

令和2年度卒業論文

ALICE実験前方 $\mu$ 粒子飛跡検出器導入後の  
 $J/\psi$ 中間子不変質量分解能の評価

広島大学理学部物理科学科4年  
クォーク物理学研究室  
学籍番号 B172355

松田 英之

2021年2月8日  
指導教官 山口 頼人 准教授  
主査 山口 頼人 准教授  
副査 伊藤 清一 助教

## 概要

ALICE 実験は高エネルギー原子核衝突によってクォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) を生成し、その性質の解明を目的としている実験である。2022 年から既存の  $\mu$  粒子スペクトロメーター (MUON) に加えて新たに前方  $\mu$  粒子飛跡検出器 (MFT) を導入する。 $\mu$  粒子は MUON 内のハドロン吸収体通過時に多重散乱するため、MUON のみでは衝突点付近の  $\mu$  粒子の飛跡を再構成できない。そこで衝突点付近の MFT を衝突点と MUON の間に設置する事で、衝突点付近の  $\mu$  粒子の飛跡再構成を可能にした。 $c\bar{c}$  の束縛状態である  $J/\psi$  中間子は、超高温の QGP 中では溶解して収量が抑制されるため、QGP 温度測定に有用な探針である。 $J/\psi$  不変質量分解能は収量測定の精度に直結する。本研究では  $J/\psi$  が崩壊して生成された  $\mu^+\mu^-$  を入力信号とした検出器応答を考慮したシミュレーションを用いて MFT 導入前後での  $J/\psi$  中間子の不変質量分解能の定量的な比較を行った。

# 目次

<b>1</b>	<b>序論</b>	<b>5</b>
1.1	クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) . . . . .	5
1.1.1	デバイ遮蔽による $J/\psi$ 中間子収量変化 . . . . .	5
1.2	$J/\psi$ 中間子 . . . . .	6
1.3	ALICE 実験における Run3 での $\mu$ 粒子測定 . . . . .	6
1.4	研究目的 . . . . .	7
<b>2</b>	<b>ALICE 実験</b>	<b>8</b>
2.1	ALICE 実験 . . . . .	8
2.2	前方方向 $\mu$ 粒子検出器群 . . . . .	9
2.2.1	MUON . . . . .	9
2.2.2	前方 $\mu$ 粒子飛跡検出器 Muon Forward Tracker(MFT) . .	10
2.3	飛跡再構成 . . . . .	11
2.3.1	MFT と MUON の飛跡結合 . . . . .	11
<b>3</b>	<b><math>J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-</math> シミュレーション</b>	<b>12</b>
3.1	シミュレーションの概要 . . . . .	12
3.1.1	解析の流れ . . . . .	12
3.1.2	Geant4(GEometry ANd Tracking 4) . . . . .	13
3.2	$\mu^+\mu^-$ の生成条件 . . . . .	14
3.3	$J/\psi$ の不変質量の再構成 . . . . .	17
<b>4</b>	<b>結果</b>	<b>18</b>
4.1	バックグラウンドとして荷電 $\pi$ 中間子を入れたシミュレーション	18
4.1.1	再構成した $p_T$ 分布および飛跡結合精度 . . . . .	18
4.1.2	$J/\psi$ 中間子の不変質量再構成 . . . . .	19
<b>5</b>	<b>考察、課題</b>	<b>21</b>

## 図目次

1	ALICE 実験検出器 [3]	8
2	$\mu$ 粒子スペクトロメーター [5]	9
3	MFT 設置前の $\mu$ 粒子測定 [6]	10
4	MFT 設置後の $\mu$ 粒子測定 [6]	10
5	飛跡結合の概念図	11
6	解析フロー	13
7	生成した $\mu$ 粒子の $p_T$ 分布	14
8	$\mu^+$ と $\mu^-$ の $p_T$ 分布 (縦軸: $\mu^-$ の $p_T$ 分布, 横軸: $\mu^+$ の $p_T$ 分布)	15
9	$J/\psi$ 中間子の $\eta$ 分布	16
10	$J/\psi$ 中間子の $\phi$ 分布	17
11	左; 再構成した $J/\psi$ 中間子の $p_T$ 分布 右; 飛跡結合精度の $p_T$ 依存性	18
12	1 GeV ごとの $J/\psi$ 中間子の不変質量分布	19
13	$J/\psi$ 中間子の $p_T$ 別の不変質量分解能	20

## 表目次

1	$J/\psi$ 中間子の基本情報 [1]	6
2	$\mu$ 粒子の生成条件	14

# 1 序論

## 1.1 クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)

クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) とは、クォークやグルーオンからなる高温高密度のプラズマ状態である。ハドロンは約 1fm の大きさを持っており、クォークとグルーオンからできていると考えられている。しかし、高温状態や高密度状態ではクォークやグルーオンがハドロン内の束縛から解放されて、QGP 状態となる。QGP はビッグバン直後の数  $10\mu$  秒までの宇宙を満たしていた状態であると考えられており、QGP を研究することは極初宇宙の性質解明につながると期待されている。

### 1.1.1 デバイ遮蔽による $J/\psi$ 中間子収量変化

先述のように、QGP は高温高密度のプラズマ状態であるので、デバイ遮蔽が起こると考えられる。デバイ遮蔽とは、プラズマ中に電位を与えても引き寄せられた電荷による二次的な電場により与電位が作る電場が打ち消される効果である。カラー場においても QGP のような高密度状態では色電荷による遮蔽 (カラーデバイ遮蔽) が起こる。 $c\bar{c}$  の束縛状態である  $J/\psi$  中間子は QGP 内を通過する際に、このデバイ遮蔽によって  $c\bar{c}$  の結合が破れて融解し、結果として  $J/\psi$  中間子の収量が減少する。このように、 $J/\psi$  中間子収量抑制は QGP 生成の有力証拠であり、その抑制度は QGP 温度依存するために温度測定に有用である。

## 1.2 $J/\psi$ 中間子

$J/\psi$  中間子は重いクォークである  $c\bar{c}$  の束縛状態であり、本研究で必要な  $J/\psi$  中間子の基本情報は以下の表のようである。

表 1:  $J/\psi$  中間子の基本情報 [1]

物理量	文献値 (単位)
不変質量	$3.09692 \pm 0.00001$ (GeV)
自然幅 $\Gamma$	$92.9 \pm 2.8$ (keV)
崩壊寿命 $\tau$	$7.08504 \pm 0.22018$ ( $10^{-21}$ s)
$\mu^+\mu^-$ に崩壊する確率	$5.93 \pm 0.06\%$

$J/\psi$  中間子は約 3.1 GeV と大きな質量をもつ。 $J/\psi$  中間子は分岐比約 6% で  $\mu^+\mu^-$  に崩壊する。これらの崩壊で生成される  $\mu^+$  粒子と  $\mu^-$  粒子の 4 元運動量を測定することで  $J/\psi$  中間子の不変質量を測定することが出来る。従って、 $\mu$  粒子の運動量分解能及び角度分解能は  $J/\psi$  中間子不変質量再構成に直結する重要要素である。

また、 $J/\psi$  中間子の寿命は約  $7 \times 10^{-21}$  秒と短い。自然幅  $\Gamma$  と崩壊寿命  $\tau$  の間には式 (1) のような相関関係がある。

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} (\hbar; \text{ディラック定数}) \quad (1)$$

このため  $J/\psi$  中間子の不変質量分布は鋭いピークを持つ。このように自然幅が非常に狭いため、実際に測定する  $J/\psi$  中間子の不変質量分布のピークの幅は運動量分解能、角度分解能といった測定精度により決まる。

## 1.3 ALICE 実験における Run3 での $\mu$ 粒子測定

Run2 までの ALICE 実験では  $\mu$  粒子スペクトロメーター (以降 MUON と表記する) で  $\mu$  粒子を測定しており、MUON の最前段にあるハドロン吸収体で  $\mu$  粒子は多重散乱する。この多重散乱により、 $\mu$  粒子の衝突点付近での精度の高い飛跡再構成が出来なかった。これを可能にするためにこれから始まる Run3 では前方  $\mu$  粒子飛跡検出器 Muon Forward Tracker (以降 MFT と表記する) を MUON と衝突点の間に設置する。MFT よって  $\mu$  粒子飛跡の角度分解能が向上することが期待される。

## 1.4 研究目的

本研究の目的は、MFT 導入後の  $J/\psi$  中間子不変質量分解能をシミュレーションによって評価するものである。新しくできた Run3 で実際に使うシミュレーションフレームワークの開発が完了し、新しい飛跡再構成アルゴリズムが実用間近である。そのアルゴリズムを用いた  $J/\psi$  中間子不変質量分解能の評価がまだ行われていないので、検出器効果を考慮したシミュレーションを用いてその評価を行った。。

## 2 ALICE 実験

### 2.1 ALICE 実験

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) 実験とはヨーロッパ共同原子核研究機構 (CERN) にある世界最大のハドロン衝突型加速器 (LHC) を用いて、高エネルギー重イオン衝突を行うことで QGP を生成し、その性質の解明を目的としている実験である。高エネルギー重イオン衝突とは、加速した重い原子核同士を衝突させ非常に高いエネルギー密度を実現するものであり、QGP が生成できる有用な方法である。高エネルギー重イオン衝突を行うと様々なレプトン、中間子、重粒子が生成され、ALICE 実験検出器はそれらを幅広いエネルギー (運動量) 領域で測定するよう設計されている。LHC は現在 2 回目の長期休止中で、ALICE 実験では検出器高度化のために新しく MFT を設置する。Run3(2022～2024) より MFT が実装された実験を行う。

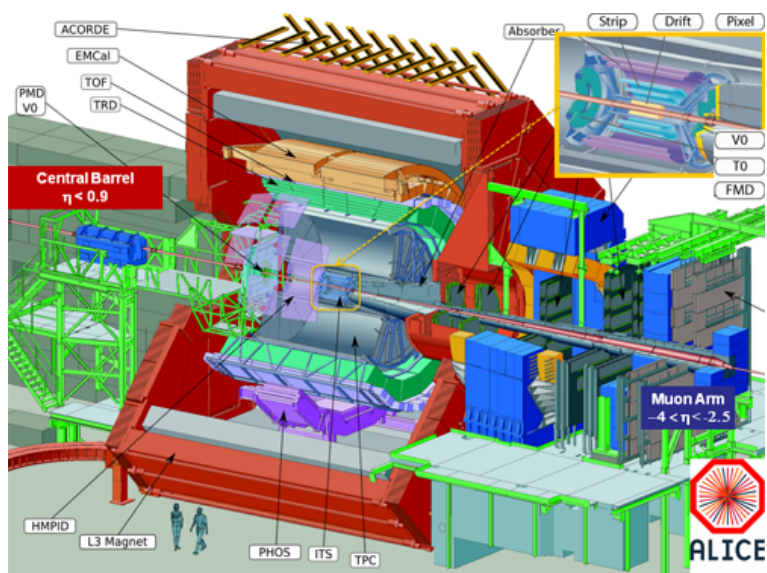


図 1: ALICE 実験検出器 [3]



## 2.2 前方方向 $\mu$ 粒子検出器群

### 2.2.1 MUON

MUON は ALICE 実験で運用している  $\mu$  粒子スペクトロメーターである (図 2)。検出器が覆う擬ラピディティ領域は  $-4 < \eta < -2.5$  である。なお、擬ラピディティ  $\eta$  の定義は、ビーム軸 (今後この軸を  $z$  軸として考える) となす角を  $\theta$  とすると式 (2) で定義される。

$$\eta = \ln \left[ \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (2)$$

$\mu$  粒子スペクトロメーターは衝突点に近い順に以下の 5 つの構成要素からなる。

- ハドロン吸収体  
カーボン、コンクリート、鉄などからなり、衝突により生成される  $\mu$  粒子以外の粒子を透過させない
- ダイポールマグネット  
ビーム軸に対して垂直方向に 0.7T の磁場を生じさせ、 $\mu$  粒子の飛跡を曲げるための双極子磁石
- トラッキングシステム  
5 つのトラッキングステーションからなる。トラッキングステーションは 2 つのカソードチェンバーから構成される。全体として約  $100\mu\text{m}$  の空間分解能を持つ。
- 鉄フィルター  
ハドロン吸収体にて生じた二次ハドロンを除去する
- $\mu$  粒子トリガーシステム  
鉄フィルターを透過し到達した粒子を  $\mu$  粒子と同定

$\mu$  粒子スペクトロメーターで検出できる粒子はハドロン吸収体内での多重散乱の影響を受けている。そのため、 $\mu$  粒子スペクトロメーターのみでは衝突点付近の精度の高い飛跡再構成は不可能である。

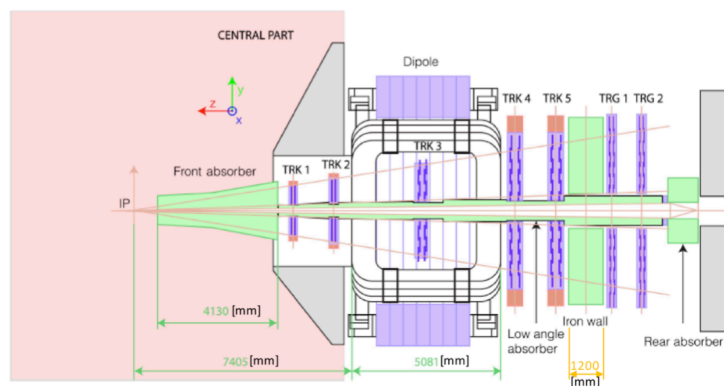


図 2:  $\mu$  粒子スペクトロメーター [5]

## 2.2.2 前方 $\mu$ 粒子飛跡検出器 Muon Forward Tracker(MFT)

MFT は 5 枚のディスクからなるシリコンピクセル検出器であり、衝突点と MUON の間に設置される。MFT はハドロン吸収体での多重散乱の影響なしに飛跡再構成できるので、MFT 導入前 (図 3) とは異なり、MFT 導入後 (図 4) は角度分解能が向上することが期待できる。なお、図 3, 図 4 における Hadron Absorber はハドロン吸収体である。

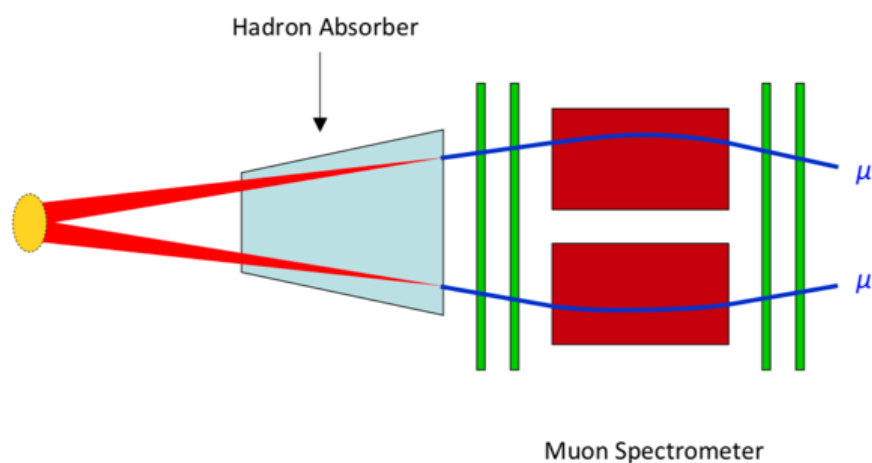


図 3: MFT 設置前の  $\mu$  粒子測定 [6]

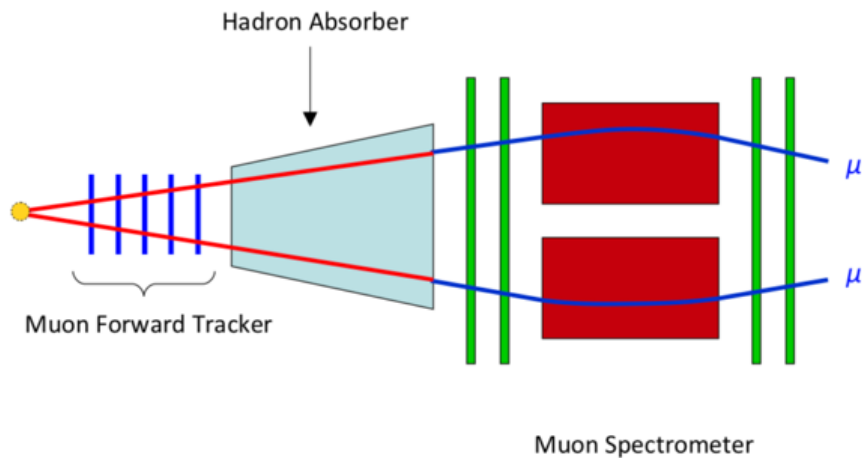


図 4: MFT 設置後の  $\mu$  粒子測定 [6]

## 2.3 飛跡再構成

### 2.3.1 MFT と MUON の飛跡結合

$\mu$  粒子の飛跡再構成を MFT と MUON のそれぞれで再構成された飛跡を結合することによって行う。MFT、MUON それぞれで再構成された飛跡の飛跡結合面の  $\mu$  粒子の位置ベクトルの情報 (x 成分, y 成分,  $\theta, \phi$ ) を用いて  $\chi^2$  検定を行うことによって飛跡の結合が行われる。飛跡結合の概念図を図 5 に示す。今回、飛跡結合面は MFT の最も MUON に近いディスクにとった。ハドロン吸収体で失うエネルギーを補正すると衝突点でのベクトルと MFT で再構成された飛跡結合面でのベクトルを比較し結合する。一方、エネルギー補正をしないと MUON と MFT それぞれで再構成した飛跡結合面でのベクトルを比較し

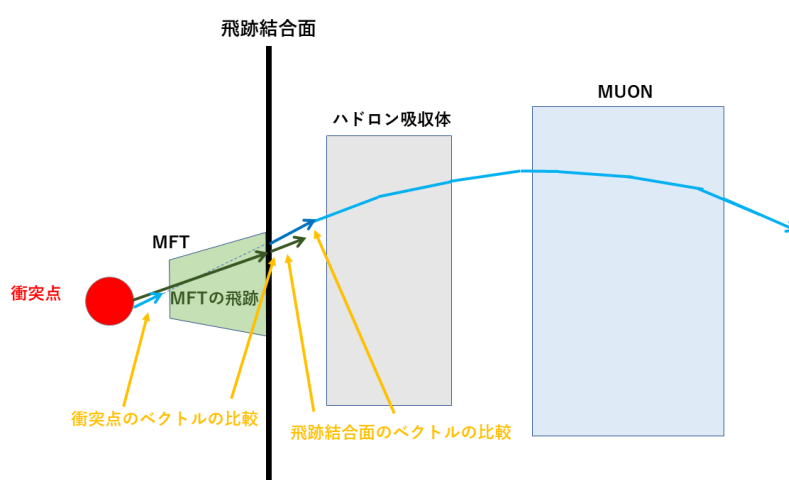


図 5: 飛跡結合の概念図

### 3 $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ シミュレーション

#### 3.1 シミュレーションの概要

本研究では GEANT4 シミュレーションを行い、MUON のみで得た不変質量分布と MFT を入れることによって得た不変質量分布を比較することによって不変質量分解能を比較した。

##### 3.1.1 解析の流れ

GEANT4 シミュレーションの中で  $O^2$  に MUON がまだ実装されていないため、MUON と MFT 全体で飛跡再構成するには Aliroot と  $O^2$  を両方用いる必要がある。Aliroot は Run2 で用いられていた解析フレームワークである。 $O^2$  は Aliroot と同様のフレームワークであるが、Run3 での実験の環境を考慮したものである。

そのため以下のような手順でシミュレーションを行った。

1.  $J/\Psi$  から生成条件 (3.2 参照) に基づいた  $\mu^+\mu^-$  に崩壊させる。
2. 1 の  $\mu^+\mu^-$  の他に、バックグラウンドとして荷電  $\pi$  中間子 6 個を入力粒子として Aliroot で GEANT シミュレーションを行い、MUON のみで飛跡再構成を行う。
3. MUON のみで再構成された  $\mu$  粒子より  $J/\Psi$  の不変質量の再構成を行う。
4. 1 の  $\mu^+\mu^-$  と荷電  $\pi$  中間子 6 個を入力粒子として  $O^2$  で GEANT シミュレーションを行い、MFT のみで飛跡再構成を行う。
5. MUON、MFT それぞれで独立に再構成された飛跡を結合するために、2 の結果のファイルを  $O^2$  のフレームワークで読み込める形に変換する。そして、MFT, MUON 全体で飛跡再構成をする。
6. MFT, MUON 全体で再構成した  $\mu^+$  粒子と  $\mu^-$  粒子より  $J/\Psi$  の不変質量の再構成を行う。

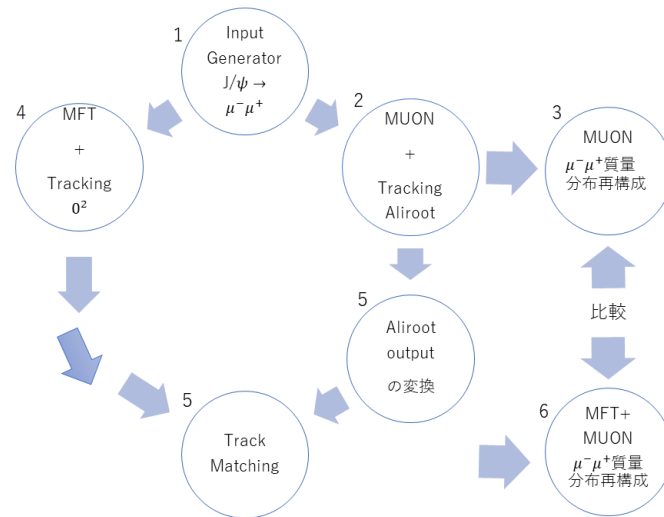


図 6: 解析フロー

### 3.1.2 Geant4(GEometry ANd Tracking 4)

Geant4はモンテカルロ法を用いて物質中における粒子の飛跡をシミュレーションするためのソフトウェアである。LHCを有するCERNがGeant3の開発を終え、その後続のシミュレーションソフトウェアとして1994年に開発が開始された。Geant3がFORTRAN77で記述されているのに対し、Geant4はC++言語で書かれている。現在Geant4は広く利用されるようになり、高エネルギー物理学や原子核実験だけでなく、宇宙物理や医療の分野でも用いられている。

### 3.2 $\mu^+\mu^-$ の生成条件

$J/\psi$  から崩壊した後の  $\mu^+\mu^-$  を入力粒子とする。

その際に、崩壊してできる  $\mu$  粒子に対して表2のような条件でシミュレーションを行った。

制限項目	範囲 (単位)
運動量 $P$	4~185 (GeV)
横運動量 $p_T$	0~10 (GeV)
方位角 $\theta$	0~ $2\pi$ (rad)
擬ラピディティ $\eta$	-3.6~-2.5

運動量の最小値 4 GeV は、MUON 内のハドロン吸収体を通過する際に  $\mu$  粒子が 4 GeV エネルギーを失うので、確実に MUON に  $\mu$  粒子が到達するよう設定したものである。 $\eta$  に対する条件も同様に MFT と MUON に確実に入るようにしたものである。図7は生成した  $\mu$  粒子の  $p_T$  分布である。

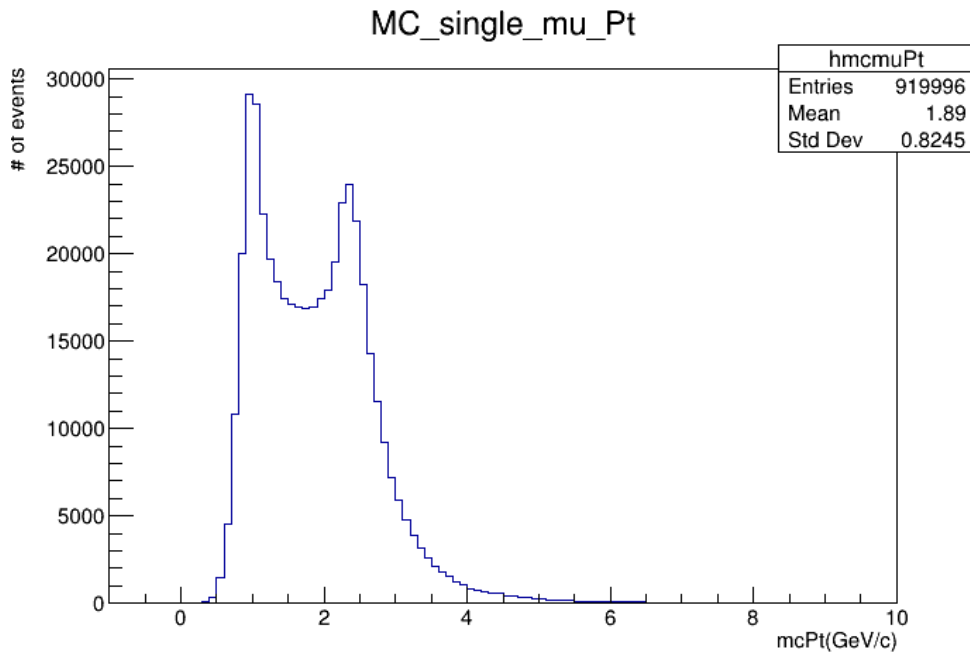


図 7: 生成した  $\mu$  粒子の  $p_T$  分布

$p_T$  の分布には約 1 GeV/c のところと約 2.5 GeV/c ところに二つのピークがある。その原因を調べるため  $\mu^+$  粒子と  $\mu^-$  粒子の  $p_T$  相関を調べた。

その相関を図8に示す。

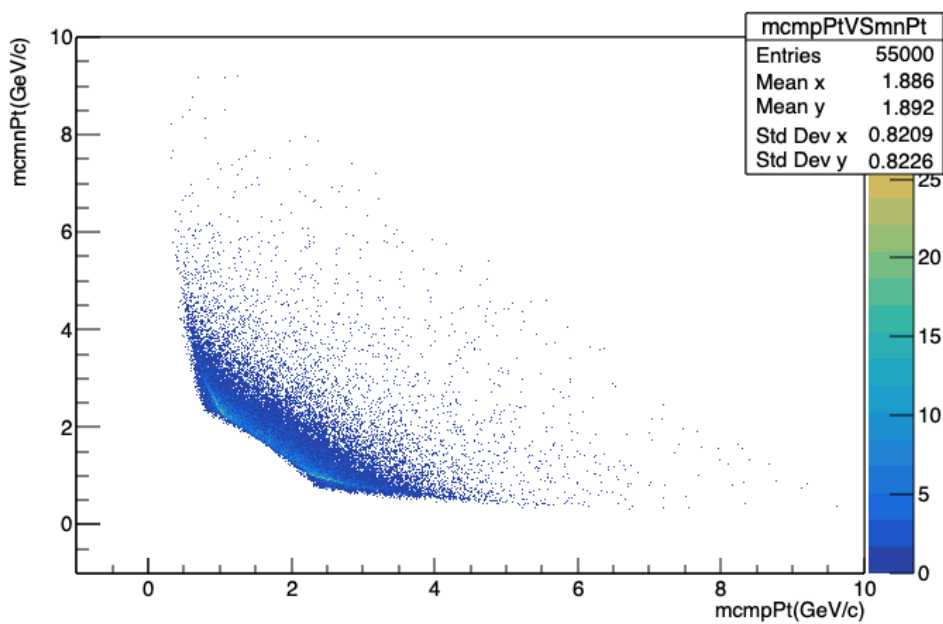


図 8:  $\mu^+$  と  $\mu^-$  の  $p_T$  分布 (縦軸: $\mu^-$  の  $p_T$  分布, 横軸: $\mu^+$  の  $p_T$  分布)

この分布の形より、この二つのピークに相関があることが分かった。確かに MFT に入り MUON まで到達するよう条件を加えると  $P_t$  分布はこのような特異な対称性を持つことがわかった。

再構成した  $J/\psi$  中間子の  $\phi$  分布は図 3.2 に、 $\eta$  分布は図 9 に示す。 $\phi$  分布はフラットであるが、 $\eta$  分布は特徴的な分布を持っている。これは、生成時に  $p_T$  に制限をかけたことが原因となっている。

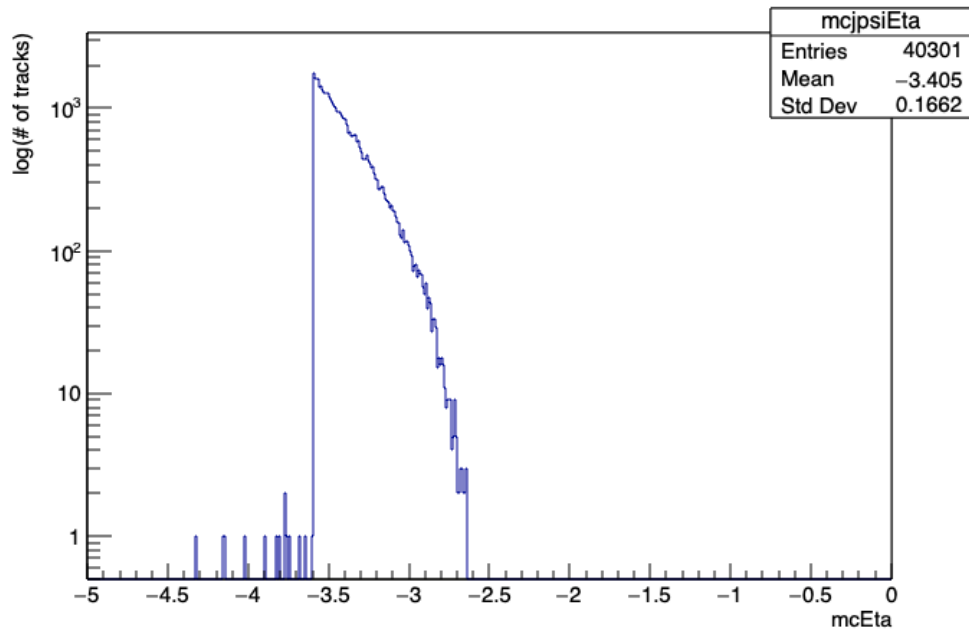


図 9:  $J/\psi$  中間子の  $\eta$  分布



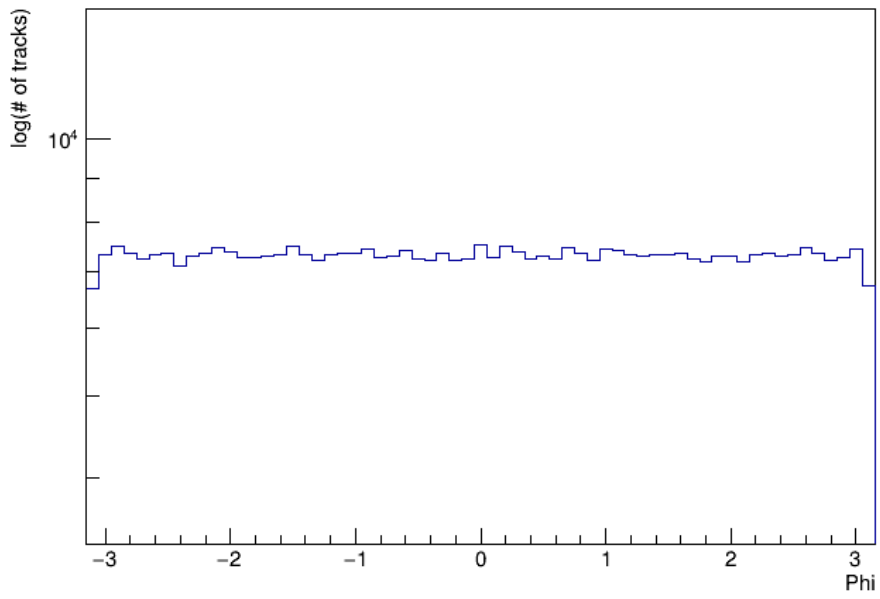


図 10:  $J/\psi$  中間子の  $\phi$  分布

### 3.3 $J/\psi$ の不変質量の再構成

$J/\psi$  中間子から崩壊した  $\mu^+$  粒子,  $\mu^-$  粒子の運動量を  $P_{\mu^+}^{\vec{}}, P_{\mu^-}^{\vec{}}$ 、エネルギーを  $E_{\mu^+}, E_{\mu^-}$  とすると  $J/\psi$  中間子の不変質量  $M_{J/\psi}$  の計算式は以下の通りである。

$$M_{J/\psi} = \sqrt{(E_{\mu^+} + E_{\mu^-})^2 - (\vec{P}_{\mu^+} + \vec{P}_{\mu^-})^2} \quad (3)$$

## 4 結果

### 4.1 バックグラウンドとして荷電 $\pi$ 中間子を入れたシミュレーション

p-p 衝突実験の平均的な荷電粒子多重度は 5,6 個である。典型的な p-p 衝突事象を想定して  $J/\psi$  中間子 1 個から崩壊した  $\mu^+\mu^-$  と荷電  $\pi$  中間子 6 個を 1event としてこのシミュレーションを 46 万回行った。

#### 4.1.1 再構成した $p_T$ 分布および飛跡結合精度

まず初めに、エネルギー補正前の MUON で再構成された飛跡 (2.3.1 参照) を用いて飛跡結合をした。図 11 は 46 万回 event シミュレーションを行った結果である。以下の図 11 の左図は  $J/\psi$  中間子の  $p_T$  を MUON のみで再構成したものと MFT と MUON で再構成したものをプロットしたものである。右図は  $p_T$  分布 (MUON) で  $p_T$  分布 (MFT+MUON) を割ることによって飛跡結合した  $J/\psi$  中間子の  $p_T$  依存性をプロットしている。

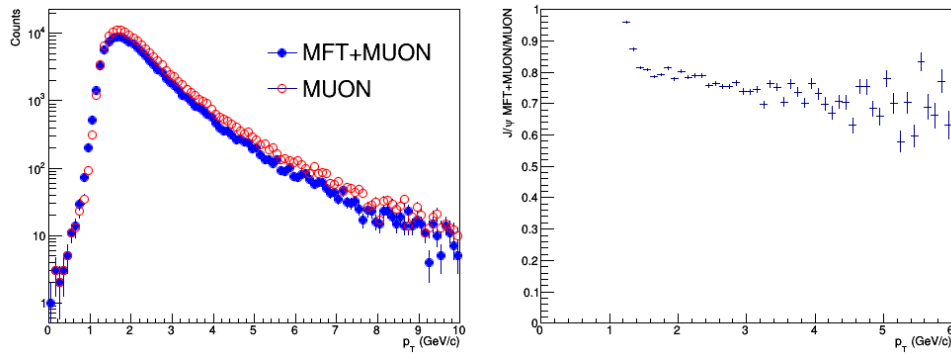


図 11: 左; 再構成した  $J/\psi$  中間子の  $p_T$  分布 右; 飛跡結合精度の  $p_T$  依存性

飛跡結合効率とは、飛跡結合の際に MUON で再構成された飛跡の中で MFT で再構成した飛跡と整合性のある飛跡が引ける飛跡の割合である。図 11 の右図より今回のシミュレーションの生成条件では、飛跡結合効率は  $p_T$  の依存が小さくおよそ 80% 程であることがわかった。

#### 4.1.2 $J/\psi$ 中間子の不変質量再構成

次に、不変質量再構成をするためにエネルギー補正後のMUONで再構成された飛跡を用いて飛跡結合をした。 $J/\psi$  中間子の  $p_T$  を  $1 \sim 2$  GeV,  $2 \sim 3$  GeV,  $3 \sim 4$  GeV,  $4$  GeV 以上の 5 つに区切った。図 12 はその結果を不変質量分布である。また、図 12 の上段は MFT+MUON で再構成した  $J/\psi$  中間子の不変質量分布、下段は MUON のみで再構成した  $J/\psi$  中間子の不変質量分布である。不変質量分布のピークの低い質量領域には尾を引いたような分布 (radiative tail) があり、これは補正しきれていないエネルギーがあるためである。今回はこの radiative tail の部分を除いた  $2.98 \sim 3.5$  GeV の範囲でガウス関数でフィッティングした。得られたガウス関数の標準偏差を不変質量分解能とする。図 12 にガウス関数でのフィッティング結果を線で示す。

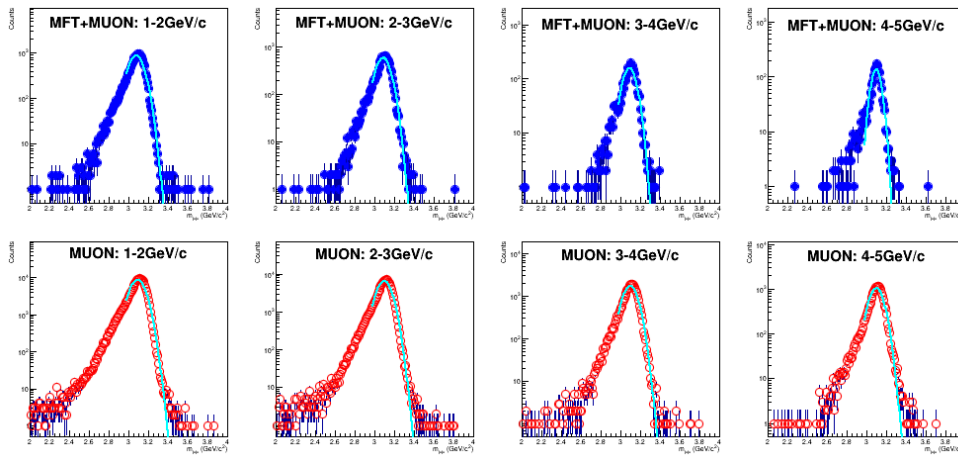


図 12: 1 GeV ごとの  $J/\psi$  中間子の不変質量分布

ガウス関数でフィッティングした結果より得られた $J/\psi$ 中間子の不変質量分解能の $p_T$ 依存性を図 13 に示す。青い点が MFT 導入後、赤い点が MFT 導入前の条件で再構成した  $J/\psi$  中間子の不変質量分解能である。

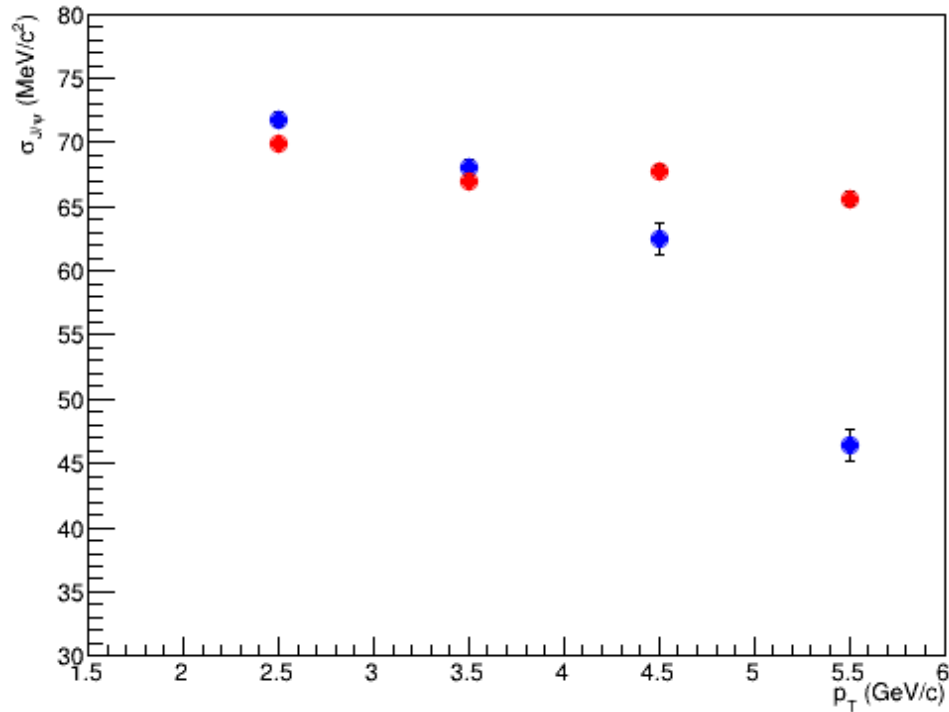


図 13:  $J/\psi$  中間子の  $p_T$  別の不変質量分解能

図 13 より  $J/\psi$  中間子の  $p_T$  が大きいほど不変質量分解能が上がっていることが分かる。

## 5 考察、課題

2021年から始まる ALICE 実験 Run3 に向けて、新しくできた  $O^2$  シミュレーションフレームワークと飛跡結合フレームワークを用いて MUON、MFT 各々で再構成される飛跡を結合するシミュレーションを 46 万 event 行った。MFT 導入後の条件では角度分解能が上がり、 $J/\psi$  中間子の不変質量分解能も上がることが予想された。しかし  $J/\psi$  中間子の  $p_T$  分布の高い領域のみで不変質量分解能が上がる事が分かった。今後の課題としては低い  $p_T$  領域でも不変質量分解能が上がるようにシミュレーションを改善していく事が挙げられる。

## 参考文献

- [1] REVIEW OF PARTICLE PHYSICS(2012)
- [2] <https://cds.cern.ch/record/1592659/files/LHCC-I-022-ADD-1.pdf>
- [3] LHC ALICE 実験日本グループ ALICE 実験 (検出器)”<http://alice-j.org/alice> 実験 (検出器) /”
- [4] [https://indico.cern.ch/event/716539/contributions/3246640/attachments/1796951/2930345/Trzaska\\_VCI\\_New\\_ALICE\\_detectors.pdf](https://indico.cern.ch/event/716539/contributions/3246640/attachments/1796951/2930345/Trzaska_VCI_New_ALICE_detectors.pdf)
- [5] <https://cds.cern.ch/record/1592659/files/LHCC-I-022-ADD-1.pdf>
- [6] [https://llr.in2p3.fr/sites/qgp2012/Talks/Etretat\\_2012\\_Uras2.pdf](https://llr.in2p3.fr/sites/qgp2012/Talks/Etretat_2012_Uras2.pdf)
- [7] <https://journals.aps.org/rmp/pdf/10.1103/RevModPhys.82.1419>
- [8] <https://root.cern/doc/v610/>

## 謝辞

卒業論文作成、研究を進めていく上でたくさんの方々に協力していただきました。山口頼人准教授には、未熟な私を根気強く支えていただき、数多くの質問に対応していただきました。これは山口頼人准教授が指導教員であったからこそできた経験だと思っています。ありがとうございます。志垣賢太教授にはミーティングの際に的確な指摘をいただき研究に対して気づきを与えていただきました。八野哲助教には  $O^2$  や matcher に関する度重なるしつこい質問に対応していただきました。そのおかげで研究を押し進めることができました。本間謙輔助教にはラボエクササイズの際に大変お世話になりました。研究に対する考え方を勉強させていただきました。三好隆博助教はゼミを担当して下さいました。原子核物理に関する基礎知識が身につきました。ありがとうございます。

また、研究室の学生の方々には本当に感謝しております。温かい先輩と同輩に恵まれ、とても良い環境で研究活動を行えました。特に、日々浮かぶ疑問を解決してくださった山川さん、qx を管理してくださっている大佐古さん。本当にありがとうございました。