

PHENIX 実験における p+p,d+Au 衝突での
 ω , ϕ 中間子についての質量分布曲線解析

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 B091732
中里洋介

2013 年 2 月 8 日
指導教官 杉立 徹 教授
主査 志垣 賢太 准教授
副査 岡本 宏巳教授

要旨

現在、米国ブルックヘブン国立研究所 RHIC 加速器で PHENIX 実験を行っている。PHENIX 実験で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) 相と呼ばれる、高温・高密度の物質状態の研究を進めている。QGP 相中では様々物理が期待されるが、その一つにカイラル対称性の部分的回復がある。クォークの閉じ込めによるカイラル対称性の破れは、宇宙を構成する物質質量の大半の生成機構と考えられている。例えば、陽子や中間子は各々 3 個のクォークで構成されているが、実際の質量は構成しているクォークの質量和の数十倍である。しかし、QGP 相中は、クォークとグルーオンが強い力による閉じ込めから解放された状態であり、カイラル対称性の部分的回復とそれに伴う質量変化が予想されている。

本研究では、高温・高密度中でのカイラル対称性の部分的回復に伴う質量変化が期待される低質量ベクトル中間子のうち、 ω 、 ϕ 中間子に着目する。今後の高エネルギー原子核衝突実験のベースラインとなる、陽子+陽子衝突及び重陽子+金原子核衝突実験から得られたデータを用いて、簡易モデルによる質量分布曲線の解析手法を確立した。また、本手法を用いて、より顕著な質量変化が期待される低運動量領域で ω 、 ϕ 中間子の質量変化の有無および統計的信頼度について議論をおこなった。

目次

第 1 章	序論	5
1.1	量子色力学 (QCD)	5
1.2	クォークグルーオンプラズマ (QGP) 相	6
1.3	カイラル対称性の破れと回復	7
1.4	低質量ベクトル中間子	9
1.5	高エネルギー原子核衝突実験	9
1.6	研究目的	10
第 2 章	実験背景	11
2.1	RHIC 加速器	11
2.2	PHENIX 実験	11
2.3	PHENIX 検出器	12
2.3.1	ビーム・ビーム・カウンター (BBC)	13
2.3.2	零点カロリメーター (ZDC)	13
2.3.3	中央電磁石	13
2.3.4	ドリフトチェンバー (DC)	13
2.3.5	パッドチェンバー (PC)	13
2.3.6	リングイメージチェレンコフカウンター (RICH)	13
2.3.7	電磁カロリメーター (EMCal)	14
第 3 章	解析	15
3.1	不変質量分布曲線作成	15
3.1.1	データセット	15
3.1.2	事象選別	15
3.1.3	運動量の同定	16
3.1.4	電子識別	16
3.1.5	不変質量再構成	16
3.1.6	背景分布 (バックグラウンド)	17
3.2	質量分布曲線解析	19
3.2.1	フィッティング関数	19
3.2.2	質量変化の評価方法	21

第 4 章	結果	23
4.1	陽子+陽子衝突	24
4.1.1	ω 中間子	24
4.1.2	ϕ 中間子	26
4.2	重陽子+金原子核衝突	28
4.2.1	ω 中間子	28
4.2.2	ϕ 中間子	30
第 5 章	結論・考察	32

目次

1.1	標準模型に登場する粒子 [1]	5
1.2	バリオン、メソン略図	6
1.3	QGP 略図 [2]	6
1.4	QGP と温度、密度の関係 [3]	7
1.5	カイラル対称性の破れの概念図 [4]	8
1.6	クォーク凝縮の強さと温度、密度の関係。 [4]	8
1.7	原子核衝突の時間発展の様子 [2]	10
2.1	RHIC 加速器の外観 [5]	11
2.2	PHENIX 検出器 上図:ビーム軸から見た図, 下図:横から見た図 [5]	12
3.1	陽子+陽子衝突での質量分布曲線	18
3.2	重陽子+金原子核衝突での質量分布曲線	18
3.3	光子放出のダイアグラム [6]	20
3.4	フィッティングモデル	22
4.1	ω 中間子の領域でフィッティングした質量分布曲線	24
4.2	$1 + \Delta$ の χ^2 分布	25
4.3	R の χ^2 分布	25
4.4	$(1 + \Delta)$ 、R の χ^2 分布の二次元ヒストグラム	25
4.5	ϕ 中間子の領域でフィッティングした質量分布曲線	26
4.6	$1 + \Delta$ の χ^2 分布	27
4.7	R の χ^2 分布	27
4.8	$(1 + \Delta)$ 、R の χ^2 分布の二次元ヒストグラム	27
4.9	ω 中間子の領域でフィッティングした質量分布曲線	28
4.10	$1 + \Delta$ の χ^2 分布	29
4.11	R の χ^2 分布	29
4.12	$(1 + \Delta)$ 、R の χ^2 分布の二次元ヒストグラム	29
4.13	ϕ 中間子の領域でフィッティングした質量分布曲線	30
4.14	$1 + \Delta$ の χ^2 分布	31
4.15	R の χ^2 分布	31
4.16	$(1 + \Delta)$ 、R の χ^2 分布の二次元ヒストグラム	31

第1章 序論

この章では、本研究の理解に必要な基礎知識や物理的背景について説明し、さらに研究の動機と目的について述べる。

1.1 量子色力学 (QCD)

物質を構成する最も基本的な粒子は素粒子と呼ばれ、研究が進められるにつれて変化してきたが、現段階ではクォークとレプトンとされており、それぞれ6種類存在する。また基本的な相互作用には電磁相互作用、強い相互作用、弱い相互作用、重力相互作用の4つがあり、そのうちの強い相互作用は核子の間に作用して原子核を構成する核力を担っている。このうち、重力相互作用以外の3つの基本的な相互作用を記述する理論を標準模型という。さらに量子色力学 (QCD, Quantum Chromo Dynamics) はその中の強い相互作用を記述する理論である。QCD ではクォークは色荷と呼ばれ

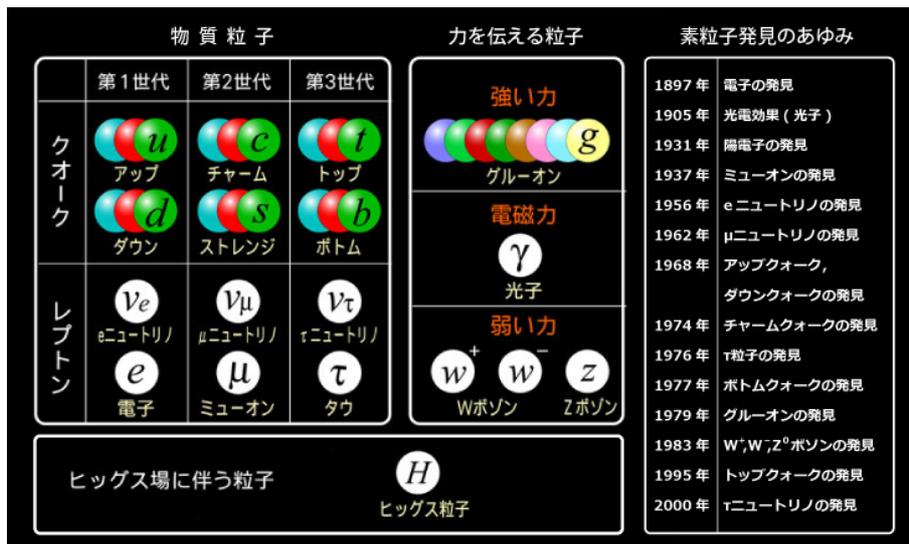


図 1.1: 標準模型に登場する粒子 [1]

る荷電を帯びていて、同じく色荷を帯びているグルーオンと呼ばれるゲージボソンを相互作用の媒介粒子としている。また、QCDの要請により色荷が無色ではない粒子

は単独で存在することができないため、クォークやグルーオンは通常単独では存在できない。一方、クォークやグルーオンから構成されている粒子はハドロンと呼ばれ、複数のクォークやグルーオンが複合して互いの色荷を打ち消しあっているため存在できると考えられている。ハドロンには大きく分けて、バリオンとメソン(中間子)がある。バリオンは3つのクォークからなるフェルミ粒子であり、それぞれ色荷の違うクォークが互いの色荷を打ち消しあい無色となる。代表的なものとしては陽子、中性子がある。メソンは2つのクォークからなるボース粒子であり、ある色荷とその反対の色荷を持つクォークが互いの色荷を打ち消しあい無色となっている。

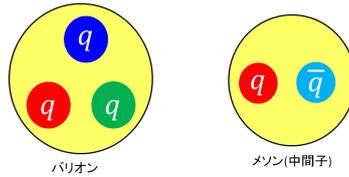


図 1.2: バリオン、メソン略図

1.2 クォークグルーオンプラズマ (QGP) 相

先に述べたとおり、通常クォークやグルーオンは強い相互作用によってハドロン中に閉じ込められた状態である。しかし、この強い相互作用には、粒子間の距離が近くなるにつれて弱くなるという性質があり、この性質を漸近的自由性と呼ぶ。また、非常に高温もしくは高密度状態の下ではハドロンが空間的に重なり合ってハドロン間の境界がなくなる。つまり、漸近的自由性により高温・高密度状態ではクォークやグルーオンがハドロン内の閉じ込めから解放され自由に空間を動き回れるようになると考えられている。このような状態はクォークグルーオンプラズマ (QGP, Quark Gluon Plasma) 相と呼ばれている。この QGP 相は通常物質状態とは大きく性質が異なる

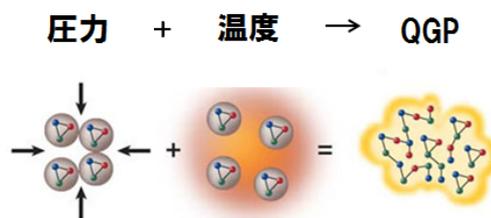


図 1.3: QGP 略図 [2]

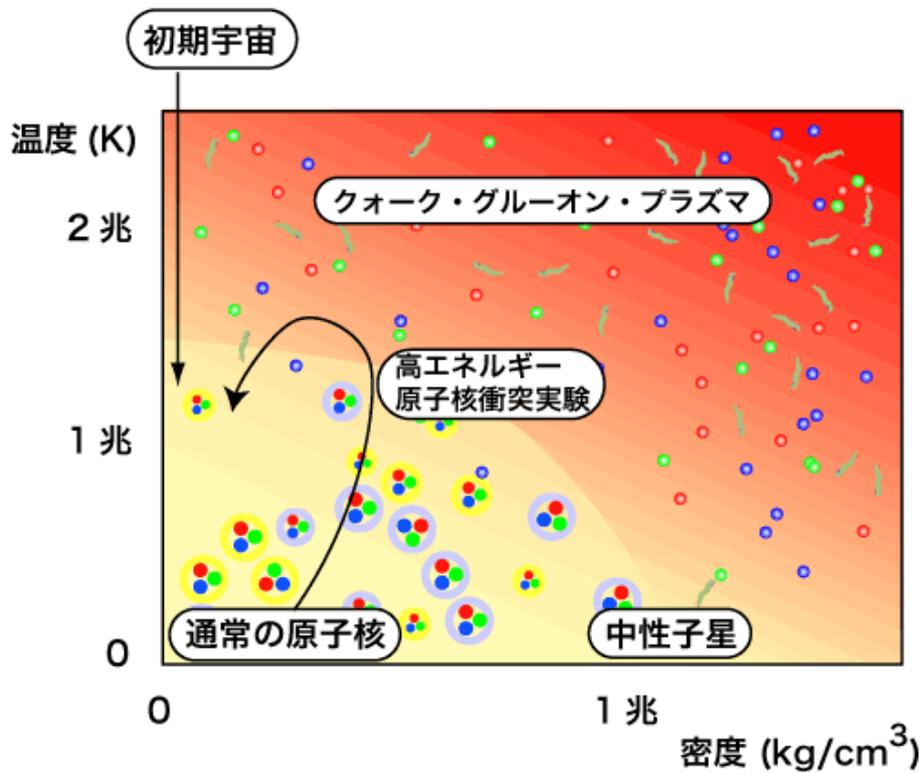


図 1.4: QGP と温度、密度の関係 [3]

状態であり、様々物理現象の観測が期待されている。また、ビッグバン直後の極初期宇宙はこの物質状態であったと考えられており、QGP 相の性質を解明することは極初期宇宙の性質解明へもつながっている。

1.3 カイラル対称性の破れと回復

QGP 相中で期待されている物理現象のひとつがカイラル対称性の破れの部分的回復である。カイラル対称性とは右巻き粒子と左巻き粒子を別々に位相変換するカイラル変換に対する対称性のことであり、高温もしくは高密度下においては成り立っているが、通常物質状態では破れている。このカイラル対称性の破れはヒッグス粒子とともに物質の質量起源であると考えられている。

陽子や中性子はクォーク 3 個から構成されているが、実験的にクォーク 1 個の質量は数 MeV/c^2 程度であることが知られている。しかしこれは陽子質量の 2% 以下で 1/3 に遠く及ばないものである。この質量差を説明するのがカイラル対称性の破れに伴うクォーク凝縮という機構をもとにした理論である。この理論は、クォークの質量は変わらないが、物質を取り巻く真空の性質が変化することで質量が生まれると考え

る。つまり、真空は「何もない」空間ではなく、物質の周りをクォーク凝縮という媒質が埋め尽くしており、物質が運動するときこの媒質による抵抗を受けて動きにくくなりこれが物質の質量を与えているという理論である。このようなクォーク凝縮の詰まった真空への相転移はカイラル対称性が破れることによって起きると考えられている。

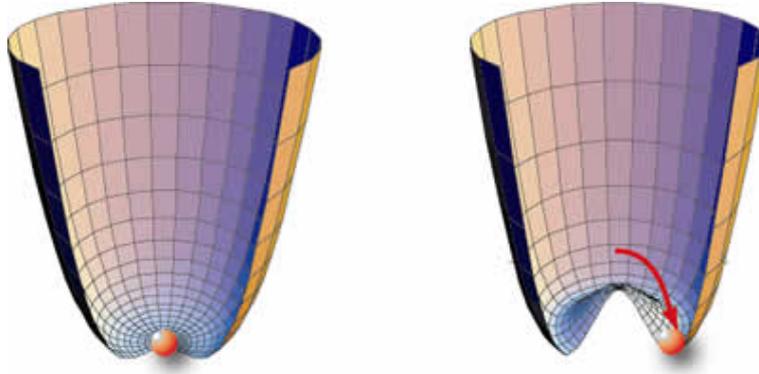


図 1.5: カイラル対称性の破れの概念図 [4]

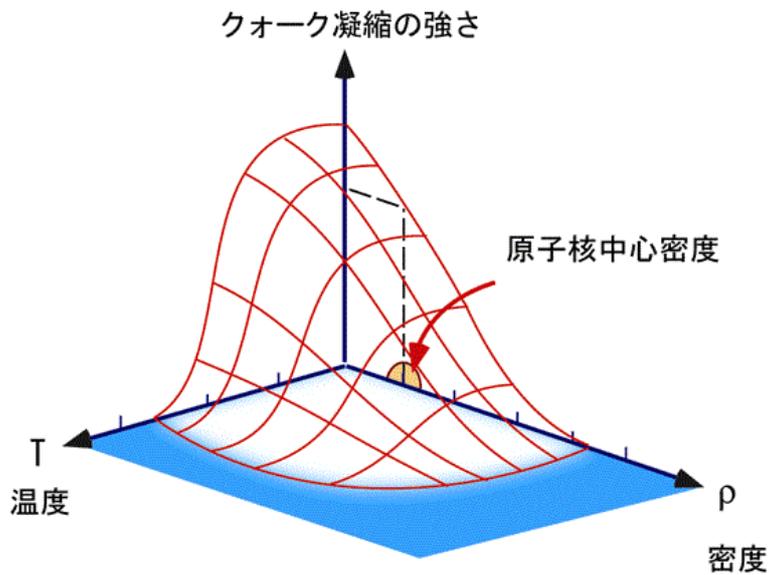


図 1.6: クォーク凝縮の強さと温度、密度の関係。 [4]

図 1.5 は真空のカイラル対称性 (軸方向の対称性) が破れてある 1 つの方向を選択する

様子を表した概念図であり縦軸はポテンシャルを表す。赤丸で示される真空の状態は常にポテンシャルの底に位置する。左図では軸周りの回転が起きても変化しないが、右図では軸周りの回転によって異なる位置へ移り状態が変わる。これを対称性が破れた状態という。

このカイラル対称性の破れによる質量獲得の理論の証明には、クォーク凝縮を観測することが一番良いが、クォーク凝縮は粒子という形を持つものではないため、直接観測することができない。しかし、クォーク凝縮の大きさは温度や密度の依存する(図 1.6 クォーク凝縮が大きいところほどカイラル対称性の破れが大きい)。そこで、高エネルギー原子核衝突や原子核中に粒子を打ち込む手法を用いて実験的に高温、高密度の状態を作り出し、そこでの粒子の質量変化の大きさを観測することでクォーク凝縮の大きさを求めることができる。

1.4 低質量ベクトル中間子

1.3 で述べたようにカイラル対称性の破れの回復に伴う質量変化を観測するためのプローブとして有益なのが低い質量ベクトル中間子 (ρ, ω, ϕ) である。これらのベクトル中間子はほとんどがハドロンへと崩壊するが 10^{-4} 程度の割合で電子、陽電子対へと崩壊する。電子、陽電子はレプトンであり他の物質と強い相互作用しないため散乱されることなく親粒子の情報を得ることができ、理想的な崩壊チャンネルである。また、これらは他の粒子と比べて寿命が短いため、生成された QGP 内部で崩壊する確率が高く、質量変化する割合が大きいためその変化が顕著に観測できると考えられる。

1.5 高エネルギー原子核衝突実験

QGP 相を実験的に作り出す方法の 1 つが高エネルギー原子核衝突実験である。この実験は米国ブルックヘブン研究所 (BNL) の RHIC 加速器や欧州原子核研究機構 (CRN) の LHC 加速器で行われている。以下にその実験の時間経過とともに予測される物理現象を述べる。

まず、衝突させる原子核は加速器によって光速近くまで加速される。このとき、ローレンツ収縮をおこし薄いディスク状になって衝突を起こす。これらが衝突、すり抜けた空間は非常に高温・高エネルギー密度状態となりクォークやグルーオンがハドロン中の閉じ込めから解放される。この状態は極初期段階と呼ばれ、クォークやグルーオンが散乱を繰り返していると考えられる。クォークやグルーオンは散乱を繰り返すうちに熱平衡状態となるが、この状態が QGP 相である。その後は内部からの圧力による系の膨張に伴ってエネルギー密度が低下し、クォークがハドロン化し始めるため QGP 相はハドロン相へと移り変わっていく。やがてハドロンの生成・吸収が終わりハドロンの種類と個数が決定される。これを化学的粒子凍結 (Chemical Freezeout) という。さらに膨張が進みエネルギー密度が低下すると、凍結したハドロン同士の散乱

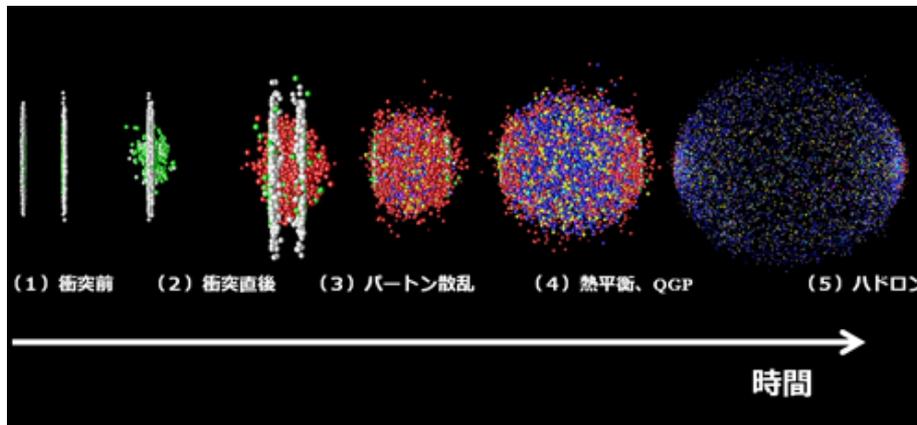


図 1.7: 原子核衝突の時間発展の様子 [2]

も終わり、その運動量分布が決定され全方位へ放出される。これを運動学的粒子凍結 (Thermal Freezeout) という。

1.6 研究目的

先に述べたとおり、QGP 相内ではカイラル対称性の破れの部分的回復にともなう粒子の質量変化が期待されている。しかし、原子核同士の衝突では、生成粒子が多いためバックグラウンドが大きく、シグナルが埋もれてしまう。そのためまずはバックグラウンドの少ない陽子+陽子衝突と重陽子+金原子核衝突での質量分曲線解析を行い、今後の原子核衝突データ解析のベースラインとなる解析手法を確立することが収容である。本研究では、特に質量変化が顕著に起こると考えられる低質量ベクトル中間子 (ω 、 ϕ 中間子) に着目し、重心系エネルギー 200GeV の陽子+陽子衝突及び重水素+金原子核衝突実験で得られたデータについて、簡易モデルを用いた質量分布曲線の解析手法を確立する。また、その結果から質量変化の有意性と統計的信頼度について議論する。

第2章 実験背景

2.1 RHIC 加速器

RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) 加速器は米国ブルックヘブンにある円周 3.8 の 2 つの超伝導加速器リングからなる衝突型加速器である。RHIC では陽子から金原子核までのさまざまな原子核を加速でき、重心系エネルギーで核子対あたり 200 GeV を実現している。RHIC には 6 つの衝突点があり、そのうち 4 つの地点で BRAHMS、PHENIX、PHOBOS、STAR の各実験が行われている。

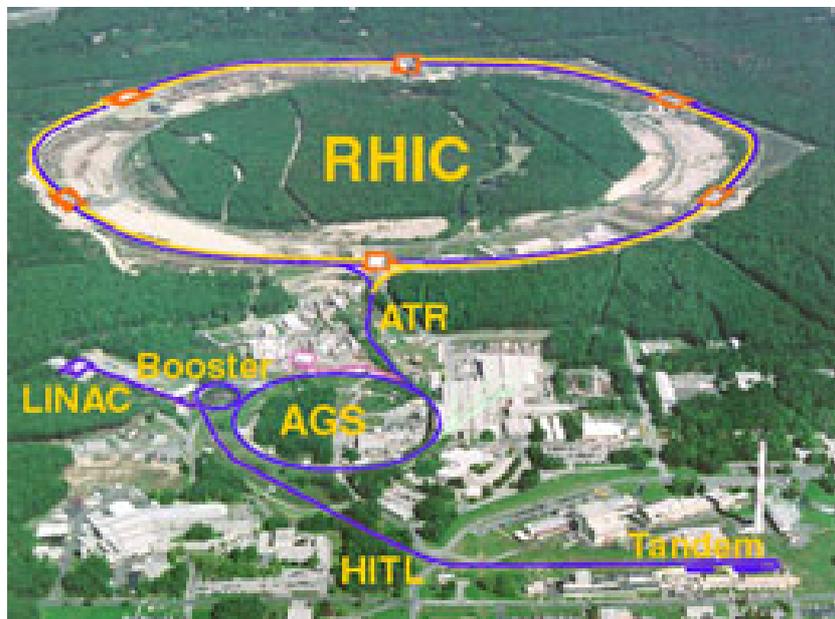


図 2.1: RHIC 加速器の外観 [5]

2.2 PHENIX 実験

PHENIX (the Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment) 実験は、世界 14 か国、71 の研究機関から 500 名余りが参加している大型国際共同実験であ

る。この実験の目的はRHICでの高エネルギー衝突によって得られた測定データからQGPの生成を実証するとともに、その性質を研究することである。

2.3 PHENIX 検出器

PHENIX 検出器は衝突点を中心に、中央電磁石とそれを囲む中央検出器 (東アームと西アーム)、ビーム軸の前後方に設置されたミュオン検出器、そして電磁カロリメーターから構成されている。衝突で生成されたハドロン、光子、電子、ミュオンを測定することができる。

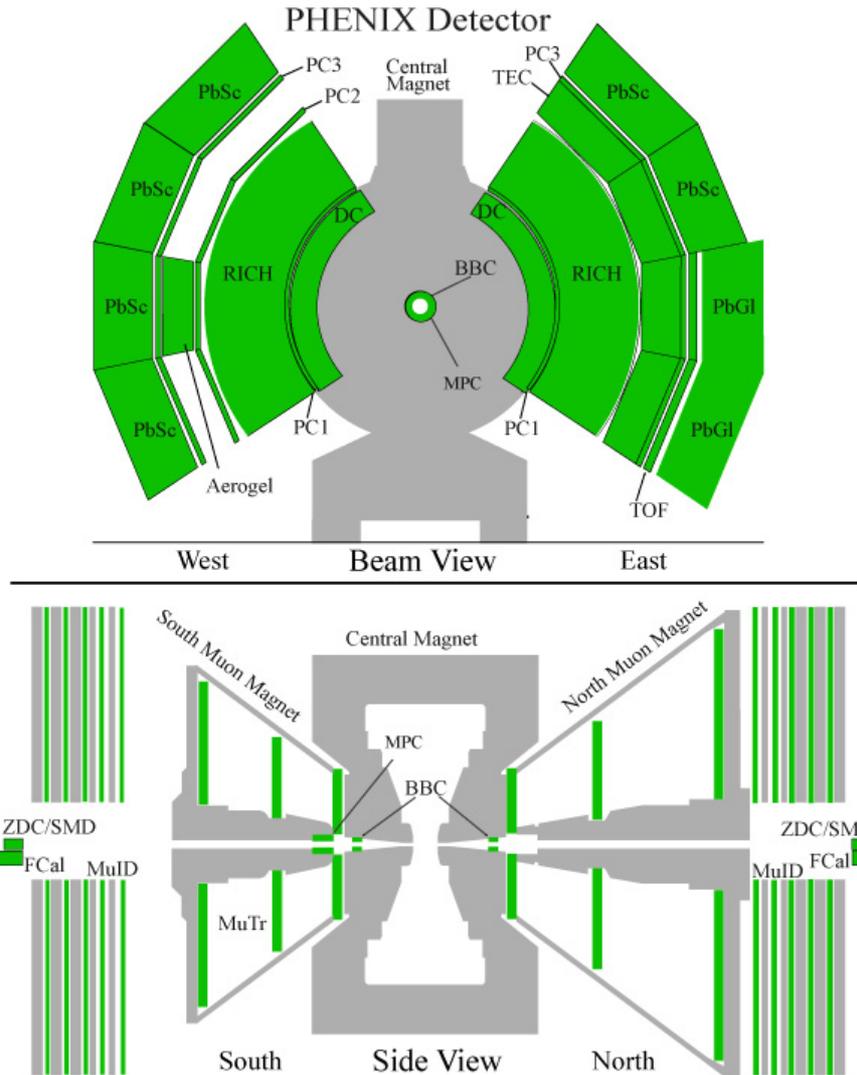


図 2.2: PHENIX 検出器 上図:ビーム軸から見た図, 下図:横から見た図 [5]

2.3.1 ビーム・ビーム・カウンター (BBC)

広島大学によって設置された荷電粒子を検出するチェレンコフ検出器で、南北に1セットずつ設置されている。水晶チェレンコフラディエーターと光電子増倍管から構成されている。主な役割は、衝突事象のトリガー、衝突時刻とビーム軸方向の衝突点の測定である。また、後述のZDCと連携し衝突中心度の決定を行う。

2.3.2 零点カロリメーター (ZDC)

衝突に関与せず通り抜けた中性子を検出するハドロンカロリメーターで、ビーム軸にそって衝突点より18m離れたところに設置されている。BBCと連携して衝突中心度の決定を行う。

2.3.3 中央電磁石

中央部に設置されている電磁石であり、ビーム軸に平行に磁場をかけている。これにより衝突点から発生した荷電粒子の軌道を曲げる。

2.3.4 ドリフトチェンバー (DC)

荷電粒子の飛跡を検出するためのワイヤーチェンバーで、衝突点に最も近い位置に設置されている。中央磁石によって曲げられた荷電粒子の飛跡を検出し、その曲率を求めて運動量を決定する。

2.3.5 パッドチェンバー (PC)

磁場のない領域で直進する荷電粒子の飛跡を検出するために、ドリフトチェンバーの外側に設置されているワイヤーチェンバーである。DCとの組み合わせで荷電粒子の運動量を測定、後述のRICH、EMCalでの実際の荷電粒子の検出点と飛跡から予測される検出点の差異から電子・陽電子の識別精度を高める役割がある。

2.3.6 リングイメージチェレンコフカウンター (RICH)

粒子識別を行う検出器であり、ビーム軸の両側に設置されている。荷電粒子がRICH内部で放出するチェレンコフ光を測定することで、電子、陽電子、高い横運動量を持つ荷電粒子の識別を行う。検出器内はエタンガスで満たされている。

2.3.7 電磁カロリメーター (EMCal)

中央検出器の最も遠い場所に設置されている。PHENIX では鉛シンチレータカロリメーター (PbSc) と鉛ガラスカロリメーター (PbGI) という 2 種類の電磁カロリメーターを使用している。東西それぞれのアームで 4 つのセクターに分かれて設置されており、西側と東側の上部 2 つのセクターには PbSc、東側の下部 2 つには PbGI が使用されている。EMCal 内部では電子、陽電子は聖堂放射によって光子を生成し、光子は電子、陽電子対を交互に生成するという反応が起きる。これを電磁シャワーと呼び電子、陽電子のエネルギー閾値 (臨界エネルギー) を下回り、制動放射が主な反応でなくなるまで繰り返す。この反応によって EMCal に落としたエネルギーやチェレンコフ光の閾値を測定することで、生成された粒子のエネルギー、入射位置、そして飛行時間を測定する。

第3章 解析

3.1 不変質量分布曲線作成

原子核衝突実験では衝突によって生成された粒子(親粒子)の測定を行うが、これらの粒子は短時間で崩壊してしまう。そこで崩壊後の粒子(子粒子)を測定し、測定されたエネルギー、運動量を用いて親粒子の不変質量を再構成する。不変質量分布曲線はその分布を示したものである。本研究では子粒子として電子と陽電子を用いる。ここでは不変質量分布曲線作成の手順とその概要を説明する。

3.1.1 データセット

本研究では PHENIX 実験での 2005 年度、重心系衝突エネルギー 200GeV の陽子+陽子衝突および 2008 年度、重陽子+金原子核衝突で収集されたデータを用いて解析を行った。

3.1.2 事象選別

原子核衝突では観測対象とする粒子以外にもさまざま粒子が生成される。そのため、観測する事象が原子核衝突起因によるものであること、また観測対象とする粒子のものであることを保証するため粒子検出に一定の制限を設けて事象を選別する。PHENIX 実験ではトリガーとしてミニマムバイアストリガーと EMCal,RICH トリガーが用いられている。

ミニマムバイアストリガー

BBC の北側と南側の両方に少なくとも一つ以上の粒子を観測し、かつ再構成によって得た衝突点が予測される衝突点の 30cm 以内であることを要求することで、衝突による事象を選別する。

EMCal,RICH トリガー

前述のとおり RICH は電子、陽電子、高横運動量を持つ荷電粒子を識別する。また、EMCal では粒子のエネルギーが 400MeV 以上であることを要求し、電子、陽電子、光

子を識別する。これらを組み合わせ、RICH と EMCal の両方にヒットすることを要求することで電子、陽電子による事象を選別する。

3.1.3 運動量の同定

観測した荷電粒子の飛跡をドリフトチェンバーとパッドチェンバーを用いて求め、磁場中での飛跡の曲率から運動量を同定する。

3.1.4 電子識別

RICH と EMCal を用いて電子の識別を行う。RICH ではチェレンコフ光を PMT(photo multiplier) と呼ばれる検出器で測定する。電子が放出するチェレンコフ光は PMT の測定面上で半径 $5.9 \pm 2.5\text{cm}$ のリングになるため、PMT 表面上で半径が $3.4 \sim 8.4\text{cm}$ 内となるリングを形成するチェレンコフ光を測定したものを電子、陽電子のシグナルとして識別する。また、EMCal で落としたエネルギーと同定した運動量の比から電子、陽電子を識別する。

3.1.5 不変質量再構成

上述の手法で選別した電子、陽電子のエネルギーを運動量から親粒子の不変質量を計算する。計算式は以下のとおりである。

$$M_{\text{親}} = \sqrt{(E_{e^+} + E_{e^-})^2 - (\vec{p}_{e^+} + \vec{p}_{e^-})^2} \quad (3.1)$$

$$(E_{e^+} + E_{e^-})^2 = (\sqrt{m_{e^+}^2 + p_{e^+}^2} + \sqrt{m_{e^-}^2 + p_{e^-}^2})^2 \quad (3.2)$$

ここで、 $E_{e^+}, E_{e^-}, \vec{p}_{e^+}, \vec{p}_{e^-}, m_{e^+}, m_{e^-}$ はそれぞれ、電子、陽電子のエネルギー、運動量、静止質量を表す。また運動量は以下のように書ける。

$$(\vec{p}_{e^+} + \vec{p}_{e^-})^2 = (p_{e^+x} + p_{e^-x})^2 + (p_{e^+y} + p_{e^-y})^2 + (p_{e^+z} + p_{e^-z})^2 \quad (3.3)$$

p_x, p_y, p_z は以下のように書かれる。

$$\begin{aligned} p_x &= p \times \sin\theta \cos\phi \\ p_y &= p \times \sin\theta \sin\phi \\ p_z &= p \times \cos\theta \end{aligned} \quad (3.4)$$

ここで θ はビーム軸と飛跡のなす角度であり、 ϕ はビーム軸に垂直な面内の飛跡のなす角度である。

3.1.6 背景分布 (バックグラウンド)

上記の過程で電子、陽電子を選別し不変質量を計算したが、さまざまな要因で背景分布 (バックグラウンド) が作られる。バックグラウンドを作る主な要因としては、無相関な電子と陽電子から不変質量を計算していることが考えられる。さらに、電子識別の際に間違っただ電粒子を電子、陽電子をして識別したり、光子を物質の相互作用によって生じた衝突に起因しない電子、陽電子を選別していることがあり、それらの電子、陽電子から不変質量を計算していることも考えられる。また、これらの要因以外にもバックグラウンドを形成するものはあるが、正確に再現することは困難であるため後述のフィッティングの際に見積もることとする。ここでは、もっとも寄与の大きい無相関な電子と陽電子によって生じるバックグラウンドを再現し差し引く方法 (イベントミクシング) について説明する。

イベントミクシング

前述のとおり、再構成によって求めた質量分布がすべての親粒子を再現しているわけでない。これは選別した電子と陽電子の組み合わせが同じ親粒子が起源でないもの、つまり無相関な電子と陽電子を組み合わせているためである。この組み合わせを再現し、バックグラウンド成分として差し引く方法がイベントミクシングである。これは確実に同一の親粒子を持つことのない、異なる衝突事象から電子と陽電子を選別し、それらを用いた不変質量を再構成する。この時、異なる事象から選別するということが以外はすべて条件は同じにする。このようにして求めた相関のない不変質量分布をもとの不変質量分布から差し引くことでバックグラウンドが少ない分布を作成する。

以上の過程により作成した陽子+陽子衝突、重陽子+金原子核衝突での質量分布曲線をそれぞれ図 3.1、図 3.2 示す。

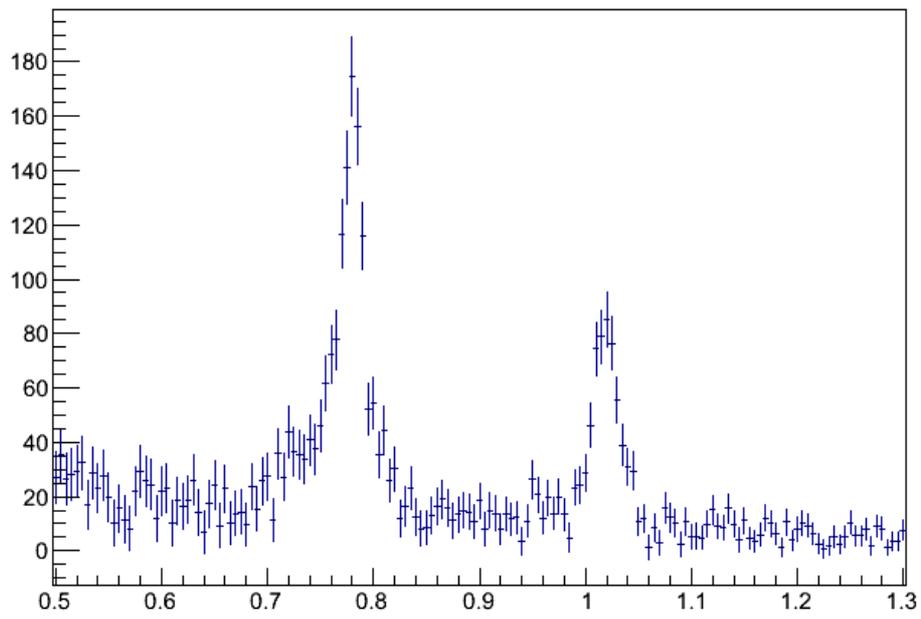


図 3.1: 陽子+陽子衝突での質量分布曲線

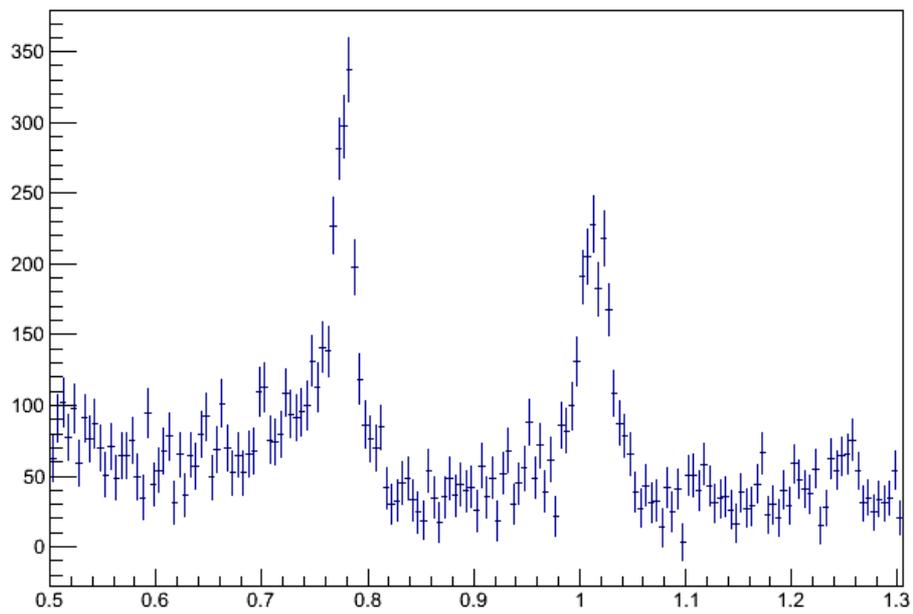


図 3.2: 重陽子+金原子核衝突での質量分布曲線

3.2 質量分布曲線解析

上記の過程で作成した質量分布曲線に質量変化を仮定した簡易的なモデルを用いてフィッティングを行い質量変化の有無と統計的信頼度について議論する。

3.2.1 フィッティング関数

相対論的ブライト・ウィグナー分布 (r.BW)

素粒子物理学において、崩壊する粒子の不変質量分布はブライト・ウィグナー (relativistic Breit-Wigner) 分布に従うことが知られている。しかし、高エネルギー原子核衝突実験では粒子は光速に近い速度で移動しているため相対論的效果が無視できず、ローレンツ収縮によって粒子の寿命が延びることを考慮しなければならない。相対論的ブライト・ウィグナー分布の式は次の式で記述される。

$$r.BW(m) = \frac{m^2 \Gamma_0(m) \Gamma_{ee}(m)}{(m^2 - m_0^2)^2 + m_0^2 \Gamma_0(m)^2} \quad (3.5)$$

ここで、 m_0 は不変質量、 Γ_0 は崩壊幅、 Γ_{ee} は電子、陽電子対への崩壊幅であり、 Γ_{ee}/Γ_0 は電子、陽電子への分岐比を表す。また、 Γ_0 、 Γ_{ee} はそれぞれ

$$\Gamma_0(m) = \frac{m}{m_0} \Gamma_0 \quad (3.6)$$

$$\Gamma_{ee}(m) = \frac{m_0^3}{m^3} \Gamma_{ee} \quad (3.7)$$

と書ける。今回着目する各ベクトル中間子の各値は以下に示す。

	$m[\text{MeV}/c^2]$	$\Gamma_0[\text{MeV}/c^2]$	$\Gamma_{ee}[\text{MeV}/c^2]$	$\Gamma_{ee}/\Gamma_0(\text{分岐比})$
ρ	775.49	149.1	7.04×10^{-4}	0.472×10^{-4}
ω	782.65	8.49	0.60×10^{-4}	0.728×10^{-4}
ϕ	1019.455	4.26	12.58×10^{-4}	2.95×10^{-4}

表 3.1: ベクトル中間子の質量、崩壊幅、分岐比 (PDG より)

相対論的ブライト・ウィグナー分布は上に示したとおりであるが、測定されたエネルギー、運動量をもとに作成した質量分布には検出器の分解能に起因する揺らぎが存在する。そのため質量分布を構成する各点は幅が検出器の分解能であるガウス分布に従い、その分解能の揺らぎと考えられる。したがって、実際にフィッティングを行う際は、このガウス分布を畳み込んだ相対論的ブライト・ウィグナー分布を用いる。

光子放出 (radiative tail)

親粒子の質量を再構成する時、電子、陽電子への2体崩壊を考えている。しかし同時に光子を放出し、3体崩壊となることがある。また、崩壊後の電子が空気中の物質と相互作用し、光子を放出することもある。このように光子を放出する場合、光子がエネルギーを持ち去り、再構成される親粒子の質量が本来のものより低く見積もられてしまう。その結果、不変質量分布は本来の質量より低質量側に尾を引くような分布になる。このように質量分布の尾を引いた部分を radiative tail という。この時放出される光子の数は式 3.8 のように書ける。

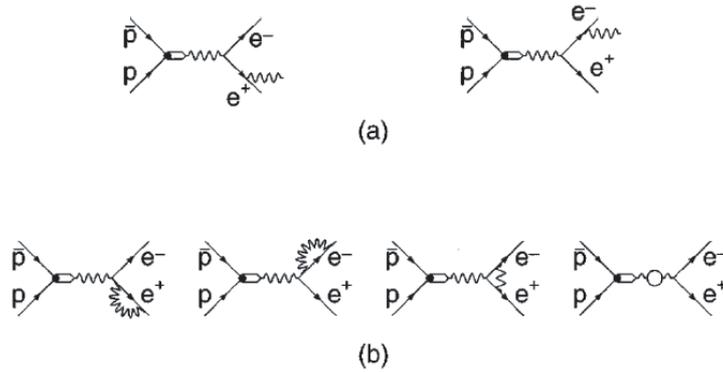


図 3.3: 光子放出のダイアグラム [6]

(a) は電子、陽電子、光子への三体崩壊。(b) も同様に三体崩壊であるが光子のエネルギーが低いため再び電子に吸収されている。

$$N_{\text{photon}} = \frac{\alpha}{2\pi} \left[4 \ln \frac{M}{2E_{\text{min}}} \left(\ln \frac{M^2}{m_e^2} - 1 \right) - 3 \ln \frac{M^2}{m_e^2} - \frac{2}{3} \pi^2 + \frac{11}{2} \right] \quad (3.8)$$

ここで、 M は親粒子の質量、 m_e は電子の質量である。 E_{min} は放出された光子が観測される最小のエネルギーであり、これより低いエネルギーの光子は放出後再び電子に吸収されてしまう。光子放出によって減少する電子対の質量 m は次のように書ける。

$$m = \sqrt{M(M - 2E_\gamma)} \simeq M - E_\gamma (M \geq E_\gamma) \quad (3.9)$$

これにより光子放出を考慮したの質量分布は

$$P(m) = \frac{\alpha}{\pi} \frac{2m}{(M_2 - m_2)} \left(1 + \frac{m^4}{M^4} \right) \left(\ln \frac{1+r}{1-r} - r \right) \quad (3.10)$$

と書かれる。ここで r は

$$r = \sqrt{1 - 4\frac{m_e}{m^2}} \quad (3.11)$$

である。以上よりフィッティング関数として次の関数も用いる

$$\begin{aligned} f(m) = & \text{(相対論的ブライト・ウィグナー (ガウス分布畳み込み) + 光子放出)} \\ & + \text{ブライト・ウィグナー分布} \\ & + \text{バックグラウンド成分} \end{aligned} \quad (3.12)$$

上記の関数の第1項は ω 及び ϕ 中間子の成分、第2項は ρ 中間子の成分、第3項は引き切れていないバックグラウンドの成分をそれぞれ考慮している。 ρ 中間子の成分については、 ω や ϕ 中間子に比べて崩壊幅が広く質量中心値のピークが見えにくいため本研究では着目しない。したがって関数の簡略化のため通常のブライト・ウィグナー分布によってフィッティングを行う。

3.2.2 質量変化の評価方法

式 (3.14) のフィッティング関数を次に示す簡易的なモデルに適用し、カイラル対称性の部分的回復による質量変化の有無を評価する。評価の方法として、

1. 中間子の質量分布の変化
2. 質量変化した中間子の収量

という2点に着目し、以下のようなモデルを作成した。

まず1.について、中間子の質量分布の変化を見るために、質量が変化した中間子の質量中心値 M' を PDG に記載されている質量 M を用いて、次のように定義する。

$$M' = (1 - \Delta)M \quad (3.13)$$

ここで、 Δ は質量中心値の変化量を表す。つまり、 $\Delta = 0$ ならば質量変化なしと評価できる。

次に2.について、全体の収量に対する質量変化した中間子の収量の割合 R を次のように定義する。

$$R = \frac{\text{QGP 内部で崩壊した中間子の収量}}{\text{全体の収量}} \quad (3.14)$$

また、相対論的運動学では粒子のエネルギー E 、運動量 p はローレンツ変換によって次のように書ける。

$$\begin{pmatrix} E \\ p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\beta\gamma \\ -\beta\gamma & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m\gamma \\ -m\beta\gamma \end{pmatrix} \quad (3.15)$$

$$\beta = v/c, \gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2},$$

m : 不変質量、 v : 速さ、 c : 光速

式 (3.17) より、粒子の運動量 (速さ) の大きさは $\beta\gamma$ に比例する。また粒子の運動量が小さいものほど、原子核衝突によって生成される QGP 内部にとどまる時間が長く、QGP 内での崩壊確率が大きくなるため、質量変化の割合も大きくなると考えられる。したがって、 R は $\beta\gamma$ に逆比例すると仮定する。また、生成される QGP 内部の温度は一様であり、各粒子の質量変化の割合は一定であると仮定する。以上から、次の関数をフィッティングに用いる。

$$F(m) = A \times ((1-R) \times f_1(m) + R \times f_2(m)) \quad (3.16)$$

$f_1(m), f_2(m)$ = 相対論的ブライト・ウイグナー + 光子放出

$f_1(m)$: 質量変化しない中間子の質量分布、 $f_2(m)$: 質量変化した中間子の質量分布

$R, (1-\Delta)$ を変数としてフィッティング関数内に代入しフィッティングの結果からそれぞれの値と統計的信頼度を求める。

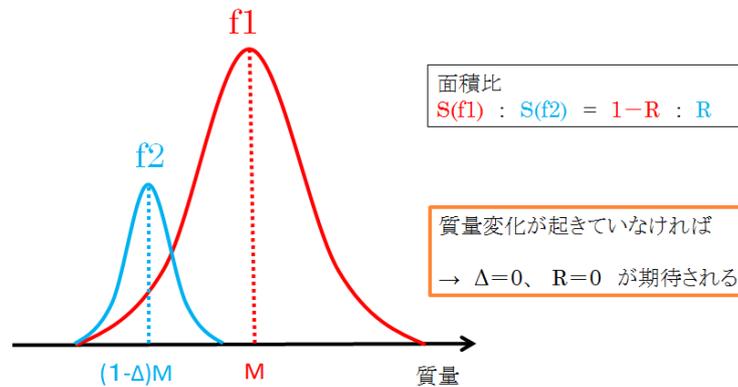


図 3.4: フィッティングモデル

第4章 結果

それぞれ、 ω 、 ϕ 中間子の質量中心値付近でフィッティングを行った。また、前章で述べたように R の収量は $\beta\gamma$ に依存すると考えられるため、横運動量 (pT) ごとに3つの領域に分割した。この分割した3領域で、 $1 - \Delta, R$ については同じ変数を用いて、3領域を同時にフィッティングした。以下にフィッティングの結果を示す。フィッティングの線の色についてはそれぞれ以下のとおりである。

- 青色 : $F(m)$
- 桃色 : $f_1(m)$
- 水色 : $f_2(m)$
- 黄緑 : ρ 中間子の質量分布
- 橙色 : バックグラウンド成分
- 点線 : $\Delta = 0, R = 0$ としたときの $F(m)$ (質量変化なしと仮定)

各結果の2次元ヒストグラムについているエラーバーは最適値 (χ^2 が最小) から $\chi^2 + 1$ となる値までの範囲を 1σ としている。また、 $0 < R < 1$ とする。

4.1 陽子+陽子衝突

4.1.1 ω 中間子

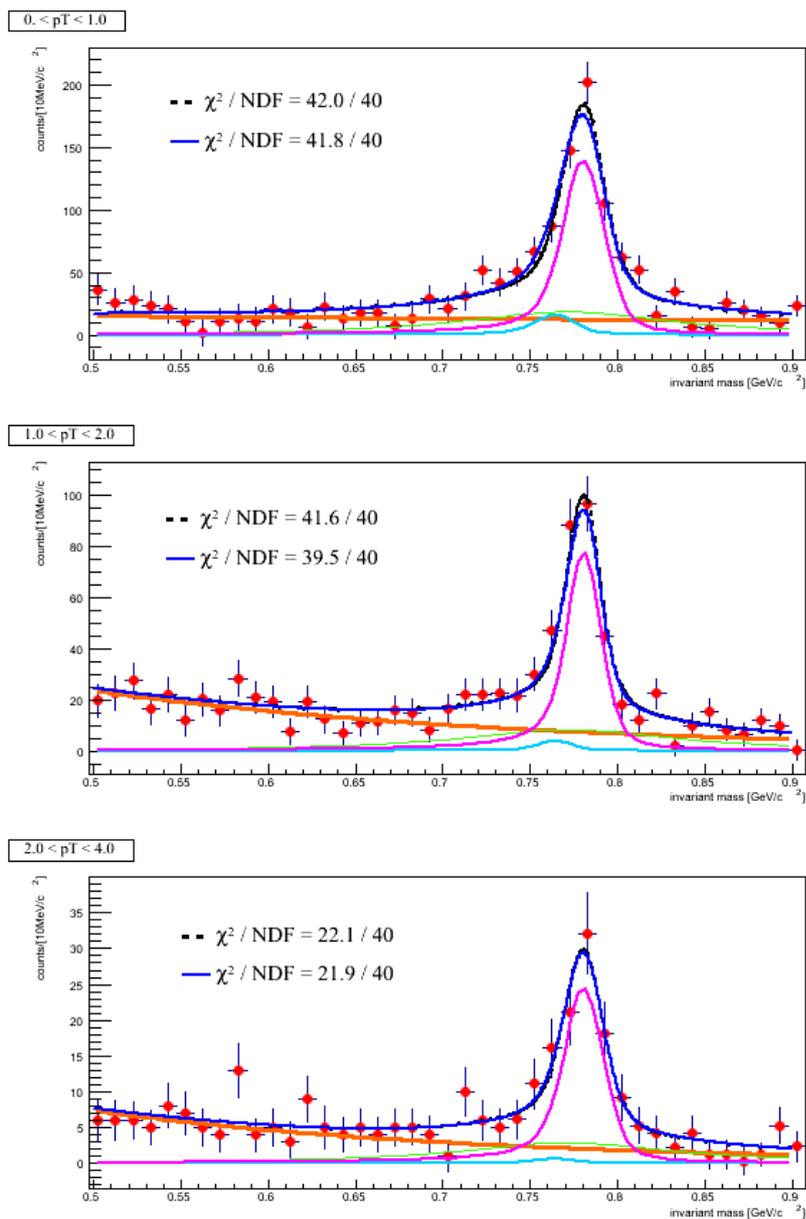


図 4.1: ω 中間子の領域でフィッティングした質量分布曲線

ω 中間子について、各 p_T 領域での $\beta\gamma$ は低 p_T 領域から 1.01, 2.04, 4.85。質量変化は、 $\Delta = 0.021^{+0.021}_{-0.016} [\text{GeV}/c^2]$ 、収量割合は、 $R = 0.101^{+0.068}_{-0.068}$ であった。この結果から、 1.3σ 以内で質量変化なしに整合した。

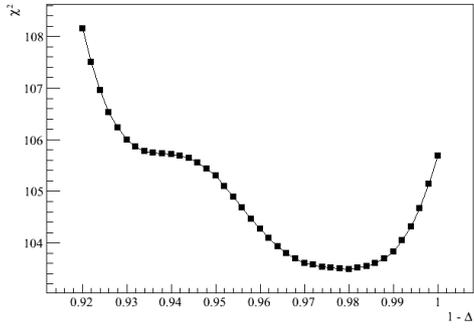


図 4.2: $1 + \Delta$ の χ^2 分布

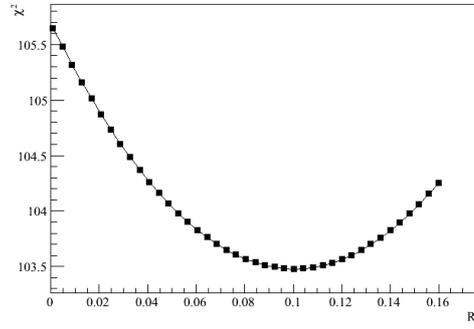


図 4.3: R の χ^2 分布

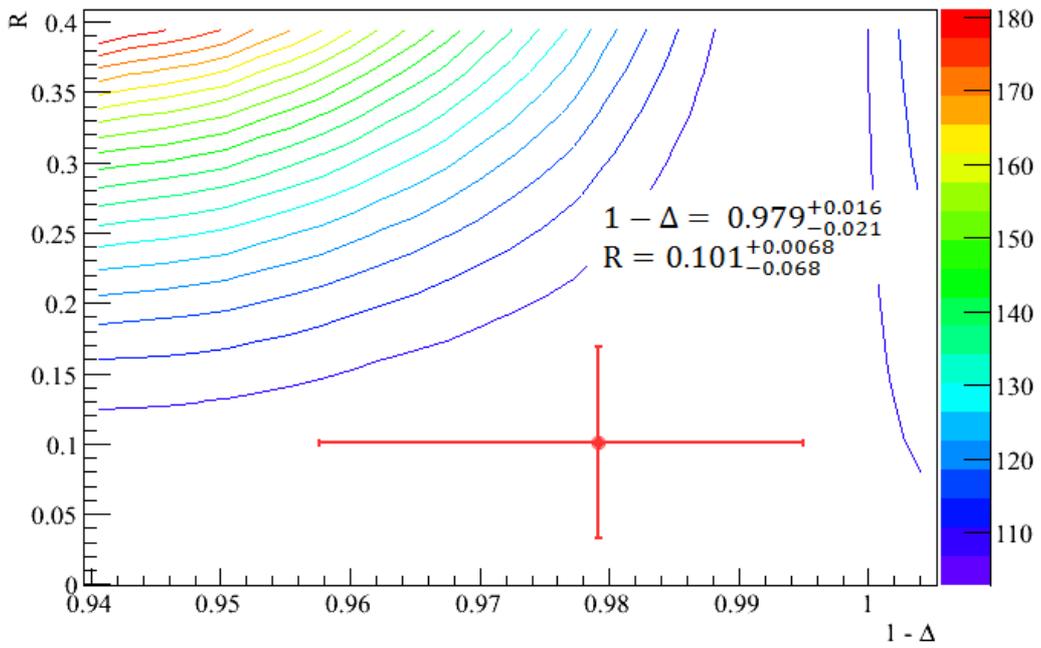


図 4.4: $(1 + \Delta)$ 、R の χ^2 分布の 二次元ヒストグラム

4.1.2 ϕ 中間子

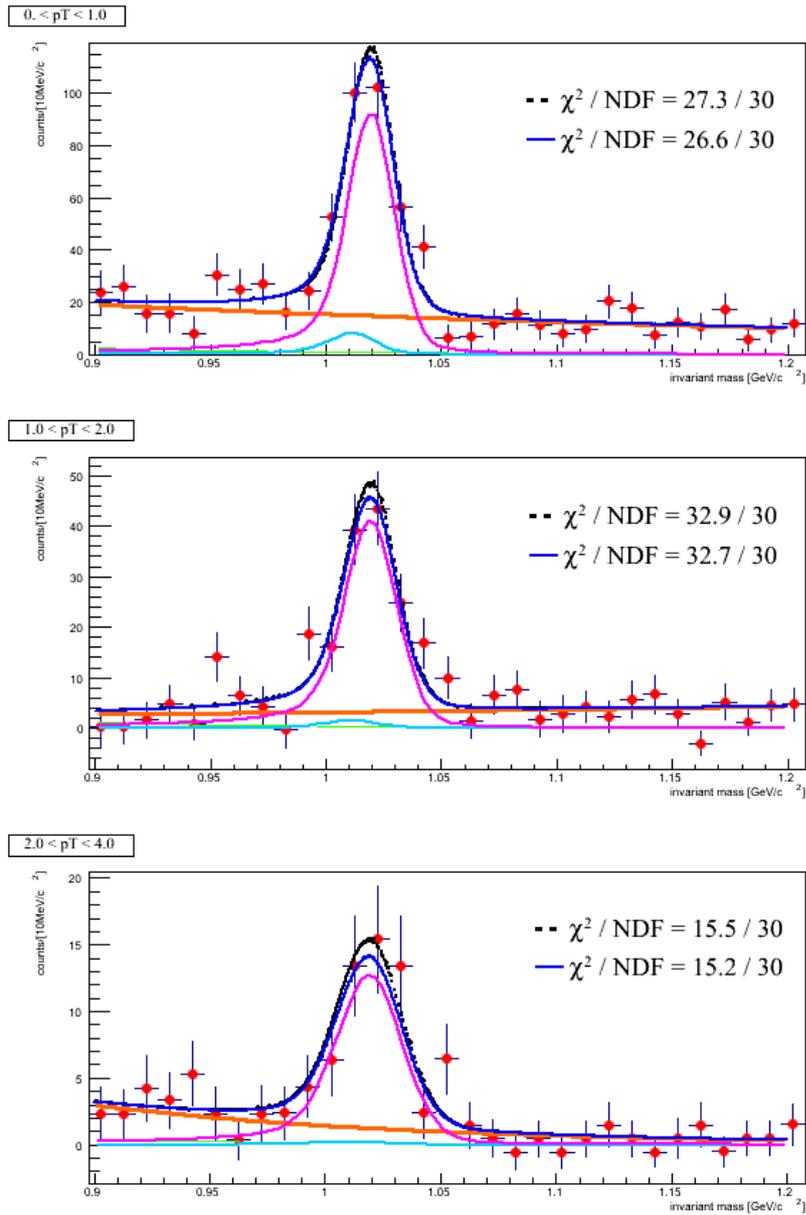


図 4.5: ϕ 中間子の領域でフィッティングした質量分布曲線

ϕ 中間子について、各 p_T 領域での $\beta\gamma$ は低 p_T 領域から 0.74, 1.82, 3.68。質量変化は、 $\Delta = 0.008_{-0.009}^{+0.009} [\text{GeV}/c^2]$ 、収量割合は、 $R = 0.0079_{-0.013}^{+0.013}$ であった。この結果から、統計誤差の範囲 1σ 以内で質量変化なしに整合した。

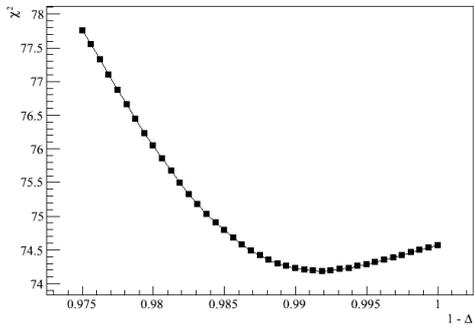


図 4.6: $1 + \Delta$ の χ^2 分布

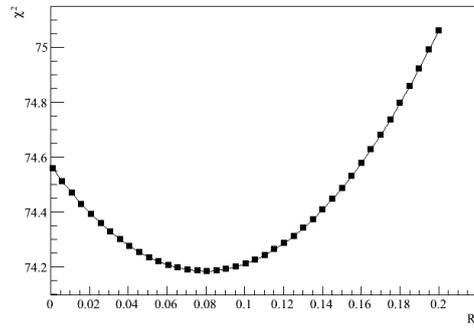


図 4.7: R の χ^2 分布

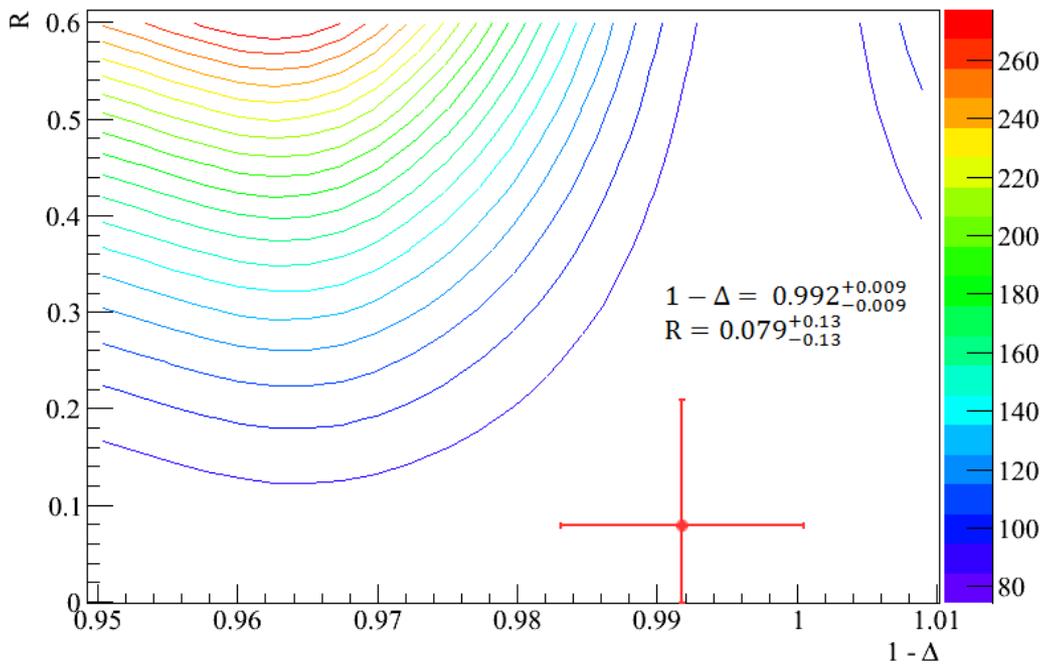


図 4.8: $(1 + \Delta)$ 、 R の χ^2 分布の 二次元ヒストグラム

4.2 重陽子+金原子核衝突

4.2.1 ω 中間子

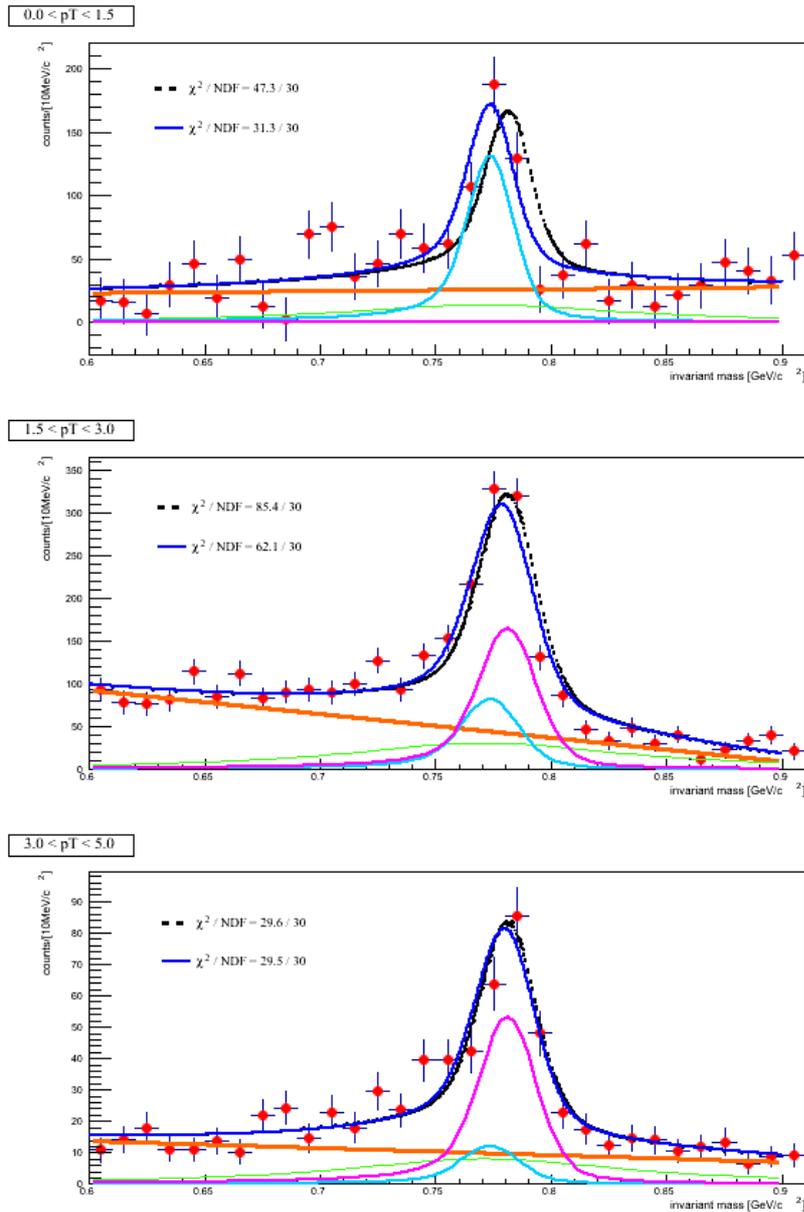


図 4.9: ω 中間子の領域でフィッティングした質量分布曲線

ω 中間子について、各 p_T 領域での $\beta\gamma$ は低 p_T 領域から 0.95, 2.87, 5.10。質量変化は、 $\Delta = 0.006^{+0.001}_{-0.002} [\text{GeV}/c^2]$ 、収量割合は、 $R = 0.995^{+0.0001}_{-0.0001}$ であった。この結果から、統計誤差の範囲を大きく超えて質量変化を検出した。

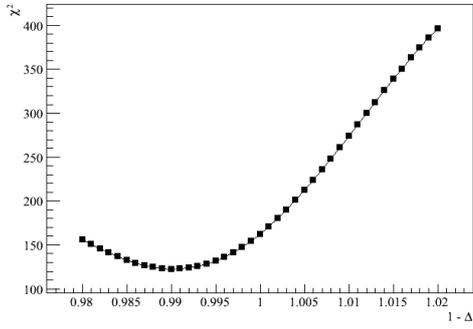


図 4.10: $1 + \Delta$ の χ^2 分布

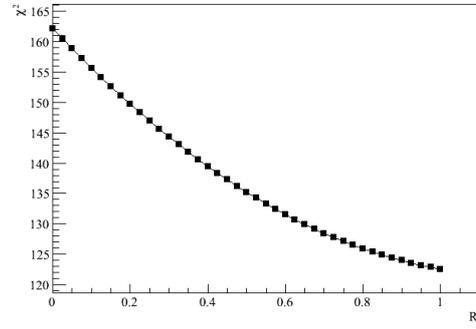


図 4.11: R の χ^2 分布

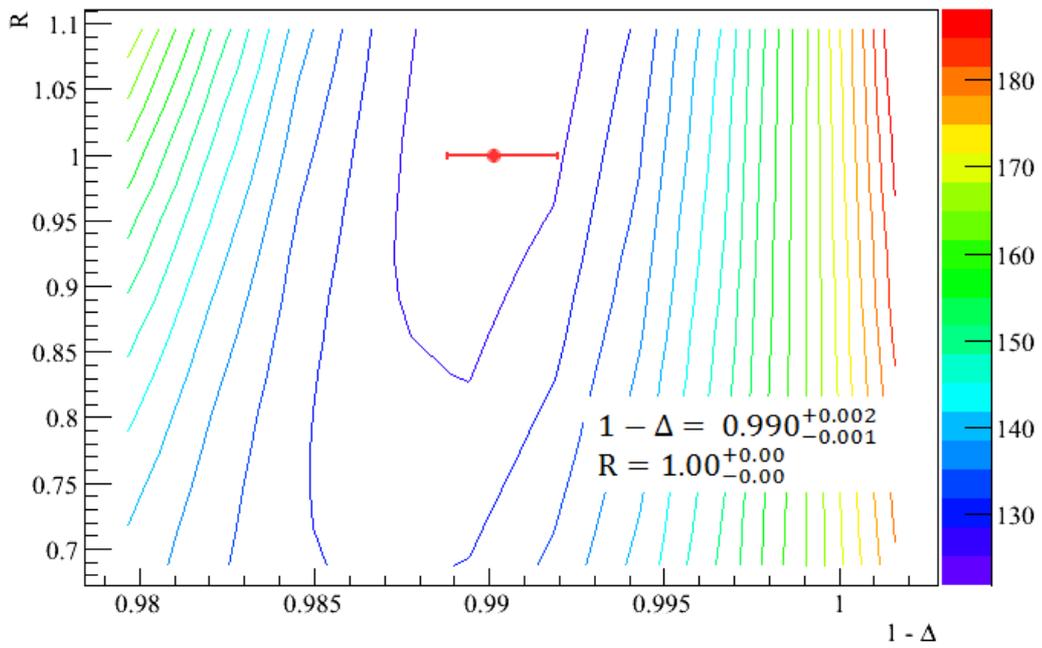


図 4.12: $(1 + \Delta)$ 、 R の χ^2 分布の二次元ヒストグラム

4.2.2 ϕ 中間子

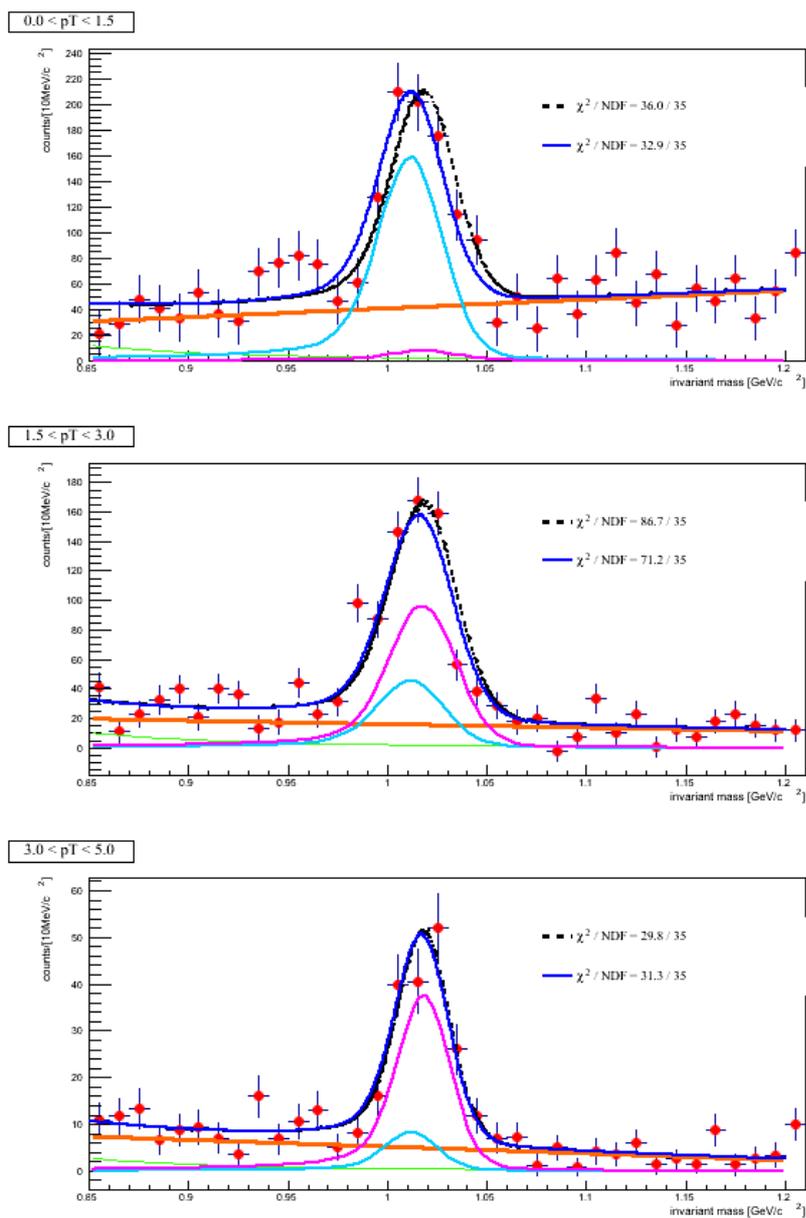


図 4.13: ϕ 中間子の領域でフィッティングした質量分布曲線

ϕ 中間子について、各 p_T 領域での $\beta\gamma$ は低 p_T 領域から 0.74, 2.21, 3.92。質量変化は、 $\Delta = 0.01^{+0.002}_{-0.001} [\text{GeV}/c^2]$ 、収量割合は、 $R = 1.00^{+0.000}_{-0.000}$ であった。この結果から、統計誤差を大きく超えて質量変化を検出した。

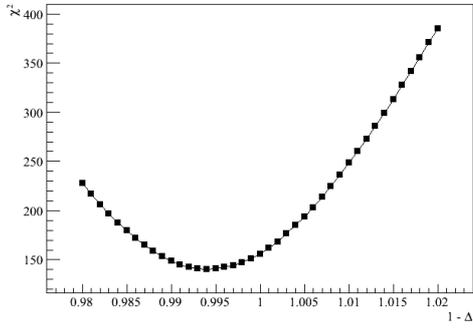


図 4.14: $1 + \Delta$ の χ^2 分布

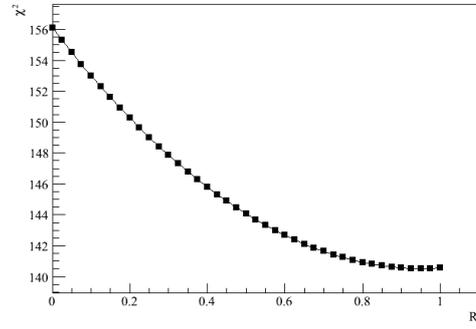


図 4.15: R の χ^2 分布

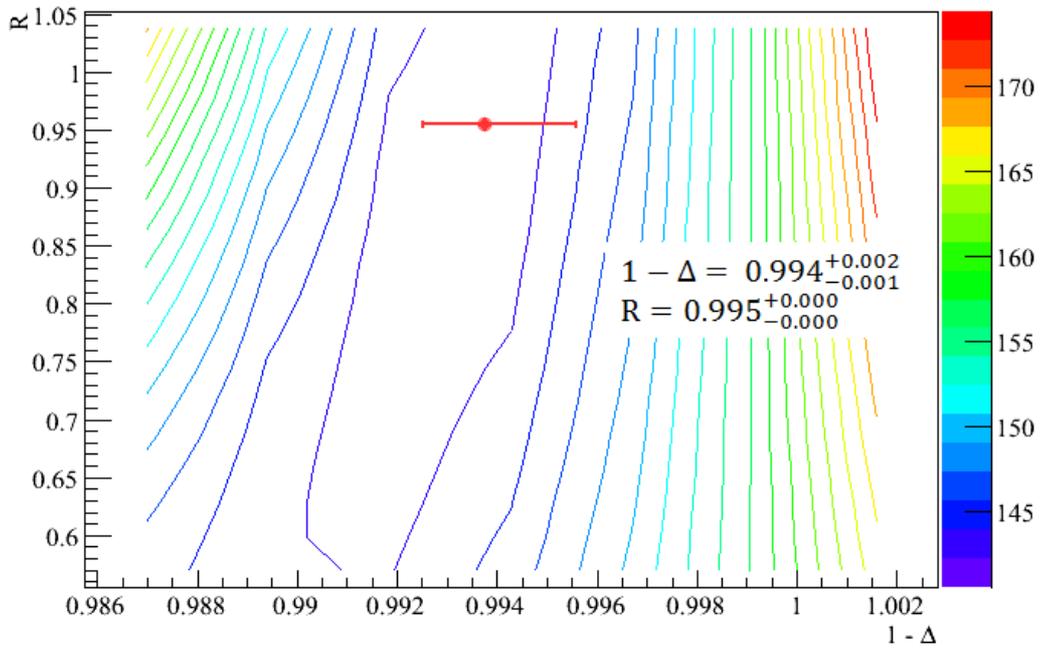


図 4.16: $(1 + \Delta)$ 、R の χ^2 分布の二次元ヒストグラム

第5章 結論・考察

第4章で示したフィッティングの結果から陽子+陽子衝突では ω , ϕ 中間子について、それぞれ 1σ , 1.3σ 以内で質量変化を検出しなかった。これは陽子+陽子衝突においてはQGP相が生成されないため質量変化は起こらないとされる予想と一致した。一方、重陽子+金原子核衝突では ω , ϕ 中間子についてはどちらも統計誤差の範囲を超えて質量変化を検出した。これは陽子+陽子衝突同様に、重陽子+金原子核衝突でもQGP相は生成されていないという予想と異なる結果となった。この結果の有意性について詳しく考察する。

まず、カイラル対称性の破れの部分的回復による質量変化は粒子質量の一部分で起こると予想されているが、本研究の結果では質量変化しない中間子の収量に対する、質量変化を仮定した中間子の収量割合 R が $1(=100\%)$ となり、質量中心値(ピーク値)が ω , ϕ 中間子でそれぞれ 0.0025GeV , 0.003GeV 減少している。これは、質量分布全体が移動しており、ほぼすべての粒子質量が減少していることを示している。このことから、不変質量を再構成する際にエネルギーや運動量の更正が正しく行われていない可能性が考えられる。

しかし、一方で高い運動量領域では質量中心値の変化は見られず、低い運動量領域ほどのその変化量(Δ)が大きくなっている。この点は低い運動量を持つ粒子ほど生成されるQGP相内部に留まる時間が長く、質量変化が大きく見られるという予想と一致している。したがって質量分布曲線作成の解析を見直し、より詳しく解析を行う必要がある。

また、本研究で使用したフィッティングモデルについてであるが、本来QGP相内部の温度は一定ではなく衝突点から外側に行くにつれて温度は低くなっていくはずである。そのため、質量変化の収量割合は $\beta\gamma$ だけでなく、衝突点からの距離にも依存すると考えられるため、この点を考慮しなければならない。また、本研究では統計誤差の評価しか行っていないため、系統誤差についても見積もらなければならない。

以上より改善の余地はあるが、本研究によって、質量分布曲線の解析手法を確立し、今後の高エネルギー原子核衝突実験での質量生成機構探索のベースラインを供給した。

謝辞

本研究を行うにあたってお世話になった多くの先生方、先輩方に感謝いたします。

杉立先生には、研究室配属当初から研究や実験を行う上での心構えや考え方について多くのご指導をいただきました。志垣先生には、本研究に取り組むきっかけを与えていただきました。毎週の解析ミーティングや、質問に伺った際に、いつもの確かな助言をいただきました。本当にありがとうございました。本間先生、三好先生にはミーティング中に助言をいただいたり四年生前期のゼミを担当していただくなど、大変お世話になりました。

研究を進めるにあたって、来島さん、Deepali さんには本研究で用いるデータを提供していただき、本当にありがとうございました。来島さんにはデータだけでなく解析用のマクロも提供していただき、お忙しい中メールにて解析の進め方についても助言をいただきました。本研究は来島さんのお力添えがなければ進めることはできませんでした。本当にありがとうございました。

研究室の先輩方には、大変お世話になりました。中宮さんには本研究を進める上で必要不可欠な物理の知識や解釈を教えていただいたり、研究の進め方について多くのアドバイスをいただきました。初歩的な質問や些細な疑問点にもわかりやすく丁寧に説明していただき、多岐にわたってご指導いただきました。貴重なお時間を多く割いていただき、本当にありがとうございました。渡辺さんには理論や解析手法の指導に加えて論文の添削もしていただき、ありがとうございました。大学院生の先輩方には日頃から研究に関するだけでなく食事や、休憩の際にいろんな話を聞かせていただき、とても有意義な時間を過ごすことができました。最後に、同じ四年生のみなさんとは一年間を通して、議論やお互いの助言を通して物理の理解を深めることができました。本研究に関わってくださった皆様、本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] KEKHP
<http://www.kek.jp/ja/NewsRoom/Highlights/20120727150000/>
- [2] LHC Alice 実験 HP
<http://alice-j.org/qgp.html>
- [3] 東京大学理学部物理科学科 HP
<http://www.phys.s.u-tokyo.ac.jp/field/>
- [4] 理科学研究所 HP
<http://www.riken.go.jp/r-world/research/results/2004/040309/index.html>
- [5] PHENIX 実験 HP
<http://www.phenix.bnl.gov/>
- [6] T.A.Armstrong, et al. (E760 Collaboration) Phys.Rev.D 54(1996) 7067-7070
- [7] 来島孝太郎「First measurement of ω and ϕ mesons via di-electron decay channels in proton+proton collisions at $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$ 」(2012) 広島大学理学研究科 博士論文
- [8] Deepali Sharma「 ω -and ϕ -meson production in p+p and d+Au collisions at RHIC energies, using the PHENIX Detector」(2010) ワイツマン科学研究所 博士論文
- [9] 中宮義英「核子対当たり重心系エネルギー 200GeV での 197Au+197Au 衝突におけるベクトル中間子の電子・陽電子対崩壊測定」(2006) 広島大学理学研究科 修士論文
- [10] 翠純平「重心系衝突エネルギー 7TeV 陽子陽子衝突における ALICE 実験 PHOS トリガーデータを用いた中性中間子生成の研究」(2012) 広島大学理学研究科 修士論文