

平成28年度卒業論文

陽子+陽子衝突における J/ψ 中間子
前方生成の ALICE 検出器を用いた測定法

広島大学理学部物理科学科
クォーク物理学研究室
学籍番号 B135917

川本 悠司

指導教官：杉立 徹 教授
主査：志垣 賢太 准教授
副査：大野 雅功 助教授

平成29年2月10日

概要

我々は LHC 加速器 ALICE 実験において、高エネルギー原子核衝突によるクォーク・グルーオンプラズマ (QGP) の研究を進めている。QGP とはクォークとグルーオンが閉じ込めから解放された高温・高密度の物質相であり、QGP 中ではカイラル対称性の部分回復による質量変化があると予想されている。カイラル対称性の回復を観測するには、低横運動量の低質量ベクトル中間子が適している。低横運動量の低質量ベクトル中間子は QGP 内に留まる時間が長く、強い相互作用のみに影響され、他の粒子と比べ寿命が短いので QGP 中で崩壊する確率が高いためである。ベクトル中間子を測定するためには他の物質と強い相互作用しない電子やミュー粒子などのレプトン対への崩壊モードを用いる。特にミュー粒子は電子に比べ透過性が高いのでミュー粒子だけを取り出すことができ、他の中間子のダリツ崩壊によるバックグラウンドも少ない。

本研究では、 ω 中間子や ϕ 中間子などの低質量ベクトル中間子解析の準備段階として、他の中間子のダリツ崩壊によるバックグラウンドが少なく解析が容易な J/ψ 中間子に着目した。ALICE 実験の $\sqrt{s} = 13$ TeV の陽子 + 陽子衝突で得たミュー粒子対の実データと J/ψ 中間子のシミュレーションのデータを用いて、不変質量の再構成やバックグラウンドの見積もりといった、基本的な解析手法を習得した。また、データのバックグラウンドの分布やトリガー効率についても議論する。

目次

1	序論	6
1.1	量子色力学	6
1.2	クォーク・グルーオンプラズマ (QGP)	6
1.3	クォーク凝縮	6
1.4	カイラル対称性の破れ	7
1.5	低質量ベクトル中間子	7
1.6	高エネルギー原子核衝突実験	8
1.7	ラピディティと擬ラピディティ	8
1.8	研究目的	8
2	実験背景、実験施設	9
2.1	LHC 加速器	9
2.2	ALICE 実験	10
2.3	ミュオンスペクトロメーター	10
2.3.1	フロントアブソーバー	10
2.3.2	トラッキングシステム (ミュオンチェンバー)	11
2.3.3	ダイポールマグネット	11
2.3.4	フィルター	11
2.3.5	トリガーシステム	11
2.4	V0 検出器	11
2.5	T0 検出器	12
2.6	ITS 検出器	12
3	解析	13
3.1	AliRoot	13
3.2	データ	13
3.2.1	シミュレーション	13
3.3	トリガー	13
3.3.1	ミニマムバイアストリガー	13
3.3.2	Dimuon トリガー	14
3.4	不変質量再構成	14
3.5	バックグラウンド	14
3.5.1	イベントミキシング (Event mixing technique)	15
3.5.2	ライクサインメソッド (Like-sign method)	15
3.6	クリスタルボール関数	16
3.7	acceptance \times efficiency	16
3.8	トリガー効率 (trigger efficiency)	16
3.9	生成断面積	17
3.10	不変生成断面積	17

4	結果	18
4.1	シミュレーションデータ解析	18
4.1.1	不変質量分布	18
4.1.2	acceptance × efficiency	20
4.1.3	トリガー効率	21
4.2	実データ解析	24
4.2.1	不変質量分布	24
4.2.2	フィッティング	28
4.3	生成断面積	33
4.3.1	Raw yield	33
4.3.2	生成断面積	34
4.3.3	不変生成断面積	36
5	結論	38
6	謝辞	39

目 次

1	ハドロン略図	6
2	クォーク凝縮の温度、密度依存性 [3]	7
3	LHC 加速器 [2]	9
4	LHC 加速器 (俯瞰)[2]	9
5	ALICE 実験の検出器概観 [4]	10
6	ミューオンスペクトロメーター [5]	11
7	V0 検出器と T0 検出器、ITS 検出器 [6]	12
8	シミュレーションで生成した J/ψ 中間子の横運動量分布	13
9	シミュレーションで生成した J/ψ 中間子のラピディティ分布	13
10	イベントミキシングでバックグラウンドを見積もった不変質量分布	19
11	ライクサインメソッドでバックグラウンドを見積もった不変質量分布	20
12	シミュレーションで生成した J/ψ 中間子のうち、 $-4 < y < -2.5$ の範囲に投じられた J/ψ 中間子の数	21
13	シミュレーションで生成した J/ψ 中間子のうち、不変質量再構成された J/ψ 中間子の数	21
14	J/ψ 中間子の acceptance \times efficiency	21
15	J/ψ 中間子のトリガー効率	22
16	検出された J/ψ 中間子の p_T (横軸) と、それを親粒子とするミュー粒子の p_T (縦軸) の相関	22
17	ミュー粒子のトリガー効率	23
18	実データから得た不変質量分布とイベントミキシングで再現したバックグラウンド	25
19	実データから得た不変質量分布とライクサインメソッドで再現したバックグラウンド	26
20	PHENIX 実験 陽子+陽子 200GeV のミュー粒子対測定結果 [14]	27
21	pol(3) でバックグラウンドを見積もった不変質量分布	28
22	pol(4) でバックグラウンドを見積もった不変質量分布	29
23	pol(5) でバックグラウンドを見積もった不変質量分布	30
24	pol(6) でバックグラウンドを見積もった不変質量分布	31
25	フィッティング関数ごとの J/ψ 中間子の数	33
26	J/ψ 中間子の raw yield	34
27	event mixing を用いた acceptance \times efficiency から求めた J/ψ 中間子の生成断面積	34
28	like-sign method を用いた acceptance \times efficiency から求めた J/ψ 中間子の生成断面積	35
29	ALICE 検出器、LHCb 検出器を用いた J/ψ 中間子の生成断面積 [9]	35
30	先行研究 [9] による生成断面積/本研究で求めた生成断面積	36
31	event mixing を用いた acceptance \times efficiency から求めた J/ψ 中間子の不変生成断面積	36
32	like-sign method を用いた acceptance \times efficiency から求めた J/ψ 中間子の不変生成断面積	37

1 序論

1.1 量子色力学

自然界には電磁相互作用、強い相互作用、弱い相互作用、重力相互作用の4つの基本的な相互作用が存在している。また、素粒子は物質粒子のクォークとレプトン、相互作用の媒介粒子であるゲージボソン、物質粒子とW粒子とZ粒子に質量を与えるヒッグス粒子がある。量子色力学 (Quantum Chromo Dynamics, QCD) は4つ存在する相互作用の内、強い相互作用を記述する理論である。強い相互作用はクォークとグルーオンに働き、グルーオンが媒介粒子である。クォークとグルーオンは色荷という荷電を帯びており、色荷が無色でなければ粒子は単独で存在できない。

クォークはハドロンと呼ばれる色荷が無色の複合粒子に閉じ込められている。これは強い相互作用が距離が遠くなるほど束縛エネルギーが増加するという性質によるもので、この性質は漸近的自由性と呼ばれている。ハドロンはクォークと反クォークで構成されるメソン (中間子) と、3つのクォークから構成されるバリオンに分けられ、メソンの例としてはcクォークと反cクォークからなる J/ψ 中間子、バリオンの例としては2つのuクォークと1つのdクォークからなる陽子が挙げられる。

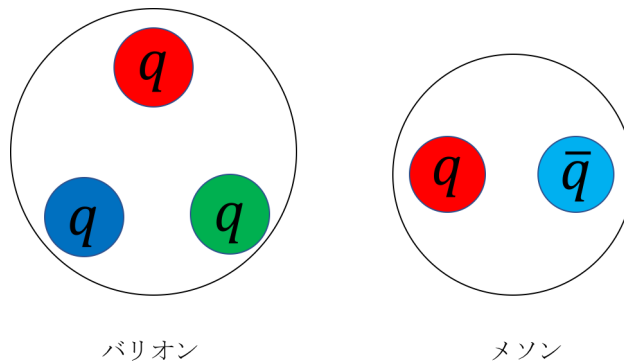


図 1: ハドロン略図

1.2 クォーク・グルーオンプラズマ (QGP)

クォークは前述のように単独で取り出すことはできない。しかし、高温高密度な状態では空間中のハドロン密度が増加することでハドロン同士が空間的に重なる。すると、漸近的自由性によってクォーク間の結合が弱まり、クォークやグルーオンは閉じ込めから解放され自由に動けるようになる。この状態はクォーク・グルーオンプラズマ (QGP) と呼ばれている。QGP は極初期宇宙の高温高密度状態に存在していたと考えられており、宇宙が冷えていくにつれて現在の宇宙ようなクォークがハドロンに閉じ込められた状態になった。

1.3 クォーク凝縮

素粒子の質量はヒッグス機構によって説明される。しかし、ヒッグス場との相互作用でuクォークとdクォークが得る質量は数 MeV/c^2 であるのに対し、uクォークとdクォーク

から構成されるハドロンである核子の質量は約 $1\text{GeV}/c^2$ である。この事実は、ヒッグス機構では核子の質量の大半を説明できていないことを示しており、この質量差を説明するのは「クォーク凝縮」という機構である。これは、クォーク凝縮と呼ばれる媒質が粒子のまわりの空間を埋め尽くしており、クォーク凝縮による抵抗が粒子に質量を与えるという機構である。クォーク凝縮に埋め尽くされた空間への相転移を『カイラル対称性の破れ』といい、クォーク凝縮の強さは温度や密度に依存している。そのため、高エネルギー原子核衝突によって QGP のような高温高密度な状態を実現し、粒子の質量変化を測定することでクォーク凝縮を観測することができる。

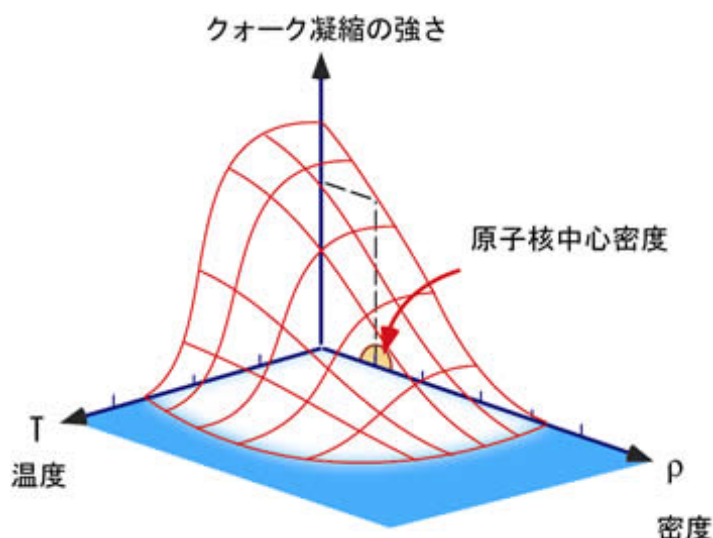


図 2: クォーク凝縮の温度、密度依存性 [3]

1.4 カイラル対称性の破れ

クォークはスピン $\frac{1}{2}$ を持っており、その向きが粒子の進行方向と同じであれば「右巻き」、逆向きであれば「左巻き」である。また、核子を構成する u クォークと d クォークの質量は QCD では近似的に 0 とおける。質量が 0 の粒子はどの慣性系にローレンツ変換しても光速で運動するため、u クォークと d クォークはどの慣性系で見ても「右巻き」か「左巻き」かが変化しない。つまり、「右巻き」か「左巻き」かは質量 0 の場合は粒子に固有な属性となっており変化しない。この属性はカイラリティと呼ばれ、質量が 0 の場合はカイラリティが保存しているのでカイラル対称性が保たれている。しかし、質量が 0 でない粒子は、その粒子の速度より速い速度で運動できるため「右巻き」か「左巻き」かが見かけ上変化する。その場合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。

1.5 低質量ベクトル中間子

ρ 中間子、 ϕ 中間子、 ω 中間子といった低質量ベクトル中間子はカイラル対称性の破れによって獲得する質量が他の中間子と比べ相対的に大きく、QGP 中でミュー粒子対に崩壊した場合、検出されるミュー粒子は強い相互作用による散乱を受けていないので QGP 中の低質量ベクトル中間子の情報を持っている。また、ミュー粒子は電子に比べ透過性が高いので

ミュー粒子だけを取り出すことができる。そのため、QGP 中での低質量ベクトル中間子の質量変化を観測するためには、ミュー粒子対への崩壊モードが適している。

1.6 高エネルギー原子核衝突実験

QGP を実験的に生成するためには、高温高密度状態を実現する必要がある。そのための唯一の方法が高エネルギー原子核衝突実験である。金や鉛などの原子核同士を非常に高いエネルギーで衝突させることで極初期宇宙と同じ高温高密度状態を再現するというもので、アメリカのブルックヘブン国立研究所の RHIC 加速器や、欧州原子核研究機構の LHC 加速器で行われている。

1.7 ラピディティと擬ラピディティ

高エネルギー原子核衝突実験において生成した粒子の運動を記述する際、ラピディティ (rapidity, y) という変数を用いるのが便利である。ラピディティは

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} = \ln \frac{E + p_z}{\sqrt{m^2 + p_T^2}} = \tanh^{-1} \left(\frac{p_z}{E} \right) \quad (1)$$

と定義される。 z 軸はビーム軸方向で、 p_T は横運動量 $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ である。 y が小さい時は $y \approx p_z/E$ となり、 z 軸方向の速度 $\beta_z = v_z/c$ に等しくなる。また z 軸方向に $\Delta y = \tanh^{-1}(\beta)$ で動く系にローレンツ変換すると、 $y \rightarrow y - \Delta y$ となる。ここから、ラピディティは z 軸方向の速度に対応する量で、しかもその変換が単純な加減算になることがわかる。

ラピディティに似た変数に擬ラピディティ (pseudorapidity, η) がある。

$$\eta = \tanh^{-1} \left(\frac{p_z}{p} \right) = \tanh^{-1}(\cos\theta) \quad (2)$$

θ は z 軸からの粒子の放出角である。擬ラピディティは θ の関数になっているので、生成した粒子の放出角を擬ラピディティで表現できる。また、 $m \ll p$ の時、 $E \approx p$ となるのでラピディティと擬ラピディティはほぼ等しくなる。

1.8 研究目的

前述のように、カイラル対称性の部分的回復に伴う質量変化の観測には低質量ベクトル中間子が適している。しかし、原子核衝突実験における低質量ベクトル中間子の測定はバックグラウンドが多く、複雑である。そこで本研究では、その準備段階として原子核衝突の素過程である陽子+陽子衝突で得たミュー粒子対のデータを用い、低質量領域に比べバックグラウンドが少ない J/ψ 中間子に着目して、基本的な解析手法を習得する。具体的には J/ψ 中間子の生成断面積を測定し、データのバックグラウンド分布やトリガー効率についても議論する。

2 実験背景、実験施設

2.1 LHC 加速器

LHC 加速器 (Large Hadron Collider) とはスイスとフランスの国境をまたいだ地下に設置されている世界最大、世界最高エネルギーの衝突形円形粒子加速器である。LHC はヨーロッパ共同原子核機構 (CERN) によって建設され、高エネルギーな素粒子実験や原子核実験を目的としている。LHC には ALICE 実験、CMS 実験、ATLAS 実験、LHCb 実験、LHCf 実験、TOTEM 実験の 6 つの実験施設があり、超伝導二重極磁石によって加速された粒子同士がそれぞれの実験施設で衝突するよう設計されている。

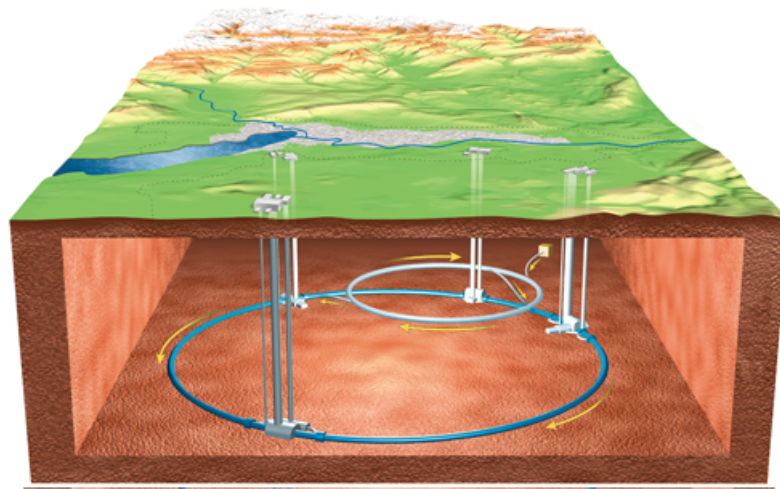


図 3: LHC 加速器 [2]

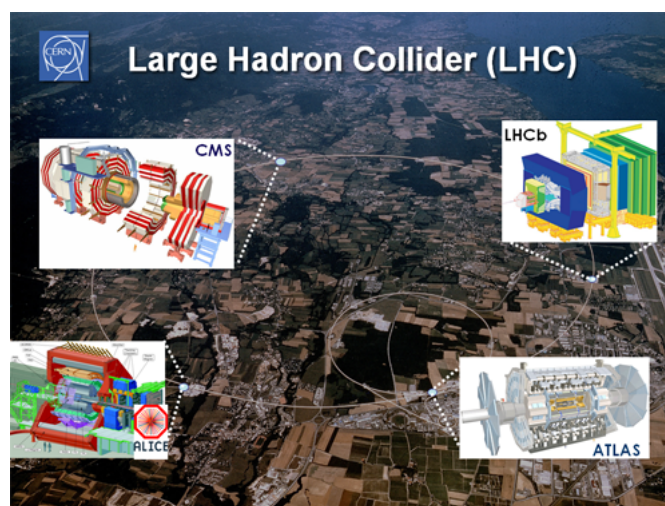


図 4: LHC 加速器 (俯瞰)[2]

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。重イオン同士を衝突させ、極初期宇宙に存在したとされる QGP を生成することでその性質を調べることが目的で、大きく分けて 3 つの部分に分けられる。

- (1) 衝突点付近を覆うセントラルバレル ($-0.9 < \eta < 0.9$)
- (2) 前方方向のミュオン粒子を測定するミュオンスペクトロメーター ($-4 < \eta < -2.5$)
- (3) 衝突事象を選ぶグローバル検出器

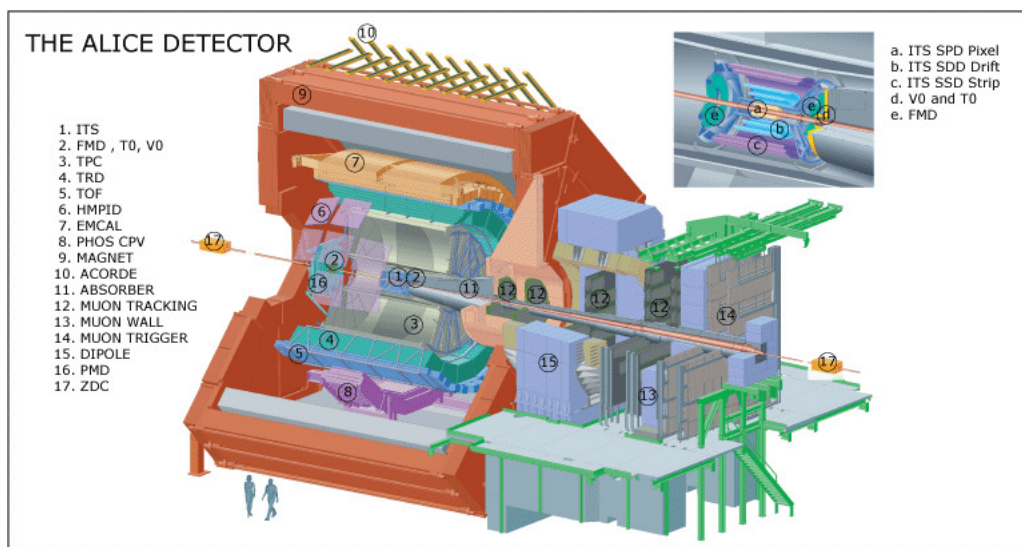


図 5: ALICE 実験の検出器概観 [4]

2.3 ミュ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 実験で用いられるミュオン粒子検出器である。ミュオンスペクトロメーターはフロントアブソーバー、トラッキングシステム (ミュオンチェンバー)、トリガーシステム、ダイポールマグネット、フィルターから成り、 $-4 < \eta < -2.5$ の擬ラピディティ範囲を覆っている。アブソーバーでミュオン粒子以外の粒子を取り除きダイポールマグネットで粒子の飛跡を曲げ、その飛跡から粒子の運動量を測定することができる。

2.3.1 フロントアブソーバー

フロントアブソーバーは衝突で生成されるミュオン粒子以外の粒子を除去するためのもので、ビーム軸方向の厚さが 4.13 m である。カーボンとコンクリート、鉄からできており、運動量が 4 GeV/c より大きいミュオン粒子を通過させる。

2.3.2 トラッキングシステム (ミューオンチェンバー)

トラッキングシステムは5枚のステーションからなる飛跡検出器である。空間分解能は約 $100 \mu\text{m}$ で、3枚目はダイポールマグネットの間に設置されている。

2.3.3 ダイポールマグネット

ダイポールマグネットは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であり、 0.7 T までの磁場をかけることができる。

2.3.4 フィルター

フィルターは厚さ 1.2 m の鉄製の壁で、トラッキングシステムとトリガーシステムの間設置されており、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の除去を目的としている。

2.3.5 トリガーシステム

トリガーシステムは2枚のステーションで構成されている。時間分解能は約 2 ns で、フィルターを通過しトリガーシステムに到達した粒子をミュー粒子としている。

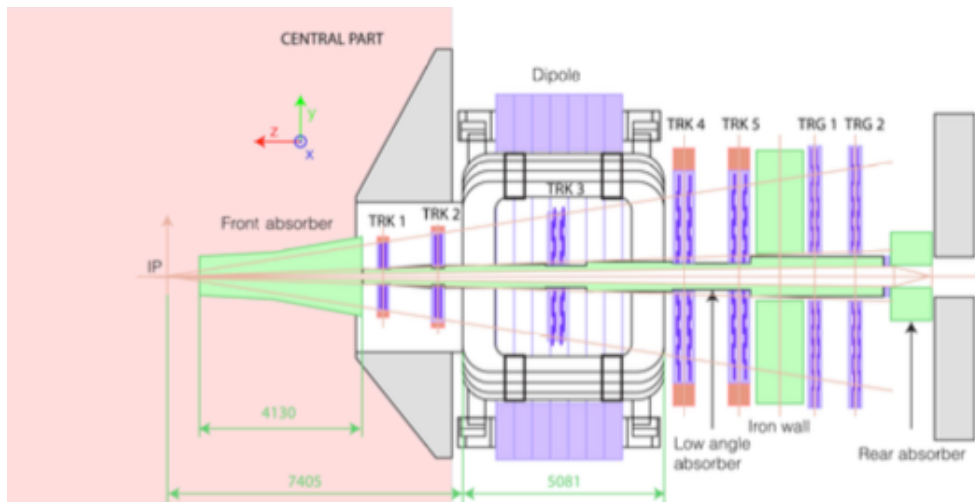


図 6: ミューオンスペクトロメーター [5]

2.4 V0 検出器

V0 検出器は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構成されている。 $z = -88 \text{ cm}$ にあるV0Cの覆う範囲は $-3.7 < \eta < -1.7$ で、 $z = 329 \text{ cm}$ にあるV0Aは $2.8 < \eta < 5.1$ を覆っている。衝突で生成した荷電粒子の数を測定し、検出された信号は衝突トリガーに用いられる。

2.5 T0 検出器

T0 検出器は 2 つのチェレンコフ検出器と光電子増倍管で構成されている。 $z = -70\text{cm}$ にある T0C の覆う範囲は $-3.3 < \eta < -3.0$ で、 $z = 370\text{cm}$ にある T0A は $4.6 < \eta < 4.9$ を覆っており、飛行時間によって粒子を識別するためのスタート信号や大まかな衝突点の検出に用いられる。

2.6 ITS 検出器

ITS 検出器 (Inner Tracking System) は荷電粒子の通過位置や粒子数、衝突点を測定するためのもので、内側から SPD(Silicon Pixel Detector)、SDD(Silicon Drift Detector)、SSD(Silicon Strip Detector) がそれぞれ 2 層ずつの計 6 層で構成されている。

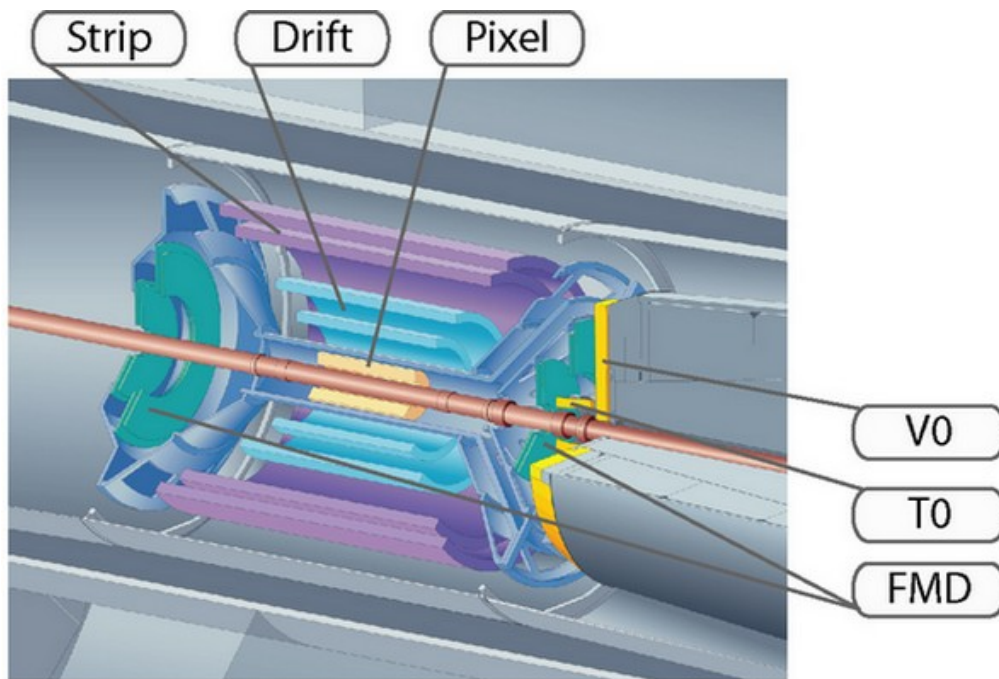


図 7: V0 検出器と T0 検出器、ITS 検出器 [6]

3 解析

3.1 AliRoot

AliRoot は素粒子、原子核、宇宙などの分野で用いられる解析フレームワークである Root を ALICE 実験用に仕様を変更したものである。本実験で用いたシミュレーションのデータは、AliRoot 中の AliGenBox というクラスを用いて生成されたものである。また、ALICE 実験の解析用ライブラリが入っているためデータ解析も AliRoot で行った。

3.2 データ

本研究では、ALICE 実験での 2015 年、 $\sqrt{s} = 13$ TeV の陽子+陽子衝突で得たミュオン粒子の実データおよび 1 回の衝突事象で 10 個の J/ψ 中間子を生成するシミュレーションから得たミュオン粒子のデータを用いた。

3.2.1 シミュレーション

本研究では、実データの解析の準備段階としてシミュレーションで得たデータをまず解析した。その際、バックグラウンドの見積りの手法を習得するため、あえてバックグラウンドができるように 1 つの衝突事象で 10 個の J/ψ 中間子ができるよう設定したシミュレーションのデータを用いている。

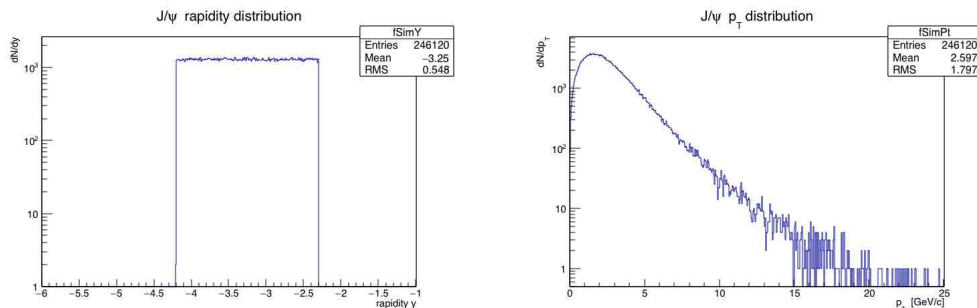


図 8: シミュレーションで生成した J/ψ 中間子の横運動量分布

図 9: シミュレーションで生成した J/ψ 中間子のラピディティ分布

3.3 トリガー

3.3.1 ミニマムバイアストリガー

ミニマムバイアストリガーは、測定した事象が陽子+陽子の衝突であることを保証するためのトリガーである。本研究では V0C と V0A の両方で粒子が検出された時を衝突事象としている。

3.3.2 Dimuon トリガー

陽子+陽子衝突実験では ϕ 中間子や ω 中間子など、 J/ψ 中間子以外の粒子も多く生成しする。また、 J/ψ 中間子はミュー粒子対への崩壊モード以外にも電子陽電子対やハドロンへの崩壊モードがある。そのため、できるだけ J/ψ 中間子の崩壊モードの中でもミュー粒子対へ崩壊した衝突事象だけを選び出すために、粒子を検出する際に制限をかける。本研究ではミュー粒子対をトリガーシステムで同時に検出し、かつミュー粒子の横運動量がどちらも 1 GeV/c より大きいことを要求している。

3.4 不変質量再構成

ミュー粒子の運動量とエネルギー、質量から、親粒子である J/ψ 中間子の不変質量を再構成する方法を以下に示す。 J/ψ 中間子の不変質量を $M_{J/\psi}$ 、エネルギーを $E_{J/\psi}$ 、運動量を $p_{J/\psi}$ 、ミュー粒子の不変質量を M_μ 、エネルギーを E_μ 、運動量を p_μ とすると、

$$E_{J/\psi}^2 = M_{J/\psi}^2 + |\vec{p}_{J/\psi}|^2 \quad (3)$$

と書ける。また、崩壊前後のエネルギー保存則、運動量保存則から

$$E_{J/\psi} = E_{\mu^+} + E_{\mu^-} \quad (4)$$

$$\vec{p}_{J/\psi} = \vec{p}_{\mu^+} + \vec{p}_{\mu^-} \quad (5)$$

となる。ここで式 (4)、(5) を式 (3) に代入すると、

$$M_{J/\psi}^2 = E_{\mu^-}^2 + E_{\mu^+}^2 + 2E_{\mu^-}E_{\mu^+} - (|\vec{p}_{\mu^-}|^2 + |\vec{p}_{\mu^+}|^2 + 2\vec{p}_{\mu^-} \cdot \vec{p}_{\mu^+}) \quad (6)$$

となるので、 J/ψ 中間子の不変質量は

$$M_{J/\psi} = \sqrt{E_{\mu^-}^2 + E_{\mu^+}^2 + 2E_{\mu^-}E_{\mu^+} - (|\vec{p}_{\mu^-}|^2 + |\vec{p}_{\mu^+}|^2 + 2\vec{p}_{\mu^-} \cdot \vec{p}_{\mu^+})} \quad (7)$$

と表せる。

本研究ではシミュレーションのデータを用いて不変質量を再構成する際、

- ・ ミュー粒子がミューオンスペクトロメーターのラピディティ範囲 ($-4 < \eta < -2.5$) に入っていること
- ・ 検出したミュー粒子対が Dimuon トリガーの条件を満たしていること

を要求している。

3.5 バックグラウンド

上記の方法でミュー粒子対のデータから不変質量を計算できるが、すべてのミュー粒子対が相関を持っているわけではない。親粒子が J/ψ 中間子でないものや、同一の J/ψ 中間子由来でないミュー粒子同士などで不変質量を組んでしまうことがあり、それらはバックグラウンドとなる。このように、無相関なミュー粒子同士でできる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という。このコンビナトリアルバックグラウンドを再現し、差し引くために本研究では 2 通りの方法を用いた。

3.5.1 イベントミキシング (Event mixing technique)

前述のように、コンビナトリアルバックグラウンドは無相関なミュー粒子同士で不変質量を再構成したためにできたバックグラウンドである。なので、無相関な粒子同士の組み合わせを再現できればバックグラウンドを差し引くことができるが、そのための方法の一つがイベントミキシングである。イベントミキシングとは、確実に無相関な別々な衝突事象 (mixed event) からミュー粒子を選び出し、それをういて不変質量を再構成する方法である。ただし、イベントミキシングを行う際は別々な衝突事象からミュー粒子を選ぶこと以外の条件は同じにしなければならない。また、イベントミキシングでは不変質量のバックグラウンド分布の形しか再現できないため、差し引く際はスケールする必要がある。差し引いた後の不変質量分布を signal とすると、

$$signal = N_{+-}^{same} - S \cdot N_{+-}^{mixed} \quad (8)$$

N_{+-}^{same} は同一な衝突事象 (same event) から得た別々な電荷を持つ (unlike-sign) ミュー粒子ペアの数で、 N_{+-}^{mixed} は mixed event から得た unlike-sign なミュー粒子ペアの数である。S はスケール因子で、本研究では次のようにして求めた。

$$S = \frac{\int N_{LS}^{same} dM}{\int N_{+-}^{mixed} dM} \quad (9)$$

N_{LS}^{same} は same event で like-sign なミュー粒子ペアの数で、分子はそれを全不変質量範囲で積分したものであり、分母は mixed event で unlike-sign なミュー粒子のペアの数を全不変質量範囲で積分したものである。

3.5.2 ライクサインメソッド (Like-sign method)

ライクサインメソッドは、同じ電荷を持つ (like-sign) ミュー粒子同士で不変質量を再構成することでバックグラウンドを再現する方法である。本研究では J/ψ 中間子のミュー粒子対への崩壊モードに着目しているため、同じ電荷を持つミュー粒子同士は無相関なものとなる。なので、それらを選び出して不変質量を再構成すればコンビナトリアルバックグラウンドを再現できるが、R 因子と呼ばれるものでスケールする必要がある。

$$signal = N_{+-}^{same} - 2R\sqrt{N_{++}^{same}N_{--}^{same}} \quad (10)$$

N_{++}^{same} と N_{--}^{same} は like-sign なミュー粒子のペアで、 $\sqrt{N_{++}^{same}N_{--}^{same}}$ は (++) と (--) のペアの組み合わせの数の幾何平均を取っている。また、R 因子は次のように定義される。

$$R = \frac{N_{+-}^{mixed}}{2\sqrt{N_{++}^{mixed}N_{--}^{mixed}}} \quad (11)$$

R 因子は、 μ_+ と μ_- のアクセプタンスが異なることを補正する因子であり、 N_{+-}^{mixed} 、 N_{++}^{mixed} 、 N_{--}^{mixed} はそれぞれ mixed event の unlike-sign なミュー粒子ペアの数と like-sign なミュー粒子ペアの数である。mixed event から得た like-sign ペアと unlike-sign ペアの数の比を取ることによって、same event の like-sign なミュー粒子ペアで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。

3.6 クリスタルボール関数

本研究では、再構成された不変質量分布を次式で表されるクリスタルボール関数でフィッティングした。

$$f(x; \alpha, n, \bar{x}, \sigma, N) = N \cdot \begin{cases} \exp\left(-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}\right) & \left(\frac{x-\bar{x}}{\sigma} > -\alpha\right) \\ \left(\frac{n}{\alpha}\right)^n \times \exp\left(-\frac{\alpha^2}{2}\right) \times \left(\frac{n}{\alpha} - \alpha - \frac{x-\bar{x}}{\sigma}\right)^{-n} & \left(\frac{x-\bar{x}}{\sigma} \leq -\alpha\right) \end{cases} \quad (12)$$

クリスタルボール関数は、検出器の分解能に起因するガウス分布が低質量側に尾を引いた形をしている。これはミュー粒子がアブソーバーなどの物質の原子核の電場によって曲げられた際、制動放射で光子を放出したことによって運動量を失い、親粒子の不変質量を低く見積もってしまうことによる。

本研究では、再構成された不変質量分布にいくつ J/ψ 中間子が含まれるか数える際、クリスタルボール関数の中心値から $(-5\sigma \sim +3\sigma)$ の間に含まれているものを観測された J/ψ 中間子としている。本研究では低質量側に引いている尾に含まれる J/ψ 中間子を考慮するため、 -3σ までではなく -5σ まで数えている。

3.7 acceptance × efficiency

acceptance × efficiency とは本研究では J/ψ 中間子の測定効率のことを指す。acceptance は検出器の方向 $(-4 < y < -2.5)$ に飛んでいく J/ψ 中間子の内、崩壊してできるミュー粒子対が検出される割合である。efficiency とは再構成効率のことで、検出されたミュー粒子対の内、 J/ψ 中間子を親粒子とするミュー粒子対の割合である。acceptance × efficiency は J/ψ 中間子とミュー粒子の、検出器に入る前と後の情報が両方含まれているシミュレーションのデータを用いることで求めることができる。

$$\text{acceptance} \times \text{efficiency} = \frac{\text{トリガーされたミュー粒子から再構成された } J/\psi \text{ 中間子の数}}{-4 < y < -2.5 \text{ の範囲に投げられた } J/\psi \text{ 中間子の数}} \quad (13)$$

3.8 トリガー効率 (trigger efficiency)

トリガー効率は検出された粒子のうちトリガーの条件を満たすものの数の割合であり、前述の acceptance × efficiency に含まれている。

J/ψ 中間子のトリガー効率

$$\epsilon_{trigger}^{J/\psi} = \frac{\text{トリガーされたミュー粒子から再構成された } J/\psi \text{ 中間子の数}}{\text{再構成された } J/\psi \text{ 中間子の数}} \quad (14)$$

$$(15)$$

ミュー粒子のトリガー効率

$$\epsilon_{trigger}^{\mu} = \frac{p_T > 1\text{GeV}/c \text{ のミュー粒子の数}}{\text{ミューオンスペクトロメーターで検出されたミュー粒子の数}} \quad (16)$$

$$(17)$$

3.9 生成断面積

粒子の生成数は粒子の生成断面積に比例しており、次の式で表すことができる。

$$\frac{d^2\sigma}{dp_T dy} = \frac{\sigma_{p+p}^{MB}}{N_{event} \cdot Rf \cdot R_B} \frac{d^2N}{dp_T dy} \quad (18)$$

σ は粒子の生成断面積、 σ_{p+p}^{MB} は陽子+陽子衝突のミニマムバイアスで測定された衝突断面積、 N_{event} は解析した事象の数、 R_B は崩壊分岐比 (5.93 ± 0.06)% [11]、 N は粒子の生成数 (Raw yield) である。Rf は Rejection factor である。陽子+陽子衝突において、Dimuon トリガー事象は稀にしか起こらない。そのため、Dimuon トリガー事象を選択的に集めているが、Rejection factor はその Dimuon トリガー事象がどれくらい稀かを表す量である。本研究で用いた陽子+陽子の衝突断面積は $\sigma_{MB} = (57.8 \pm 1.2)$ mb [13] であり、解析した事象の数 N_{event} は 9090191 事象である。また、[9] において Dimuon トリガーで解析された事象数 $N'_{event} = 1.03 \times 10^7$ と積分輝度 $L_{int} = 1462.7 nb^{-1}$ を用いて、 σ_{MB} は次のように表される。

$$\sigma_{MB} = \frac{Rf \cdot N'_{event}}{L_{int}} \quad (19)$$

この式から Rf を計算することができ、本研究では $Rf = 8208.16$ である。

3.10 不変生成断面積

不変生成断面積は次のように定義される。

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{\sigma_{p+p}^{MB}}{2\pi p_T N_{event} \cdot Rf \cdot R_B} \frac{d^2N}{dp_T dy} \quad (20)$$

不変生成断面積は衝突によって粒子が生成する確率を表す量であり、原子核衝突と陽子衝突を比較する際に用いられる、原子核補正係数を求める際に重要な量である。

4 結果

4.1 シミュレーションデータ解析

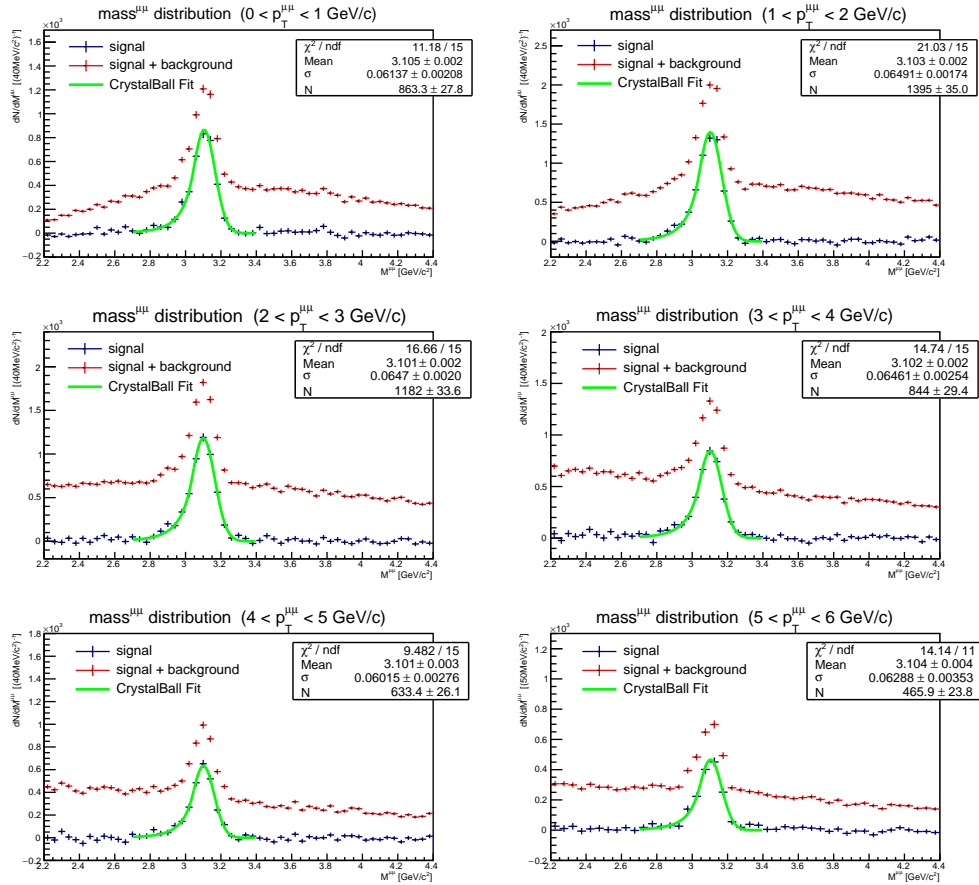
4.1.1 不変質量分布

まずシミュレーションのデータを用いてミュー粒子対の不変質量を再構成し、横運動ごとに10の領域に分割した。そうして得た不変質量分布からイベントミキシング(図10)とライクサインメソッド(図11)でバックグラウンドを見積もり、差し引くことで J/ψ 中間子の信号を取り出し、クリスタルボール関数でフィットして信号に含まれる J/ψ 中間子の数を数えた。以下に不変質量分布とフィッティング結果を示す。

赤 : signal + background

青 : signal

緑 : クリスタルボール関数フィット



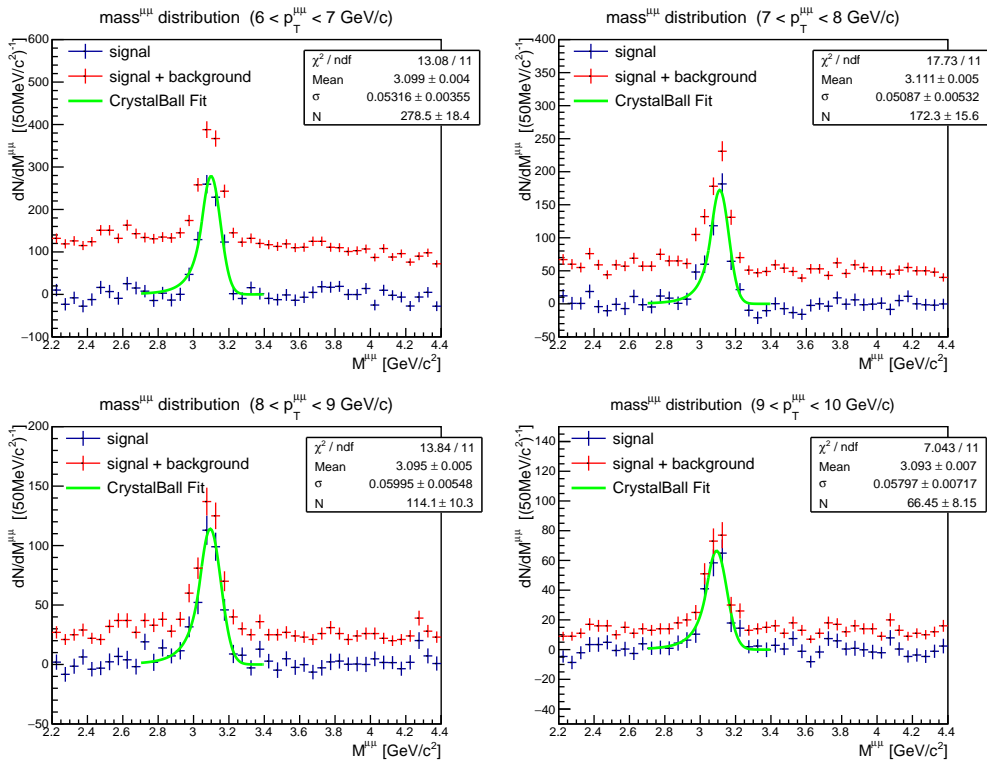
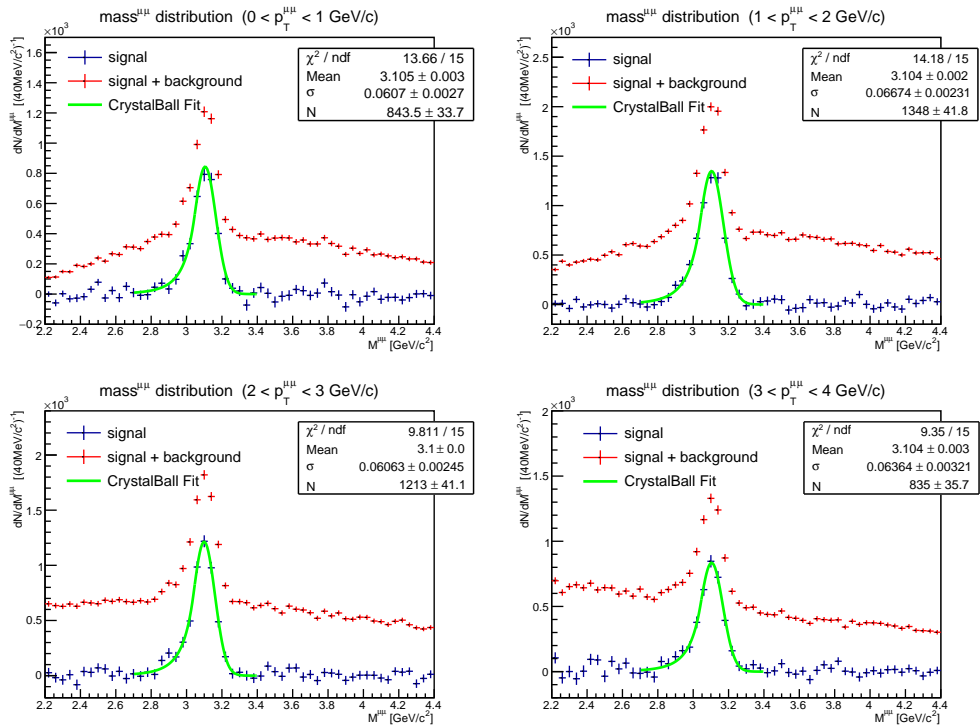


図 10: イベントミキシングでバックグラウンドを見積もった不変質量分布



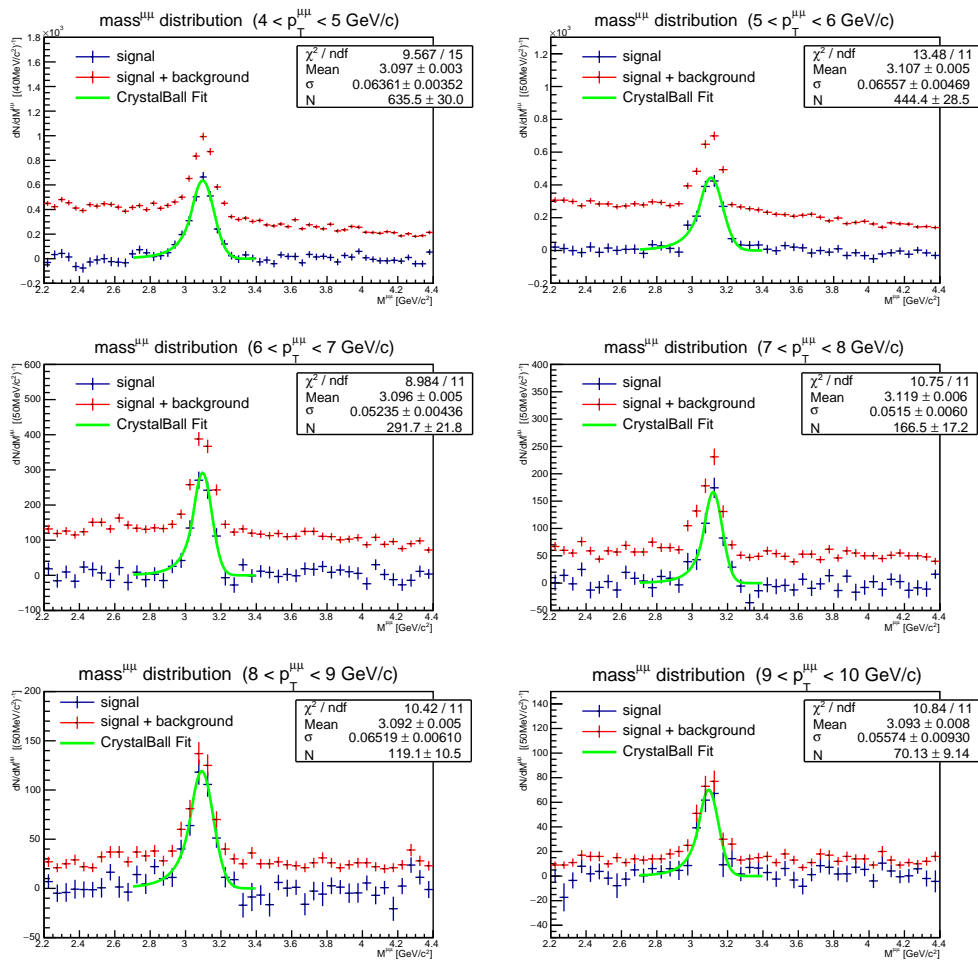


図 11: ライクサインメソッドでバックグラウンドを見積もった不変質量分布

4.1.2 acceptance \times efficiency

シミュレーションで生成した J/ψ 中間子のうち、ミュオンスペクトロメーターの範囲 ($-4 < y < -2.5$) に投げられた J/ψ 中間子の数と、ミュオンスペクトロメーターで検出された J/ψ 中間子の数を以下に示す。

青: イベントミキシングでバックグラウンドを見積もり J/ψ 中間子の信号を取り出したもの
 赤: ライクサインメソッドでバックグラウンドを見積もり J/ψ 中間子の信号を取り出したもの

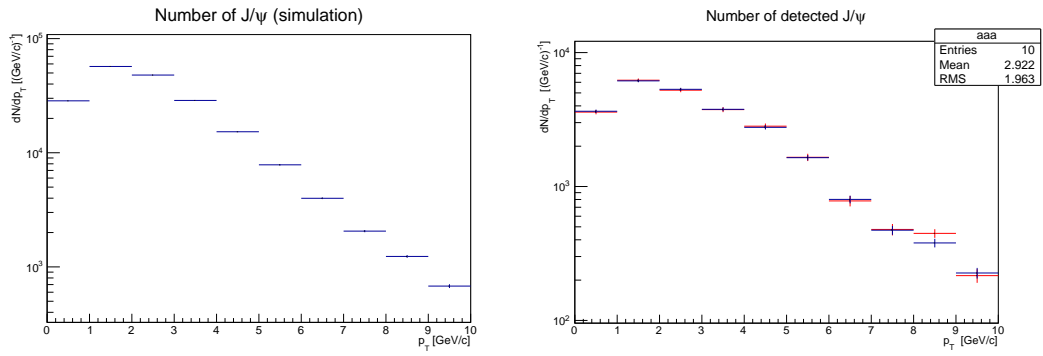


図 12: シミュレーションで生成した J/ψ 中間子のうち、 $-4 < y < -2.5$ の範囲に投げられた J/ψ 中間子の数
 図 13: シミュレーションで生成した J/ψ 中間子のうち、不変質量再構成された J/ψ 中間子の数

また、図 12 と図 13 に示された J/ψ 中間子の数から得た acceptance \times efficiency を以下に示す。

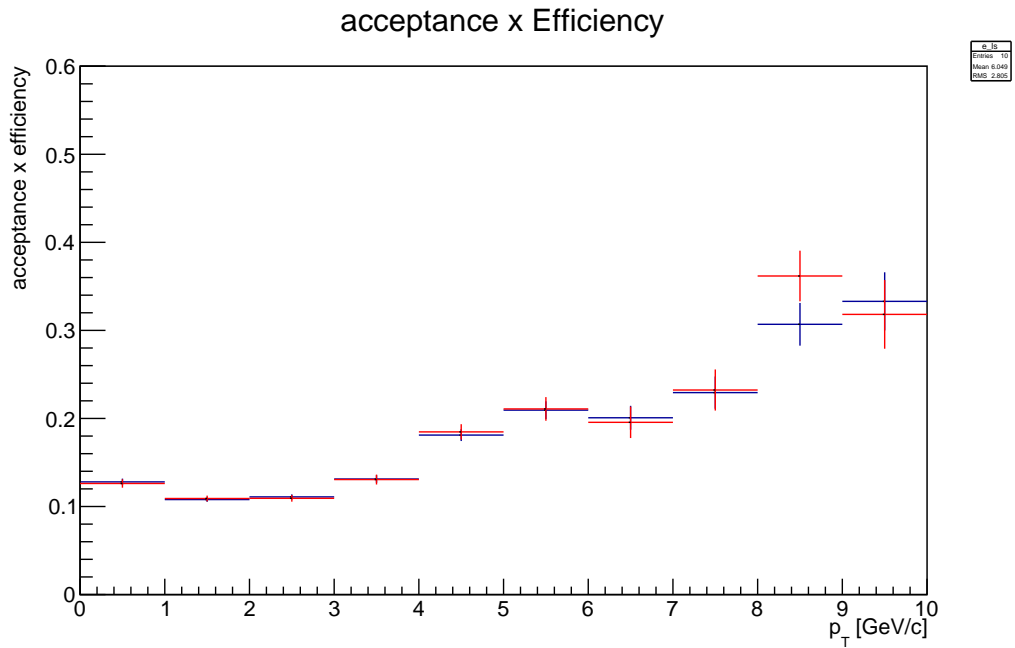


図 14: J/ψ 中間子の acceptance \times efficiency

4.1.3 トリガー効率

以下のヒストグラムは J/ψ 中間子のトリガー効率と、ミュー粒子のトリガー効率である。

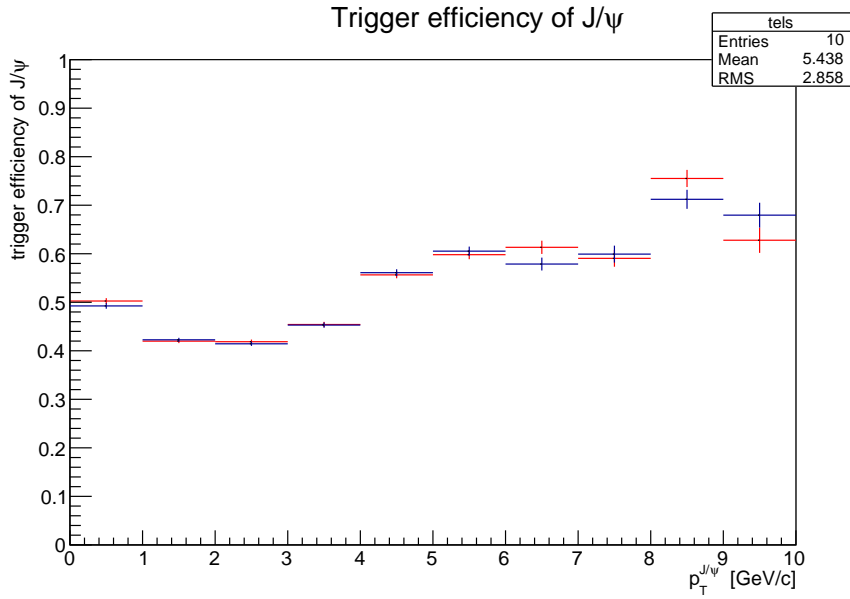


図 15: J/ψ 中間子のトリガー効率

図 14、15 から、acceptance \times efficiency とトリガー効率は J/ψ 中間子の横運動量 $p_T \approx 2$ GeV/c で最も低くなり、 $p_T < 1$ GeV/c で増加している。 J/ψ 中間子の横運動量が 2 GeV/c 付近で最低値を取っているが、これは図 17 に示すように横運動量が 1 GeV/c より小さなミュオン粒子はほとんどトリガーされないためである。また、親粒子である J/ψ 中間子の p_T が 0 GeV/c に近づくとミュオン粒子対の放出角 θ がビーム軸から見てほぼ対称になる。次に示す図 16 を見ると J/ψ 中間子の $p_T \approx 0$ では、そこから崩壊したミュオン粒子の持つ横運動量がほぼ 1 ~ 2 GeV/c であり、放出角が高横運動量側に比べて対称に近いことがわかる。

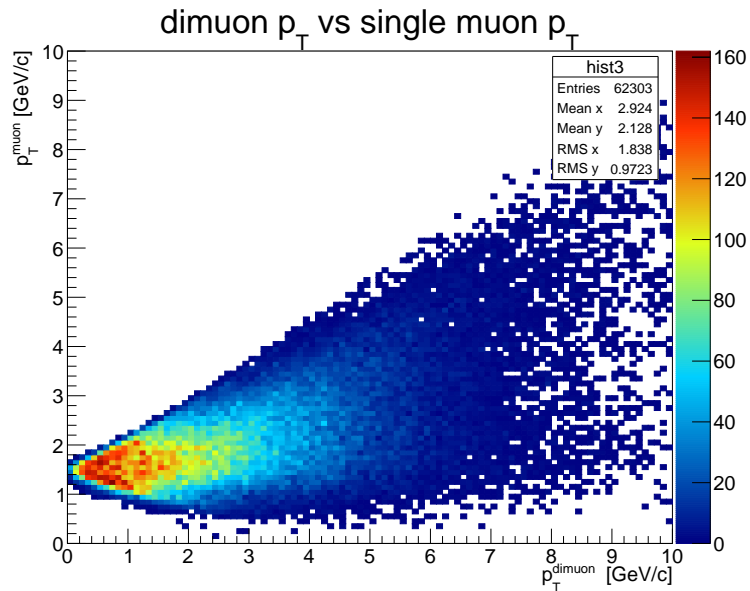


図 16: 検出された J/ψ 中間子の p_T (横軸) と、それを親粒子とするミュオン粒子の p_T (縦軸) の相関

そのため、 J/ψ 中間子の $p_T \approx 0$ GeV/c では生じたミュオン粒子がどちらも検出器のアクセプ

タンス範囲に入る確率が増加し、検出効率が増加すると考えられる。また、ミュー粒子の横運動量が大きいほどビーム軸からみた放出角が小さくなり、検出器のアクセプタンス範囲に入る確率が増加する。そのため、 $p_T \approx 2 \text{ GeV}/c$ で最低値をとった後は増加している。

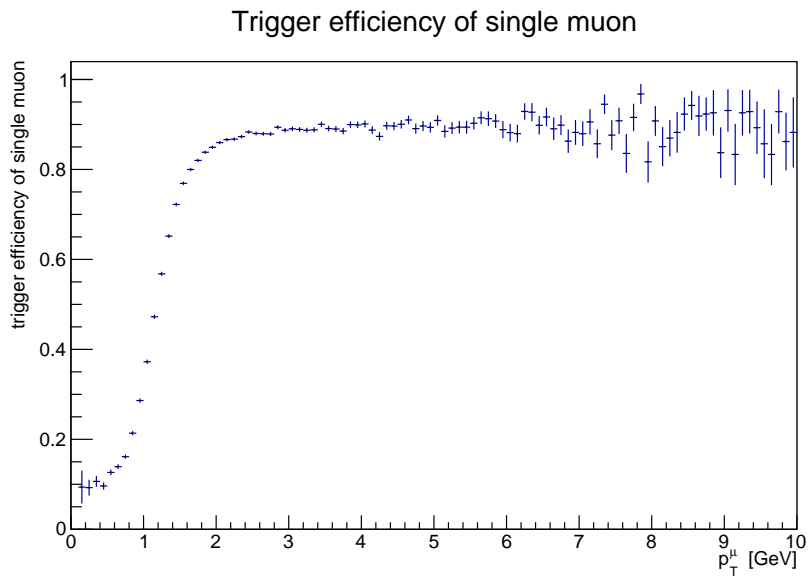
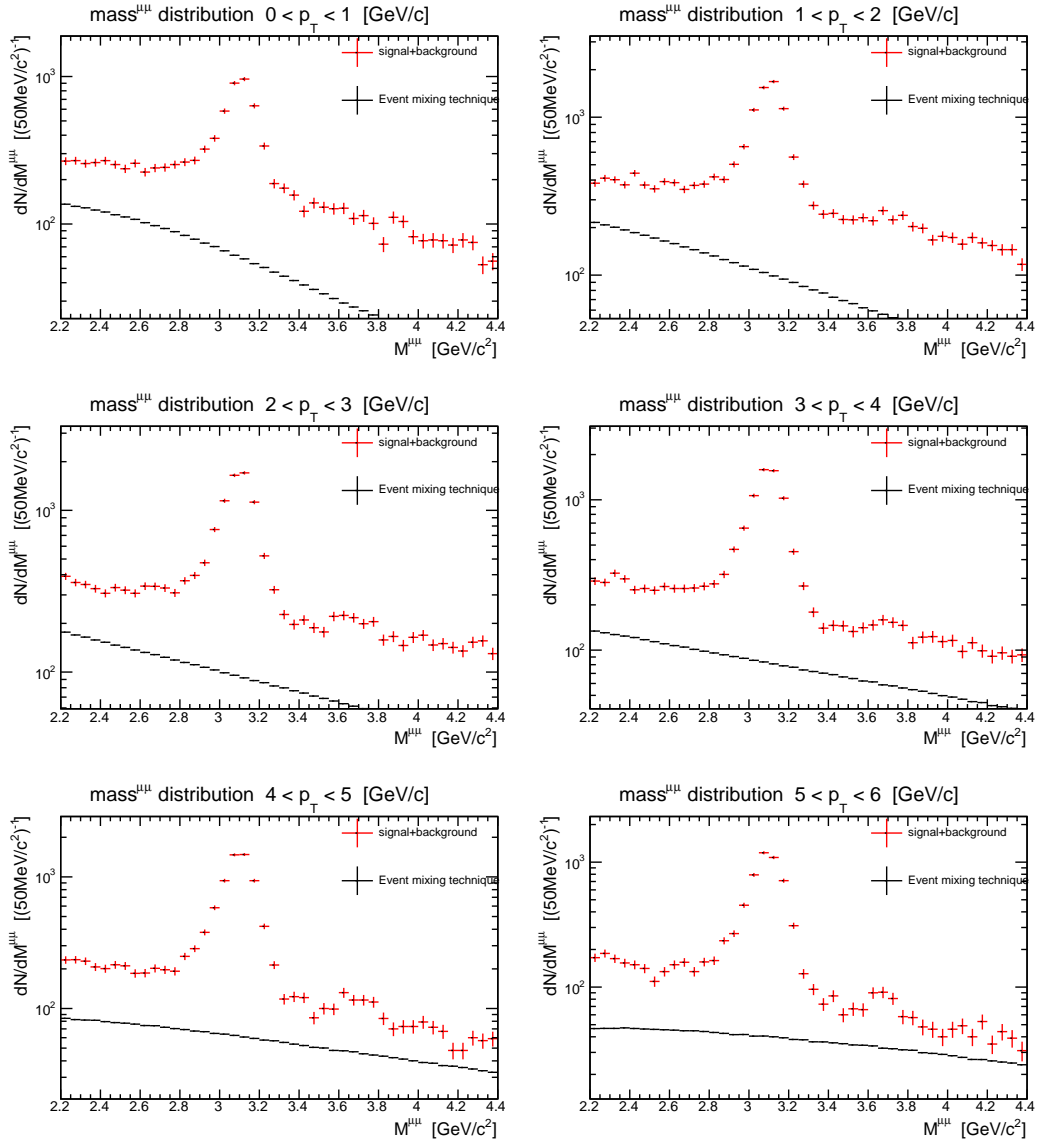


図 17: ミュー粒子のトリガー効率

4.2 実データ解析

4.2.1 不変質量分布

シミュレーションと同様に不変質量分布を横運動量ごとに 10 の領域に分け、イベントミキシングとライクサインメソッドでバックグラウンドを再現しようと試みたが、以下に示すように前述の 2 つの手法ではバックグラウンドを再現できなかった。



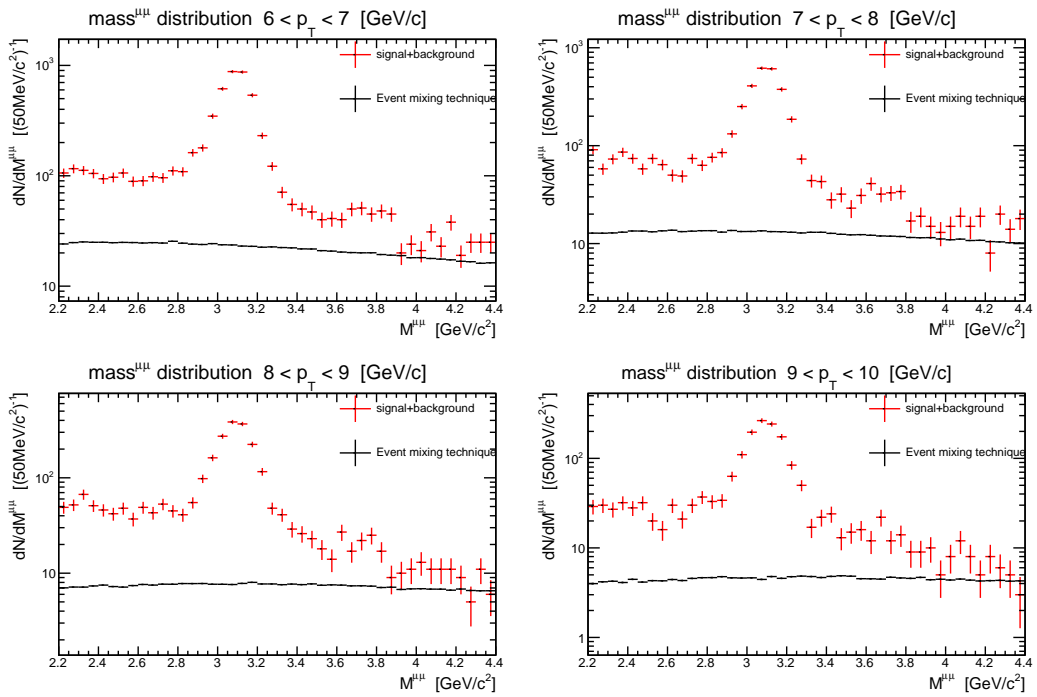
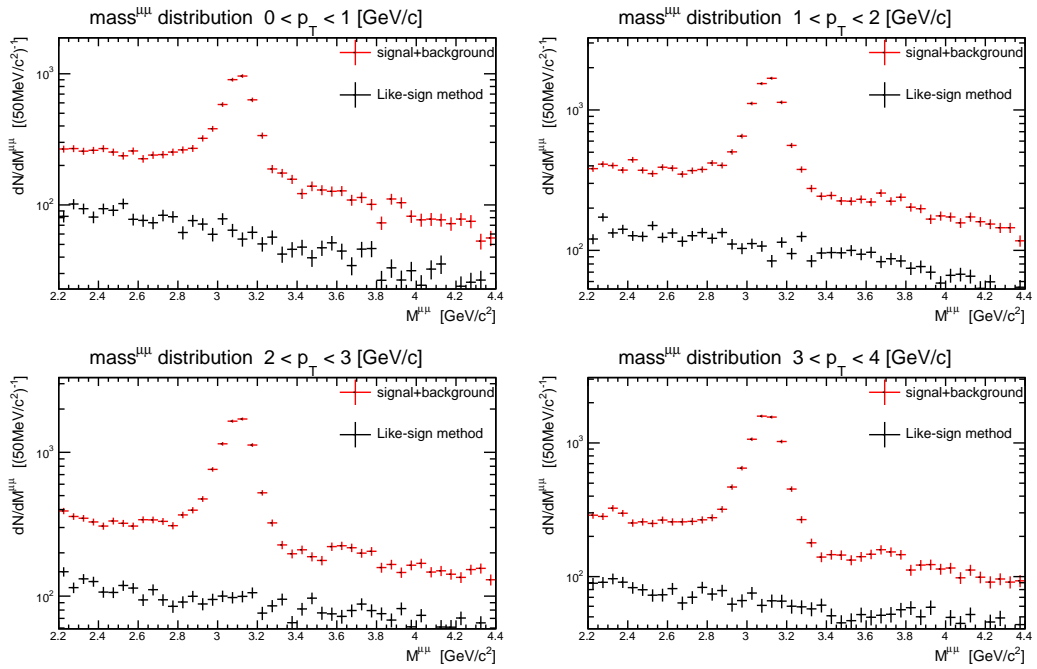


図 18: 実データから得た不変質量分布とイベントミキシングで再現したバックグラウンド



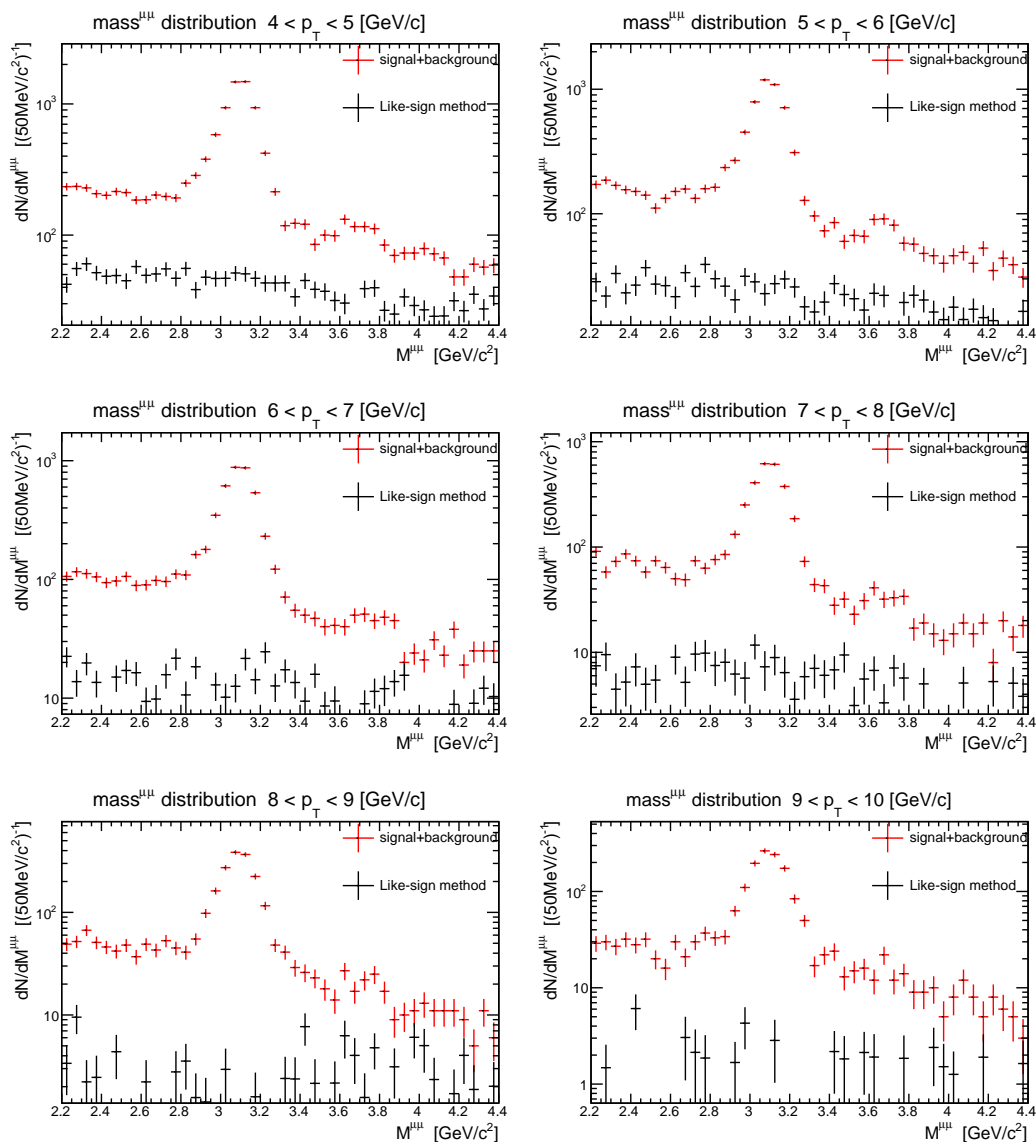


図 19: 実データから得た不変質量分布とライクサインメソッドで再現したバックグラウンド

図 18 と図 19 から、実データにはコンビナトリアルバックグラウンド以外のバックグラウンド成分が存在していることがわかる。これは、陽子+陽子衝突によって生成した $c\bar{c}$ 、 $b\bar{b}$ によるものだと考えられる。 $c\bar{c}$ と $b\bar{b}$ からはそれぞれ D 中間子と B 中間子が生成され、B 中間子はほとんどが D 中間子へ崩壊する。

$$D^+ = c\bar{d}, D^- = \bar{c}d, D^0 = c\bar{u}, \bar{D}^0 = \bar{c}u$$

また、D 中間子はレプトン崩壊モードのうち $(9.3 \pm 0.7)\%$ [11] が K 中間子、ミュー粒子、ミューニュートリノに三体崩壊するため、相関のあるミュー粒子対が生じて実データのバックグラウンド分布に寄与していると考えられる。この他にも、ドレレ-ヤン過程による寄与も考えられる。クォーク対が仮想光子に対消滅して生じた仮想光子がミュー粒子対に崩壊する過程のことで、図 20 に示されるように高い横運動量領域で寄与が大きい。

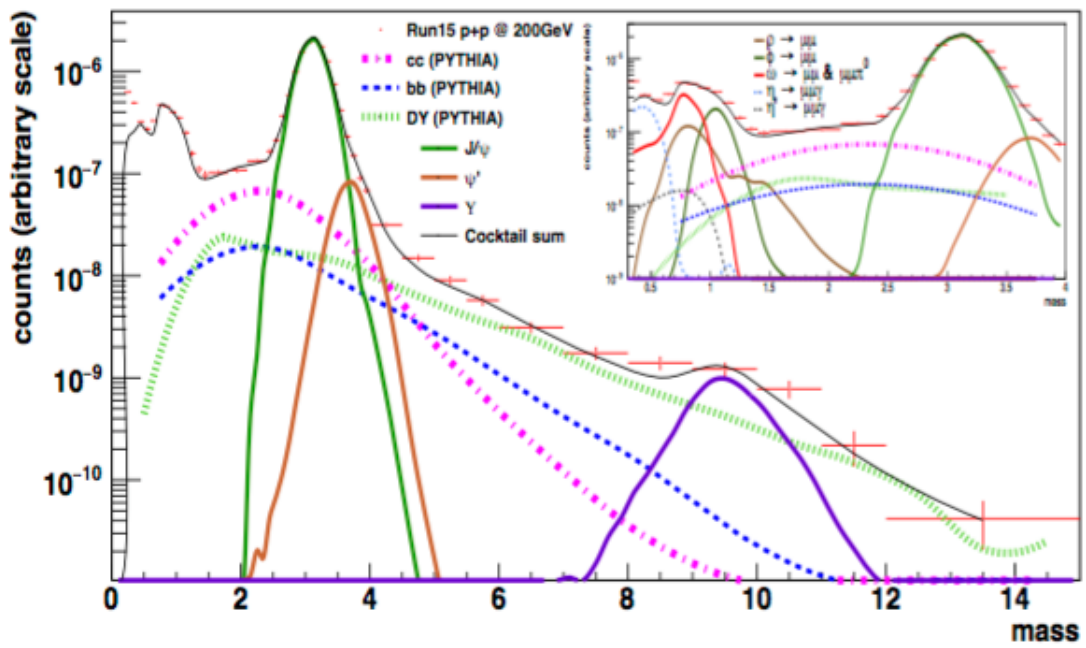


図 20: PHENIX 実験 陽子+陽子 200GeV のミュオン対測定結果 [14]

4.2.2 フィッティング

図 18, 19 に示されたように実データではイベントミキシングとライクサインメソッドでバックグラウンドを再現できなかった。そこで本研究では、実データに含まれる J/ψ 中間子の数を数えるために任意の関数を用いてミュー粒子対の不変質量分布をフィッティングしバックグラウンドを見積もった。その際、4 種類のフィッティング関数を用いることで J/ψ 中間子の数の系統誤差も見積もった。本研究で用いたフィッティング関数は次の 4 種類である。

$$f_n(x) = \text{CrystalBall function} + \text{pol}(n) \quad (n = 3, 4, 5, 6) \quad (21)$$

$$\text{pol}(n) = \sum_{i=0}^n p_i x^i \quad (22)$$

4 通りのフィッティングを行い、それぞれのフィッティング結果から $\text{pol}(n)$ を差し引いて J/ψ 中間子の数を数えた。以下にその結果を示す。

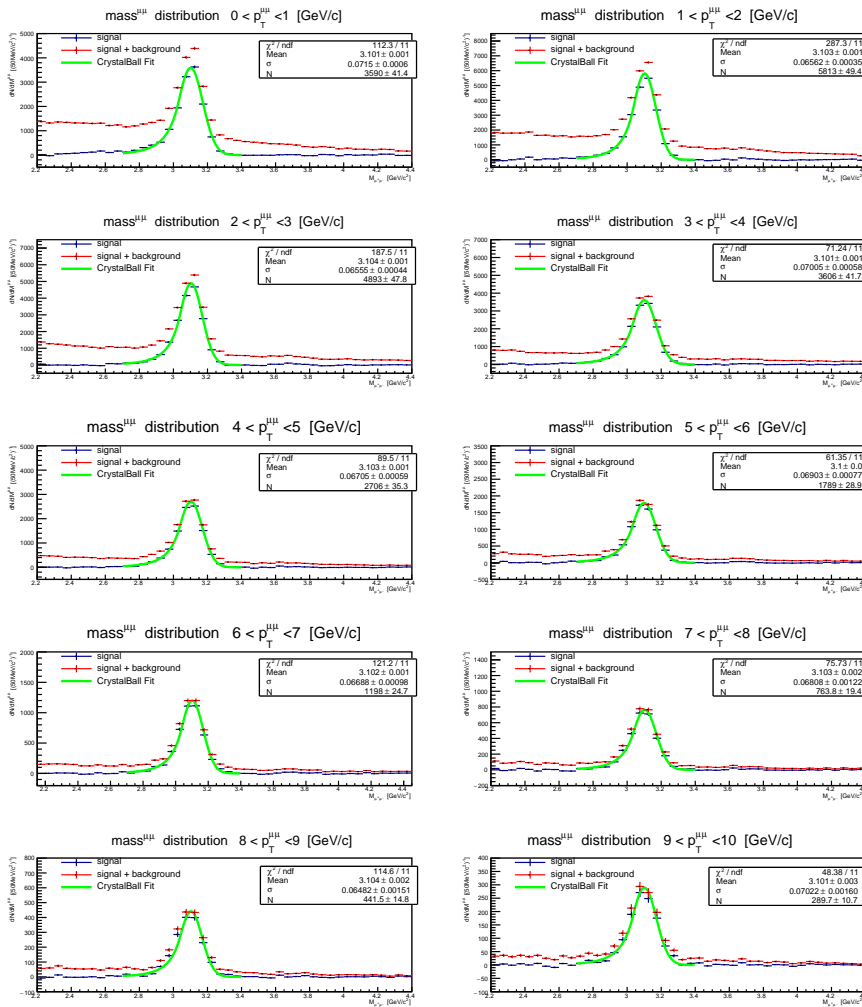


図 21: $\text{pol}(3)$ でバックグラウンドを見積もった不変質量分布

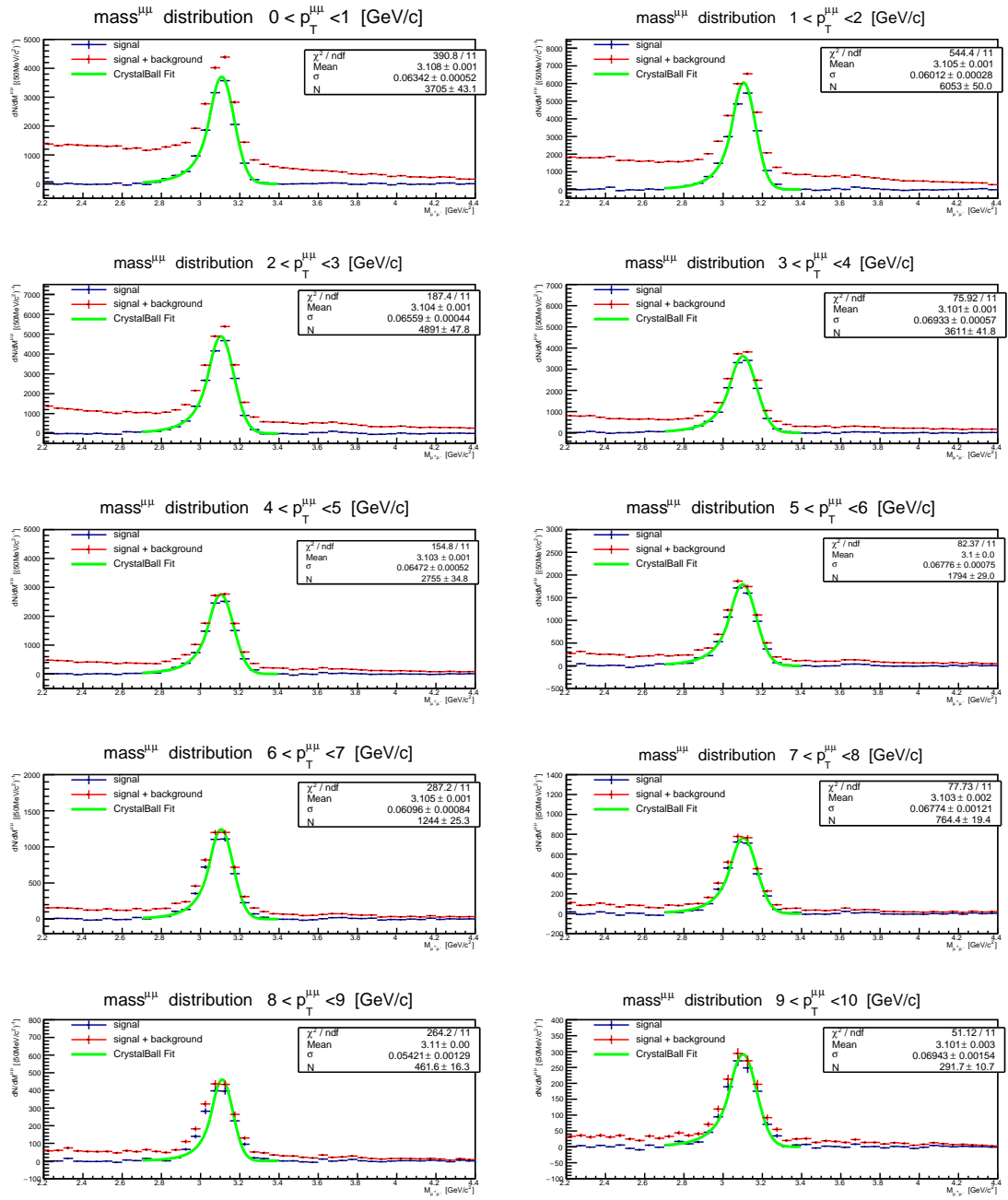


図 22: pol(4) でバックグラウンドを見積もった不変質量分布

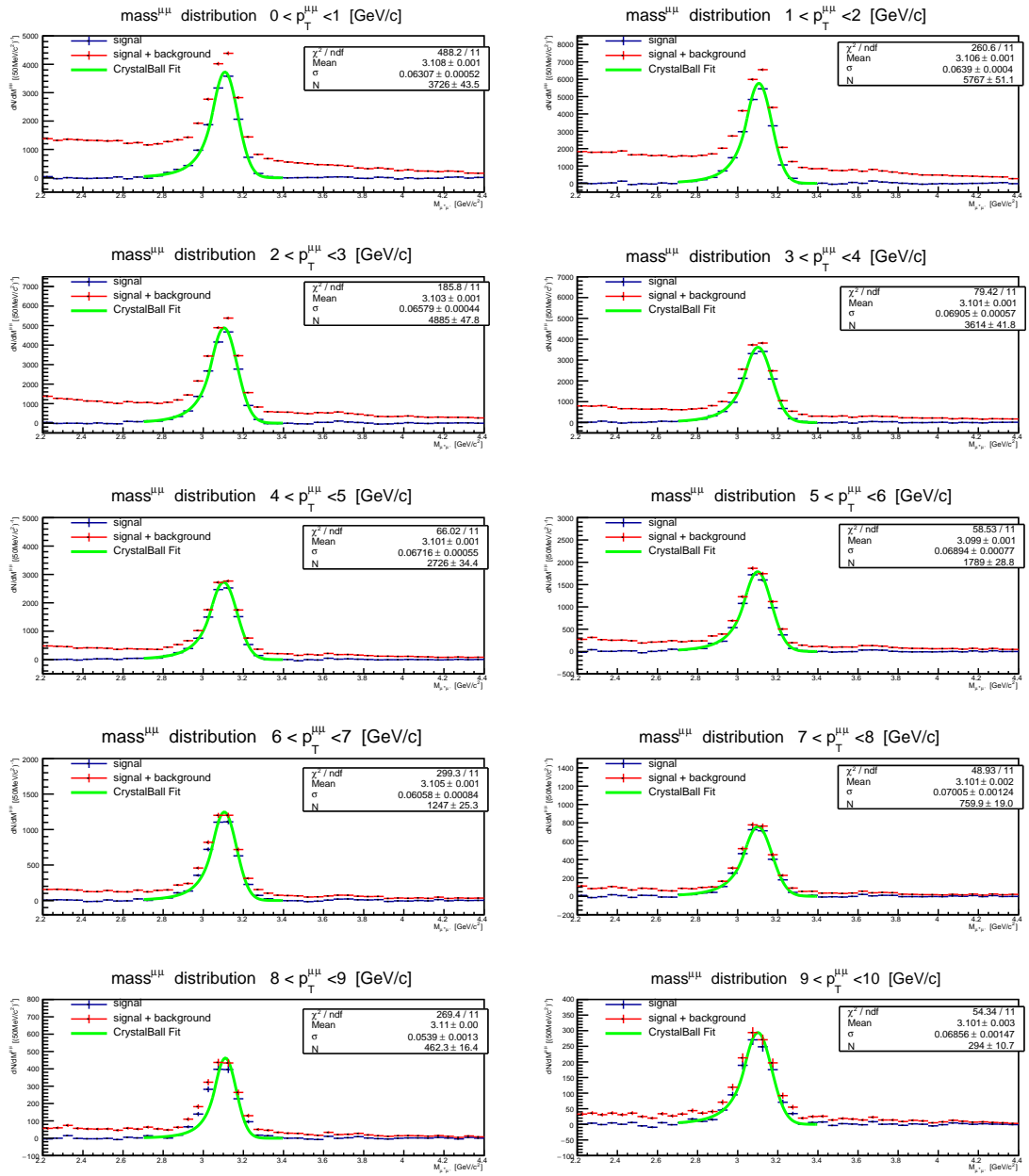


図 23: pol(5) でバックグラウンドを見積もった不変質量分布

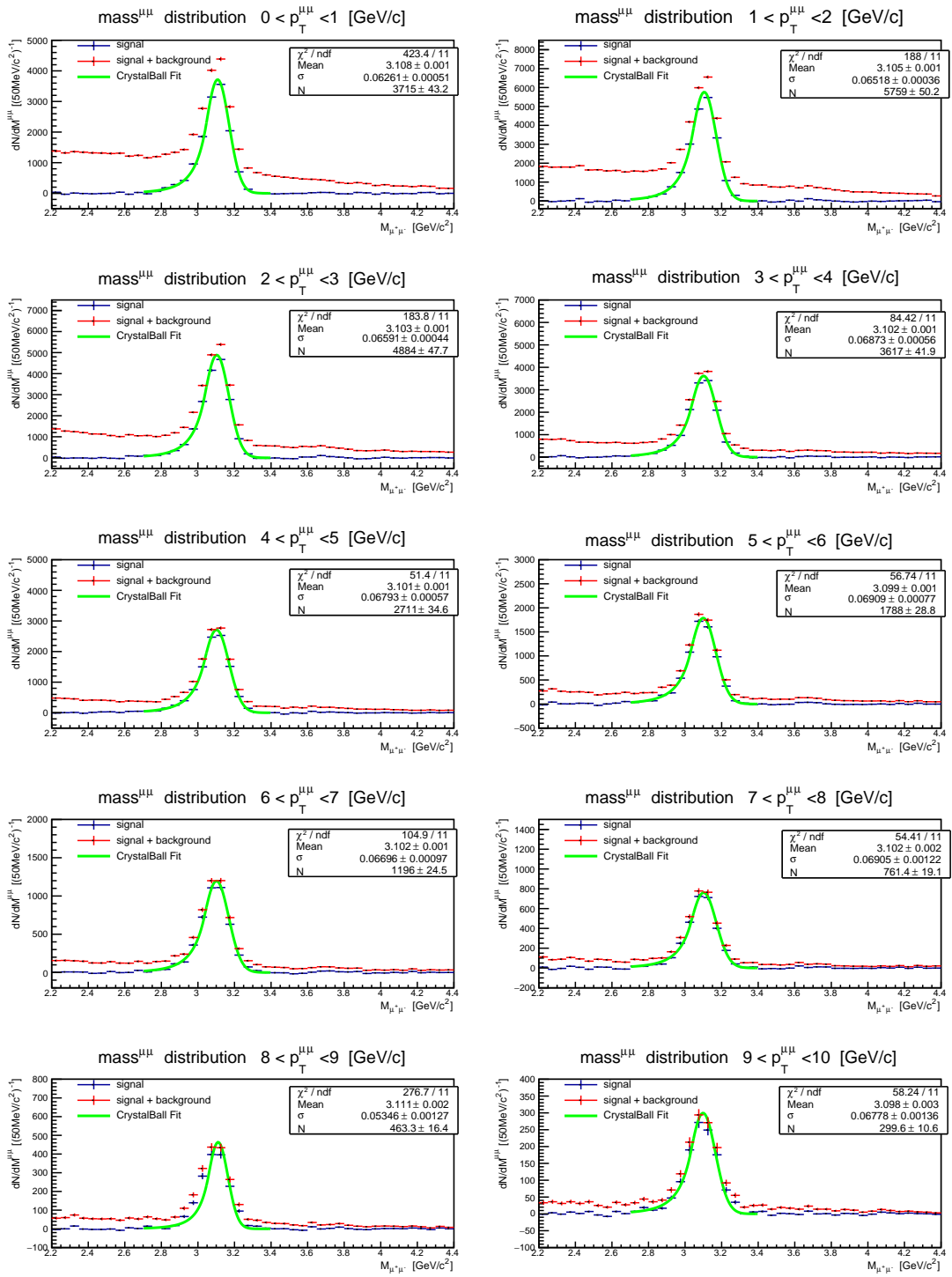
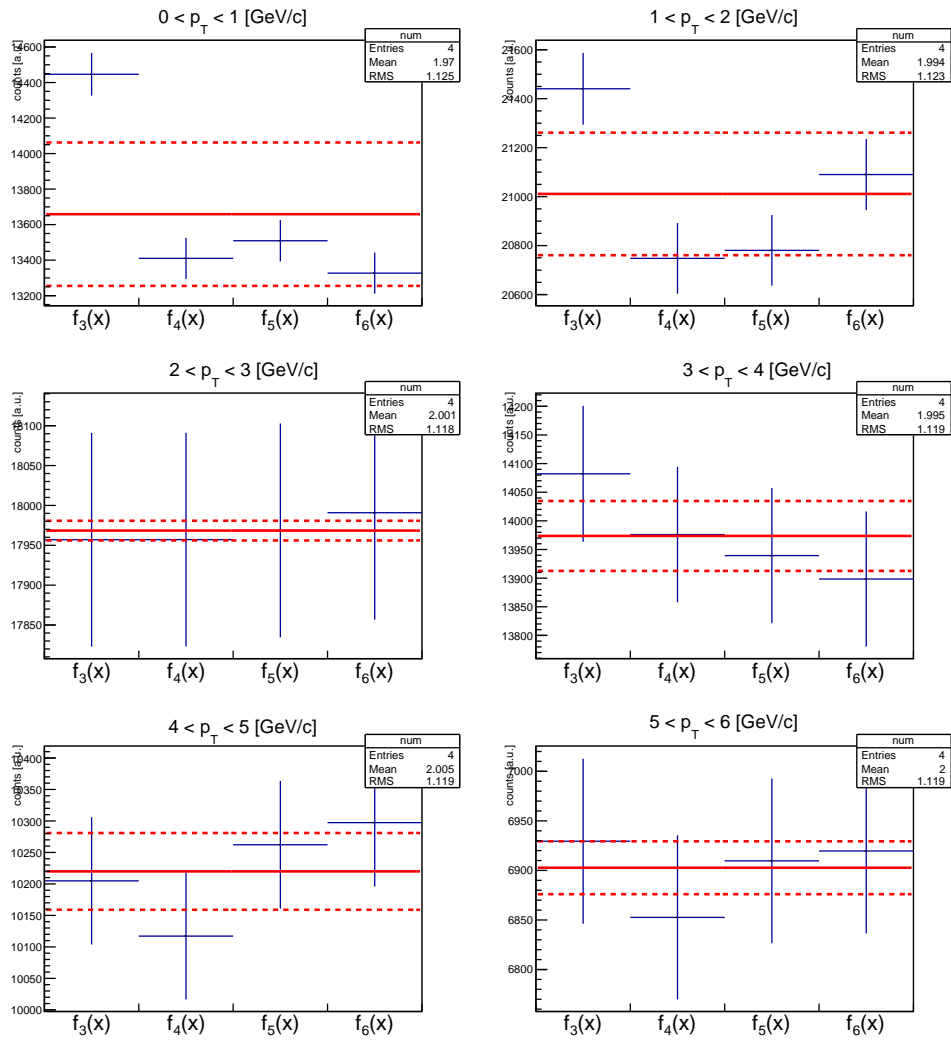


図 24: pol(6) でバックグラウンドを見積もった不変質量分布

また、図 19 ~ 22 から得た、用いたフィッティング関数ごとの J/ψ 中間子の数を以下に示す。



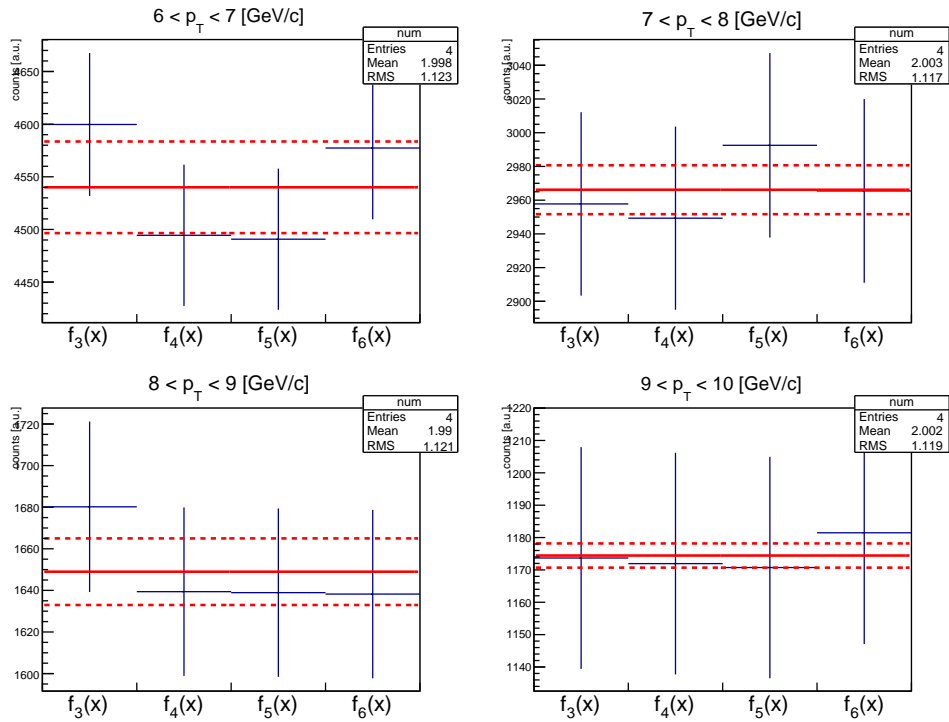


図 25: フィッティング関数ごとの J/ψ 中間子の数

本研究ではフィッティング関数ごとの J/ψ 中間子の数を $\text{pol}(0)$ でフィットし (図 25 赤実線)、その値を実データの J/ψ 中間子の数として用いた。また、 $\text{pol}(0)$ フィット結果 (mean) を用いて $\text{RMS}(\text{図 25 赤破線})/\text{mean}$ を J/ψ 中間子の数のフィッティング関数による系統誤差とした。

本研究では、フィッティング関数による系統誤差しか評価しなかったが、次のような系統誤差も考えられる。

考えられる系統誤差
崩壊分岐比
ルミノシティ
信号抽出
シミュレーションのインプット
ミューオンチェンバー効率
ミューオントリガー効率

4.3 生成断面積

4.3.1 Raw yield

実データから得た Raw yield を以下に示す。

赤い領域：フィッティング関数による系統誤差

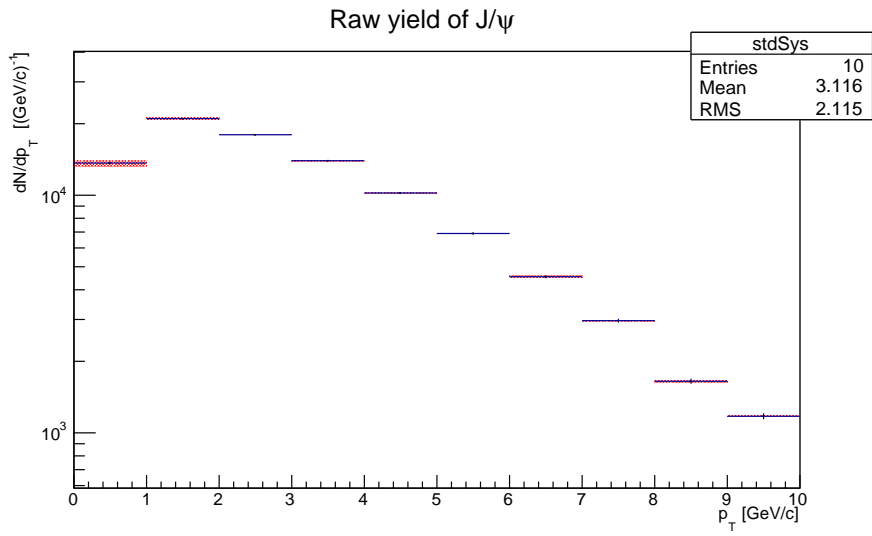


図 26: J/ψ 中間子の raw yield

4.3.2 生成断面積

J/ψ 中間子の生成断面積を以下に示す。それぞれ赤い領域は実データのフィッティング関数による系統誤差である。また、図 27 は acceptance \times efficiency を求める際にイベントミキシングを用いたもの、図 28 はライクサインメソッドを用いたものである。

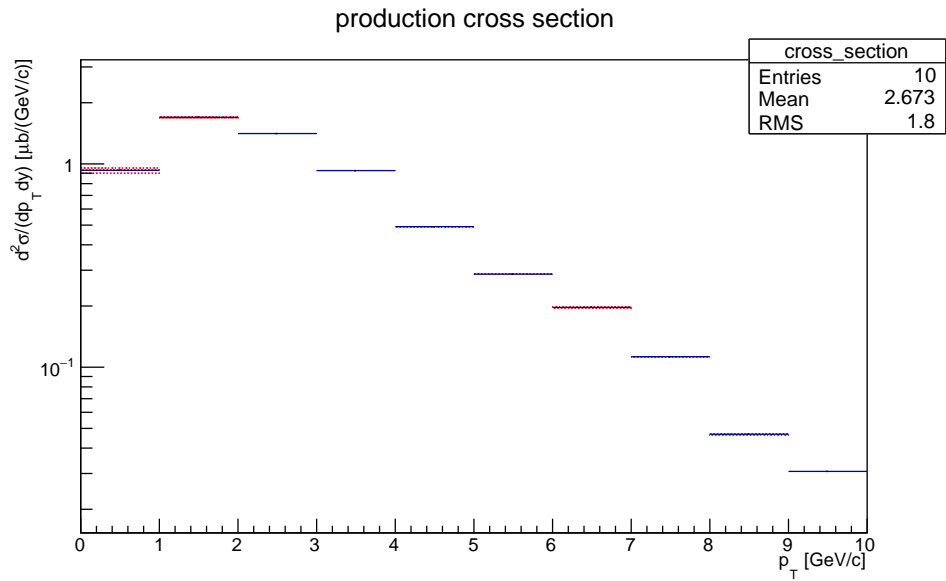


図 27: event mixing を用いた acceptance \times efficiency から求めた J/ψ 中間子の生成断面積

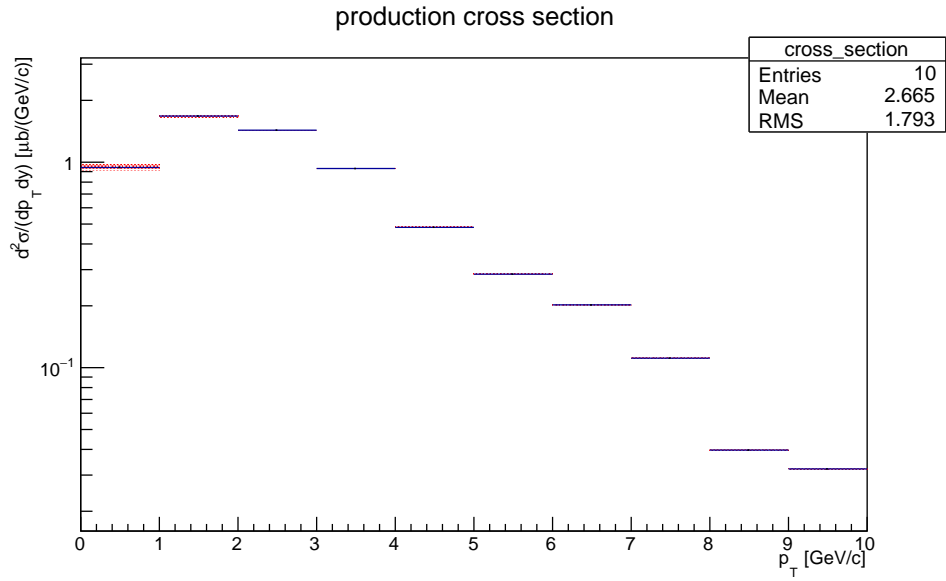


図 28: like-sign method を用いた acceptance \times efficiency から求めた J/ψ 中間子の生成断面積

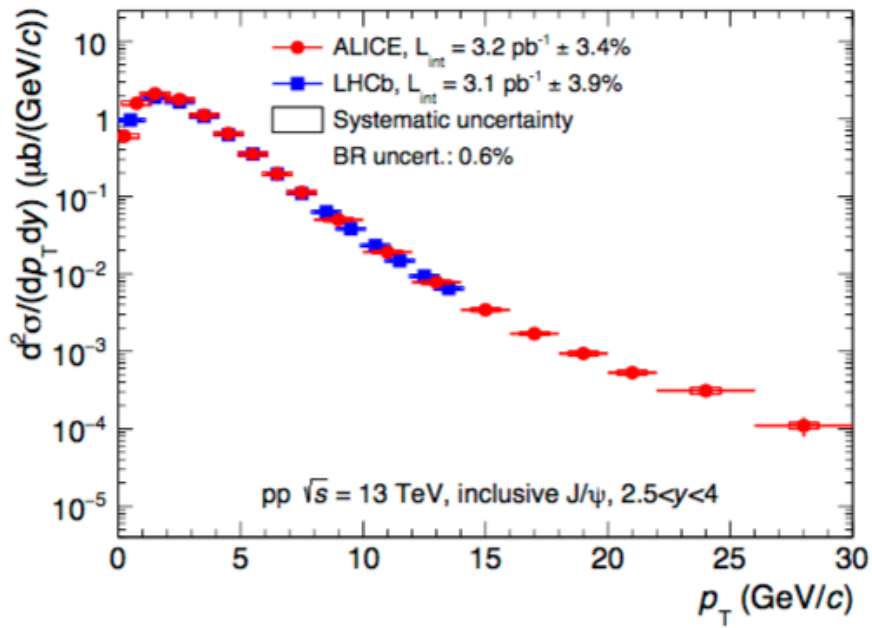


図 29: ALICE 検出器、LHCb 検出器を用いた J/ψ 中間子の生成断面積 [9]

また先行研究 (図 29[9]) を図 27,28 の値で割って比をとったものを次に示す。

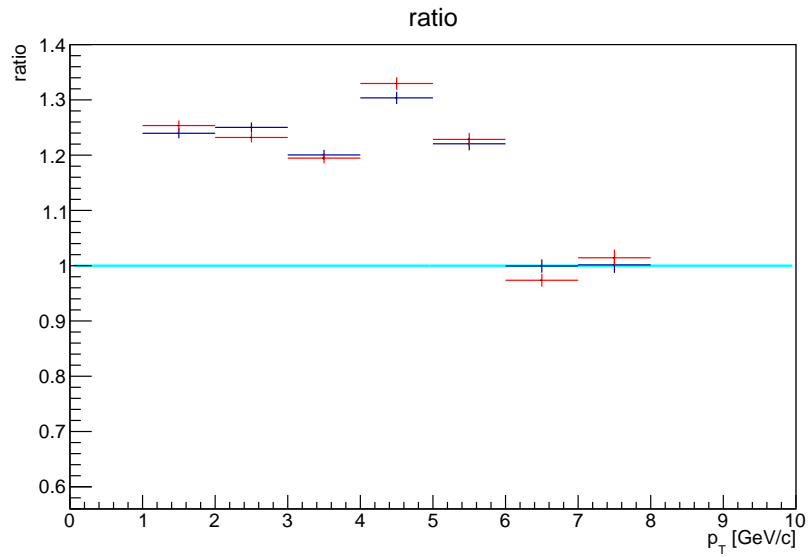


図 30: 先行研究 [9] による生成断面積/本研究で求めた生成断面積

図 30 から、先行研究 [9] と本研究で求めた生成断面積の値は 20 % ほど異なっていることがわかる。この差は本研究で求めている系統誤差によるものである可能性がある。なお、図 30 はビン幅が本研究と先行研究 [9] で異なる点はプロットしていない

4.3.3 不変生成断面積

式 19 から計算された不変生成断面積を以下に示す。

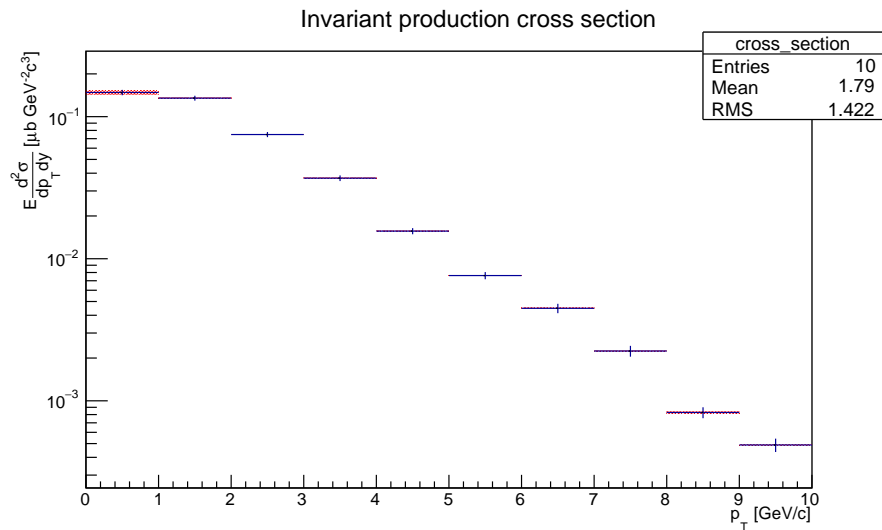


図 31: event mixing を用いた acceptance \times efficiency から求めた J/ψ 中間子の不変生成断面積

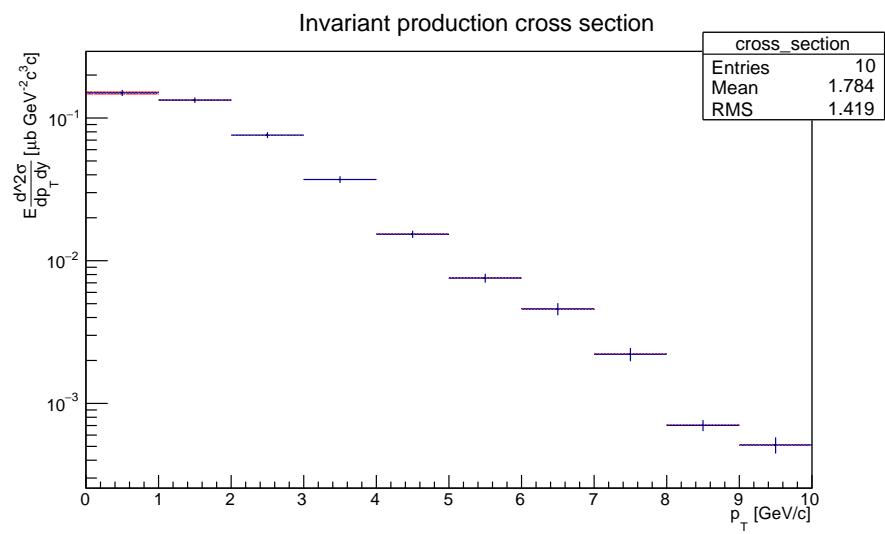


図 32: like-sign method を用いた acceptance × efficiency から求めた J/ψ 中間子の不変生成断面積

5 結論

ALICE 実験における $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ の陽子+陽子衝突のデータおよびシミュレーションのデータを用いてミュー粒子対の不変質量分布を再構成した。シミュレーションのデータから得た不変質量分布はイベントミキシングとライクサインメソッドでバックグラウンドを見積もり、acceptance \times efficiency とトリガー効率を求めた。実データから得た不変質量分布はフィッティングでバックグラウンドを見積もり、 $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ の陽子+陽子衝突における J/ψ 中間子の不変生成断面積を ($0 < p_T < 10 \text{ (GeV/c)}$)、($-4 < y < -2.5$) の範囲で測定した。また、これらの解析によって解析手法を習得することができた。

本研究では、実データにおける 4 種類のフィッティング関数による系統誤差しか考慮していない。そのため、より精度の高い測定には他の系統誤差も見積もる必要がある。

6 謝辞

本研究を行うにあたってお世話になった先生方、先輩方に感謝致します。杉立先生、志垣先生、本間先生、三好先生にはミーティングでいつも研究において不十分な点や理解の足りない点などについて助言や指導をして頂き、大変お世話になりました。ありがとうございました。また、様々なことを教えて下さった研究室の先輩方や、議論に付き合っ下さった4年生の皆様にも感謝致します。特に八野さんには貴重なお時間を割いていただき、データの提供や解析方法を指導して頂いたり、研究上の質問に何度も答えていただきました。本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] 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)
- [2] LHC ALICE 実験 -ALICE JAPAN- <http://alice-j.org>
- [3] (2004), ”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] The ALICE Collaboration <http://aliceinfo.cern.ch/Public/en/Chapter2/Chap2Experiment-en.html>
- [5] The ALICE Collaboration, (2013), ”Addendum of the Letter Of Intent for the Upgrade of the ALICE Experiment : The Muon Forward Tracker ”
- [6] ALICE MATTERS, (2012), ”The present Inner Tracking System - Steps forward!” , http://alicematters.web.cern.ch/?q=ALICE_currentITS
- [7] The ALICE Collaboration, (2014), ”Performance of the ALICE Experiment at the CERN LHC”
- [8] The ALICE Collaboration, (2004), ”ALICE technical Design Report on Forward Detectors: FMD,T0 and V0”
- [9] The ALICE Collaboration, (2017), ”Energy dependence of forward-rapidity J/ψ and $\psi(2S)$ production in pp collisions at the LHC”
- [10] Particle Data Group, (2015), ”Review of Particle Physics CHARMED MESONS” <http://pdg.lbl.gov/2015/tables/rpp2015-tab-mesons-charm.pdf>
- [11] Particle Data Group, (2015), ”Review of Particle Physics BOTTOM MESONS” <http://pdg.lbl.gov/2015/tables/rpp2015-tab-mesons-bottom.pdf>
- [12] The LHCb Collaboration, (2015), ”Measurement of forward J/ψ production cross-section in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV”
- [13] The ALICE Collaboration, (2016), ”ALICE luminosity determination for pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV”
- [14] The PHENIX Collaboration, Yue Hang Leung, (2017), ”Studying heavy flavor production via unlike-sign and like-sign dimuon mass spectra in p+p collisions at 200GeV in the PHENIX Experiment”, https://indico.cern.ch/event/433345/contributions/2358138/attachments/1408184/2152620/yuehang_qmposterdraft_v3.pdf