

核子対当たり 200GeV の p+p, d+Au 衝突における ω , ϕ 中間子の
質量分布の考察

広島大学理学研究科物理科学専攻
クォーク物理学研究室

学籍番号 M136239
中里洋介

2014年2月10日
指導教官 志垣 賢太 准教授
主査 志垣 賢太 准教授
副査 両角 卓也 准教授

要旨

我々は、米国ブルックヘブン国立研究所 RHIC 加速器を用いた PHENIX 実験において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 相内で期待されている物理現象のひとつにカイラル対称性の部分回復とそれに伴うハドロンの質量変化がある。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おり QGP 相内ではクォークが強い力による閉じ込めから解放されてカイラル対称性が部分的に回復した状態にあるため、それに伴う質量変化が予想されている。本研究では、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。これらの中間子は他の粒子に比べ構成クォーク質量和がハロン質量に対して相対的に大きいことや崩壊までの寿命が短い点、また他の物質と強く作用しない電子陽電子への崩壊過程が存在するという点から、質量変化の測定に適している。p+p, d+Au 衝突によって生成した ω 、 ϕ 中間子の質量を崩壊後の陽子陽電子の運動量の情報を元に再構成した質量分布について、質量変化の評価モデルを適用して解析した。作成したモデルは ω 、 ϕ 中間子の理論的な質量分布をもとに、質量の中心値と収量の変化量 (Δ , R) の 2 点に着目し、質量変化を仮定した二つのピークを持つものである。このモデルを実際の質量分布に対してフィッティングして質量変化の有無とその変化量について評価を行った。 Δ もしくは R が 0 の場合が質量変化なしに対応する。その際に、背景事象の見積もり、検出器の影響による質量中心値のずれ等の系統的な誤差を見積もり、より有意性の高い解析を行った。本研究では、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 p+p 及び d+Au 衝突データを用いて、質量分布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において ω 、 ϕ 中間子それぞれの質量変化の有無及び統計的信頼度について議論を行い、p+p 衝突で質量変化なし、d+Au 衝突で誤差を超えた範囲で質量変化を観測した。

目次

第1章	序論	6
1.1	量子色力学 (QCD)	6
1.2	クォークグルーオンプラズマ (QGP) 相	7
1.3	カイラル対称性の破れと回復	8
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	研究動機	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	11
2.3.1	ビーム・ビーム・カウンター (BBC)	12
2.3.2	零点ハドロンカロリメーター (ZDC)	13
2.3.3	ドリフトチェンバー (DC)	13
2.3.4	パッドチェンバー (PC)	14
2.3.5	リングイメージングチェレンコフカウンター (RICH)	14
2.3.6	電磁カロリメーター (EMCal)	15
第3章	解析	16
3.1	データセット	16
3.2	不変質量分布曲線作成	16
3.2.1	事象選別	16
3.2.2	運動量の測定	16
3.2.3	電子識別	17
3.2.4	不変質量再構成	17
3.2.5	背景分布 (バックグラウンド)	18
3.3	質量分布解析	18
3.3.1	フィッティング関数	19
3.3.2	質量変化の評価方法	21
3.4	zero-width single simulation	22
第4章	結果	27
4.1	陽子+陽子衝突	28
4.1.1	ω 中間子 (質量中心値=文献値)	28
4.1.2	ω 中間子 (質量中心値=シュミレーション値)	30
4.1.3	ϕ 中間子 (質量中心値=文献値)	32
4.1.4	ϕ 中間子 (質量中心値=シュミレーション値)	34
4.2	重陽子+金原子核衝突	36

4.2.1	ω 中間子 (質量中心値=文献値)	36
4.2.2	ω 中間子 (質量中心値=シュミレーション値)	38
4.2.3	ϕ 中間子 (質量中心値=文献値)	40
4.2.4	ϕ 中間子 (質量中心値=シュミレーション値)	42
4.2.5	重陽子+金原子核衝突における系統的評価	44
第5章 結論・考察		45

目 次

1.1	標準模型に登場する粒子 [1]	6
1.2	ハドロン略図	7
1.3	QGP と圧力、温度の関係 [2]	7
1.4	カイラル対称性の破れの概念図 [3]	8
1.5	クォーク凝縮の強さと温度、密度の関係 [3]	8
1.6	QGP の時間発展 [4]	9
2.1	RHIC 加速器 [5]	11
2.2	上図:ビーム軸方向からの断面図, 下図:ビーム軸に対して横から見た図 [6]	12
2.3	BBC をビーム軸に対して横から見た図 [7]	13
2.4	左図は DC の全体図。中図は各モジュールをビーム軸側から見た図。右図はモジュール内のワイヤー構造。[8]	14
2.5	PC 全体図 [8]	14
2.6	PC のセル構造 [8]	14
2.7	RICH 全体図 [8]	15
2.8	鉛シンチレーター [9]	15
2.9	鉛ガラス [9]	15
3.1	EMcal,RICH トリガー [9]	17
3.2	陽子+陽子衝突から得られた質量分布	18
3.3	重陽子+金原子核衝突から得られた質量分布	18
3.4	光子放出のダイアグラム [11]	20
3.5	フィッティングモデル略図	22
3.6	p+p 解析に用いる pt 領域	23
3.7	d+Au 解析に用いる pt 領域	23
3.8	各 pt 領域における ω 中間子の質量分布	24
3.9	左図:pt と質量中心値の関係。赤線は ω 中間子質量の文献値 [10], 右図:pt と分解能の関係	24
3.10	p+p 解析に用いる pt 領域	25
3.11	d+Au 解析に用いる pt 領域	25
3.12	各 pt 領域における ϕ 中間子の質量分布	26
3.13	左図:pt と質量中心値の関係。赤線は ϕ 中間子質量の文献値 [10], 右図:pt と分解能の関係	26
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 (p+p)	28
4.2	1 + Δ と L の χ^2 分布 (p+p)	29
4.3	(1 + Δ)、L の χ^2 分布の二次元ヒストグラム (p+p)	29
4.4	ω 中間子の領域でフィッティングした質量分布曲線 (p+p)	30
4.5	1 + Δ と L の χ^2 分布 (p+p)	31
4.6	(1 + Δ)、L の χ^2 分布の二次元ヒストグラム (p+p)	31
4.7	ϕ 中間子の領域でフィッティングした質量分布曲線 (p+p)	32

4.8	$1 + \Delta$ と L の χ^2 分布 (p+p)	33
4.9	$(1 + \Delta)$ 、R の χ^2 分布の二次元ヒストグラム (p+p)	33
4.10	ω 中間子の領域でフィッティングした質量分布曲線 (p+p)	34
4.11	$1 + \Delta$ と L の χ^2 分布 (p+p)	35
4.12	$(1 + \Delta)$ 、L の χ^2 分布の二次元ヒストグラム (p+p)	35
4.13	ω 中間子の領域でフィッティングした質量分布曲線 (d+Au)	36
4.14	$1 + \Delta$ と L の χ^2 分布 (d+Au)	37
4.15	$(1 + \Delta)$ 、L の χ^2 分布の二次元ヒストグラム (d+Au)	37
4.16	ω 中間子の領域でフィッティングした質量分布曲線 (d+Au)	38
4.17	$1 + \Delta$ と L の χ^2 分布 (d+Au)	39
4.18	$(1 + \Delta)$ 、L の χ^2 分布の二次元ヒストグラム (d+Au)	39
4.19	ϕ 中間子の領域でフィッティングした質量分布曲線 (d+Au)	40
4.20	$1 + \Delta$ と L の χ^2 分布 (d+Au)	41
4.21	$(1 + \Delta)$ 、L の χ^2 分布の二次元ヒストグラム (d+Au)	41
4.22	ϕ 中間子の領域でフィッティングした質量分布曲線 (d+Au)	42
4.23	$1 + \Delta$ と L の χ^2 分布 (d+Au)	43
4.24	$(1 + \Delta)$ 、L の χ^2 分布の二次元ヒストグラム (d+Au)	43
4.25	ω 中間子でのバックグラウンドの規格化方法、フィッティング領域の違いによる結果	44
4.26	ϕ 中間子でのバックグラウンドの規格化方法、フィッティング領域の違いによる結果	44

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、実験及び理論の研究が進むにつれてより下の階層の粒子が発見されてきた。現段階でその最も下の階層とされるのは、クォークとレプトンと考えられており、それぞれ6種類ずつ存在する。クォークとレプトンの行う相互作用が基本的な相互作用と呼ばれ、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、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。これらの相互作用のうち、重力を除く3つの相互作用を記述する理論を標準模型という。さらにその中で、強い相互作用を記述する理論は量子色力学 (QCD, Quantum Chromo Dynamics) と呼ばれ、クォークは色荷 (カラー) と呼ばれる荷電を帯びており、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媒介粒子としている。

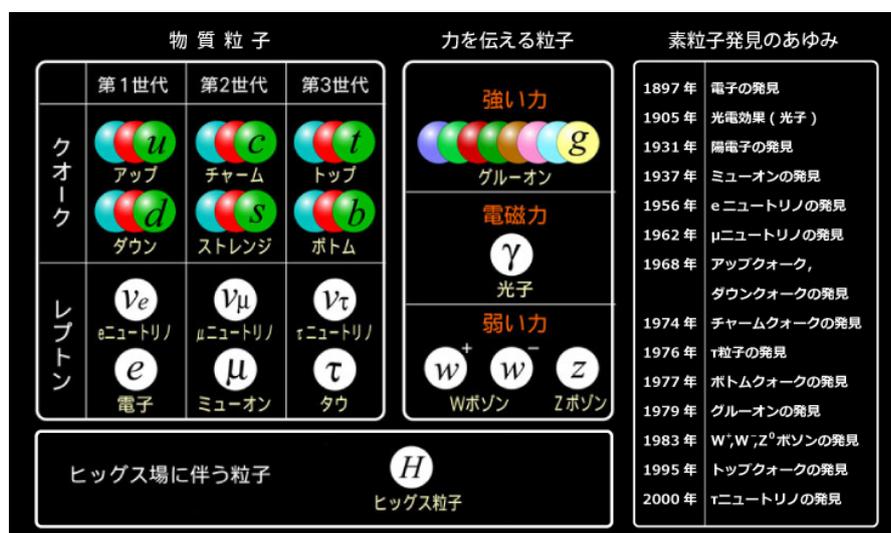


図 1.1: 標準模型に登場する粒子 [1]

QCDの理論中では、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単独では存在できない。そのため、クォークやグルーオンは互いの色荷の重ねあわせによって無色となるような複合粒子を生成している。この複合粒子はハドロンと呼ばれ、大きく分けてバリオンとメソン (中間子) が存在する。バリオンは3つのクォークによって構成されるフェルミ粒子であり、それぞれ異なる色つクォークが混ざることによって無色なる。代表的なものは、uクォーク2つとdクォーク1つによって構成される陽子やuクォーク1つとdクォーク2つによって構成される中性子などがある。メソンは2つのクォークによって構成されるボーズ粒子であり、ある色荷をもつクォークとその反対の色荷をもつクォークが互いの色荷を打ち消しあうことで無色になっている。代表的なも

のはuクォークと反dクォークによって構成される π 中間子やsクォークと反sクォークによって構成されるJ/ Ψ 中間子などがある。これらの構成クォークをつなぎとめている力が前述の強い相互作用であり、それに伴いクォーク間には距離に比例したばねのようなポテンシャルエネルギーが蓄えられる。これらを分離するためにはエネルギーがつき込む必要があるが、ある一定以上のエネルギーに達すると新たにクォークと反クォークが対生成されるため、クォークを単体で取り出すことができない。これはクォークの閉じ込めと呼ばれている。

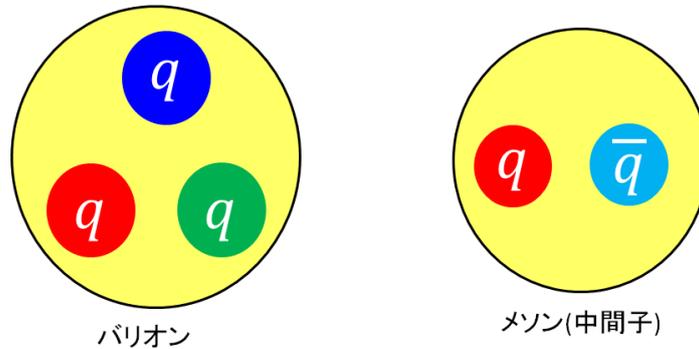


図 1.2: ハドロン略図

1.2 クォークグルーオンプラズマ (QGP) 相

前述のように強い相互作用によってクォークはハドロン内に閉じ込められている。これらを開放するために重要となるのが漸近的自由性と呼ばれる、強い相互作用での結合定数はクォーク間の距離の現象に伴い小さくなるという性質である。高温及び高密度状態下では空間内のハドロンが増加することにより空間的に重なり合い、ハドロン間の境界が無くなるため漸近的自由性によりクォークやグルーオンがハドロン内の閉じ込めから開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。このような物質相はクォークグルーオンプラズマ (QGP) 相とよばれている。このQGP相中では、様々な物理現象が期待されている。またこの物質相はビッグバン直後の極初期宇宙に存在していたと考えられており、QGP相の性質解明は宇宙の初期の状態を理解することに繋がっている。

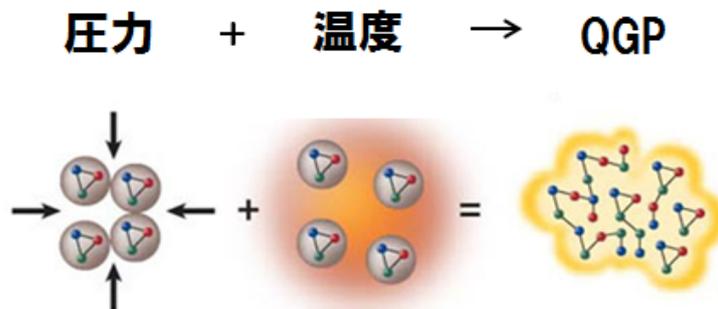


図 1.3: QGP と圧力、温度の関係 [2]

1.3 カイラル対称性の破れと回復

QGP 相中で期待され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と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る。この対称性は高温及び高密度下では成り立っているが通常物質状態下では破れた状態にある。このカイラル対称性の破れはヒッグス機構とともに物質質量の起源であると考えられている。例えば、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 MeV/c^2 程度であることが知られている。しかしこれらの質量和は陽子質量全体の 2% 以下であり 1/3 に遠く及ばない。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、ヒッグス機構によって獲得されたクォーク自体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。

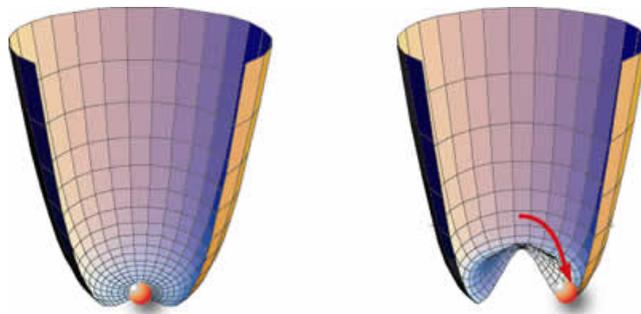


図 1.4: カイラル対称性の破れの概念図 [3]

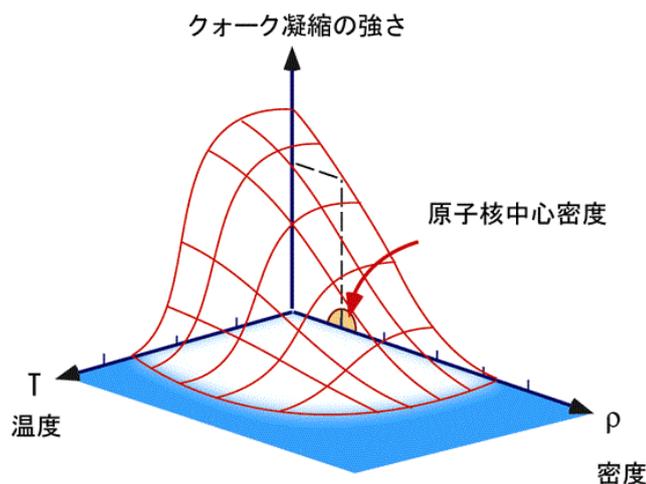


図 1.5: クォーク凝縮の強さと温度、密度の関係 [3]

図(1.4)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。

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に依存する。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及び高密度の状態を実験的に作り出し、その状況下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

前項で述べたように、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効なものが、質量の小さいベクトル中間子 (ω, ϕ, ρ) である。これらの低質量ベクトル中間子が持つ質量変化観測に適した特徴として、以下の点があげられる。

まず電子陽電子対への崩壊過程が存在することである。電子、陽電子はレプトンであり他の物質と強い相互作用をしないため、散乱されることなく崩壊前の親粒子の情報を得ることができる理想的な崩壊チャンネルである。次に寿命が短いことである。これらの粒子は他の粒子と比較して崩壊までの寿命が短いため原子核衝突直後に生成される QGP 内部で崩壊する確率が高く、そこで起きる物理現象の影響を受けた親粒子の情報を得ることができる。また、他のハドロンに比べ、構成クォークの質量和がハドロン質量に大して小さいことである。これは、カイラル対称性の破れによって獲得した質量の割合が相対的に大きいことを意味しており、質量変化が顕著に観測できると考えられている。

1.5 高エネルギー原子核衝突実験

高エネルギー原子核衝突実験は QGP 相を実験的に作り出す唯一の方法である。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 (CERN) 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。

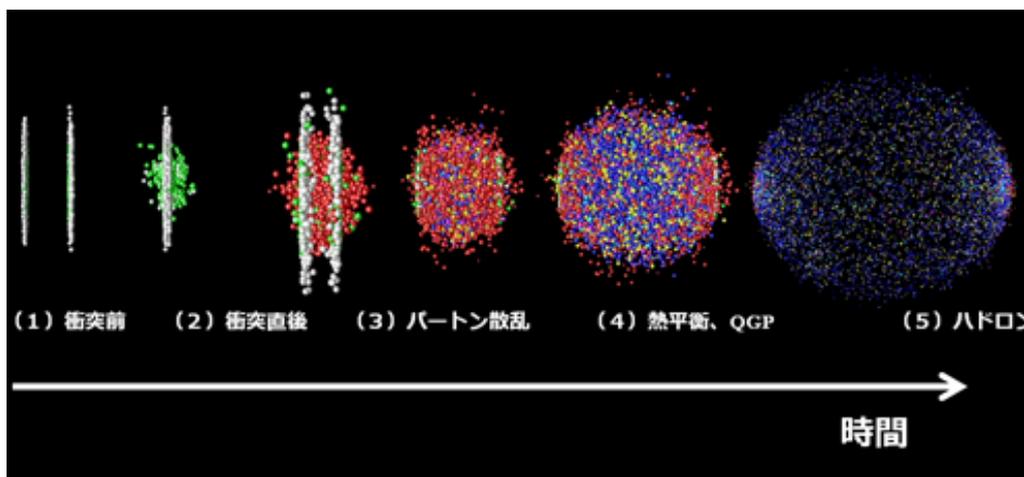


図 1.6: QGP の時間発展 [4]

まず、加速器によって衝突させる原子核を光速近くまで加速する。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。これ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。

本研究では QGP 相で起きる物理現象のみの観測が目的であるため、他の段階からくる事象の差し引きを正確に行うことが重要である。

1.6 研究動機

先に述べたとおり、QGP 相内ではカイラル対称性の破れの回復とそれに伴う粒子の質量変化が実現していると期待されている。この物理現象は原子核に粒子を打ち込み高密度状態を実験的に作り出すことにより、密度の側面からの観測が行われている。私達の最終的な目的はまだ行われていない高温状態の側面からのアプローチで実験的に質量変化を観測することである。しかし、原子核同士の衝突では生成粒子が多いため、背景事象 (バックグラウンド) と呼ばれる、期待する物理現象とは無関係な事象が大量に発生し、期待するシグナルだけを抽出することが難しい。そのため、まず背景事象の少ない陽子+陽子衝突及び重陽子+金原子核衝突実験を用いて質量分布曲線の解析手法を確立する。一方で、近年重陽子及び陽子+原子核衝突実験の結果から QGP のシグナルと思われる現象が観測されており、さらに詳細な理解が必要とされている。

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) に着目し、重心系エネルギー 200GeV の陽子+陽子衝突及び重陽子+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と考察を行う。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) は米国ブルックヘブン国立研究所に建設された周長 3.8km の 2つの独立な超伝導加速器リングからなる衝突型加速器である。RHIC は陽子や重陽子、金原子核など様々な粒子を加速することができ、重心系エネルギーで核子対当たり 200GeV のエネルギーを達成している。粒子ビームは Tandem Van de Graaff から入射後、AGS(Alternating Gradient Synchrotron) で加速し、RHIC のそれぞれのリングで目標エネルギーまで加速される。RHIC には 6つの衝突地点が設けられており、そのうち 4箇所 PHENIX、STAR、BRAHMS、PHOBS の各実験が行われている。

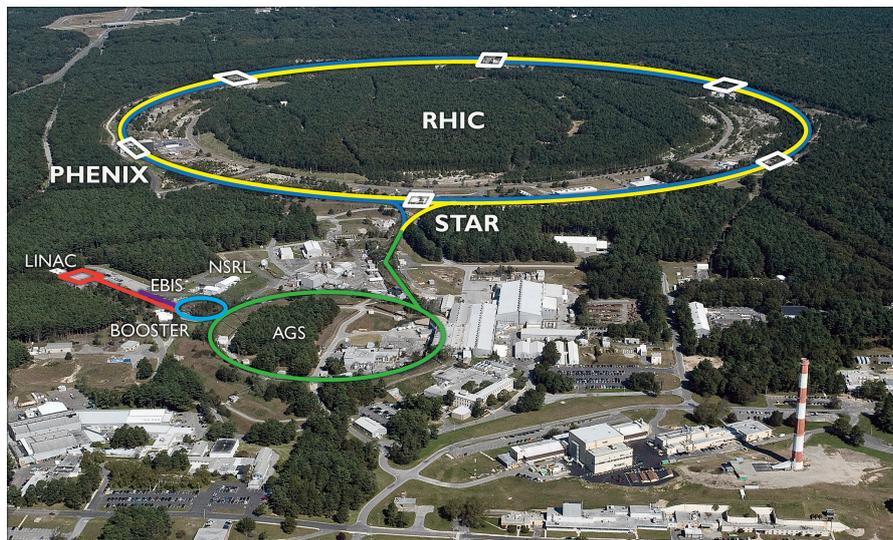


図 2.1: RHIC 加速器 [5]

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り、RHIC 加速器で行われている 4つの実験の中でもレプトンと光子測定に特化した実験である。

2.3 PHENIX 検出器

PHENIX 検出器は東西にある 2つのセントラルアームと南北にあるミューオンアーム、ビームパイプ付近にあるビーム検出器によって構成されている。セントラルアームは粒子の飛跡を検出するドリフトチェンバー (DC)、パッドチェンバー (PC)、電子陽電子を識別するリングイメージングチェレンコフ

カウンター (RICH)、ハドロン粒子を同定する飛行時間測定器 (ToF)、各粒子のエネルギーを測定する鉛シンチカロリメーター (PbSc EMC) 及び鉛ガラスカロリメーター (PbGI EMC) によって構成されている。ミューオンアームは μ 粒子検出器 (MuTr) と μ 粒子識別 (MuID) から構成され、 μ 粒子の測定に用いられる。ビーム検出器はビームビームカウンター (BBC) と零点ハドロンカロリメータ (ZDC) から構成され、衝突中心点や衝突中心度などの衝突初期の情報を観測するものである。本研究ではセントラルアームとビーム検出器を用いて電子陽電子対の解析を行った。以下にそれぞれの検出器の詳細を示す。

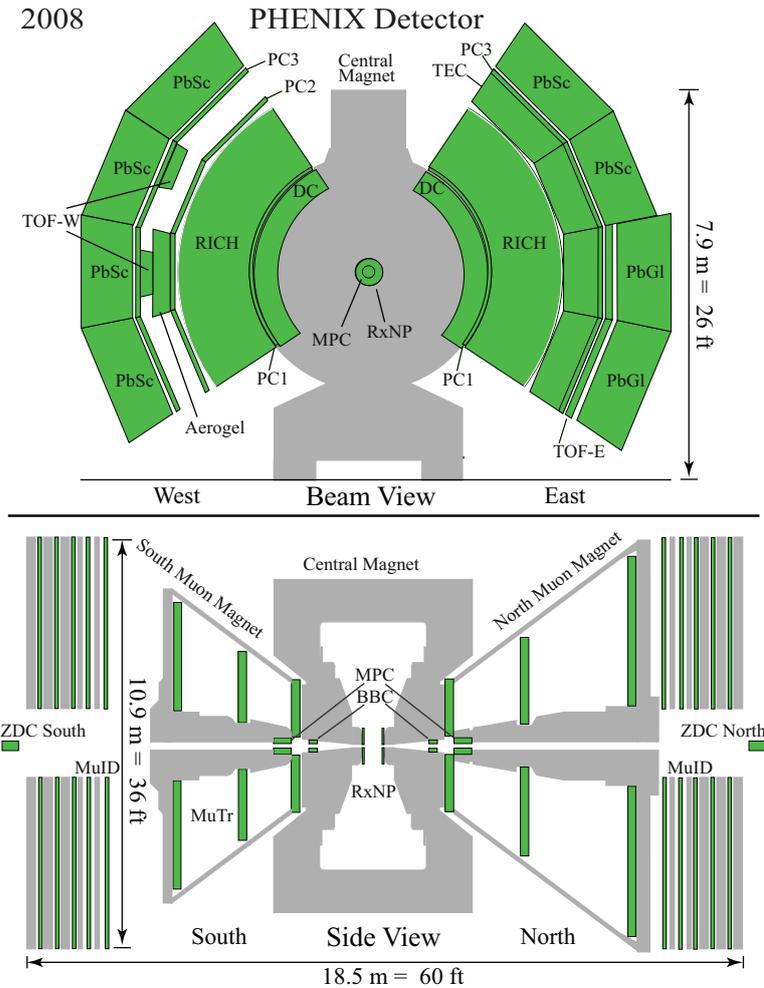


図 2.2: 上図:ビーム軸方向からの断面図, 下図:ビーム軸に対して横から見た図 [6]

2.3.1 ビーム・ビーム・カウンター (BBC)

BBC はビームパイプに沿って衝突点から南北に 1 セットずつ 144.35cm の位置に設置されている、ビームパイプを囲む同心円状の検出器である。BBC は擬ラピディティ(η)を $3.1 < |\eta| < 3.9$ 、方位角(ϕ)を $\Delta\phi = 2\pi$ を覆っている。荷電粒子を検出するチェレンコフ検出器で、水晶チェレンコフラディエーターと光電子増倍管によって構成されている。BBC は主な役割は、ミニマムバイアスイベントのトリガー、衝突点、衝突時刻、衝突中心度 (Centrality) の測定である。衝突後に散乱された粒子が南北の BBC でそれぞれ 1 つ以上検出されることを要求することで、衝突事象のトリガーになり、そのヒット情報を元に衝突点や衝突時刻を決定する。また、重イオン衝突における反応平面 (reaction plane) も

BBC のヒットパターンから原子核の衝突時の傾きを測定することで決定できる。衝突点と衝突時刻は以下の式で記述される。

$$(\text{衝突点}) = \frac{(T_S - T_N)}{2} \times c \quad (2.1)$$

$$(\text{衝突タイミング}) = \frac{T_S + T_N - (2 \times L)/c}{2} \quad (2.2)$$

ここで、 T_S 、 T_N は南北の BBC にそれぞれヒットした時間、 c は光速、 L は $z=0$ の地点から BBC までの距離 ($L=144.35\text{cm}$) である。

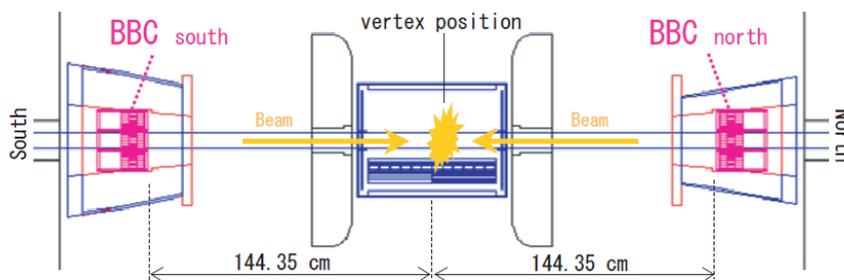


図 2.3: BBC をビーム軸に対して横から見た図 [7]

2.3.2 零点ハドロンカロリメーター (ZDC)

ZDC はビームパイプに沿って衝突点から南北に 1 セットずつ 18m の位置に設置されている。衝突に関与せずに通過した中性粒子を検出するハドロンカロリメータであり、4つのモジュールによって構成されている。1つのモジュールはタングステン板とプラスチックファイバーによる 27層のサンドウィッチ構造になっている。磁場によって曲げられない中性粒子のエネルギー測定と BBC のヒット情報と連携した衝突中心度の決定を行う。

2.3.3 ドリフトチェンバー (DC)

DC はセントラルアームを構成する検出器の中でビーム軸に最も近い位置に設置されておりビーム軸を中心に半径 $2.0 < R < 2.4[m]$ 、ビーム軸方向に 2.0m を覆っている。荷電粒子の飛跡を検出するワイヤーチェンバーであり、検出器上の各観測点を結ぶことによって飛跡を検出する。また、この地点の磁場の大きさは最大で 0.6kG であり、磁場によって曲げられた荷電粒子の飛跡の曲率から横運動量 p_t を計算することができる。さらに横運動量を元に崩壊前の各親粒子の不変質量を再構成することができる。Φ方向に 4.5°の幅を持つ 20 のセクターから成り、1つのセクターは X1、U1、V1、X2、U2、V2 と呼ばれる 6つのワイヤーモジュールによって構成されている

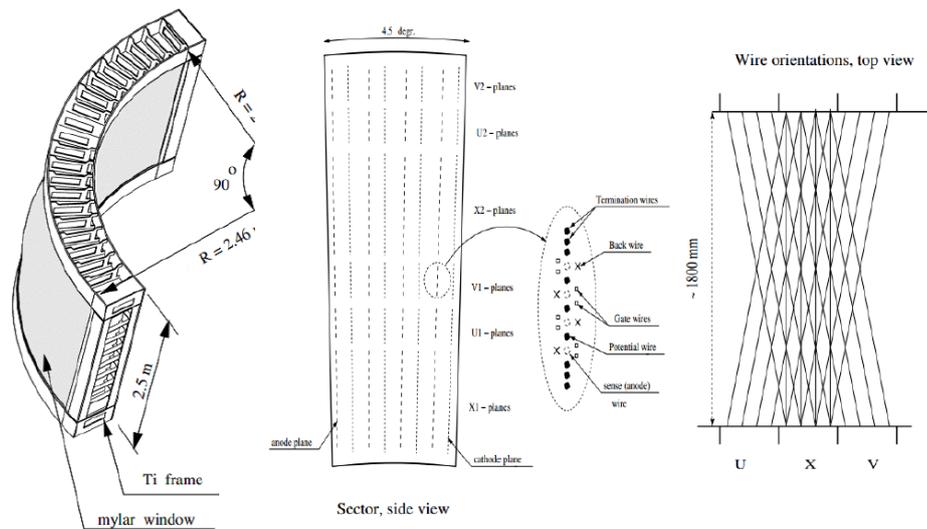


図 2.4: 左図は DC の全体図。中図は各モジュールをビーム軸側から見た図。右図はモジュール内のワイヤー構造。 [8]

2.3.4 パッドチェンバー (PC)

PC は DC より外側の磁場の無い領域に設置されているワイヤーチェンバーであり、直進する荷電粒子の飛跡を検出する。DC のヒット情報と組み合わせて荷電粒子の横運動量の測定や、RICH や EMC での検出器上での観測点と飛跡によって予測される観測点とのずれから電子、陽電子の識別精度を高める役割がある。東側アームに 3 つ、西側アームに 2 つずつ設置されており、各 PC はピクセルによって構成された長方形のワイヤーチェンバーである。隣接した 3 つのピクセルによってセルを形成しており、ヒットした粒子の位置情報はセル単位で得ることができる。また、隣接しない 9 つのピクセルによってパッドを形成しており、読み出しはパッド単位で行われる。事象選択の際、パッドの同時検出を要求することで粒子の入射したセルを特定することができる。

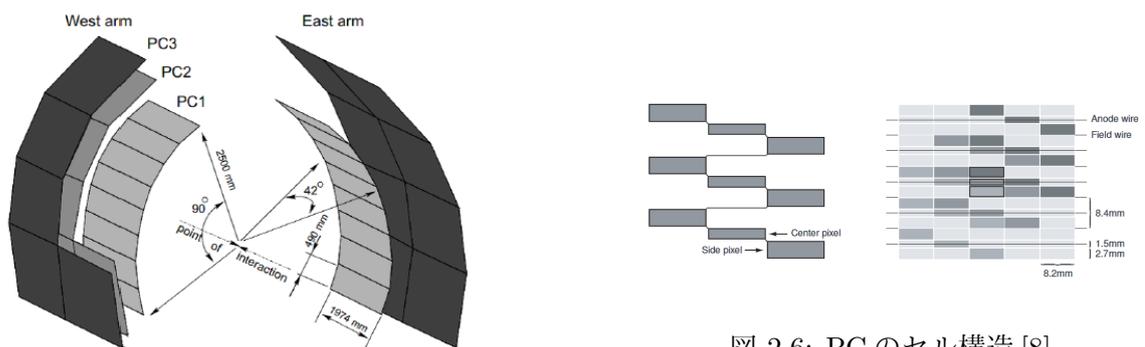


図 2.5: PC 全体図 [8]

図 2.6: PC のセル構造 [8]

2.3.5 リンガイメージングチェレンコフカウンター (RICH)

RICH はチェレンコフ光を利用した電子・陽電子の識別を行う検出器であり、ビーム軸を中心に半径 $2.575 < R < 4.1$ [m] の位置に設置されている。RICH は CO_2 に満たされたガス容器とその内部の超

薄型球面反射鏡、光電子増倍管によって構成されている。RICHに入射した粒子がガス容器内で放射したチェレンコフ光を反射鏡によって集光し、光電子増倍管の敷き詰められた焦点面で検出する。電子、陽電子によって生成されるチェレンコフリングの大きさは平均 8 cm で焦点面上で平均 10.8 個の光電子増倍管に対応することを利用し粒子識別を行う。

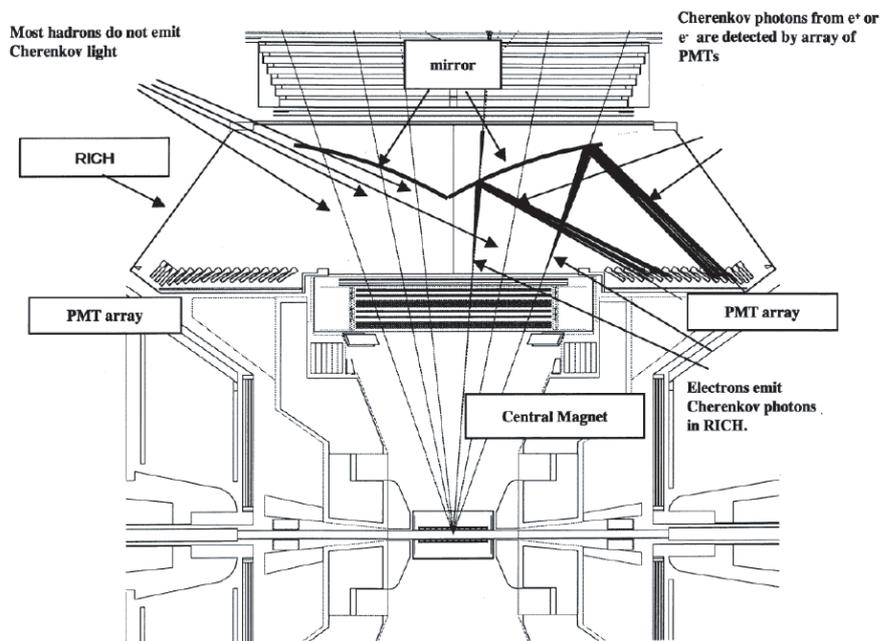


図 2.7: RICH 全体図 [8]

2.3.6 電磁カロリメーター (EMCal)

EMCal はセントラルアームの最も外側に設置されている入射粒子のエネルギー測定を行う電磁カロリメーターである。東西のアームでそれぞれ 4 セクターに分かれており、西側は鉛シンチレーター (PbSc) 4 つ、東側は鉛シンチレーター 2 つと鉛ガラス (PbGI) 2 つが設置されている。鉛シンチレーターは鉛とシンチレーターを交互に 66 層重ねて 1 つのタワーを構成しており、1 セクターは 2592 個のタワーで構成されている。鉛ガラスは鉛と光電子増倍管によって 1 つのタワーを構成し、1 セクターは 4608 個のタワーで構成されている。

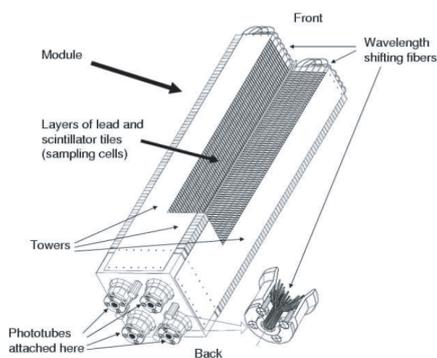


図 2.8: 鉛シンチレーター [9]

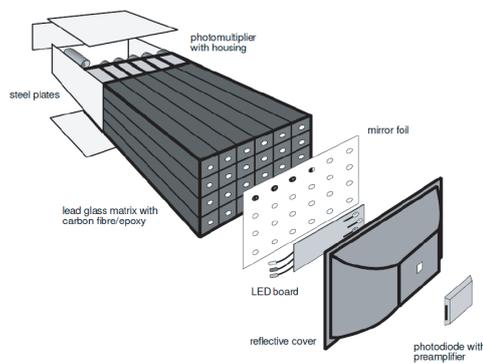


図 2.9: 鉛ガラス [9]

第3章 解析

3.1 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 年度重心系衝突エネルギー核子対あたり 200GeV 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。

3.2 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 (娘粒子) 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。

3.2.1 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、陽電子を識別する。また、EMCal で 2×2 のタワー内に落とした粒子のエネルギーが 400MeV 以上であることを要求する。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、陽電子事象を選別し、RICH のみにヒットがあるものは π 中間子、EMcal のみにヒットがあるものは光子であると判断する。

3.2.2 運動量の測定

観測した荷電粒子の飛跡を DC と PC を用いて再構成し、磁場中での飛跡の曲率から運動量を同定する。DC での検出点は、X ワイヤの情報から xy 平面での位置を決定し、U、V ワイヤの情報から z 軸方向の位置を決定する。この点と BBC によって再構成された衝突の情報から、粒子の方位角 Φ と z 軸となす角 θ を求める。

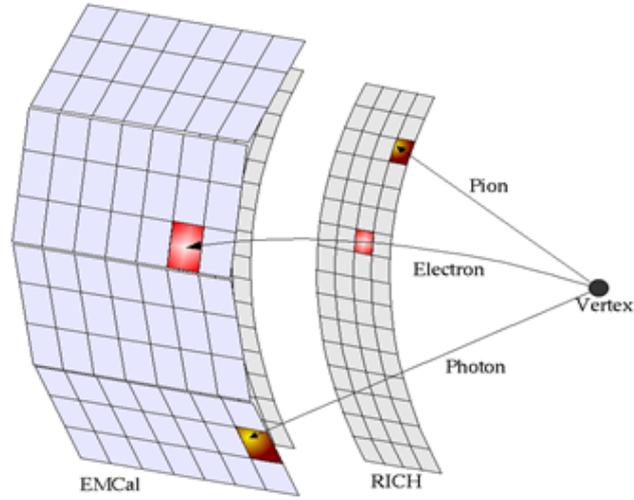


図 3.1: EMcal,RICH トリガー [9]

3.2.3 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。

3.2.4 不変質量再構成

上述の手法で選別した電子、陽電子の運動量と各粒子の位置情報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

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

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

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。

3.2.5 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、無関連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けの荷電粒子を電子、陽電子として識別したり、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関連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

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はない。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、つまり無関連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それぞれ選別し、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。

以上の過程によって作成した陽子+陽子衝突および重陽子+金原子核衝突データから得られた質量分布が図 (3.2) と図 (3.3) である。

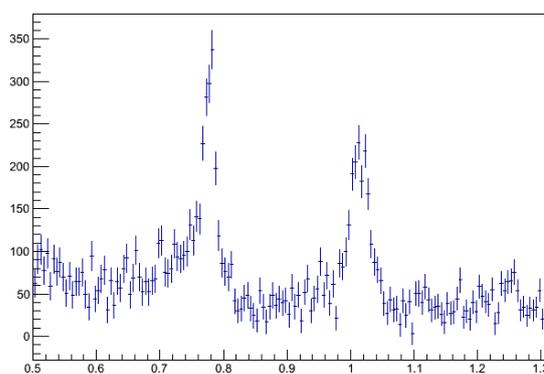
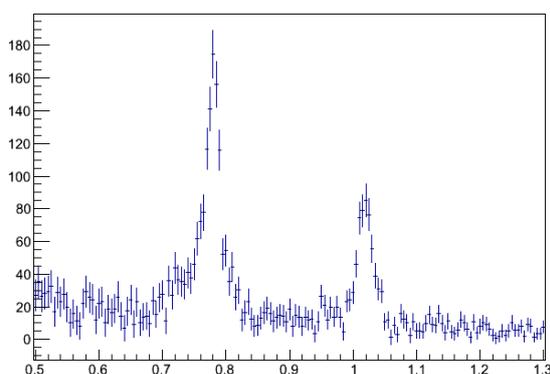


図 3.2: 陽子+陽子衝突から得られた質量分布 図 3.3: 重陽子+金原子核衝突から得られた質量分布

3.3 質量分布解析

図の質量分布に対して質量変化を仮定した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及びバックグラウンドの形や規格化、フィッティング領域の違いによる系統的な違いについて考察する。

3.3.1 フィッティング関数

relativistic Breit-Wigner 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 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。relativistic Breit-Wigner の式は次の式で記述される。

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

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[10])

relativistic Breit-Wigner 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 relativistic Breit-Wigner 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のように書ける。

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

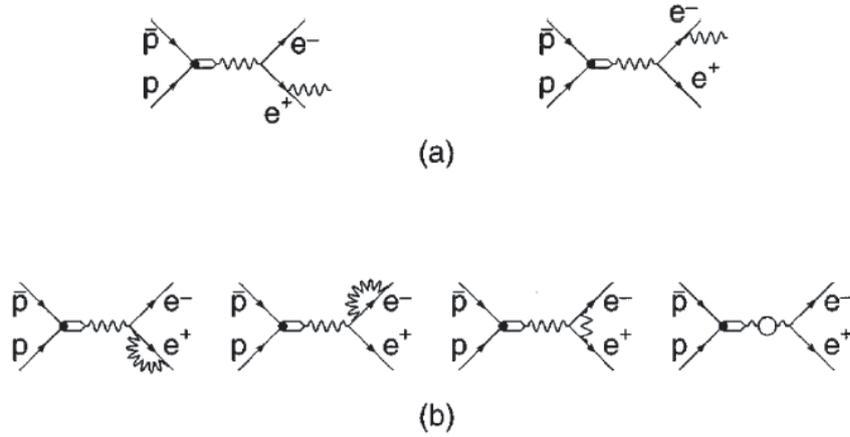


図 3.4: 光子放出のダイアグラム [11]

(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。

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

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

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

$$\begin{aligned} f(m) = & \text{(relativistic Breit-Wigner(convoluted gaussian) + radiative tail)} \\ & + \text{Breit-Wigner 分布} \\ & + \text{バックグラウンド成分} \end{aligned} \quad (3.12)$$

式 (3.12) 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 Breit-Wigner 分布によってフィッティングを行う。

3.3.2 質量変化の評価方法

式 (3.12) 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[10] に記載されている質量値及びシミュレーションによって求めた質量値 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、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。

$$\begin{pmatrix} E \\ p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\beta\gamma \\ -\beta\gamma & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m\gamma \\ -m\beta\gamma \end{pmatrix} \quad (3.14)$$

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

m : 不変質量、 v : 速さ、 c : 光速

式 (3.14) より、粒子の運動量 p (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 相内部にとどまる時間が長く、QGP 相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、質量変化した中間子の収量 R は QGP 内部で崩壊した中間子の数と考えられるため、粒子崩壊の式 (3.15) と $\beta\gamma$ を用いて次のようにかける。

$$R = 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau\gamma}\right) \quad (3.15)$$

τ : 粒子の平均寿命、 t : 時間

ここで τ は、崩壊幅 Γ を用いて $\tau = 1/\Gamma$ 、 t は QGP の半径 L と粒子の速度 β を用いて $t = L/\beta$ とかけるため式 (3.15) は以下のように変形できる。

$$R = 1 - \exp\left(-\frac{\Gamma \cdot L}{\beta\gamma}\right) \quad (3.16)$$

なお、本研究で実際にフィッティングの際に用いる変数は Δ と L であり、生成される QGP 内部の温度は一様で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 (図 (3.5)、式 (3.17))。

$$F(m) = A \times ((1 - R) \times f_1(m) + R \times f_2(m)) \quad (3.17)$$

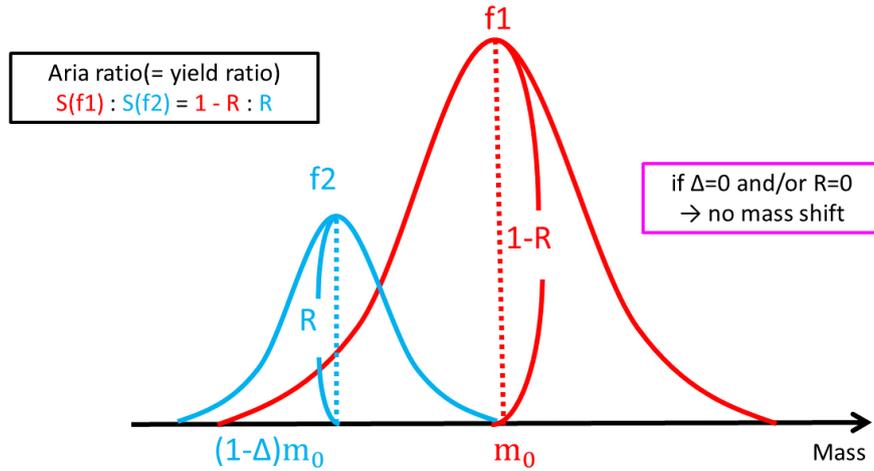


図 3.5: フィッティングモデル略図

$$f_1(m), f_2(m) = \text{relativistic Breit-Wigner} + \text{radiative tail}$$

$f_1(m)$: 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

L, Δ 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を行う。また先に述べたように R の大きさは $\beta\gamma$ に依存し、低運動量領域ほど大きな質量変化が期待されるため、運動量の大きさによる比較を行うために運動量ごとに3つの領域に分割する。この3領域を同じ変数を同時にフィッティングし、その結果からそれぞれの値と統計的信頼度を求める。

また、系統的な要因を考察するために質量中心値を文献値 [10] と以下のシミュレーション値の比較、バックグラウンドの形と規格化方法、フィッティング範囲の違いによる比較をそれぞれ行った。

3.4 zero-width single simulation

質量分布の解析を行う上で重要になるのは、カイラル対称性の破れが回復した中間子の質量中心値の文献値 [10] に対する変化量の大きさである。しかし、実際に崩壊前の質量を再構成する過程において検出器や物質との相互作用や分解能による影響を受け、物理現象の影響以外の影響で質量中心値がずれている。そのため、シミュレーションによって親粒子 (ω, ϕ) から崩壊させた電子陽電子対を検出器に通し、それらの質量を再構成することで検出器の影響を見積もる。

また検出器の分解能の大きさと横運動量依存性による影響を見積もるために、生成する親粒子の崩壊幅 Γ を 0 にしてシミュレーションを行う。

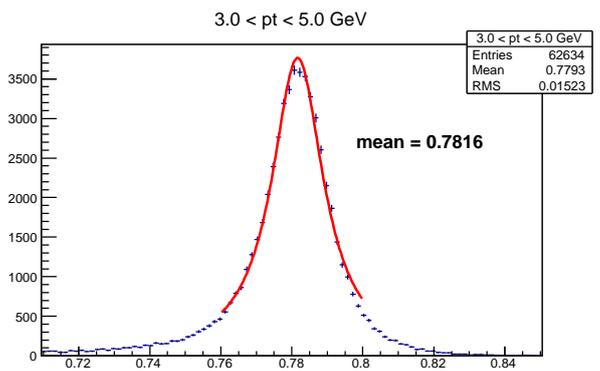
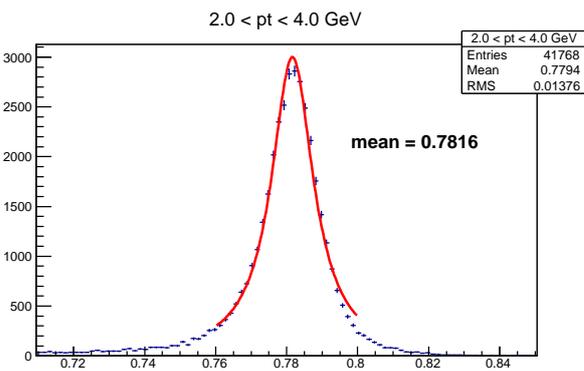
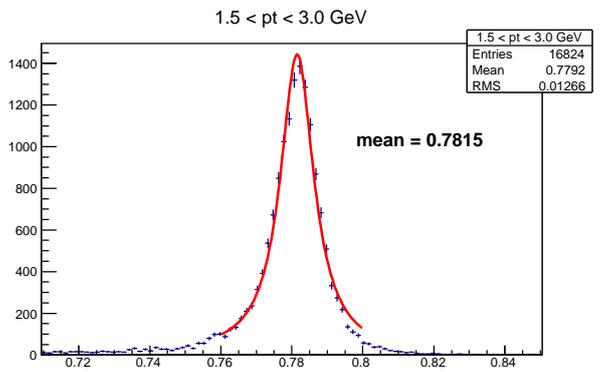
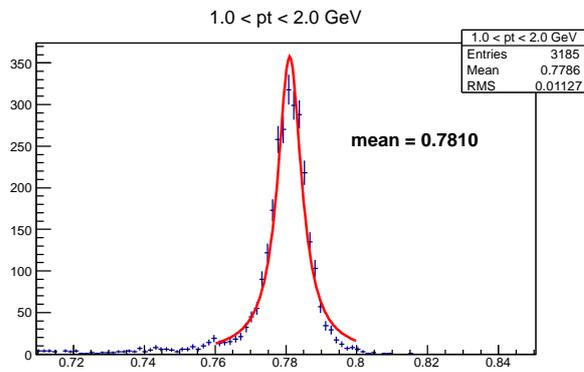
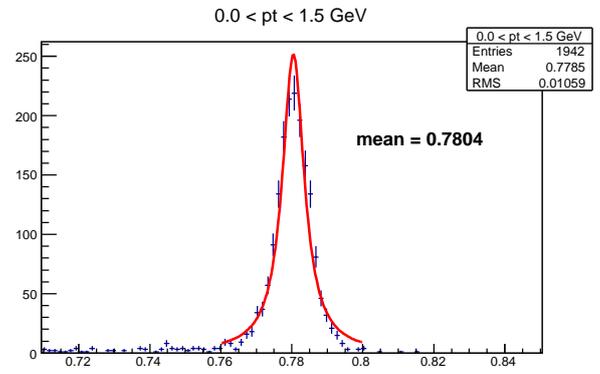
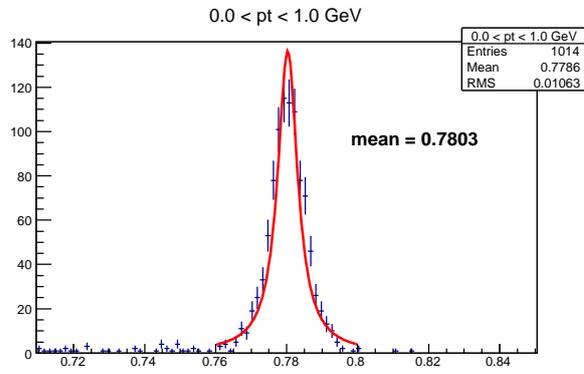


図 3.6: p+p 解析に用いる pt 領域

図 3.7: d+Au 解析に用いる pt 領域

single-simulation による ω 中間子の質量領域における分布

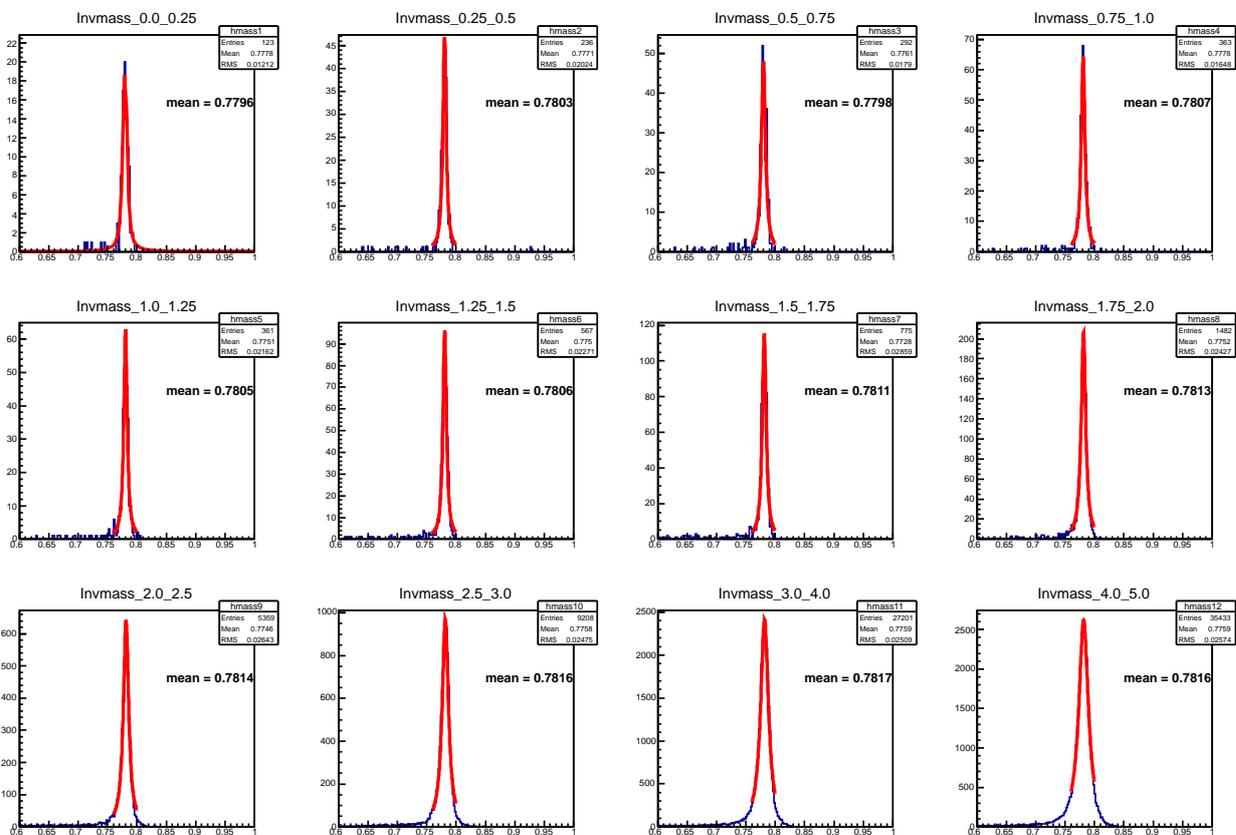


図 3.8: 各 pt 領域における ω 中間子の質量分布

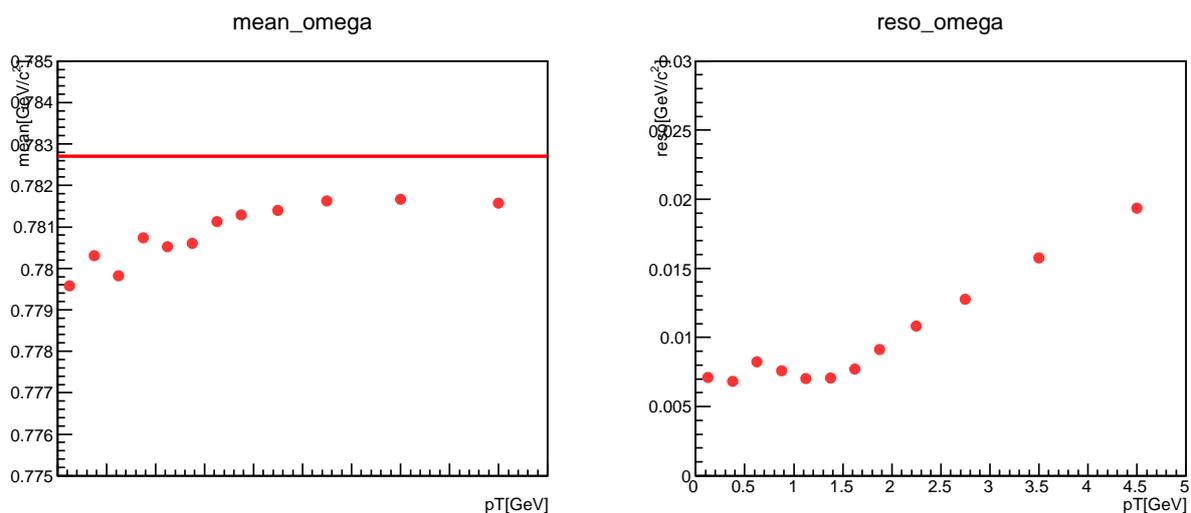


図 3.9: 左図:pt と質量中心値の関係。赤線は ω 中間子質量の文献値 [10], 右図:pt と分解能の関係

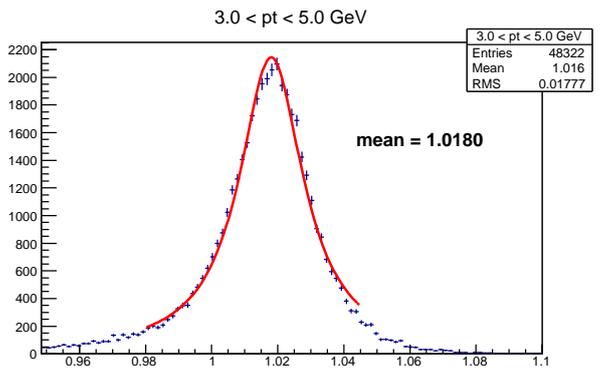
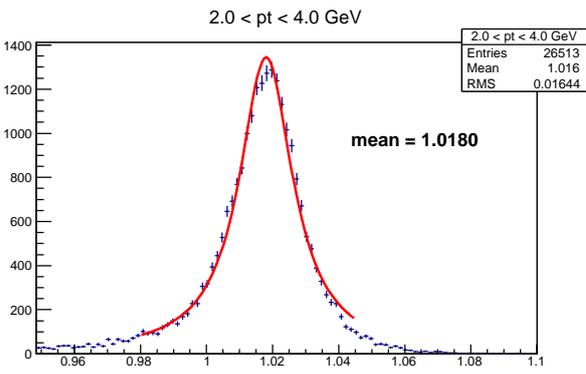
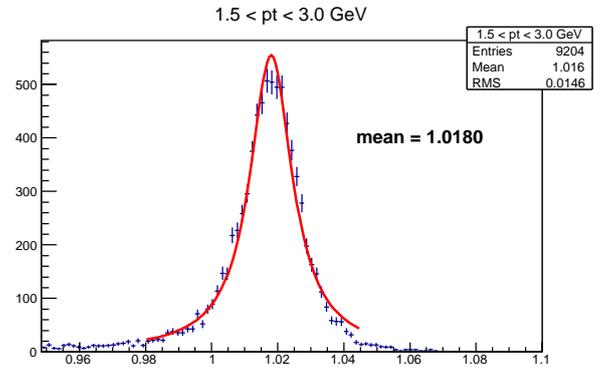
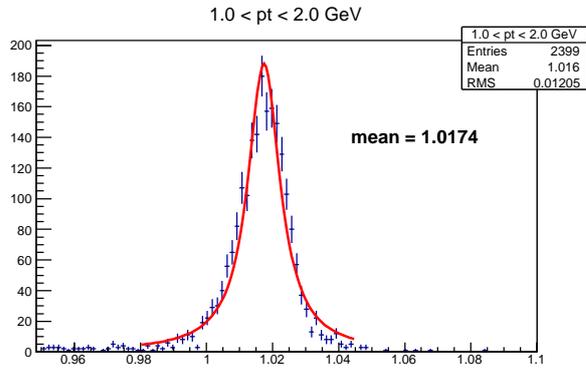
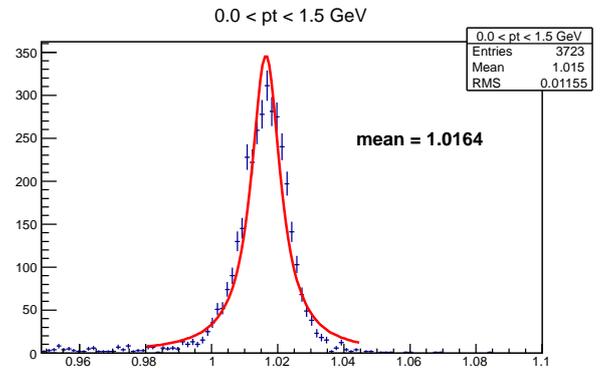
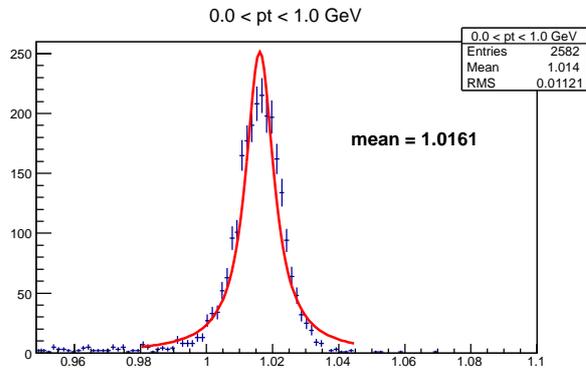


図 3.10: p+p 解析に用いる pt 領域

図 3.11: d+Au 解析に用いる pt 領域

single-simulation による ϕ 中間子の質量領域における分布

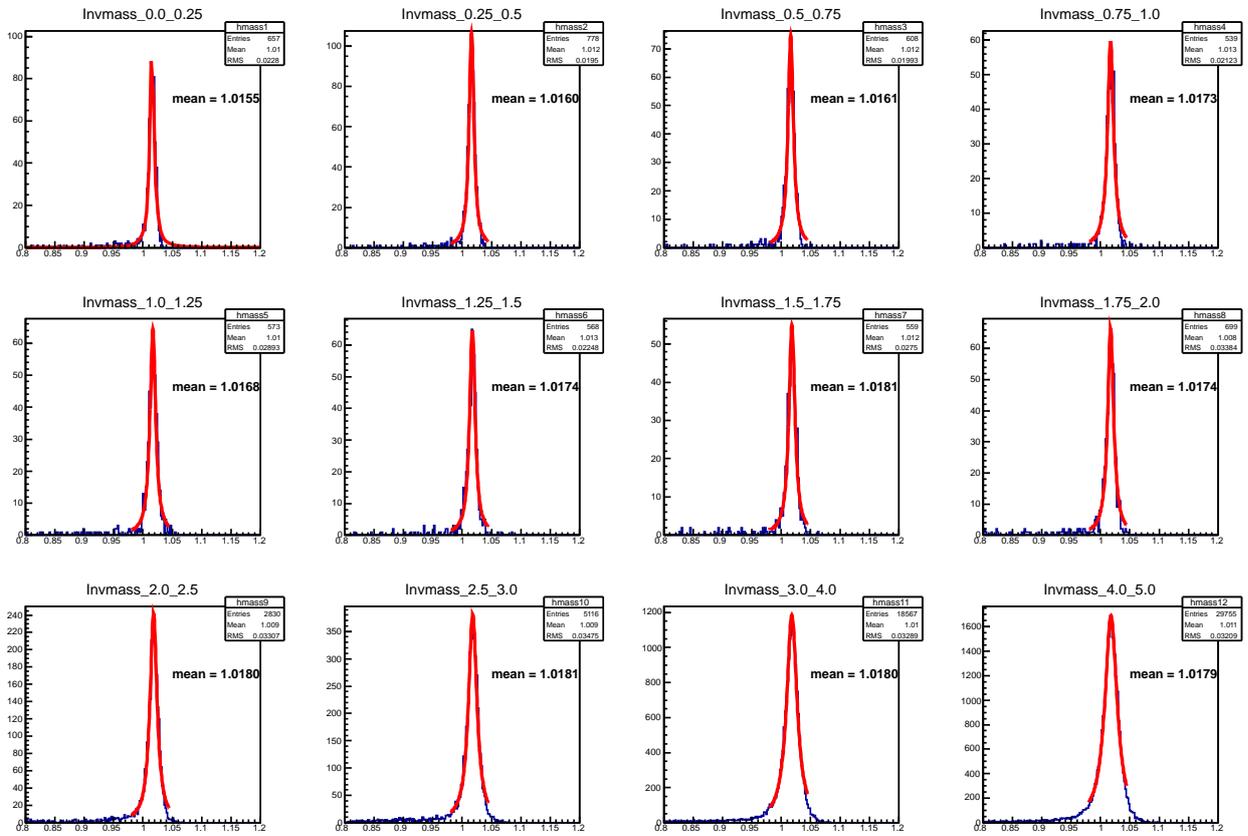


図 3.12: 各 pt 領域における ϕ 中間子の質量分布

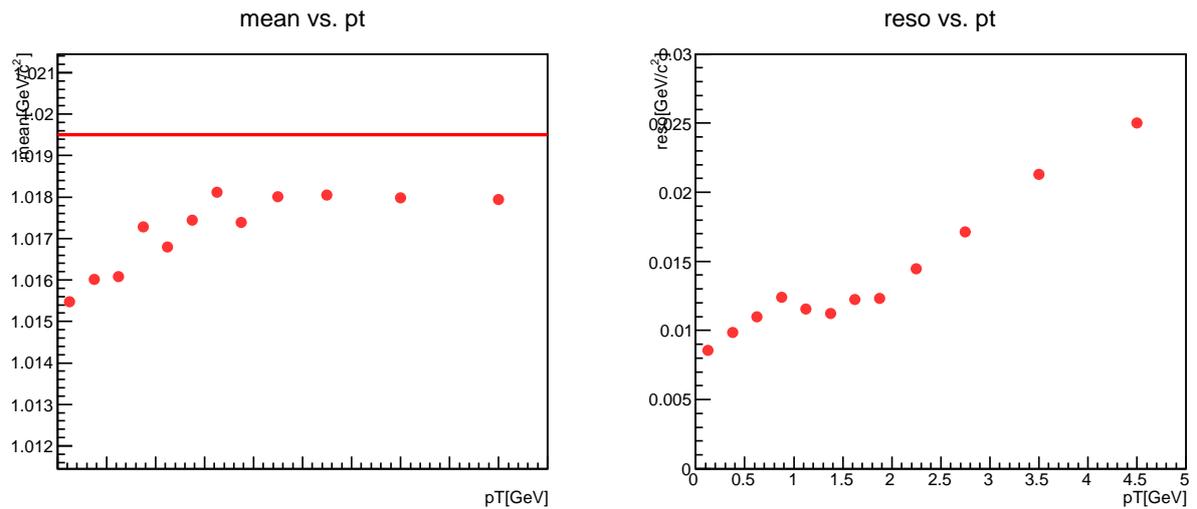


図 3.13: 左図:pt と質量中心値の関係。赤線は ϕ 中間子質量の文献値 [10], 右図:pt と分解能の関係

第4章 結果

ω 、 ϕ 中間子それぞれの質量中心値付近でフィッティングを行った結果を以下に示す。それぞれのヒストグラムに描かれている線の色と種類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 χ^2 が最小となる最適値から $\chi^2 + 1$ となる値までの範囲を 1σ としている。

4.1 陽子+陽子衝突

4.1.1 ω 中間子 (質量中心値=文献値)

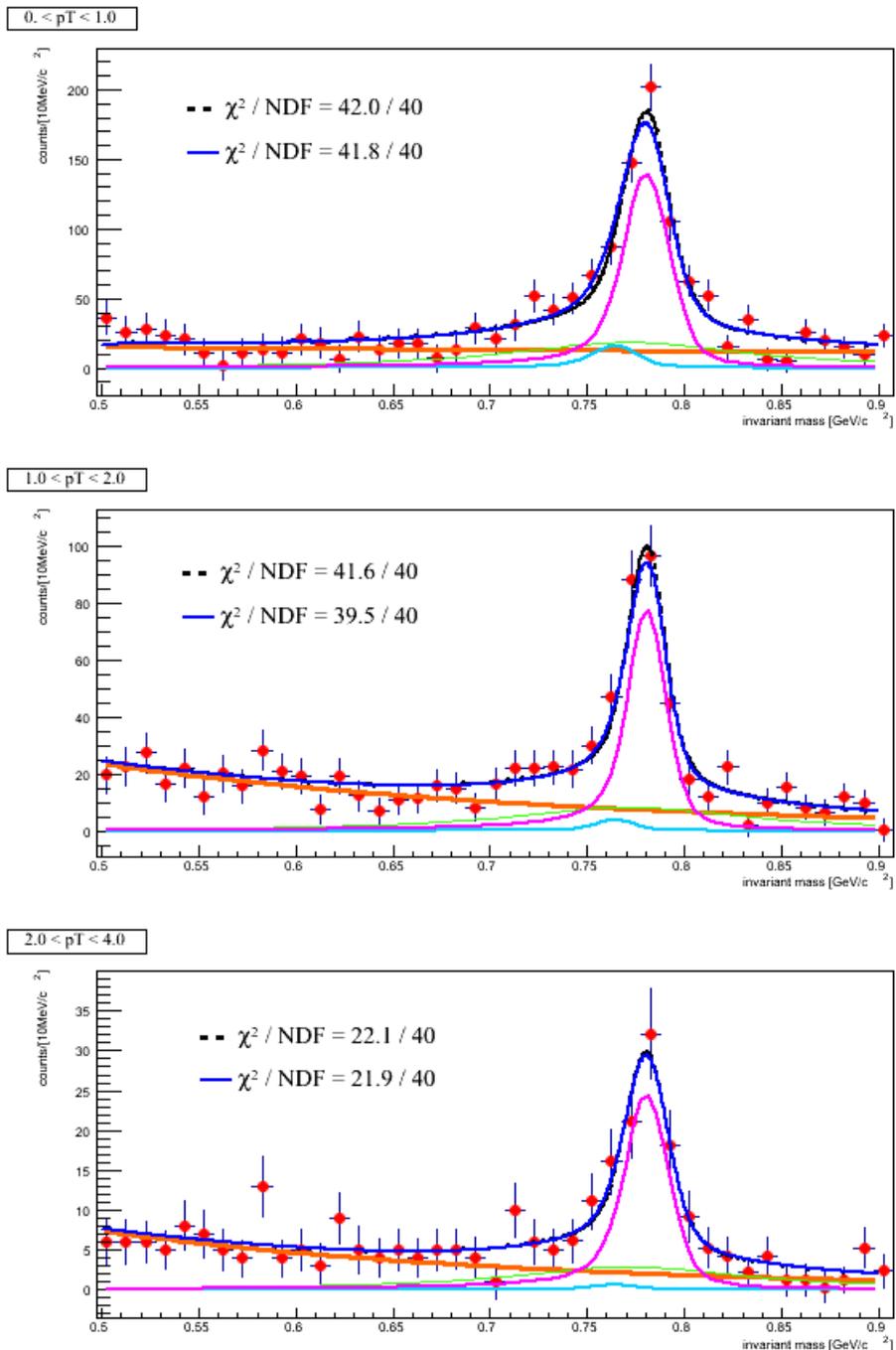


図 4.1: ω 中間子の領域でフィッティングした質量分布曲線 (p+p)

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, 5.485。質量変化は、 $1 - \Delta = 0.979^{+0.016}_{-0.021}[\text{GeV}/c^2]$ 、物質相の半径 L は、 $L = 0.101^{+0.068}_{-0.068}$ であった。この結果から、 1.3σ 以内で質量変化なしと整合した。

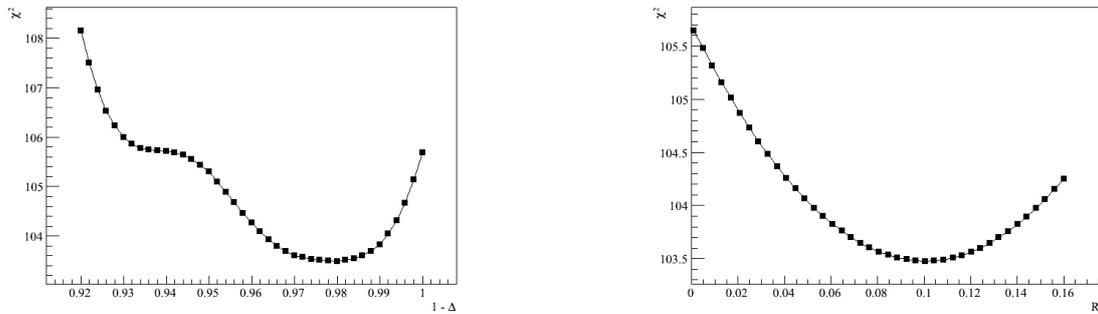


図 4.2: $1 + \Delta$ と L の χ^2 分布 ($p+p$)

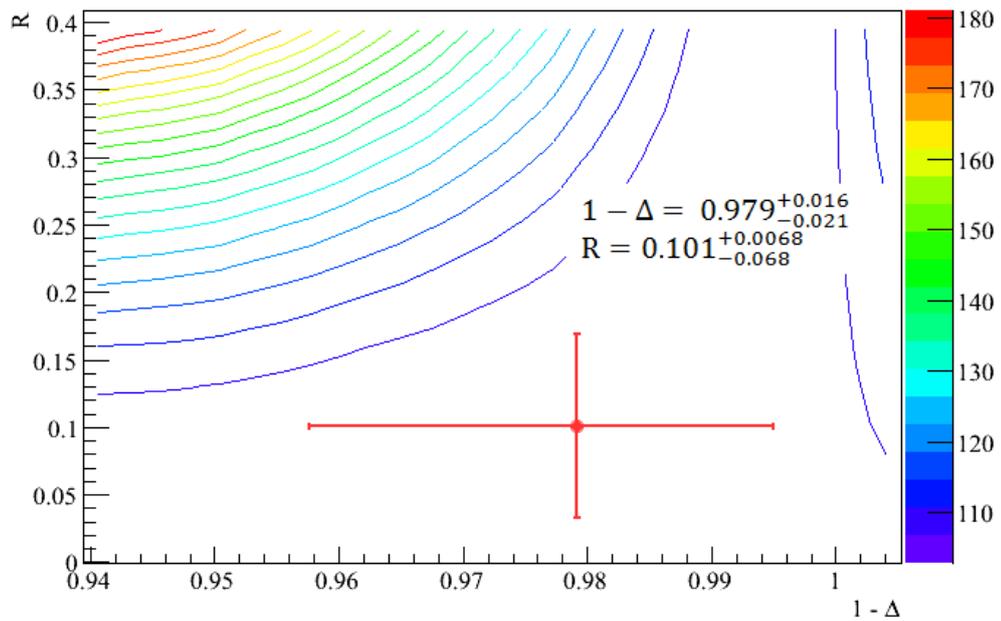


図 4.3: $(1 + \Delta)$ 、 L の χ^2 分布の二次元ヒストグラム ($p+p$)

図 (4.3) は 2 つの変数の値に対する χ^2 をプロットしたものである。赤点は最も χ^2 の値が良かった点であり、図 (4.2) はその点の χ^2 分布を射影したものである。また、エラーバーは赤点の χ^2 から 1 だけ増加した値までを示している。

4.1.2 ω 中間子 (質量中心値=シミュレーション値)

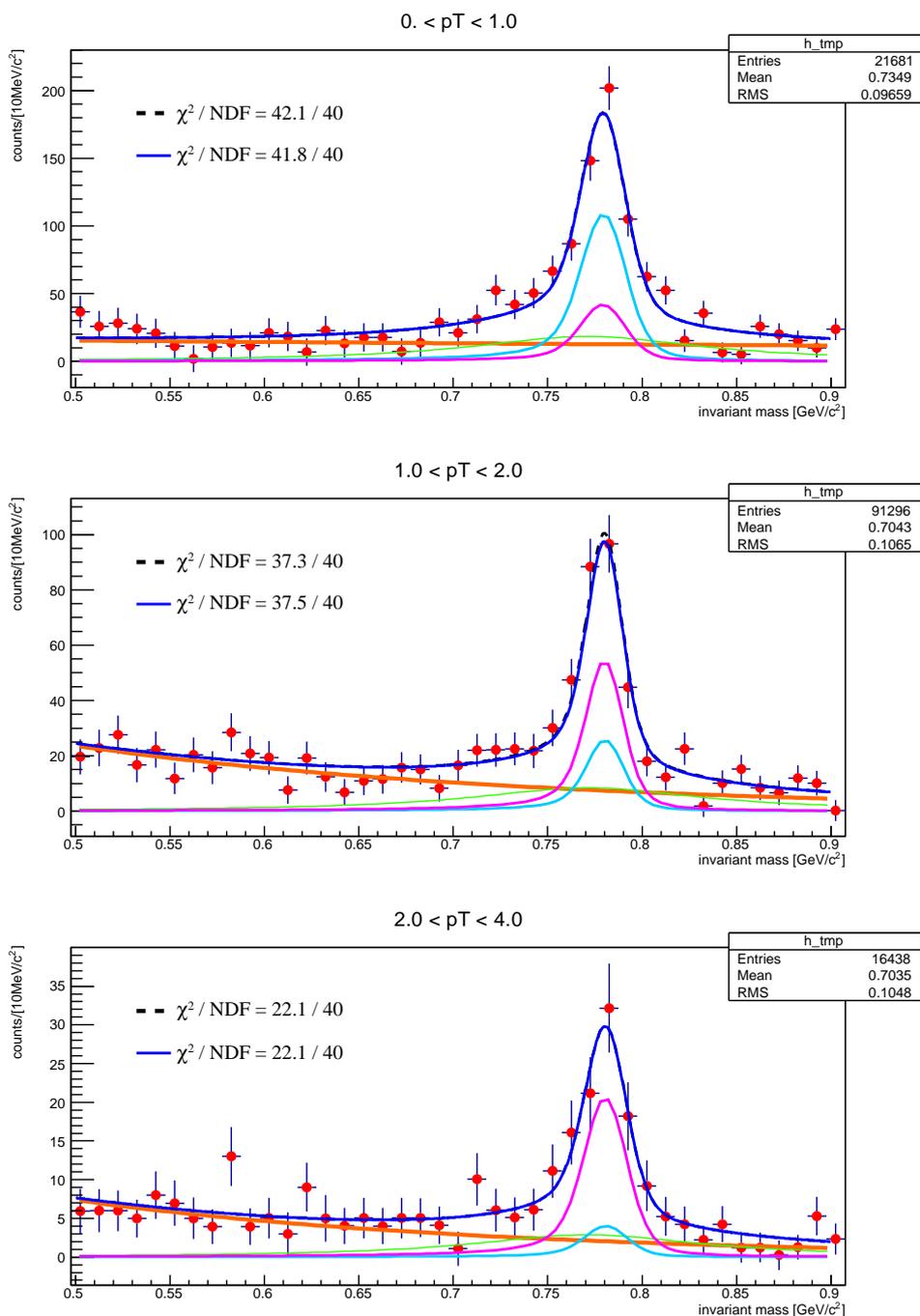


図 4.4: ω 中間子の領域でフィッティングした質量分布曲線 (p+p)

ω 中間子について、各 pT 領域での $\beta\gamma$ は低 pT 領域から 1.01, 2.04, 5.4.85。質量変化は、 $1 - \Delta = 1.000^{+0.002}_{-0.002} [GeV/c^2]$ 、物質相の半径は、 $L = 0.722$ であった。この結果から、統計誤差の範囲内で質量変化なしと整合した。

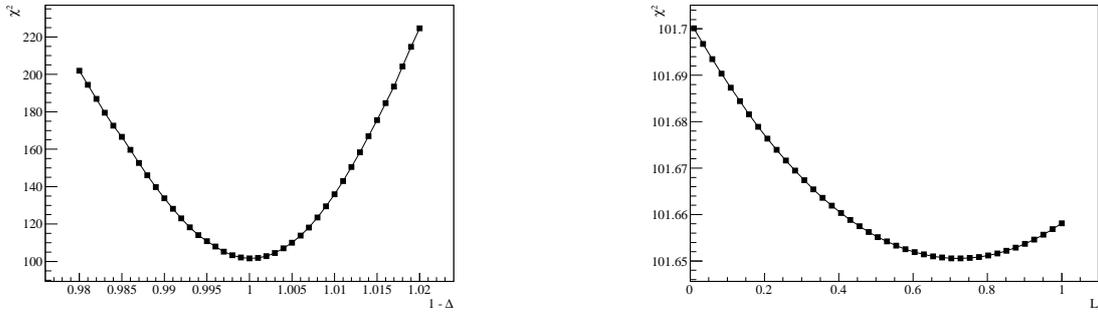


図 4.5: $1 + \Delta$ と L の χ^2 分布 (p+p)

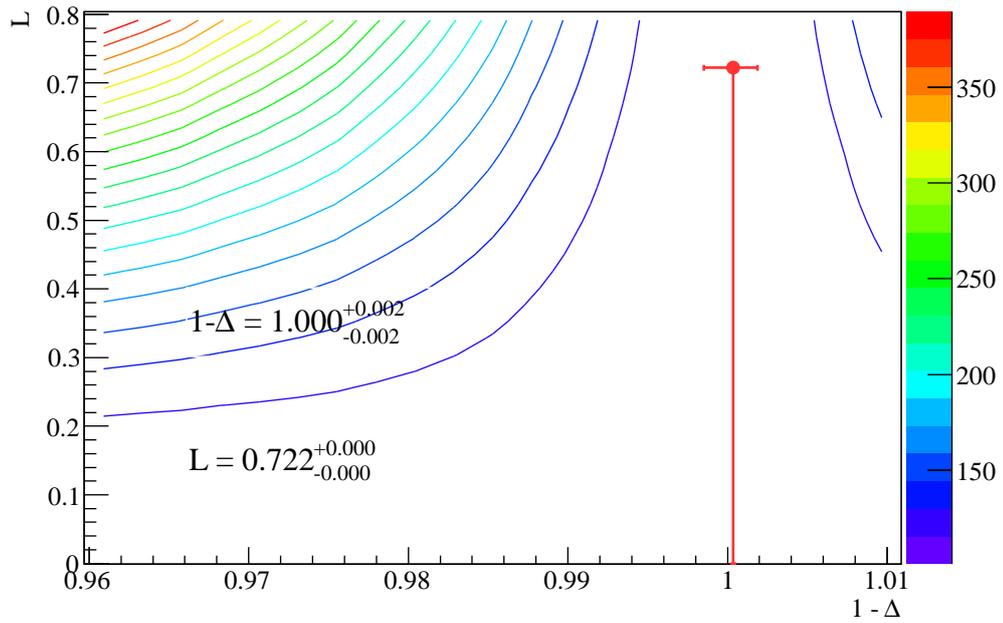


図 4.6: $(1 + \Delta)$ 、 L の χ^2 分布の二次元ヒストグラム (p+p)

図 (4.6) は 2 つの変数の値に対する χ^2 をプロットしたものである。赤点は最も χ^2 の値が良かった点であり、図 (4.5) はその点の χ^2 分布を射影したものである。また、エラーバーは赤点の χ^2 から 1 だけ増加した値までを示している。

4.1.3 ϕ 中間子 (質量中心値=文献値)

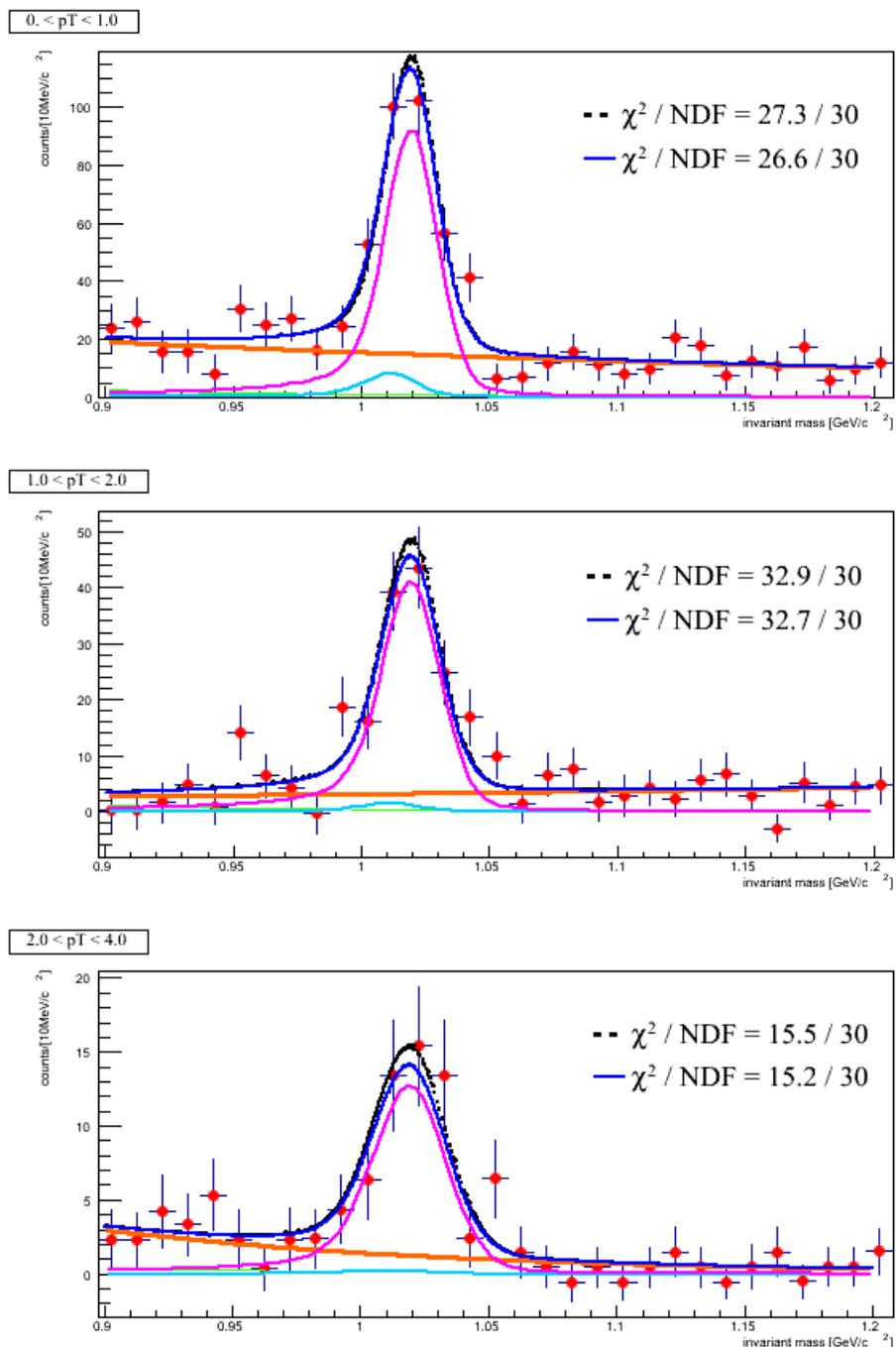


図 4.7: ϕ 中間子の領域でフィッティングした質量分布曲線 ($p+p$)

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、 $1 - \Delta = 0.992^{+0.09}_{-0.09} [\text{GeV}/c^2]$ 、物質相の半径 L は、 $L = 0.079^{+0.13}_{-0.13}$ であった。この結果から、統計誤差の範囲内で質量変化なしと整合した。

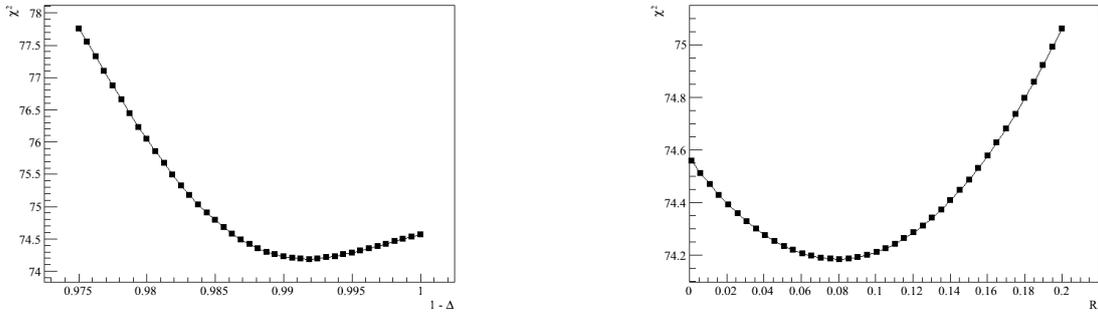


図 4.8: $1 + \Delta$ と L の χ^2 分布 (p+p)

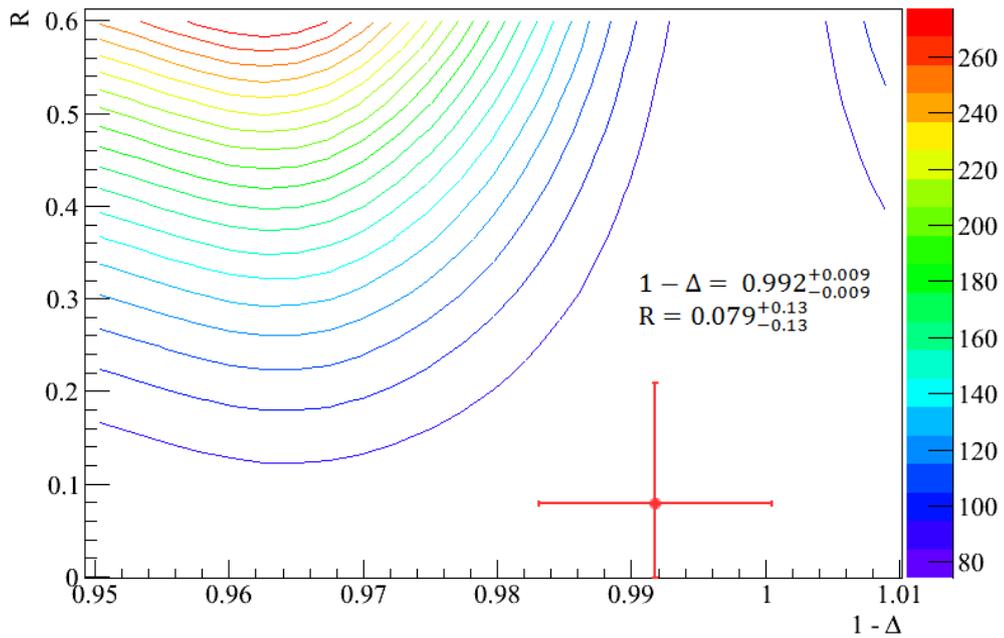


図 4.9: $(1 + \Delta)$ 、 R の χ^2 分布の 二次元ヒストグラム (p+p)

図 (4.9) は 2 つの変数の値に対する χ^2 をプロットしたものである。赤点は最も χ^2 の値が良かった点であり、図 (4.8) はその点の χ^2 分布を射影したものである。また、エラーバーは赤点の χ^2 から 1 だけ増加した値までを示している。

4.1.4 ϕ 中間子 (質量中心値=シミュレーション値)

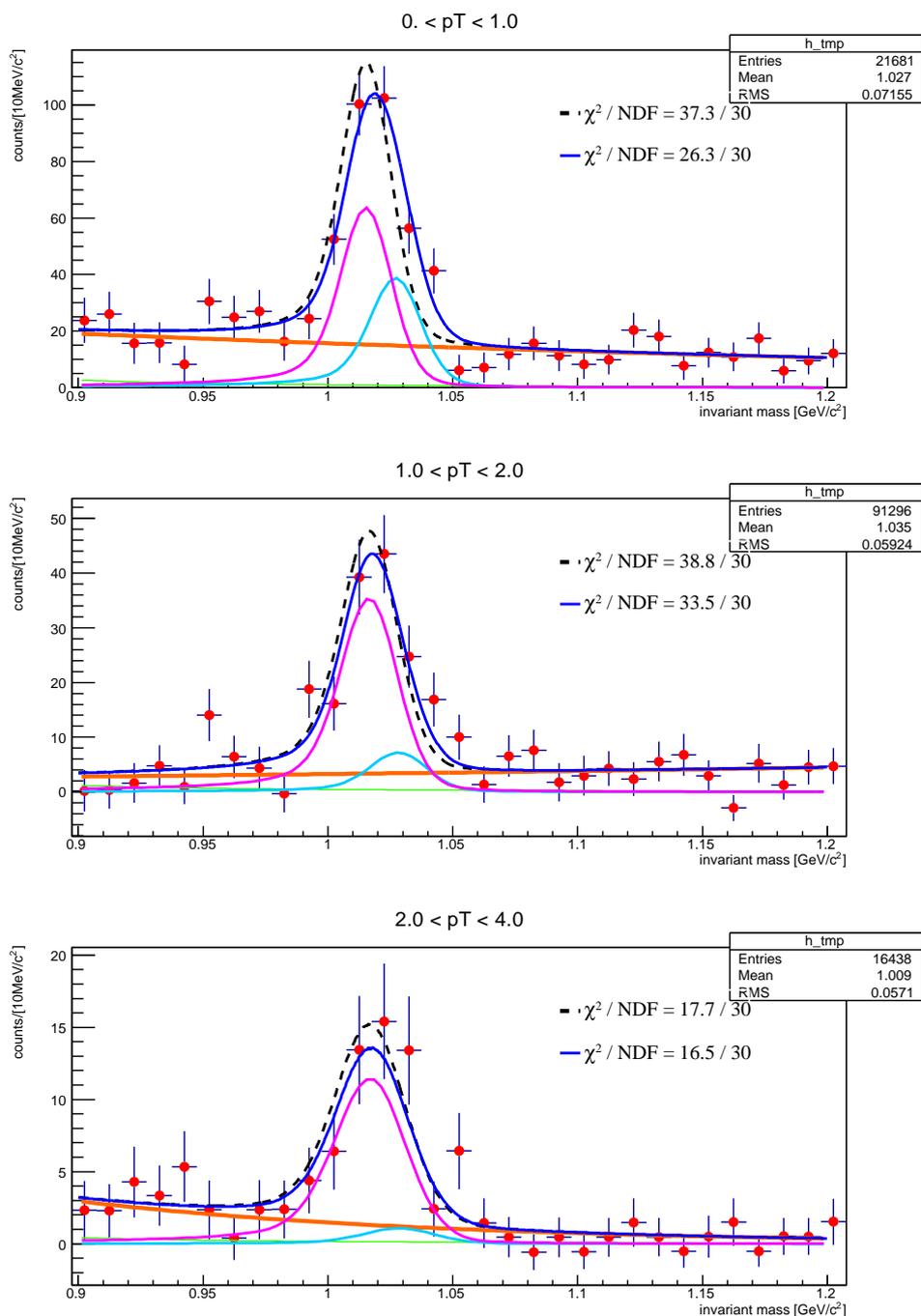


図 4.10: ω 中間子の領域でフィッティングした質量分布曲線 (p+p)

ϕ 中間子について、各 pT 領域での $\beta\gamma$ は低 pT 領域から 0.74, 1.82, 3.68。質量変化は、 $1 - \Delta = 1.012^{+0.003}_{-0.003}[\text{GeV}/c^2]$ 、物質相の半径 L は、 $L = 0.379^{+0.09}_{-0.09}$ であった。この結果から、 t 統計誤差の範囲を超えて質量変化なしを観測した。

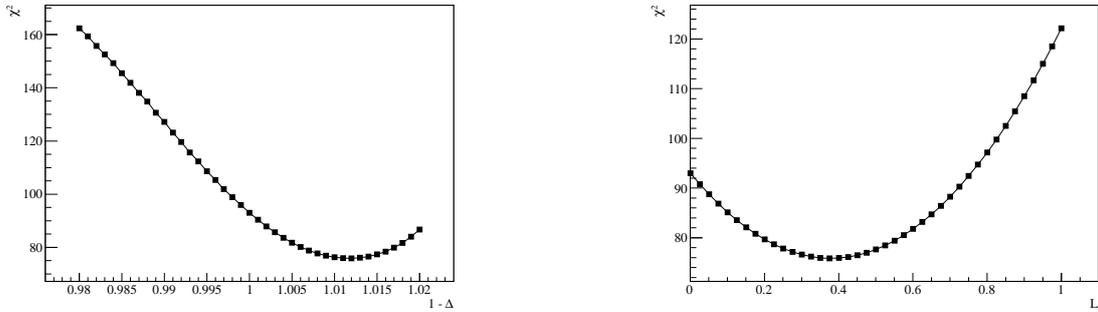


図 4.11: $1 + \Delta$ と L の χ^2 分布 (p+p)

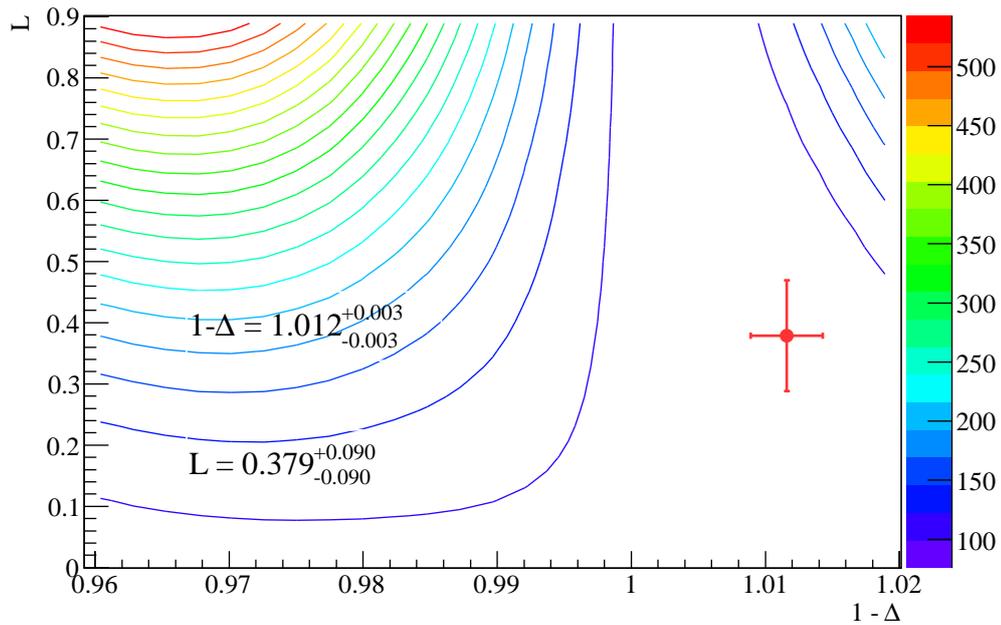


図 4.12: $(1 + \Delta)$ 、 L の χ^2 分布の二次元ヒストグラム (p+p)

図 (4.12) は 2 つの変数の値に対する χ^2 をプロットしたものである。赤点は最も χ^2 の値が良かった点であり、図 (4.11) はその点の χ^2 分布を射影したものである。また、エラーバーは赤点の χ^2 から 1 だけ増加した値までを示している。

4.2 重陽子+金原子核衝突

4.2.1 ω 中間子 (質量中心値=文献値)

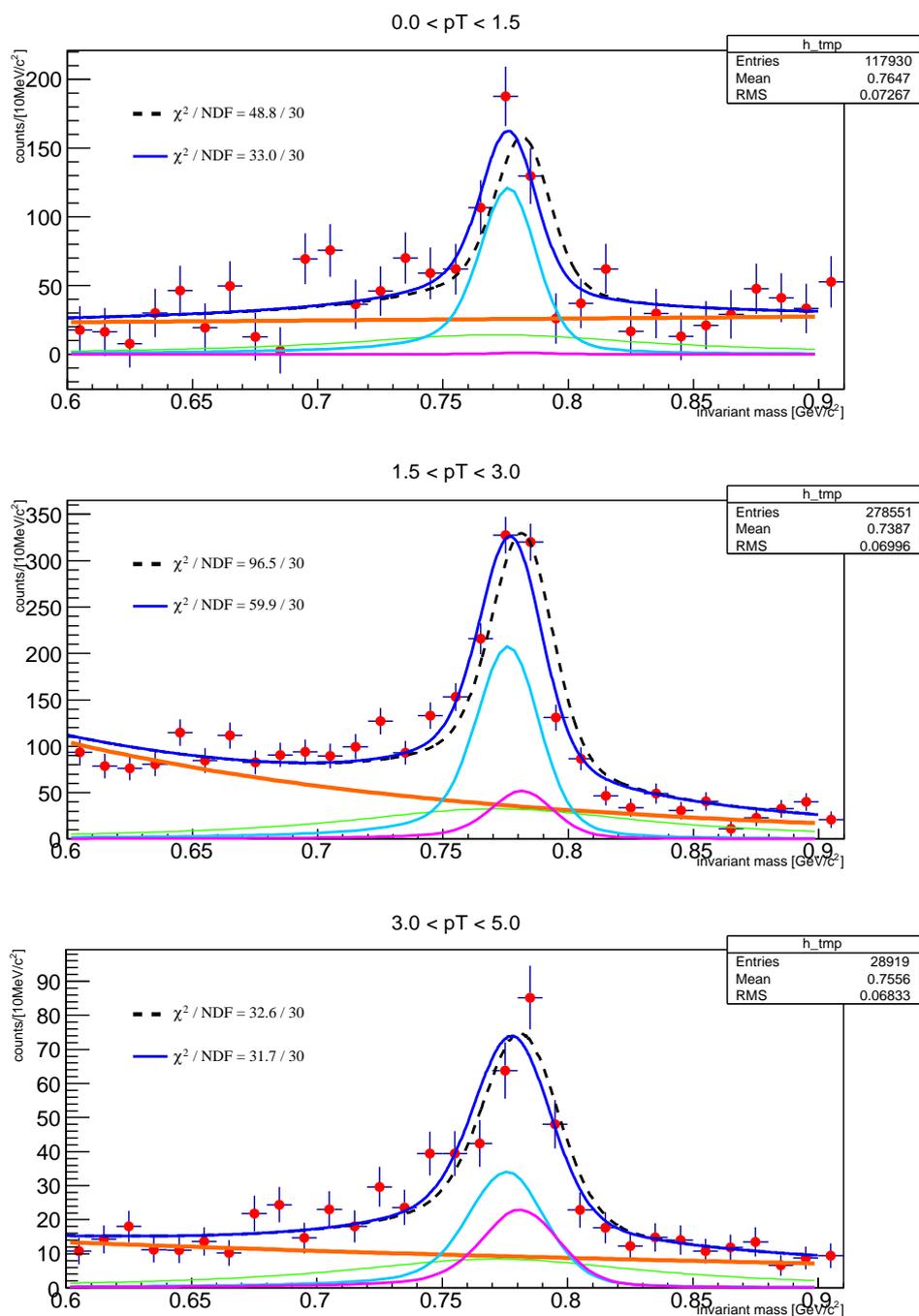


図 4.13: ω 中間子の領域でフィッティングした質量分布曲線 (d+Au)

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 0.96, 2.88, 5.11。質量変化は、 $1 - \Delta = 0.993^{+0.001}_{-0.001} [\text{GeV}/c^2]$ 、物質相の半径 L は、 $L = 4.58^{+2.275}_{-1.475}$ であった。この結果から、統計誤差を超えて質量変化を観測した。

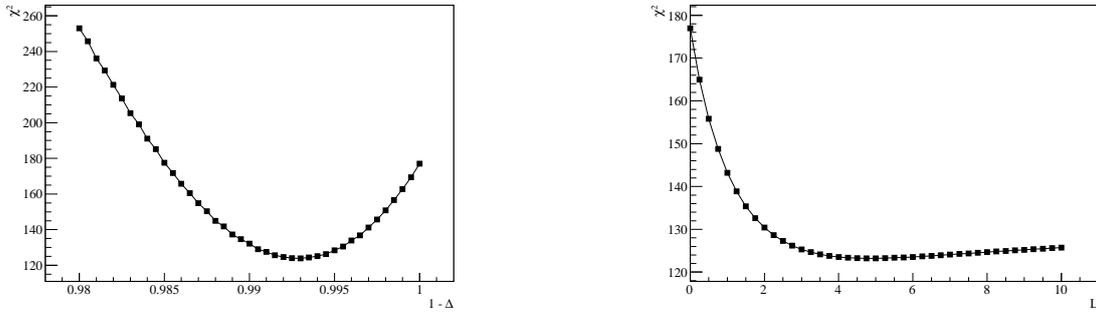


図 4.14: $1 + \Delta$ と L の χ^2 分布 (d+Au)

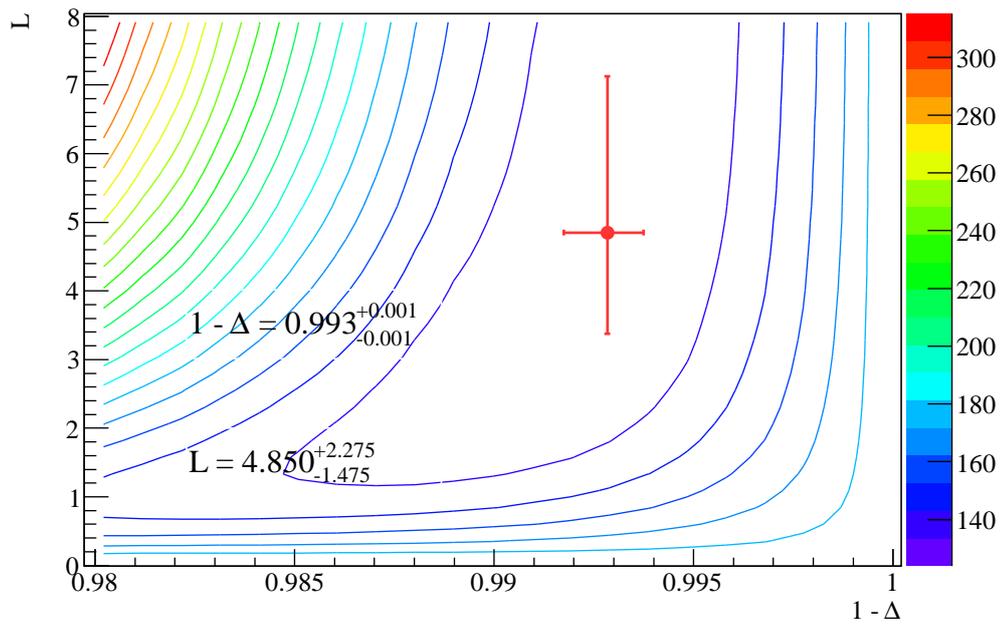


図 4.15: $(1 + \Delta)$ 、 L の χ^2 分布の二次元ヒストグラム (d+Au)

図 (4.15) は 2 つの変数の値に対する χ^2 をプロットしたものである。赤点は最も χ^2 の値が良かった点であり、図 (4.14) はその点の χ^2 分布を射影したものである。また、エラーバーは赤点の χ^2 から 1 だけ増加した値までを示している。

4.2.2 ω 中間子 (質量中心値=シミュレーション値)

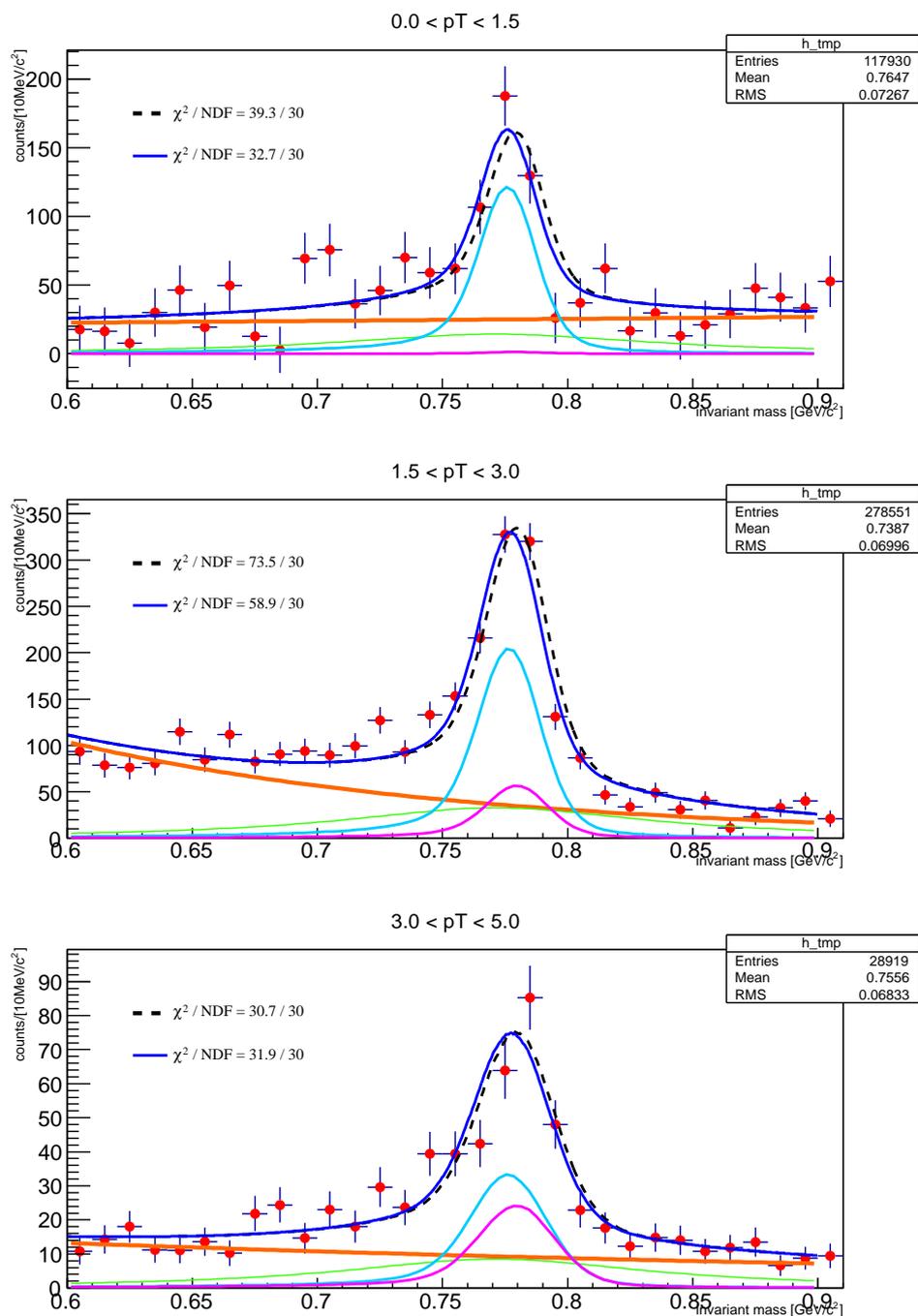


図 4.16: ω 中間子の領域でフィッティングした質量分布曲線 (d+Au)

ω 中間子について、各 pT 領域での $\beta\gamma$ は低 pT 領域から 0.96, 2.88, 5.11。質量変化は、 $1 - \Delta = 0.996^{+0.001}_{-0.001} [\text{GeV}/c^2]$ 、物質相の半径 L は、 $L = 4.607^{+4.268}_{-1.982}$ であった。この結果から、統計誤差を超えて質量変化を観測した。

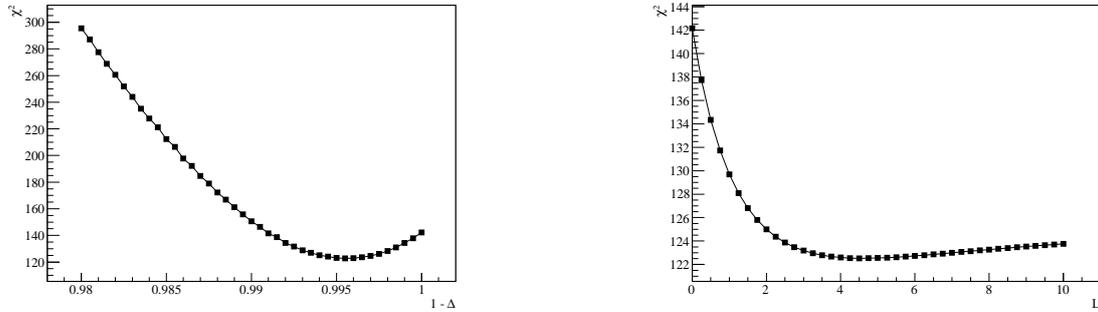


図 4.17: $1 + \Delta$ と L の χ^2 分布 (d+Au)

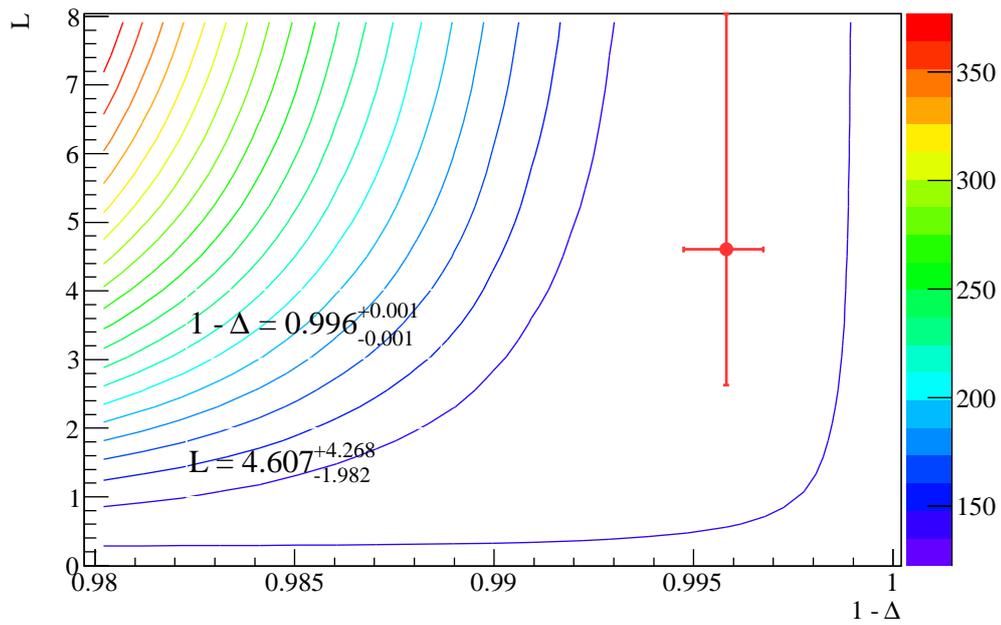


図 4.18: $(1 + \Delta)$ 、 L の χ^2 分布の二次元ヒストグラム (d+Au)

図 (4.18) は 2 つの変数の値に対する χ^2 をプロットしたものである。赤点は最も χ^2 の値が良かった点であり、図 (4.17) はその点の χ^2 分布を射影したものである。また、エラーバーは赤点の χ^2 から 1 だけ増加した値までを示している。

4.2.3 ϕ 中間子 (質量中心値=文献値)

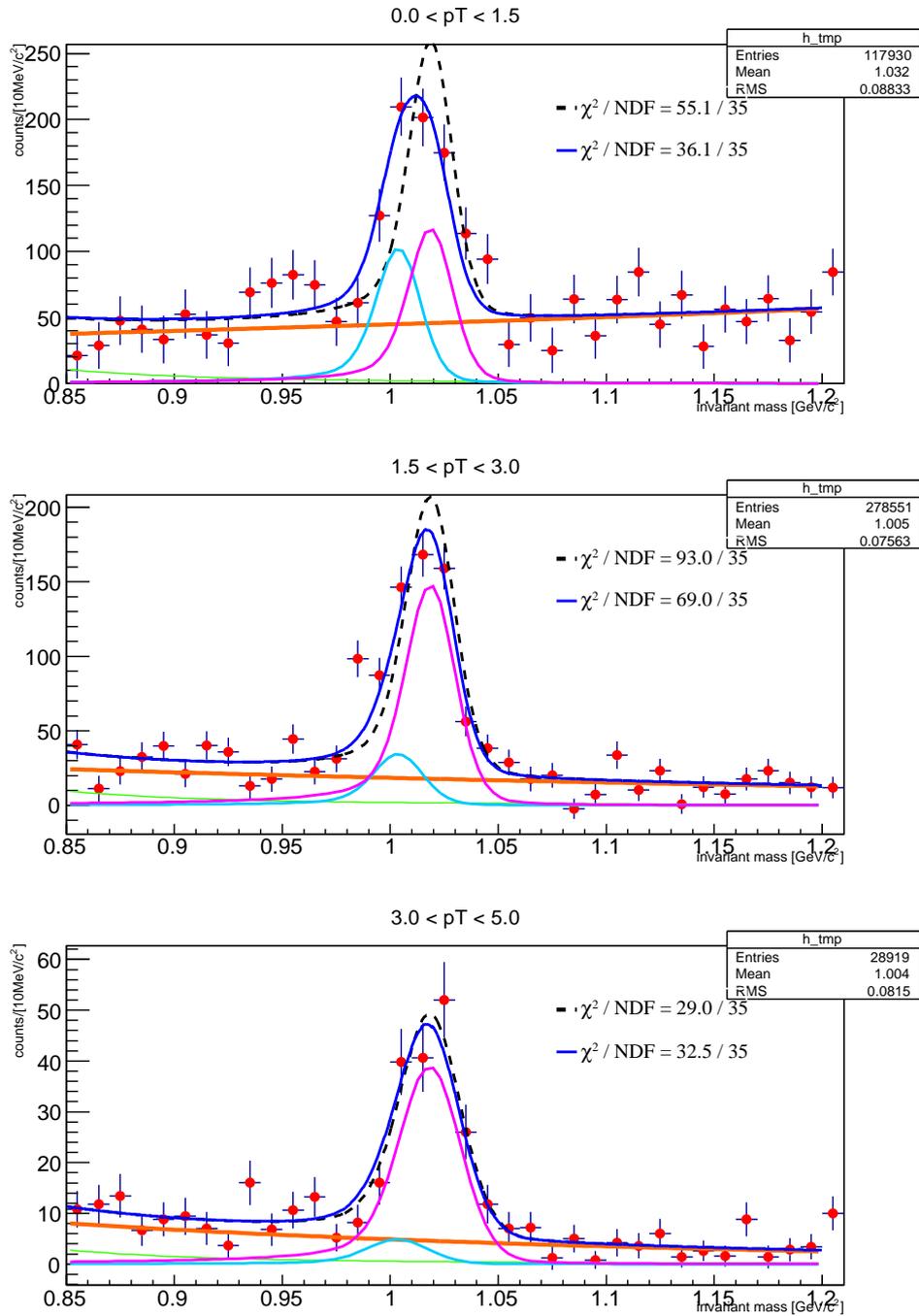


図 4.19: ϕ 中間子の領域でフィッティングした質量分布曲線 ($d+Au$)

ϕ 中間子について、各 pT 領域での $\beta\gamma$ は低 pT 領域から 0.96, 2.88, 5.11。質量変化は、 $1 - \Delta = 0.985^{+0.001}_{-0.002} [\text{GeV}/c^2]$ 、物質相の半径 L は、 $L = 0.628^{+0.184}_{-0.066}$ であった。この結果から、統計誤差を超えて質量変化を観測した。

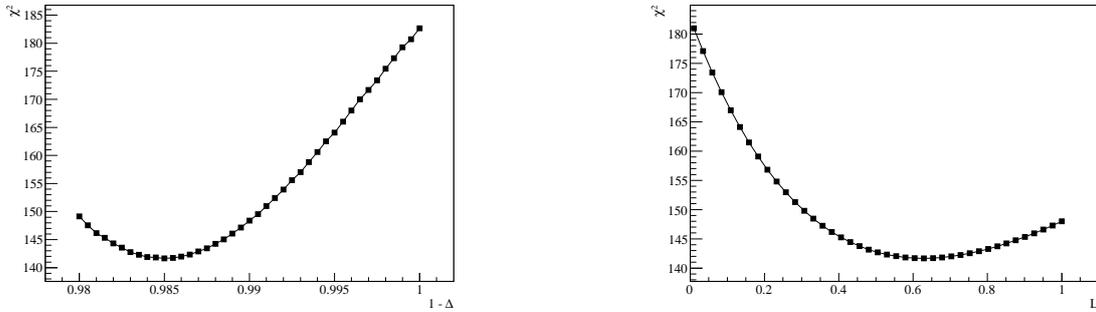


図 4.20: $1 + \Delta$ と L の χ^2 分布 (d+Au)

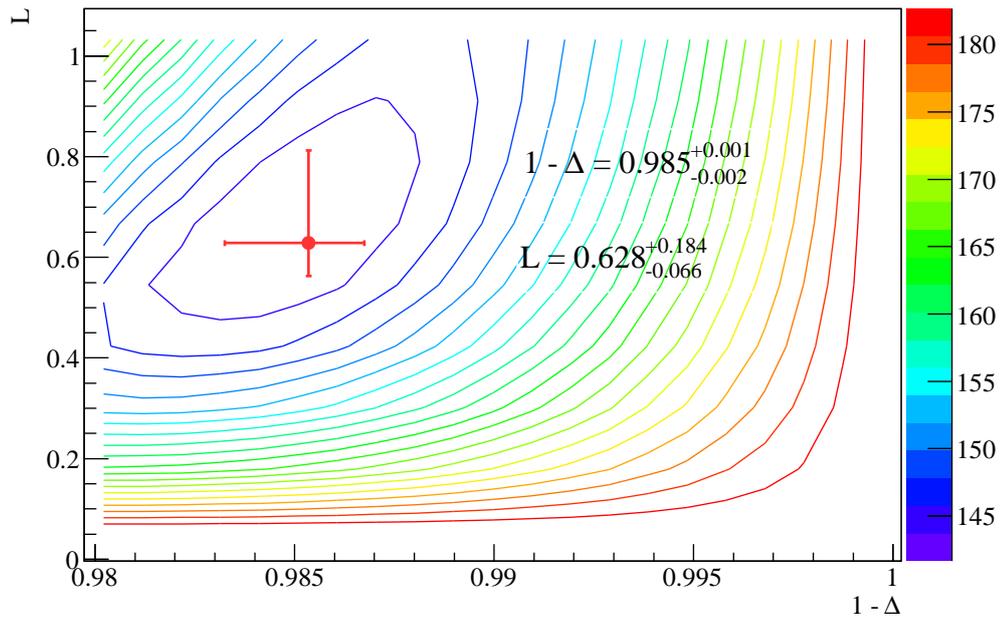


図 4.21: $(1 + \Delta)$ 、 L の χ^2 分布の二次元ヒストグラム (d+Au)

図 (4.21) は 2 つの変数の値に対する χ^2 をプロットしたものである。赤点は最も χ^2 の値が良かった点であり、図 (4.20) はその点の χ^2 分布を射影したものである。また、エラーバーは赤点の χ^2 から 1 だけ増加した値までを示している。

4.2.4 ϕ 中間子 (質量中心値=シミュレーション値)

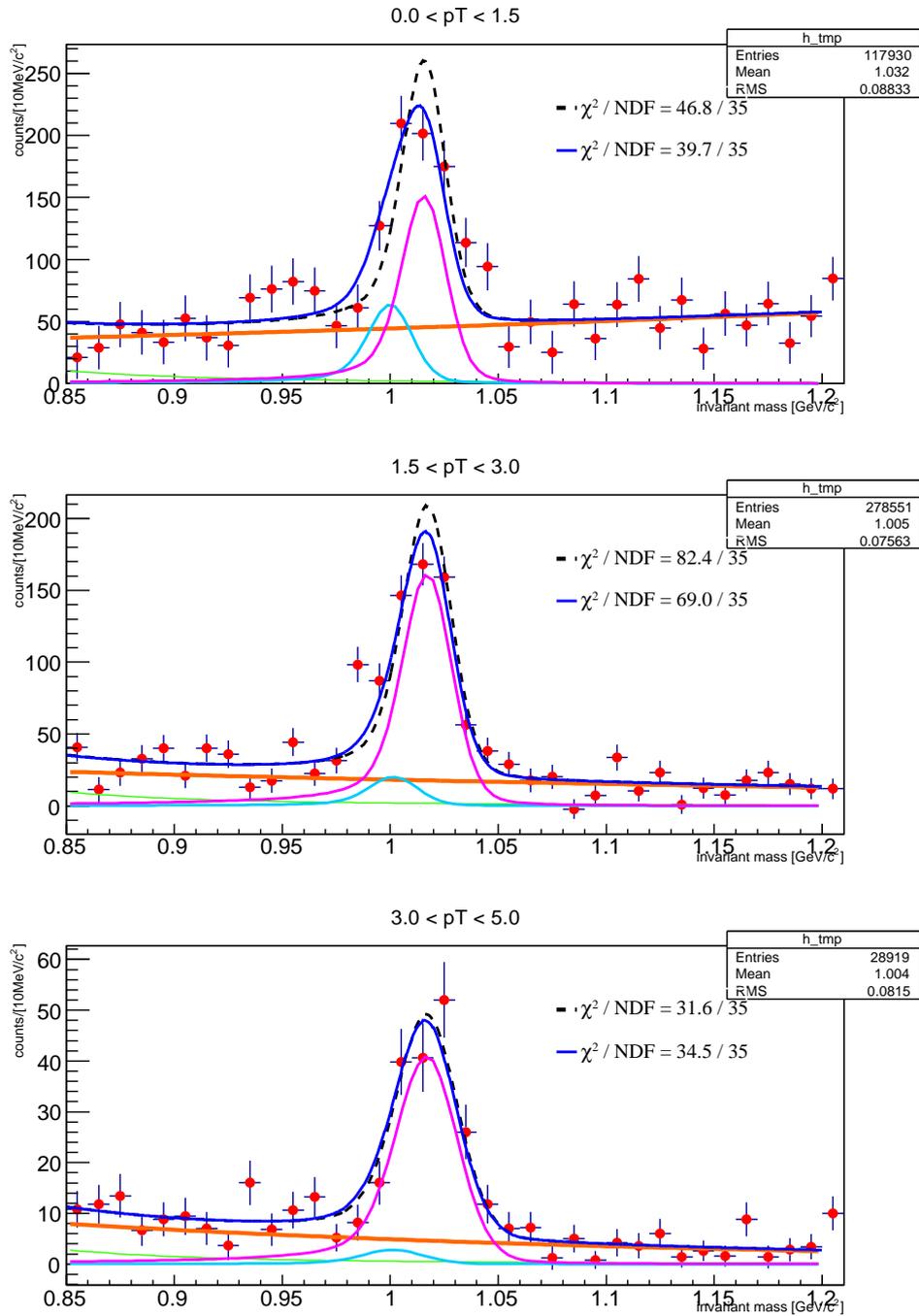


図 4.22: ϕ 中間子の領域でフィッティングした質量分布曲線 ($d+Au$)

ϕ 中間子について、各 pT 領域での $\beta\gamma$ は低 pT 領域から 0.96, 2.88, 5.11。質量変化は、 $1 - \Delta = 0.985^{+0.003}_{-0.003} [\text{GeV}/c^2]$ 、物質相の半径 L は、 $L = 0.351^{+0.086}_{-0.039}$ であった。この結果から、統計誤差を超えて質量変化を観測した。

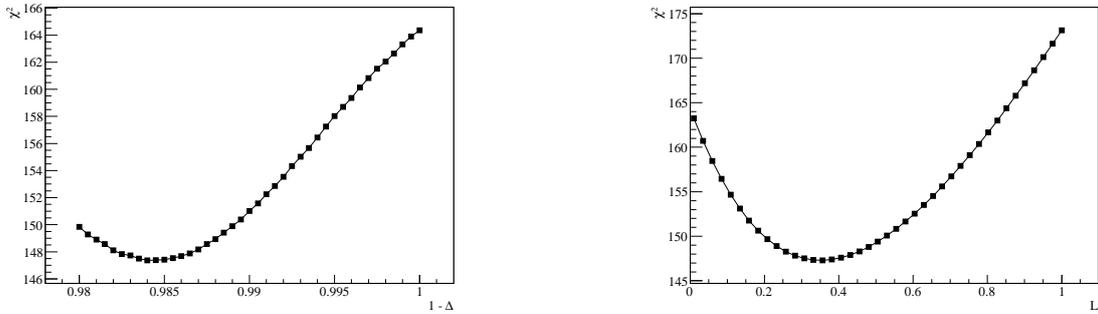


図 4.23: $1 + \Delta$ と L の χ^2 分布 (d+Au)

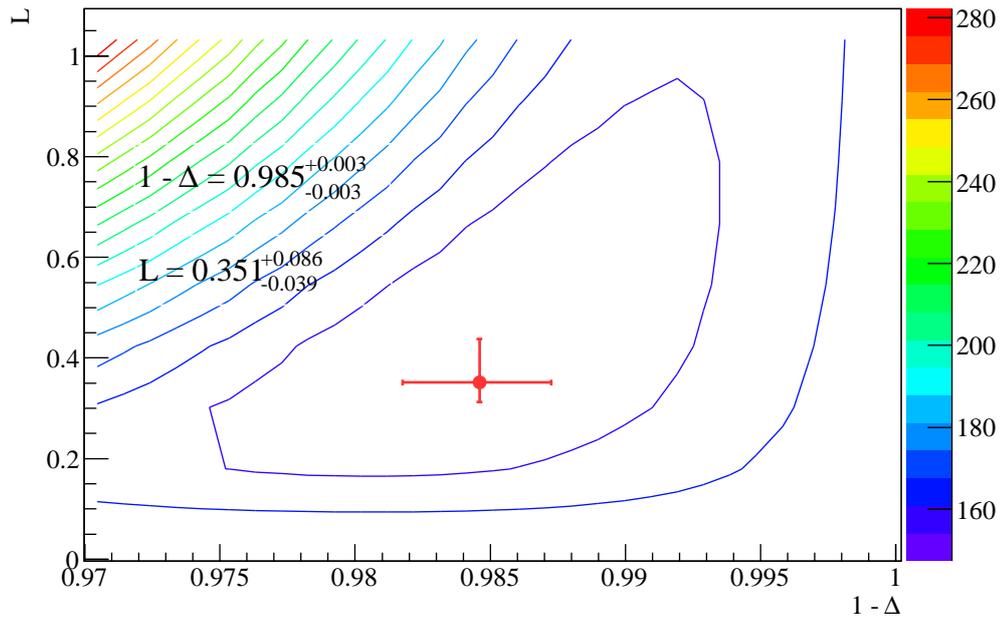


図 4.24: $(1 + \Delta)$ 、 L の χ^2 分布の二次元ヒストグラム (d+Au)

図 (4.24) は 2 つの変数の値に対する χ^2 をプロットしたものである。赤点は最も χ^2 の値が良かった点であり、図 (4.23) はその点の χ^2 分布を射影したものである。また、エラーバーは赤点の χ^2 から 1 だけ増加した値までを示している。

4.2.5 重陽子+金原子核衝突における系統的評価

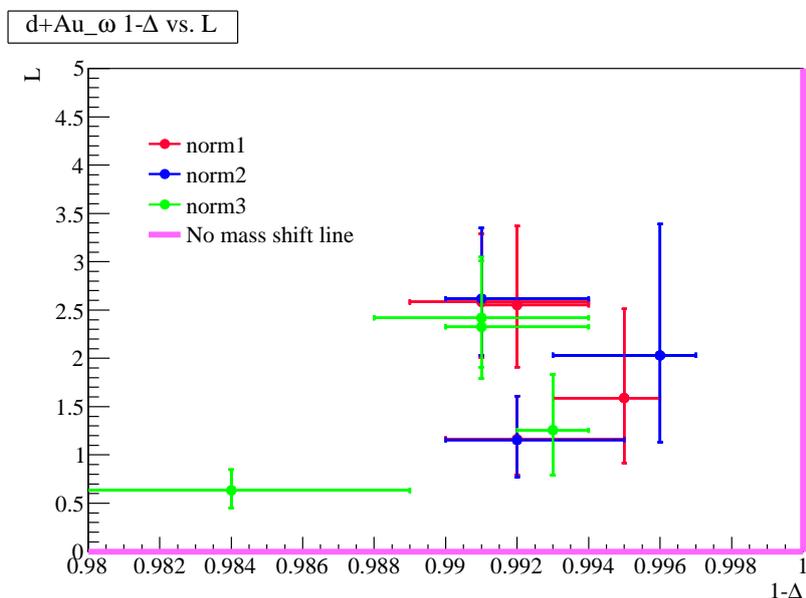


図 4.25: ω 中間子でのバックグラウンドの規格化方法、フィッティング領域の違いによる結果

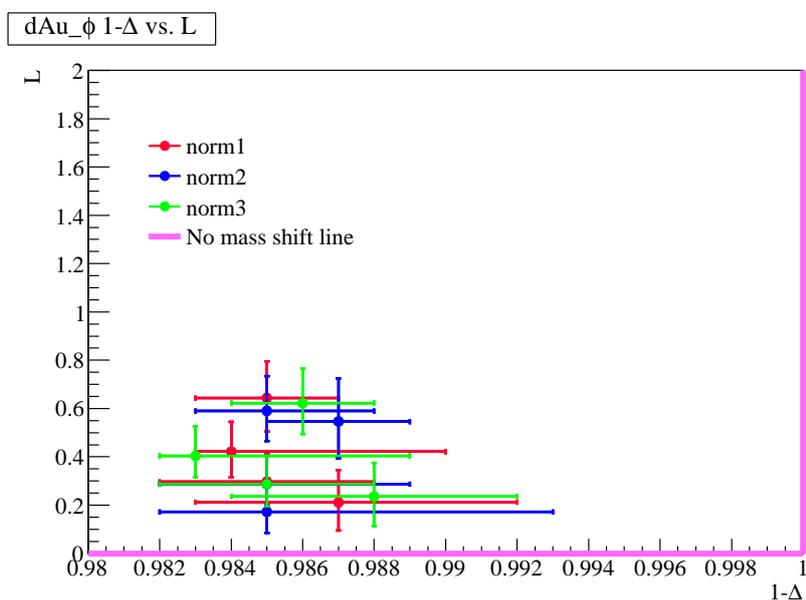


図 4.26: ϕ 中間子でのバックグラウンドの規格化方法、フィッティング領域の違いによる結果

図 (4.25)、図 (4.26) は質量分布作成のイベントミクシング過程でバックグラウンドを規格化する方法の違いによる質量分布の形状および、フィッティング領域の違いによる系統的な要因によるばらつきを示す。この結果から系統的な誤差を考慮しても質量変化が検出された。

第5章 結論・考察

質量分布解析から、陽子+陽子衝突における ω 、 ϕ 中間子についてそれぞれ系統的なばらつきを考慮した結果、 $1\sigma, 1.3\sigma$ 以内で質量変化なしと整合する結果を得た。この結果は陽子+陽子衝突では衝突系が小さく QGP 相が生成されていない、あるいは生成されていた場合でも非常に小さいため物質相内で崩壊する前に通過してしまい、質量変化は観測されないとする理論予想と一致している。一方、重陽子+金原子核は ω 、 ϕ 中間子とも統計誤差に加えて、検出器の影響やバックグラウンドによるフィッティング結果への影響等の系統的なばらつきを考慮しても誤差を超えて質量変化を観測した。この結果は、重陽子+金原子核衝突でも陽子+陽子衝突同様の理由で QGP 相の影響による物理現象は観測されないとする理論予想とは異なるものである。この結果と有意性および解析手法に対する改善点を考察する。

まず、横運動量の領域ごとの結果を比較すると、高い横運動量領域では質量中心値の値は変化が見られず、低い運動量領域ほど変化量(δ)が大きくなっている。これは、低い運動量をもつ粒子ほど QGP 内部に留まる時間が長く崩壊する確率が高いため大きな質量変化するとされる予想と一致している。また、前述のように、これまで重陽子+金原子核衝突では QGP 相は生成されていないとされてきた。しかし、近年重陽子+金原子核及び陽子+各種原子核衝突によるさまざまな研究から QGP の影響らしき物理現象の観測が報告されている。そのため、本研究で得られた変化量と理論的な変化量を比較しその妥当性を検証する必要がある。また、本研究では QGP による高温の物質相による影響でカイラル対称性の破れが回復すると考えて研究を進めている一方で、衝突後の重陽子が金原子核内を通過する際に高密度の影響でカイラル対称性の破れが回復している可能性も指摘されている。これは、固定標の実験により原子核中に粒子を打ち込む実験と似た高密度物質状態が実現されていると考えることができ、これまで KEK で行われた E325 実験や J-PARK で行われた E16 実験で質量変化が示唆されている。この高密度による影響は、金原子核内を長く通過した粒子に見られる現象であるため、金原子核入射側のラピディティの大きな領域で観測されるとされている。したがって、本研究で用いた検出器の設置領域においては観測は難しいと考えられるが、高温による影響だけでなく高密度による影響も考慮して理論と比較する必要がある。

一方で、解析に使用したフィッティングモデル自体にも改良すべき点が考えられる。まず変化量についてであるが、QGP の内部は温度密度とも一様ではない。そのため、QGP 内部で崩壊した粒子もその質量変化割合は一様でなく衝突点からの距離に依存すると考えられる。本研究では崩壊した粒子の質量中心値を1点に仮定した2ピークのモデルであるため、より実際の変化を実現及び観測可能なパラメータの設定が必要である。次に、崩壊していない粒子の質量中心値については本研究内で行ったシミュレーションに加えさらなる検証が必要である。高エネルギー原子核衝突では非常に多くの粒子が衝突によって生成される。その影響のひとつに検出器に複数の粒子が同時に入ることによる観測結果のずれが考えられ、文献値と異なる値になることが考えられる。この効果は特に生成粒子の多い、原子核同士の衝突において大きな影響を及ぼすものであるが、重陽子+金原子核衝突データを用いている本研究でもその影響を見積もることでより正確な結果になると考えられる。これはエンベッティングと呼ばれる多数の粒子の観測による影響を見積もるシミュレーション手法を用いることによって再現可能であり、この手法を用いて質量中心値の再更正を行う必要がある。

以上のように、本研究で使用した手法は改良の余地はあるが、質量分布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における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方々に感謝いたします。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。大学4年生のときから、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。また、PHENIX 実験グループ内部での発表において、慣れない英語でのプレゼンテーションのフォローの毎回していただきました。本当にありがとうございました。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す。お二人にはデータのほかにも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。本研究はお二人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。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。卒業された後もシミュレーション手法やデータの析手法を教えていただき、些細な疑問点にもわかりやすく丁寧に説明していただくなど、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。最後に、同期のみなさんとは大学4年生からの3年間、様々な議論を通して物理の理解を深めることができました。また、同期の研究内容を知ることで物理の見識や知識の幅を広げることができました。本研究に関わってくださった皆様に感謝申し上げます。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] 東京大学理学部物理科学科 HP
<http://www.phys.s.u-tokyo.ac.jp/field/>
- [3] 理科学研究所 HP
<http://www.riken.go.jp/r-world/research/results/2004/040309/index.html>
- [4] LHC Alice 実験 HP
<http://alice-j.org/qgp.html>
- [5] BNL 国立研究所 HP
<http://www.bnl.gov/rhic/images.asp>
- [6] PHENIX 実験 HP
<http://www.phenix.bnl.gov/>
- [7] 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
- [8] J.T.Mitchell et al. Nuclear Instruments and Methods A482, 491 (2002)
- [9] 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
- [10] particle data group
http://pdg.lbl.gov/2014/tables/contents_tables_mesons.html
- [11] T.A.Armstrong, et al. (E760 Collaboration) Phys.Rev.D 54(1996) 7067-7070
- [12] 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