

重心系衝突エネルギー 200GeV の  
陽子・陽子衝突実験における  $\phi$  中間子生成

槌本 裕二

広島大学大学院理学研究科物理学専攻  
高エネルギーハドロン実験研究室 M1379019

平成 15 年 2 月 23 日

## 概要

本研究では、米国ブルックヘブン国立研究所 RHIC 加速器 PHENIX 実験において、重心系衝突エネルギー 200GeV の陽子陽子衝突実験を行い、 $\phi$  中間子の生成について研究を行った。

中間子やその他のハドロンを構成しているクォークは、カイラル対称性が自発的に破れる事により質量が生じる。そのため、カイラル対称性が回復した真空中では、中間子などのクォークからなる粒子は、カイラル対称性が破れている真空における状態とは異なる状態を持つことが可能である。RHIC で行われている高エネルギー重イオン衝突実験において生成される高温状態相では、カイラル対称性が部分的に回復する可能性がある。カイラル対称性が自発的に破れた直後の中間子の質量、寿命 (質量幅)、崩壊比などの物理量は、カイラル対称性が破れた真空中におけるこれらの物理量と異なる値を持つことがあり得る。それを実験的に確かめるため、核子あたりの重心系衝突エネルギー 200GeV での重イオン衝突実験を行い、そこで生成された高温高密度状態から生成されたハドロンの質量や寿命についての研究を行っている。その中でも  $\phi$  中間子 (ストレンジクォーク対  $s\bar{s}$  からなる) は、レプトン対へ崩壊するチャネルがあるため、冷却後のハドロン相での相互作用を受けることのない測定ができる系として注目されている粒子のひとつである。

重イオン衝突実験データと直接比較検討するため、本研究では同エネルギーでの陽子・陽子散乱による  $\phi$  中間子生成を、荷電 K 中間子対への崩壊モードで観測した。また、モンテカルロシミュレーションを用いて検出器の  $\phi$  中間子の検出効率を横方向エネルギーの関数で求め、これを用いて検出器による効果を補正した生成量を算出した。その結果、 $\phi$  中間子の観測質量とその幅、および生成量が得られ、さらに、観測質量幅を金原子核同士の重イオン衝突実験データとの比較検討をした。

# 目次

<b>第1章 背景</b>	<b>3</b>
1.1 高温・高密度物質相	3
1.2 レプトン対による観測	4
1.3 カイラル対称性	7
1.4 $\phi$ 中間子と観測量	8
1.5 力学	8
1.6 共鳴粒子の寿命と質量幅	10
1.7 重イオン衝突実験における衝突中心度	11
<b>第2章 実験装置</b>	<b>13</b>
2.1 RHIC	13
2.2 PHENIX 実験	14
2.3 BB カウンタ (Beam Beam Counter)	14
2.4 零度カロリメータ (ZDC)	19
2.5 中央電磁石 (Central Magnet)	19
2.6 ドリフトチェンバ (Drift Chamber)	21
2.7 パッドチェンバ (Pad Chamber)	22
2.8 電磁カロリメータ (Electro-Magnetic Calorimeter)	23
2.9 ToF カウンタ (Time of Flight Counter)	25
2.10 リング・イメージング・チェレンコフ・ホドスコープ (RICH)	26
<b>第3章 解析手法</b>	<b>28</b>
3.1 運動量測定	28
3.2 ドリフトチェンバと飛行時間検出器とのマッチング	28
3.3 質量測定	29
3.4 検出粒子の種類同定	30

3.5	$\phi$ 中間子の再現 . . . . .	31
3.6	$\phi$ 中間子のバックグラウンドの再現 . . . . .	33
3.7	バックグラウンドを引いた質量分布 . . . . .	34
3.8	検出効率補正項 . . . . .	34
3.9	衝突あたりの $\phi$ 中間子生成量の横方向エネルギー分布と全生成量 . . . . .	36
3.10	横運動量分布の違いによる効果の補正 . . . . .	37
<b>第 4 章</b>	<b>結果</b>	<b>41</b>
4.1	$\phi$ 中間子の質量と質量幅 . . . . .	41
4.1.1	ToF カウンタを用いた場合 . . . . .	41
4.1.2	東側電磁カロリメータを用いた場合 . . . . .	41
4.1.3	西側電磁カロリメータを用いた場合 . . . . .	41
4.1.4	対比表 . . . . .	41
4.1.5	重イオン衝突実験との比較 . . . . .	42
4.2	$\phi$ 中間子の $K^+K^-$ モードから見積もった生成量 . . . . .	42
4.2.1	ToF カウンタを用いた場合 . . . . .	42
4.2.2	東側電磁カロリメータを用いた場合 . . . . .	42
4.2.3	西側電磁カロリメータを用いた場合 . . . . .	42
4.3	ToF カウンタと電磁カロリメータの横方向エネルギー分布の比較 . . . . .	43
<b>第 5 章</b>	<b>考察と今後</b>	<b>53</b>
<b>第 6 章</b>	<b>結論</b>	<b>55</b>
<b>第 7 章</b>	<b>謝辞</b>	<b>56</b>

# 第1章 背景

これまで、量子色力学 (Quantum Chromo Dynamics, QCD) が記述する強い相互作用の構造を探求するために、多くの実験的・理論的な努力が重ねられた。できるだけ広い範囲の温度やバリオン密度の状態を作り出すため、衝突エネルギー、核種、及び衝突係数 (Impact parameter) の異なる衝突を比較している。特に、衝突型加速器の導入は、それまでの固定標の実験よりも大きな、核子あたりの重心系衝突エネルギーを可能とした。

我々が興味を持っている、強い相互作用が支配的な系は、以下の2つの場合に存在する(した)であろうといわれている。1つは、ビッグバンで創生された宇宙の、誕生後数十マイクロ秒以内の初期宇宙である。このとき、宇宙の温度は  $200\text{MeV} \sim 1 \text{兆} \text{ } ^\circ\text{C}$  以上で、ネットバリオン密度 (Net Baryon Dencity) は低く、強い相互作用が支配的であったと見積もられている。もう1つは、重い中性子星の内部である。中性子星の表面温度は高くても10万度程度であるが、重い中性子星の中心部の密度は、 $10^{15}\text{g}/\text{cm}^3$  に達すると見積もられており、これは、通常物質の原子核密度の約4倍である。

実験室でこの状態を再現する試みは、米国ブルックヘブン国立研究所 (BNL) の Alternation Gradient Synchrotron (AGS,  $\sqrt{s_{NN}} \sim 5 \text{ GeV}$ ) や、欧州原子核共同研究機構 (CERN) の Super Proton Synchrotron (SPS,  $\sqrt{s_{NN}} \sim 20 \text{ GeV}$ ) で行われた。そして、今、BNL の Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) が稼働し、 $\sqrt{s_{NN}} \sim 200 \text{ GeV}$  での実験が始まっている。また、CERN では Large Hadron Collider (LHC) が計画され、 $\sqrt{s_{NN}} \sim 10000 \text{ GeV}$  を達成することが目標とされている。

## 1.1 高温・高密度物質相

物質を高温、或いは高密度にしていくと、最終的には核子同士がオーバーラップし始め、核子内に閉じこめられていたクォークとグルーオンが、核子の枠を越えて浸透し始める。この状態は、Quark Gluon Plasma (QGP) と呼ばれている相で、おおよそ温度  $150 \sim 200 \text{ MeV}$  (または、核密度が通常の核密度の約1.5倍) 付近が相転移点だと見積もられている。これは、

有限温度の格子 QCD(Lattice QCD) 計算からも予言されており、実験的研究も、高エネルギー原子核実験において盛んに行われている。この QGP への相転移点の付近では、通常のハドロ物質中で、数百 MeV の有効質量 (Effective Mass) を持つアップクォーク (u-quark) とダウンクォーク (d-quark) を中心に、カイラル対称性の回復に伴い、クォークが質量を失うであろうと予想されている。

図 1.1 は、QCD が予言する相図に、高エネルギー原子核実験で測定された化学凍結と熱的凍結点を重ねた図である。衝突後数 fm/c の後、系の温度が下がり、化学凍結 (chemical freezeout) が起こる。化学凍結とは、クォークの再結合が終わり、終状態の粒子の種類が変化しなくなる点である。その後、約 10fm/c の後、系の膨張に伴い終状態の粒子の平均自由行程 (mean free path) が長くなり、衝突によって発生した火の玉の大きさより大きくなる。これを、熱的凍結 (thermal freezeout) と呼ぶ。熱的凍結で粒子間の弾性散乱がおわり、ハドロンの運動量分布はほとんど変化しなくなる。検出器で観測する事のできる運動量分布は、この熱的凍結時の分布である。この時の火の玉の大きさは、約 20fm 程度の大きさなると思われる [11]。衝突後のかなり早い時期にパートンレベルの熱平衡が達成されていれば、熱平衡が達成されていれば、観測粒子の種類毎の生成量の比から、熱力学に基づいて化学凍結温度を見積もることができる。RHIC の金イオン同士による核子あたりの重心系衝突エネルギー 200GeV の正面衝突では、化学凍結温度が 160~190GeV 付近 [8] に達しており、カイラル対称性が回復していることが期待できる。

## 1.2 レプトン対による観測

もし、重イオン衝突実験において、このような相転移が起こっているとすれば、そのシグナルをどうやってバックグラウンドから分離するかが問題となる。冷却後のハドロ物質相での相互作用が小さいのは、レプトン (lepton) と光子 (photon) である。そのため、レプトンと光子は、衝突直後の系の状態を観測するのに原理的に適した探針 (probe) である。多くの実験において、観測しやすい荷電レプトン (電子・陽電子 ( $e^+e^-$ ) や  $\mu$  粒子 ( $\mu^+\mu^-$ )) を観測する努力がされてきた。そして、もうひとつ、ハドロン相の影響を受けにくい探針が、レプトンついに対する不変質量 (invariant mass) である。寿命の短い粒子がレプトンチャンネルに崩壊すると、そのレプトンはハドロン相での影響を受けにくいので、崩壊後のレプトンから運動学的に崩壊前の粒子の質量と運動量を再現できる。

レプトンも、荷電核子に接近すれば、電場による制動放射 (Bremsstrahlung) を起こし

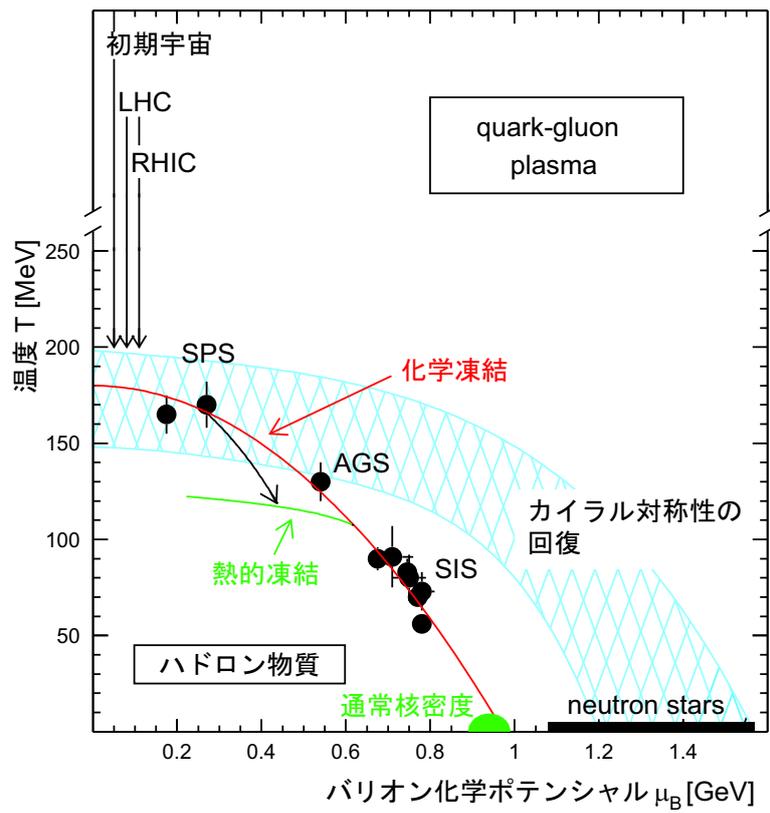


図 1.1: 量子色力学の予言する相図と、各高エネルギー実験で測定された化学凍結温度。

て運動量が変化するが、経験的に、その影響は比較的小さいことが知られており [9]、不変質量分布のシグナルとバックグラウンドの比 (S/N ratio) は、一般に光子の観測よりもよくなる。光子には、多くのバックグラウンドが混じり QGP 相内部での強い相互作用に起因する直接光子 (direct photon) を選別することが困難である。

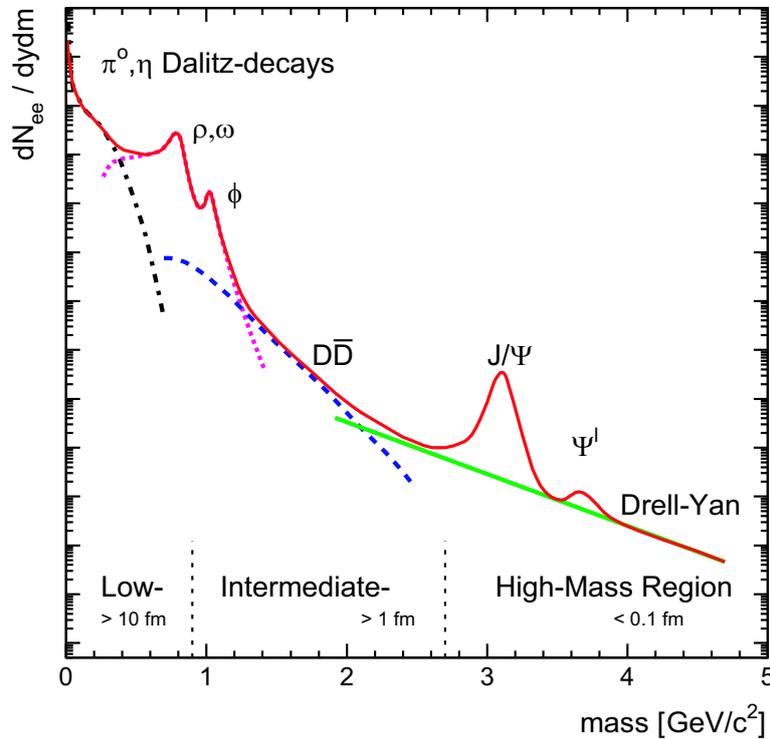


図 1.2: 電子・陽電子対の不変質量分布の主な構成要素 [1]

衝突の直後約  $1\text{fm}/c$  以内では、衝突によって励起されたハドロン物質はまだ熱平衡に至っていない。この状態を、前平衡状態 (pre-equilibrium) と呼ぶ。前平衡状態からのレプトン対の放出は、 $q\bar{q} \rightarrow l^+l^-$  ( $l$  は  $e$  や  $\mu$  のレプトンを表す) のようなドレル・ヤン (Drell-Yan) 過程のような弾性散乱によるものが多いと考えられる。ドレル・ヤン過程により放出されたレプトン対は、の不変質量分布の約  $3\text{GeV}$  以上の領域で主な構成要素となる。(図 1.2)

$1\text{fm}/c$  が経過したころ、系は急速に熱平衡を達成する。この状態を、QGP 相、あるいはパートン相 (partonic phase) と呼ぶ。ここで発生するレプトン対は、クォークの対消滅によるレプトン対生成が多くなるが、熱平衡が達成されているため、熱力学的な運動量分布をとる。

凍結後は、共鳴粒子からの崩壊によるレプトン対が生成される。レプトン対への 2 体崩壊では、不変質量分布の親粒子の質量付近にピークがたつ。また、 $\pi^0$  や  $\eta$  の様な  $2\gamma$  崩壊

を起こすハドロンからは、娘 $\gamma$ のレプトンチャネルへの崩壊が即座におこるダリッツ崩壊 (Dallitz decay) により、不変質量が小さなレプトン対が生成され、2体崩壊ほど鋭くはないが、親粒子とその崩壊チャネルに固有な分布を取る。ダリッツ崩壊は、不変質量1GeV以下の領域で主な構成要素となる。(図1.2)

### 1.3 カイラル対称性

表 1.1: 6 フレーバのクォークの質量と電荷

	質量	電荷
u	1.5~4.5 MeV	2/3
d	5~8.5 MeV	-1/3
s	80~155 MeV	-1/3
c	1~1.4 GeV	2/3
b	4~4.5 GeV	-3/3
t	170~180 GeV	2/3

クォーク・グルーオンとその間の強い相互作用は、QCDによって記述される。クォークにはアップ (u)、ダウン (d)、ストレンジ (s)、チャーム (c)、ボトム (b)、トップ (t) の6種類がある。(表1.1) これをフレーバ (Flavor) と呼ぶ。また、それぞれのクォークは更に3色の色の自由度を持っている。QCDの作用は、質量項を無視すればカイラル変換に対して不変である。

カイラル変換とは、

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} = e^{i\gamma^5\tau\theta} \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

のような、位相変換である。ここで、 $\tau$ はパウリ行列、 $\theta$ は任意の角度(3次元ベクトル)、 $\gamma^5$ は右巻クォークと左巻クォークを互いに交換する因子である。ここでは簡単のために色の自由度を省略した。

中間子やその他のハドロンを構成しているクォークは、カイラル対称性が自発的に破れる事により質量が生じる。その質量は、周囲のQCD真空の状態により決まっているため、カイラル対称性が回復した真空中では、中間子などのクォークからなる粒子は、カイラル対称性が破れている真空における状態とは異なるエネルギー状態を持つことが可能である。カイラル対称性が自発的に破れた直後の中間子の質量、寿命(質量幅)、崩壊比などの物理

量は、カイラル対称性が破れた真空中におけるこれらの物理量と異なる値を持つことがあり得る。それを実験的に確かめるため、核子あたりの重心系衝突エネルギー 200GeV での重イオン衝突実験を行い、そこで生成された高温状態から生成されたハドロンの質量や寿命についての研究を行っている。

また、高温状態下の他に、高密度状態下でのカイラル対称性の回復に注目している研究者も多い。高密度状態でのベクトル中間子の質量変化 [2] に注目し、これを実験的に検証する試みも行われている [3]。

## 1.4 $\phi$ 中間子と観測量

本研究では、 $\phi$  中間子に注目した。 $\phi$  中間子はストレンジクォークと反ストレンジクォークの共鳴状態である。ストレンジクォークは第2世代に属し、質量が約 100MeV (80 から 155MeV) といわれている、電荷+1/3 のクォークである。 $\phi$  中間子は平均 44[fm/c] の寿命で崩壊し、図 1.2 に示されているチャンネルに崩壊する。この中で、レプトン対へ崩壊するチャンネルは、1.2 で挙げたように、冷却後のハドロン相での相互作用を受けることのない測定ができる系として注目されている。また、 $\phi$  中間子の質量 (1019MeV) と K 中間子対の質量 (荷電 K 中間子対 987MeV, 中性 K 中間子対 995MeV) が近いことから、荷電 K 中間子へ崩壊する確率が高くなっている。そのため、 $\phi$  中間子の質量が変化すれば、K 中間子対への崩壊確率に比較的大きく現れると期待できる。

PHENIX 実験では、中央検出器で電子・陽電子を、 $\mu$  粒子検出器で  $\mu$  粒子・反  $\mu$  粒子を検出可能である。また、PHENIX の中央検出器では、電子・陽電子と同じ領域に飛来する荷電 K 中間子を検出可能であるため、電子・陽電子対での  $\phi$  中間子の観測数と荷電 K 中間子対での  $\phi$  中間子の観測数を同じ観測領域について比較することができ、崩壊確率の変化を観測できる。また、重イオン衝突は非常に複雑な過程が入り混じっているため、RHIC では、陽子・陽子衝突実験を同時に行い、互いの結果を比較することができる。

本研究では、解析の第1段階として、陽子・陽子衝突実験における荷電 K 中間子チャンネルでの  $\phi$  中間子を解析し、重イオン衝突実験の結果と比較した。

## 1.5 力学

この章では、以下の章で用いられる物理量の定義を紹介する。

RHIC のようなイオン衝突実験においては、ビーム軸方向を z 軸にとり、ビーム軸と垂

表 1.2:  $\phi$  中間子の崩壊モード

崩壊モード	記号	崩壊比
荷電 K 中間子対	$K^+K^-$	49.2%
中性 K 中間子対	$K_s^0K_l^0$	33.7%
3 体 $\pi$ 中間子	$\pi^+\pi^-\pi^0$	15.5%
$\eta$ 中間子+光子	$\eta\gamma$	1.3%
中性 $\pi$ 中間子+光子	$\pi^0\gamma$	0.12%
電子・陽電子対	$e^+e^-$	0.03%
$\mu$ 粒子対	$\mu^+\mu^-$	0.03%

直な方向を横方向 (transverse) と呼ぶ。横方向のうち、地面に水平な方向を x 軸、垂直な方向を y 軸としている。3次元運動量  $\vec{p}$  の横方向への射影を、横方向運動量 (transverse momentum) と呼び、記号  $p_T$  で表す。横方向運動量は、飛跡のビーム軸 (z 軸) からの角度  $\theta_0$  を用いて、

$$p_T = p \sin \theta_0 \quad (1.2)$$

と書ける。この  $\theta_0$  を initial polar angle と呼ぶ。また、エネルギー E は、運動量 p と静止質量 m を用いて  $E^2 = m^2 + p^2$  で表される。同様に、横方向エネルギー (transverse energy) は、記号  $m_T$  で表され、

$$m_T^2 = p_T^2 + m^2 \quad (1.3)$$

で定義される。

一方、z 軸方向について、ラピディティ (rapidity) と呼ばれる量を定義し、記号  $y$  で表す。ラピディティは、エネルギー E と z 方向の運動量  $p_z$  を用いて、

$$y = \frac{1}{2} \log \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (1.4)$$

で定義される。これより、 $p_z = m_T \sinh y$  が得られる。このラピディティそのものは、ローレンツ変換に対して不変ではないが、ラピディティの微分  $dy$  が不変量であるため、z 軸方向の運動に対して観測量を別の実験と比較するのに用いられる。また、このラピディティは、質量の分かっている粒子に対してのみ定義できる。しかし、質量の分からない粒子についても議論できるように、擬ラピディティ (pseudo-rapidity) を導入する。擬ラピディティ  $\eta$  は

$$\eta = -\ln \left( \tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (1.5)$$

で定義される。擬ラピディティは運動量が質量に対して十分大きな値を持つとき、ラピディティに近似できる。

これらの物理量を用いて、粒子の4次元運動量  $p^\mu$  を表すと、

$$p^\mu = \left( m_T \cosh y \quad p_T \cos \phi_0 \quad p_T \sin \phi_0 \quad m_T \sinh y \right) \quad (1.6)$$

となる。ここで  $\phi_0$  は、 $\vec{p}_T$  と  $x$  軸の成す角である。

相対論的速度で運動する粒子の速度を表すのに広く用いられる物理量が  $\gamma$  因子である。 $\gamma$  因子は、速度  $v$  と光速  $c$  の比  $\beta = v/c$  を用いて、

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (1.7)$$

で定義される。本研究で議論する衝突実験で加速された陽子や金イオンの  $\gamma$  因子は約 100 である。これは、金イオンが進行方向に  $1/\gamma = 1/100$  だけローレンツ収縮している事に対応する。

衝突させる2つのイオン(粒子)の4次元運動量  $p_1^\mu = (E_1 \quad \vec{p}_1)$ ,  $p_2^\mu = (E_2 \quad \vec{p}_2)$  を用いて、重心系衝突エネルギー

$$\sqrt{s} \text{を、} s = (p_1 + p_2)^\mu \cdot (p_1 + p_2)_\mu = m_1^2 + 2E_1 E_2 - 2\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2 + m_2^2 \quad (1.8)$$

と定義する。この  $s$  は、ローレンツ変換に対して不変量であるため、加速した粒子同士を衝突させる実験と、加速した粒子を固定標的に入射する実験との間で衝突エネルギーを比較する事ができる。また、運動量の異なる粒子同士の衝突実験にも適応できる。本研究で議論する陽子・陽子衝突実験は、重心系衝突エネルギー  $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$  である。また、金イオンを用いた重イオン衝突実験の、核子あたりの重心系衝突エネルギーも  $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$  である。

## 1.6 共鳴粒子の寿命と質量幅

時間  $t=0$  に存在する  $\phi$  中間子の波動関数  $|\phi(t)|^2$  は、寿命  $\tau$  の指数関数で崩壊するため、 $|\phi(t)|^2 = |\phi(0)|^2 e^{-\frac{t}{\tau}}$  で減少していく。ここで、 $\phi$  中間子の質量を  $m_\phi$ 、崩壊因子  $\Gamma/2 = 1/2\tau$  を用いると、波動関数は  $\phi(t) \sim e^{-im_\phi t} e^{-\Gamma t/2}$  で記述できる。これを Fourier 展開し、重心系エネルギー  $E$  を用いてあらわすと、 $\chi(E) = \int \phi(t) e^{iEt} dt$  となる。よって、実験で求められる崩壊率は、質量  $m_\phi$  と寿命  $\tau$  の関数で

$$|\chi(E)|^2 = \left( (E - m_\phi)^2 + (\Gamma/2)^2 \right)^{-1} \quad (1.9)$$

となり、この分布は Breit-Wigner 分布と呼ばれている。系統誤差を見積もることができれば、親粒子が作る不変質量分布上のピークをこの式でフィットする事により、親粒子の平均寿命を求める事が可能であるが、本研究では、検出器の誤差を見積もっていないため、ガウス分布に近似し、系統誤差も含めた幅を議論する。

## 1.7 重イオン衝突実験における衝突中心度

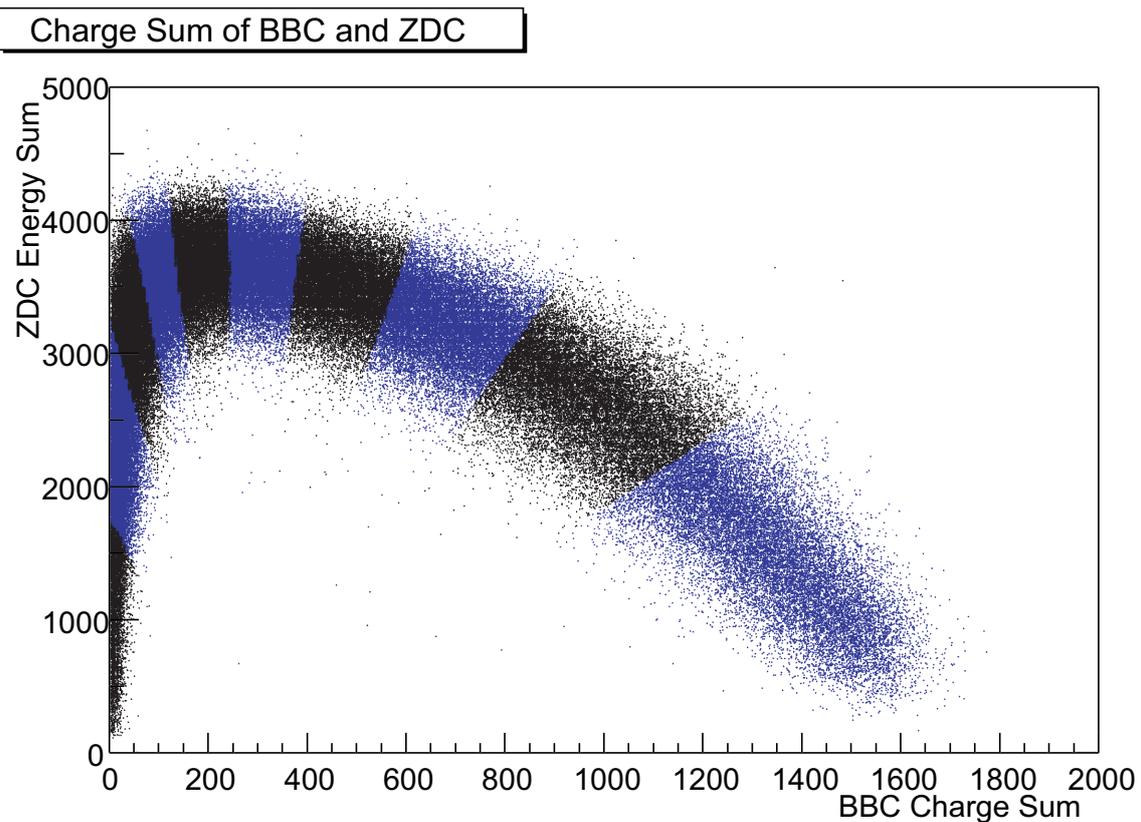


図 1.3: BB カウンタの出力電荷量 (横軸) と零度カロリメータの観測エネルギー量 (縦軸) の相関図。右下が中心衝突で、左側ほど周辺衝突になっていく。衝突中心度を 0~100 % に分割し、10%毎に色分けをしている。

重イオン衝突実験では、前方零度カロリメータ (ZDC) とラピディティ 3.1~4 をカバーする BB カウンタへの粒子入射数の相関から、反応事象の衝突中心度を決めている。ZDC への入射エネルギーと、BB カウンタの出力電荷量の関係が、図 1.3 に示されている。衝突する 2 つのイオンの衝突係数が小さい中心衝突する場合は、衝突事象に関与する (関与部) 核子の数が多いので、衝突点から発生する粒子数が多くなり、また、反応に参加しない (傍観部) 核子が少なくなる。そのため、BBC に入射する粒子の数は多くなるが、ZDC

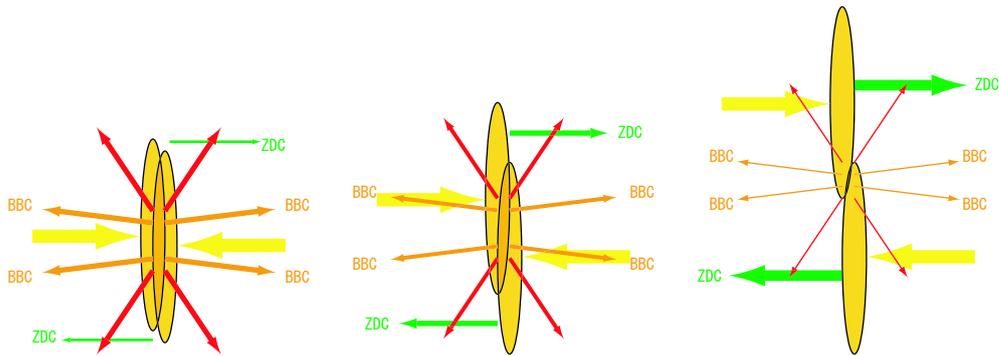


図 1.4: 中心衝突

図 1.5: やや中心衝突

図 1.6: 周辺衝突

図 1.7: 衝突係数の違いによる BBC と ZDC への粒子入射数の違い。

入射粒子の数は少なくなる。一方で、やや周辺衝突の場合は、関与部が小さく傍観部が大きくなるため、BBC への入射粒子が少なくなり、ZDC の入射粒子は多くなる。さらに、最も周辺衝突の場合、衝突の規模が小さくなる為、BBC も ZDC とも入射する粒子数は少なくなる。このような BBC と ZDC の相反関係から、衝突の中心度を決定している。

## 第2章 実験装置

### 2.1 RHIC

1983年に中止が決定された ISABELL 衝突型加速器が中止間際にブルックヘブン国立研究所に建設した周長 3.8 km の空のトンネルを再利用して、世界初の重イオン衝突型加速器兼偏極陽子衝突型加速器として建設されたのが Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC [6]) である。RHIC は陽子から金までのさまざまな原子核を加速でき、最も重い金原子核ビームで核子あたり 100 GeV のエネルギーを達成している。ここでは BRAHMS・PHENIX・PHOBOS・STAR の 4 つの検出器が陽子・陽子衝突から金・金原子核までの衝突実験を行っている。

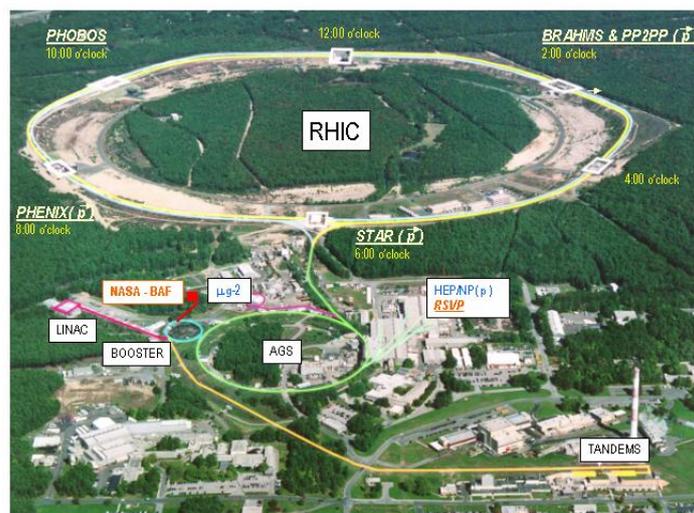


図 2.1: ブルックヘブン国立研究所にある RHIC リングと、4 つの実験。

## 2.2 PHENIX 実験

RHIC では、STAR・PHENIX・BRAHMS・PHOBOS の、4つの実験が行われている。本研究は PHENIX(Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment[7]) 実験の検出器とその周辺装置を用いて収集されたデータを用いた。PHENIX 実験にはブルックヘブン国立研究所の約 500 人の物理学者と、広島大学を含む 13 カ国の 54 機関からなるコラボレータによって行われている。

PHENIX 実験の特徴の一つは、中央検出器において、レプトン・ハドロンを同じ可検出領域で同時に測定できることである。一般に、共鳴粒子からレプトン対への崩壊比は低いので、それを補うために、高速な読み出し系が準備されている。図 2.2 は、RHIC で行われている 4 つの実験でそれぞれトリガーされたイベント数である。PHENIX 実験でトリガーできたイベント数は約 9 億イベントで、4 つの中で最も多い。

## 2.3 BB カウンタ (Beam Beam Counter)

水晶チェレンコフ放射計と光電子増倍管を 64 本組み合わせたセットが南北に 1 セットずつ設置されている。これが、BB カウンタである (図 2.4)。BB カウンタの役割のひとつは、衝突そのものを検知して PHENIX の検出器やデータ収集系に知らせる「トリガ」の役割である。PHENIX 実験においては、この BB カウンタと後述の ZDC が 1 次トリガとなる。

1 対 2 つの BB カウンタは、南北の検出時刻の平均から衝突時刻を計測でき、南北の検出時刻の差から、ビーム軸方向の衝突位置を検出できる。また、その衝突位置はオンラインですばやく処理され、中心から外れた位置での衝突事象を選択することができる。オンラインで事象を選択するトリガを 1 次トリガ (level-1 trigger) と呼ぶ。

また、BB カウンタの出力電荷量から、観測粒子数を見積もることができるので、ラピディティ 3 付近の前方への粒子発生数を観測することができる。

重イオン衝突実験における BB カウンタの時間分解能は 50ps に達する。しかしながら、本来金イオン・金イオン衝突実験で発生する粒子数にあわせた設計・設定がされているため、発生粒子数の少ない陽子・陽子散乱ではその性能を十分に発揮できず、衝突時間の検出分解能がよくなる。これは後述の飛行時間測定に直接影響する。そのため、より高いアクセプタンスでスターとタイミングを計測するためのシンチレーションカウンタ NTC

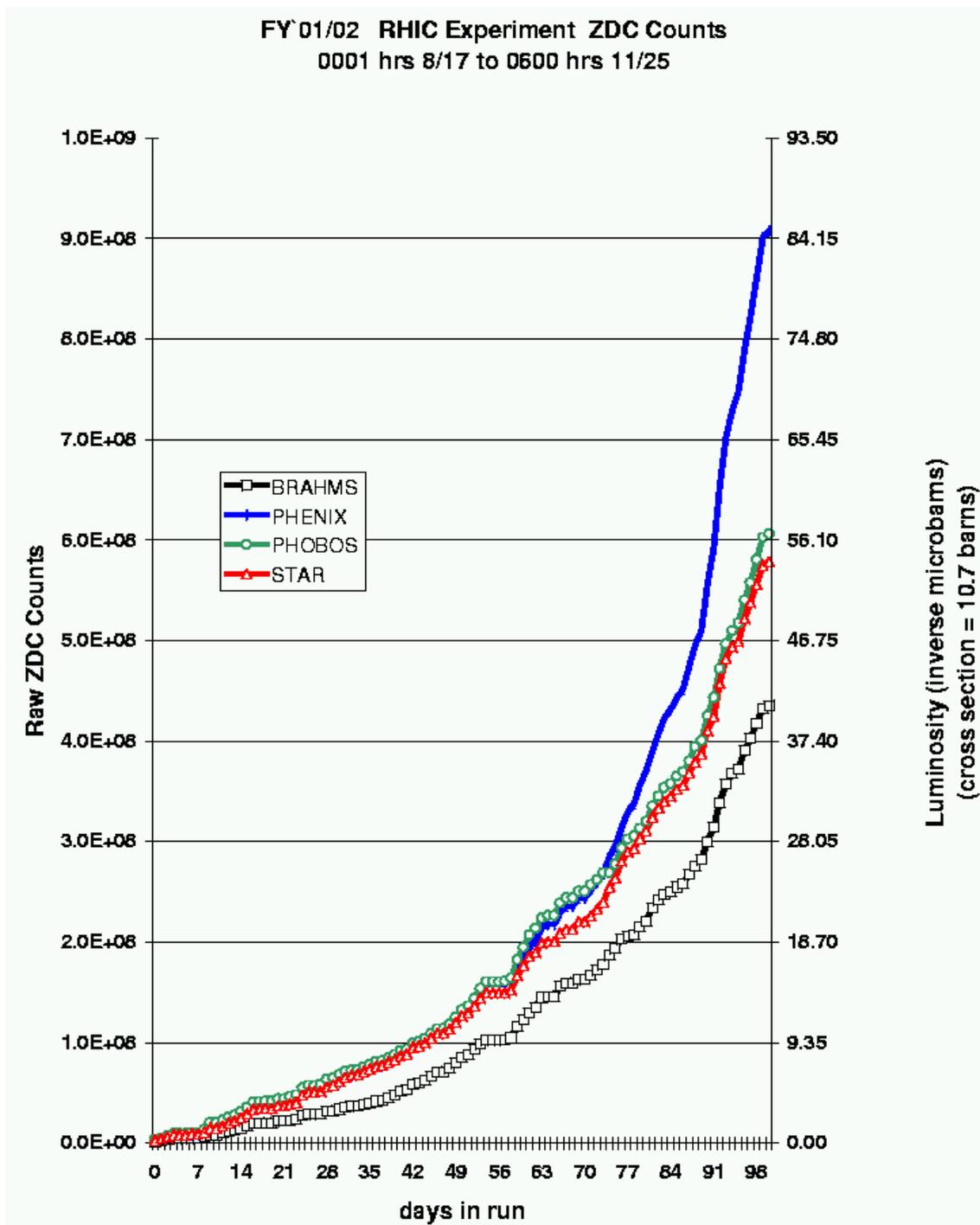


図 2.2: RHIC で行われている 4 つの実験 (STAR・PHENIX・BRAHMS・PHOBOS) でそれぞれトリガーされたイベントの数。

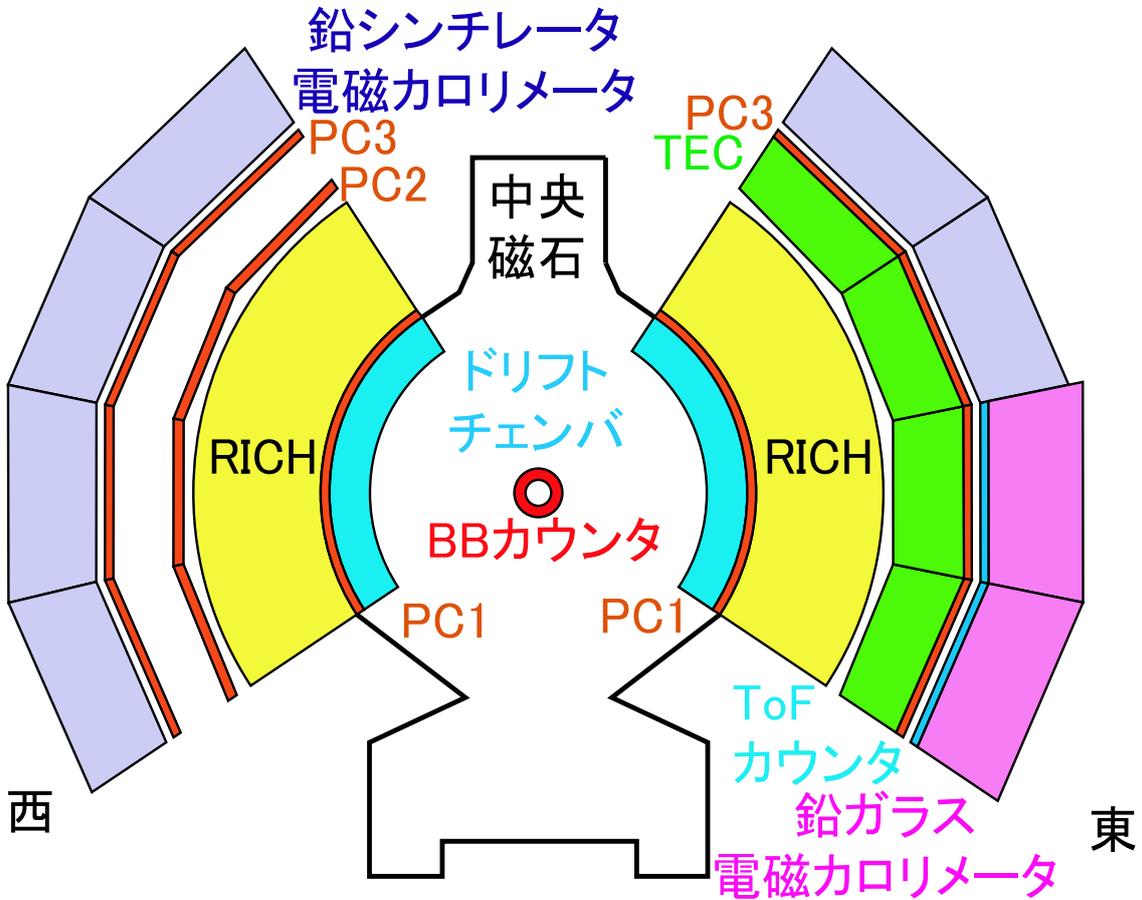
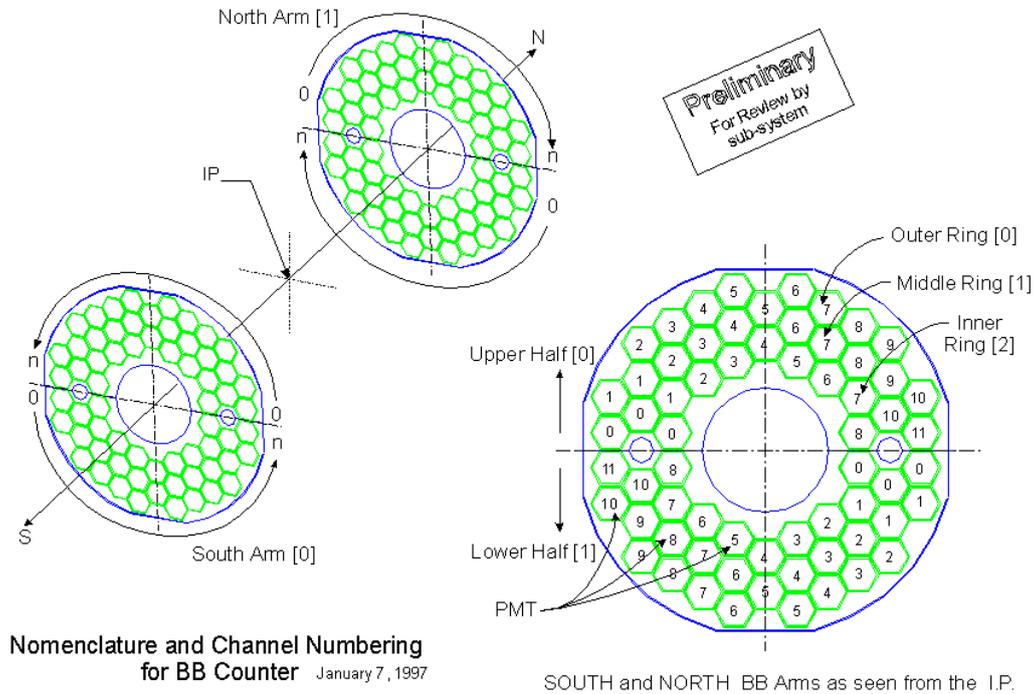


図 2.3: ビーム軸南側から見た PHENIX 実験の中央検出器と BB カウンタの構成図 [5]。中央検出器の最も内側にあるのがドリフトチェンバ (水色)。その直後にあるのが第1パッドチェンバ (PC1, 橙色)。さらに外側にリングイメージング・チェレンコフカウンタ (RICH, 黄色) があり、ここまでは東西の検出器西側検出器は同じ構成である。西側検出器には、RICH の外側に PC2, PC3 (共に橙色) の2層のパッドチェンバがあり、最も外側に鉛シンチレータによる電磁カロリメータが配置されている。東側検出器には、RICH の外側に TEC (緑色) とパッドチェンバ (PC3, 橙色) が設置してある。その外側は、上半分には西側と同じく鉛シンチレータによる電磁カロリメータが設置されている。一方下半分には、120ps の時間分解能を持つ ToF カウンタと、鉛ガラスカロリメータが設置されている。

表 2.1: PHENIX 実験に使われている検出器の一覧。中央検出器の配置図は、図 2.3 で紹介してある。

検出器・装置	設置 $\eta$	設置角 度	性能・目的
中央磁石	$\pm 0.35$	$360^\circ$	1.15 Tm
南ミューオン磁石	-1.1~-2.2	$360^\circ$	0.72 Tm(for $\eta=-2$ )
北ミューオン磁石	-1.1~-2.4	$360^\circ$	0.72 Tm(for $\eta=2$ )
シリコン検出器 (MVD)	$\pm 2.6$	$360^\circ$	粒子数・衝突位置・衝突反応面計測
BB(Beam-Beam) 検出器	$\pm 3.1\sim 3.9$	$360^\circ$	衝突時間・衝突位置の高速計測
NTC	$\pm 1\sim 2$	$320^\circ$	陽子・陽子衝突や陽子・原子核衝突実験での BB カウンタの補助
零度カロリメータ (ZDC)	$\pm 2\text{mrad}$	$360^\circ$	最小偏り (Minimum Bias) トリガ
パッドチェンバ (PC)	$\pm 0.35$	$90^\circ \times 2$	パターン認識・直線飛跡用トラック
TEC	$\pm 0.35$	$90^\circ$	パターン認識・エネルギー損失計測
円像チェレンコフ検出器 (RICH)	$\pm 0.35$	$90^\circ \times 2$	電子・陽電子同定
飛行時間測定器 (ToF)	$\pm 0.35$	$45^\circ$	100ps 以下の時間分解能を持つ飛行時間測定器
T0	$\pm 0.35$	$45^\circ$	陽子・陽子衝突や陽子・原子核衝突実験での ToF カウンタの補助
鉛シンチレータカロリメータ (PbSc EMCal)	$\pm 0.35$	$90^\circ + 45^\circ$	光子・電子の運動エネルギー観測と、陽子・中間子の飛行時間測定
鉛ガラスカロリメータ (PbGl EMCal)	$\pm 0.35$	$45^\circ$	光子・電子の運動エネルギー観測と、陽子・中間子の飛行時間測定
ミューオントラック	-1.15~-2.25 1.15~ 2.44	$360^\circ$ $360^\circ$	ミューオン用トラック
ミューオン同定装置	-1.15~-2.25 1.15~ 2.44	$360^\circ$ $360^\circ$	ミューオンのハドロンからの選別装置



Format of channel number statement:  
 BB, Arm [0-1] Half [0-1], Ring [0-2], PMT [0-n]

図 2.4: BB カウンタは、衝突点から 1.447m の位置に、南北 1 対ずつ設置されている。それぞれは、各 64 本のチェレンコフ検出器からなっている。PHENIX 実験での衝突事象を察知するトリガとなる。南北の検出時刻の平均から衝突時刻を求めることができるほか、また、南北の検出時刻の差から、衝突位置を求めることができ、金イオン同士の中心衝突では、それぞれ 50ps、5mm の分解能で求めることができる。また、検出器からの出力電荷量から、入射荷電粒子数を見積もることができ、零度カロリメータと併せて、重イオンの衝突中心度を見積もることができる。

が設置されたが、run2では解析に用いることのできるデータは収集できなかった。現在実験が行われているrun3では、改良型NTCが動作し始めている。

## 2.4 零度カロリメータ (ZDC)

BBカウンタとならんで、本実験で重要なトリガとなるのが、零度カロリメータ (ZDC) である。ZDCは、RHICリングにある4つの実験に共通のカウンタである。ビーム軸方向零度の前方にある。

ZDCは衝突点から両側18mのビームラインが分かれる場所に位置する1体1対のハドロンカロリメータである。各ZDCは直径1mmのファイバー100本と2.5のタングステンを組み合わせたチェレンコフ光サンプリングカロリメータであり、片側4本、合計8本の光電子増倍管によってシグナルを読み出している。またZDCはビームを分ける双曲電磁石の後ろに置かれており、磁力により軌道を曲げられない中性粒子を測定している。前後方に設置してある2つのZDCから衝突時間を約120psの分解能で求めることができ、ビーム軸上の衝突点を約2cmの精度で決定することができる。重イオン衝突実験における衝突係数の大きな周辺衝突でも、傍観部に含まれる中性子を観測できるため、最も偏りの少ないトリガ<sup>1</sup>を発生させる役割を持っている。M.B.トリガの典型的なトリガレート $F$ は、run2の典型的なルミノシティ(luminosity) $L=10^{30}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ と、陽子・陽子衝突断面積 $\sigma = 42\text{mb}$ 、またM.B.トリガのトリガ効率約70%から、

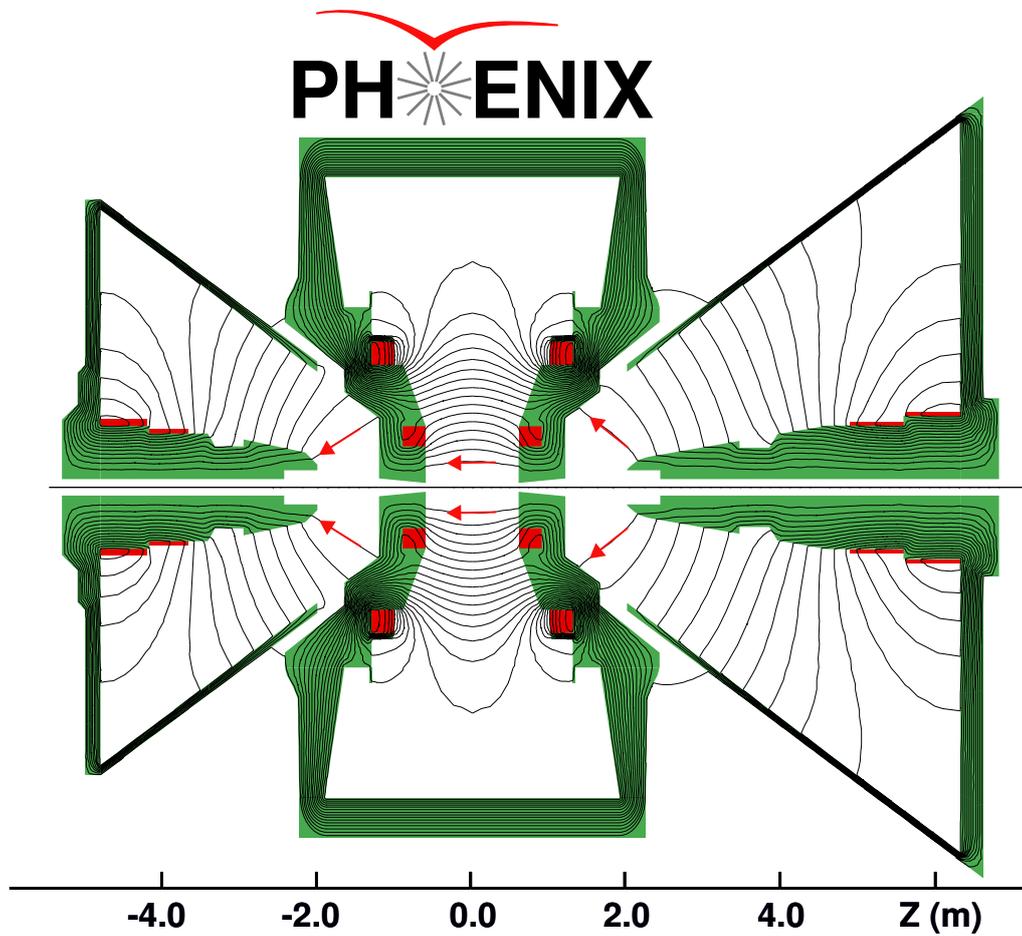
$$F = 10^{30} \times 42 \times 0.7 \sim 30\text{kHz} \quad (2.1)$$

が得られる[10]。

## 2.5 中央電磁石 (Central Magnet)

PHENIX検出器の中央部には、電磁石によりビーム軸に平行な磁場がかけられている。そのため、衝突点から放射状に飛行するミッドラピディティ付近の粒子は、ビーム軸にほぼ垂直を保ったまま、軌道を曲げられる。稼動時の供給電流は30kAで、1.15Tmの磁場を生み出す。中央電磁石と、 $\mu$ 粒子検出器用電磁石が作る磁場は、図2.5に示されている。

<sup>1</sup>minimum bias trigger, M.B.trigger ZDCはRHICの4つの実験にすべて導入されており、ZDCによるM.B.トリガは、他のの実験と共通である。



Magnetic field lines for the two Central Magnet coils in combined (++) mode

図 2.5: 中央電磁石と  $\mu$  粒子用電磁石が作る磁場。中央が中央検出器で、左右の三角形の箇所が  $\mu$  粒子用検出器である。

## 2.6 ドリフトチェンバ(Drift Chamber)

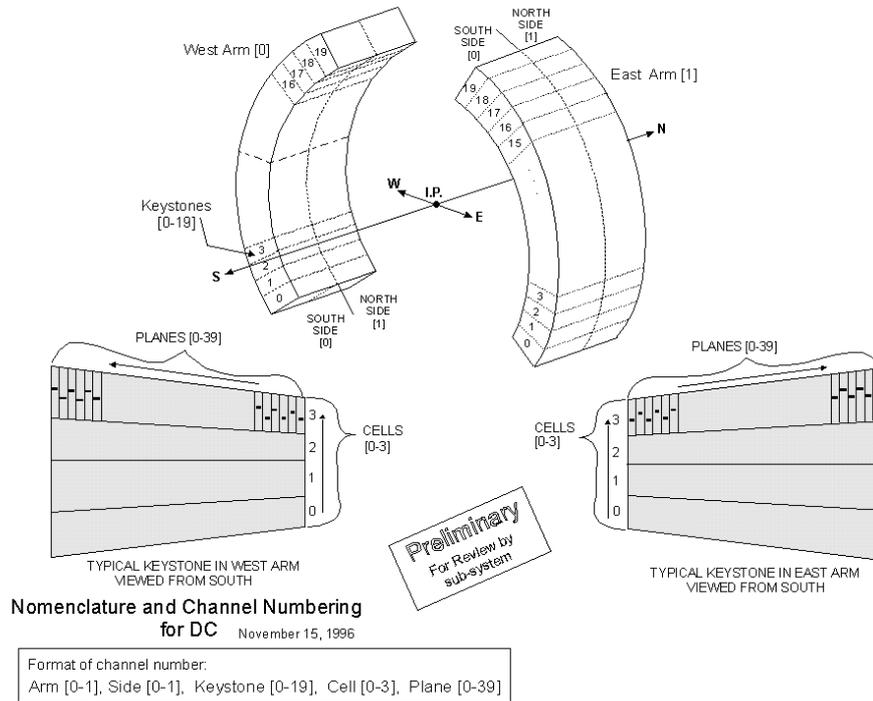


図 2.6: ドリフトチェンバは、荷電粒子の飛跡を検出するためのワイアチェンバである。東西各 90 度の中央検出器の全領域をカバーしている。2トラックの分別能は 2mm。観測した飛跡を、中央磁場を考慮した曲線で衝突点へと延長することで、荷電粒子の電荷と質量の比を求めることができる。1GeV/c の運動量の荷電粒子に対して 0.6% の分解能がある。

中央検出器の最も内側、2.02m から 2.46m の距離に設置されているのがドリフトチェンバである (図 2.6)。ビーム軸方向  $z$  に  $-0.8jzj0.8m(-0.35j\eta j0.35)$ 、衝突点から  $\Delta\phi=90^\circ$  の角度を持つ体積を覆っている。DC は粒子飛跡検出器のひとつである。測定した飛跡からほかの検出器上の観測点を結び付けたり、磁場を考慮した衝突点への延長曲線から運動量の測定することができる。片アームの DC は  $\phi$  方向に  $4.5^\circ$  の幅をもったビーム軸に平行なレイヤ 20 層かならなる構造をしている。このレイヤの 1 層に対して、その上下にアノード面とカソード面がそれぞれビーム軸と平行にあり、その内側に 12 本の X センスワイヤ (X-Wire) がビーム軸と平行に張ってある。そして、この X センスワイヤに対して  $\pm 5^\circ$  の方向にステレオワイヤが 4 本ずつ張られておりそれぞれ、U1(U2)、V1(V2) と呼ばれている。これらのワイヤが衝突点から見て、X1 層 (12 本)、U1 層 (4 本)、V1 層 (4 本)、X2 層 (12 本)、U2 層 (4 本)、V2 層 (4 本) と張られることで、R 方向に対して 6 層、40 点

の飛跡確認位置をもつことができ、三次元での飛跡検出が可能になっている。位置分解能は  $150\mu\text{m}$ /ワイヤ、2パルス分解能は約 2mm、運動量分解能は  $1\text{GeV}/c$  の粒子に対して約 0.6%である。

## 2.7 パッドチェンバ (Pad Chamber)

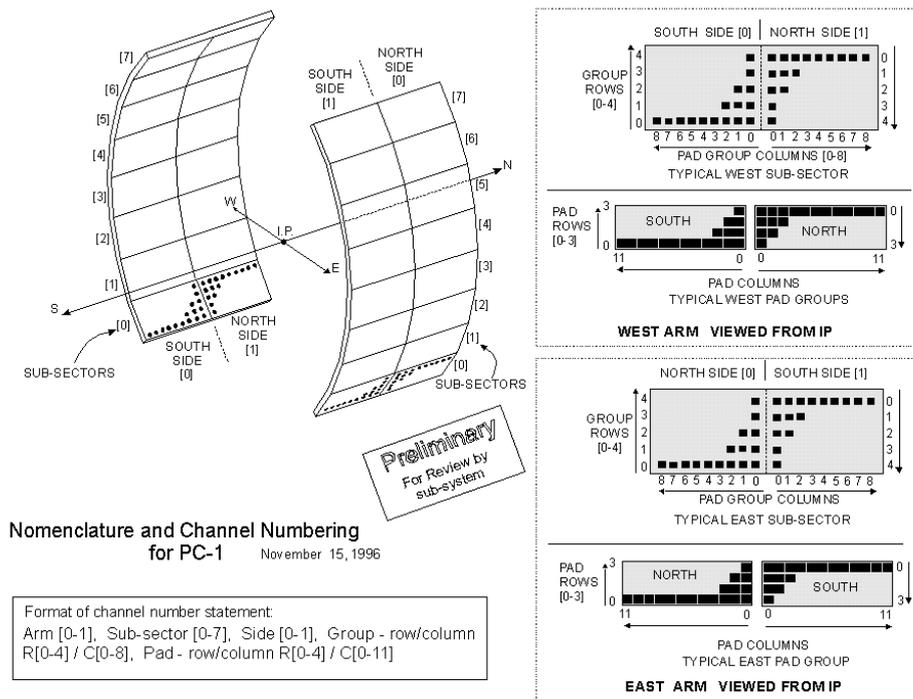


図 2.7: ドリフトチェンバの外側の磁場がない領域で、直進する荷電粒子の飛跡をとらえるのがパッドチェンバである。第1パッドチェンバ (PC1) は、ドリフトチェンバの直後に設置してある。

PC1(図 2.7) は中心アームの DC の直後の、中心から 2.46m から 2.51m の位置するカソード読み出しのワイヤチェンバで、PC2,PC3(図 2.8) とともに飛跡検出システムの一部を担っている。PC はピクセル単位に分割された長方形のワイヤチェンバの集まりである。読み出しチャンネルを少なくするため、最小単位である 1セルには 3つのカソードが取り付けられている。3つのカソードができるだけ同じ出力を得るために、出力の集まる中央のカソードの面積は、ほかの 2つに比べて狭くなっている。カソードはセル内の複数のピクセルで共有されているが、3つのカソードの組み合わせは、各ピクセルで一意に決まるように配置されている。セル内部の入射粒子数が 1 であれば、粒子が入射したピクセ

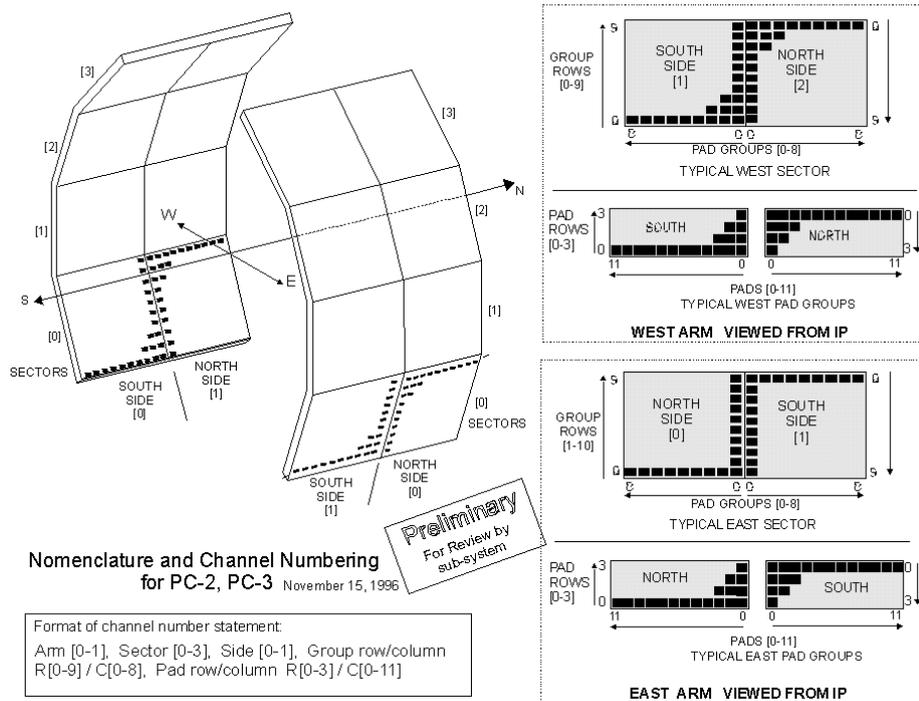


図 2.8: 第2パッドチェンバ(PC2)は、西側のみ RICH の後に設置してある。第3パッドチェンバ(PC3)は、カロリメータの直前に設置してある。

ルに配置された3枚のカソードが反応する。読み出し系では、出力のあった3つのカソードの組み合わせから、粒子が入射したピクセルを割り出す。ピクセルの境界へ粒子が入射した際は、2つのセルにまたがる5ないし4つのカソードが反応するが、このパターンも判別可能である。しかし、セル内に2つ以上の粒子が入射した場合は、反応するカソードの組み合わせは一意でなくなるため、すべての粒子の入射ピクセルや、入射数はわからなくなる。

それぞれのピクセルで検出される荷電粒子に対してパットごとにクラスタを構成し、アームの衝突点からより後ろ、中心から4.1mの距離に位置するPC2と、同じく5.1mの距離に位置するPC3と組み合わせることでPC自身によるクラスタ単位の三次元飛跡検出が可能になる。また、DCと組み合わせることで、より正確な飛跡を再現することができる。

## 2.8 電磁カロリメータ (Electro-Magnetic Calorimeter)

中央検出器のうち、衝突点から最も遠い5.0mから6.1mの距離にはEMCalが置かれている。その主な役割は衝突によって生成される粒子の運動エネルギーの測定と、空間的

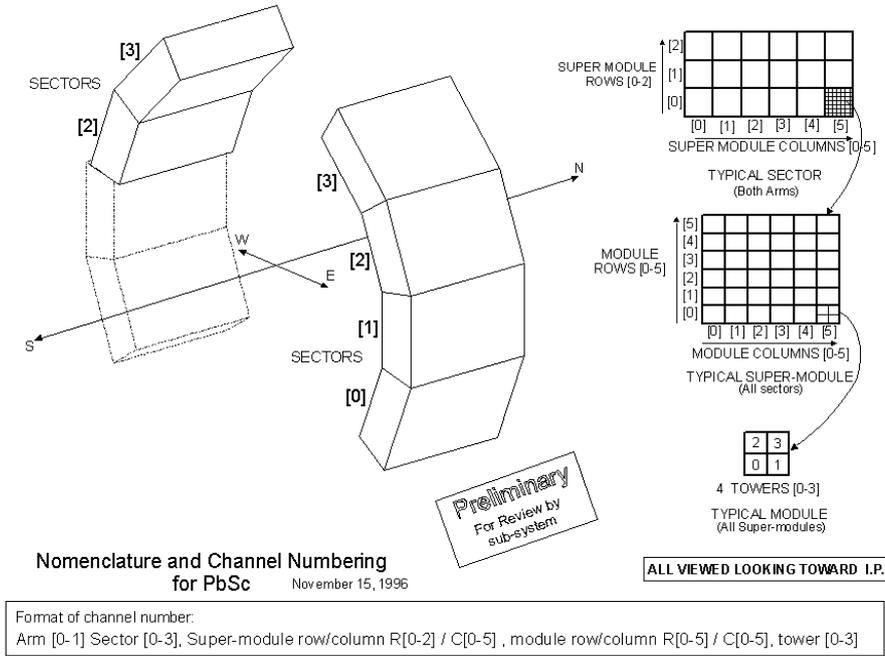


図 2.9: 鉛シンチレータカロリメータは、入射粒子のシャワーを閉じこめる為の鉛の間にシンチレータを挟み、鉛中のシャワーをサンプリングするカロリメータである。

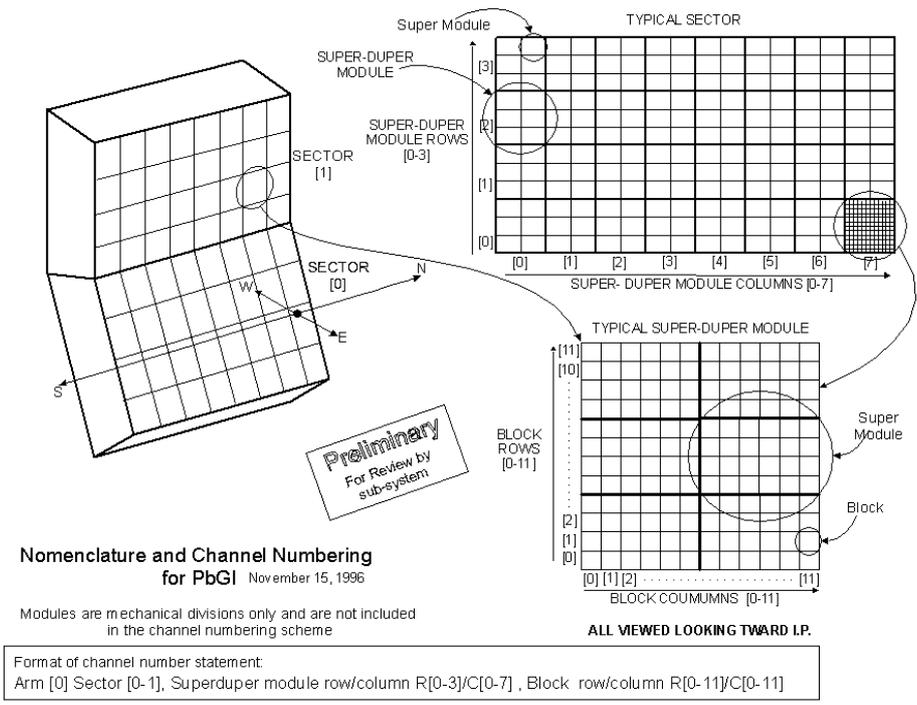


図 2.10: 鉛ガラスカロリメータは、CERN の WA98 実験用に設計された物である。

な位置を測ることにある。PHENIX の電磁カロリメータは2種類あり、1つは鉛とシンチレータのサンドイッチ構造をもつサンプリングカロリメータ (鉛シンチレータ, PbSc, 図 2.9)、もう1つは鉛ガラスカロリメータ (PbGl, 図 2.10) である。各アームに設置されているこのカロリメータ部分はそれぞれ角度 22.5 度の4つのセクタに分かれている。このうち東側の東検出器の下半分の2セクタは鉛ガラスで、そのほかは鉛シンチレータである。金+金衝突で予想される高い粒子密度からは、最大数千個の粒子が発生することが予測されていたため、カロリメータは全部で1万チャンネル近いセルに分割されている。鉛シンチレータの1セクタは縦 36×横 72=計 2,592 セルで構成されており、鉛ガラスの1セクタは、0.4cm 四方のタワーの縦 48×横 96=合計 4,608 セルで構成されている。EMCal 全体では 15,552 チャンネルの鉛シンチレータと 9,216 チャンネルの鉛ガラスから構成されている。エネルギー分解能  $\frac{\delta E}{E}$  は鉛シンチレータが  $\frac{7.8}{\sqrt{E}} + 1.9\%$ 、鉛ガラスが  $\frac{5.8}{\sqrt{E}} + 1.0\%$  である。

カロリメータの第1の目的は、光子のエネルギー測定であるが、ハドロンの入射も検出でき、その検出時刻から粒子の飛行時間を測定できる。鉛シンチレータの時間分解能は本来約 200/E [ps/GeV] を持つが、現在電磁時間校正は十分に行われておらず、飛行時間分解能は鉛ガラスで 600ps、鉛シンチレータで 400ps から 450ps となっている。それによって概ね 1GeV/c までの  $\pi$  中間子と K 中間子を識別することができるにとどまっている。

## 2.9 ToF カウンタ (Time of Flight Counter)

ToF カウンタは飛行時間の測定を主目的として用意されたシンチレーションカウンタである。PHENIX の中央検出器の東側の下半分に設置されている。960 枚の高速応答プラスチックシンチレータで荷電粒子を捕らえ、1920 本の光電子増倍管がそのシンチレーション光を受光する。細長いプラスチックシンチレータの両端に光電子増倍管が設置されており、両端の受光時刻の差から、長さ方向への荷電粒子の入射位置を特定できる。

単独の時間分解能 85ps を達成するように設計され、重イオン衝突実験において、BB カウンタとの間での飛行時間分解能は 120ps である。しかし、発生粒子数の少ない陽子・陽子衝突実験においては、BB カウンタに入射する粒子数が少ないため、時間分解能は約 160ps である。

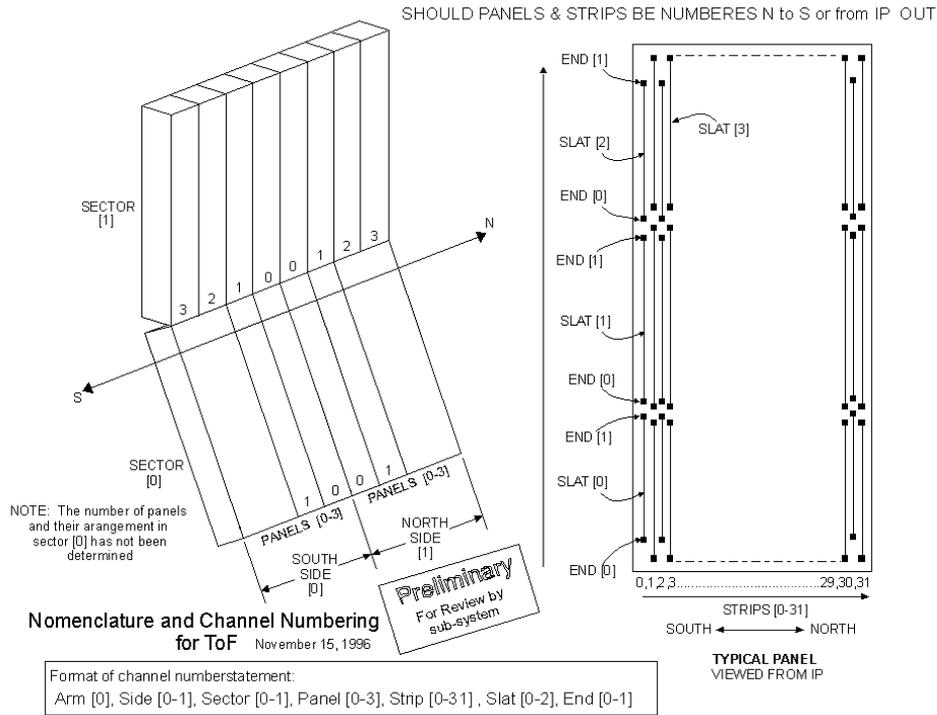


図 2.11: 荷電粒子の飛行時間の測定に特化したシンチレータが ToF カウンタである。

## 2.10 リング・イメージング・チェレンコフ・ホドスコープ (RICH)

電子の同定のために用意されているチェレンコフカウンタである。電子・陽電子と  $5\text{GeV}/c$  以上の荷電  $\pi$  中間子が、チェレンコフ光発生 threshold を越えてチェレンコフ光を出し、その光子をとらえることで、粒子種類同定を行う為の検出器である。本解析では、このリングイメージングチェレンコフカウンタの情報は使っていないが、将来の研究で  $\phi$  中間子の電子・陽電子崩壊モードを扱うとき、本研究と同じ可検出領域で電子・陽電子対を観測するために用いる。

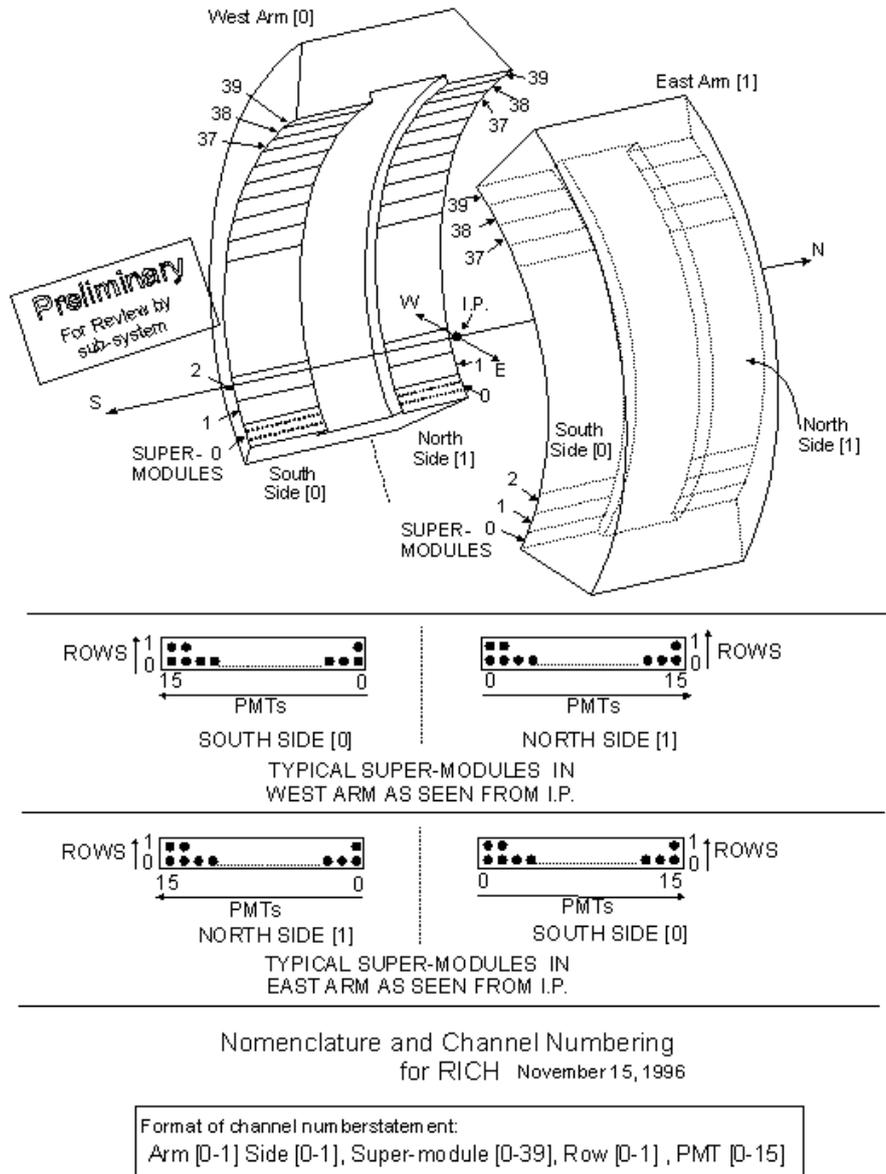


図 2.12: 電子・陽電子対の同定のために設置されているのが、リング・イメージング・チェレンコフ・ホドスコープ (RICH) である。

## 第3章 解析手法

### 3.1 運動量測定

PHENIX 実験で荷電粒子の飛跡検出を担っているのは、ドリフトチェンバーとパッドチェンバーである。ドリフトチェンバでは、複数のワイアで飛跡を検出する。本研究では、できるだけバックグラウンドを少なくするために、ドリフトチェンバの X1,X2,UV のすべてのワイアと、PC1 が飛跡を検出でき、BB カウンタにより衝突点が特定できたものについて、これを採用した。ドリフトチェンバとパッドチェンバにより同定された飛跡を、中心磁場を考慮して衝突点に延長する。すると、その曲率から運動量と電荷の比が求まる。電荷の符号は、磁場の方向と粒子軌道の湾曲方向から一意に求められる。ここで、中央検出器で検出される粒子は、荷電  $\pi$  中間子・荷電 K 中間子・陽子と反陽子だけであると仮定すれば、それらの電荷の絶対値は 1 であるため、先ほどの運動量と電荷の比から、運動量が求まる。

### 3.2 ドリフトチェンバと飛行時間検出器とのマッチング

こんどは、飛跡を外側へと延長し、電磁カロリメータまで伸ばす。荷電  $\pi$  中間子・荷電 K 中間子・陽子と反陽子は、電磁カロリメータでも検出可能である。検出信号が観測された電磁カロリメータのうち、飛跡の延長点と最も近いものを選び、パッドチェンバ・ドリフトチェンバ・電磁カロリメータのそれぞれにおける信号が、ひとつの粒子により連続して生じたものであると関連付ける (Association)。このとき、ドリフトチェンバからの延長線と、関連付けられた電磁カロリメータまたは ToF カウンタ上の観測位置との差が一定値以下のとき、この関連付けを採用することにする。これはマッチングカットと呼ばれている。

図 3.1 の赤線は、この関連付けの際の延長点と、電磁カロリメータ上の最寄の観測点の Z 軸方向の差の分布である。横軸は、これをガウス分布と仮定した場合の  $\sigma$  単位である。ドリフトチェンバからの延長点と、それとは異なる粒子が作った電磁カロリメータ上の観

測点が関連付けられたときの、延長点と観測点の差の分布を見積もるため、z-flip 法を用いた。z-flip 法では、PHENIX の中央検出器が Z 軸方向に対して対象にできていることを利用して、ドリフトチェンバからの延長線を X-Y 平面に対して折り返して、そこから最寄の電磁カロリメータ上の点と関連付けを行う。図 3.1 の青線は、z-flip 法で見積もられたバックグラウンドを 8 から  $10\sigma$  の間のイベント数でノーマライズしたものである。この分布で  $2\sigma$  以内に分布の 91% を含み、 $2\sigma$  の位置でのバックグラウンドは約 20% である。本解析では、z 軸方向と、 $\phi$  方向の両方の差の 2 乗平均の平方が  $2\sigma$  以内を有効なトラックとして採用している。

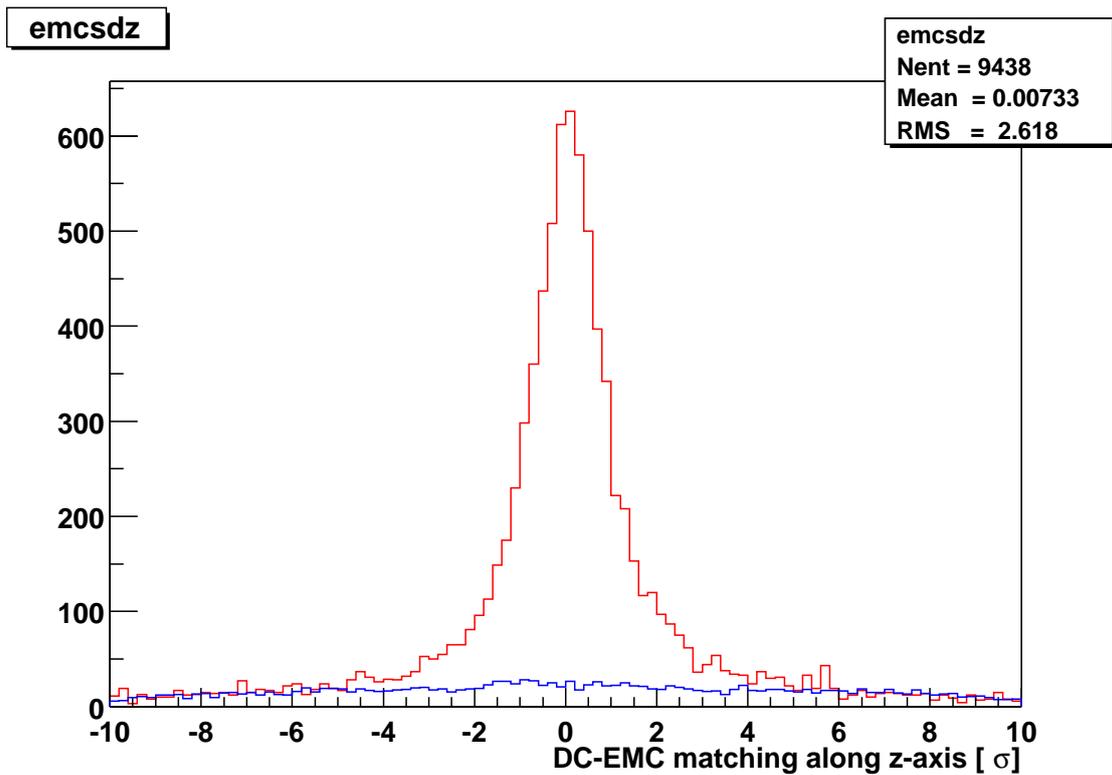


図 3.1: ドリフトチェンバで観測した飛跡を電磁カロリメータまで延長した点と、電磁カロリメータ上の最寄りの観測点との Z 軸方向の差の分布 (赤線) と、z-flip 方式で求めたバックグラウンド (青線)。バックグラウンドは、 $\pm 8 \sim 10\sigma$  の間のイベント数でノーマライズしている。

### 3.3 質量測定

本研究では、粒子の飛行速度と運動量の関係から質量を計算したが、粒子の運動量が大きくなると、飛行速度が光速に近づき、異粒子間の速度の差が小さくなるため検出しにく

くなる。

本研究では、飛行時間の測定に際し、衝突時刻はBBカウンタを用いた。また、飛行時間の測定には、電磁カロリメータとToFカウンタの2つの検出器を別途用いた。ToFカウンタは、文字通り飛行時間測定の計測のために設計された蛍光検出器であるので、飛行時間測定の分解能が高く、より正確な質量測定ができる反面、PHENIXの中央検出器の1/6相当しか可検出領域がなく、統計が少ない。一方、電磁カロリメータはPHENIXの中央検出器の可検出領域の大部分を占めているため観測統計が多い反面、ToFカウンタよりも時間分解能がわるくなる。質量は、その平方が運動量  $p$  と速度  $\beta$  の関係式

$$m^2 = p^2 (c^2 \beta^2 - 1) \quad (3.1)$$

で求められるため、運動量が大きいくほど、質量の分解能がわるくなる。

以上の方法で観測した粒子の質量と運動量の分布が、図3.2に示されている。

### 3.4 検出粒子の種類同定

$\phi$ 中間子は、平均44fm/cの寿命で崩壊してしまうため、PHENIXの検出器で直接観測することはできない。 $\phi$ 中間子の49.2%は荷電K中間子対( $K^+/K^-$ )に崩壊する。PHENIXの中央検出器では、粒子の質量を測定することが可能であり、またK中間子の質量は既知であるので、観測した質量が既知のK中間子質量に近い粒子をK中間子であるとみなすことができる。測定された粒子の質量分布は右図に示されている。K中間子に相当する部分に生じたピークをガウス分布と仮定し、その $2\sigma$ 以内にある粒子をK中間子候補とした。この部分は右図に黄色で示している部分である。ガウス分布であれば、全体の91%を含んでいる。

この $\sigma$ は、

$$\sigma_{m^2} = 2 \sqrt{m^2 \left( \frac{p\sigma_{DC}^1}{K_1} \right)^2 + \left( \frac{p\sigma_{DC}^0 m^2}{K_1} \right)^2 \left( 1 + \frac{m^2}{p^2} \right) + \left( \frac{\sigma_{ToFP}}{t} \right)^2 (m^2 + p^2)} \quad (3.2)$$

であらわされ、その曲線は図3.2に示されている。ここで、 $m$ は質量、 $p$ は運動量、 $t$ は飛行時間であり、 $\sigma_{DC}^0$ はドリフトチェンバの飛跡角度検出分解能で1.1mrad、 $\sigma_{DC}^1$ は多重散乱の効果係数で1.1mrad、 $K_1$ は中央磁場係数で、 $K_1 = \int l B dl / R = 87$ の公証値をそれぞれ用いた。 $\sigma_{ToF}$ は飛行時間分解能で、ToFカウンタについては160ps、鉛ガラスカロリメータについては600ps、鉛シンチレータカロリメータについては450psをそれぞれ適用

した。それぞれの値は陽子陽子衝突実験を再現するシミュレーション結果より見積もられている。

また、図 3.3 は、図 3.2 の分布を質量方向に射影した物である。この方法を用いて選り出した荷電 K 中間子の候補が黄色で示されている。この K 中間子候補のうち、荷電  $\pi$  中間子がつくる分布の裾が 15%程度を占めている。運動量が高くなるにしたがって質量の分解能が悪くなるため、 $\pi$  中間子の質量より  $5\sigma$  以上はなれていることを要求した。

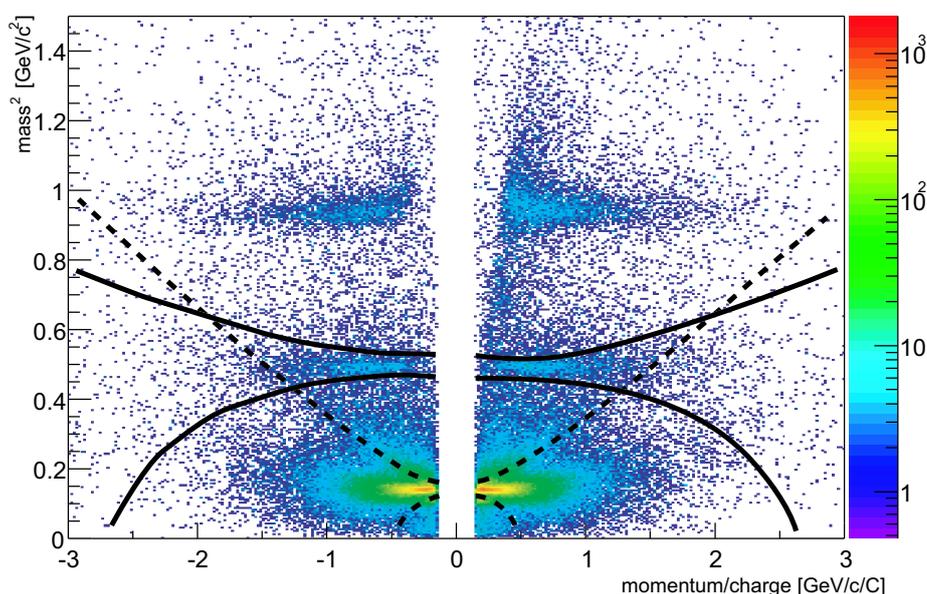


図 3.2: 電磁カロリメータによる飛行時間をもとに導いた質量の、運動量ごとの分布。横軸は、ドリフトチェンバによる粒子飛跡から導いた運動量/電荷。下から荷電  $\pi$  中間子・荷電 K 中間子・陽子/反陽子をつくるピーク。実線は K 中間子の分解能  $2\sigma$  を、点線は  $\pi$  中間子の分解能  $5\sigma$  の線をそれぞれ示している。

### 3.5 $\phi$ 中間子の再現

前章までに、PHENIX 検出器で観測された粒子から、荷電 K 中間子の候補を選別できるようになった。同じイベント内の  $K^+$  中間子と  $K^-$  中間子は、すべて親粒子からの 2 体崩壊だと仮定し、 $K^+$ /中  $K^-$  間子の運動量  $\vec{p}_{K^+}, \vec{p}_{K^-}$  から、運動量保存則より親粒子の質量  $m$  と運動量  $\vec{p}$  を計算する。K 中間子のエネルギー  $E_{K^\pm}$  は、

$$E_{K^\pm}^2 = m_K^2 + \vec{p}_{K^\pm}^2 \quad (3.3)$$

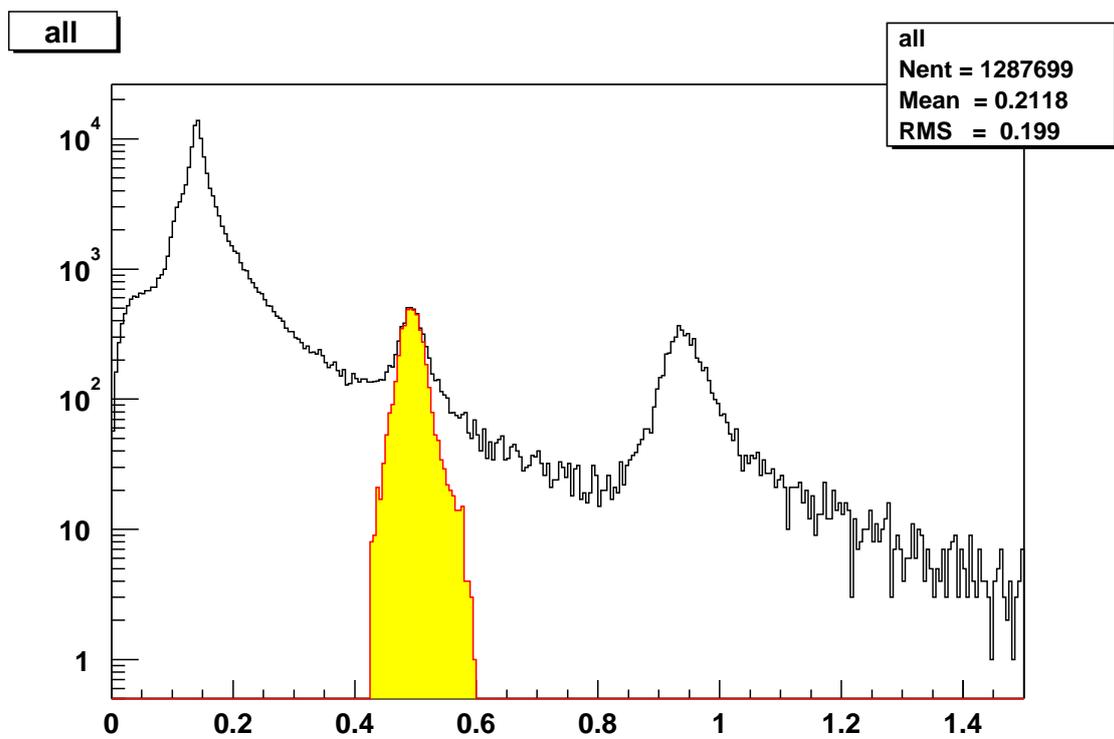


図 3.3: BB カウンタと ToF 検出器を用いて測定した飛行時間と、ドリフトチェンバを用いて推定した飛行距離を元に求めた質量分布。検出した全粒子のうち、運動量が  $2.0\text{GeV}/c$  以下のものを表示している。左から荷電  $\pi$  中間子 ( $0.14\text{GeV}$ )、荷電 K 中間子 ( $0.49\text{GeV}$ )、陽子・反陽子 ( $0.96\text{GeV}$ ) のピークである。黄色の部分、K 中間子の質量から分解能の  $2\sigma$  以内にある粒子を示している。本解析ではこの部分を K 中間子として扱った。

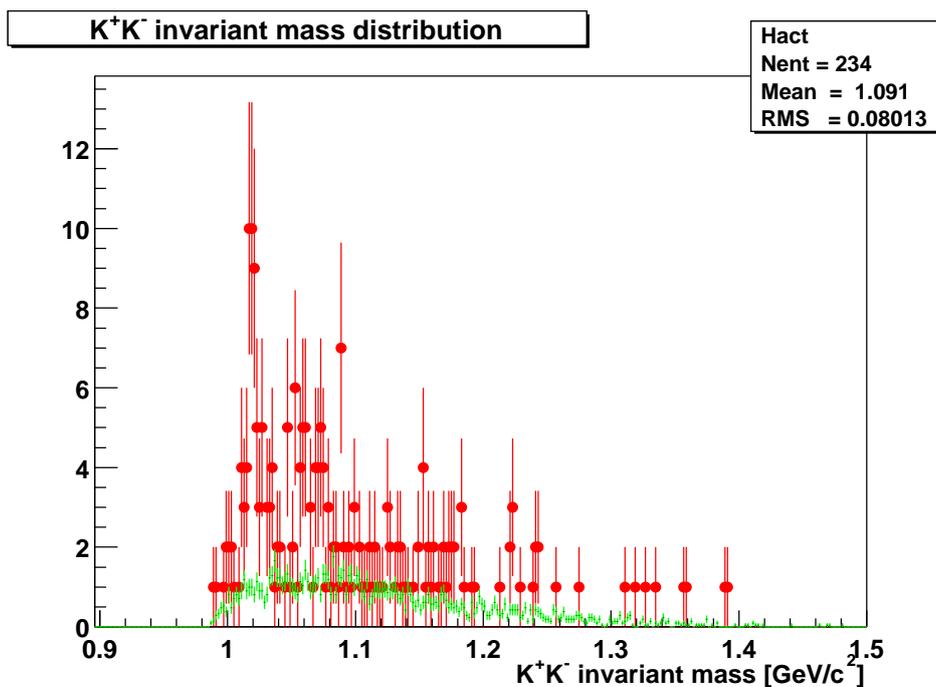


図 3.4: ToF カウンタを用いて同定した荷電 K 中間子対の不変質量分布 (赤) と、イベントミキシング法によって見積もったバックグラウンド (緑)。

で求められる。運動量とエネルギーは崩壊の前後で保存するため、親  $\phi$  中間子のエネルギー  $E_\phi$  と運動量  $\vec{p}_\phi$  は、それぞれ

$$\vec{p}_\phi = \vec{p}_{K^+} + \vec{p}_{K^-}, \quad (3.4)$$

$$E_\phi = E_{K^+} + E_{K^-} \quad (3.5)$$

で求められる。 $\phi$  中間子の運動量・エネルギーと質量の関係

$$E_\phi^2 = m_\phi^2 + \vec{p}_\phi^2 \quad (3.6)$$

を用いて質量が求められる。この質量  $m_\phi$  は、一般には不変質量と呼ばれる。これで求めた質量の分布は、図 3.4 の赤点で示される分布をとる。 $\phi$  中間子の質量  $1.019\text{GeV}/c^2$  付近にピークが立っているのがはっきりと見える。このピーク位置に含まれる親粒子を  $\phi$  中間子候補とした。

### 3.6 $\phi$ 中間子のバックグラウンドの再現

前項で求めた荷電 K 中間子の親粒子の質量分布には、 $\phi$  中間子質量のピークに含まれない親粒子が多く分布している。これは、イベント内のすべての  $K^+$  中間子と  $K^-$  中間子の

組み合わせのうち、同じ親  $\phi$  中間子に起源しない  $K^+$  中間子と  $K^-$  中間子の組み合わせが混じっていたためである。

これを間接的に取り除くために、この同じ親  $\phi$  中間子に起源しない  $K^+$  中間子と  $K^-$  中間子を組み合わせたときに、親粒子質量分布上につくる分布を再現できるイベントミキシングを用いた。これは、異なるイベントから、 $K^+$  中間子と  $K^-$  中間子をひとつずつピックアップし、この2つが親粒子からの2体崩壊だと仮定して不変質量を計算する方法である。このとき、組み合わせられる  $K^+$  中間子と  $K^-$  中間子には、同じ親  $\phi$  中間子を起源する組み合わせは全く入らないため、バックグラウンドを再現できる。イベントミキシングで見積もられた質量分布は、図 3.4 に緑で示されている。バックグラウンドは、1.2~1.3GeV の間の数が同じになるようにノーマライズした。イベントミキシングを行う際に混ぜ合わせる2つの  $K$  中間子は、衝突点の差が 5cm 以内で、 $K$  中間子を2つ以上検出したイベントからそれぞれ選んだ。

### 3.7 バックグラウンドを引いた質量分布

前項までに、荷電  $K$  中間子の組み合わせによる親粒子の質量分布が得られ、そのバックグラウンドも見積もられた。質量分布からバックグラウンドを差し引いたのが図 4.2 と図 4.2 に青点で示した分布である。このピークをガウス分布でフィットし、質量の中心値と幅を求めた。このピークの内側、1019.5GeV を中心に前後 5.6MeV を  $\phi$  中間子として、以下の解析を行った。これは、ToF カウンタの観測質量幅の  $2\sigma$  に相当する。

### 3.8 検出効率補正項

PHENIX 検出器では、衝突点で発生したすべての  $\phi$  中間子を捉えることはできない。まず、荷電  $K$  中間子以外のモードに崩壊した  $\phi$  中間子は観測できないし、 $K$  中間子も 4.7m の寿命で崩壊してしまうため、観測機に到達する前に崩壊してしまった  $K$  中間子は検出できない。また、運動量の低い  $K$  中間子は、中央の磁場により半径の小さな螺旋を描き、検出器まで到達しない。さらに、上下には検出器が存在しない部分もあり、また、検出器の隙間や故障箇所を通過した  $K$  中間子も検出できない。さらに、運動量の高い  $K$  中間子は、時間分解能の限界から  $\pi$  中間子と区別できなくなるため、 $K$  中間子候補からはずれてしまい、これも観測できない。

このようなさまざまな障害を乗り越え、検出された荷電  $K$  中間子から再現できる  $\phi$  中

中間子の割合を見積もるため、モンテカルロシミュレーションを行った。

表 3.1: モンテカルロシミュレーションの初期条件

イベント毎の $\phi$ 中間子発生数	1
$\phi$ 中間子の初期横方向運動量( $p_T$ )	$0 \leq p_T \leq 5$ [GeV/c] 平均分布
$\phi$ 中間子の初期ラピディティ ( $\eta$ )	$-0.6 \leq \eta \leq 0.6$ 平均分布
$\phi$ 中間子の崩壊モード	$K^+/K^-$ 中間子モード 100%
$\phi$ 中間子の発生点のZ 方向位置	中心から $\pm 30$ cm 平均分布

モンテカルロシミュレーションは、GEANT3を用いた。表 3.1 の条件であらかじめ発生させた  $\phi$  中間子を  $K^+/K^-$  中間子対に崩壊させた。 $\phi$  中間子の平均飛程は 44fm で、PHENIX 検出器の分解能に比べると 0 と見なせるため、 $\phi$  中間子の崩壊点は発生点と同じにした。この  $K^+/K^-$  中間子対を GEANT3 上に用意した仮想 PHENIX 検出器に入れてシミュレーションを行い、実データと同じ手法で粒子同定を行った。

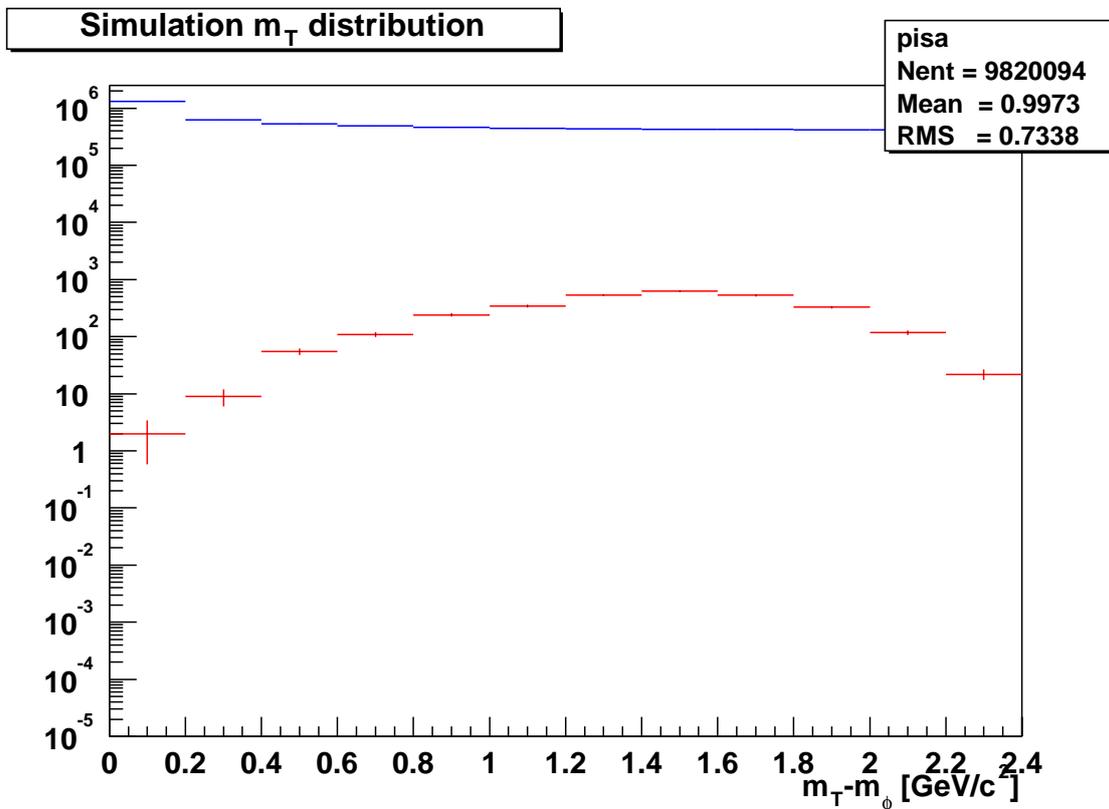


図 3.5: モンテカルロシミュレーションで発生させた  $\phi$  中間子 (青) と、仮想空間の検出器で検出した検出  $\phi$  中間子 (赤) の数。荷電 K 中間子対のの不変質量が、 $1019.6 \pm 4.0$  MeV の  $\phi$  ものを  $\phi$  中間子とした。

図 3.5 は、モンテカルロシミュレーションで生成した  $\phi$  中間子の横方向エネルギー分布

$dN_{McThrown}$  で、赤線は  $\phi$  中間子の検出量  $dN_{McDetected}$  である。

### 3.9 衝突あたりの $\phi$ 中間子生成量の横方向エネルギー分布と全生成量

以上の手法で PHENIX 検出器の  $\phi$  中間子に対する検出効率が求まった。

これを元に、 $m_T$  ごとの生成量を計算する。これより、PHENIX の中央検出器を用いた荷電 K 中間子チャンネルでの  $\phi$  中間子の、中央部 1 ラピディティあたりの検出効率  $\varepsilon_{eff}$  は、

$$\varepsilon_{eff} = \frac{N_{McDetected}}{N_{McIncident}} \frac{\Delta\eta_{McInit}}{1} \frac{\Gamma_{\phi \rightarrow K^+K^-}}{\Gamma_{\phi \rightarrow \text{Everything}}} \quad (3.7)$$

$$= \frac{N_{McDetected}}{N_{McIncident}} \frac{1.2}{1} \frac{0.493}{1} \quad (3.8)$$

$$(3.9)$$

で計算される。ここで、 $N_{McIncident}$  はシミュレーションで発生させた  $\phi$  中間子数、 $N_{McDetected}$  はシミュレーションで観測できた  $\phi$  中間子数、 $\eta_{McInit}$  は  $\phi$  中間子の初期ラピディティ範囲で本研究では、 $-0.6 \leq \eta \leq 0.6$  なので 1.2、 $\frac{\Gamma_{\phi \rightarrow K^+K^-}}{\Gamma_{\phi \rightarrow \text{Everything}}}$  は  $\phi$  中間子が荷電 K 中間子対に崩壊する確率である。横方向運動量の低い  $\phi$  中間子は、中央磁場に捕らえられて螺旋運動をし検出器まで届かないため効率が悪くなる。また横方向エネルギーの高い  $\phi$  中間子は、それを起源とする荷電 K 中間子が荷電  $\pi$  中間子と区別しにくくなるため、検出効率が悪くなる。

検出効率が求められると、1 イベントあたりの  $\phi$  中間子生成量は、

$$\frac{d^3 N_{\phi}^{\text{real}}(m_T)}{d\eta dN_{\text{Event}} dm_T} = \frac{1}{\varepsilon_{eff}} \frac{d^3 N_{\phi}^{\text{detected}}(m_T)}{dN_{\text{Event}} dm_T} \quad (3.10)$$

で求められる。横方向エネルギー  $m_T$  毎の  $\phi$  中間子生成量は、図 3.6 のようになる。これを用いて検出効率を補正した 1 イベントあたり、単位ラピディティあたりの  $\phi$  の横方向エネルギー毎の生成量分布は、図 3.7 となる。経験的に、この分布は指数関数

$$\frac{d^3 N_{\phi}}{dN_{\text{event}} d\eta dm_T} = \frac{N_0}{T} \exp\left(-\frac{m_T}{T}\right) \quad (3.11)$$

でよく表現される。ここで、 $T$  は傾きに関する係数で、単位は MeV である。 $N_0$  は、1 イベントあたりの、単位ラピディティあたりの生成量  $N_0 = \frac{d^2 N_\phi}{dN_{event} d\eta}$  で、

$$\int_0^\infty \frac{d^3 N_\phi}{dN_{event} d\eta dm_T} dm_T = N_0 \quad (3.12)$$

となる。

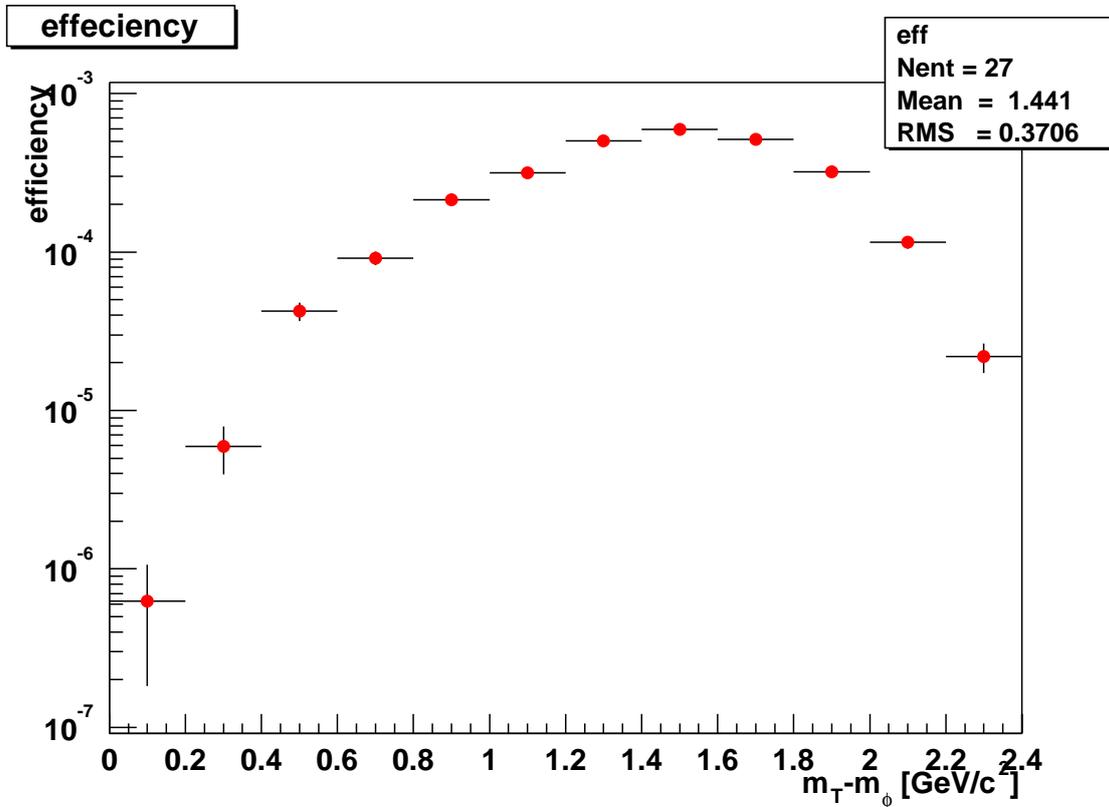


図 3.6: モンテカルロシミュレーションで発生させた  $\phi$  中間子 (図 3.5 青) で、仮想空間の検出器で検出した検出  $\phi$  中間子 (図 3.5 赤) を割った検出効率。可検出領域と粒子同定効率が考慮されている。

### 3.10 横運動量分布の違いによる効果の補正

本解析では、シミュレーションを行うに際し、発生させた  $\phi$  中間子の横方向運動量分布を均一分布にしたため、横方向エネルギー分布は、図 3.5 の青点の分布をする。ところが、観測された  $\phi$  中間子は、図 3.6 に示されているように、横方向運動量が大きくなるにつれて指数関数的に生成量が小さくなる。

この違いは、以下の理由で検出効率の計算に若干影響する。

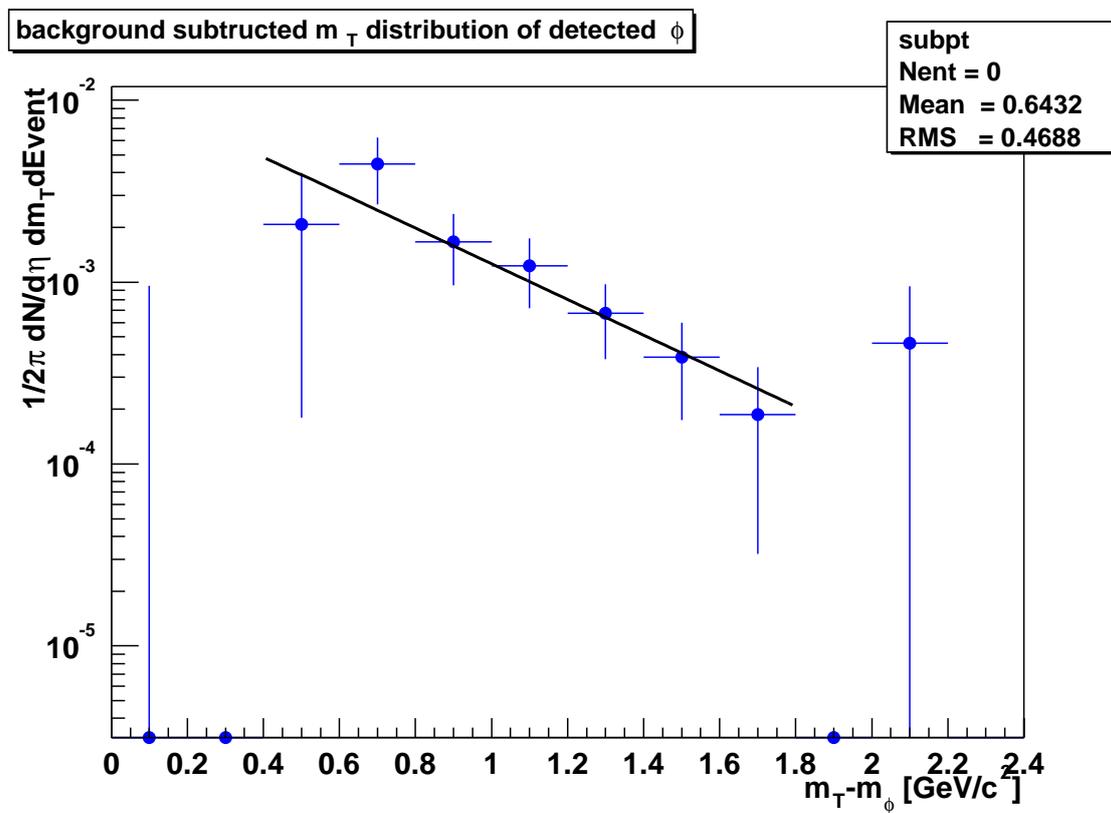


図 3.7: 検出器の検出効率を補正した、1 イベントあたり、単位ラピディティあたり、単位横方向エネルギーあたりの  $\phi$  の横方向エネルギー毎の生成量。実線は、式 3.11 によるフィッティングで、全生成量  $N_0$  は、 $5.3 \pm 1.9 \times 10^{-3}$ 、傾き定数  $T$  は、 $443 \pm 92 \text{ MeV}$  をそれぞれ得た。

検出器で検出される横方向エネルギーは検出器の分解能に相当する誤差を持っているため、検出された  $\phi$  中間子は、本来の横方向エネルギーとは若干異なるエネルギーとして検出される。観測される  $\phi$  中間子は、横方向運動量が大きくなるにつれて指数関数的に生成量が小さくなるため、観測された  $\phi$  中間子の横方向エネルギーについて考えると、本来若干大きな横方向エネルギーを持った  $\phi$  中間子よりも、本来若干小さな横方向エネルギーを持った  $\phi$  中間子のほうが数が多くなる。そのため、若干分布が横方向エネルギーの大きな方にシフトし、結果として生成量を若干多めに見積もってしまう。

そこで、本研究では、シミュレーションで観測した  $\phi$  中間子を、その横方向エネルギーごとに重み付けをすることで、これを補正した。横方向運動量  $p_T$  と横方向エネルギー  $m_T$  は、 $\phi$  中間子の質量  $m_\phi$  を用いて式 1.3 の関係にある。横方向運動量が均一な分布から、式 3.11 に相当する分布となるための重みは

$$w = \exp\left(-\frac{m_T}{T}\right) \frac{\sqrt{m_T^2 - m_\phi^2}}{m_T} \quad (3.13)$$

であらわされる。ここで、 $T$  は、図 3.7 のフィッティングの値を用いる。すると、最終的に得られる定数  $T$  は若干変化するので、その得られた定数  $T$  を元に、再度重み付けをやりなおす作業を繰り返し行う。値は数回のうちに収束していく。

図 3.5 の青線は、以上の方法で重み付けした生成  $\phi$  中間子の横方向エネルギー分布で、赤線は同様に重み付けされた  $\phi$  中間子の検出量である。この補正により、全生成量  $N_0$  は、 $5.3 \pm 1.9 \times 10^{-3}$  から  $5.6 \pm 2.0 \times 10^{-3}$  へ、傾き定数  $T$  は、 $443 \pm 92 \text{ MeV}$  から  $440 \pm 91$  へそれぞれ補正された。

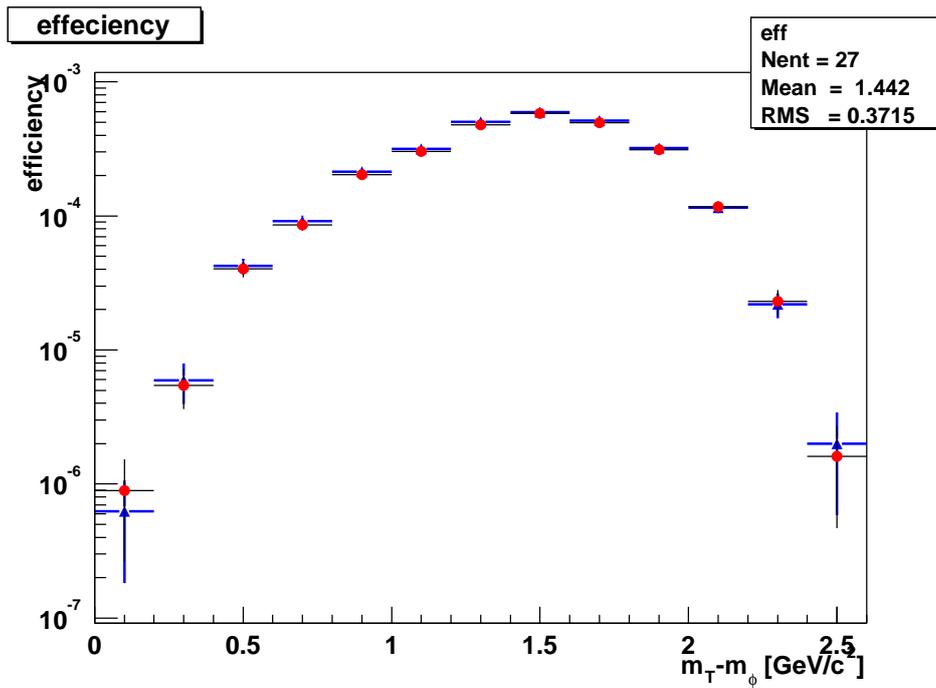


図 3.8: 重み付けした ToF カウンタの  $\phi$  中間子に対する検出効率 (赤) と、重み付けをしない検出効率 (緑)。

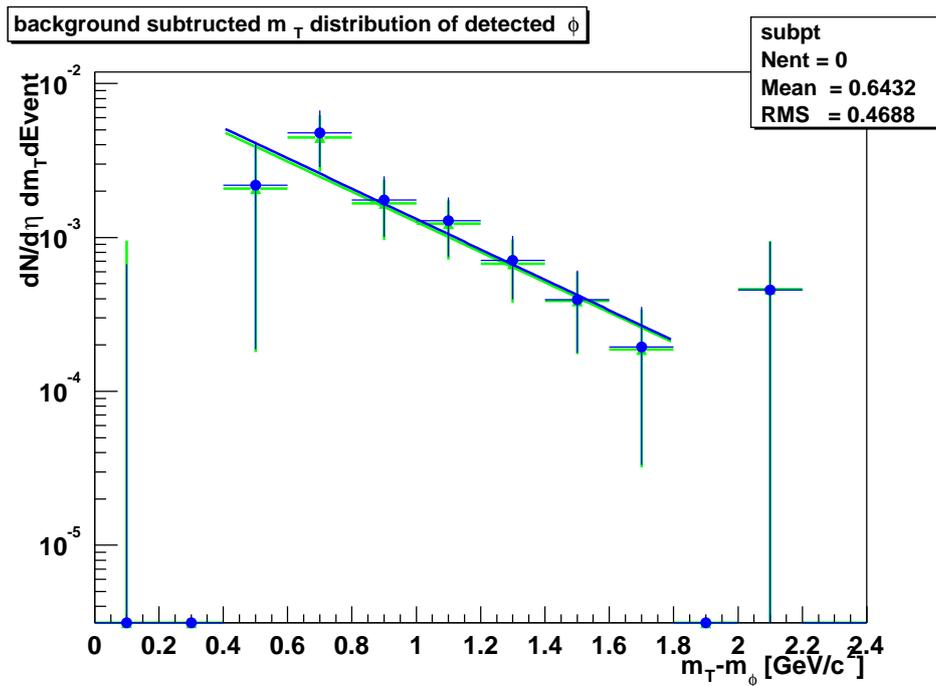


図 3.9: 重み付けした ToF カウンタの  $\phi$  中間子に対する検出効率で求めた  $\phi$  中間子の横方向エネルギー毎の生成量 (青) と、重み付けをしない検出効率を用いた生成量 (緑)。

## 第4章 結果

### 4.1 $\phi$ 中間子の質量と質量幅

#### 4.1.1 ToF カウンタを用いた場合

ToF カウンタを用いて観測した荷電 K 中間子対の不変質量分布は、図 4.1 に示されている。不変質量分布から、予想されるバックグラウンドを差し引いた物が、図 4.2 に示されている。この分布の 1010~1030MeV の範囲をガウス分布でフィットしたのが、図 4.3 である。ピーク中心は、 $1018.87 \pm 0.60$  MeV で、幅は  $2.81 \pm 0.37$  MeV であった。

#### 4.1.2 東側電磁カロリメータを用いた場合

東側電磁カロリメータを用いて観測した荷電 K 中間子対の不変質量分布は、図 4.4 に示されている。不変質量分布から、予想されるバックグラウンドを差し引いた物が、図 4.5 に示されている。この分布の 1010~1030MeV の範囲をガウス分布でフィットしたのが、図 4.6 である。ピーク中心は、 $1017.84 \pm 1.30$  MeV で、幅は  $4.21 \pm 1.33$  MeV であった。

#### 4.1.3 西側電磁カロリメータを用いた場合

西側電磁カロリメータを用いて観測した荷電 K 中間子対の不変質量分布は、図 4.7 に示されている。不変質量分布から、予想されるバックグラウンドを差し引いた物が、図 4.8 に示されている。この分布の 1010~1030MeV の範囲をガウス分布でフィットしたのが、図 4.9 である。ピーク中心は、 $1019.84 \pm 1.10$  MeV で、幅は  $3.40 \pm 0.87$  MeV であった。

#### 4.1.4 対比表

以上の結果と、東西の電磁カロリメータを同時に解析した結果を、表 4.1 にまとめた。

表 4.1:  $\phi$  中間子の観測質量と観測質量幅全電磁カロリメータのデータは、東西のカロリメータを結合して解析した結果で、東西の結果の平均ではない。

タイミングカウンタ	$\phi$ 中間子計測数	観測質量中心 [MeV]	観測質量幅 [MeV]
ToF カウンタ	34.6	$1018.87 \pm 0.60$	$2.81 \pm 0.37$
東電磁カロリメータ	35.0	$1017.84 \pm 1.30$	$4.21 \pm 1.33$
西電磁カロリメータ	27.0	$1019.84 \pm 1.10$	$3.40 \pm 0.87$
全電磁カロリメータ	61.3	$1018.68 \pm 0.62$	$4.11 \pm 0.94$
参考値 [4]		$1019.46 \pm 1.20$	

#### 4.1.5 重イオン衝突実験との比較

RHIC では、金原子核同士による重イオン衝突実験が、陽子・陽子衝突実験と同じリング・同じ検出器で並行して行われている。重イオン衝突実験においても、ToF カウンタを用いた  $\phi$  中間子の観測質量の幅が解析されている。

## 4.2 $\phi$ 中間子の $K^+K^-$ モードから見積もった生成量

### 4.2.1 ToF カウンタを用いた場合

ToF カウンタを用いた場合、検出効率は図 4.11 のようになる。これを元に、横方向エネルギーごとに生成量を計算すると、図 4.12 のようになる。この分布を式 3.11 でフィットすると、全生成量  $N_0 = 5.6 \pm 2.0 \times 10^{-3}$ 、傾き係数  $T = 440 \pm 91$  MeV が得られた。

### 4.2.2 東側電磁カロリメータを用いた場合

東側電磁カロリメータを用いた場合を用いた場合、検出効率は図 4.13 のようになる。これを元に、横方向エネルギーごとに生成量を計算すると、図 4.14 のようになる。この分布を式 3.11 でフィットすると、全生成量  $N_0 = 3.0 \pm 1.5 \times 10^{-3}$ 、傾き係数  $T = 413 \pm 152$  MeV が得られた。

### 4.2.3 西側電磁カロリメータを用いた場合

西側電磁カロリメータを用いた場合を用いた場合、検出効率は図 4.15 のようになる。これを元に、横方向エネルギーごとに生成量を計算すると、図 4.16 のようになる。この分布を式 3.11 でフィットすると、全生成量  $N_0 = 1.4 \pm 0.6 \times 10^{-3}$ 、傾き係数  $T = 418 \pm 186$  MeV が得られた。

### 4.3 ToF カウンタと電磁カロリメータの横方向エネルギー分布の比較

以上の結果と、東西の電磁カロリメータを同時に解析した結果を、表 4.2 にまとめた。

表 4.2:  $\phi$  中間子の全生成量と横方向エネルギー分布の傾き。誤差は、ともにフィッティングの誤差のみ。比較のためのスケールリングは行っていない。全電磁カロリメータのデータは、東西のカロリメータを結合して解析した結果で、東西の結果の平均ではない。

タイミングカウンタ	$N_0 = \frac{d^2 N_\phi}{dN_{event} d\eta}$	T [MeV]
ToF カウンタ	$5.6 \pm 2.0 \times 10^{-3}$	$440 \pm 91$
東電磁カロリメータ	$3.0 \pm 1.5 \times 10^{-3}$	$413 \pm 152$
西電磁カロリメータ	$1.4 \pm 0.6 \times 10^{-3}$	$418 \pm 186$
全電磁カロリメータ	$1.6 \pm 0.5 \times 10^{-3}$	$523 \pm 170$

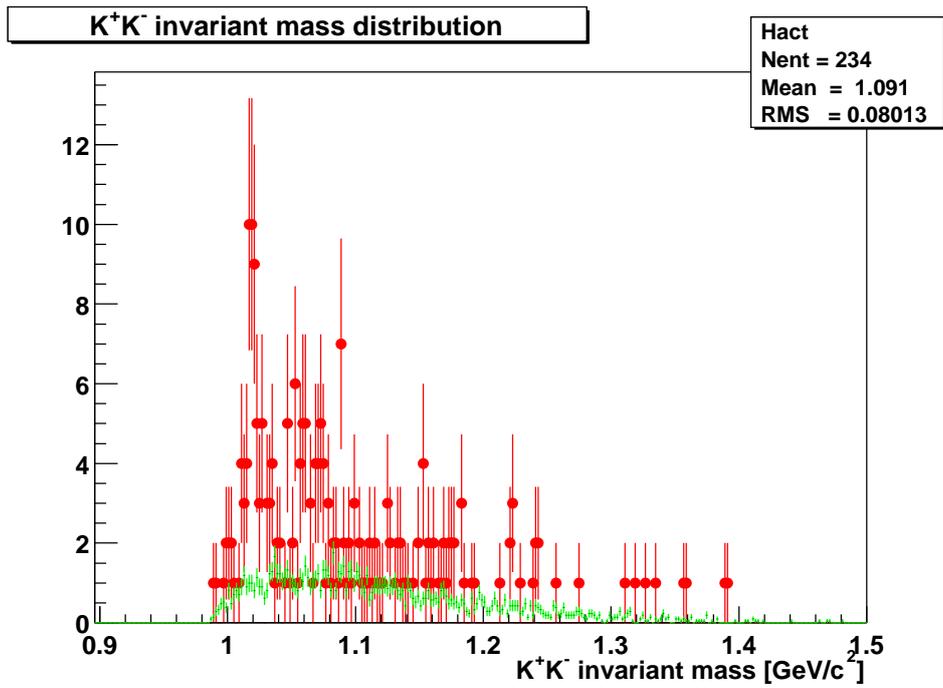


図 4.1: ToF カウンタを用いて同定した荷電 K 中間子対の不変質量分布 (赤) と、イベントミキシング法によって見積もったバックグラウンド (緑)。

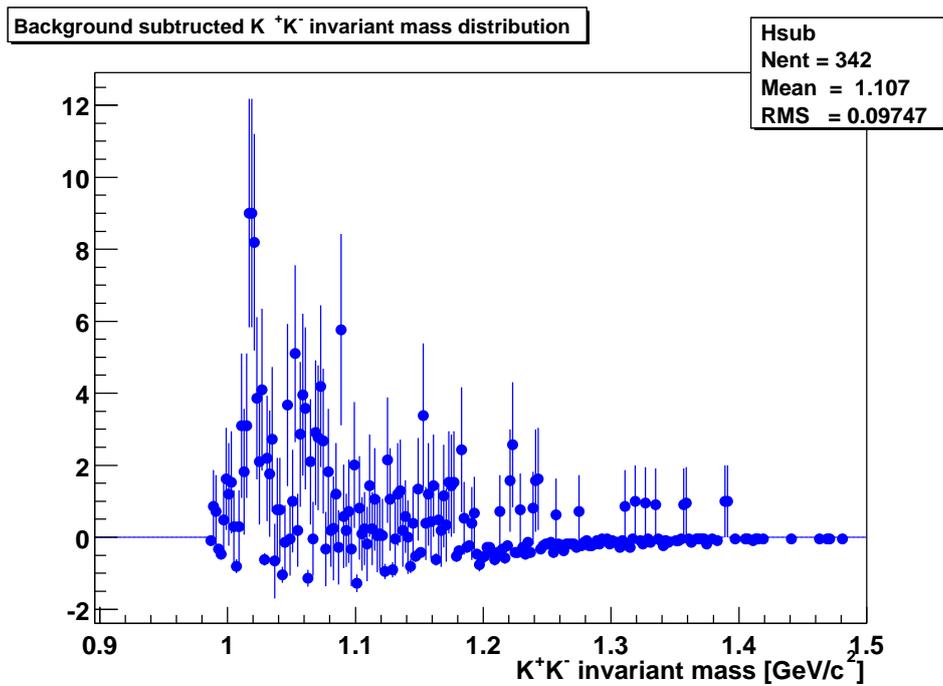


図 4.2: ToF カウンタを用いて同定した荷電 K 中間子対の不変質量分布 (図 4.1 中の赤) から、イベントミキシング法によって見積もったバックグラウンド (4.1 中の緑) を差し引いた不変質量分布。

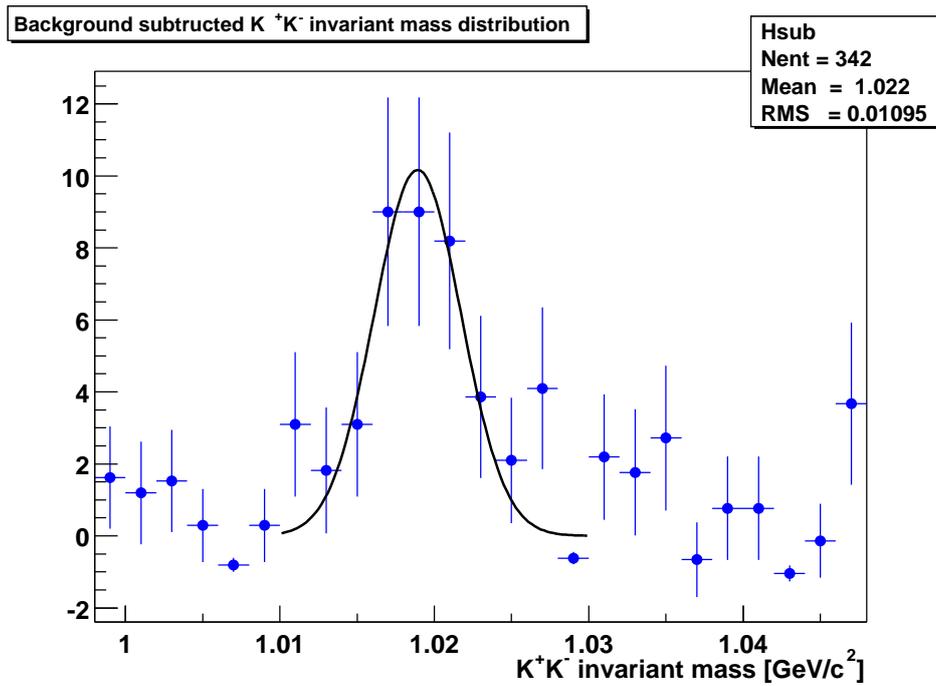


図 4.3: 図 4.2 の 1020MeV 付近を拡大し、ガウス分布でフィットした。ピーク中心は、 $1018.87 \pm 0.60$  MeV で、幅は  $2.81 \pm 0.37$  MeV であった。

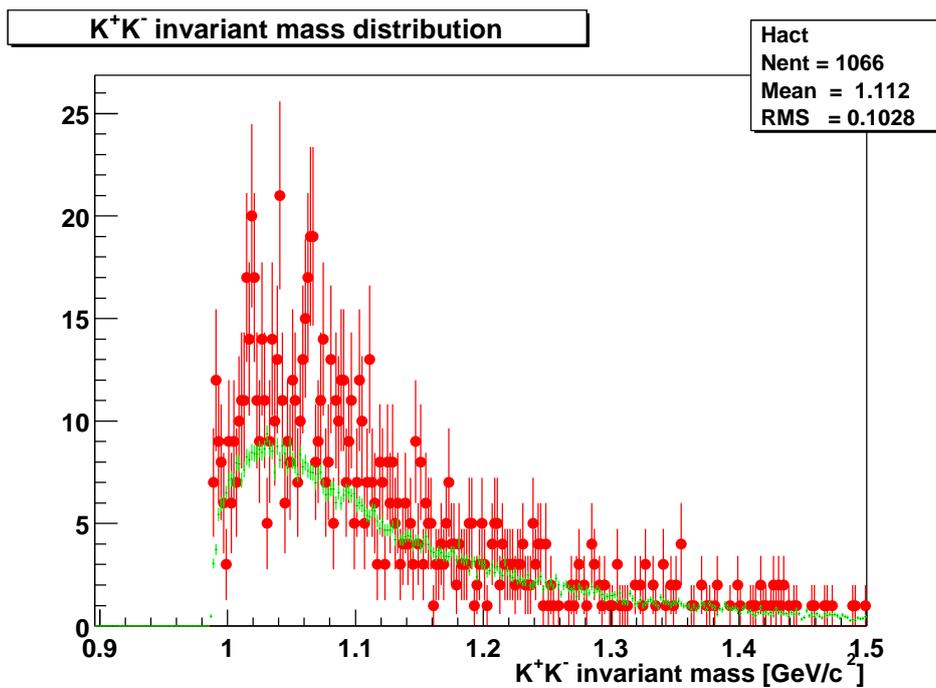


図 4.4: 電磁カロリメータを用いて同定した荷電 K 中間子対の不変質量分布 (赤) と、イベントミキシング法によって見積もったバックグラウンド (緑)。

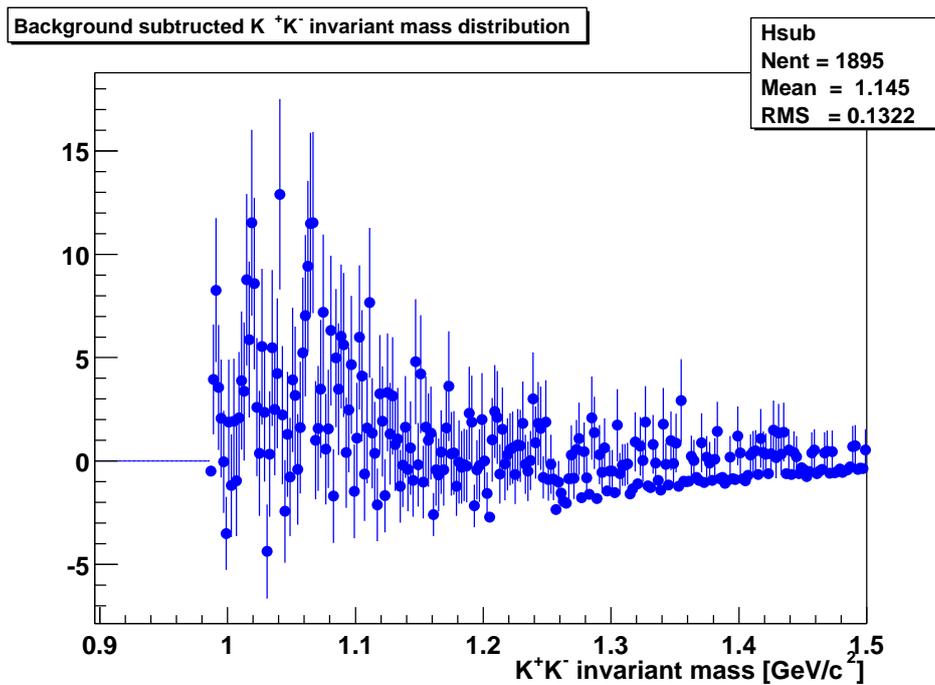


図 4.5: 電磁カロリメータを用いて同定した荷電 K 中間子対の不変質量分布 (図 4.4 中の赤) から、イベントミキシング法によって見積もったバックグラウンド (4.4 中の緑)。を差し引いた不変質量分布。

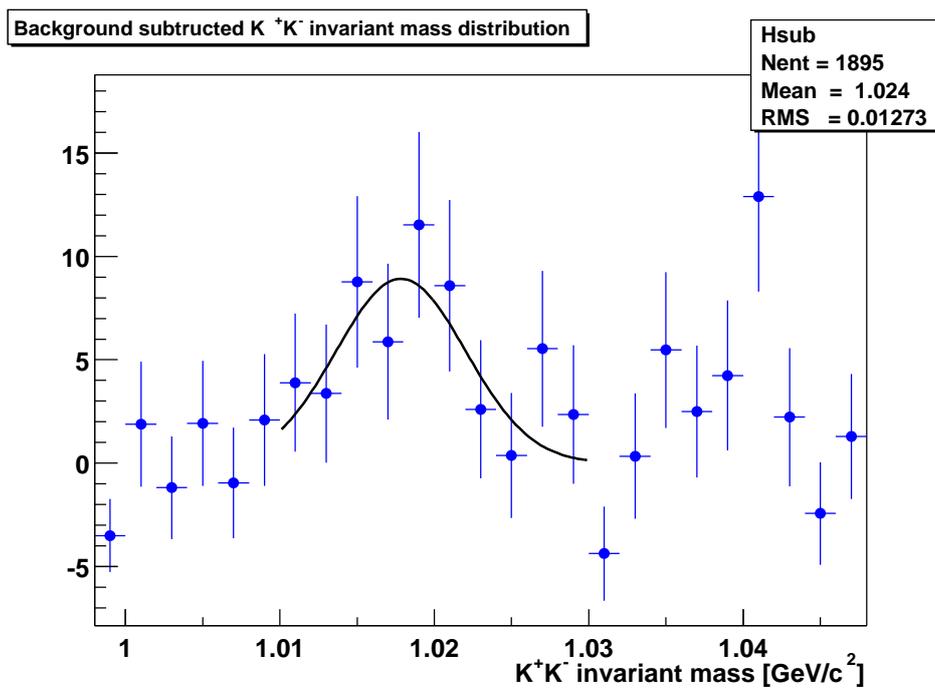


図 4.6: 図 4.5 の 1020MeV 付近を拡大し、ガウス分布でフィットした。ピーク中心は、 $1017.84 \pm 1.30$  MeV で、幅は  $4.21 \pm 1.33$  MeV であった。

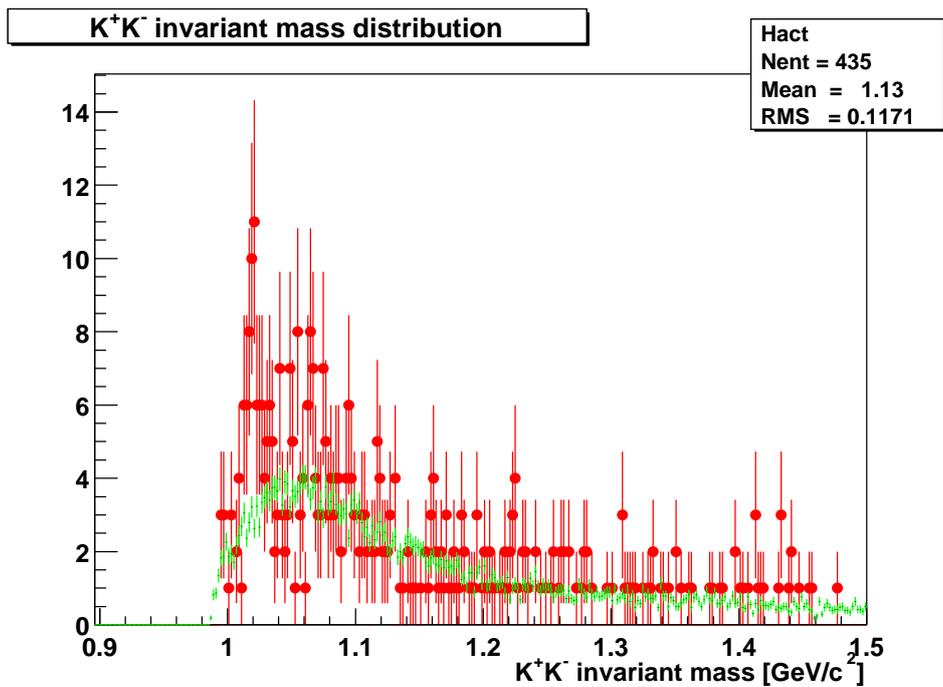


図 4.7: 電磁カロリメータを用いて同定した荷電 K 中間子対の不変質量分布 (赤) と、イベントミキシング法によって見積もったバックグラウンド (緑)。

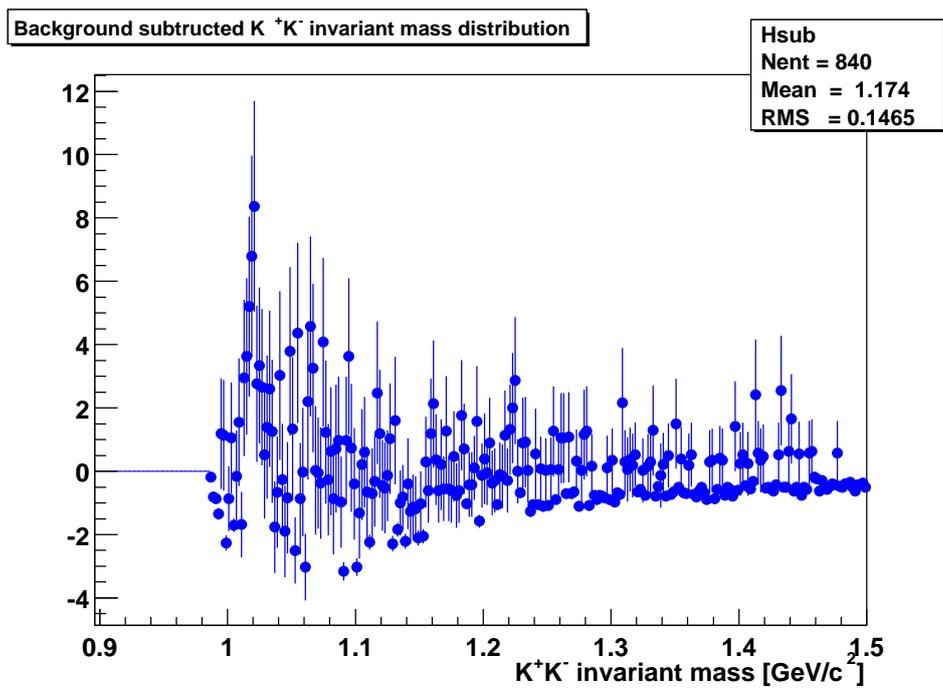


図 4.8: 電磁カロリメータを用いて同定した荷電 K 中間子対の不変質量分布 (図 4.7 中の赤) から、イベントミキシング法によって見積もったバックグラウンド (4.7 中の緑) を差し引いた不変質量分布。

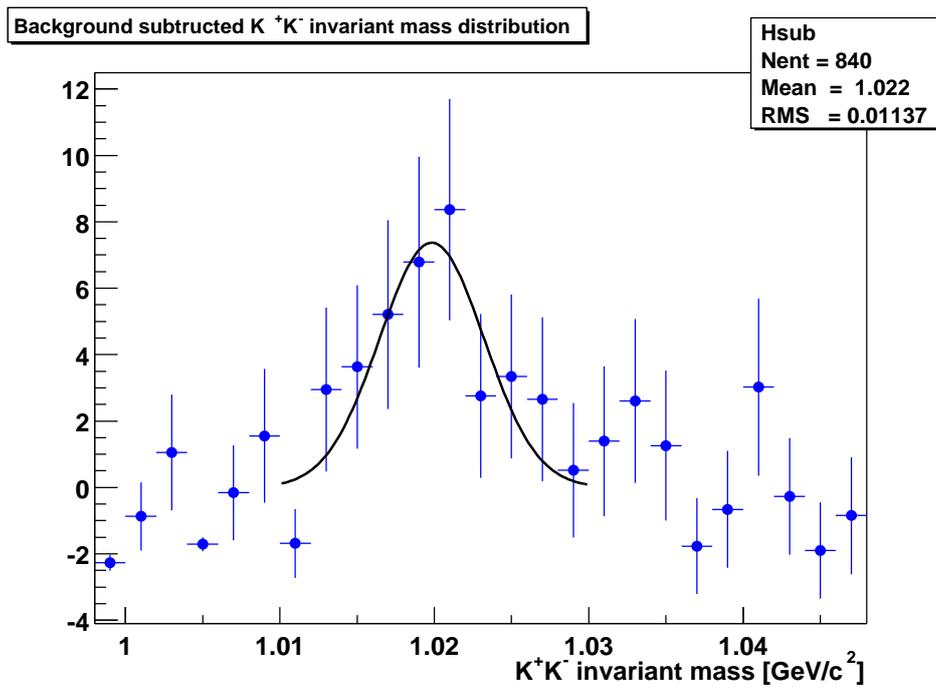


図 4.9: 図 4.8 の 1020MeV 付近を拡大し、ガウス分布でフィットした。ピーク中心は、 $1019.84 \pm 1.10$  MeV で、幅は  $3.40 \pm 0.87$  MeV であった。

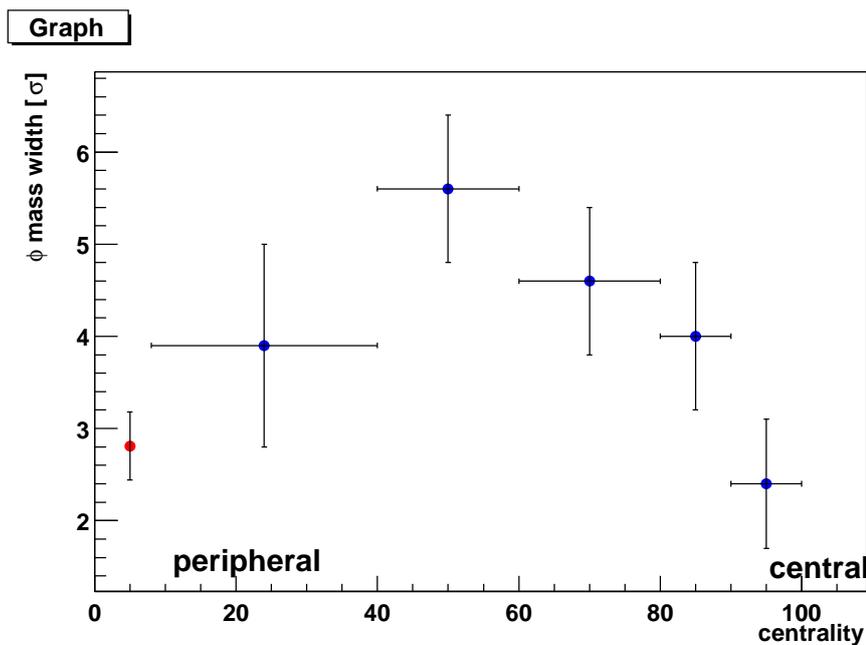


図 4.10: 陽子・陽子衝突実験 (赤) と、金・金衝突実験 (青) とで観測された  $\phi$  中間子の観測質量の幅。ガウス分布を仮定して、そのシグマをプロットしてある。

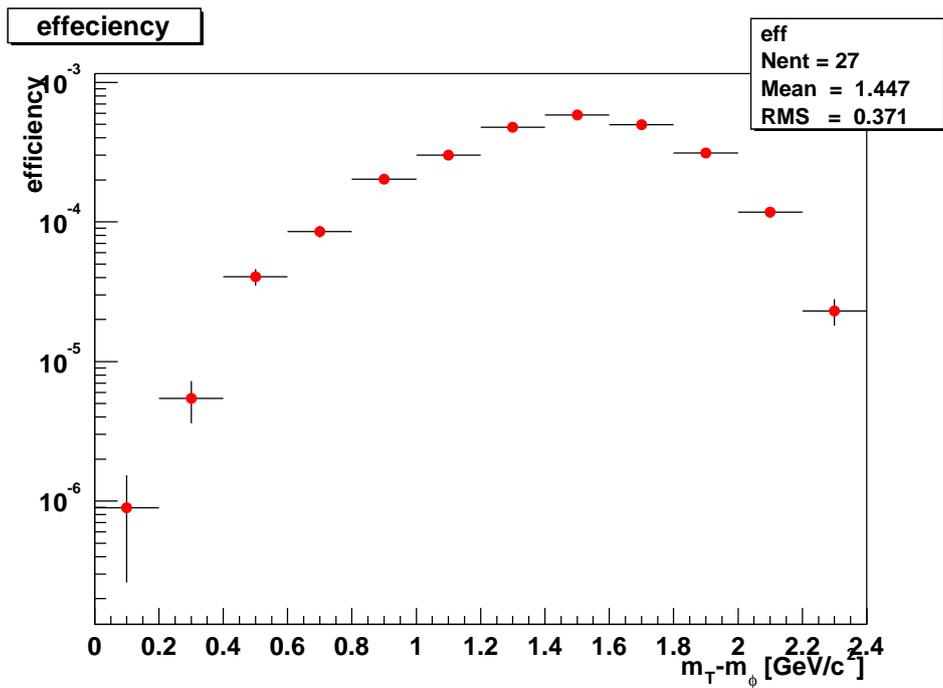


図 4.11: ToF カウンタを用いた場合の、横方向エネルギー毎の  $\phi$  中間子の検出効率。

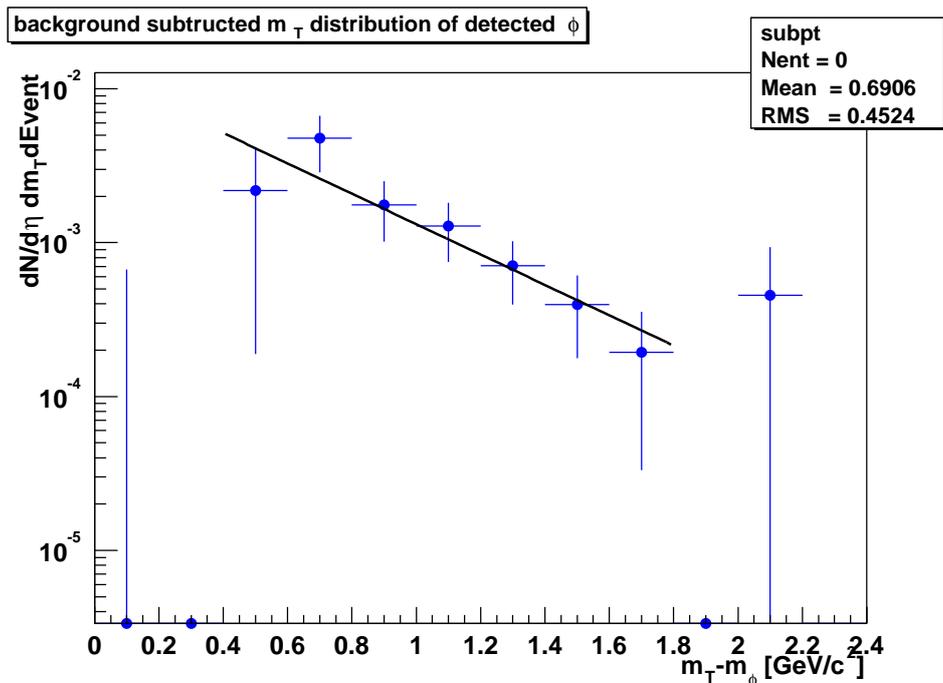


図 4.12: ToF カウンタを用いて測定した  $\phi$  中間子の、1 イベントあたり、単位ラピディティあたり、単位横方向エネルギー毎の生成量。実線は、3.11 でのフィット。全生成量  $N_0 = 5.6 \pm 2.0 \times 10^{-3}$ 、傾き係数  $T = 440 \pm 91$  MeV が得られた。

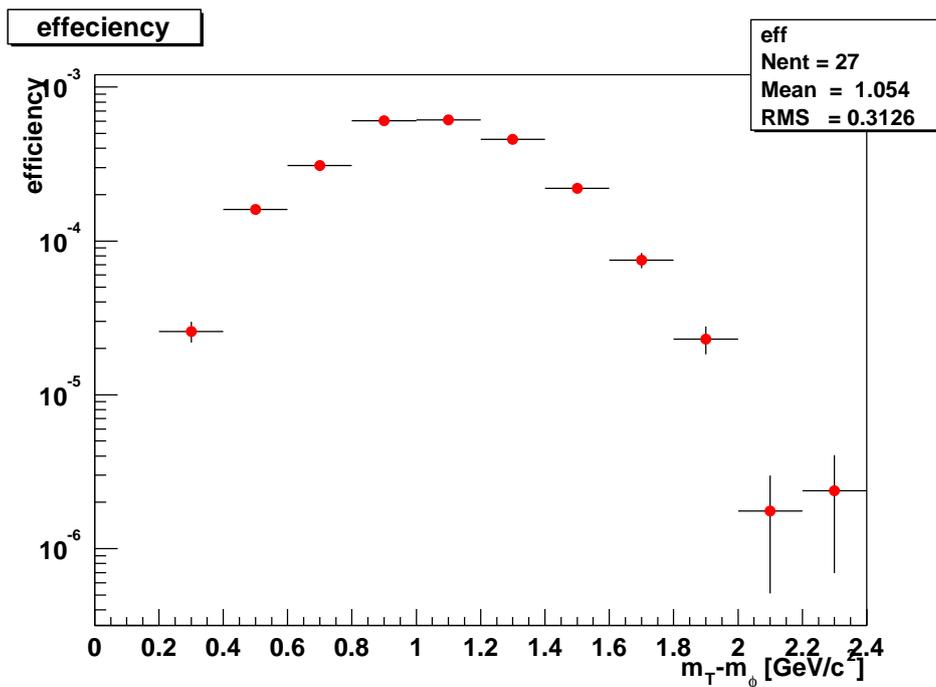


図 4.13: 東側電磁カロリメータを用いた場合の、横方向エネルギー毎の  $\phi$  中間子の検出効率。

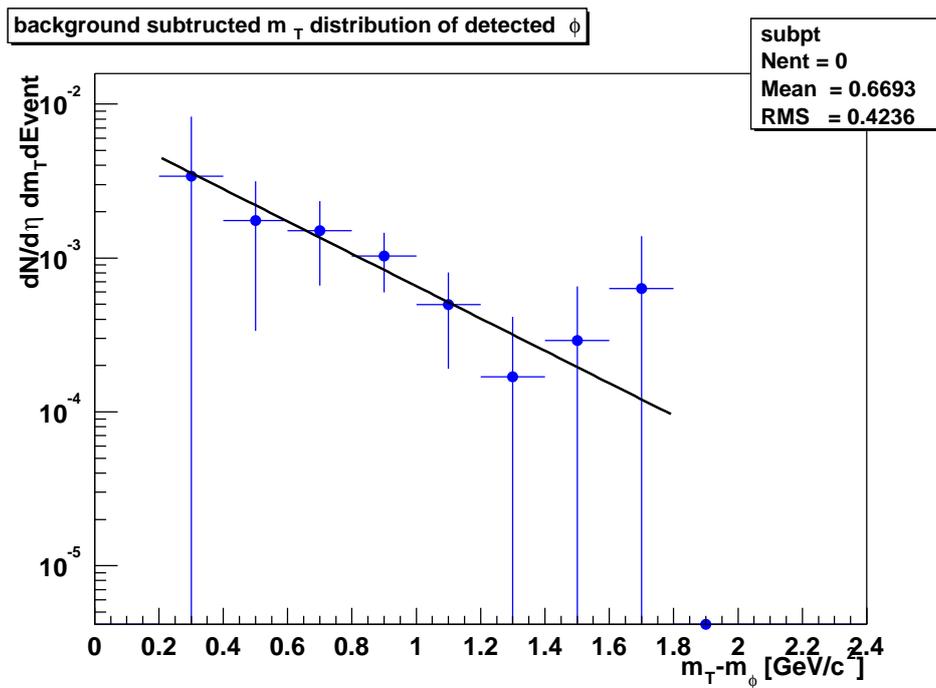


図 4.14: 東側電磁カロリメータを用いて測定した  $\phi$  中間子の、1 イベントあたり、単位ラピディティあたり、単位横方向エネルギー毎の生成量。実線は、3.11 でのフィット。全生成量  $N_0 = 3.0 \pm 1.5 \times 10^{-3}$ 、傾き係数  $T = 413 \pm 152$  MeV が得られた。

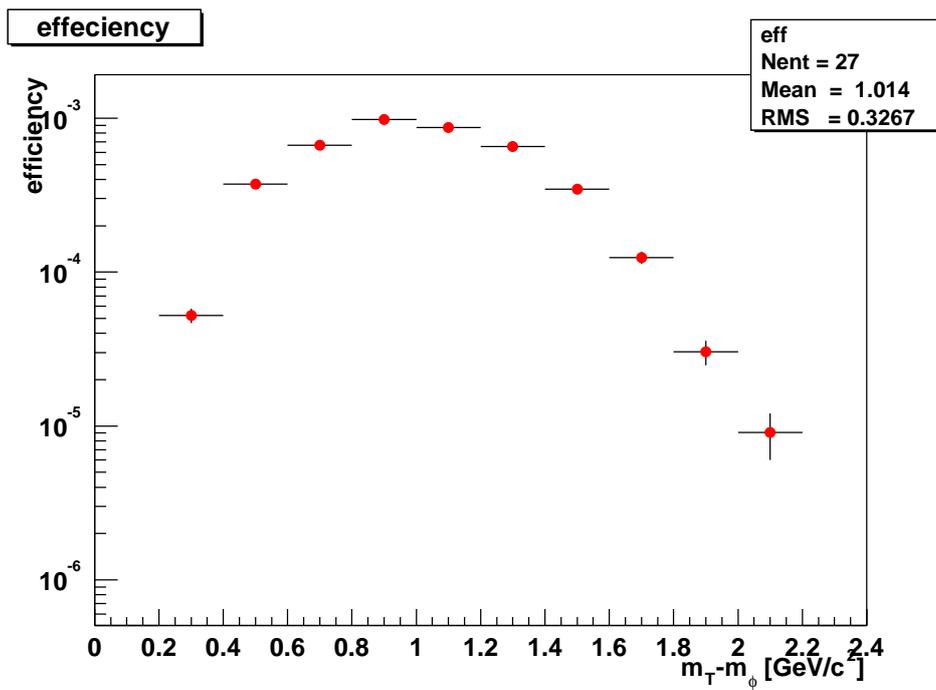


図 4.15: 西側電磁カロリメータを用いた場合の、横方向エネルギー毎の  $\phi$  中間子の検出効率

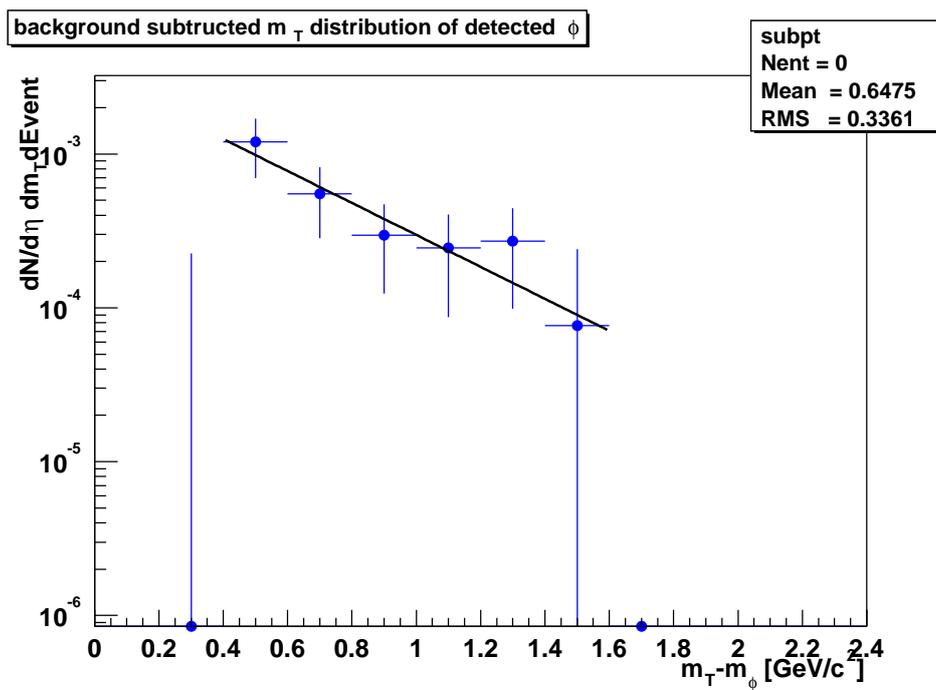


図 4.16: 西側電磁カロリメータを用いて測定した  $\phi$  中間子の、1 イベントあたり、単位ラピディティあたり、単位横方向エネルギー毎の生成量。実線は、3.11 でのフィット。全生成量  $N_0 = 1.4 \pm 0.6 \times 10^{-3}$ 、傾き係数  $T = 418 \pm 186$  MeV が得られた。

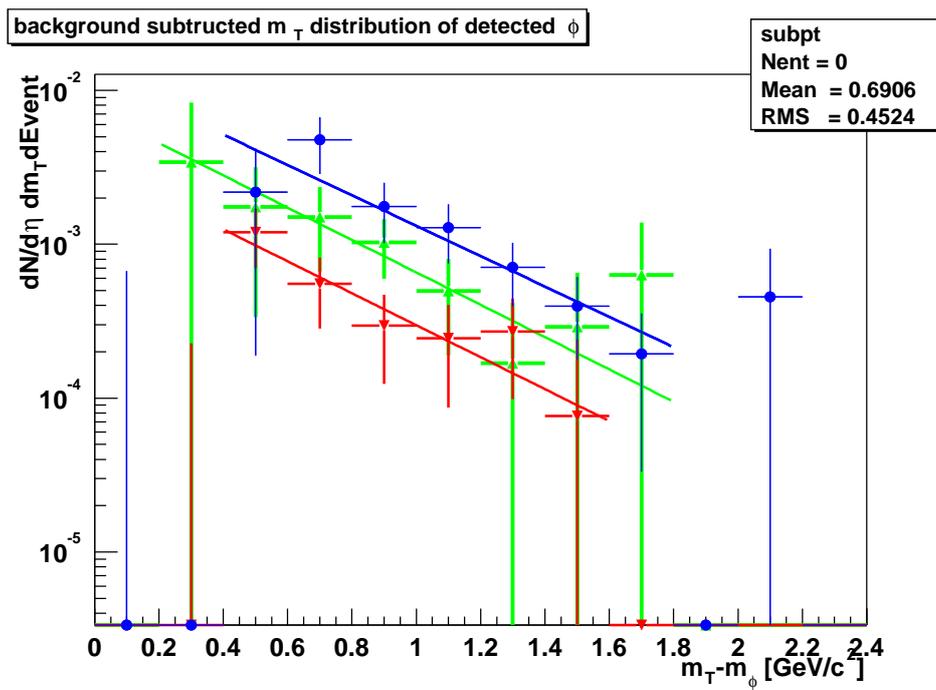


図 4.17: 東側電磁カロリメータ (緑)・西側電磁カロリメータ (赤) と ToF カウンタ (青) を用いて測定した  $\phi$  中間子の、1 イベント・単位横方向エネルギー毎の生成量の比較。傾きについてはよい一致を得たが、生成量がエラーの範囲を超えて一致しなかった。

## 第5章 考察と今後

重心系衝突エネルギー 200GeV の陽子・陽子衝突実験において、観測質量とその幅を3つのタイミングカウンタを用いて独立に求め、ToF カウンタ、東側電磁カロリメータ、西電磁カロリメータの順に、観測質量中心  $1018.87 \pm 0.60$  MeV、 $1017.84 \pm 1.30$  MeV、 $1019.84 \pm 1.10$  MeV を、観測質量幅  $2.81 \pm 0.37$  MeV、 $4.21 \pm 1.33$  MeV、 $3.40 \pm 0.87$  MeV をそれぞれ得ることができ、エラーの範囲で一致した。これを、解析中の重イオン衝突実験で観測された  $\phi$  中間子の質量幅と比べてみると、最周辺衝突からやや中心衝突になるにつれ、幅が広くなり、さらに中心衝突では、逆に幅が狭くなっていた。

観測質量幅が中心衝突ほど広がるひとつの可能性は、粒子数の増加に伴う分解能の低下である。本実験で再現した不変質量の誤差は、観測した K 中間子の運動量分解能に大きく依存している。運動量の分解能は、ドリフトチェンバとパッドチェンバによる飛跡検出の分解能に依存しているが、粒子数が増えると、複数の飛跡のオーバーラップによる分解能の低下がおこる。本研究では、粒子数の増加による影響を考慮していないが、これを大雑把に見積もる方法として、 $\Lambda$  粒子を観測する方法がある。 $\Lambda$  粒子は、質量が 1116MeV と  $\phi$  中間子の 1020MeV に近い上、荷電 K 中間子と同じ方法で観測される陽子・ $\pi$  中間子チャンネルへ崩壊する。一方で、 $\Lambda$  粒子は 7.89cm の平均自由行程をもっており、今回注目する相のスケールよりも 12 桁長い寿命であるので、仮に、カイラル対称性の回復に伴う質量や質量幅の変化があったとしても、その影響は無視できるほど小さいであろう。そうすれば、 $\Lambda$  中間子の観測質量がもつ幅の変化は、本研究で用いた検出器と解析手法に因るもののみであると仮定できる。

同じ金イオン同士による重イオン衝突実験で観測された  $\Lambda$  粒子の質量幅は、本研究における  $\phi$  中間子の傾向と似た傾向を示すという解析結果が報告され始めているが、詳しい解析はこれからである。

また、4.3 では、3 種類のタイミングカウンタを用いて  $\phi$  中間子の横方向エネルギー分布を求め、中央ラピディティ領域での、1 イベントあたり・単位ラピディティあたりの  $\phi$  中間子生成量を求めた。ToF カウンタ、東電磁カロリメータ、西電磁カロリメータの順に、

$5.6 \pm 2.0 \times 10^{-3}$ 、 $3.0 \pm 1.5 \times 10^{-3}$ 、 $1.4 \pm 0.6 \times 10^{-3}$  を得た。また、その横方向エネルギー分布から傾き定数  $T$  を求め、それぞれ  $440 \pm 91$  MeV、 $413 \pm 152$  MeV、 $418 \pm 186$  MeV を得た。3種類の検出器で観測した生成量が異なっているが、その傾きはエラーの範囲で等しかった。

生成量の違いは、現在のところ原因がはっきりしていないが、傾きに関しては、各検出器で良好な一致を得ることができた。生成量は本質的に各検出器で同じであるものなので、解析のどこかに問題がある物と思われる。多数ある電磁カロリメータのチャンネルのうち、チューニングがされていないものがあるものの、その情報がモンテカルロシミュレーションに完全に反映されていない可能性もある。

今年、来年と引き続き行われる実験では、陽子・陽子衝突実験、金イオン・金イオン衝突実験、重水素・金イオン衝突実験が行われ、さらに多くの統計がとられることが予定されている。多くの統計があれば、レプトン対チャンネルでの観測が可能になるかもしれない。加えて、検出器や解析方法による系統的効果を考慮し、さらに精度の高い解析を行う事が望まれる。

## 第6章 結論

重心系衝突エネルギー 200GeV の陽子・陽子衝突実験において、観測質量とその幅を3つのタイミングカウンタを用いて独立に求め、ToF カウンタ、東側電磁カロリメータ、西電磁カロリメータの順に、観測質量中心  $1018.87 \pm 0.60$  MeV、 $1017.84 \pm 1.30$  MeV、 $1019.84 \pm 1.10$  MeV を、観測質量幅  $2.81 \pm 0.37$  MeV、 $4.21 \pm 1.33$  MeV、 $3.40 \pm 0.87$  MeV をそれぞれ得ることができ、エラーの範囲で一致した。これらを重イオン衝突実験において同検出器で検出された  $\phi$  中間子のデータと比較し、重イオン衝突実験の周辺衝突と、陽子・陽子衝突実験の観測質量幅が、エラーの範囲で等しかった。

また、PHENIX 実験の中央検出器を用いて  $\phi$  中間子の生成量を得た。1 イベントあたり・単位ラピディティあたりの  $\phi$  中間子の生成量は、ToF カウンタ、東電磁カロリメータ、西電磁カロリメータを用いた解析で、それぞれ  $5.6 \pm 2.0 \times 10^{-3}$ 、 $3.0 \pm 1.5 \times 10^{-3}$ 、 $1.4 \pm 0.6 \times 10^{-3}$  を得た。また、その横方向エネルギー分布から傾き定数 T を求め、それぞれ  $440 \pm 91$  MeV、 $413 \pm 152$  MeV、 $418 \pm 186$  MeV を得た。

## 第7章 謝辞

指導教官の杉立先生をはじめ、文章構成に至るまでご指導を頂いた本間先生、ブルックヘブン国立研究所の解析用計算機環境について細かく教えてくださった中村さんと、シミュレーションをはじめ解析手法を伝授くださった同研究室の蜂谷さんには、この論文を書くにあたって格別の援助を戴きました。また、解析方針などで有用なアドバイスをしてくれたブルックヘブン国立研究所の秋葉博士、解析の詳細からプレゼンテーションの準備にいたるまで面倒を見てくださった理化学研究所ブルックヘブン研究センターの金田博士、電磁カロリメータの deadmap フラグの情報をくださった理化学研究所ブルックヘブン研究センターの岡田博士、有用なアドバイスを下さった Tony Frawley 博士他 PHENIX 実験 Heavy/Light Physics Working Group の方々に感謝します。

また、この論文は、今年の実験の準備で忙しい時期に作成しましたので、ブルックヘブン国立研究所での作業負担を軽くしてくださる配慮をしていただきました。特に、蜂谷さんと中村さんにもう一度感謝します。

## 関連図書

- [1] Chiral SYmmetry Restoration and Dileptons in Relativistic Heavy-Ion Collisions, R.Rapp and J.Wambach, arXiv:hep-ph/9909229v1 (1999)
- [2] QCD sum rules for vector mesons in the nuclear medium, Tetsuo Hatsuda, Physical Review **C46** (1992) 46
- [3] Observation of  $\rho/\omega$  Meson Modification in Nuclear Matter, K.Ozawa et al.(PS-E325 collaboration), Physical Review Letter 86 (2001) 5019
- [4] Review of Particle Physics, Particle Data Group, Physical review **D** (2002) 010001-31
- [5] PHENIX Detector Overview, K.Adcox et al.(PHENIX collaboration), NIM
- [6] RHIC web site, <http://www.rhic.bnl.gov>
- [7] PHENIX web site, <http://www.phenix.bnl.gov>
- [8] Particle ratios at RHIC: Effective hadron masses and chemical freeze-out, D. Zschesche et al.,arXiv:nucl-th/0209022 v2 (2002)
- [9] ,Transverse Momentum Distribution os Hadron Produced in Au+Au Collisions at 130 GeV Measured by PHENIX Experiment at RHIC BNL, Jane Muriel Burward-Hoy, Doctor Thesis (2001)
- [10]  $J/\psi$  Production in p+p Collisions at  $\sqrt{s}=200$  GeV, Hiroki Sato, Doctor Thesis (2002)
- [11] Source Parameters from Identified Hadron Spectra and HBT Radii for Au-Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV in PHENIX, J.M.Burward-Hoya (PHENIX Collaboration), arXiv:nucl-ex/0210001 v1 (2002)

## 目 次

1.1	量子色力学の予言する相関と、各高エネルギー実験で測定された化学凍結温度。 . . . . .	5
1.2	電子・陽電子対の不変質量分布の主な構成要素 [1] . . . . .	6
1.3	BBカウンタの出力電荷量(横軸)と零度カロリメータの観測エネルギー量(縦軸)の相関図。右下が中心衝突で、左側ほど周辺衝突になっていく。衝突中心度を0~100%に分割し、10%毎に色分けをしている。 . . . . .	11
1.4	中心衝突 . . . . .	12
1.5	やや中心衝突 . . . . .	12
1.6	周辺衝突 . . . . .	12
1.7	衝突係数の違いによるBBCとZDCへの粒子入射数の違い。 . . . . .	12
2.1	ブルックヘブン国立研究所にあるRHICリングと、4つの実験。 . . . . .	13
2.2	RHICで行われている4つの実験(STAR・PHENIX・BRAHMS・PHOBOS)でそれぞれトリガーされたイベントの数。 . . . . .	15
2.3	ビーム軸南側から見たPHENIX実験の中央検出器とBBカウンタの構成図[5]。中央検出器の最も内側にあるのがドリフトチェンバ(水色)。その直後にあるのが第1パッドチェンバ(PC1, 橙色)。さらに外側にリングイメージング・チェレンコフカウンタ(RICH, 黄色)があり、ここまでは東西の検出器西側検出器は同じ構成である。西側検出器には、RICHの外側にPC2, PC3(共に橙色)の2層のパッドチェンバがあり、最も外側に鉛シンチレータによる電磁カロリメータが配置されている。東側検出器には、RICHの外側にTEC(緑色)とパッドチェンバ(PC3, 橙色)が設置してある。その外側は、上半分には西側と同じく鉛シンチレータによる電磁カロリメータが設置されている。一方下半分には、120psの時間分解能を持つToFカウンタと、鉛ガラスカロリメータが設置されている。 . . . . .	16

- 2.4 BB カウンタは、衝突点から 1.447m の位置に、南北 1 対ずつ設置されている。それぞれは、各 64 本のチェレンコフ検出器からなっている。PHENIX 実験での衝突事象を察知するトリガとなる。南北の検出時刻の平均から衝突時刻を求めることができるほか、また、南北の検出時刻の差から、衝突位置を求めることができ、金イオン同士の中心衝突では、それぞれ 50ps、5mm の分解能で求めることができる。また、検出器からの出力電荷量から、入射荷電粒子数を見積もることができ、零度カロリメータと併せて、重イオンの衝突中心度を見積もることができる。 . . . . . 18
- 2.5 中央電磁石と  $\mu$  粒子用電磁石が作る磁場。中央が中央検出器で、左右の三角形の箇所が  $\mu$  粒子用検出器である。 . . . . . 20
- 2.6 ドリフトチェンバは、荷電粒子の飛跡を検出するためのワイアチェンバである。東西各 90 度の中央検出器の全領域をカバーしている。2トラックの分別能は 2mm。観測した飛跡を、中央磁場を考慮した曲線で衝突点へと延長することで、荷電粒子の電荷と質量の比を求めることができる。1GeV/c の運動量の荷電粒子に対して 0.6%の分解能がある。 . . . . . 21
- 2.7 ドリフトチェンバの外側の磁場がない領域で、直進する荷電粒子の飛跡をとらえるのがパッドチェンバである。第 1 パッドチェンバ (PC1) は、ドリフトチェンバの直後に設置してある。 . . . . . 22
- 2.8 第 2 パッドチェンバ (PC2) は、西側のみ RICH の後に設置してある。第 3 パッドチェンバ (PC3) は、カロリメータの直前に設置してある。 . . . . . 23
- 2.9 鉛シンチレータカロリメータは、入射粒子のシャワーを閉じこめる為の鉛の間にシンチレータを挟み、鉛中のシャワーをサンプリングするカロリメータである。 . . . . . 24
- 2.10 鉛ガラスカロリメータは、CERN の WA98 実験用に設計された物である。 24
- 2.11 荷電粒子の飛行時間の測定に特化したシンチレータが ToF カウンタである。 26
- 2.12 電子・陽電子対の同定のために設置されているのが、リング・イメージング・チェレンコフ・ホドスコープ (RICH) である。 . . . . . 27

- 3.1 ドリフトチェンバで観測した飛跡を電磁カロリメータまで延長した点と、電磁カロリメータ上の最寄りの観測点との Z 軸方向の差の分布 (赤線) と、z-flip 方式で求めたバックグラウンド (青線)。バックグラウンドは、 $\pm 8 \sim 10\sigma$  の間のイベント数でノーマライズしている。 . . . . . 29
- 3.2 電磁カロリメータによる飛行時間をもとに導いた質量の、運動量ごとの分布。横軸は、ドリフトチェンバによる粒子飛跡から導いた運動量/電荷。下から荷電  $\pi$  中間子・荷電 K 中間子・陽子/反陽子のつくるピーク。実線は K 中間子の分解能  $2\sigma$  を、点線は  $\pi$  中間子の分解能  $5\sigma$  の線をそれぞれ示している。 . . . . . 31
- 3.3 BB カウンタと ToF 検出器を用いて測定した飛行時間と、ドリフトチェンバを用いて推定した飛行距離を元に求めた質量分布。検出した全粒子のうち、運動量が  $2.0\text{GeV}/c$  以下のものを表示している。左から荷電  $\pi$  中間子 ( $0.14\text{GeV}$ )、荷電 K 中間子 ( $0.49\text{GeV}$ )、陽子・反陽子 ( $0.96\text{GeV}$ ) のピークである。黄色の部分は、K 中間子の質量から分解能の  $2\sigma$  以内にある粒子を示している。本解析ではこの部分を K 中間子として扱った。 . . . . . 32
- 3.4 ToF カウンタを用いて同定した荷電 K 中間子対の不変質量分布 (赤) と、イベントミキシング法によって見積もったバックグラウンド (緑)。 . . . . . 33
- 3.5 モンテカルロシミュレーションで発生させた  $\phi$  中間子 (青) と、仮想空間の検出器で検出した検出  $\phi$  中間子 (赤) の数。荷電 K 中間子対のの不変質量が、 $1019.6 \pm 4.0\text{MeV}$  の  $\phi$  ものを  $\phi$  中間子とした。 . . . . . 35
- 3.6 モンテカルロシミュレーションで発生させた  $\phi$  中間子 (図 3.5 青) で、仮想空間の検出器で検出した検出  $\phi$  中間子 (図 3.5 赤) を割った検出効率。可検出領域と粒子同定効率が考慮されている。 . . . . . 37
- 3.7 検出器の検出効率を補正した、1 イベントあたり、単位ラピディティあたり、単位横方向エネルギーあたりの  $\phi$  の横方向エネルギー毎の生成量。実線は、式 3.11 によるフィッティングで、全生成量  $N_0$  は、 $5.3 \pm 1.9 \times 10^{-3}$ 、傾き定数 T は、 $443 \pm 92\text{MeV}$  をそれぞれ得た。 . . . . . 38
- 3.8 重み付けした ToF カウンタの  $\phi$  中間子に対する検出効率 (赤) と、重み付けをしない検出効率 (緑)。 . . . . . 40

- 3.9 重み付けした ToF カウンタの  $\phi$  中間子に対する検出効率で求めた  $\phi$  中間子の横方向エネルギー毎の生成量 (青) と、重み付けをしない検出効率を用いた生成量 (緑)。 . . . . . 40
- 4.1 ToF カウンタを用いて同定した荷電 K 中間子対の不変質量分布 (赤) と、イベントミキシング法によって見積もったバックグラウンド (緑)。 . . . . . 44
- 4.2 ToF カウンタを用いて同定した荷電 K 中間子対の不変質量分布 (図 4.1 中の赤) から、イベントミキシング法によって見積もったバックグラウンド (4.1 中の緑)。を差し引いた不変質量分布。 . . . . . 44
- 4.3 図 4.2 の 1020MeV 付近を拡大し、ガウス分布でフィットした。ピーク中心は、 $1018.87 \pm 0.60$  MeV で、幅は  $2.81 \pm 0.37$  MeV であった。 . . . . . 45
- 4.4 電磁カロリメータを用いて同定した荷電 K 中間子対の不変質量分布 (赤) と、イベントミキシング法によって見積もったバックグラウンド (緑)。 . . . . . 45
- 4.5 電磁カロリメータを用いて同定した荷電 K 中間子対の不変質量分布 (図 4.4 中の赤) から、イベントミキシング法によって見積もったバックグラウンド (4.4 中の緑)。を差し引いた不変質量分布。 . . . . . 46
- 4.6 図 4.5 の 1020MeV 付近を拡大し、ガウス分布でフィットした。ピーク中心は、 $1017.84 \pm 1.30$  MeV で、幅は  $4.21 \pm 1.33$  MeV であった。 . . . . . 46
- 4.7 電磁カロリメータを用いて同定した荷電 K 中間子対の不変質量分布 (赤) と、イベントミキシング法によって見積もったバックグラウンド (緑)。 . . . . . 47
- 4.8 電磁カロリメータを用いて同定した荷電 K 中間子対の不変質量分布 (図 4.7 中の赤) から、イベントミキシング法によって見積もったバックグラウンド (4.7 中の緑) を差し引いた不変質量分布。 . . . . . 47
- 4.9 図 4.8 の 1020MeV 付近を拡大し、ガウス分布でフィットした。ピーク中心は、 $1019.84 \pm 1.10$  MeV で、幅は  $3.40 \pm 0.87$  MeV であった。 . . . . . 48
- 4.10 陽子・陽子衝突実験 (赤) と、金・金衝突実験 (青) とで観測された  $\phi$  中間子の観測質量の幅。ガウス分布を仮定して、そのシグマをプロットしてある。 48
- 4.11 ToF カウンタを用いた場合の、横方向エネルギー毎の  $\phi$  中間子の検出効率。 49

- 4.12 ToF カウンタを用いて測定した  $\phi$  中間子の、1 イベントあたり、単位ラピディティあたり、単位横方向エネルギー毎の生成量。実線は、3.11 でのフィット。全生成量  $N_0 = 5.6 \pm 2.0 \times 10^{-3}$ 、傾き係数  $T = 440 \pm 91$  MeV が得られた。 . . . . . 49
- 4.13 東側電磁カロリメータを用いた場合の、横方向エネルギー毎の  $\phi$  中間子の検出効率。 . . . . . 50
- 4.14 東側電磁カロリメータを用いて測定した  $\phi$  中間子の、1 イベントあたり、単位ラピディティあたり、単位横方向エネルギー毎の生成量。実線は、3.11 でのフィット。全生成量  $N_0 = 3.0 \pm 1.5 \times 10^{-3}$ 、傾き係数  $T = 413 \pm 152$  MeV が得られた。 . . . . . 50
- 4.15 西側電磁カロリメータを用いた場合の、横方向エネルギー毎の  $\phi$  中間子の検出効率 . . . . . 51
- 4.16 西側電磁カロリメータを用いて測定した  $\phi$  中間子の、1 イベントあたり、単位ラピディティあたり、単位横方向エネルギー毎の生成量。実線は、3.11 でのフィット。全生成量  $N_0 = 1.4 \pm 0.6 \times 10^{-3}$ 、傾き係数  $T = 418 \pm 186$  MeV が得られた。 . . . . . 51
- 4.17 東側電磁カロリメータ (緑)・西側電磁カロリメータ (赤) と ToF カウンタ (青) を用いて測定した  $\phi$  中間子の、1 イベント・単位横方向エネルギー毎の生成量の比較。傾きについてはよい一致を得たが、生成量がエラーの範囲を超えて一致しなかった。 . . . . . 52

## 表 目 次

1.1	6 フレーバのクォークの質量と電荷 . . . . .	7
1.2	$\phi$ 中間子の崩壊モード . . . . .	9
2.1	PHENIX 実験に使われている検出器の一覧。中央検出器の配置図は、図 2.3 で紹介してある。 . . . .	17
3.1	モンテカルロシミュレーションの初期条件 . . . . .	35
4.1	$\phi$ 中間子の観測質量と観測質量幅全電磁カロリメータのデータは、東西の カロリメータを結合して解析した結果で、東西の結果の平均ではない。 . .	42
4.2	$\phi$ 中間子の全生成量と横方向エネルギー分布の傾き。誤差は、ともにフィッ ティングの誤差のみ。比較のためのスケールリングは行っていない。全電磁 カロリメータのデータは、東西のカロリメータを結合して解析した結果で、 東西の結果の平均ではない。 . . . .	43