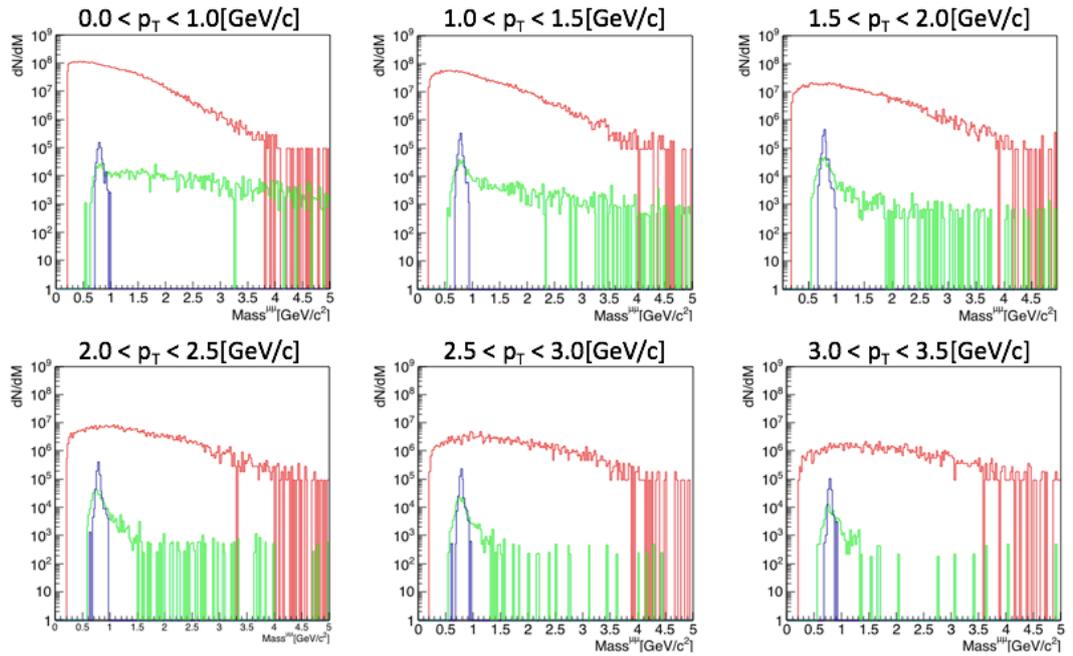


図 20: シミュレーションから得た Run 3 で期待する  $\rho$ 、 $\omega$  中間子とバックグラウンドの不変質量分布

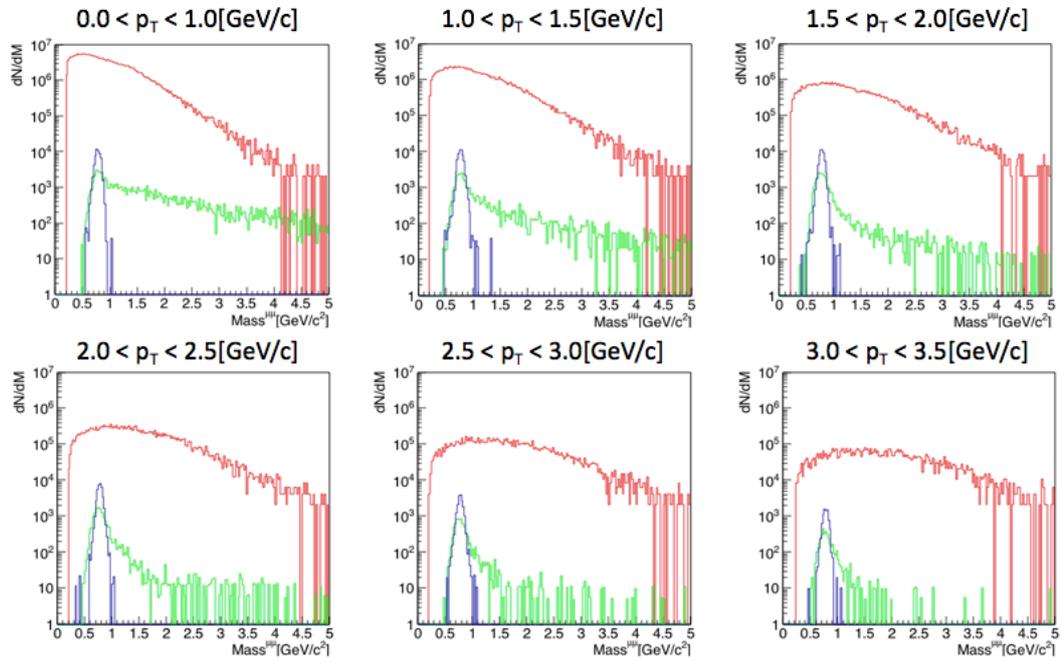


図 21: シミュレーションから得た Run 2 の  $\rho$ 、 $\omega$  中間子とバックグラウンドの不変質量分布

## 4.2 信号感度と信号対背景比測定

3.2.5 章で示したように信号感度 ( $S/\sqrt{N}$ )、信号対背景比 ( $S/B$ ) を計算する。以下の図 23 に 4.1 章と同様の横運動量区分で  $S/\sqrt{N}$  を計算しプロットした。このプロットでは Run 3 が常に Run 2 に対して優位な値を示しており、特に  $p_T < 1.5 [\text{GeV}/c]$  以上の領域では約 4 倍から 5 倍の信号感度を示している。

また図 24 に同様の横運動量区分で  $S/B$  を計算しプロットした。このプロットでは全ての横運動量領域で Run 2 と Run 3 がほぼ同じ値を示している。

崩壊幅の性質から分解能の向上が効かない  $\rho$  中間子にとって今回行ったシミュレーションでの Run 2、Run 3 の差異は、統計量 (再構成効率、検出器の包括領域の影響を含む) である。そのため信号の分解能に依存する値である  $S/B$  は常に等しい値を示し、統計量にも依存する  $S/\sqrt{N}$  は Run 3 が優位な値を示している。

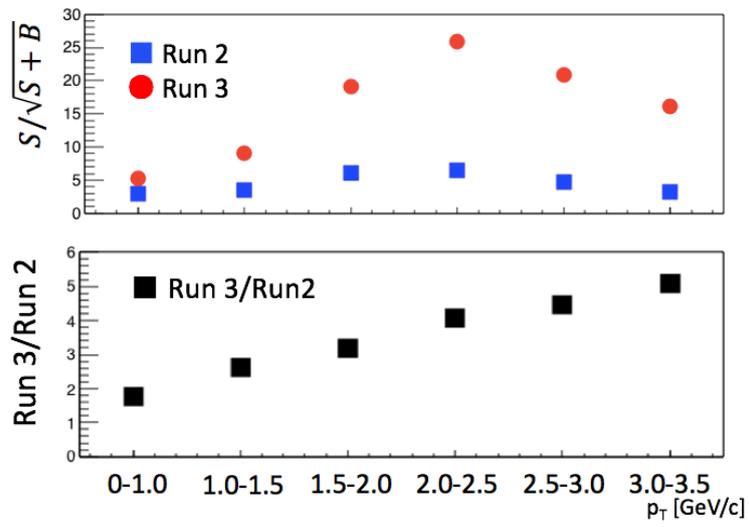


図 22: 作成した質量分布から計算した Run 3,Run 2 の  $S/\sqrt{N}$  とその比

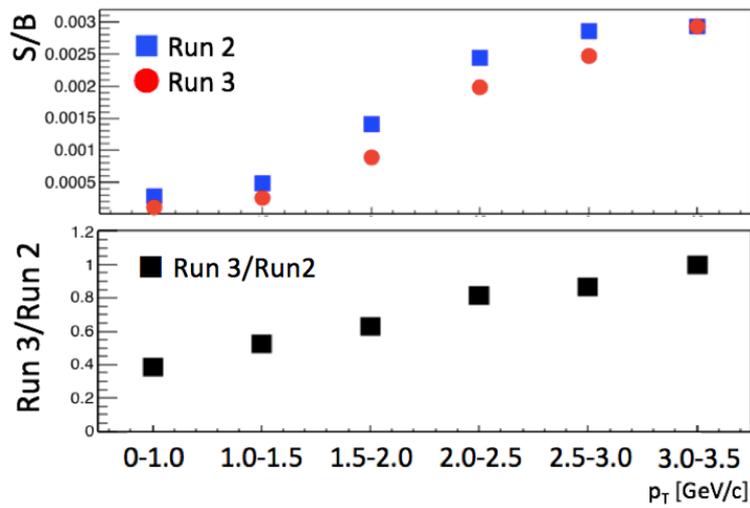


図 23: 作成した質量分布から計算した Run 3,Run 2 の  $S/B$  とその比

### 4.3 コンビナトリアルバックグラウンド差し引き

ライクサインメソッドでコンビナトリアルバックグラウンドの差引を行う。この時別々のヒストグラムで作成した  $\rho$  中間子、 $\omega$  中間子、HIJING+PYTHIA を足し合わせた分布を合計の分布として使用する。この時それぞれが持つ誤差を足し合わせる際に考慮する必要があるため、誤差伝播を用いた。Run 2、Run 3 データ両方に対して合計の分布からコンビナトリアルバックグラウンドを差し引いた結果が以下の図 22 である。この差し引きの結果残った引き残りには  $\rho$  中間子、 $\omega$  中間子、 $c\bar{c}$ 、コンビナトリアルバックグラウンド残りが含まれる。精度よく差し引きが行えていれば  $\rho$  中間子、 $\omega$  中間子のピークが見えるはずである。しかし Run 2、Run 3 ともに  $\rho$  中間子、 $\omega$  中間子のピークを確認することはできない。原因として  $c\bar{c}$  とコンビナトリアルバックグラウンドの残りの分布が  $\rho$  中間子、 $\omega$  中間子のピークよりも十分多くピークが埋もれてしまっていると考えられる。

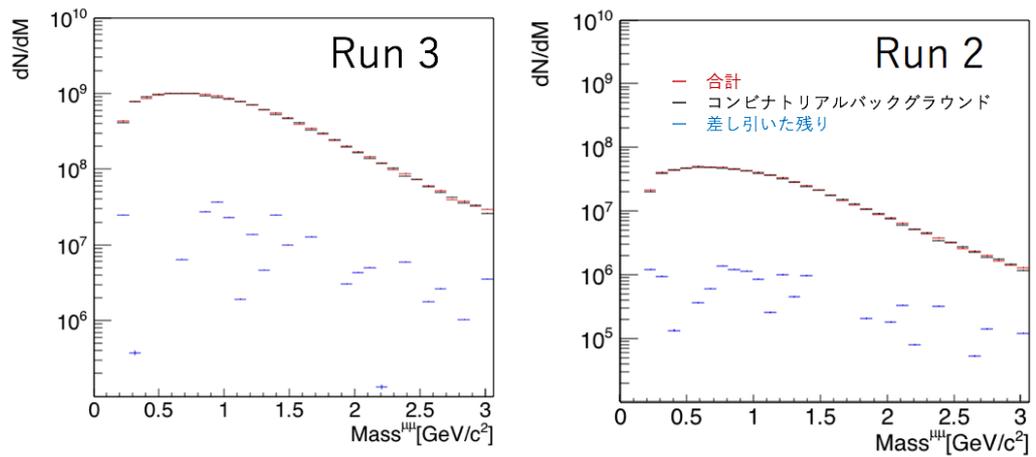


図 24: コンビナトリアルバックグラウンドの差し引き

従って、2.4.1 章の MFT 導入による低質量ベクトル中間子の質量状態変化測定で挙げた MFT 導入により可能となるさらなる背景事象の削減が求められる。

#### 4.3.1 Distance of Closest Approach(DCA) カット

DCA とは、高エネルギー原子核衝突において生成された粒子の崩壊粒子が作る飛跡とビーム衝突点との最近接距離のことである。この DCA は、親粒子の寿命に依存する値である。つまり DCA の値を用いて親粒子の寿命の長短を統計的に分類することが可能である。現在はミュオンスペクトロメータとトリガーのマッチングで排除しきれなかった偽トラックとハドロンの除去に用いられ、ALICE Run 3 ではミュオンスペクトロメータと MFT の間でできた誤った組み合わせを排除する役割を持つ。またチャームを含むハドロンの長寿命であることを用いた重クォークの分離にも適用される。これは低質量ベクトル中間子の測定において、主な背景事象である  $c\bar{c}$  由来の連続成分をカットし検出感度の向上を期待することができる。DCA の運動量依存の影響を相殺するために  $p \times DCA$  をカットに適用し、例として参考文献より  $p \times DCA > 120 \text{ cm} \cdot \text{GeV}/c$  のカットを想定することができる。[9]

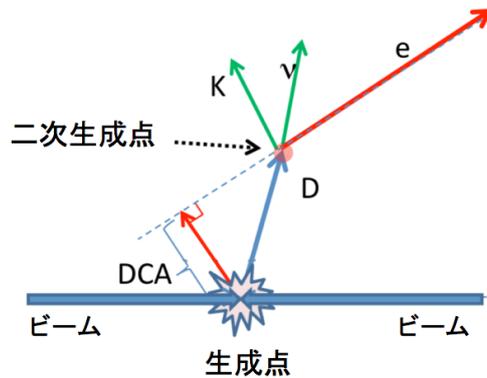


図 25: ビーム軸に垂直な方向から見た DCA[18]

#### 4.4 $c\bar{c}$ 由来の連続成分の差し引き

この DCA による  $c\bar{c}$  由来の連続成分の削減と分布の差し引きについて議論する。以下に示すのはコンビナトリアルバックグラウンド差し引き後の分布にモンテカルロシミュレーションで作成し、合計の分布に含まれる  $\rho$  中間子、 $\omega$  中間子の質量分布を描写したものである。この図 26 左を見るとコンビナトリアルバックグラウンドの引き残りのどれだけ下に  $\rho$  中間子、 $\omega$  中間子の質量分布が隠れているのかがわかる。この図 26 より、コンビナトリアルバックグラウンドの引き残りは  $\omega$  中間子の約 10 倍、 $\rho$  中間子の約 100 倍多く存在する。DCA カットは短寿命な信号成分を減らさず長寿命な  $c\bar{c}$  由来の連続成分を減らす有用な方法ではあるが 10 倍の削減は見込めない。そのため  $\rho$  中間子、 $\omega$  中間子の質量分布を識別するにはさらに連続成分の分布を見積もり差し引く必要がある。図 26 右は DCA と連続成分の分布の差し引きを見積もったものであり、このような方法で  $\rho$  中間子に対する背景事象を差し引くことで質量状態変化測定を行うことができる。

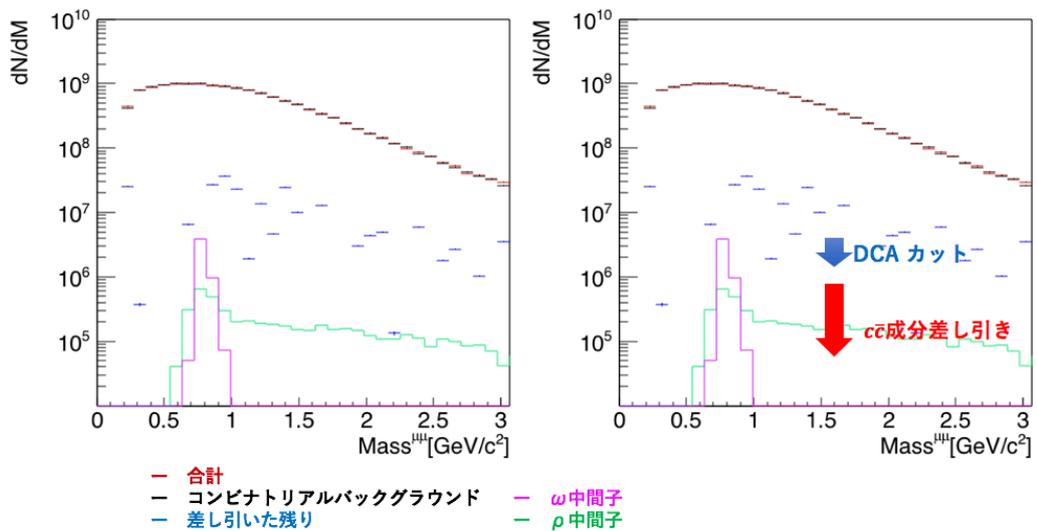


図 26:  $c\bar{c}$  由来の連続成分差し引きの見積もり

## 5 考察、結論

### 5.1 信号感度と信号対背景比

4.3章で測定した信号感度は信号対背景比と統計量に依存する。図24,25の下段が酷似した分布であることから今回測定した信号感度が信号対背景比に依存していることがよくわかる。また統計量はRun 3、Run 2のイベント数の違い(表5)と検出領域Run 2(MUON): $-4.0 < \eta < -2.5$ 、Run 3(MUON+MFT): $-3.5 < \eta < -2.45$ 、ミューオンスペクトロメータ(MUON)とMUON+MFTの再構成効率(下図27)である。図27に示すのはMUONとMUON+MFTの再構成効率と再構成効率比である。信号感度に対して統計量はその値の平方根で効く。イベント数ではRun 3はRun 2より約7倍多く、図27の下段の値の範囲の値より再構成効率はRun 3は約0.6倍から0.8倍低くなり、検出領域はRun 3がRun 2よりわずかに狭いことを考慮すると信号感度と信号対背景比のRun 3/Run 2が約5倍の違いがあることが説明される。

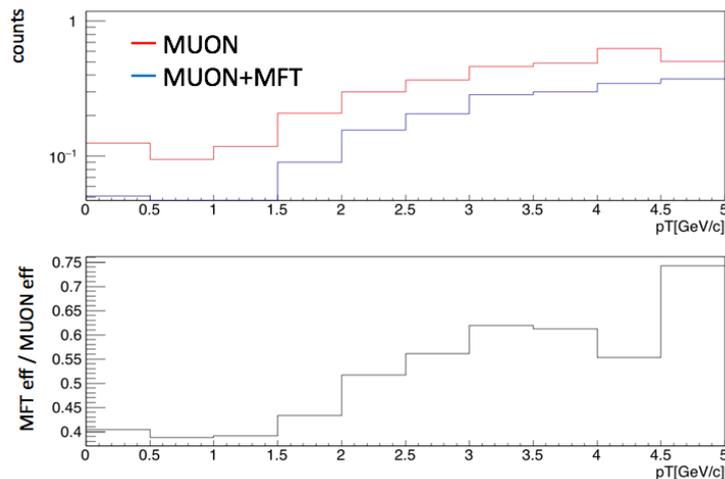


図 27: 再構成効率

上図: MUON と MUON+MFT の再構成効率

下図: MUON+MFT/MUON の再構成効率比

信号対背景比はRun 3とRun 2でほぼ同じ値であるが全ての横運動量領域でRun 3がRun 2を下回っている。これはMFTの考慮で包括領域が狭くなることと再構成効率の低下などにより僅かな違いが生まれたと考えられる。またRun 3、Run 2ともに低横運動量領域で値が落ち込んでいる。これを先行研究で測定された $\omega$ 中間子の信号対背景比(図28)と比較すると、本研究と同様に低横運動量ではRun 3、Run 2ともに値が低く差

も生じていない。従ってこの変化は  $\rho$  中間子の信号によるものではないことがわかる。この原因として低横運動量領域では高粒子多重度による多重散乱が前方吸収帯で起こり飛跡の組み間違いなどの検出精度の低さが考えられる。本研究で Run 3 での  $\rho$  中間子質量状態変化測定に向けた背景分布評価では、統計量に伴う測定実現性の向上と、一方で  $\rho$  中間子測定において特有の広い崩壊幅から不変質量分解能の向上による測定実現性の向上が期待できないことを確認した。

また 4.4 章で議論した  $c\bar{c}$  由来の連続成分の削減や 2.4.1 章で触れた  $\pi^\pm$ 、 $K^\pm$  中間子から崩壊したミューオンの除去などのように、背景事象の高精度な差し引きや選別による除去が求められることがわかり、MFT の導入により  $\rho$  中間子質量状態変化測定が期待できる。

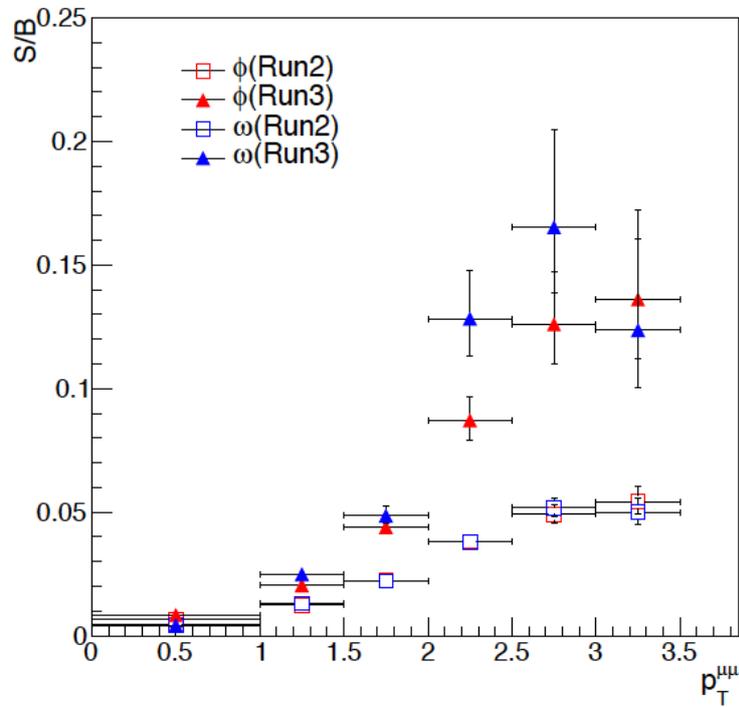


図 28: 先行研究で見積もられた Run 3, Run 2 の  $\omega$  中間子の  $S/B$ [15]

## 5.2 展望

本研究では  $\rho$  中間子と考慮する背景事象の Run 2、Run 3 収量での理想的な背景分布評価を行った。しかしコンビナトリアルバックグラウンドや  $\omega$  中間子の分布は  $\rho$  中間子に対して支配的で、 $\rho$  中間子を識別しての測定は容易ではない。本来目標とする測定は 4.2 章で行ったコンビナトリアルバックグラウンドの差し引きや DCA カットのように現実的に実験データから差し引くことのできる背景事象を差し引いた上でのものである。今回シミュレーション環境では、HIJING イベントの量などが不十分であったため現実的な差し引きが行えなかったが次期実験に向けた新たなシミュレーションフレームワークが今後使用可能となる。これにより更に高精度に Run 3 を想定したシミュレーションを行い、 $\rho$ 、 $\omega$ 、 $\phi$  中間子などの低質量ベクトル中間子の質量状態変化測定の可能性の探索が期待できる。また、背景事象の現実的な差し引きの次段階として、図 14 で引用した分布に紹介される質量状態変化モデルを採用しモンテカルロシミュレーションのインプット質量分布を作成することで質量状態変化を仮定した上での  $\rho$  中間子の探針としての可能性が議論ができると期待される。

## 参考文献

- [1] 素粒子宇宙起源研究所 HP  
<http://www.kmi.nagoya-u.ac.jp/blog/2013/09/24/spotlight031>
- [2] QCD Matter Open Forum HP  
<http://qcdmof.cns.s.u-tokyo.ac.jp/index.phpQuark20Gluon20Plasma>
- [3] ”物質に質量を与えるクォーク凝縮現象を支持する実験的証拠を得ることに成功  
”<http://www.s.u-tokyo.ac.jp/ja/press/2004/02.html>
- [4] 東京大学 理学系研究科 物理学専攻 KEK 高エネルギー加速器研究機構 小沢研究室 HP  
<http://high-p.kek.jp/mesonstudy.html>
- [5] KEK-PS E325 Collaboration,  
”Evidence for In-Medium Modification of the Meson at Normal Nuclear Density”, *Phy. Rev. Lett.* 98, 042501,2007.
- [6] X.Zhu (2007),  
“correlations as a sensitive probe for thermalization in high energy nuclear collisions” <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269307002316>
- [7] ALICE JAPAN HP,<http://alice-j.org/alice> 実験
- [8] ALICE MATTER HP,[http://alicematters.web.cern.ch/?q=tiziano virgili](http://alicematters.web.cern.ch/?q=tiziano%20virgili)
- [9] ALICE Collaboration,  
”Addendum of the Letter of Intent for the upgrade of the ALICE experiment : The Muon Forward Tracker”CERN-LHCC-2013-014 ; LHCC-I-022-ADD-1
- [10] ALICE Collaboration,  
”Technical Design Report for the Upgrade of the ALICE Inner Tracking System”CERN-LHCC-2013-024 ; ALICE-TDR-017
- [11] <https://www.bnl.gov/aum2014/content/workshops/Workshop/bnldavidsilvermyr.pdf>
- [12] R. Rapp and J. Wambach”Chiral Symmetry Restoration and Dileptons in Relativistic Heavy-Ion Collisions” 10.1007/0-306-47101-9 1

- [13] 関畑大貴, "核子対あたり重心系エネルギー 5.02 TeV 陽子陽子及び鉛鉛 原子核衝突における中性中間子と直接光子測定" (2019) 広島大学理学研究科博士論文
- [14] P. Crochet, "Investigation of background subtraction techniques for high mass dilepton physics" 10.1016/S0168-9002(01)02005-8
- [15] 黒田 真未, "ALICE 実験前方ピクセル検出器導入時の物理性能評価" (2018) 広島大学理学研究科修士論文
- [16] Particle Data Group, "http://pdg.lbl.gov/2012/listings/rpp2012-list-rho-770.pdf"
- [17] Particle Data Group "http://pdg.lbl.gov/2014/listings/rpp2014-list-omega-782.pdf"
- [18] 永嶋和也, "sNN = 200 GeV Au+Au 衝突で生成される クォーク・グルーオン・プラズマ中における チャーム/ボトムクォークのエネルギー損失" (2019) 広島大学理学研究科博士論文
- [19] 秋葉康之, (2014), 「クォーク・グルーオン・プラズマの物理」, 共立出版
- [20] 永江知文, 永宮正治 (2000), 「原子核物理学」 裳華房

## 謝辞

本研究でお世話になった方々、皆様のおかげで本修士論文を完成させることができました。関わって頂いた方々に感謝申し上げます。まず志垣教授をはじめとするスタッフの皆様、ミーティングなどおきまして様々な視点からの的確なアドバイスを頂き、研究に対する理解や姿勢を学ぶことができました。ありがとうございました。次にお世話になった先輩方、関畑さん、永嶋さん、山川さん、川本さん、本研究着手当初、何から始めればいいのかわからない私の丸投げな質問やお願いにとっても親切に教えて頂きました。ありがとうございました。特に山川さんには2年間通して何から何まですけずけ聞きに行く私に優しく対応して頂きました。ありがとうございました。また八野さん、黒田さんには既に広島から去られたにも関わらずメールなどでの質問にも快く答えて頂きました。ありがとうございました。同級生の皆さん、お世辞にもまとまりのある5人だったとは言えませんが、なんだかんだバランスのとれた楽しいメンバーだったと自負しています。特に大佐古君には、ここにはあえて書きませんが多大な感謝を申し上げますと同時に、3年間苦楽をともにできてよかったですありがとう。博士課程に進んでもゴルフ頑張ってください。最後に研究に関わらずこの2年間関わって頂いた全ての方々に感謝します。楽しい2年間でした。ありがとうございました。