

平成 27 年度卒業論文

PHENIX 実験 d+Au 衝突における  $\omega$ 、 $\phi$  中間子の  
質量変化解析のモデル依存性と系統誤差評価

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 B125796

黒田 真未

平成 28 年 2 月 15 日  
指導教官 杉立 徹 教授  
主査 志垣 賢太 准教授  
副査 岡本 宏己 教授

## 概要

我々の世界に存在する物質は全て、粒子の最小単位である素粒子で構成されている。物質を構成する原子は原子核と電子から、その原子核は陽子と中性子から構成され、さらに陽子と中性子は3つのクォークから構成されている。クォークは標準模型を構成し、6種類の異なる質量を持つ素粒子である。しかし、陽子を構成するクォークの質量全てを足しあわせても陽子の質量の約1%にしかない。1%のクォーク質量の獲得は、宇宙が冷えたことにより真空中に凝縮したヒッグス粒子との相互作用に起因するものと予想されていた。そしてCERNのLHC加速器でヒッグス粒子が発見されたことから、ヒッグス場との相互作用によるクォークの質量獲得が確かなものになりつつある。では、どのようにして残りの99%の質量を獲得できたのか。それは、宇宙が更に冷えてクォークと反クォークの対がボーズアインシュタイン凝縮により基底状態に凝縮することによって、クォーク対と原子核内部のクォークやグルーオンとの相互作用に起因して質量を獲得すると予想されている。このクォーク凝縮はカイラル対称性の自発的破れによって起こるため、高温高密度状態でカイラル対称性の回復におけるクォーク凝縮度の低下により、ハドロン質量の減少が起こると考えられる。

本研究の目的は、重イオン衝突実験で作られた高温高密度状態の媒質中でローレンツ不変質量の変化量を測定することにより、カイラル対称性の自発的破れによる質量獲得機構の解明へと繋げることである。短寿命な不安定粒子は高温高密度の媒質中で崩壊しやすく、また、カイラル対称性の破れにより獲得された質量が多いu、d、sクォークで構成された粒子はカイラル対称性の回復による質量変化量が多いと考えられる。これらを満たす $\omega$ 、 $\phi$ 中間子は質量変化測定において重要である。さらに、 $\omega$ 、 $\phi$ 中間子は共に電子、陽電子に崩壊し、それらは媒質中のクォークやグルーオンと強い相互作用をしないため崩壊時の情報を得ることができ、質量変化測定において重要である。以上の理由により、本研究では電子、陽電子対より再構成した $\omega$ 、 $\phi$ 中間子の不変質量分布に着目し、質量変化の有無を考慮した2つのピークをもつ質量変化モデルでフィットすることで質量変化を評価した。さらに、媒質中での寿命変化、質量変化の運動量依存性と衝突中心度依存性を含むモデルで評価し、モデル依存性と系統誤差を評価する。その結果、モデル依存性は誤差の範囲内で観測されず、測定された質量変化量はモデルによる誤差ではないことがわかった。 $\omega$ 中間子の横運動量依存性を考慮した質量変化モデルでは質量変化率  $1-\Delta=0.989_{-0.002}^{+0.002} \pm 0.004$ 、高温高密度媒質の平均半径  $L = 23.9_{-5.6}^{+6.3} \pm 18.5[\text{fm}]$  で、横運動量依存性と寿命変化を考慮した質量変化モデルでは  $1-\Delta=0.987_{-0.002}^{+0.003} \pm 0.005$ 、 $L = 16.2_{-3.7}^{+4.2} \pm 19.1[\text{fm}]$  という結果が得られた。一方で、 $\phi$ 中間子の横運動量依存性を考慮した質量変化モデルでは質量変化率  $1-\Delta=0.987_{-0.004}^{+0.001} \pm 0.002$ 、高温高密度媒質の平均半径  $L = 16.2_{-5.1}^{+2.9} \pm 4.3[\text{fm}]$  で、横運動量依存性と寿命変化を考慮した質量変化モデルでは  $1-\Delta=0.985_{-0.003}^{+0.002} \pm 0.005$ 、 $L = 22.0_{-5.7}^{+4.9} \pm 15.2[\text{fm}]$  という結果が得られた。以上の結果により、80%の信頼度で質量変化と質量変化が起こる高温高密度媒質の生成が確認された。

## 目次

<b>1</b>	<b>序論</b>	<b>5</b>
1.1	量子色力学	5
1.2	クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)	5
1.3	カイラル対称性の破れと回復	6
1.4	$\omega$ 、 $\phi$ 中間子	7
1.5	高エネルギー原子核衝突実験	9
1.6	研究動機	10
<b>2</b>	<b>実験背景</b>	<b>11</b>
2.1	RHIC 加速器	11
2.2	PHENIX 検出器	11
2.2.1	ビーム検出器	13
2.2.2	荷電粒子検出器	13
2.2.3	EMCal(電磁カロリメータ)	14
<b>3</b>	<b>解析手法</b>	<b>15</b>
3.1	荷電粒子の飛跡再構成	15
3.1.1	運動量再構成	15
3.1.2	電子識別	15
3.2	不変質量再構成	16
3.3	質量分布解析	17
3.3.1	フィッティング関数	17
3.3.2	質量変化の評価法	19
3.3.3	モデル依存性	20
3.4	モンテカルロシミュレーション	24
3.5	系統誤差の評価方法	28
<b>4</b>	<b>結果</b>	<b>29</b>
4.1	質量変化量の評価	29
4.1.1	運動量依存性を考慮した質量変化モデル	31
4.1.2	運動量依存性と寿命変化を考慮した質量変化モデル	35
4.1.3	衝突中心度依存性を考慮した質量変化モデル	41
<b>5</b>	<b>考察、結論</b>	<b>45</b>

## 目 次

1	密度や温度によるクォークとグルーオンの振る舞い [1] . . . . .	6
2	温度や密度に依存してクォーク凝縮度が変化する様子 [3] . . . . .	7
3	ヒッグス機構により獲得したクォークの質量 . . . . .	8
4	時間経過に対する実験室系の粒子の変化 [7] . . . . .	9
5	J-PARC で獲得された $\phi$ 中間子の質量分布の超過 . . . . .	10
6	RHIC 加速器 [11] . . . . .	11
7	ビーム軸方向から見た検出器の概略図。 . . . . .	12
8	ビーム軸に垂直な方向から見た検出器の概略図。 . . . . .	12
9	BBC 検出器 . . . . .	13
10	RICH(リングイメージチェレンコフ検出器) . . . . .	14
11	質量変化モデルの概略図 . . . . .	18
12	グラウバーモデルを用いた重陽子+金原子核を描写した図 . . . . .	21
13	重陽子+金原子核衝突における BBC の電荷量 . . . . .	22
14	衝突中心度に分けた時の $\omega$ 中間子質量変化率 . . . . .	23
15	衝突中心度に分けた時の $\phi$ 中間子質量変化率 . . . . .	23
16	シミュレーションにより求めた $\omega$ 中間子の質量分布 . . . . .	26
17	$\omega$ 中間子の質量分布の中心値と検出器の分解能 . . . . .	26
18	シミュレーションにより求めた $\phi$ 中間子の質量分布 . . . . .	27
19	$\phi$ 中間子の質量分布の中心値と検出器の分解能 . . . . .	27
20	実験データ評価 . . . . .	30
21	$\omega$ 中間子の質量分布 (横運動量依存性) . . . . .	31
22	$\omega$ 中間子の 1- $\Delta$ 、L の $\chi^2$ . . . . .	32
23	$\omega$ 中間子の 1- $\Delta$ 、L の 2 次元 $\chi^2$ 空間 . . . . .	32
24	$\phi$ 中間子の質量分布 (横運動量) . . . . .	33
25	$\phi$ 中間子の 1- $\Delta$ 、L の $\chi^2$ . . . . .	34
26	$\phi$ 中間子の 1- $\Delta$ 、L の 2 次元 $\chi^2$ 空間 . . . . .	34
27	$\omega$ 中間子の質量分布 (横運動量依存性と寿命変化) . . . . .	35
28	$\omega$ 中間子の 1- $\Delta$ 、L、 $\Gamma^*$ の $\chi^2$ . . . . .	36
29	$\omega$ 中間子の 1- $\Delta$ 、L の 2 次元 $\chi^2$ 空間 . . . . .	37
30	$\omega$ 中間子の 1- $\Delta$ 、 $\Gamma^*$ の 2 次元 $\chi^2$ 空間 . . . . .	37
31	$\phi$ 中間子の質量分布 (横運動量依存性と寿命変化) . . . . .	38
32	$\phi$ 中間子の 1- $\Delta$ 、L、 $\Gamma^*$ の $\chi^2$ . . . . .	39
33	$\phi$ 中間子の 1- $\Delta$ 、L の 2 次元 $\chi^2$ 空間 . . . . .	40
34	$\phi$ 中間子の 1- $\Delta$ 、 $\Gamma^*$ の 2 次元 $\chi^2$ 空間 . . . . .	40
35	$\omega$ 中間子の質量分布 (衝突中心度依存性) . . . . .	41
36	$\omega$ 中間子の 1- $\Delta$ 、L の $\chi^2$ . . . . .	42
37	$\omega$ 中間子の 1- $\Delta$ の 2 次元 $\chi^2$ 空間 . . . . .	42

38	$\phi$ 中間子の質量分布 (衝突中心度依存性) . . . . .	43
39	$\phi$ 中間子の 1- $\Delta$ 、L の $\chi^2$ . . . . .	44
40	$\phi$ 中間子の 1- $\Delta$ の 2 次元 $\chi^2$ 空間 . . . . .	44
41	系統誤差評価 . . . . .	45

## 表 目 次

1	各粒子の構成クォーク [5] . . . . .	8
2	各衝突中心度に対する $\alpha$ の値 . . . . .	22
3	各衝突中心度に対する $R$ の値 . . . . .	24
4	$\omega$ 、 $\phi$ 中間子の電子、陽電子に崩壊する確率 . . . . .	28
5	$\omega$ 中間子の各評価方法による系統誤差とその割合 . . . . .	46
6	$\phi$ 中間子の各評価方法による系統誤差とその割合 . . . . .	46
7	1- $\Delta$ と L が取りうる範囲 . . . . .	47
8	1- $\Delta$ の誤差と質量変化する確率 . . . . .	48
9	L の誤差と質量変化する確率 . . . . .	48

# 1 序論

## 1.1 量子色力学

自然界には4つの基本的な相互作用が存在し、それらは「強い相互作用」、「電磁相互作用」、「弱い相互作用」、「重力相互作用」と呼ばれる。強い相互作用の基本となる理論を量子色力学 (QCD, Quantum Chromodynamics) という。強い相互作用はクォークとグルーオンに働き、クォークの持っている3つの色荷の交換をグルーオンが担っている。色荷は3つの色を重ねあわせるか、補色を重ねあわせることで無色になり安定に存在することが可能となる。そのため通常、クォークやグルーオンは単体で存在できない。その安定となった複合粒子はハドロンと呼ばれ、バリオンとメソンに分類される。バリオンは色荷の異なるクォーク3つから構成され、陽子や中性子などが例に挙げられる。また、メソンは互いに補色となるようなクォークと反クォークの対で構成され、 $\pi$ 中間子やK中間子などが例に挙げられる。QCDでは、エネルギーが高いほど強い相互作用が弱まりクォークが自由に振る舞える漸近的自由性と、一方でエネルギーが低いとクォークが単体で取り出せないクォークの閉じ込めなどの特徴を持っている。

## 1.2 クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)

$10^{-5}$ [sec] 以前の極初期宇宙の超高温環境下ではクォーク・グルーオンプラズマ (QGP, Quark Gluon Plasma) が存在し、宇宙を満たしていたと考えられている。このQGPとはクォークやグルーオンが常に様々な組み合わせで安定に存在する状態を指す。QCDのクォークの閉じ込めにより1つの色荷を持った状態でクォークを取り出すことは出来ないが、高温高密度状態では閉じ込めから解放され、クォークやグルーオンは自由に動くことが可能になる。これは漸近的自由性によるもので、エネルギーの増加に伴って結合定数  $\alpha$  が減少することによりクォーク間の結合が弱くなるためである。また、クォークが多数存在することで、瞬間にはある安定な無色の状態をとるが、クォーク間の結合が弱いために別の瞬間には別の安定な無色の状態をとりうる。図1は横軸密度、縦軸温度でクォークとグルーオンの温度と密度に依る振る舞いを表している。宇宙が冷えたことにより現在ではクォークやグルーオンは陽子や中性子として存在しており、QGP探索は極初期宇宙の解明に繋がる。

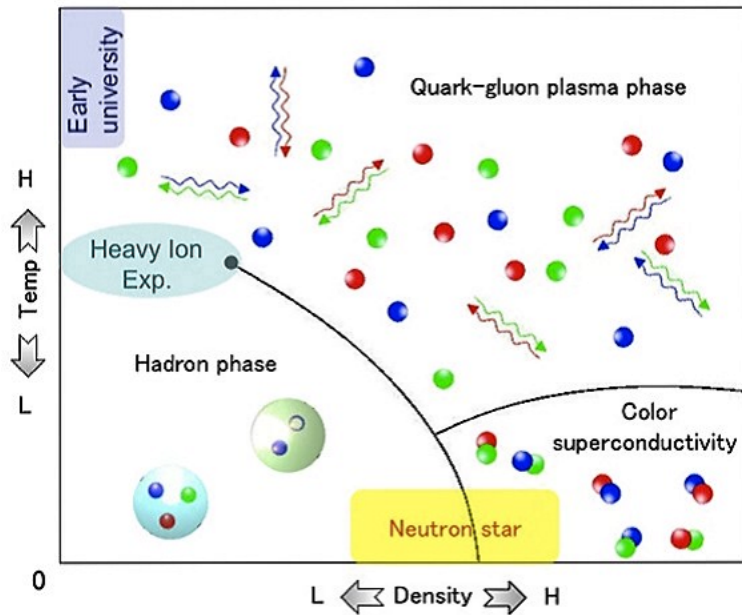


図 1: 密度や温度によるクォークとグルーオンの振る舞い [1]

### 1.3 カイラル対称性の破れと回復

対称性はどの観測系から見ても方向に特別な意味が無いこと指し、対称性が破れるということはそれが観測系によって方向に意味を持つことを指す。これをカイラル対称性に当てはめると、カイラル対称性は右巻きスピン成分と左巻きスピン成分で独立に変換する近似的な対称性を指すので、カイラル対称性が破れるということは右巻きと左巻きが独立に考えられず観測系によってスピン方向に意味を持つ状態を指す。質量がないと仮定した時には粒子は光速で動くことができるのでスピン方向はどの観測系から見ても独立に考えられるが、質量があると仮定した時には光速で動くことが出来ないでスピン方向は独立に考えることが出来ない。このカイラル対称性の自発的破れのオーダーパラメータがクォーク対凝縮度を表す。凝縮しているクォーク・反クォーク対と原子核内のヴァレンスクォークが相互作用することにより、クォークの質量が獲得されたと考えられている。図2のように高温高密度状態では、クォーク・反クォーク対の凝縮度が低下し、凝縮度が0の超高温では、ハドロンからの閉じ込めから解放されたクォークやグルーオンがプラズマ状態になる。通常の原子核密度においてもカイラル対称性が部分的に回復していると考えられているが、さら

に、高温高密度の媒質中でクォーク凝縮度が低下すると質量も変化すると  
 予言されている。[2]

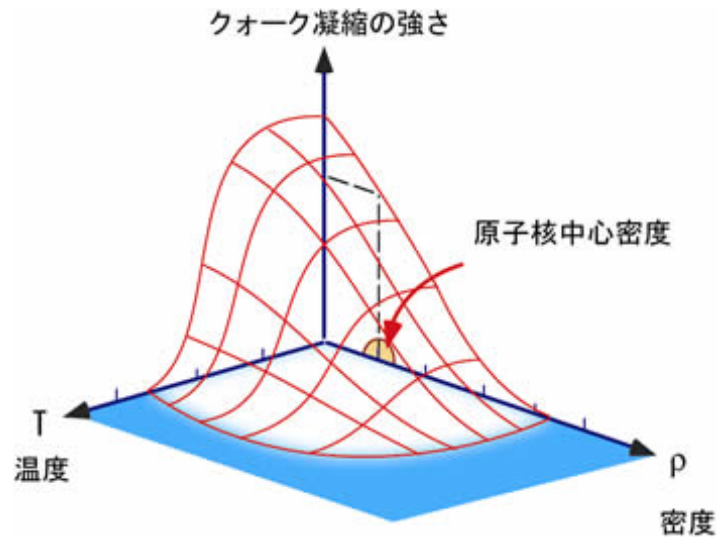


図 2: 温度や密度に依存してクォーク凝縮度が変化する様子 [3]

#### 1.4 $\omega, \phi$ 中間子

カイラル対称性の回復による質量変化の測定において、低質量ベクトル中間子の  $\omega, \phi$  中間子が重要である。図 3 は横軸にクォークの質量、縦軸にクォークの質量のうちヒッグス機構により獲得した質量を表している。黄色と白の境界は、クォークの質量をヒッグス機構のみにより獲得したことを示している。したがって、c、b、tクォークはヒッグス機構によりその質量の殆どを獲得し、一方で、u、d、sクォークはヒッグス機構によって獲得された質量は少なく、ヒッグス機構以外の機構により質量の殆どを獲得していると言える。ヒッグス機構以外で質量獲得機構として挙げられるのが、カイラル対称性の自発的破れによるクォーク対凝縮との相互作用に起因する機構である。カイラル対称性の自発的破れによって獲得した質量は、高温高密度の媒質中のクォーク凝縮度が低下すると軽くなると予言されていることから、u、d、sクォークで構成されている粒子は質量変化が他の粒子に比べ顕著に現れると言える。



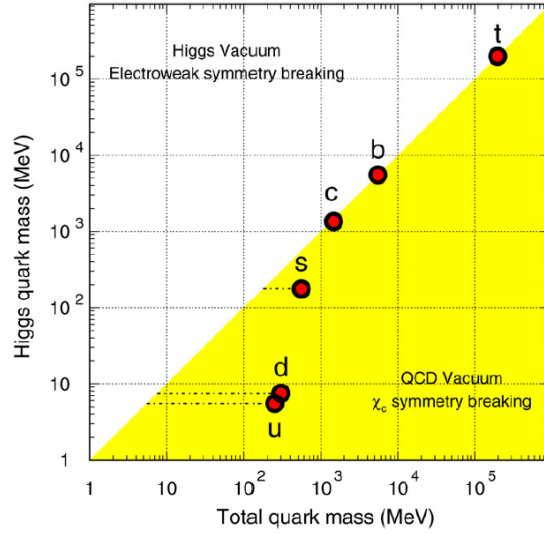


図 3: 各クォークのヒッグス機構によって獲得した質量。横軸はクォークの質量、縦軸はクォークの質量のうちヒッグス機構により獲得した質量を表している。[4]

また、短寿命の不安定粒子であれば媒質中で崩壊しやすいと考えられる。ハイゼンベルグの不確定性原理  $\Delta E \Delta t \sim \hbar$  により不安定粒子はエネルギーに大きな不確定性を持つ。粒子の寿命  $t$  と崩壊幅  $\Gamma$  の関係から  $\hbar/\Delta t = \Gamma$  と書けるので、 $\Delta E \sim \Gamma$  が成り立つ。このエネルギーの不確定性を表す分布を Breit-Wigner 分布といい、17 ページで説明する。さらに、電子、陽電子は高温高密度の媒質中のクォークやグルーオンと強い相互作用をしないため、崩壊時の情報を得ることができるので、電子、陽電子に崩壊する粒子を用いる。本研究では、以上の条件を満たす  $\omega$ 、 $\phi$  中間子の質量変化を測定する。また、それぞれのクォーク構成や質量、崩壊幅について表 1 に示した。

表 1: 各粒子の構成クォーク [5]

粒子	クォーク構成	質量 [MeV/c <sup>2</sup> ]	崩壊幅 $\Gamma$ [MeV/c <sup>2</sup> ]
$\omega$	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$	$782.6 \pm 0.12$	$8.49 \pm 0.08$
$\phi$	$s\bar{s}$	$1019.46 \pm 0.02$	$4.266 \pm 0.031$

## 1.5 高エネルギー原子核衝突実験

図4のように高エネルギー原子核衝突実験において衝突系は時間に伴い変化する。衝突直前から衝突により生成された粒子の時間変化を以下に示す。

### 1. 2. 3. 原子核衝突前、衝突によるパートン同士の散乱

原子核は光速に近い速度まで加速されているため特殊相対論のローレンツ収縮により、進行方向の厚さが縮み、薄い円盤状になる。原子核がすれ違うことにより原子核を構成するパートン(クォーク・グルーオン)が相互作用を起こす。すれ違った空間にはエネルギー密度の高い反応領域が生成され、このエネルギーにより励起されたクォーク対やグルーオンが散乱を起こす。

### 4. QGP の生成

反応領域でクォーク対やグルーオンが散乱を繰り返すことで系の温度が相転移温度を超えると、QGP が生成される。実際に RHIC での金原子核同士の衝突によって、約 4 兆度の高温物質が作り出していることが確認されている。[6]

### 5. QGP 相からハドロン相へ相転移とその後

衝突後、時間の経過と共に系の温度が下がることによりパートンからハドロン粒子が生成される。この時、粒子の非弾性衝突により様々な粒子の生成比が固定されていないが、さらに膨張を続けることで粒子間の弾性衝突が終わる。

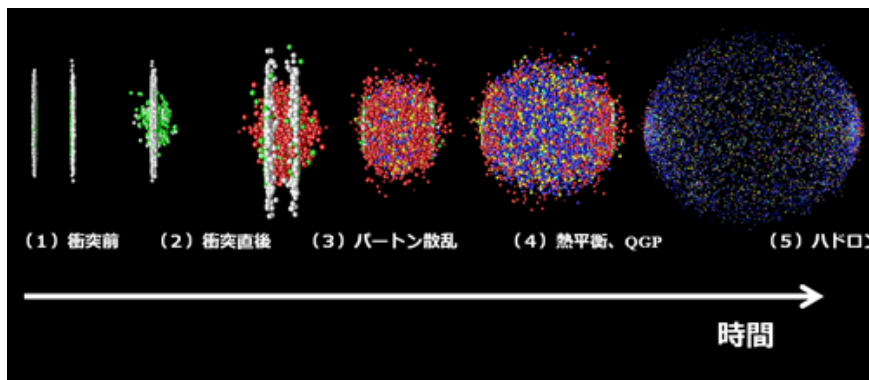


図 4: 時間経過に対する実験室系の粒子の変化 [7]

## 1.6 研究動機

J-PARCの固定標的の実験において、原子核中で電子、陽電子に崩壊した $\phi$ 中間子の質量変化が測定された。図5は $\phi$ 中間子の質量分布で、エネルギー損失などを考慮したBreitWigner分布では再現できない超過がピークの低質量側に見えており、それを斜線で表している。これは高密度状態の媒質中で $\phi$ 中間子の質量が変化したことを示している。[8][9]

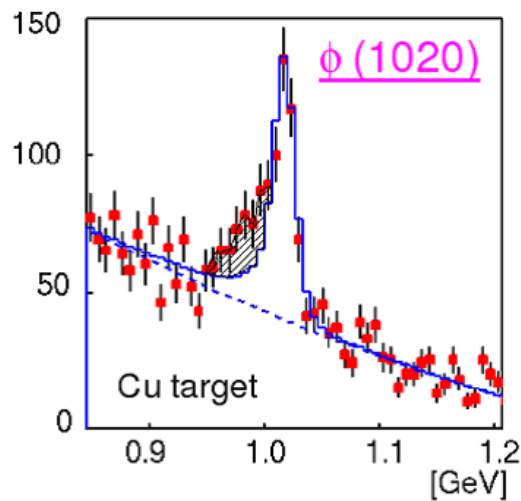


図 5:  $\phi$  中間子の質量分布 (斜線は原子核中で質量変化した  $\phi$  中間子の分布)[10]

LHC(Large Hadron Collider)で陽子+陽子衝突において、long range correlation(near side ridge)が観測され、カラーグラスコンデンス(CGC)などの新しい物理が議論されており、現在重陽子+金原子核衝突を含む小さい系が注目されている。本研究では、小さい系である重陽子+金原子核衝突実験により生成された高温高密度の媒質中での $\omega$ 、 $\phi$ 中間子の質量変化量を測定することによって、カイラル対称性の自発的破れに起因する質量獲得機構を解明する。

## 2 実験背景

### 2.1 RHIC 加速器

重イオン衝突型加速器 RHIC(Relativistic Heavy Ion Collider) は周長 3.8km の 2 つの独立なリングからなる加速器で、図 6 に示したように BRAHMS、PHENIX、PHOBOS、STAR の 4 つの実験グループが研究を行っている。PHENIX 実験 (Pioneering High Energy Nuclear Interaction Experiment) では、光速付近まで加速させた重イオン同士の衝突によって高温高密度状態を生成することで、極初期宇宙の研究を行っている。衝突で生成された光子、電子、ミューオン、ハドロン粒子を含む多くの粒子を測定することができる。

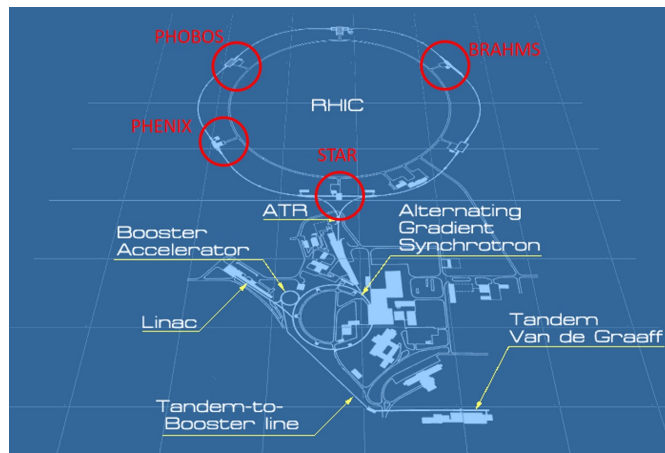


図 6: RHIC 加速器 [11]

### 2.2 PHENIX 検出器

様々な検出器から構成されており、荷電粒子を曲げるための電磁場生成のための電磁石や、飛跡や運動量を測定するためのトラックチェンバーなどが設置されている。その他に、粒子識別やエネルギー測定、衝突位置や衝突中心度を決定する検出器が設置されている。以下の図 7 はビーム軸を  $z$  とする方向から見た検出器を表しており、ビーム軸に垂直な方向を  $xy$  とし、 $x$  軸を 0 とする角度を  $\phi$  とする。また、図 8 はビーム軸に対して横から見た検出器を表しており、 $z$  軸を 0 とする角度を  $\theta$  とする。以下で、本研究で主に使用された検出器について説明する。

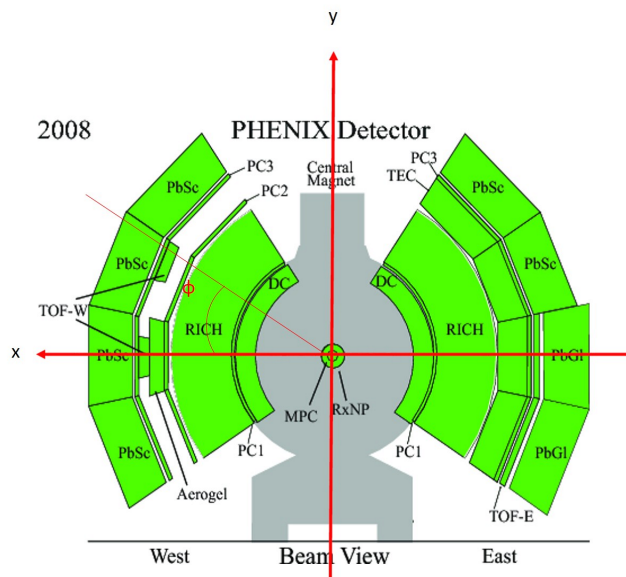


図 7: ビーム軸方向から見た検出器。内側から DC(ドリフトチェンバー)がありその外に PC(パッドチェンバー)、RICH(リングイメージチェレンコフ検出器)、EMCal(電磁カロリメータ)がある。[12]

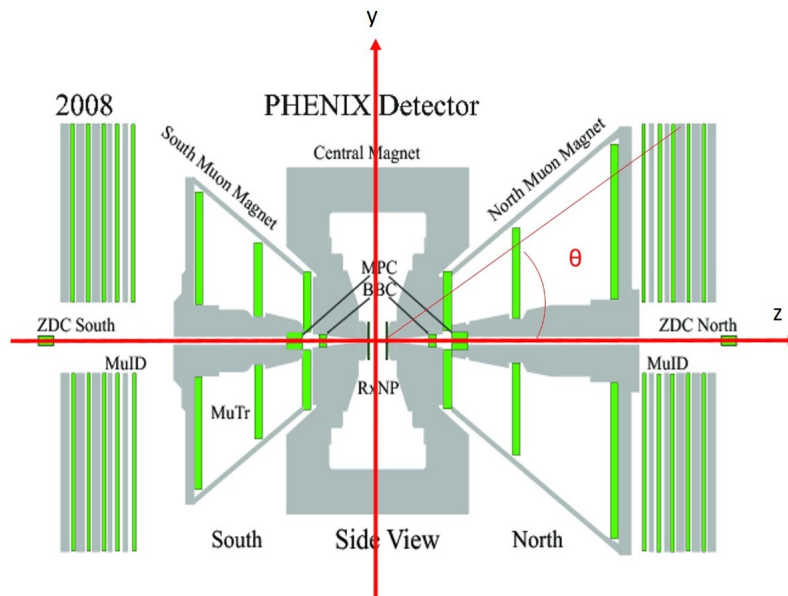


図 8: ビーム軸に垂直な方向から見た検出器。ビーム軸に沿って BBC(ビームビームカウンター)と ZDC(ゼロ点カロリメータ)がある。[12]

### 2.2.1 ビーム検出器

- BBC(ビームビーム検出器)

ビーム軸に沿って南北に衝突点から 144[cm] はなれた場所に設置され、擬ラピディテータ  $\eta$  が  $3.1 < \eta < 4.0$  で、ビームパイプを 360 度覆っている。BBC は 64 の光電子増倍管と水晶チェレンコフラディエータから構成されており、ビーム粒子とビーム粒子が衝突・反応したことを検出すると同時に衝突が起こった時間とビーム軸方向の位置を測定する。また、最小バイアストリガーを決めている。

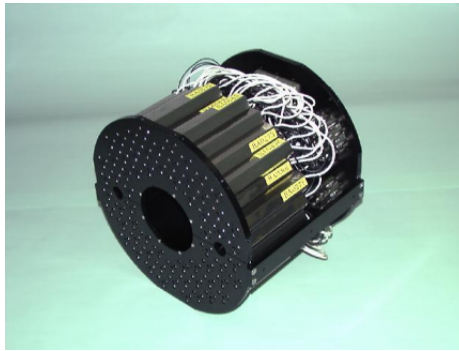


図 9: BBC 検出器

- ZDC(零点ハドロンカロリメーター)

ビーム方向に 2 [mrad] 以内のエネルギーを測定する。衝突点から 18[m] の場所に設置されており、水平方向の検出可能な距離は  $\pm 5$  [cm] である。金原子核同士の衝突で主に必要とされるが、陽子同士の衝突や重陽子と金原子核の衝突でも使われる。2 つの ZDC の時間差から  $z$  軸方向の衝突点を測定する。

### 2.2.2 荷電粒子検出器

- 中央検出器磁石コイル

$-0.35 < \eta < 0.35$  の範囲を覆っており、ビーム軸を中心とする 2 つのコイルによってビーム軸に水平方向に磁場を与える。この磁場によって荷電粒子は飛跡を曲げられる。

- DC(ドリフトチェンバー)

PHENIX の中央検出器のアームの一部であり、衝突点から 2.02 – 2.46[m] の間に設置されている。また、ビーム軸方向に 180[cm] あり、方位角を 90 度に 2 箇所覆っている。中にはビーム軸に水平な

方向にワイヤーが張られている。ワイヤーの各観測点を結ぶことによって、荷電粒子の飛跡の再構成を行い、横運動量を測定する。

- PD(パッドチェンバー)

磁場のない空間に、3つのPCがPHENIX検出器のそれぞれのアームに設置され、PC1はDCのすぐ後方で且つRHICの前方に、PC2とPC3はRHICの後方に設置されている。DCと共に方位角のトラック情報からより正確にトラックを再構成し、また、光子からの対生成を除くための情報も得ることができる。

- RICH(リングイメージチェレンコフ検出器)

RICH検出器はビーム軸から2.6-4.1[m]離れた場所に設置されている。チェレンコフ光が媒質中での粒子の速度が光速を超えると発生することを利用して、電子を他の粒子と区別して検出する。検出器内は炭酸ガスで満たされており、その中では電子は光速より速い速度をもっているため、チェレンコフ光を発生させることが可能となる。

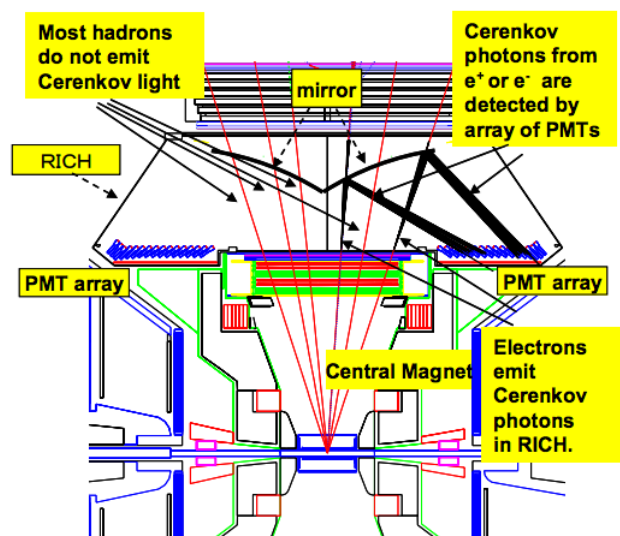


図 10: RICH(リングイメージチェレンコフ検出器)

### 2.2.3 EMCAL(電磁カロリメータ)

検出器の中で最も外側に設置され、PbSc(鉛シンチレータ)とPbGI(鉛ガラス)の二種類ある。電磁カロリメータ内の吸収層で電磁シャワーを起こすことによって、検出層でエネルギー測定を行う。電子や光子は電磁

シャワーを起こすため、測定したエネルギーからこれらの粒子識別に用いられる。

### 3 解析手法

2008年度に行われた PHENIX 実験重陽子+金原子核衝突のデータを用いて  $\omega$ 、 $\phi$  中間子の質量変化を測定する。先行研究では1つのモデルを導入して質量変化を議論しているが、本研究ではそれに加え、新たにモデルを2つ導入して質量変化のモデル依存性を定量的に議論する。さらに考えられる系統誤差についても評価することで質量変化を測定する。

#### 3.1 荷電粒子の飛跡再構成

高エネルギー原子核衝突実験において発生した多数の荷電粒子は DC(ドリフトチェンバー) と PC(パッドチェンバー) を用いて飛跡が再構成される。ビーム軸に平行にかけられている磁場によって荷電粒子は曲げられ DC と PC を通り、EMCal(電磁カロリメータ) にエネルギーを落とし、DC と PC の情報から衝突点を通るように荷電粒子の飛跡は再構成される。これによって組まれた飛跡から最も近い EMCal のヒットの情報をその粒子とし、運動量の再構成や粒子識別を行う。

##### 3.1.1 運動量再構成

再構成した荷電粒子の飛跡の曲率半径から横運動量  $p_T$  を再構成する。ワイヤーチェンバーから再構成されたトラックをビーム軸に垂直な方向 (x, y 方向) に射影して考える。その時、粒子が射影されたトラックの半径  $r$ [m] 上をある速度で運動した時の遠心力と、磁束密度  $B$ [T] の磁場中を荷電粒子がある速度で通過する時のローレンツ力が釣り合うことから、横運動量は  $B$  と  $r$  を用いて以下の式 1 のように表せる。[13]

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

##### 3.1.2 電子識別

高温高密度の媒質中での粒子の質量変化測定において、電子、陽電子の識別は重要である。それは電子、陽電子は高温高密度の媒質中のクォークやグルーオンと強い相互作用をしないため、崩壊時の情報を保持しているからである。PHENIX 実験において、RICH と EMCal が電子識別を行っている。飛跡が再構成された荷電粒子の内、 $0 < p_T < 5$ [GeV/c] の領域



において RICH でチェレンコフ光を放出するのは電子、陽電子しかないの  
 で識別可能となるが、 $p_T > 5[\text{GeV}/c]$  の領域においては他の粒子もチェ  
 レンコフ光を放出するので、識別が不可能となる。そのため、電子、陽電  
 子の質量は約  $0.5[\text{MeV}/c^2]$  であり他の粒子に比べ非常に小さく、EMCal  
 で測定されたエネルギーと飛跡検出器で再構成された横運動量がおおよそ  
 同じ値をとることから EMcal も用いて識別を行う。

### 3.2 不変質量再構成

電子、陽電子から再構成された不変質量を  $M_{ee}$ 、電子のエネルギーと運  
 動量を  $E_{e^-}$ 、 $p_{e^-}$ 、陽電子のエネルギーと運動量を  $E_{e^+}$ 、 $p_{e^+}$  とする。再  
 構成された横運動量  $p_T$  とビーム軸と飛跡のなす角度  $\theta$  から、電子、陽電  
 子の運動量は以下の式 2、3 で表せる。

$$p_{e^-} = \frac{p_T}{\sin\theta_1} \quad (2)$$

$$p_{e^+} = \frac{p_T}{\sin\theta_2} \quad (3)$$

電子、陽電子の変換された運動量とそれぞれの質量を元に  $E_{e^-}$ 、 $E_{e^+}$  は以  
 下の式 4、5 で表せる。

$$E_{e^-} = \sqrt{p_{e^-}^2 + m_{e^-}^2} \quad (4)$$

$$E_{e^+} = \sqrt{p_{e^+}^2 + m_{e^+}^2} \quad (5)$$

以上で求めた電子、陽電子のエネルギーと運動量から  $\omega$ 、 $\phi$ 、 $\rho$  中間子の  
 不変質量  $M_{ee}$  の再構成を以下の式 6 で行う。

$$M_{ee} = \sqrt{(E_{e^-} + E_{e^+})^2 - (p_{e^-} + p_{e^+})^2} \quad (6)$$

### 3.3 質量分布解析

#### 3.3.1 フィッティング関数

高温高密度の媒質中で崩壊した粒子は全て質量変化すると仮定した質量変化モデルで測定を行った。このモデルは、質量変化の有無を考慮した2つの分布をもち、それぞれの分布にはいくつかの関数が複合されている。その中の不安定粒子のエネルギー不確定性によって広がりを持つ relativistic Breit-Wigner 分布と電子、陽電子粒子から再構成されたが BG となりうる radiative tail について以下で説明する。

##### 1. relativistic Breit-Wigner 分布

寿命の短い不安定粒子の質量分布は、その不変質量を中心に寿命の逆数の広がりをもった確率分布で存在する。これを Breit-Wigner 分布といい、以下の式7のように表せる。

$$f(m, \gamma, I) = \frac{I}{(m - m_0)^2 + \Gamma^2} \quad (7)$$

この関数は中心値  $m$ 、寿命の逆数  $\Gamma$ 、ピークの高さ  $I$  の3変数で成り立っている。さらに重イオン衝突実験において、加速された粒子の寿命が相対論効果により長くなることを考慮しなければならない。それを考慮した分布を relativistic Breit-Wigner 分布 (rBW) といい、自然単位系 ( $\hbar=c=1$ ) を用いると以下の式8のように表せる。

$$f(m) = \frac{k}{((E^2 - M^2)^2 + M^2\Gamma^2)} \quad (8)$$

ここで  $k$  は  $\gamma$  を用いて表した比例定数とする。

$$k = \frac{2\sqrt{2}M\Gamma\gamma}{\phi\sqrt{M^2 + \gamma}}, \gamma = \sqrt{M^2(M^2 + \Gamma^2)} \quad (9)$$

##### 2. radiative tail

$\omega$ 、 $\phi$  中間子が電子、陽電子に二体崩壊する事象を見ているが、電子、陽電子が電磁場によって曲げられると制動放射により光子が放出される。この場合、再構成において光子が放出されることにより運動量を低く見積もってしまい、質量を再構成した際には本来より質量が小さくなる。したがって、低質量側に尾を引いたような分布になり、これを radiative tail という。

本研究では、rBW と radiative tail に加え、検出器による広がりを出すガウス分布を複合した関数を1つの分布の関数とした。以下の図 11 は、複合した関数によって描かれる2つの分布を表す。水色の分布が中心値  $(1-\Delta)m$  の質量変化がある分布で、ピンクの分布が中心値  $m$  の質量変化がない分布である。また、2つの分布の高さは全体の収量に対する比  $R$  によって決まり、 $R$  は粒子の寿命  $\Gamma$  と高温高密度媒質の平均半径  $L$  に依存する値である。

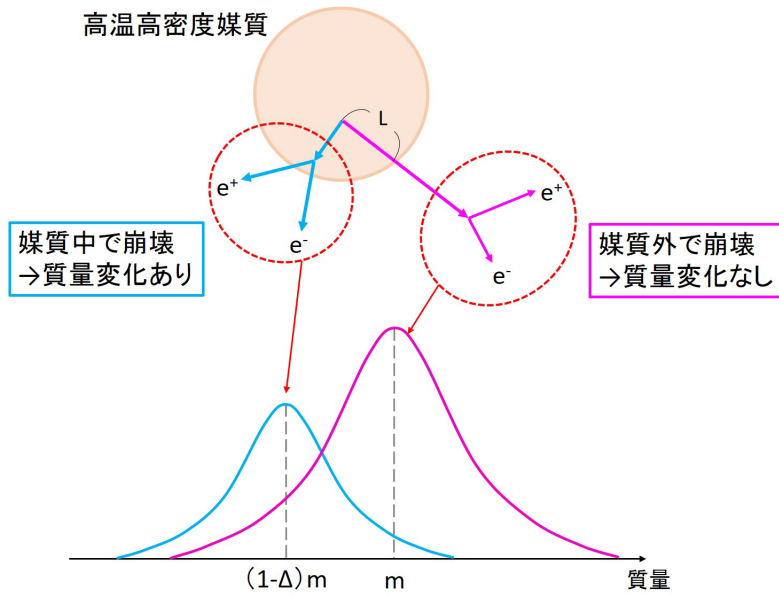


図 11: 本研究で用いた質量変化の有無を考慮した2つの分布のモデル。高温高密度の媒質中で崩壊した粒子は全て質量変化すると仮定している。水色は変化した不変質量分布で、ピンクは変化していない不変質量分布を表している。

また、モデルの関数は以下の式 10 であり、2つの分布に加え  $\rho$  中間子とバックグラウンド (BG) を表す関数も含まれている。この関数  $f(m_{ee})$  は3つの変数を持ち、質量変化量の割合を表す  $1-\Delta$  と高温高密度媒質の平均半径  $L$  と媒質中で変化した寿命の逆数  $\Gamma^*$  である。この各変数については 3.3.2 で説明する。

$$f(m_{ee}) = (\text{Gauss}) \times (rBW) \times (\text{radiative tail}) + \text{Breit-Wigner} + \text{BG} \quad (10)$$

式 10 において、 $\rho$  中間子の分布は  $\omega$  中間子の質量変化測定の場合のみ関数に含む。 $\rho$  中間子は寿命の短い不安定粒子でエネルギー不確定性が大きいので、Breit-Wigner 分布がガウス分布より非常に大きな広がりを持つことが考えられるので Breit-Wigner 分布のみを用いる。また、 $\rho$  中間子と  $\omega$  中間子の質量は  $775.26\text{MeV}/c^2$ 、 $782.65\text{MeV}/c^2$  と非常に近いので区別することが難しい。 $\omega$ 、 $\rho$  中間子の生成断面積は同じであると仮定して、PDG (particle data group) より  $\rho$  中間子が電子、陽電子に崩壊する確率  $\Gamma_{ee}^\rho/\Gamma_0$  に対する  $\omega$  中間子の電子、陽電子に崩壊する確率  $\Gamma_{ee}^\omega/\Gamma_0$  の比は 1.54 であるので、収量比は  $\Gamma_{ee}^\omega/\Gamma_{ee}^\rho=1.54$  とした。

### 3.3.2 質量変化の評価法

各変数  $1-\Delta$ 、 $L$ 、 $\Gamma^*$  について説明する。

まず、質量変化のない分布の中心値  $m$  に対する質量変化した分布の中心値の変化量の割合を  $1-\Delta$  で表す。質量変化がない場合には  $\Delta=0$  となり、 $(1-\Delta)m = m$  となる。質量変化が大きいほど  $1-\Delta$  は小さい値を示す。

次に粒子は時間の経過と共に確率的に崩壊し、平均寿命が短いほど反応体積内で粒子は崩壊しやすい。粒子の平均寿命に依存して崩壊する割合は以下の式 11 に従う。

$$R = 1 - \exp\left(\frac{-t}{\gamma\tau}\right) \quad (11)$$

ここで、 $R$  は  $t=0$  で存在していた粒子数に対するある時間  $t$  で崩壊した粒子数の割合である。また、相対性理論により、実験室系である速度  $v$  で移動する粒子の平均寿命は観測者からは  $\gamma\tau(=\tau/\sqrt{1-(\frac{v}{c})^2})$  と変化する効果も考慮している。 $\omega$ 、 $\phi$  中間子が高温高密度媒質の平均半径  $L$  を粒子が速さ  $\beta c$  で通過した場合、上式の時間  $t$  を  $t = L/\beta c$  と書け、 $\omega$ 、 $\phi$  中間子が媒質中を通りぬけるまでに崩壊する割合を以下の式で表せる。

$$R = 1 - \exp\left(\frac{-L}{\beta\gamma c\tau}\right) \quad (12)$$

最後に、高温高密度の媒質中で粒子の寿命は変化することを導入する。PDG の崩壊幅を  $\Gamma$  とし、寿命が変化した粒子の崩壊幅を  $\Gamma^*$  とする。先ほど述べたように、粒子が崩壊して質量変化する割合  $R$  は  $L$  だけでなく粒子の寿命  $\tau$  にも依存するので、寿命変化を考慮した場合には収量比  $R$  が変化する。粒子の寿命の変化を考慮しなかった場合は式 13 で表され、考慮した場合は式 14 で表される。

$$R = 1 - \exp\left(\frac{-L\Gamma}{\beta\gamma c\hbar}\right), \quad \tau = \frac{\hbar}{\Gamma} \quad (13)$$

$$R^* = 1 - \exp\left(\frac{-L\Gamma^*}{\beta\gamma c\hbar}\right), \quad \tau^* = \frac{\hbar}{\Gamma^*} \quad (14)$$

1- $\Delta$ 、L、 $\Gamma^*$ を変数とするモデルを仮定して $\omega$ 、 $\phi$ 中間子の質量変化測定を行う。

### 3.3.3 モデル依存性

以下では、質量変化測定において仮定した3つのモデルについて説明する。

#### 1. 横運動量依存性を考慮した質量変化モデル

寿命変化を考慮しない質量変化モデルで質量変化を測定する。式13より $R$ は $\beta\gamma$ を含むので運動量に依存する値であり、0.0–1.5[GeV/c]、1.5–3.0[GeV/c]、3.0–5.0[GeV/c]の3つの横運動量領域によってそれぞれ $R$ は異なる値を持つ。低横運動量領域ほど質量変化が大きく、高横運動量領域ほど質量変化が小さいと考えられる。したがって、各横運動量領域に対する $R$ の横運動量依存性を考慮してフィッティングを行い、横運動量に依存性した質量変化量を測定することで1- $\Delta$ とLを決定する。

#### 2. 横運動量依存性と寿命変化を考慮した質量変化モデル

寿命変化を考慮した質量変化モデルで質量変化を測定する。式14より $R^*$ は上のモデルと同様に $\beta\gamma$ を含むので運動量に依存する値であり、各横運動量領域によってそれぞれ $R^*$ は異なる値を持つ。したがって、各横運動量領域に対する $R^*$ の関係性を維持してフィッティングを行い、横運動量に依存性した質量変化量を測定することで1- $\Delta$ 、L、 $\Gamma^*$ を決定する。

#### 3. 衝突中心度依存性を考慮した質量変化モデル

まず、衝突中心度依存性について説明する。以下の図12はグラウバーモデルを用いて、1つの重陽子と1つの金原子核の衝突を表したものである。黒い丸は重陽子と金原子核の核子で、金原子核の核子が赤い丸の重陽子の核子と非弾性衝突した部分を緑の丸で表している。核子同士が衝突した個数を $N_{\text{part}}$ で表し、核子間距離 $r$ が $r < \sqrt{\frac{\sigma_{NN}}{\pi}}$ を満たした事象を1衝突事象としている。 $\sigma_{NN}$ は核子同士の非弾性衝突における生成断面積の合計を表す。

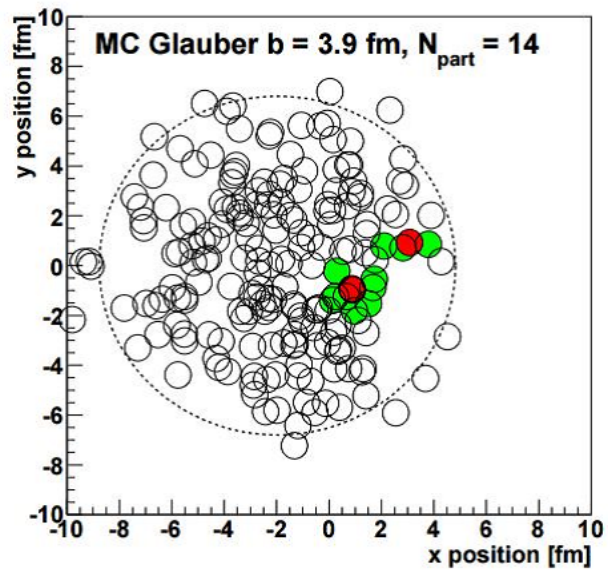


図 12: シミュレーションを用いてグラウバーモデルに基いた重陽子+金原子核衝突をビーム軸に垂直方向に射影した図 [14]

重陽子+金原子核衝突において、 $N_{\text{part}}$  は金原子核側の BBC の電荷量に比例しているとして、BBC の電荷量に対する衝突事象数をグラフにすると以下の図 13 ようになる。異なった色の領域は、衝突により生成された電荷量からそれぞれの衝突中心度に分けたものである。

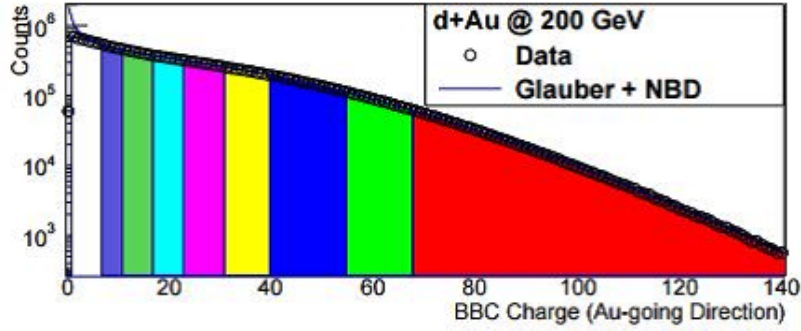


図 13: 実験データの重陽子+金原子核衝突における金原子核側の BBC の電荷量 [14]

図 13 の赤い領域が電荷量が最も多い領域で、全衝突事象のうち衝突に参与した粒子が最も多い事象の 5% を衝突中心度 5% としている。それぞれの色は、0–5%、5–10%、10–20%、20–30%、30–40%、40–50%、50–60%、60–70%、70–88% の衝突中心度を表している。衝突中心度が高い程、生成される高温高密度の媒質が大きくなる。 $N_{\text{part}}$  が BBC で検出した電荷量に比例し、高温高密度媒質の平均半径が衝突中心度に比例することから、Glauber モデルから導出された  $N_{\text{part}}$  の値がある衝突中心度における高温高密度媒質の平均半径と比例関係にあると考え、以下の式 15 を用いた。

$$N_{\text{part}}^{\frac{1}{3}} \propto L \quad (15)$$

本研究では、衝突中心度を 0–20%、20–40%、40–88% の 3 つの領域に分けた。全衝突中心度 0–88% の  $N_{\text{part}}^{\frac{1}{3}}$  を基準にして、その他の範囲の  $N_{\text{part}}^{\frac{1}{3}}$  と比例係数  $\alpha$  を求めた結果を表 2 に示す [14]。

表 2: 各衝突中心度に対する  $\alpha$  の値

衝突中心度 [%]	$N_{\text{part}}^{\frac{1}{3}}$	$\alpha$
0–88%	2.10	1
0–20%	2.49	1.19
20–40%	2.24	1.06
40–88%	1.81	0.86

$\alpha$  を用いて、各衝突中心度領域の  $R$  を計算し、横運動量に対して衝

突中心度依存性を評価することの妥当性を確かめた。 $\omega$  中間子を図 14 に、 $\phi$  中間子を図 15 に示す。横軸は各粒子の横運動量で、縦軸は質量変化した割合を表す  $R$  である。赤が 0–20%、青が 20–40%、緑が 40–88% の衝突中心度領域を表している。

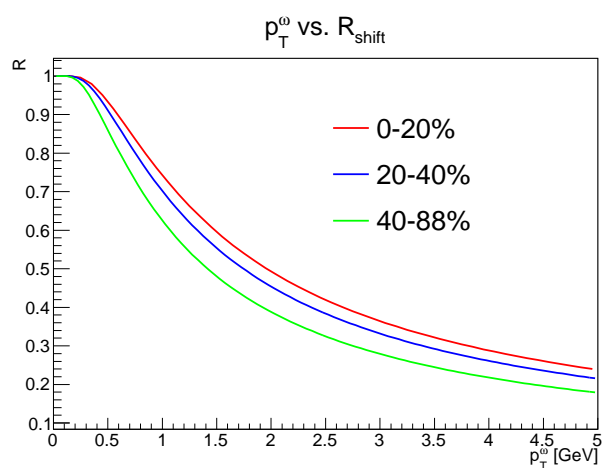


図 14: 横運動量に対する衝突中心度で分けた  $\omega$  中間子の  $R$  を表す。衝突中心度:0–20%(赤)、衝突中心度:20–40%(青)、衝突中心度:40–88%(緑)

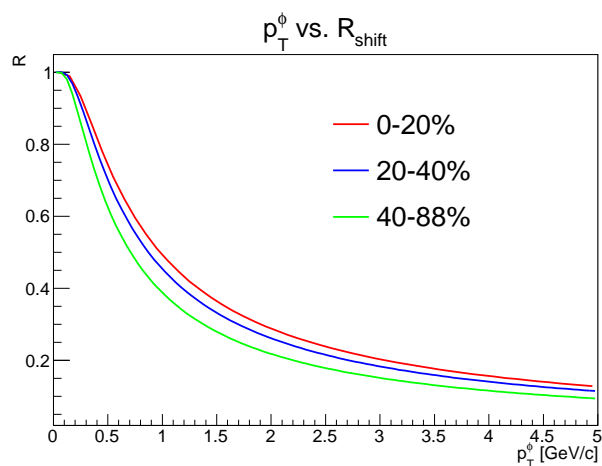


図 15: 横運動量に対する衝突中心度で分けた  $\phi$  中間子の  $R$  を表す。衝突中心度:0–20%(赤)、衝突中心度:20–40%(青)、衝突中心度:40–88%(緑)



図 14、15 から横運動量に対して  $R$  はどの衝突中心度領域においても違いがみられた。2[GeV/c] を例に、各衝突中心度における  $R$  の値を比較した結果を表 3 に示す。

表 3: 各衝突中心度に対する  $R$  の値

衝突中心度 [%]	$R(\omega$ 中間子)	$R(\phi$ 中間子)
0–20%	0.49	0.29
20–40%	0.45	0.26
40–88%	0.39	0.22

0–20%、40–88%間で $\omega$  中間子において 10%、 $\phi$  中間子では 7%の取量の差がみられた。これより、衝突中心度に依存性した質量変化が測定可能であると考えられる。

このモデルでは、寿命変化を考慮しない質量変化モデルで質量変化測定を行う。各衝突中心度領域に対する  $\alpha$  の関係性を維持してフィッティングを行い、衝突中心度に依存性した質量変化量を測定することで質量変化量の割合  $1-\Delta$  と高温高密度媒質の平均半径  $L$  を決定する。

### 3.4 モンテカルロシミュレーション

質量変化を議論する上で、PHENIX 検出器で再構成した $\omega$ 、 $\phi$  中間子の質量分布の中心値を知ることが重要である。本来、検出器を通った粒子を 100%の精度で検出できれば質量分布は広がりを持たず、 $\Gamma$  を 0 と仮定した場合にはデルタ関数になる。しかし、実際は 100%の精度で測定できないので、質量分布は広がりを持ったガウス関数になる。また、横運動量を飛跡から再構成する際に系統誤差が生じるため、再構成された質量の中心値は真空中の質量からのずれが生じる。したがって、その影響を考慮した質量分布の中心値を知ることがカイラル対称性の自発的破れによるクォーク対縮度の低下による質量変化をより正確に測定することに繋がる。検出器の影響によって質量変化が測定される可能性をなくすために、その影響によって変化した質量の中心値をシミュレーションから求める。Geant3 をベースにした PHENIX 検出器内での粒子の振る舞いを再現するシミュレータである PISA(=PHENIX Integreted Simulation Application) を用いる。

親粒子の $\omega$ 、 $\phi$ 、 $\rho$  中間子が電子、陽電子に崩壊する事象を観測し、PHENIX 検出器で測定される中心値とその分解能を測定したいため親粒子の崩壊幅  $\Gamma$  を 0 とした。親粒子の持つ横運動量は実験データの横運動量を覆う

範囲に設定し、全ての粒子が検出器が覆っている範囲に入るように粒子を生成した。電子、陽電子から 16 ページの式 6 を用いて不変質量を再構成し、その不変質量分布を radiative tail とガウス分布を複合した関数であるクリスタルボール関数でフィッティングすることによって、質量分布の中心値と検出器の分解能を測定した。クリスタルボール関数は確率密度関数であり、高エネルギー物理における輻射損失過程を表す。この関数には変数が 5 つあり、それぞれ、不変質量  $x$ 、質量分布の中心値  $\bar{x}$ 、分解能  $s$ 、転移点  $a$ 、正規化因子  $n$  である。以下に、粒子生成の詳しい条件とクリスタルボール関数を示す。

#### 粒子生成条件

- $\omega, \phi, \rho$  中間子の粒子数 25000
- 崩壊事象  $e^+, e^-$
- 親粒子の横運動量  $0.0 < p_T < 5.5[\text{GeV}/c]$
- 擬ラピディティ  $-0.3 < \eta < 0.3$
- 方位角  $-1.0 < \phi < 4.0$
- 粒子発生点のビーム軸方向の領域  $\pm 30[\text{cm}]$

#### クリスタルボール関数 [15]

- $x < -|a| \quad \frac{\left(\frac{n}{|a|}\right)^n \exp(-\frac{1}{2}a^2)}{\left(\frac{n}{|a|} - |a| - x\right)^n}$
- $x > -|a| \quad \exp(-\frac{1}{2}\left(\frac{x - \bar{x}}{s}\right)^2)$

図16はシミュレーションによって生成された電子、陽電子から再構成した $\omega$ 中間子の質量分布である。それぞれ $0.0\text{--}1.5[\text{GeV}/c]$ 、 $1.5\text{--}3.0[\text{GeV}/c]$ 、 $3.0\text{--}5.0[\text{GeV}/c]$ の $p_T$ 領域に分けてある。図17(a)(b)は、図16の分布をクリスタルボール関数でフィッティングした結果から得られた質量分布の中心値と検出器の分解能を表す。

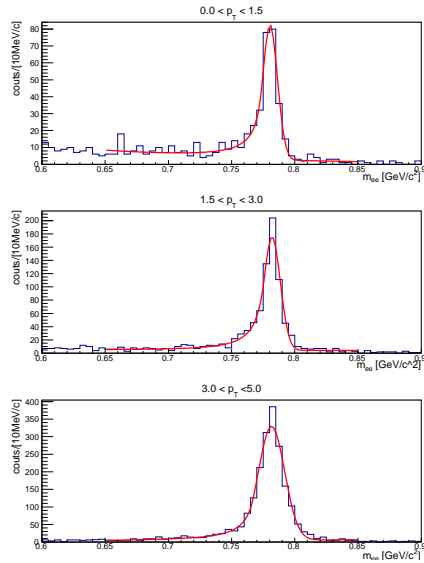
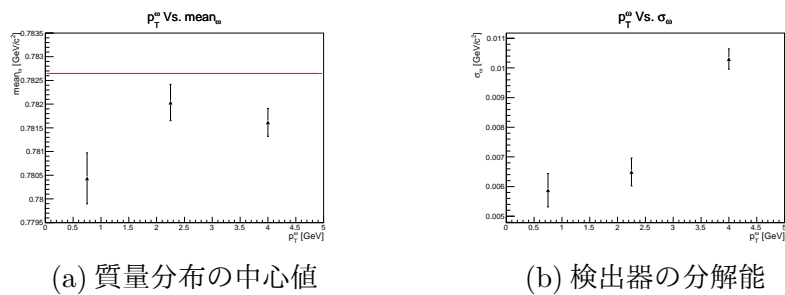


図 16: 各運動量領域 $0\text{--}1.5[\text{GeV}/c]$ 、 $1.5\text{--}3.0[\text{GeV}/c]$ 、 $3.0\text{--}5.0[\text{GeV}/c]$ での横運動量に対する電子、陽電子から再構成した $\omega$ 中間子の質量分布。クリスタルボール関数を用いたフィッティング(赤)



(a) 質量分布の中心値

(b) 検出器の分解能

図 17: 横運動量に対する各横運動量領域での $\omega$ 中間子の(a)質量分布の中心値と(b)検出器の分解能。 $1\sigma$ の統計誤差をつけている。

図18はシミュレーションによって生成された電子、陽電子から再構成した $\phi$ 中間子の質量分布である。それぞれ $0.0-1.5[\text{GeV}/c]$ 、 $1.5-3.0[\text{GeV}/c]$ 、 $3.0-5.0[\text{GeV}/c]$ の $p_T$ 領域に分けてある。図19(a)(b)は、図18の分布をクリスタルボール関数でフィッティングした結果から得られた質量分布の中心値と検出器の分解能を表す。

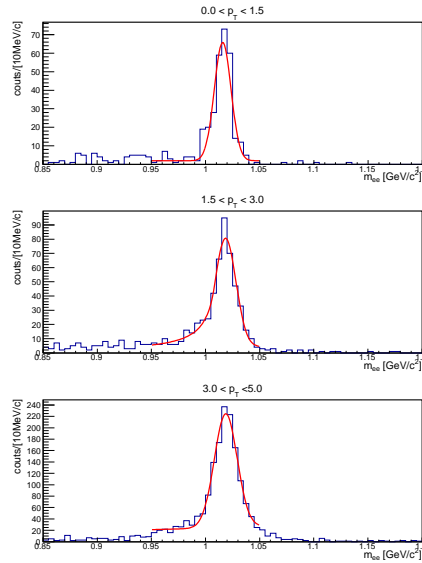
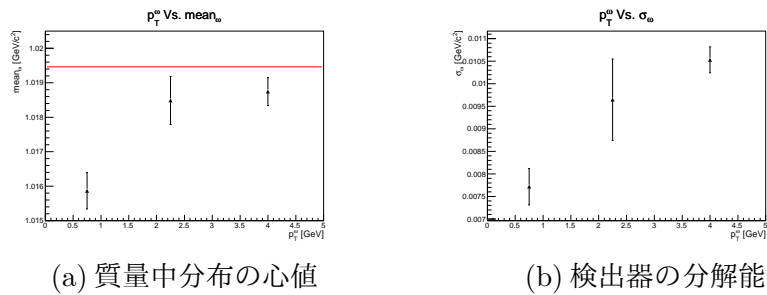


図18: 各運動量領域 $0-1.5[\text{GeV}/c]$ 、 $1.5-3.0[\text{GeV}/c]$ 、 $3.0-5.0[\text{GeV}/c]$ での横運動量に対する電子、陽電子から再構成した $\phi$ 中間子の質量分布。クリスタルボール関数を用いたフィッティング(赤)



(a) 質量分布の心値

(b) 検出器の分解能

図19: 横運動量に対する各横運動量領域での $\phi$ 中間子の(a)質量分布の中心値と(b)検出器分解能。 $1\sigma$ の統計誤差をつけている。

### 3.5 系統誤差の評価方法

系統誤差を以下の3つの方法で評価した。

1. BGの関数を変化させる  
本研究ではBGを指数関数を標準にして質量変化測定を行った。しかし、BGの関数による依存性をみるため、BGの関数を一次関数と二次関数に変化させて、系統誤差を評価した。
2. モンテカルロシミュレーションから求めた質量分布の中心値と検出器の分解能を $\pm 1\sigma$ 変化させる  
シミュレーションによって決定した質量分布の中心値や検出器の分解能は、再構成する際の運動量の誤差により不確定さを持ちうる。したがって、測定した質量分布の中心値と検出器の分解能の妥当性を示すために $\pm 1\sigma$ 系統的に変化させて、系統誤差を評価した。
3.  $\rho$ 中間子の収量を変化させる  
 $\rho$ 中間子の質量分布は $\omega$ 中間子の収量からスケールすることによって測定した。それぞれの粒子の生成断面積と電子、陽電子に崩壊する確率から収量比を $\Gamma_{ee}^\omega/\Gamma_{ee}^\rho=1.54$ としたが、これには誤差が生じる。表4に $\omega$ 、 $\rho$ 中間子のが電子、陽電子に崩壊する確率とその誤差を示す。

表 4:  $\omega$ 、 $\phi$  中間子の電子、陽電子に崩壊する確率

粒子	崩壊率 $\Gamma_{ee}/\Gamma_0$
$\omega$ 中間子	$(7.28 \pm 0.14) \times 10^{-5}$
$\phi$ 中間子	$(4.72 \pm 0.05) \times 10^{-5}$

収量比は表4の値を用いて以下の式16から求めた。

$$\frac{\Gamma_{ee}^\omega}{\Gamma_{ee}^\rho} = \frac{7.28 \times 10^{-5}}{4.72 \times 10^{-5}} \simeq 1.54 \quad (16)$$

誤差伝播の法則を用いて、式16の誤差を求める。収量比を $\Gamma_{ee}^\omega/\Gamma_{ee}^\rho$ 、 $\omega$ 、 $\rho$ 中間子の崩壊率をそれぞれ $\Gamma_{ee}^\omega/\Gamma_0$ 、 $\Gamma_{ee}^\rho/\Gamma_0$ 、崩壊率の誤差をそれぞれ $\sigma_\omega$ 、 $\sigma_\rho$ として以下の式17から $\pm 0.03$ と求められた。

$$\sigma_{\frac{\omega}{\rho}} = \sqrt{\left(\frac{\partial \Gamma_{ee}^\omega/\Gamma_{ee}^\rho}{\partial \Gamma_{ee}^\omega/\Gamma_0}\right)^2 (\sigma_\omega)^2 + \left(\frac{\partial \Gamma_{ee}^\omega/\Gamma_{ee}^\rho}{\partial \Gamma_{ee}^\rho/\Gamma_0}\right)^2 (\sigma_\rho)^2} \simeq 0.03 \quad (17)$$

収量比  $\Gamma_{ee}^\omega/\Gamma_{ee}^\rho$  に対して約 2% の誤差が得られた。粒子の反応断面積の比を 1 として、誤差を考慮しなかったため、多く見積もって 10% とした。以上の理由により  $\rho$  中間子の収量を  $\pm 10\%$  変化させて、系統誤差を評価した。

## 4 結果

### 4.1 質量変化量の評価

$\omega$ 、 $\phi$  中間子の質量変化の測定を以下の 3 つのモデルを用いて行った。

- 運動量依存性を考慮した質量変化モデル
- 運動量依存性と寿命変化を考慮した質量変化モデル
- 衝突中心度依存性を考慮した質量変化モデル

30 ページの図 20 は実験データと質量変化を考慮せずにフィッティングした結果を比較したグラフである。各グラフの上段は 3 つの横運動量領域  $0.0\text{--}1.5[\text{GeV}/c]$ 、 $1.5\text{--}3.0[\text{GeV}/c]$ 、 $3.0\text{--}5.0[\text{GeV}/c]$  に分けた  $\omega$ 、 $\phi$  中間子の質量分布で、下段の横軸は各粒子の質量で縦軸は以下の式 18 に示す割合  $r$  である。この割合は実験データとフィット結果が一致した場合 1 をとる。図 4.1 から、 $\omega$  中間子は  $0.70\text{--}0.77[\text{GeV}/c^2]$  の範囲でどの横運動量領域においても超過があると見受けられる。一方で、 $\phi$  中間子は明らかな超過は確認できないが、あると見なして質量変化を測定した。

$$r = \frac{\text{フィッティング結果}}{\text{実験データ}} \quad (18)$$

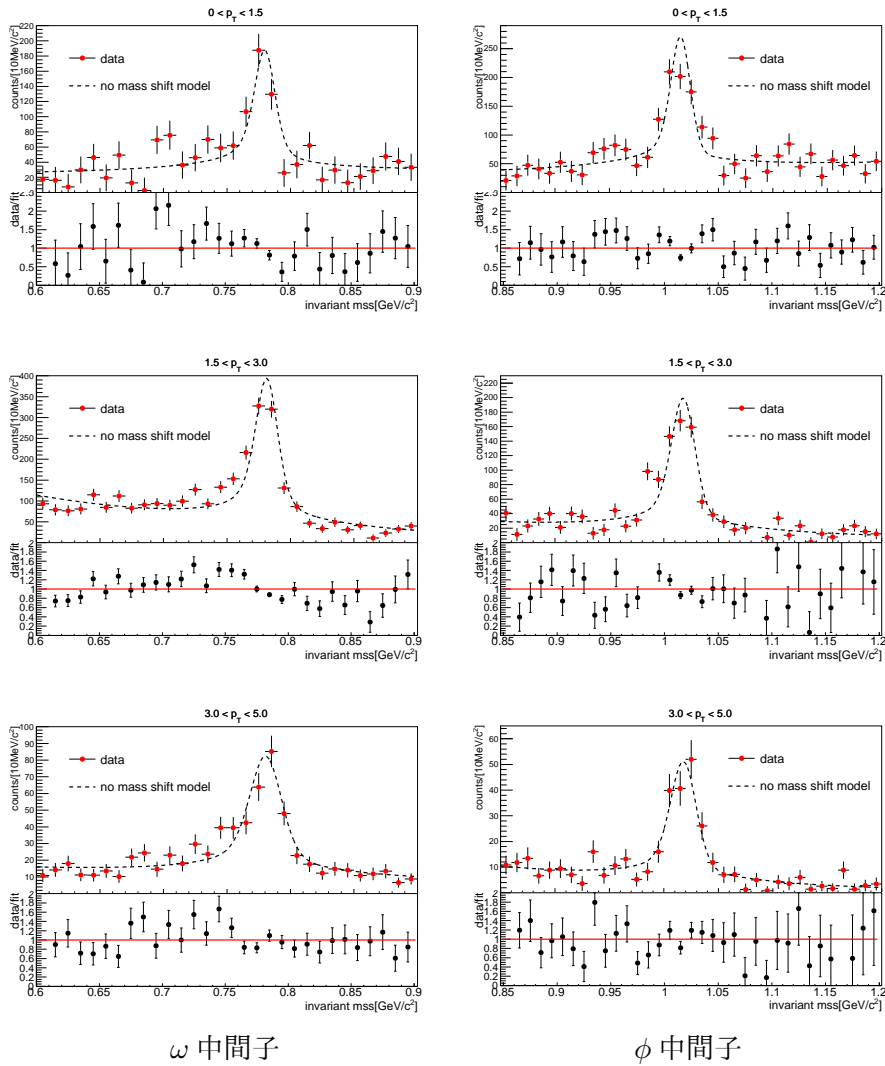


図 20: 各横運動量領域  $0-1.5[\text{GeV}/c]$ 、 $1.5-3.0[\text{GeV}/c]$ 、 $3.0-5.0[\text{GeV}/c]$  の  $\omega$ 、 $\phi$  中間子の質量分布 (上段)。式 18 によって求めた実験データ点に対する質量変化がないと仮定したフィット結果の値の割合  $r$  を表す (下段)。

#### 4.1.1 運動量依存性を考慮した質量変化モデル

- 重陽子+金原子核衝突実験において検出された電子、陽電子から再構成した $\omega$ 中間子の質量分布を以下の図 21 に示す。実験データを3つの横運動量領域に分け、質量変化モデルを用いて質量変化を測定した。その結果、横運動量が低くなるにつれて質量変化した $\omega$ 中間子の収量比が高くなっていることがわかる。また、 $\chi^2/\text{ndf}$ は質量変化のないと仮定したフィッティング結果と比較すると良くなっていることもわかる。このモデルの変数は $1-\Delta(=\mu_{\omega^*}/\mu_{\omega} : \text{中心値 } \mu)$ と $L(\propto A_{\omega^*}/A_{(\omega^*+\omega)} : \text{高さ } A)$ である。

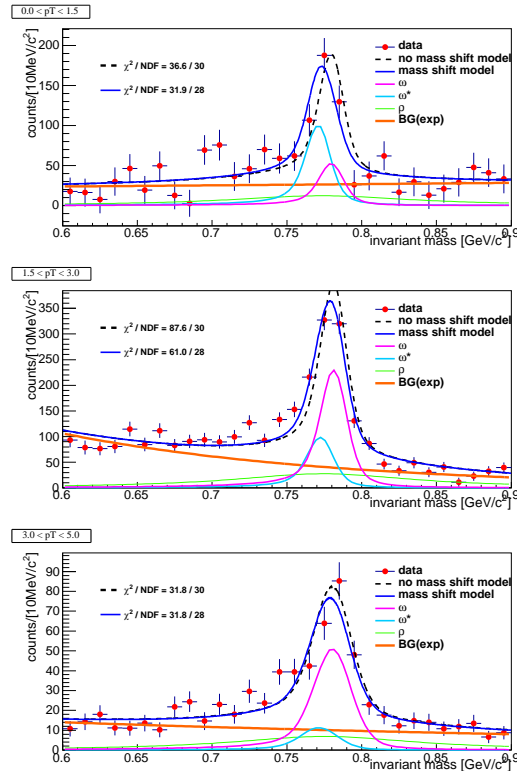


図 21: 横運動量領域  $0.0\text{--}1.5[\text{GeV}/c]$ 、 $1.5\text{--}3.0[\text{GeV}/c]$ 、 $3.0\text{--}5.0[\text{GeV}/c]$  における  $\omega$  中間子の質量分布。質量変化がないと仮定したときのフィッティング結果 (黒の点線)、運動量依存性を考慮した質量変化モデル (青)。このモデルを構成する各成分: 変化した不変質量分布 (水色)、変化していない不変質量分布 (ピンク)、 $\rho$  中間子の質量分布 (緑)、指数関数で仮定したバックグラウンド (橙)



図 22(a) の  $1-\Delta$  は不変質量 (ピンク) に対する変化した不変質量 (水色) の割合、(b) の  $L$  は高温高密度媒質の平均半径を指す。各値をある範囲で変数させた時の  $\chi^2$  を表している。このモデルにより  $1-\Delta$  と  $L$  の値は  $1-\Delta = 0.987^{+0.003}_{-0.002}$ 、 $L = 21.5^{+5.5}_{-4.8}$  と求められた。

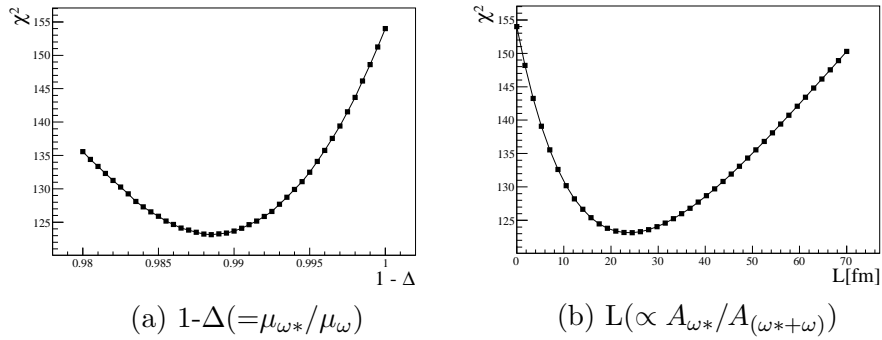


図 22: フィッティングパラメータの  $\chi^2$

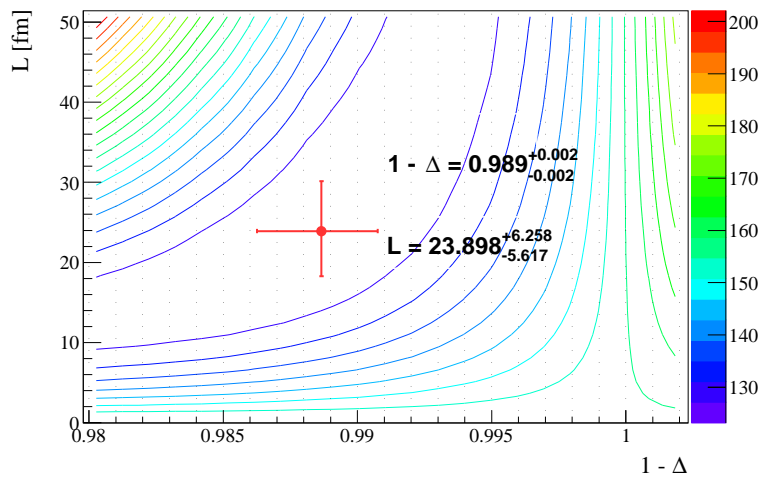


図 23: 図 22(a)(b) を 2 次元空間で表したグラフ。質量変化がない場合、 $1-\Delta=1$ 、 $L=0$  をとる。

- 電子、陽電子から再構成した  $\phi$  中間子の質量分布を以下の図 24 に示す。実験データを 3つの横運動量領域に分け、質量変化モデルを用いて質量変化を測定した。その結果、横運動量が低くなるにつれて質量変化した  $\phi$  中間子の収量比が高くなっていることがわかる。また、 $\chi^2/\text{ndf}$  は質量変化のないと仮定したフィッティング結果と比較すると良くなっていることもわかる。このモデルの変数は  $1-\Delta(=\mu_{\phi^*}/\mu_{\phi})$  と  $L(\propto A_{\phi^*}/A_{(\phi^*+\phi)})$  である。

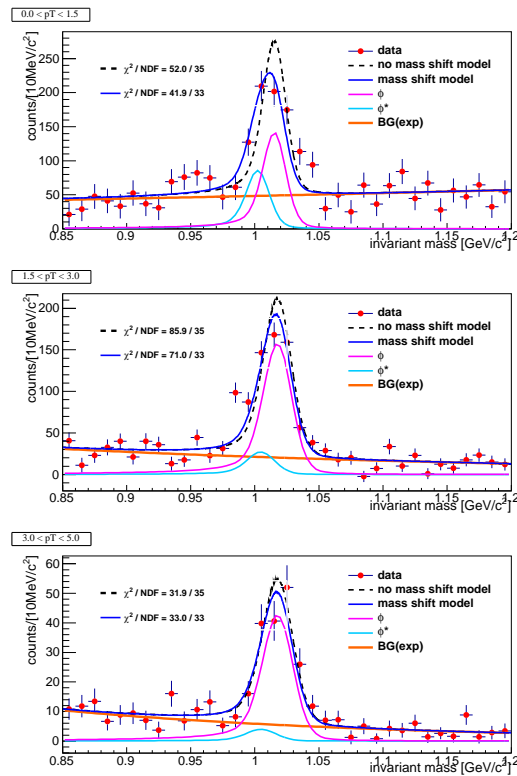


図 24: 横運動量領域  $0.0\text{--}1.5[\text{GeV}/c]$ 、 $1.5\text{--}3.0[\text{GeV}/c]$ 、 $3.0\text{--}5.0[\text{GeV}/c]$  における  $\phi$  中間子の質量分布。質量変化がないと仮定したときのフィッティング結果 (黒の点線)、運動量依存性を考慮した質量変化モデル (青)。このモデルを構成する各成分: 変化した不変質量分布 (水色)、変化していない不変質量分布 (ピンク)、 $\rho$  中間子の質量分布 (緑)、指数関数で仮定したバックグラウンド (橙)

図 25(a) の  $1-\Delta$  は不変質量 (ピンク) に対する変化した不変質量 (水色) の割合、(b) の  $L$  は高温高密度媒質の平均半径を指す。各値をある範囲で変数させた時の  $\chi^2$  を表している。このモデルにより  $1-\Delta$  と  $L$  の値は  $1-\Delta = 0.987^{+0.001}_{-0.004}$ 、 $L = 16.2^{+2.9}_{-5.1}$  と求められた。

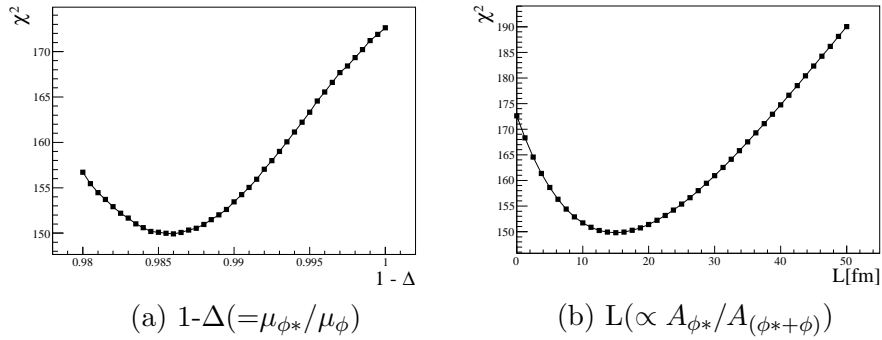


図 25: フィッティングパラメータの  $\chi^2$

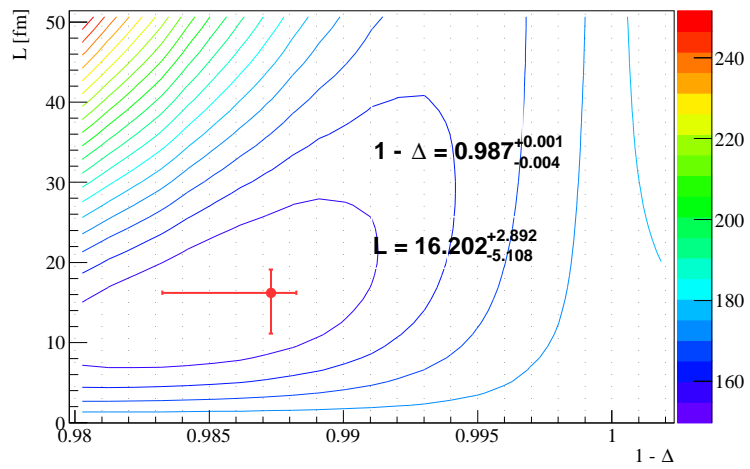


図 26: 図 25(a)(b) を 2 次元空間で表したグラフ。質量変化がない場合、 $1-\Delta=1$ 、 $L=0$  をとる。

#### 4.1.2 運動量依存性と寿命変化を考慮した質量変化モデル

- 電子、陽電子から再構成した $\omega$ 中間子の質量分布を以下の図27に示す。実験データを3つの横運動量領域に分け、寿命変化を考慮した質量変化モデルを用いて質量変化を測定した。その結果、横運動量が低くなるにつれて質量変化した $\omega$ 中間子の収量比が高くなっていることがわかる。また、 $\chi^2/\text{ndf}$ は質量変化のないと仮定したフィッティング結果と比較すると良くなっていることもわかる。このモデルの変数は $1-\Delta(=\mu_{\omega^*}/\mu_{\omega})$ 、 $L(\propto A_{\omega^*}/A_{(\omega^*+\omega)})$ 、 $\Gamma^*(=\text{width } \omega^*)$ である。

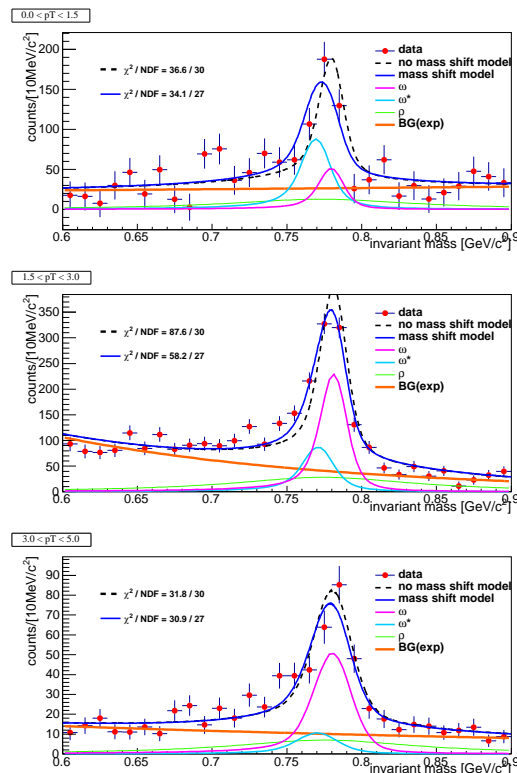


図 27: 横運動量領域  $0.0\text{--}1.5[\text{GeV}/c]$ 、 $1.5\text{--}3.0[\text{GeV}/c]$ 、 $3.0\text{--}5.0[\text{GeV}/c]$  における $\omega$ 中間子の質量分布。質量変化がないと仮定したときのフィッティング結果 (黒の点線)、運動量依存性と寿命変化を考慮した質量変化モデル (青)。このモデルを構成する各成分: 変化した不変質量分布 (水色)、変化していない不変質量分布 (ピンク)、 $\rho$  中間子の質量分布 (緑)、指数関数で仮定したバックグラウンド (橙)

図 28(a) の  $1-\Delta$  は不変質量 (ピンク) に対する変化した不変質量 (水色) の割合、(b) の  $L$  は高温高密度媒質の平均半径、(c) の  $\Gamma^*$  は高温高密度媒質中で変化した粒子の崩壊幅を指す。各値をある範囲で変化させた時の  $\chi^2$  を表している。このモデルにより  $1-\Delta$  と  $L$  の値は  $1-\Delta = 0.990^{+0.002}_{-0.002}$ 、 $L = 23.0^{+6.6}_{-5.5}$ 、 $\Gamma^* = 0.013^{+0.003}_{-0.003}$  と測定された。

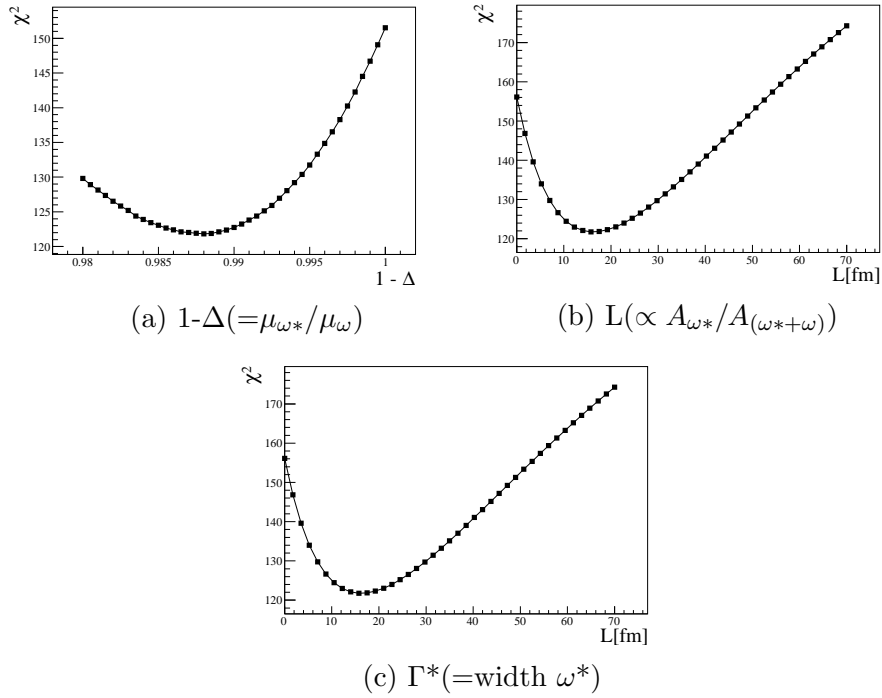


図 28: フィッティングパラメータの  $\chi^2$

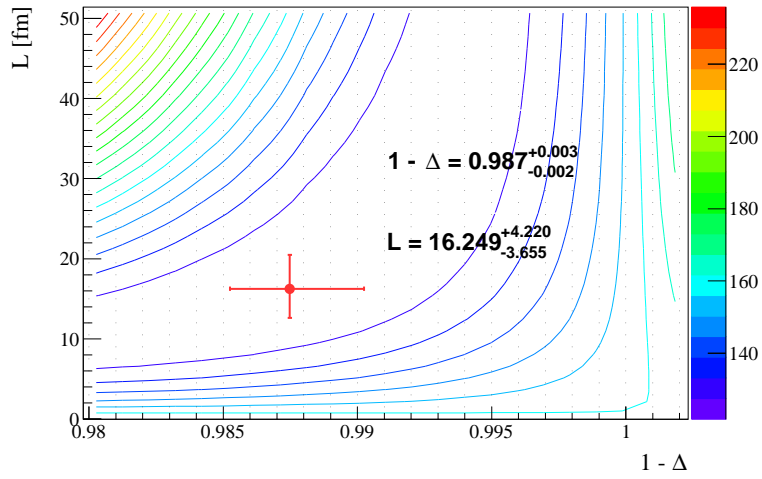


図 29: 図 28(a)(b) を 2 次元空間で表したグラフ。質量変化がない場合、 $1-\Delta=1$ 、 $L=0$  をとる。

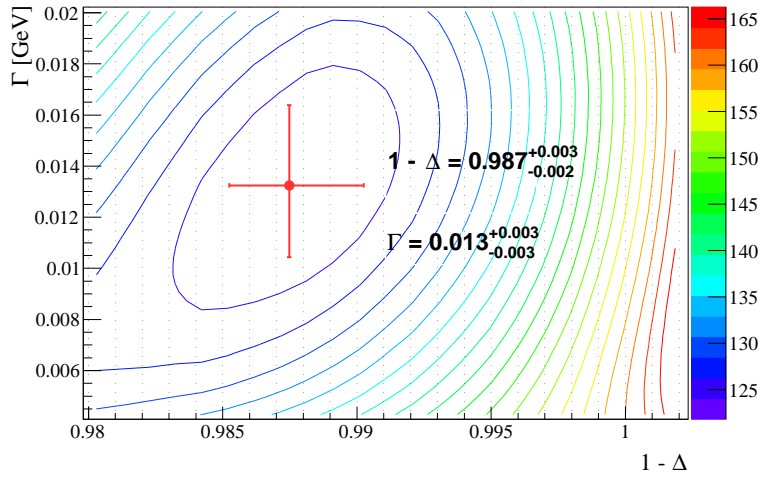


図 30: 図 28(a)(c) を 2 次元空間で表したグラフ。質量変化がない場合、 $1-\Delta=1$  をとる。

- 電子、陽電子から再構成した  $\phi$  中間子の質量分布を以下の図 31 に示す。実験データを 3つの横運動量領域に分け、寿命変化を考慮した質量変化モデルを用いて質量変化を測定した。その結果、横運動量が低くなるにつれて質量変化した  $\phi$  中間子の取量比が高くなっていることがわかる。また、 $\chi^2/\text{ndf}$  は質量変化のないと仮定したフィッティング結果と比較すると良くなっていることもわかる。このモデルの変数は  $1-\Delta(=\mu_{\phi^*}/\mu_{\phi})$ 、 $L(\propto A_{\phi^*}/A_{(\phi^*+\phi)})$ 、 $\Gamma^*(=\text{width } \phi^*)$  である。

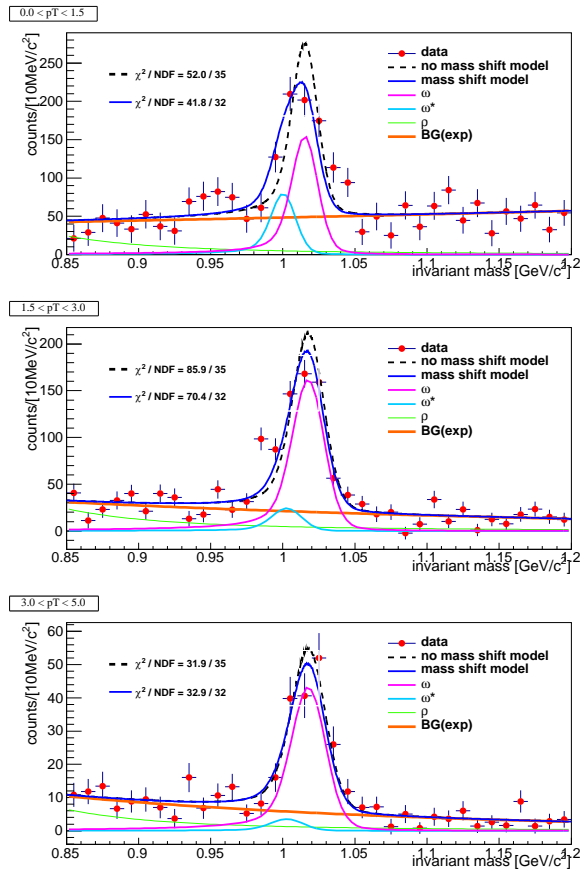


図 31: 横運動量領域  $0.0\text{--}1.5[\text{GeV}/c]$ 、 $1.5\text{--}3.0[\text{GeV}/c]$ 、 $3.0\text{--}5.0[\text{GeV}/c]$  における  $\phi$  中間子の質量分布。質量変化がないと仮定したときのフィッティング結果 (黒の点線)、運動量依存性と寿命変化を考慮した質量変化モデル (青)。このモデルを構成する各成分: 変化した不変質量分布 (水色)、変化していない不変質量分布 (ピンク)、 $\rho$  中間子の質量分布 (緑)、指数関数で仮定したバックグラウンド (橙)

図 32(a) の  $1-\Delta$  は不変質量 (ピンク) に対する変化した不変質量 (水色) の割合、(b) の  $L$  は高温高密度媒質の平均半径、(c) の  $\Gamma^*$  は高温高密度媒質中で変化した粒子の崩壊幅を指す。各値をある範囲で変数させた時の  $\chi^2$  を表している。このモデルにより  $1-\Delta$  と  $L$  の値は  $1-\Delta = 0.985^{+0.002}_{-0.003}$ 、 $L = 22.0^{+4.9}_{-5.7}$ 、 $\Gamma^* = 0.003^{+0.001}_{-0.001}$  と測定された。

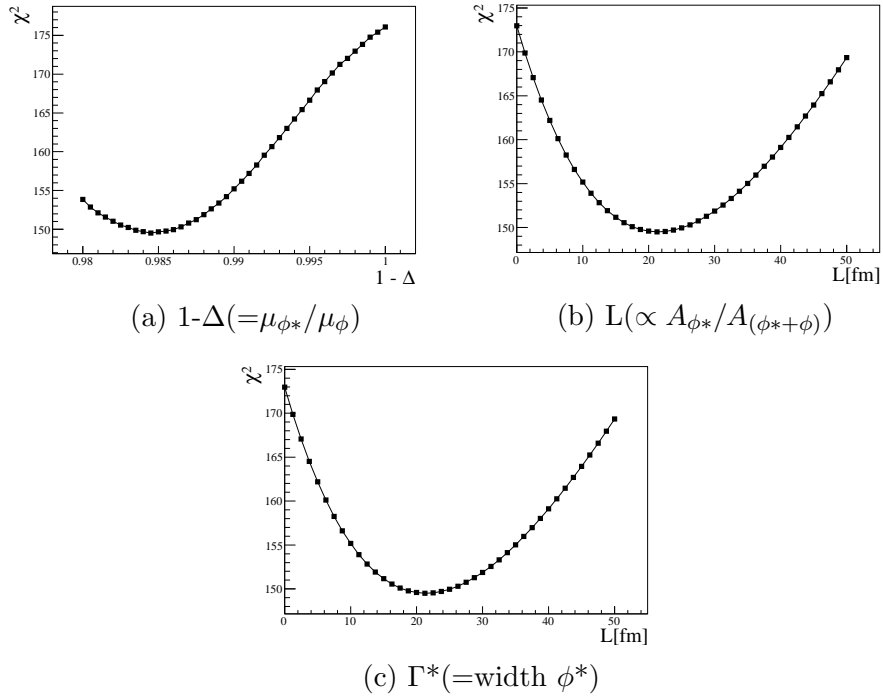


図 32: フィッティングパラメータの  $\chi^2$



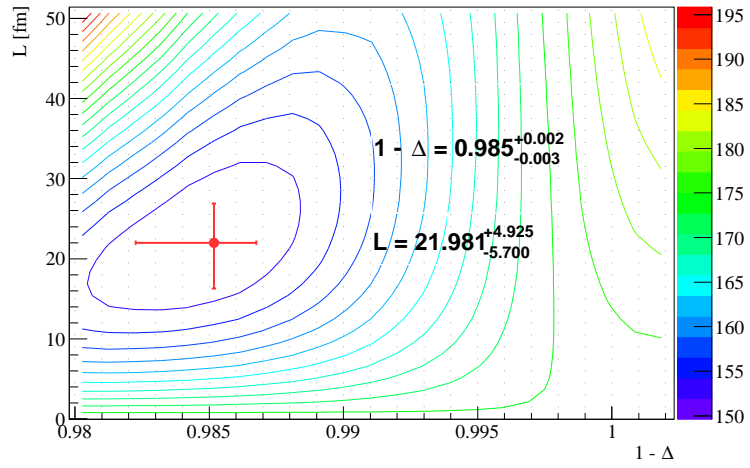


図 33: 図 32(a)(b) を 2 次元空間で表したグラフ。質量変化がない場合、 $1-\Delta=1$ 、 $L=0$  をとる。

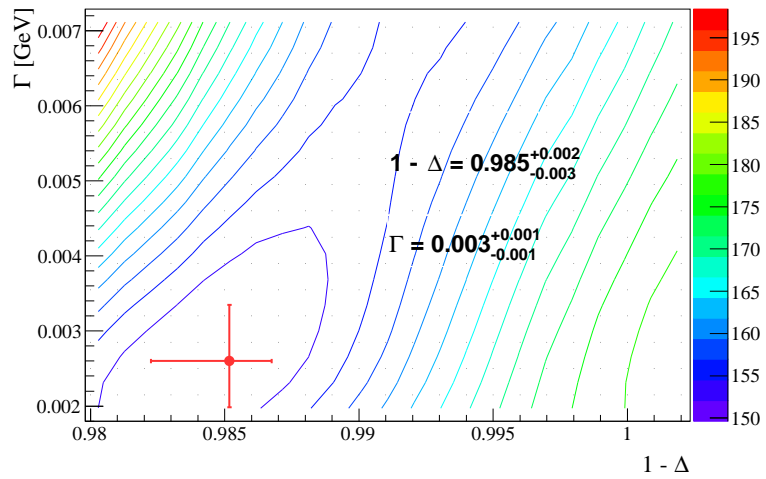


図 34: 図 32(a)(c) を 2 次元空間で表したグラフ。質量変化がない場合、 $1-\Delta=1$  をとる。

### 4.1.3 衝突中心度依存性を考慮した質量変化モデル

- 電子、陽電子から再構成した $\omega$ 中間子の質量分布を以下の図35に示す。実験データを3つの衝突中心度に分け、質量変化モデルを用いて質量変化を測定した。その結果、衝突中心度が高くなるにつれて質量変化した $\omega$ 中間子の収量比が高くなっていることがわかる。また、 $\chi^2/\text{ndf}$ は質量変化のないと仮定したフィッティング結果と比較すると良くなっていることもわかる。このモデルの変数は $1-\Delta(=\mu_{\omega^*}/\mu_{\omega})$ と $L(\propto A_{\omega^*}/A_{(\omega^*+\omega)})$ である。

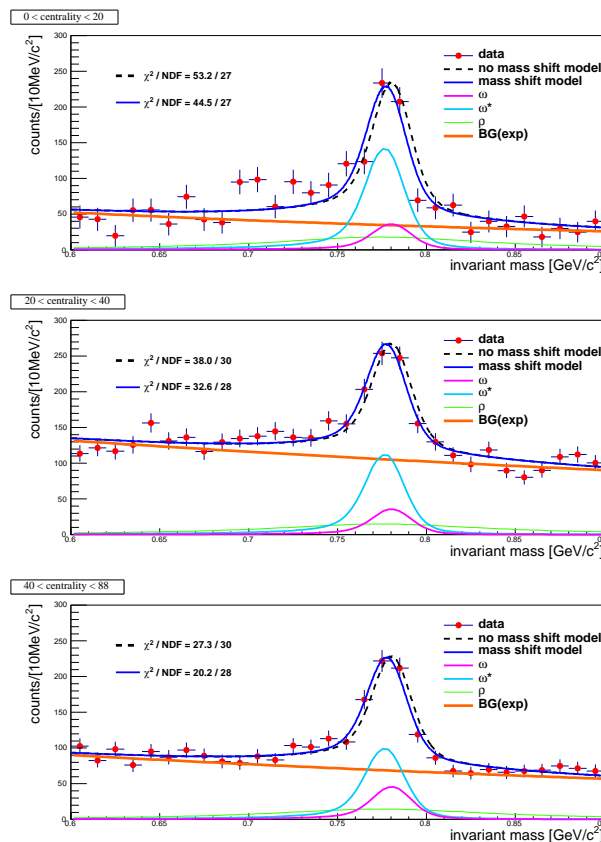


図 35: 衝突中心度領域0–20%、20–40%、40–88%における $\omega$ 中間子の質量分布。質量変化がないと仮定したときのフィッティング結果(黒の点線)、運動量依存性を考慮した質量変化モデル(青)。このモデルを構成する各成分: 変化した不変質量分布(水色)、変化していない不変質量分布(ピンク)、 $\rho$ 中間子の質量分布(緑)、指数関数で仮定したバックグラウンド(橙)

図 36(a) の  $1-\Delta$  は不変質量 (ピンク) に対する変化した不変質量 (水色) の割合、(b) の  $L$  は高温高密度媒質の平均半径を指す。各値をある範囲で変数させた時の  $\chi^2$  を表している。このモデルにより  $1-\Delta$  と  $L$  の値は  $1-\Delta = 0.995^{+0.001}_{-0.001}$ 、 $L = 100.0^{+135.4}_{-30.9}$  と測定された。

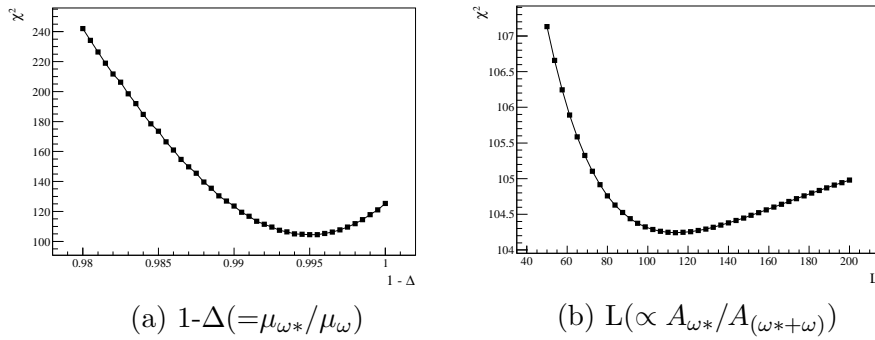


図 36: フィッティングパラメータの  $\chi^2$

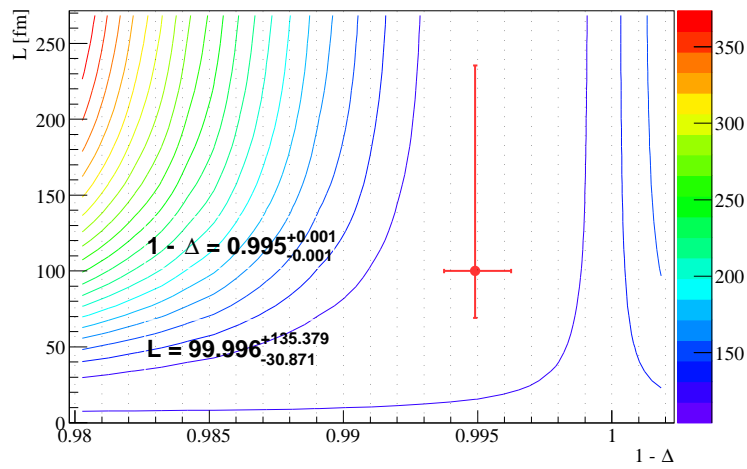


図 37: 図 36(a)(b) を 2 次元空間で表したグラフ。質量変化がない場合、 $1-\Delta=1$ 、 $L=0$  をとる。

- 電子、陽電子から再構成した  $\phi$  中間子の質量分布を以下の図 38 に示す。実験データを 3つの衝突中心度に分け、質量変化モデルを用いて質量変化を測定した。その結果、衝突中心度が高くなるにつれて質量変化した  $\phi$  中間子の収量比が高くなっていることがわかる。また、 $\chi^2/\text{ndf}$  は質量変化のないと仮定したフィッティング結果と比較すると良くなっていることもわかる。このモデルの変数は  $1-\Delta(=\mu_{\phi^*}/\mu_{\phi})$  と  $L(\propto A_{\phi^*}/A_{(\phi^*+\phi)})$  である。

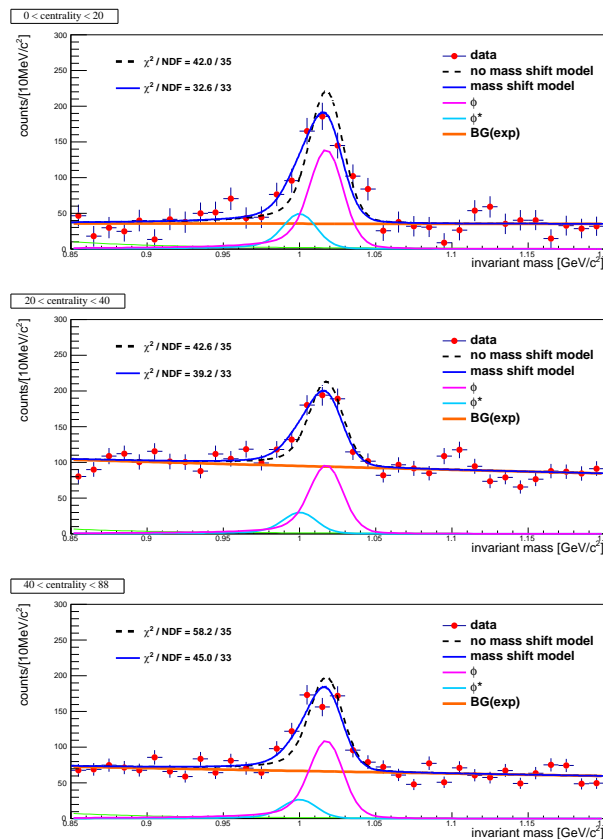


図 38: 衝突中心度領域 0–20%、20–40%、40–88%における  $\phi$  中間子の質量分布。質量変化がないと仮定したときのフィッティング結果 (黒の点線)、運動量依存性を考慮した質量変化モデル (青)。このモデルを構成する各成分: 変化した不変質量分布 (水色)、変化していない不変質量分布 (ピンク)、 $\rho$  中間子の質量分布 (緑)、指数関数で仮定したバックグラウンド (橙)

図 36(a) の  $1-\Delta$  は不変質量 (ピンク) に対する変化した不変質量 (水色) の割合、(b) の  $L$  は高温高密度媒質の平均半径を指す。各値をある範囲で変数させた時の  $\chi^2$  を表している。このモデルにより  $1-\Delta$  と  $L$  の値は  $1-\Delta = 0.983^{+0.002}_{-0.002}$ 、 $L = 14.6^{+3.2}_{-3.0}$  と測定された。

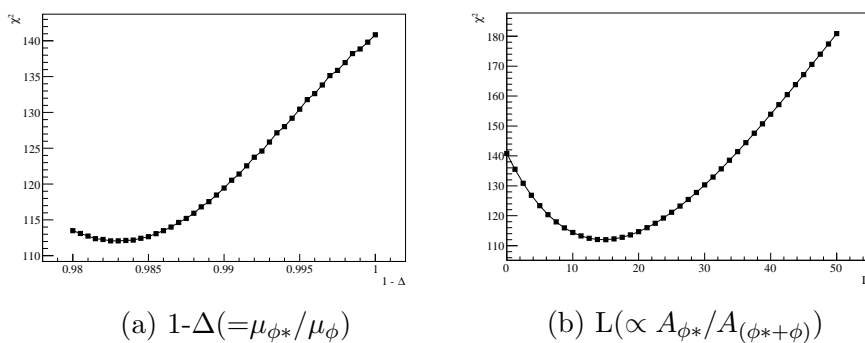


図 39: フィッティングパラメータの  $\chi^2$

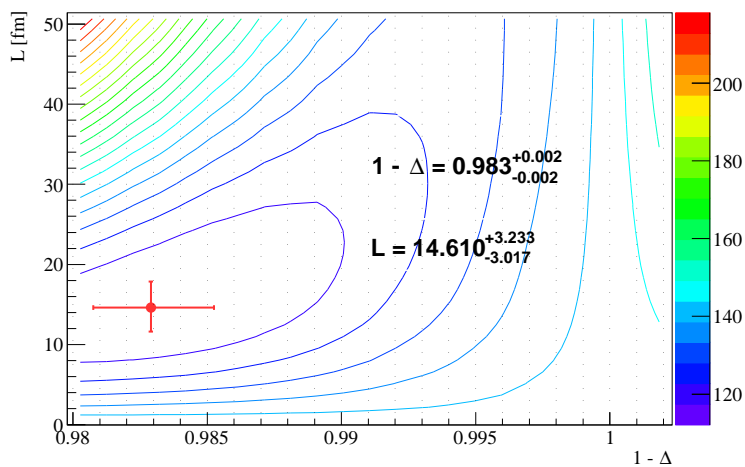


図 40: 図 39(a)(b) を 2 次元空間で表したグラフ。質量変化がない場合、 $1-\Delta=1$ 、 $L=0$  をとる。

## 5 考察、結論

図41の各点は $\omega$ 、 $\phi$ 中間子の質量分布を横運動量依存性を考慮した質量変化モデルと横運動量依存性と寿命変化を考慮した質量変化モデルを用いて質量変化を測定したことによって得られた変数 $1-\Delta(\{=\mu_{\omega^*}/\mu_{\omega}\}/\{=\mu_{\phi^*}/\mu_{\phi}\})$ 、 $L(\{\propto A_{\omega^*}/A_{(\omega^*+\omega)}\}/\{\propto A_{\phi^*}/A_{(\phi^*+\phi)}\})$ の値を表している。十字の実線と点の四角い分布は、統計誤差と系統誤差を表している。表5、6は28ページに述べた評価方法によって算出した系統誤差と、各点の値に対する各評価方法で算出した系統誤差の割合を示している。図41より各粒子において、異なるモデルで質量変化を測定した場合の $1-\Delta$ と $L$ の値は統計誤差と系統誤差を考慮した $1\sigma$ 以内で一致していることがわかる。これより、モデル依存性はないと考えられ、測定された質量変化はモデルによって作り出された理論誤差ではないと推測できる。また、 $\omega$ 、 $\phi$ 中間子の $1-\Delta$ が $1\sigma$ 以内で一致することから、カイラル対称性の回復によって変化する質量変化量は $u$ 、 $d$ 、 $s$ クォークにおいて $1\sigma$ 以内で一致すると考えられる。

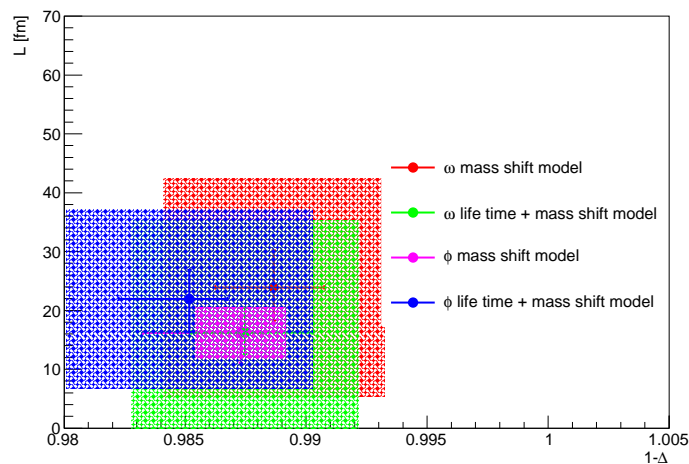


図 41: 横運動量依存性を考慮した質量変化モデルと横運動量依存性と寿命変化を考慮した質量変化モデルを用いて $\omega$ 、 $\phi$ 中間子の質量変化を測定した時の変数 $1-\Delta$ と $L$ の値を表す。 $\omega$ 中間子の質量分布を質量変化モデルを用いて測定(赤)、 $\omega$ 中間子の質量分布を寿命変化を考慮した質量変化モデルを用いて測定(緑)、 $\phi$ 中間子の質量分布を質量変化モデルを用いて測定(ピンク)、 $\phi$ 中間子の質量分布を寿命変化を考慮した質量変化モデルを用いて測定(青)

表 5:  $\omega$  中間子の各評価方法による系統誤差とその割合

質量変化モデル ( $1-\Delta=0.989$ , $L=23.9$ )		
系統誤差の要素	$1-\Delta$	$L[\text{fm}]$
バックグラウンドの関数	$\pm 0.002(1.7\%)$	$\pm 6.7(27.9\%)$
$\rho$ 中間子の収量	$\pm 0.002(1.7\%)$	$\pm 5.5(23.2\%)$
質量分布の中心値	$\pm 0.003(3.0\%)$	$\pm 12.9(53.9\%)$
検出器の分解能	$\pm 0.002(2.5\%)$	$\pm 10.1(42.1\%)$

寿命変化を考慮した質量変化モデル ( $1-\Delta=0.987$ ,  $L=16.2.0$ )

系統誤差の要素	$1-\Delta$	$L[\text{fm}]$
バックグラウンドの関数	$\pm 0.002(2.2\%)$	$\pm 8.0(49.4\%)$
$\rho$ 中間子の収量	$\pm 0.002(2.5\%)$	$\pm 6.8(41.8\%)$
質量分布の中心値	$\pm 0.002(2.6\%)$	$\pm 10.6(65.3\%)$
検出器の分解能	$\pm 0.002(2.3\%)$	$\pm 11.9(73.1\%)$

表 6:  $\phi$  中間子の各評価方法による系統誤差とその割合

質量変化モデル ( $1-\Delta=0.987$ , $L=16.2$ )		
系統誤差の要素	$1-\Delta$	$L[\text{fm}]$
バックグラウンドの関数	$\pm 0.001(0.9\%)$	$\pm 3.8(23.6\%)$
質量分布の中心値	$\pm 0.001(1.1\%)$	$\pm 1.5(9.1\%)$
検出器の分解能	$\pm 0.001(1.2\%)$	$\pm 1.3(8.3\%)$

寿命変化を考慮した質量変化モデル ( $1-\Delta=0.985$ ,  $L=22.0$ )

系統誤差の要素	$1-\Delta$	$L[\text{fm}]$
バックグラウンドの関数	$\pm 0.005(5.1\%)$	$\pm 9.9(45.2\%)$
質量分布の中心値	$\pm 0.003(0.3\%)$	$\pm 6.0(27.1\%)$
検出器の分解能	$\pm 0.003(0.3\%)$	$\pm 9.8(44.8\%)$

統計誤差と系統誤差の範囲で各変数  $1-\Delta$  と  $L$  が取りうる値を表7に示す。表7より、 $\omega$  中間子の質量変化を考慮したモデルでは  $1-\Delta(=\mu_{\omega^*}/\mu_{\omega}) = 0.989^{+0.002}_{-0.002} \pm 0.004$ 、 $L(\propto A_{\omega^*}/A_{(\omega^*+\omega)}) = 23.9^{+6.3}_{-5.6} \pm 18.5$ [fm]、質量変化と寿命変化を考慮したモデルでは  $1-\Delta = 0.987^{+0.003}_{-0.002} \pm 0.005$ 、 $L = 16.2^{+4.2}_{-3.7} \pm 19.1$ [fm] の範囲で質量変化が観測された。また、高温高密度の媒質中で変化した  $\omega$  中間子の崩壊幅  $\Gamma^*$  は真空中での崩壊幅  $\Gamma=0.008$ [GeV/ $c^2$ ] から  $\Gamma^*=0.013^{+0.003}_{-0.003}$ [GeV/ $c^2$ ] と変化していることがわかった。一方で、 $\phi$  中間子の質量変化を考慮したモデルでは  $1-\Delta(=\mu_{\phi^*}/\mu_{\phi}) = 0.987^{+0.001}_{-0.004} \pm 0.002$ 、 $L(\propto A_{\phi^*}/A_{(\phi^*+\phi)}) = 16.2^{+2.9}_{-5.1} \pm 4.3$ [fm]、質量変化と寿命変化を考慮したモデルでは  $1-\Delta = 0.985^{+0.002}_{-0.003} \pm 0.005$ 、 $L = 22.0^{+4.9}_{-5.7} \pm 15.2$ [fm] の範囲で質量変化が観測された。また、高温高密度の媒質中で変化した  $\phi$  中間子の崩壊幅  $\Gamma^*$  は真空中での崩壊幅  $\Gamma=0.004$ [GeV/ $c^2$ ] から  $\Gamma^*=0.003^{+0.001}_{-0.001}$ [GeV/ $c^2$ ] と変化していることがわかった。本研究では、寿命変化を考慮したモデルは1つしか用いていないため、変化した崩壊幅  $\Gamma^*$  をパラメータとするその他のモデルを用いて質量変化を測定し、さらに系統誤差を評価することで、変化した寿命を精度よく測定する必要があると考える。

表 7:  $1-\Delta$  と  $L$  が取りうる範囲

粒子	モデル	$1-\Delta(\pm 1\sigma)$	$L(\pm 1\sigma)$ [fm]
$\omega$	質量変化	$0.989^{+0.002}_{-0.002} \pm 0.004$	$23.9^{+6.3}_{-5.6} \pm 18.5$
	質量+寿命変化	$0.987^{+0.003}_{-0.002} \pm 0.005$	$16.2^{+4.2}_{-3.7} \pm 19.1$
$\phi$	質量変化	$0.987^{+0.001}_{-0.004} \pm 0.002$	$16.2^{+2.9}_{-5.1} \pm 4.3$
	質量+寿命変化	$0.985^{+0.002}_{-0.003} \pm 0.005$	$22.0^{+4.9}_{-5.7} \pm 15.2$

更に、統計誤差  $\sigma_{stat.}$  と系統誤差  $\sigma_{sys.}$  を含む誤差  $\sigma_{tot.}$  を以下の式 19 から求め、表 8、9 に示す。

$$\sigma_{tot.} = \sqrt{\sigma_{stat.}^2 + \sigma_{sys.}^2} \quad (19)$$

また、各  $1-\Delta$  と  $L$  の値を正規分布の中心値として、質量変化がない値 ( $1-\Delta=1$ ,  $L=0$ ) に達する確率を標準正規分布表より求めた。これは  $1-\Delta$  と  $L$  が質量変化する信頼度に相当する。これも同様に表 8、9 に示す。表 8、9 の  $1-\Delta$  と  $L$  の信頼度から、どのモデルにおいても約 80% 以上の信頼度で質量変化が起き、質量変化が起こる高温高密度媒質が生成されることがわかった。



表 8:  $1-\Delta$  の誤差と質量変化する確率

粒子	モデル	$1-\Delta(\pm 1\sigma_{tot.})$	信頼度%
$\omega$	質量変化	$0.989 \pm 0.004$	99.7
	質量+寿命変化	$0.987 \pm 0.006$	98.5
$\phi$	質量変化	$0.987 \pm 0.002$	99.9
	質量+寿命変化	$0.985 \pm 0.005$	99.9

表 9:  $L$  の誤差と質量変化する確率

粒子	モデル	$L(\pm 1\sigma_{tot.})[\text{fm}]$	信頼度%
$\omega$	質量変化	$23.9 \pm 19.3$	89.3
	質量+寿命変化	$16.2 \pm 19.5$	79.7
$\phi$	質量変化	$16.2 \pm 6.7$	99.2
	質量+寿命変化	$22.0 \pm 16.2$	91.3

今回主に議論しなかった衝突中心度依存性については、精確さを欠く要因が2つ考えられる。1つ目は小さい系において  $N_{part}^{\frac{1}{3}}$  スケーリングは方位角異方性 ( $v_2$ ) の解析で成り立つことが知られているが、質量変化測定を含む他の解析で有効かどうかはわからないことである。2つ目は、衝突中心度依存性を考慮した質量変化モデルを用いて質量変化を測定する際に、変化していない不変質量分布の中心値には今回行った1粒子崩壊のシミュレーションで求められた値を用いたことである。実際にはシミュレーションによって衝突中心度に依存性した中心値を求める際に、粒子多重度を考慮しなければならないからだ。なぜなら、衝突中心度が高いほど衝突による生成粒子が増えるため、飛跡検出器によって再構成される横運動量によって生じる系統誤差が大きくなり、PHENIX 検出器で再構成される質量分布の中心値は今回用いた値とは異なると予想される。したがって、シミュレーションによって測定された変化していない不変質量分布の中心値が各衝突中心度領域において適切ではないと考えられるため、このモデルを用いた質量変化測定による結果は精確ではないと推測される。今後このモデルを用いた質量変化測定において精度を良くするためには、粒子多重度を考慮した適格なシミュレーションが必要となる。

最後に、本研究では重陽子+金原子核衝突の実験データを解析した。2016年の PHENIX 実験では重陽子+金原子核衝突実験を行う予定で、本研究で用いた実験データと衝突重心系エネルギーが異なることから、同様に解

析を行うことで質量変化のエネルギー依存性が確認できると推測される。また新たに検出器が導入されているため、より精度良く飛跡を再構成出来るようになっていることから質量変化測定においてより精確な  $1-\Delta$  と  $L$  の値が観測されると考える。また、既に陽子+陽子衝突の実験データは解析されたが、金原子核+金原子核衝突の実験データは解析されていないので、今回用いたモデルを確立し、今後金原子核+金原子核衝突で QGP 中の  $\omega$ 、 $\phi$  中間子の質量変化測定も行いたいと考えている。

## 参考文献

- [1] Exascale Computational Sciences, <http://www.ccs.tsukuba.ac.jp/eng/research-activities/projects/ha-pacs/sciences/>
- [2] GRAPHIC SCIENCE MAGAZINE ニュートン, (2009), 『Newton 素粒子とは何か』, NewtonPress 159pp.
- [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] X.Zhu (2007), “correlations as a sensitive probe for thermalization in high energy nuclear collisions” <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269307002316>
- [5] Particle Data Group, (2012), Review Of Particle Physics, AMERICAN PHYSICAL SOCIETY pp.34–35
- [6] 独立行政法人 理化学研究所 大学共同利用機関法人 高エネルギー加速器研究機構, (2010), “米・重イオン衝突型加速器「RHIC」で、4兆度の超高温状態を実現”, <http://www.riken.jp/pr/press/2010/20100216/>
- [7] LHC ALICE 実験-ALICE JAPAN-, (発行年不明), “クォーク・グルーオンプラズマ (QGP)”, <http://alice-j.org/qgp.html>
- [8] 鈴木 溪, (2015), “カイラル対称性の部分的回復に伴う核媒質中のハドロン質量増加”, <http://www-conf.kek.jp/hadnucl/HadNucl2015/slides/1-2.pdf>
- [9] 佐久間史典, (2009), “物質質量の起源を実験的に探る”, <http://www.th.phys.titech.ac.jp/exotic/SS09/Talks/Sakuma.pdf>
- [10] 文部科学省科学研究費補助金新学術領域研究, (発行年不明), “カイラル対称性の破れによる質量生成機構の実験的解明”, <http://www.hepl.phys.nagoya-u.ac.jp/public/newhadron/jpn/research/j-parc.html>
- [11] (2002), <http://cryptome.org/eyeball/bnl/bnl-eyeball.htm>
- [12] PHENIX Collaboration, (2014), “Cross section and transverse single-spin asymmetry of  $\eta$  mesons in  $p \uparrow + p$  collisions at  $s\sqrt{=}200$  GeV at forward rapidity”, <https://inspirehep.net/record/1300542/plots>

- [13] 永江知文・永宮正治, (2013), 『原子核物理学』, 裳華房 172pp.
- [14] PHENIX Collaboration, (2013), Centrality categorization for  $Rp(d)+A$  in high-energy collisions arXiv:1310.4793 [nucl-ex]
- [15] D. Martínez Santosa・F. Dupertuisb, (2014), Mass distributions marginalized over per-event errors arXiv:1312.5000v2 [hep-ex]

## 参考図書

- GRAPHIC SCIENCE MAGAZINE ニュートン, (2007), 『Newton 加速器がわかる本』 NewtonPress 154pp.
- 日経サイエンス, 『ヒッグス粒子』 (通巻 495 号) 2012 年 9 月号
- 秋葉康之, (2014), 『クォーク・グルーオン・プラズマの物理』, 共立出版 pp.75-81, 111-116

## 謝辞

本研究を進めるにあたり、逐一ご指導してくださいました志垣賢太准教授に感謝いたします。また、ミーティング時にいつも鋭い観点からご指摘くださいました杉立徹教授、ラボエクササイズの $\mu$ の寿命測定において各機器の説明や実験の方針など幾度に渡り指導また議論してくださいました本間謙輔助教、セミナーでは優しくご指導してくださいました三好隆博助教に感謝致します。研究室のメンバーの大学院生の方々や他の4年生のみなさんは常に物理の議論に付き合ってくださいました。ありがとうございました。特に永嶋さんは同じこと何度質問しても快く答え下さり、議論を重ねる中で研究に対する姿勢を学ぶことができました。本当にありがとうございました。