

核子対当たり重心系エネルギー200GeV での
 $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ 衝突における
ベクトル中間子の電子・陽電子対崩壊測定

中宮 義英

広島大学大学院理学研究科物理科学専攻
クォーク物理学研究室 M042257

平成 18 年 2 月 10 日

概要

クォーク質量が 0 の極限で QCD ラグランジアンはスピン 1/2 を持つクォークに関するカイラル変換 $\psi \rightarrow \exp[i\gamma_5 \theta]$ (1 フレーバーの場合) に対して不変な対称性を持つ。この対称性はヒッグス機構によるクォーク質量項の存在により僅かに破れているが QCD 真空ではカイラル対称性は更に自発的に破れ、結果としてハドロンは大きな質量を持つと考えられている。カイラル対称性が自発的に破れた状態は真空期待値 $\langle \sigma \rangle$ が有限の値を持つ状態として定義され、破れの程度は真空期待値の大きさを評価される。真空期待値は温度や密度に依存するため、高温相や高密度相では真空の状態が変化しカイラル対称性が部分的に回復することが期待されている [1]。その現象を説明する実験的なシグナルは質量・寿命 (質量幅)・崩壊比等であり、それらを調べるのが本研究の目的である。

本研究では米国ブルックヘブン国立研究所 RHIC 加速器による核子対当たり重心系エネルギー 200GeV における $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ 衝突実験において電子・陽電子対に崩壊するベクトル中間子の測定を行った。このような高エネルギー重イオン衝突実験ではクォークが閉じ込めから開放された高温状態の実現が期待され、カイラル対称性回復現象を観測することが可能になると考えられる。そこで電子・陽電子対に崩壊する中間子に焦点を絞った解析を行った。これには二つの理由がある。一つは中間子の寿命は高温状態の継続時間と同じオーダーである為、その不変質量分布が高温状態の情報を反映するということが、もう一つは電子・陽電子対は冷却後のハドロン相の影響を受けにくい為、探針 (プローブ) として最適であるということである。本解析では、衝突による生成粒子が非常に多く背景事象も膨大であるのにも加え、中間子の電子・陽電子崩壊分岐比は 10^{-4} と僅かな為、シグナル対ノイズ比が非常に小さくなるという困難があったがそれを克服し、中間子を同定することに成功した。電子・陽電子の選別に関しては $n > 1$ (v は速度、 n は屈折率) の荷電粒子がチェレンコフ光を発生するという性質を利用した RICH 検出器を用いた。また、飛跡検出器で測定された荷電粒子飛跡及び磁場から運動量を算出、こうして得られた電子・陽電子の運動量及び静止質量から不変質量を求め、中間子を同定し、衝突中心度毎の不変質量分布および検出量を求めた。さらに検出量の衝突関与核子数依存性を求めた。

目次

第 1 章 導入	5
1.1 クォークグルーオンプラズマ状態	5
1.2 高エネルギー重イオン衝突実験	6
1.2.1 高エネルギー重イオン衝突実験の描像	6
1.2.2 重イオン衝突反応の時空発展	7
1.2.3 臨界エネルギー密度	8
1.3 レプトン対による観測	10
1.3.1 低質量領域	11
1.3.2 中間質量領域	11
1.3.3 高質量領域	11
1.4 研究動機	12
1.4.1 スカラー場のラグランジアン密度	12
1.4.2 $U(1)$ 対称性とカイラル対称性	13
1.4.3 Goldstone 模型と自発的対称性の破れ	13
1.4.4 南部-Jona-Lasinio 模型	14
1.4.5 カイラル対称性回復現象の実験的なシグナル	15
第 2 章 実験装置	16
2.1 RHIC 加速器	16
2.2 PHENIX 実験	16
2.3 PHENIX 検出器の構成	17
2.4 PHENIX Central Arm	19
2.4.1 ドリフトチェンバー	19
2.4.2 パッドチェンバー	21
2.4.3 リンゲイメージングチェレンコフ検出器	23
2.4.4 電磁カロリメーター	24
2.4.5 中央電磁石	26
2.5 PHENIX Global Detector	27
2.5.1 ビームビームカウンター	27
2.5.2 零度ハドロンカロリメーター	28
第 3 章 解析手法	29
3.1 データセット	29
3.2 PHENIX 座標系	29
3.3 Run の選別	29
3.4 飛跡の再構成・選別	30
3.5 運動量の測定	32
3.6 衝突点の測定	32
3.7 衝突中心度の決定と衝突関与核子数	32
3.8 衝突反応面の決定	33
3.9 電子・陽電子の識別	34
3.9.1 RICH による電子・陽電子の識別	34
3.9.2 DC による飛跡と EMC ヒット点のマッチング	39

3.9.3	Energy/Momentum カット	41
3.9.4	EMC タイミングカット	41
3.10	DC ゴーストトラックの除去	42
3.11	RICH リングシェアリングの除去	43
3.12	不変質量の再構成	43
3.13	イベントミキシング法による無相関な不変質量分布の再現	44
3.14	不変質量の抽出	45
3.15	フィッティング関数の選択	46
第 4 章	結果	47
4.1	中間子の不変質量分布	47
4.2	中間子の検出量の衝突関与核子数依存性	53
第 5 章	結論と考察	54
第 6 章	謝辞	55
付録 A	高エネルギー重イオン衝突の力学	56
A.1	自然単位系	56
A.2	重心系衝突エネルギー	56
A.3	ラピディティ	56

第1章 導入

量子色力学 (Quantum Chromo Dynamics, QCD) が記述する強い相互作用の構造を研究するために、多くの実験的・理論的な努力が重ねられた。実験的には、特に衝突型加速器が導入されたことにより、従来よりも高エネルギーでの衝突実験が可能となり、強い相互作用についてのより深い探求が可能となった。

我々が興味を持っているのは強い相互作用が支配的である多体系の性質である。このような系は高温状態や高密度状態で実現する。米国ブルックヘブン国立研究所 (Brookhaven National Laboratory) の RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) で行われている高エネルギー重イオン衝突実験は高温状態における物質の性質を調査することを目的としている。強い相互作用が支配的な高温状態を実験室で形成することはビッグバン直後の初期宇宙の状態を再現することに相当する。ビッグバンから $1\mu\text{s}$ 後の宇宙の温度は約 200MeV (1 兆度) で、クォークやグルーオンが閉じ込めから開放されたプラズマ状態であったと考えられている。この状態をクォークグルーオンプラズマ状態 (Quark Gluon Plasma, QGP) という。

本研究の目的は高温状態下でのカイラル対称性の回復現象を調べることである。本実験における QGP の探索は物質の温度方向の QCD 相転移現象を見ていることに相当し、この QGP 相転移を経験したハドロンの質量がどのような変化を見せるのかは非常に興味深い。本章では高エネルギー重イオン衝突実験の背景と本研究の動機について述べる。

1.1 クォークグルーオンプラズマ状態

原子核物質を十分に高温又は高密度にすると、核子同士が空間的に重なり合い、結果としてクォーク・グルーオン間距離が近くなり、結合定数 α_s が小さくなる。その為、核子内のクォークやグルーオンが閉じ込めから開放され、非閉じ込め状態へと相転移すると考えられている。このような状態はクォークグルーオンプラズマ (Quark Gluon Plasma, QGP) と呼ばれる。最近の格子 QCD の計算によると、QGP 相への臨界温度は $150\sim 200\text{MeV}$ でその時のエネルギー密度は約 $1\text{GeV}/\text{fm}^3$ であると予測されている。

図 1.1.1 は格子 QCD が予言する相図である。横軸はバリオン化学ポテンシャル (μ) で縦軸は温度 (T) である。またハドロンの相と QGP 相とカラー超電導相に別れ、Tricritical Point (三重点) より上側の点線は第二次相転移点、下側の実線は第一次相転移点を示す。RHIC で実現する QGP 相転移はバリオン化学ポテンシャルが低い領域での高温度における第二次相転移である。

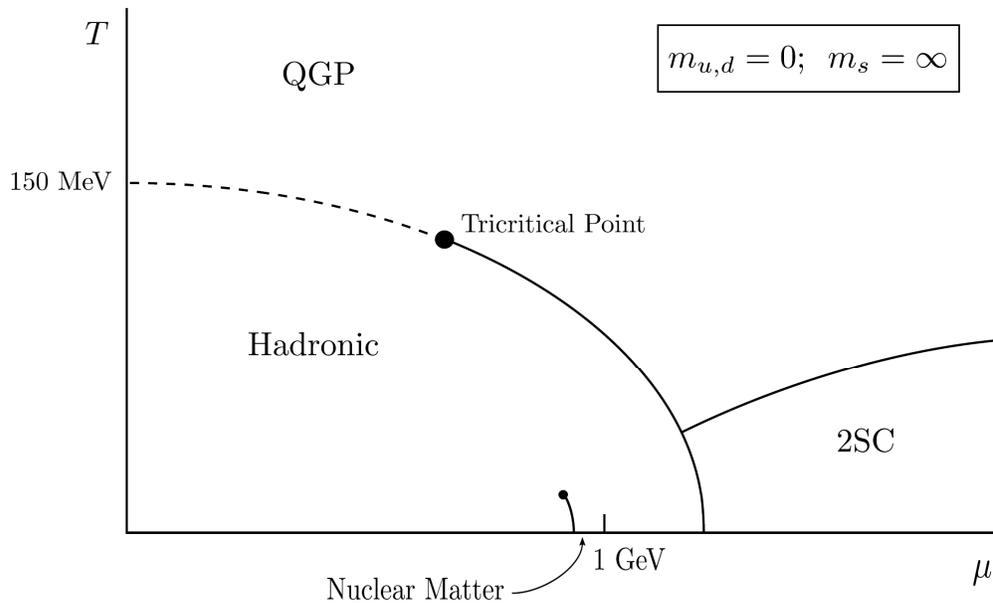


図 1.1.1 格子 QCD が予言する原子核物質の相図。横軸はバリオン化学ポテンシャルで縦軸は温度である [2]。

1.2 高エネルギー重イオン衝突実験

1.2.1 高エネルギー重イオン衝突の描像

RHIC により相対論的エネルギーまで加速された金原子核はローレンツ収縮により、厚み 0.1fm 程度の薄い円盤状になる。これが衝突する時に完全な正面衝突を除けば、衝突後は図 1.2.1 に示すように反応傍観部 (Spectators) と反応関与部 (Participants) に分かれる。このモデルを Glauber 模型と言い、高エネルギー重イオン衝突実験の描像を説明するのに便利である。このモデルを高エネルギー重イオン衝突実験に適用することは以下の理由により正しいと言える。

1) 金原子核の質量数は $A=197$ であるので、その半径 R は

$$R \approx 1.2 \times A^{1/3} \approx 7[\text{fm}]$$

である。また、核子の de-Broglie 波長はプランク定数と核子運動量より

$$\lambda_d = \frac{2\pi\hbar}{p}$$

で与えられる。核子当たりの重心系エネルギーは 100GeV である。核子の静止質量は核子のエネルギーに比べて極めて小さいので無視すると $p \approx 100[\text{GeV}]$ なので

$$\lambda_d = \frac{2\pi\hbar}{p} = \frac{2\pi \times 0.2}{100} = 0.003[\text{fm}]$$

となる。以上より核子の de-Broglie 波長は原子核の半径より短いため原子核衝突は核子・核子衝突を素過程とすることができる。

2) 核子・核子衝突の平均自由行程は原子核の密度を n 、核子衝突の全断面積を σ と置くと

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma}$$

となる。核子対当たりの重心系エネルギー 200GeV での全断面積は約 40[mb]なので

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma} = \frac{1}{\frac{A}{\frac{3}{4}\pi R^3} \times 4} = \frac{4\pi \times (1.2)^3}{3 \times 4} = 1.8[\text{fm}]$$

となる。よって核子・核子衝突の平均自由行程が原子核半径よりも短いことから核子・核子衝突は反応関与部 (Participants) で起こる。

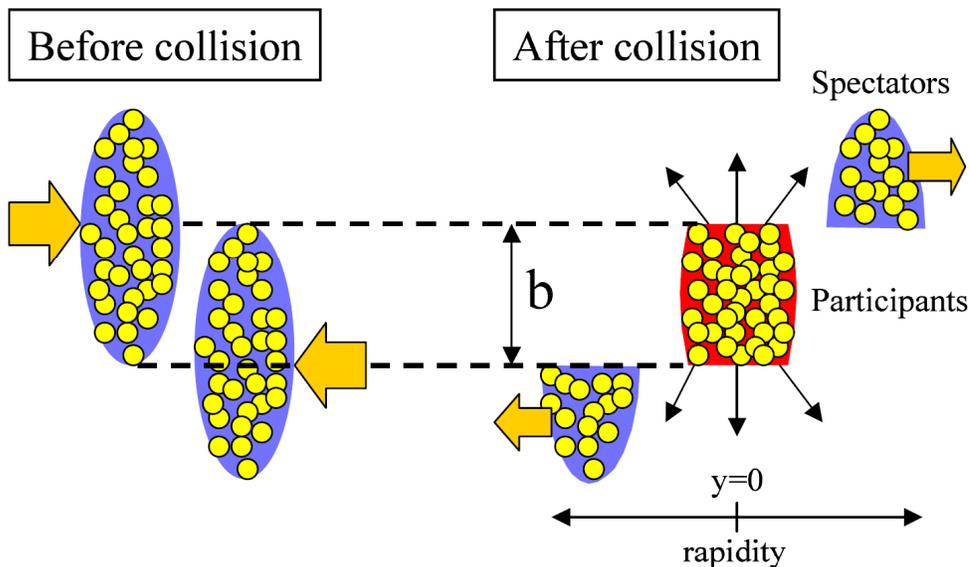


図 1.2.1 Glauber 模型。反応傍観部 (Spectators) と反応関与部 (Participants) に分かれる様子が示されている。[3]

1.2.2 重イオン衝突反応の時空発展

1.2.1 で衝突反応は反応関与部で起こることを示した。ではこの反応はどのように時空発展していくのだろうか？ 1.2.2 では衝突で形成された系の時空発展について説明する。この原子核反応を重心系で観測すると、衝突後、原子核が互いにすり抜けた後、バリオン密度がほとんど 0 の高エネルギー密度状態が作られる。この状態を構成するのは衝突の結果生じたクォークやグルーオンで、これらの中で散乱が繰り返され、系は熱平衡状態に近づく。この熱平衡状態が実現し、この時のエネルギー密度が格子 QCD の予言する $1\text{GeV}/\text{fm}^3$ 以上になれば QGP が実現する。この高エネルギー密度領域はビーム軸方向に光速で拡大していく。また衝突の反応中心部は高温高压であり、反応領域の外側は真空である為、外側への急速な膨張が生じる。このような系の膨張に伴ってエネルギー密度は減少していき臨界エネルギー密度以下になれば、クォークはハドロン化を始め、クォークとハドロンが混在する混合相 (Mixed phase) を形成する。やがてハドロンの粒子数・組成比が固定され、化学凍結 (Chemical freeze-out) を迎える。化学凍結後もハドロン相 (Hadron phase) 内のハド

ロンの運動量分布は変化し続けるが、やがて弾性散乱も終結して運動量分布が固定される。これを熱的凍結 (Kinetic freeze-out) と言う。図 1.2.2 及び図 1.2.3 は重イオン衝突の時空発展を示す図である。

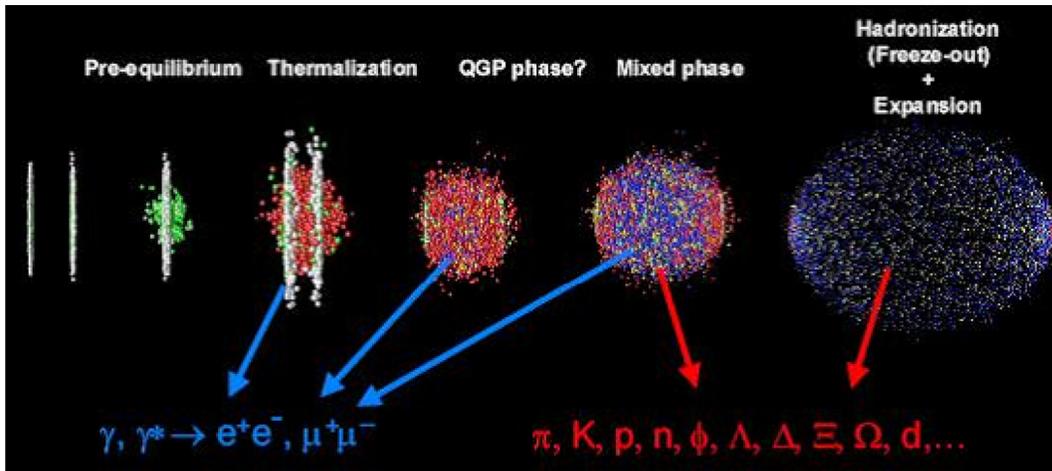


図 1.2.2 重イオン衝突の時間発展。時間は左から右に流れる。[4]

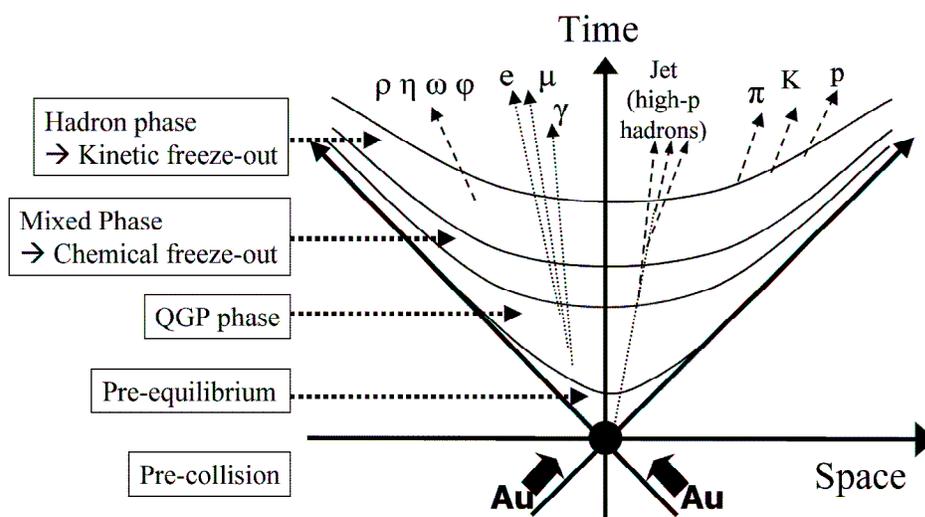


図 1.2.3 重イオン衝突の時空発展の模式図[3]。

1.2.3 臨界エネルギー密度

1.2.3 では RHIC の核子対当たり重心系エネルギー 200GeV における Au+Au 衝突反応で QGP が実現しているかどうかの考察を行う。エネルギー密度は質量エネルギー ÷ 系の体積で定義されるが、QGP が実現することを示すには、そのエネルギー密度が格子 QCD が予言する $1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ 以上であることが必要である。Bjorken は初期エネルギー密度として以下のような推定式を提案した。

衝突反応部での粒子生成に有する固有時間を τ_{form} 、衝突反応部のビーム軸方向の厚さを dz とし、生成粒子のビーム軸に平行な方向の速度を v_{\parallel} とすると、生成粒子の速度は 0 v_{\perp}

dz/τ_{form} であるので、反応部での生成粒子数は

$$dN = \frac{dz}{\tau_{form}} \cdot \frac{dN}{d\beta_{||}} \quad \text{或いは} \quad dN = \frac{dz}{\tau_{form}} \cdot \frac{dN}{dy}$$

と書ける。ここで y はビーム軸に対して平行な方向のラピディティである。垂直方向の全エネルギーの平均を

$\langle m_T \rangle$ と置くと、 $t = \tau_{form}$ でのエネルギー密度は

$$\begin{aligned} \langle \varepsilon(\tau_{form}) \rangle &= \frac{dN}{dzA} = \frac{dN}{dy} \frac{\langle m_T \rangle}{\tau_{form} A} \\ &= \frac{1}{\tau_{form} A} \frac{dE_T(\tau_{form})}{dy} \end{aligned}$$

で表される。ここで A は原子核が重なった領域の面積である。

固有時間 τ_{form} をどう考えるかは難しい問題であるが不確定性関係より少なくとも下限値 $\tau_{form} = \hbar/m_T$ を得ることができる。実験測定値から $\langle m_T \rangle = 0.57\text{GeV}$ であることが分かっているの以下下限値は

$$\tau_{form} = \hbar/m_T = 0.197/0.57 = 0.35[\text{fm}/c]$$

となる。このときのエネルギー密度は $15\text{GeV}/\text{fm}^3$ であり、相転移エネルギー密度より十分に大きい。

また、流体力学模型によれば、 $t=0.6 \sim 1.0[\text{fm}/c]$ の間で系は局所的な熱平衡に達すると考えられておりこの時のエネルギー密度は状態方程式から $9.0\text{GeV}/\text{fm}^3 \sim 5.4\text{GeV}/\text{fm}^3$ であることが求められている。

以上のことから衝突後の系のエネルギー密度は QGP 相転移臨界エネルギー密度 $1.0\text{GeV}/\text{fm}^3$ よりも十分に大きくなっているだろうと予想される。図 1.2.4 は RHIC の Au+Au 衝突における系の発展時間とエネルギー密度の概略図である。

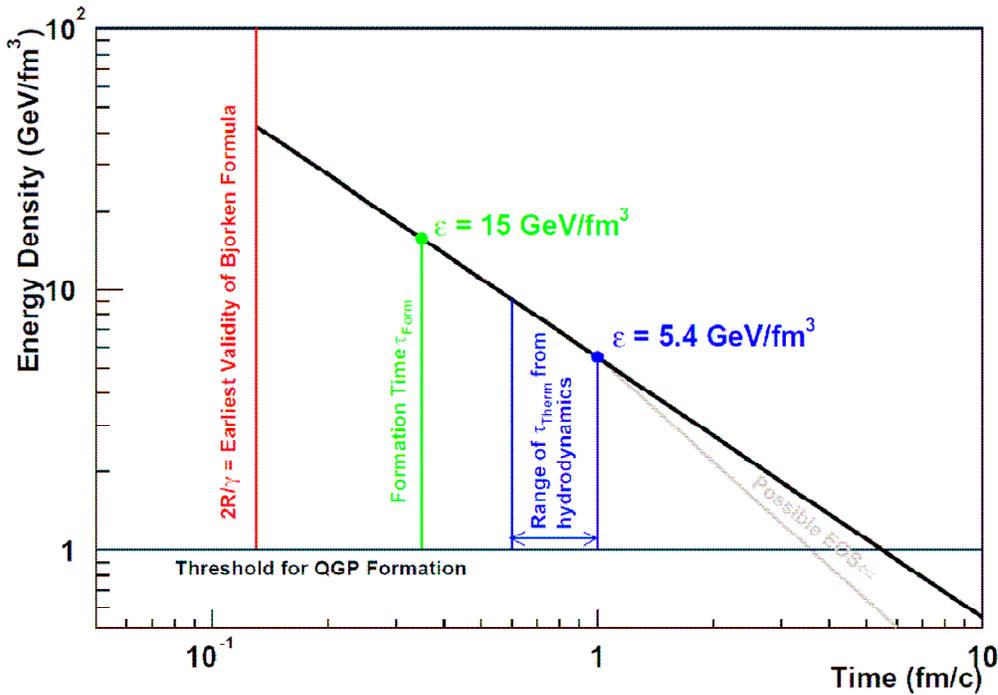


図 1.2.4 系の発展時間（横軸）とエネルギー密度（縦軸）の概略図[6]。

1.3 レプトン対による観測

1.2 では核子対当たり重心系エネルギー200GeVでの金原子核衝突でQGP相転移が達成されている可能性は大いにあることを説明した。では実験的にどのようなシグナルを観測すれば良いのだろうか？その探針（プローブ）として有力なのはレプトンと光子である。というのも、レプトンや光子は冷却後の混合相やハドロン相での相互作用が小さいため、QGP相の状態を観測するのに適しているからである。ここでは、電子・陽電子対を探針とした実験的シグナルからどんな物理が展開されるかについて紹介する。

図1.3.1は電子・陽電子対から再構成された不変質量分布である。不変質量の大きさにより、低質量領域（Low-mass region, LMR）・中間質量領域（Intermediate-mass region, IMR）・高質量領域（High-mass region, HMR）に分類される。この三領域の背景にある物理について以下で紹介していく。

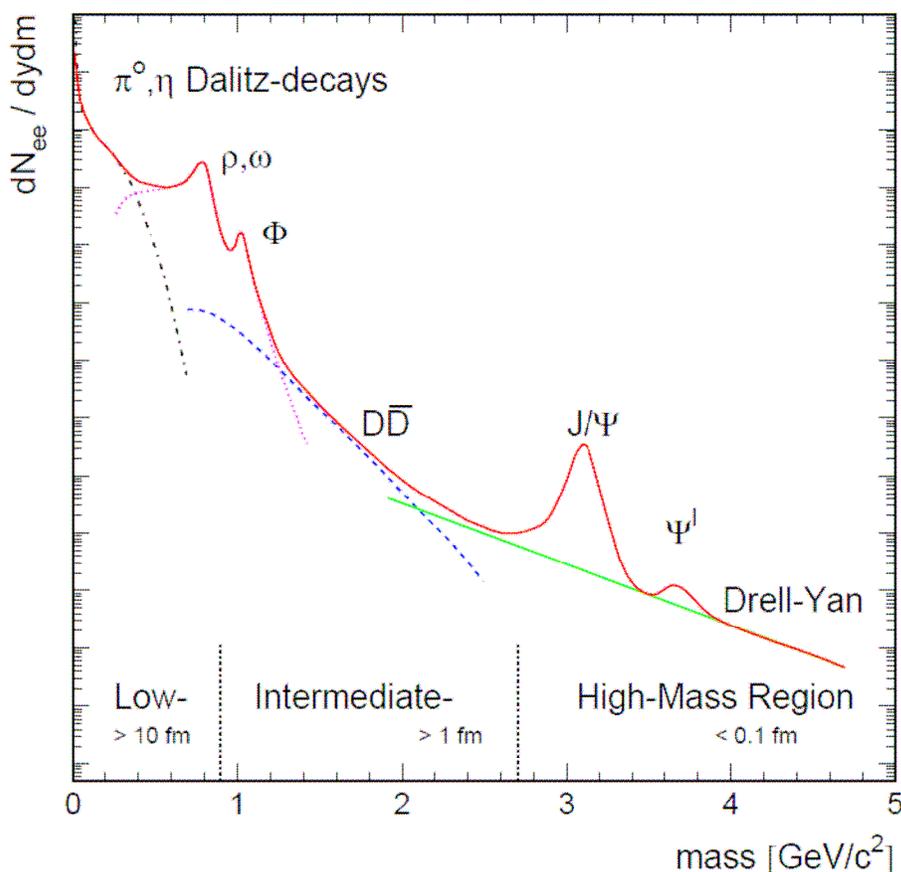


図 1.3.1 電子・陽電子対の不変質量分布[7]。

1.3.1 低質量領域

低質量領域の構成要素は Drellitz 崩壊と短寿命ベクトル中間子 (ρ , ω) である。Drellitz 崩壊は $\rho \rightarrow l^+l^-$ や $\omega \rightarrow l^+l^-$ といった崩壊モードである。Drellitz 崩壊により、不変質量の小さいレプトン対が生成され、親粒子とその崩壊モードに固有な分布をとる。短寿命ベクトル中間子 (ρ , ω) は高温である QGP 相の影響によりカイラル対称性が回復し、質量・寿命・崩壊比等の物理量が変化することが期待されている。実験的には各中間子の不変質量分布から質量・質量幅・生成量を求めることにより、この現象について検証することができる。

1.3.2 中間質量領域

中間質量領域の構成要素はオープンチャーム ($D\bar{D}$ 中間子) 起源の単電子成分と QGP 相からの熱的電磁放射である。D 中間子はチャームクォークを含む中間子である為、D 中間子起源の単電子を同定できれば、それは間接的にチャームクォークの生成を測定したことになる。このチャームクォークは反応初期のグルーオン・グルーオン衝突の結果、生成されると考えられている。RHIC エネルギーでの陽子+陽子衝突で求められたチャームクォークの生成量と Au+Au 衝突での生成量とを比較することにより、Au+Au 衝突で生成量が増加傾向にあれば、グルーオン間の二次・三次散乱効果を見ていることになり、逆に減少傾向にあれば、グルーオンシャドーイングの効果を見ていることになり、このようにチャームクォークの生成量を見積もることが出来れば反応初期状態のグルーオンの密度を測定することが可能になる。次に熱的電磁放射についてだが、これは QGP の証拠として直接的なシグナルである。このような熱的なレプトン対は QGP 内部で $q\bar{q} \rightarrow l^+l^-$ といった過程により生成される。QGP からの熱的レプトン対の生成量は質量 1~3GeV の領域でハドロン相起源のレプトン対や Drell-Yan 過程で生じるレプトン対に比べて多くなると予想されている。この熱的電磁放射成分を抽出できれば QGP 内部の温度・エネルギー密度等を測定することができる。オープンチャームや熱的電磁放射はピークを持たない為、背景事象との分離が非常に困難であり観測しにくいシグナルである。

1.3.3 高質量領域

高質量領域の構成成分は Drell-Yan 成分と J/ψ 中間子である。Drell-Yan 過程は $q\bar{q} \rightarrow l^+l^-$ で表される。一方 J/ψ 中間子は QGP のシグナルとして有力かつ観測しやすいシグナルである。QGP 内部ではアップクォークとダウンクォークが膨大に存在するのに対し、重いチャームクォークは僅かにしか存在しない為、チャームクォークの殆どはアップクォークやダウンクォークと結合してしまう。このように、アップクォークやダウンクォークによる Debye 遮蔽の為にチャームクォークは対を作りにくくなり、結果として J/ψ 中間子の生成量は少なくなる。質量数が 1 である陽子+陽子衝突から想起される J/ψ 中間子の生成量と Au+Au 衝突での生成量とを比較することにより、Debye 遮蔽による抑制効果を調べることができる。[9]

1.4 研究動機

1.3において、核子対当たり重心系エネルギー200GeVでのAu+Au衝突の結果生じた電子・陽電子対を観測することでどのような物理が展開されていくのかを紹介した。本研究ではその中でも最も興味のある低質量領域のベクトル中間子のQGP相中における性質変化について調査すべく解析を行った。中間子を始めとするハドロンはカイラル対称性が自発的に破れている為に、構成要素であるクォーク質量の和よりもはるかに大きい質量を持つ。カイラル対称性の自発的破れの為に場の真空期待値は0でない有限の値を持ち、その結果、フェルミオンは質量を獲得する。この真空期待値は温度・密度に依存し、高温状態・高密度状態ではカイラル対称性が部分的に回復することが期待される。本研究の動機は高温状態でのQGP相転移付近でのカイラル対称性回復現象を実験的に調査するという事である。今節の1.4.1~1.4.4ではこの現象の物理的背景を1.4.5以降で実験的なシグナルについて説明する。

1.4.1 スカラー場のラグランジアン密度

1) 一般的な要請

- ・エルミート性：量子論での確率の保存を保証する。
- ・局所性：ラグランジアン密度は同一時空点での場の値 $\phi(x)$ とその有限次の微係数 $\partial_\mu \phi(x)$ (r) だけから成る。事象の影響が光速以上で伝わらないという因果律を保証する。
- ・時間に関する微分係数については高々二次
- ・ローレンツ不変性

2) 実スカラー場のラグランジアン密度

以上の一般的な要請よりラグランジアン密度は

$$L = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - V(\phi)$$

$$\frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi \quad : \quad \text{運動項}$$

$$V(\phi) \quad : \quad \text{ポテンシャル項}$$

と書ける。

ポテンシャル項をべき展開し、離散的変換 $\phi \rightarrow \phi + \epsilon$ に対する不変性と4次元時空での繰り込み可能性を要求すると

$$V(\phi) = \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 + \frac{1}{4!} \lambda \phi^4$$

$$\frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 \quad : \quad \text{質量項}$$

$$\frac{1}{4!} \lambda \phi^4 \quad : \quad \text{相互作用項}$$

となり、よってラグランジアン密度は

$$L = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 - \frac{1}{4!} \lambda \phi^4$$

と書くことが出来る。

3) 複素スカラー場のラグランジアン密度

同様にして複素スカラー場のラグランジアン密度は

$$L = \frac{1}{2} \partial_\mu \bar{\Psi} \partial^\mu \Psi - \frac{1}{2} \mu^2 \bar{\Psi} \Psi - \frac{\lambda}{4!} (\bar{\Psi} \Psi)^2$$

となる。

1.4.2 U(1)対称性とカイラル対称性

フェルミオン自由場のラグランジアン密度は

$$L = \bar{\Psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \Psi$$

である。ここで Ψ はアイソスピンの二成分を持ち、その各々が4成分 Dirac スピノールである。場に対して U(1)変換 (アイソスピン変換) 及びカイラル変換 (アイソスピン軸性ベクトル変換) を考える。

1) U(1)変換

$$\Psi \rightarrow \Psi' = \exp(i\theta) \Psi$$

$$\bar{\Psi} \rightarrow \bar{\Psi}' = \exp(-i\theta) \bar{\Psi}$$

2) カイラル変換

$$\Psi \rightarrow \Psi' = \exp(i\gamma_5 \theta) \Psi$$

$$\bar{\Psi} \rightarrow \bar{\Psi}' = \exp(-i\gamma_5 \theta) \bar{\Psi}$$

上記の変換に対して自由フェルミオン場のラグランジアン密度が不変となるかどうかを各項について確かめると

U(1)変換に対しては

$$\text{運動項: } \bar{\Psi} \gamma^\mu \partial_\mu \Psi \rightarrow \bar{\Psi} \exp(-i\theta) \gamma^\mu \partial_\mu \exp(i\theta) \Psi = \bar{\Psi} \gamma^\mu \partial_\mu \Psi \quad \text{不変}$$

$$\text{質量項: } m \bar{\Psi} \Psi \rightarrow m \bar{\Psi} \exp(-i\theta) \exp(i\theta) \Psi = m \bar{\Psi} \Psi \quad \text{不変}$$

カイラル変換に対しては

$$\text{運動項: } \bar{\Psi} \gamma^\mu \partial_\mu \Psi \rightarrow \bar{\Psi} \exp(-i\gamma_5 \theta) \gamma^\mu \partial_\mu \exp(i\gamma_5 \theta) \Psi = \bar{\Psi} \gamma^\mu \partial_\mu \Psi \quad \text{不変}$$

$$\text{質量項: } m \bar{\Psi} \Psi \rightarrow m \bar{\Psi} \exp(-i\gamma_5 \theta) \exp(i\gamma_5 \theta) \Psi \neq m \bar{\Psi} \Psi \quad \text{不変ではない}$$

カイラル対称性が成り立つのはフェルミオンの質量が0の時である。同様の議論は1.4.4で示すフェルミオン場とスカラー場の相互作用系を記述する南部-Jona-Lasinio 模型においても行われる。

1.4.3 Goldstone 模型における自発的対称性の破れ

自発的対称性の破れを理解する為に最も簡単な例である Goldstone 模型を用いて考える。またここでは線型 模型を用いて取り扱うことにする。1.4.1で示した複素スカラー場のラグランジアン密度を採用し、擬スカラーの三重項¹、²、³及びスカラーの一重項 から成る系を考え、ラグランジアン密度を書き下すと

$$L = \frac{1}{2} \left\{ (\partial_\mu \pi)^2 + (\partial_\mu \sigma)^2 \right\} - \frac{1}{2} \mu^2 (\pi^2 + \sigma^2) - \frac{\lambda}{4!} (\pi^2 + \sigma^2)^2$$

となる。特に $\mu^2 < 0$ の時を Goldstone 模型と言う。

このように表される系のポテンシャルの形は μ^2 の符号によって特徴的な形を持ち、その形

によって最も安定な場の配位（真空）が決まる。（図 1.4.1）

1) $\mu^2 > 0$ の時（図 1.4.1 左側）

真空は原点であり、
 $|0\rangle \rightarrow (\sigma, \vec{\pi}) = (0, \vec{0})$

となる。U(1)変換及びカイラル変換に対してこの配位は不変。
 カイラル対称性を持つ真空を Wigner 相という。

2) $\mu^2 < 0$ の時（図 1.4.1 右側）

ポテンシャルの最小点は

$$\sigma^2 + \pi^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda}$$

である。これを満たすサークル上で場は縮退し、これらのどの点もが真空になりうる。サークル上の任意の 1 点を選び真空と定義する。擬スカラーである π が凝縮することは無いので、選んだ一点と原点とを結ぶ方向を σ 軸と定義し、それに直交する方向を π 軸と決めると

$$|0\rangle \rightarrow (\sigma, \vec{\pi}) = \left(\sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}}, \vec{0} \right)$$

が真空となる。この点は U(1)変換に対しては不変であるがカイラル変換に対して不変ではない。このような真空を南部-Goldstone 相と言う。

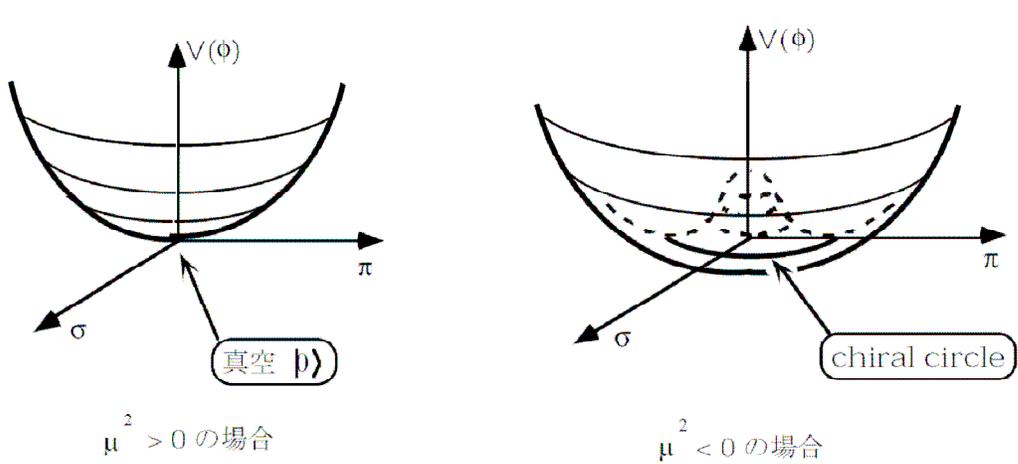


図 1.4.1 真空のポテンシャル[10]。

このようにカイラル対称性が自発的に破れるとスカラー場 σ が 0 でない有限な真空期待値 $\langle \sigma \rangle$ を持つようになる。

1.4.4 南部-Jona-Lasinio 模型

1.4.2 ではカイラル対称性の要求が自由フェルミオン場の質量項を禁止することを示した。また 1.4.3 ではカイラル対称性の自発的破れによって真空期待値が 0 でない有限の値を持つことを示した。これらの事柄を発展させて、フェルミオン場とスカラー場の相互作用系を記述する南部-Jona-Lasinio 模型を用いてフェルミオンがどのようにして質量を獲得する

のかを説明する。

南部-Jona-Lasinio 模型のラグランジアン密度は

$$L = \frac{1}{2} \bar{\Psi} i \gamma^\mu \partial_\mu \Psi + \frac{1}{2} \left[(\partial_\mu \sigma)^2 + (\partial_\mu \vec{\pi})^2 - \mu^2 (\sigma^2 + \vec{\pi}^2) \right] - g \left[\bar{\Psi} \Psi \sigma + \bar{\Psi} i \gamma_5 \Psi \vec{\pi} \right] - \frac{\lambda}{4!} (\sigma^2 + \vec{\pi}^2)^2$$

と書き下される。

カイラル対称性が成り立つ時、フェルミオン場の質量項は消え、フェルミオンの質量は 0 になる。しかしながら、相互作用の効果が大きくなりカイラル対称性が自発的に破れると真空期待値 $\langle \sigma \rangle$ は有限の値を持つようになり、質量項 $g \langle \sigma \rangle \bar{\Psi} \Psi$ が生じフェルミオンが動的に質量 $m = g \langle \sigma \rangle$ を持つようになる。

1.4.5 カイラル対称性回復現象の実験的なシグナル

以上で示したようにカイラル対称性は真空期待値 $\langle \sigma \rangle$ と密接に関連している。高温状態ではこの値は変化しカイラル対称性が部分的に回復するだろうと考えられている。その意味で QGP 相転移を実現する高エネルギー原子核実験でこの現象を捉えようという試みは興味深く思われる。その為の実験的なシグナルとして本研究では電子・陽電子対崩壊モードの低質量ベクトル中間子に焦点を当て、不変質量分布及び生成量を求めるべく解析を進めた。もし、カイラル対称性が部分的に回復しているのだとしたら以下のような兆候が現れるであろう。

- 1) 不変質量分布の平均値が変化する
- 2) 不変質量分布のピークの幅が変化する
- 3) 崩壊比が変化する

当然のことながらここで二つの疑問が浮かぶ。つまり

- 1) なぜ、低質量領域のベクトル中間子を測定するのか？
- 2) なぜ、崩壊比が 10^{-4} と小さく背景事象の多い電子・陽電子崩壊モードを探針とするのか？

これに対する答えは以下の通りである。

1) に関しては Au+Au 衝突によって起こる高温状態の継続時間が 中間子や 中間子の寿命と同じオーダーであるということである。また 2) に関しては電子や陽電子等のレプトンは QGP 相冷却後のハドロン相を通る時に影響を受けにくい為、QGP 相の情報を持ったまま検出されるということである。

従って、電子・陽電子対崩壊モードの低質量ベクトル中間子の不変質量及び生成量を研究の対象とすることは物理的動機や実験の状況等の観点から妥当であると考えられる。解析方法の詳細や解析結果については第 3・4 章で説明する。

第2章 実験装置

2.1 RHIC 加速器

米国ブルックヘブン研究所に建設された RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) は円周 3.8km の二つの超伝導加速器リングからなる重イオン衝突型加速器兼偏極陽子衝突型加速器である。RHIC は陽子 ($A=1$) から金原子核 ($A=197$) までの核子ビームを加速することが可能で、最も重い金原子核ビームに関して、核子あたり 100GeV のエネルギーを達成した。金原子核は始め、Tandem Van de Graaff から入射され AGS (Alternating Gradient Synchrotron) で核子当たり 10.8GeV まで加速された後、RHIC によって各リングで 100GeV に到達する。その結果として重心系エネルギーで核子対当たり 200GeV を実現する。また RHIC には 6 つの衝突地点があり、そのうちの 4 つの地点で BRAHMS、PHENIX、PHOBOS、STAR 等、各実験が行われている。

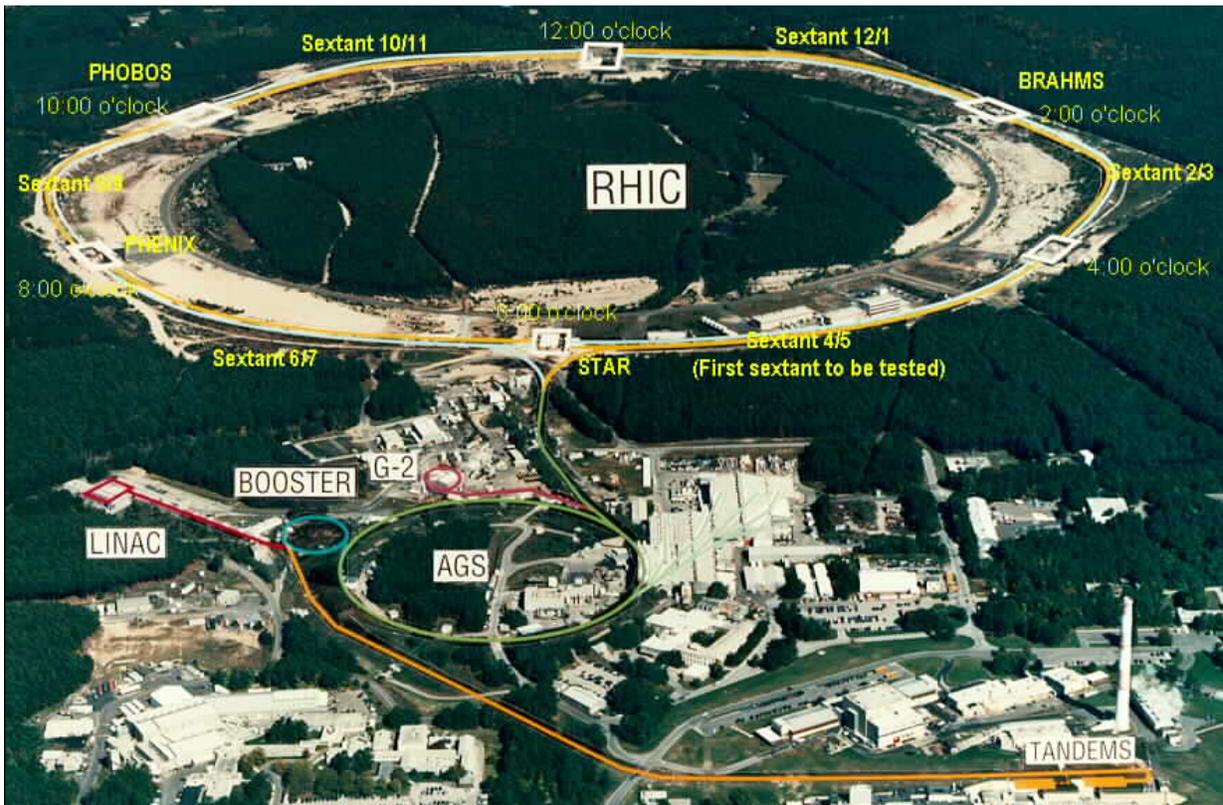


図 2.1.1 米国ブルックヘブン研究所にある RHIC 全景 [11]。

2.2 PHENIX 実験

PHENIX (the Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment) 実験は 13 カ国、62 の機関から、総勢 550 名以上が参加する国際共同実験である。PHENIX 実験の主要な目的は大きく分けて二つあり、一つは重イオンビームを使って、クォークが閉じ込めか

ら開放された状態である QGP 状態を作り、その性質を調査するという。そしてもう一つは偏極陽子衝突によって核子のスピン構造を調べるということである。これらの探求は RHIC が重イオン衝突型加速器であると同時に偏極陽子衝突型加速器であるという二つの特徴を持つ為に可能となる。

2.3 PHENIX 検出器の構成

PHENIX 検出器は東西南北にある四つのアームと二つの Global 検出器から構成される検出器である。東西にあるアームは Central Arm と呼ばれ、粒子の飛跡を検出するドリフトチェンバー (Drift Chamber, DC)・パッドチェンバー (Pad Chamber, PC)・タイムエクspansionチェンバー (Time Expansion Chamber, TEC)、電子・陽電子を識別するリングイメージングチェレンコフ検出器 (Ring Imaging Cherenkov detector, RICH)、ハドロン粒子事象を同定する飛行時間測定器 (Time Of Flight, TOF)、各粒子のエネルギーを測定する鉛シンチカロリメーター (PbSc EMC) 及び鉛ガラスカロリメーター (PbGl EMC) から成る。南北にあるアームは Muon Arm と呼ばれ μ 粒子飛跡検出器 (Muon Tracker, MuTr) と μ 粒子識別検出器 (Muon Identifier, MuID) から成り、 μ 粒子を測定するためのものである。Global 検出器はビームビームカウンター (Beam Beam Counter, BBC) と零度ハドロンカロリメーター (Zero Degree Calorimeter, ZDC) から成り、衝突中心点や衝突中心度といった衝突の初期状態に関連した値を測定する検出器である。PHENIX 検出器の概観 (図 2.3.1) と PHENIX 検出器を構成する各種検出器の一覧 (表 2.3.1) を以下に示す。

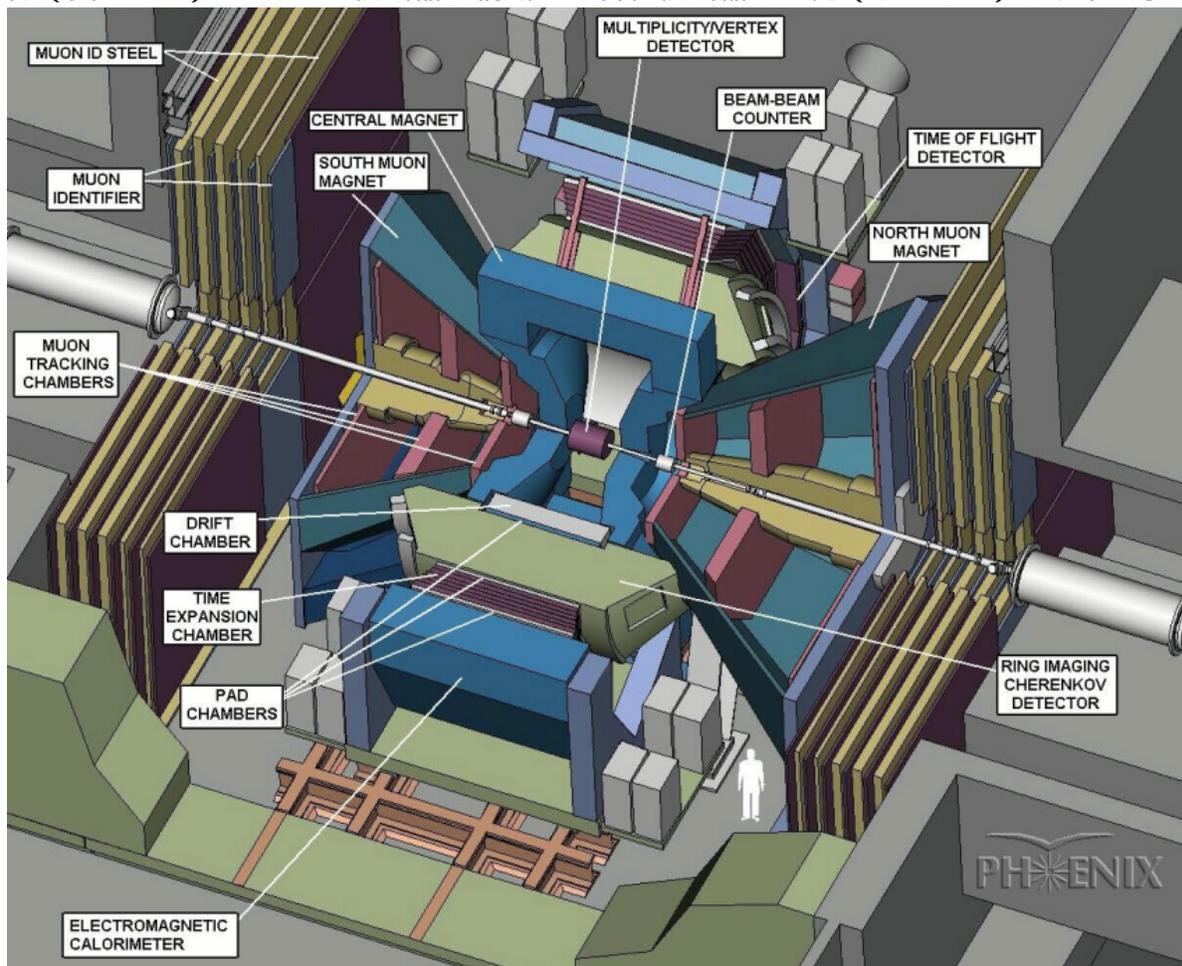


図 2.3.1 PHENIX 検出器の概観 [12]。

Element	$\Delta\eta$	$\Delta\phi$	Purpose and Special Features
Magnet: central (CM)	± 0.35	360°	Up to 1.15 T·m.
muon (MMS)	-1.1 to -2.2	360°	0.72 T·m for $\eta = 2$
muon (MMN)	1.1 to 2.4	360°	0.72 T·m for $\eta = 2$
Silicon (MVD)	± 2.6	360°	$d^2N/d\eta d\phi$, precise vertex, reaction plane determination
Beam-beam (BBC)	$\pm(3.1 \text{ to } 3.9)$	360°	Start timing, fast vertex.
NTC	$\pm(1 \text{ to } 2)$	320°	Extend coverage of BBC for p-p and p-A.
ZDC	$\pm 2 \text{ mrad}$	360°	Minimum bias trigger.
Drift chambers (DC)	± 0.35	$90^\circ \times 2$	Good momentum and mass resolution, $\Delta m/m = 0.4\%$ at $m = 1\text{GeV}$.
Pad chambers (PC)	± 0.35	$90^\circ \times 2$	Pattern recognition, tracking for nonbend direction.
TEC	± 0.35	90°	Pattern recognition, dE/dx .
RICH	± 0.35	$90^\circ \times 2$	Electron identification.
ToF	± 0.35	45°	Good hadron identification, $\sigma < 100 \text{ ps}$.
T0	± 0.35	45°	Improve ToF timing for p-p and p-A.
PbSc EMCal	± 0.35	$90^\circ + 45^\circ$	For both calorimeters, photon and electron detection.
PbGl EMCal	± 0.35	45°	Good e^\pm/π^\pm separation at $p > 1 \text{ GeV}/c$ by EM shower and $p < 0.35 \text{ GeV}/c$ by ToF. K^\pm/π^\pm separation up to $1 \text{ GeV}/c$ by ToF.
μ tracker: (μ TS)	-1.15 to -2.25	360°	Tracking for muons.
(μ TN)	1.15 to 2.44	360°	Muon tracker north installed for year-3
μ identifier: (μ IDS)	-1.15 to -2.25	360°	Steel absorbers and Iarocci tubes for
(μ IDN)	1.15 to 2.44	360°	muon/hadron separation.

表 2.3.1 PHENIX 検出器を構成する各種検出器の一覧 [13]。

2.4 PHENIX Central Arm

2.4 では Central Arm に置かれた検出器の内、実際に本研究でデータ解析に使われた検出器についてその構成と性能について紹介することにする。以下の議論で度々用いられる Central Arm のビーム軸方向から見た断面図を図 2.4.1 に示す。

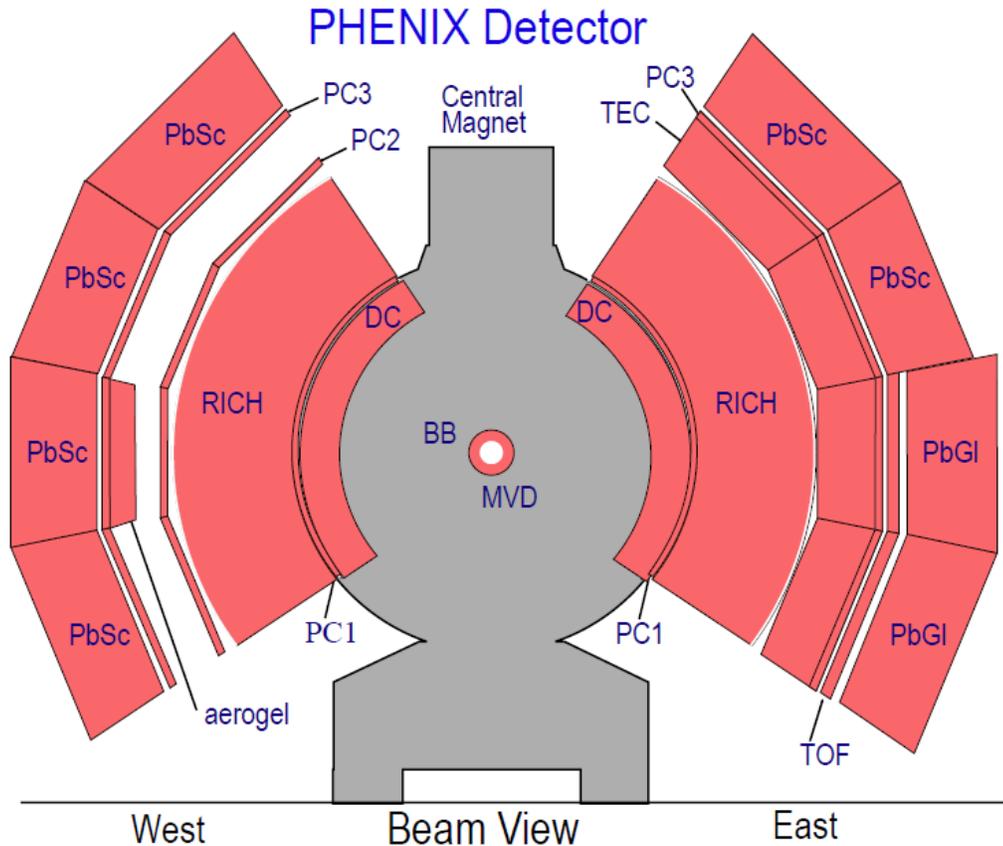


図 2.4.1 PHENIX Central Arm のビーム軸方向から見た断面図[14]。

2.4.1 ドリフトチェンバー (Drift Chamber, DC)

DC は円柱状の構造をしており Central Arm の一番内側、ビーム軸から半径で $2.00[m] < R < 2.46[m]$ の地点に設置され、ビーム軸方向に 2.0m の長さを持つ。(図 2.4.2) ここでの磁場は最大で 0.6kG である。DC は荷電粒子の飛跡を測定する検出器でその飛跡から他の検出器上の観測点を結びつけたり、また磁場を考慮に入れると磁場と飛跡の曲率から各荷電粒子の横運動量 p_T を得ることができる。結果として横運動量から各粒子の不変質量を求めることも可能になる。DC の構成については 方向に 4.5° の幅を持った 20 層のセクターに分割され、各セクターには放射状に積み重ねられた 6 つのワイヤーモジュールがある。各モジュールには 4 つのアノードプレーンと 4 つのカソードプレーンが含まれ、

方向に 2~2.3cm のセルを構成する。(図 2.4.3) 6 つのワイヤーモジュールは各々 $X1 \cdot X2 \cdot U1 \cdot U2 \cdot V1 \cdot V2$ と呼ばれる。 $X1 \cdot X2$ ワイヤーセルはビーム軸に対して平行に張られており、 r - 平面内での飛跡の正確な測定が可能である。また $U1 \cdot U2 \cdot V1 \cdot V2$ ワイヤーは X

1・X2 ワイヤーに対して約 6° の立体角を持ち、飛跡の z 方向の測定を可能にする。立体角は PC の z 方向の位置分解能のマッチングによる飛跡の不確定性を最小にするように選ばれている。X ワイヤーセルには 12 のアノードセンスワイヤーが U・V ワイヤーセルには 4 のアノードセンスワイヤーを含む。読み出し総数は 12800 チャンネルとなっている。

DC の性能は以下の通りである。

位置分解能については r- 平面で $165\ \mu\text{m}$ 以下 z 方向で 2mm 以下、そして二つの飛跡の識別分解能は 2mm 以下である。また一本のワイヤーの検出効率は 95～96% である。

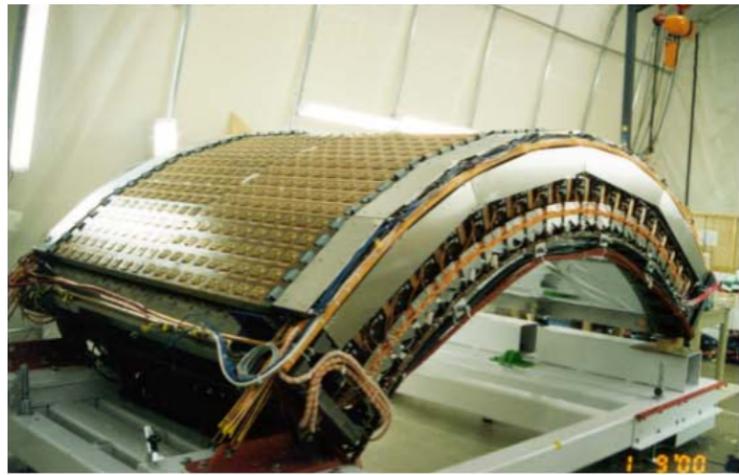
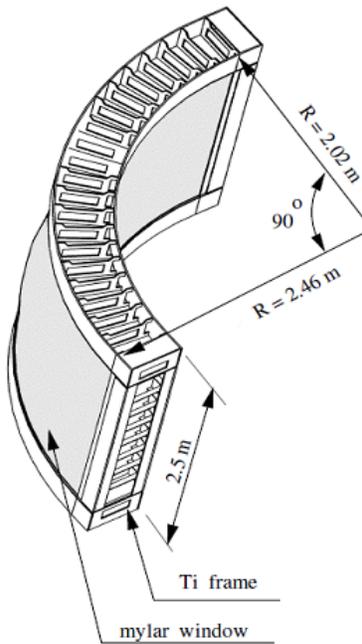
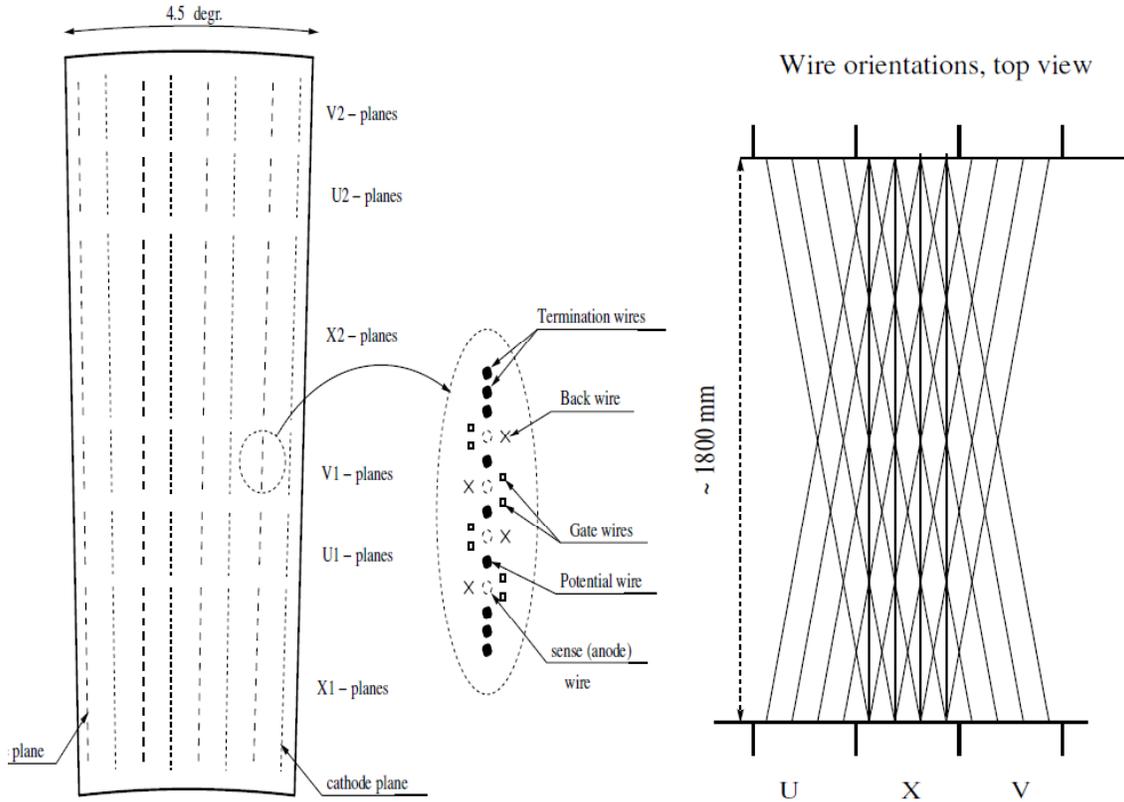


図 2.4.2 左図は DC のデザイン[15]、右図は DC 現物の写真[16]。



Sector, side view

図 2.4.3 DC セクター内のワイヤーの見取り図 (左側)、アノードプレーンの内部構造 (中央)、ステレオワイヤーの上面図 (右側) [15]。

2.4.2 パッドチェンバー (Pad Chamber, PC)

PC は DC より外側の磁場のない領域において、直進する荷電粒子の飛跡を測定する検出器である。PC の主要な役割は大きく分けて三つある。一つ目は DC と組み合わせて荷電粒子の横運動量を測定すること、二つ目は RICH や EMC の実際の検出点と飛跡から予測される検出点の差異から電子・陽電子識別の精度を高めること、三つ目は荷電粒子の veto として使い光子識別の精度を高めることである。

Central Arm で最も内側の PC は PC1 と呼ばれ、DC と RICH の間に設置されている。又 EMC の直前に PC3、西側のみ RICH の後部に PC2 が設置されている。(図 2.4.1)

PC はピクセル単位に分割された長方形のワイヤーチェンバーの集まりであり、隣り合う 3 つのピクセルがセル (図 2.4.5 中央の四角) を構成する。又、隣接しない 9 個のピクセルがパッド (例えば、図 2.4.5 内 9 つある緑のピクセル) を構成する。粒子の位置情報はセル単位で得られ、読み出しはパッド単位で行われる。例えば PC への入射粒子数が 1 の場合、3 つのパッドの同時検出事象を選択することで粒子の入射したセルを特定することが出来る。PC の性能に関しては z 方向の位置分解能は $\pm 1.7\text{mm}$ で PC1・PC2・PC3 とともに検出効率は 99.5% である。

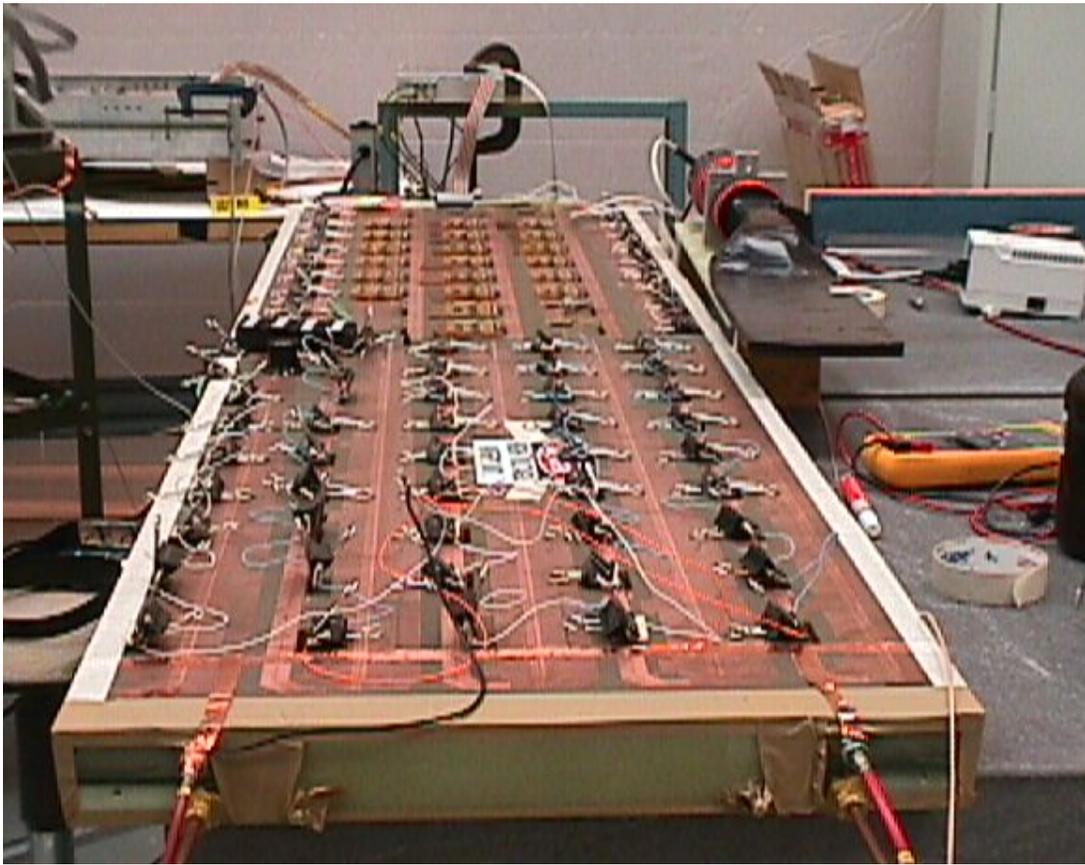
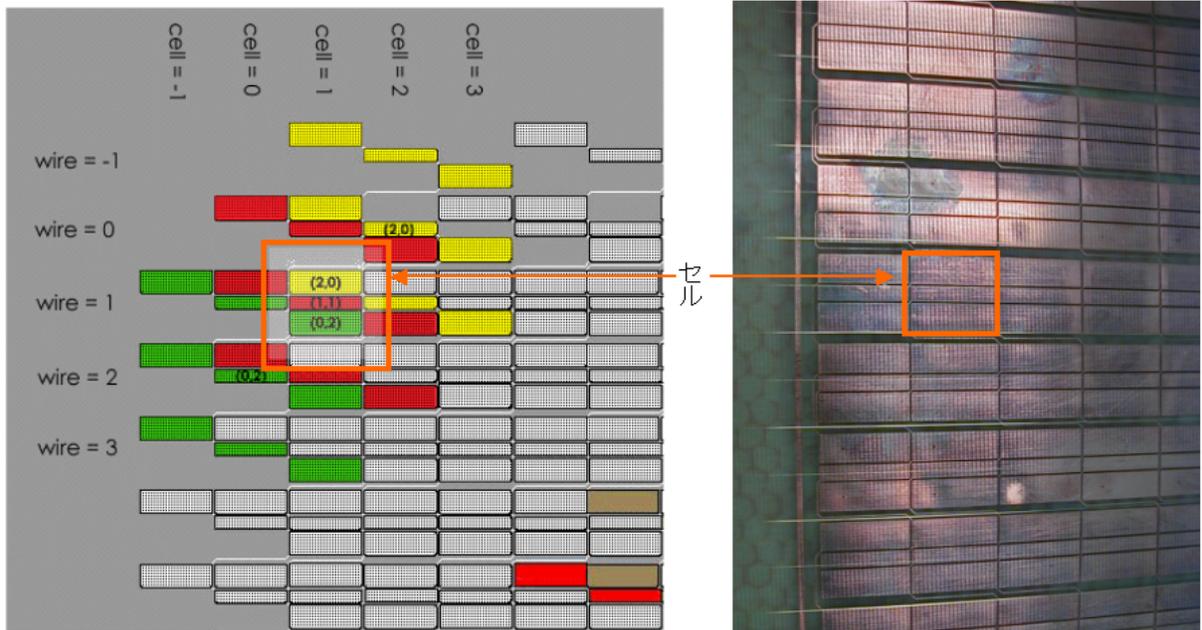


図 2.4.4 PC 1 現物の写真[17]。



The highlighted area shows the first complete cell, with index cell=1, wire = 1.

図 2.4.5 PC の読み出しの構造 (左図は概念図[18]、右図は現物の写真[19])。各長方形がピクセル、緑・赤・黄の 9 ピクセルでパッド、中央のオレンジの四角内の 3 ピクセルがセル。

2.4.3 リングイメージングチェレンコフ検出器 (Ring Imaging Cherenkov detector, RICH)

RICH はチェレンコフ光の放射を利用して電子・陽電子を識別する検出器である。RICH はビーム軸から半径で $2.55[m] < R < 4.1[m]$ の位置に設置されている。RICH は容積約 $40m^3$ のガス容器内と、その中に置かれた超薄型球面反射鏡、及び、その焦点面に敷き詰められた多数の光電子増倍管 (RICH 全体で 5120 本) から成る。(図 2.4.7) 光電子増倍管は 16×80 の列状に配置されおり、この列は片側で 2 面存在する。RICH は本質的には閾値型のチェレンコフ検出器である。リングイメージングの光学を用いているが、それはチェレンコフリングの径によって粒子識別を行うのではなく、主に集光を目的とする。荷電粒子が RICH に入射したとき、ある放射角にチェレンコフ光が放射され、その角度に放射された光は特定の光電子増倍管に集光するように光学系が組まれている。チェレンコフ光の発生条件は $n > 1$ (v は速度、 n は屈折率であり RICH 内の媒質によって決まる。) であり、DC 等によって横運動量が測定できれば、荷電粒子の静止質量の相違から、粒子識別が可能となる、閾値型であるというのはこういう意味である。RICH の性能については、運動量が約 $5.0GeV$ までのハドロンと電子の識別が可能で、また、電子測定効率 99% を要求した時のハドロンが電子と誤認される確率は 0.01% 以下である。

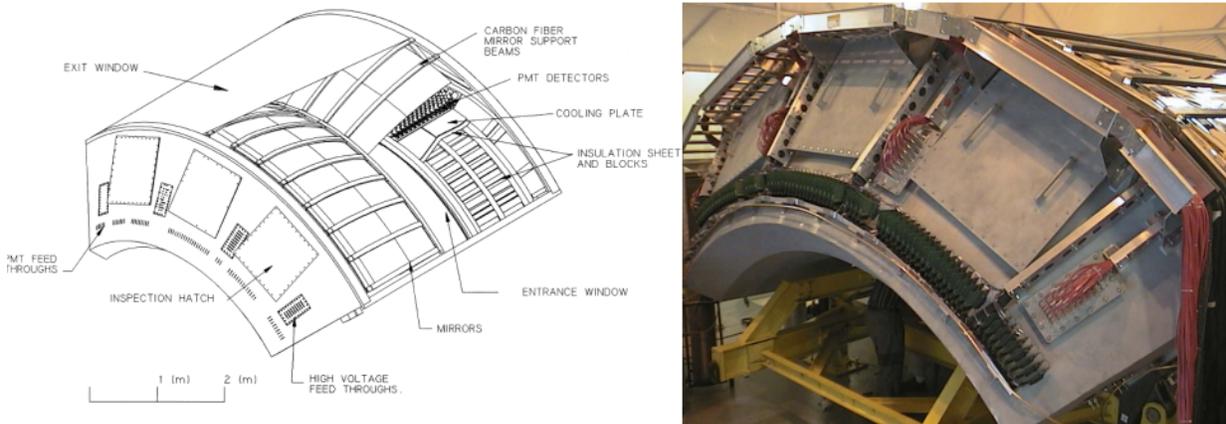


図 2.4.6 左図は RICH のデザイン [20]、右図は RICH 現物の写真 [21]

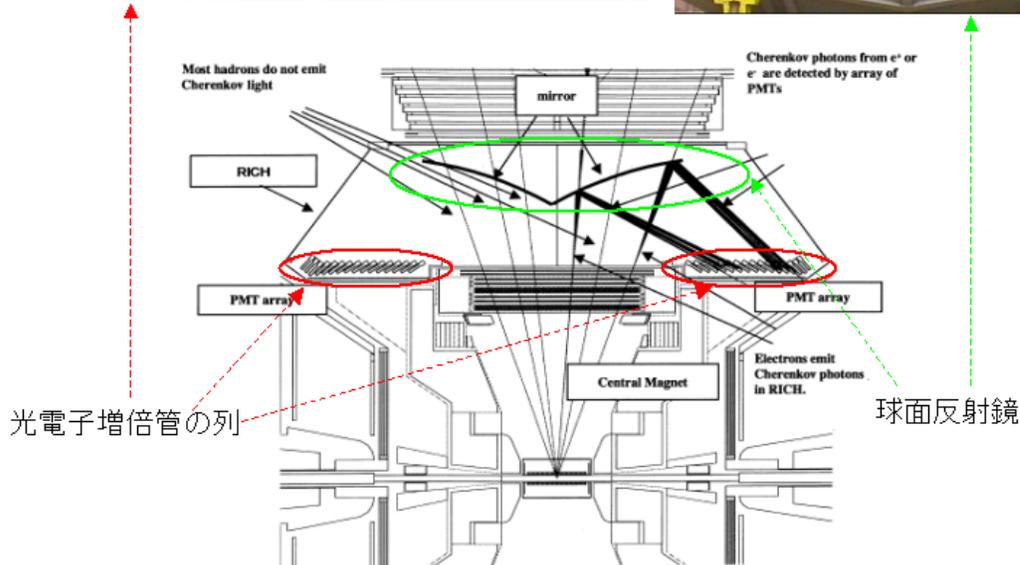
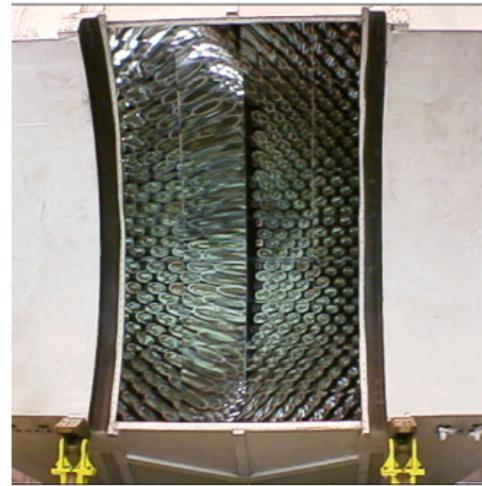
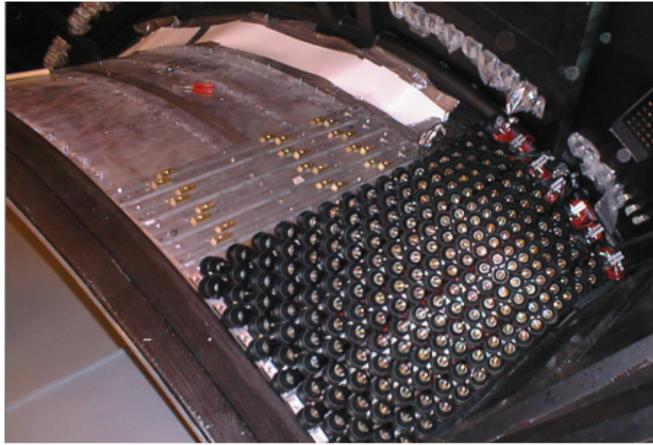


図 2.4.7 上側左図は RICH の光電子増倍管列の写真[22]、上側右図は RICH の鏡面反射鏡の写真[23]、下図は RICH の構成[24]。

2.4.4 電磁カロリメーター (ElectroMagnetic Calorimeter, EMC)

Central Arm の一番外側には二種類の電磁カロリメーターが置かれている。一つは鉛シンチレータのサンプリングカロリメーター (図 2.4.8) で、もう一つは鉛ガラスカロリメーター (図 2.4.9) である。東側・西側のアームのカロリメーターは片側 4 セクターに分かれており、西側の全 4 セクターと東側の上部 2 セクターは鉛シンチレータ、東側の下部 2 セクターは鉛ガラスとなっている。鉛シンチレータは厚さ 1.5mm の鉛と 4mm のシンチレータを交互に 66 層重ね、一つのタワーを構成する。読み出しはタワー単位で行われ、1 セクタ当たり 2592 チャンネルである。鉛ガラスカロリメーターは、鉛ブロックと光電子増倍管で一本のタワーを構成し、1 セクタ当たり 4608 チャンネルの読み出しが存在する。Au+Au 衝突では生成粒子が数千個にもなる為に、近接粒子を分離してエネルギーを測定できるような細分化されたカロリメーターが要請される。その為、読み出しが、鉛シンチレータで 15552 チャンネル、鉛ガラスで 9216 チャンネルと非常に多くなっている。EMC のエネルギー分解能 $(E) / E$ [GeV] は鉛シンチレータが $((7.8)^2 / E + (1.5)^2)^{1/2} \%$ であり、鉛ガラスが $((5.8)^2 / E + (1.0)^2)^{1/2} \%$ である。また、鉛シンチレータは時間分解能 $(t) / E$

[GeV] が 200ps である為、飛行時間測定による p、K、等のハドロンの粒子識別も可能である。

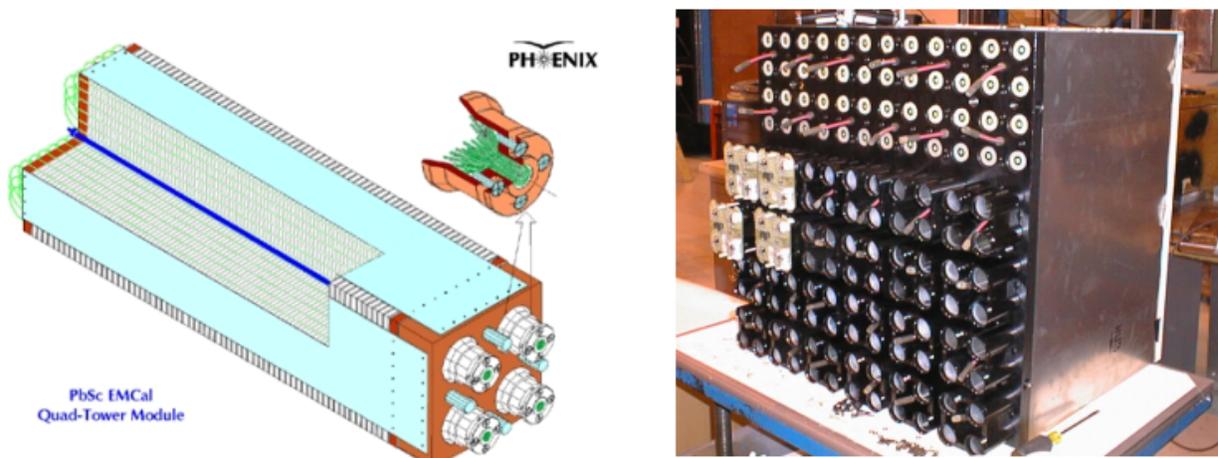


図 2.4.8 左図は鉛シンチカロリメータのデザイン[25]。右図は鉛シンチカロリメータ現物の写真[26]。

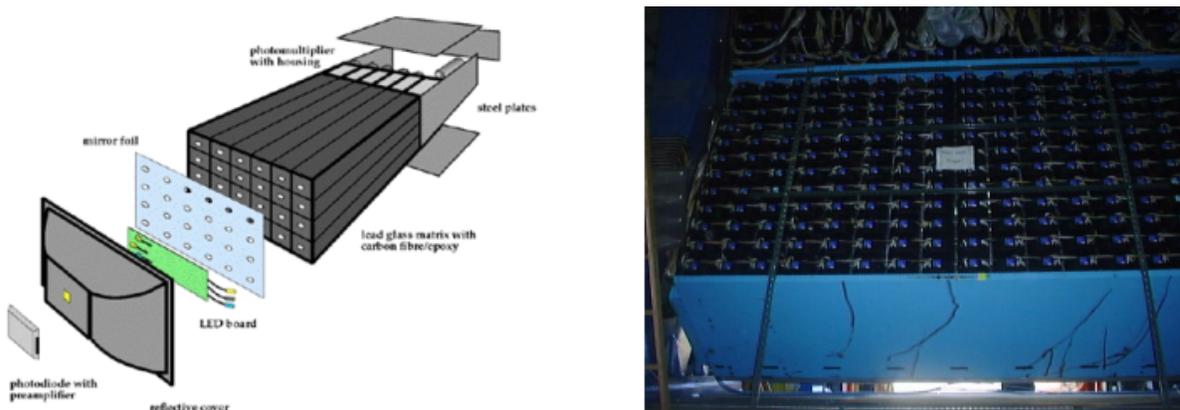


図 2.4.9 左図は鉛ガラスカロリメータのデザイン[25]。右図は鉛ガラスカロリメータ現物の写真[27]。

2.4.5 中央電磁石 (Central Magnet, CM)

PHENIX 検出器の中央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。その為、衝突点から、放射状に飛行する荷電粒子はビーム軸に対してほぼ垂直を保ったまま、起動を曲げられる。稼動時の供給電流は 30kA で 1.15Tm の磁場を生み出す。

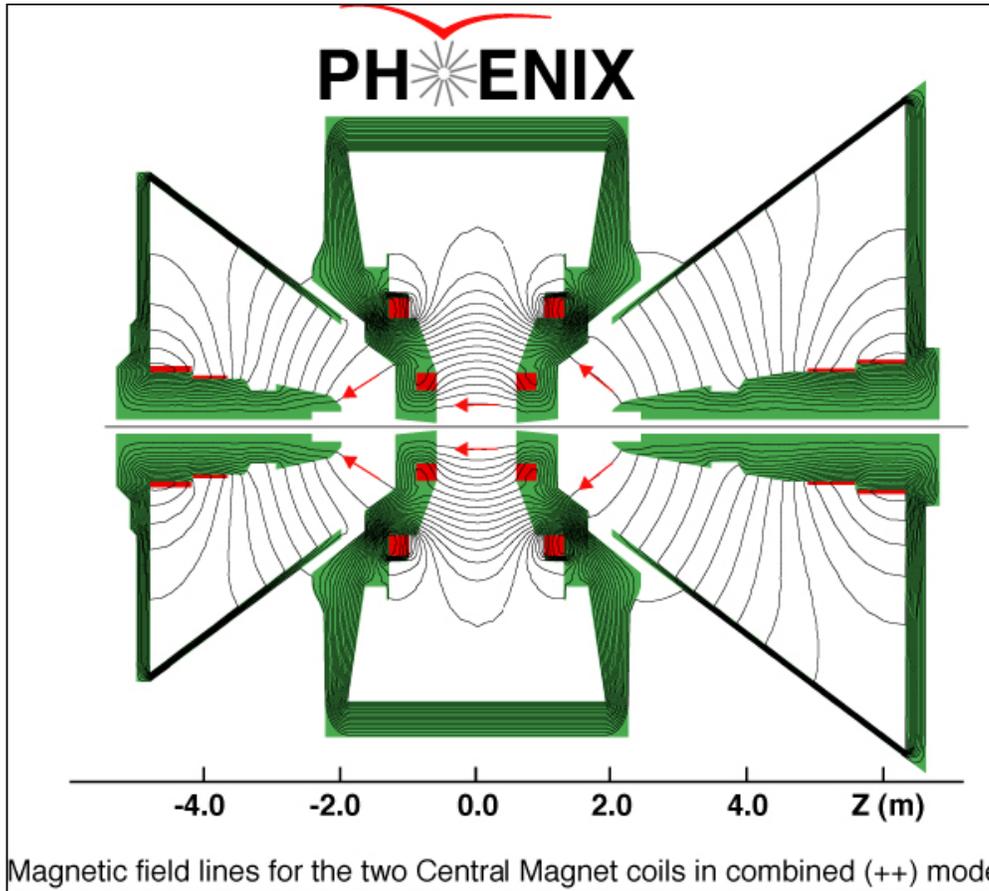


図 2.4.10 中央電磁石と μ 粒子電磁石が作る磁場。中央が中央電磁石で左右の三角形が μ 粒子電磁石である。[29]

2.5 PHENIX Global Detector

2.5.1 ビームビームカウンター (Beam Beam Counter, BBC)

BBC は >0.7 の荷電粒子を検出する閾値型のチェレンコフ検出器である。BBC は南北 2 アームあり、方アームは水晶チェレンコフラディエーターと光電子増倍管で構成された 64 本の素子から成る。BBC は衝突点からビーム軸に沿って $\pm 144.5\text{cm}$ 離れた地点に設置されており、ビームパイプを囲むようにして同心円状の構造をしている。BBC の役割は大きく分けて 5 つあり、以下の通りである。

- 1) 衝突事象のトリガー
- 2) ビーム軸方向の衝突点の測定
- 3) 衝突時刻の測定
- 4) 衝突中心度の決定
- 5) 衝突反応面の決定

原子核が衝突したかどうかは散乱される粒子の有無によって決まる。そこで、片側の検出粒子数が 1 以上であるという条件で南北の論理積を取り、衝突事象のトリガーとする。また、南北の検出時刻の平均からビーム軸方向の衝突時刻を測定し、検出時刻の差からビーム軸方向の衝突点を測定する。さらに、ビーム軸方向零度の前方にある ZDC の観測エネルギーと BBC の検出粒子数との相関を取ることで、衝突中心度が定義できる。衝突中心度は原子核が衝突時にどの程度重なっていたかを表す衝突係数と対応した値である。また、BBC の素子の幾何学的配置及び各素子のヒット情報から原子核衝突がどの程度傾いているかを知ることができ、衝突反応面を決定することができる。BBC の性能について、特筆すべき点は 40ps という高い時間分解能を持つことである。それゆえに BBC は衝突事象のトリガー検出器としての高い能力を有する。



図 2.5.1 BBC 現物の写真[31]。

2.5.2 零度ハドロンカロリメータ (Zero Degree Calorimeter, ZDC)

ZDC は PHENIX・STAR・PHOBOS・BRAHMS の四実験において共通に設置されているチェレンコフ光サンプリングハドロンカロリメータでビーム軸南北に一对ずつ、衝突点から約 $\pm 18\text{m}$ の位置に設置されている。各 ZDC は各々4つのモジュールからなる。一つのモジュールは $5 \times 10 \times 150[\text{mm}^3]$ のタングステン板が27層になっており、各層には直径 $0.5[\text{mm}]$ のプラスチックファイバーが200本設置され、このファイバーから光を光電子増倍管で読み出す。また ZDC はビームを分ける双極電磁石の後方に置かれており、衝突に関与しなかった粒子の中でも磁場によって曲げられない中性粒子のエネルギーを測定する。PHENIX 衝突実験では衝突関与部での生成粒子を測定する BBC と併用して衝突中心度を求めることが出来る。

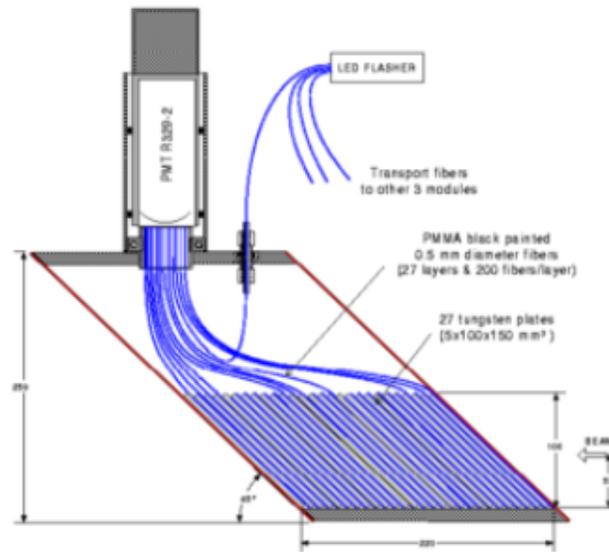


図 2.5.2 ZDC のデザイン[32]。

第3章 解析手法

3.1 データセット

本研究では2004年度のRHIC加速器による核子対当たり重心系エネルギー200GeVでのAu+Au衝突PHENIX実験で収集されたデータを用いて行った。解析に用いた総衝突イベント数は740,500,241イベントである。

3.2 PHENIX 座標系

PHENIX実験ではビーム軸をz軸に取り、ビーム軸に垂直な方向を横方向という。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、xy平面上の粒子の放出角度とする。さらにz軸となす極角とする。図3.1.1の左図はz軸方向から、右図はx軸方向から見たPHENIX検出器の断面図である。

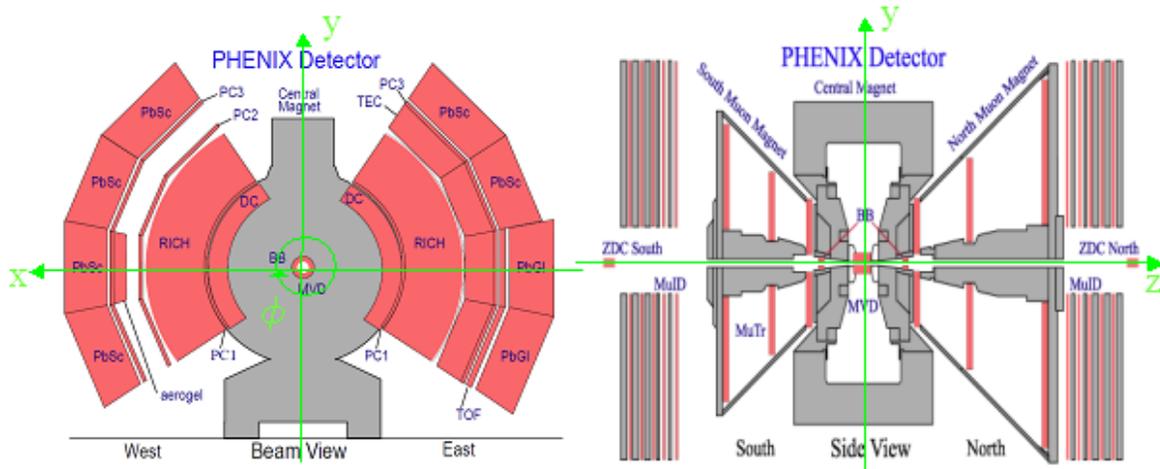


図 3.2.1 PHENIX 検出器の断面図と座標系 [14]。

3.3 Run の選別

2004年度に収集された実験データのRunリストを表3.3.1に示す。各RunはRunの時期によってグループ分けされている。この内、東側のアームが引っ込んだ位置にあるG1グループ、1ないし2個のEMCセクターがオフになっているG2~G4、光子コンバータが実装されたcv1・cv2グループに属するRunを取り除いてデータ解析を行った。

GROUP	RUN PERIOD	N RUNS (events)	N GOOD RUNS (events)
G1	107510-107827	33 (4.0M events)	0
G2	108280-108714	19 (16M events)	13 (16M events) EmCal E0,E1 off
G3	108769-110236	104 (95M events)	94 (93M events) EmCal E0 off
cv1	110237-111031	104 (95M events)	71 (60M events) EmCal E0 off
G4	111032-111592	51 (25M events)	41 (19M events) EmCal E0 off
G5	111604-113564	126 (179M events)	80 (142M events)
G6	113570-114330	69 (82M events)	57 (81M events)
G7	114331-116691	158 (297M events)	125 (277M events)
G8	116707-117852	123 (243M events)	106 (234M events)
G9	118264-120581	155 (328M events)	137 (309M events)
cv2	120845-121111	5 (6.3M events)	4 (5.8M events)
G10	121220-122223	65 (126M events)	39 (99M events)
TOTAL converter run		126 (101M events)	75 (66M events)
TOTAL non converter runs		901 (1390M events)	692 (1270M events)

表 3.3.1 Run リスト[34]。

3.4 飛跡の再構成・選別

PHENIX 実験では荷電粒子の飛跡の再構成は DC 及び PC を用いて行なう。X ワイヤーの情報から xy 平面での位置を求め、U・V ワイヤーの情報から、 z 軸方向の位置を求める。それらの情報と BBC によって測定された衝突点の情報から粒子の放出角度 α 及び z 軸となす極角 θ を求める。また DC の検出点と衝突点を結んだ直線から荷電粒子が磁場によって曲げられた角度 ϕ を求めることができる。(図 3.4.1)

また DC よりも外側にある各検出器への飛跡の射影については PC を合せて用いて行なう。飛跡を求める際に、どのワイヤーを用いたかは quality bit によって以下の表 3.4.1 のように分けられる。本解析では磁場中での 3 次元的な飛跡を正しく構成する為に DC の U・V・X ワイヤーにヒットがある quality bit が 31 又は 63 である事象を選択した。

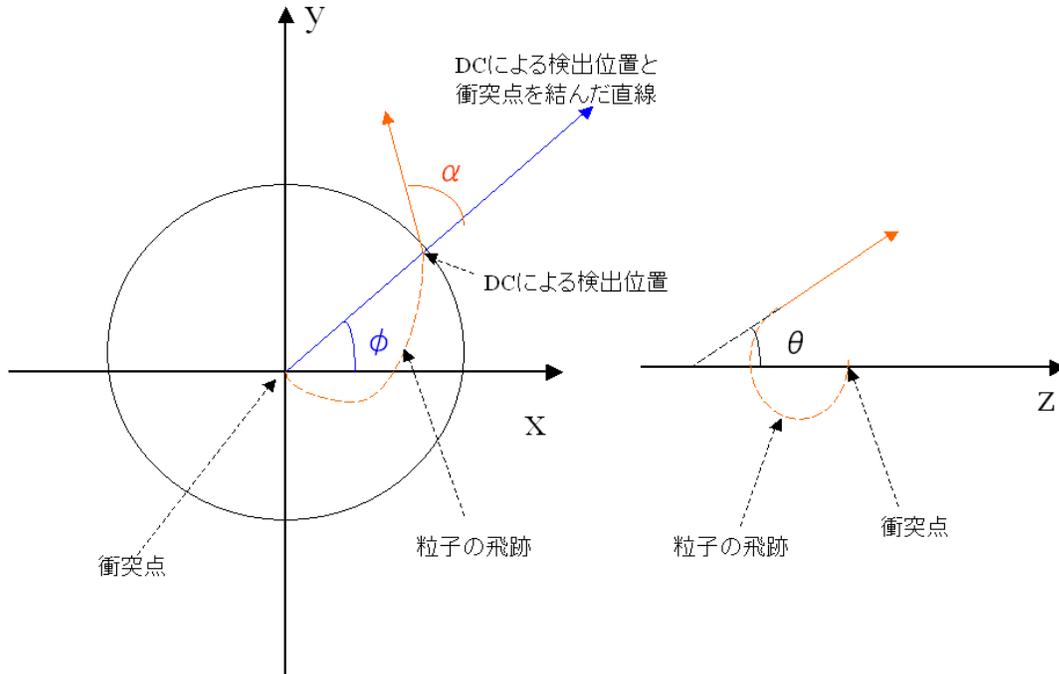


図 3.4.1 DC による飛跡の再構成

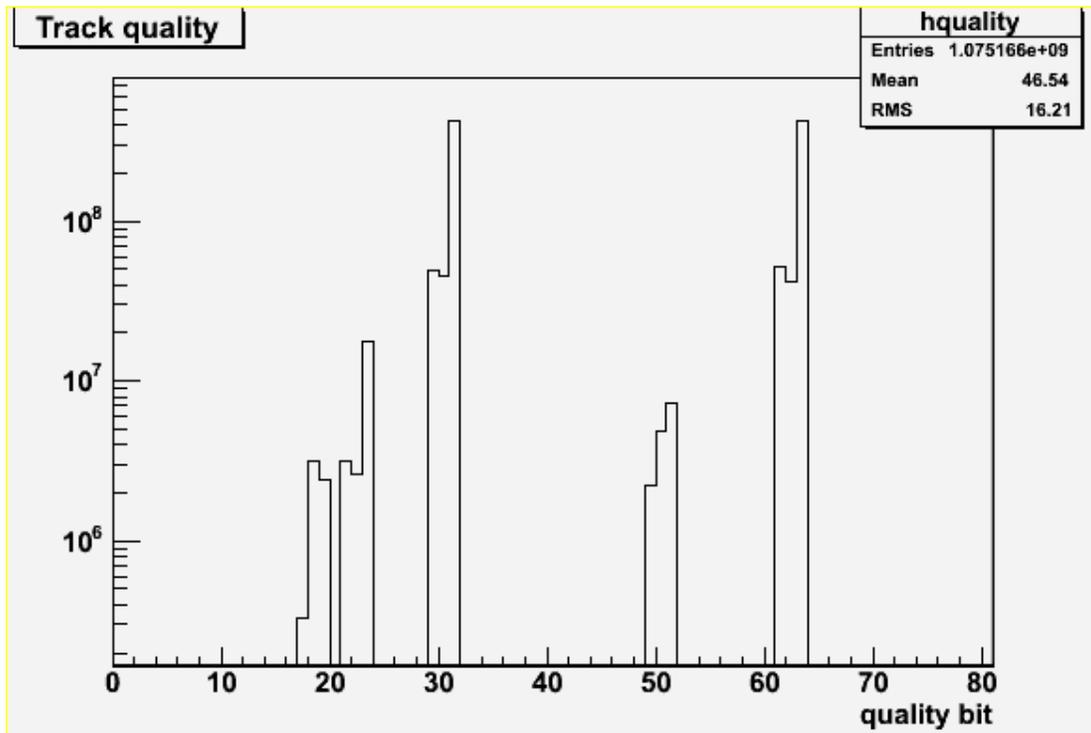


図 3.4.2 DC · PC1 の quality bit 分布。

Track Quality	PC1 unique	PC1	UV unique	UV found	X2 used	X1 used
17	0	1	0	0	0	1
18	0	1	0	0	1	0
19	0	1	0	0	1	1
21	0	1	0	1	0	1
22	0	1	0	1	1	0
23	0	1	0	1	1	1
29	0	1	1	1	0	1
30	0	1	1	1	1	0
31	0	1	1	1	1	1
49	1	1	0	0	0	1
50	1	1	0	0	1	0
51	1	1	0	0	1	1
61	1	1	1	1	0	1
62	1	1	1	1	1	0
63	1	1	1	1	1	1

表 3.4.1 quality bit の定義[4]。

3.5 運動量の測定

運動量 p を持つ荷電粒子は磁場中で円運動するので、荷電粒子の曲率半径 R を測定することによって運動量を求めることができる。但し、求めることができるのは磁場に対して垂直な横運動量である。横運動量と曲率半径の関係は

$$p_T = 0.3BR$$

で表すことができる。単位は横運動量 p_T が GeV/c、磁場 B がテスラ、曲率半径 R が m である。

PHENIX 実験では磁場は z 軸に対して平行にかかっているので横運動量はそのまま z 軸に対しての垂直成分である。この横運動量は、曲率半径を荷電粒子の飛跡から求め、上式を用いて計算される。

3.6 衝突点の測定

Au+Au 衝突の衝突点は BBC を用いて測定される。

北側及び南側 BBC の片側 64 本の素子への入射時刻の平均を各々 T_s 、 T_n とすると衝突点 Z は、図 3.6.1 から、以下の式で求めることが出来る。

$$Z = \frac{T_s - T_n}{2} \times c$$

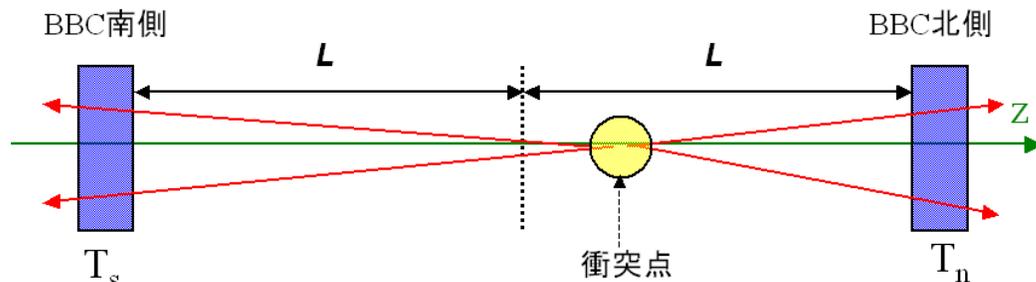


図 3.6.1 BBC による衝突点の測定

3.7 衝突中心度の決定と衝突関与核子数

PHENIX 実験では反応関与部で生成された粒子数と反応傍観部からすり抜けてくる粒子数との相関から、反響事象の衝突中心度を決めている。具体的には BBC の出力電荷量と ZDC の入射エネルギーの相関を求め (図 3.7.1) 衝突中心度を決定している。衝突係数が小さく、反応関与部からの生成粒子が少ない時には、BBC への入射粒子数は減少するが、反応傍観部に属する核子数は増えるので ZDC への入射数は増大する。一方で衝突係数が大きく、反応関与部からの生成粒子が多い時には、BBC への入射粒子数は増大するが、反応傍観部に属する核子数は減るので ZDC への入射数は減少する。このように BBC と ZDC の排反関係により衝突中心度は決定される。

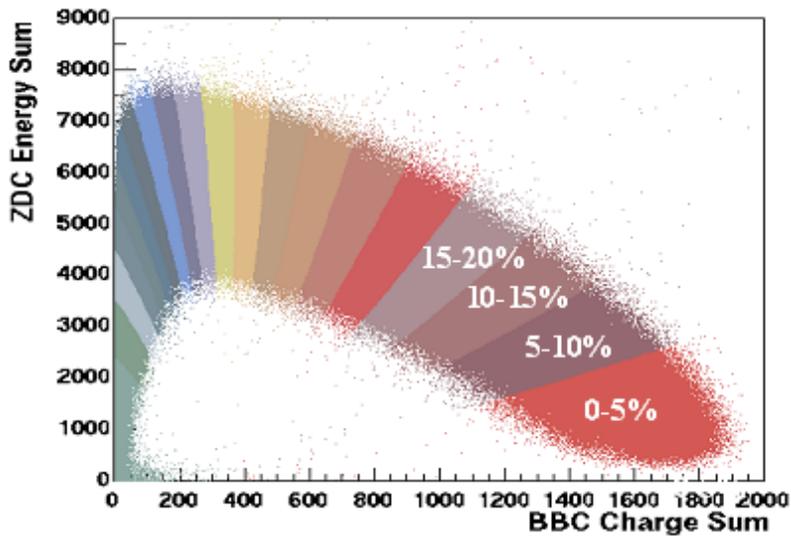


図 3.7.1 BBC の出力電荷量（横軸）と ZDC の観測エネルギー量（縦軸）の相関図。右に行くほど中心衝突となっている [35]。

衝突中心度は原子核衝突の衝突係数に対応した値である為、測定値を衝突中心度毎に求めることには意味がある。しかしながら、衝突中心度の定義できない陽子 + 陽子衝突で求められた実験値と比較する際にはこのままでは扱いづらい。そこで再び Glauber 模型を採用することにする。衝突中心度は反応関与部（図 1.1.1）の大きさを間接的に示しているの で 反応関与部に存在する核子数との対応関係をもつ。原子核内部の核子の分布が Wood-Saxon 分布していると仮定すると、シミュレーションにより、衝突中心度から衝突関与核子数が直ちに得られる。

3.8 衝突反応面の決定

衝突反応面は有限の大きさを持つ金原子核同士の衝突の傾きに対して常に垂直になるような面のことである。（図 3.8.1）衝突反応面は BBC によって決定される。衝突の傾きを反映して z 軸前方方向に粒子が散乱される。このとき BBC の各素子のヒット情報から幾何学的な傾きを求めることができる。つまり衝突反応面は BBC の各素子に入射した粒子の z 軸に対する角度を ϕ_i とすると、

$$\tan 2\Phi = \frac{\sum_i^{64} w_i \sin 2\phi_i}{\sum_i^{64} w_i \cos 2\phi_i}$$

で求められる。

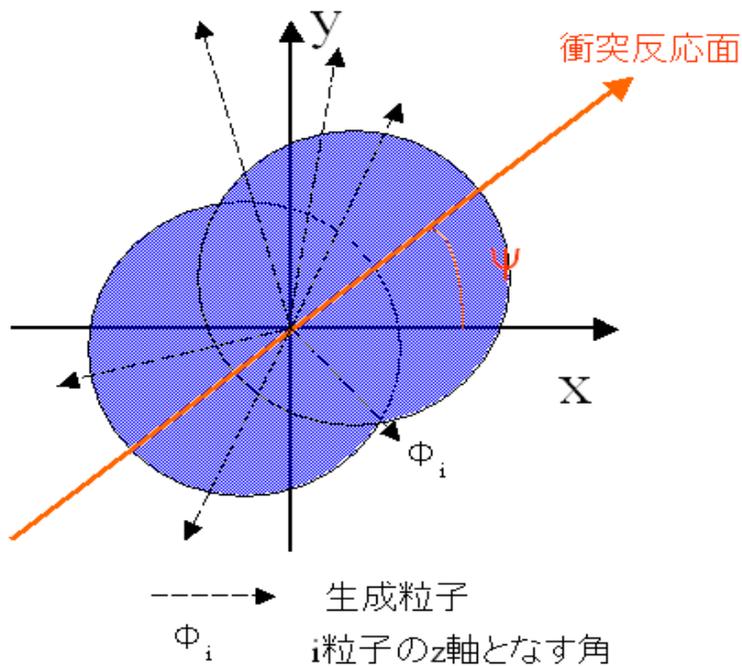


図 3.8.1 衝突反応面

3.9 電子・陽電子の識別

3.9.1 RICH による電子・陽電子の識別

電子・陽電子の選択にはチェレンコフ検出器である RICH が使われる。
 RICH はチェレンコフ光放射を利用した検出器である。
 チェレンコフ光の発生条件は以下の通りである。

$$n\beta = \frac{1}{\cos\theta} > 1$$

ここで n は屈折率、 β は入射荷電粒子の速度、 θ は入射荷電粒子の進行方向に対する放射角である。チェレンコフ光は荷電粒子の進行方向に対して放射角 θ で円錐状に放射される。(図 3.9.1)

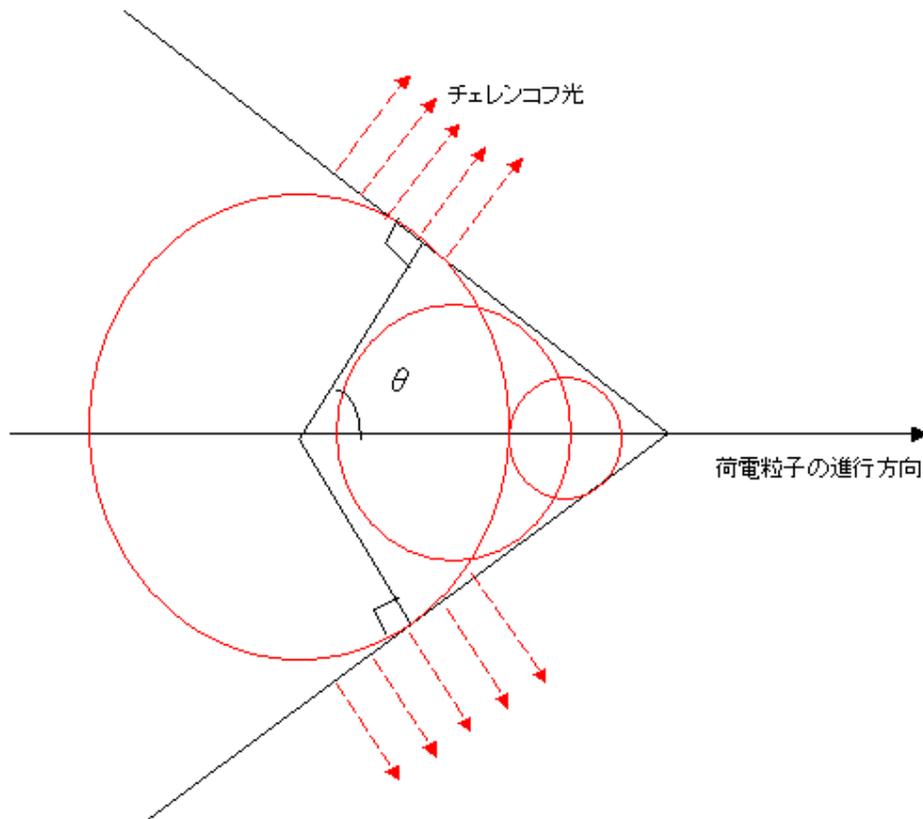


図 3.9.1 チェレンコフ光が放射される様子。

こうして、放射されたチェレンコフ光は図 3.9.3 にあるように球面鏡を反射して集光され光電子増倍管へ入射する。(図 3.9.2) R I C H の光学系からチェレンコフリングの幾何学的情報を保持したまま光電子増倍管へ入射されるので、光電子増倍管の配置からチェレンコフリングらしさを見積もることができる。本解析ではまず $n_0 > 2$ [本] を要求した。 n_0 は $3.8\text{cm} < R_0 < 8.0\text{cm}$ (R_0 は飛跡から構成されたチェレンコフリングの半径) の領域でヒットのあった光電子増倍管の本数である。ここでは熱ノイズ等による偶発的な事象を除くため $n_0 > 2$ とした。さらに電子・陽電子の純度をあげる為に、チェレンコフリングの最もらしさを表す χ^2/n_{pe0} 及び $disp$ カットを加えた。飛跡から構成されたチェレンコフリングの中心点からヒットのあった光電子増倍管の位置を r_i 、チェレンコフリングの半径を R_0 とし、チェレンコフリングの中心から $3.8\text{cm} < R < 8.0\text{cm}$ の範囲において出力された総光電子数を n_{pe0} とすると χ^2/n_{pe0} は $(r_i^2 - R_0^2) / n_{pe0}$ で表される。また $disp$ はチェレンコフリングの中心点と光電子増倍管のヒット位置から求められた重心点の間の距離を表す。 χ^2/n_{pe0} や $disp$ はその値が小さい程、電子・陽電子である信頼度は増すが、実際のチェレンコフリングの半径は $3.8\text{cm} < R_0 < 8.0\text{cm}$ の間にあると考えられるので若干緩めにカットをとることにした。ここでは $\chi^2/n_{pe0} < 10$ [cm^2]、 $disp < 5$ [cm] とした。

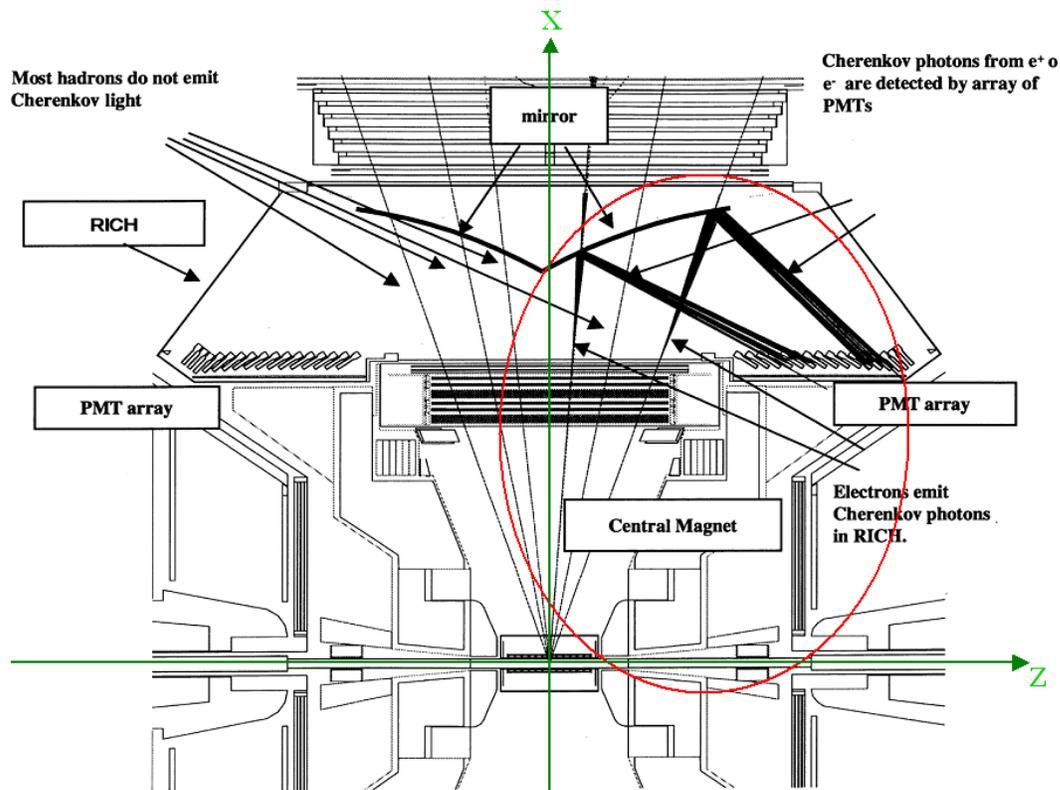


図 3.9.2 RICH を y 軸方向から見た断面図

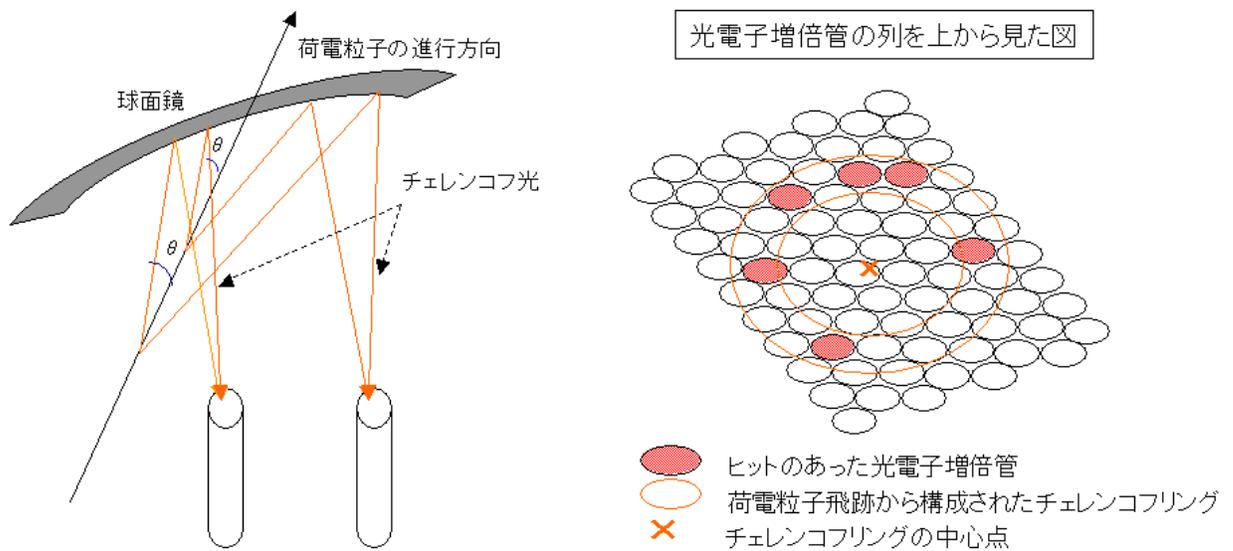
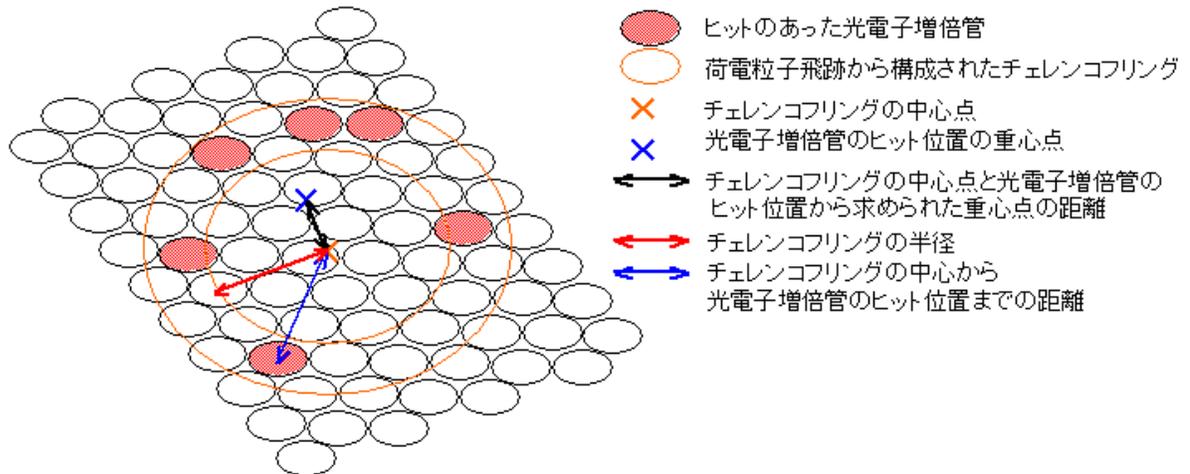


図 3.9.3 左図は図 3.9.2 の赤丸の部分を拡大した模式図、チェレンコフ光が集光される様子がわかる。右図は光電子増倍管の列を上側から見たときの様子を表す図である。

光電子増倍管の列を上から見た図



n_0 : 二つのリング間 ($3.8\text{cm} \leq R_0 \leq 8.0\text{cm}$) でヒットした光電子増倍管の数
 $\chi^2/npe_0: \sum (r_i^2 - R_0^2)/npe_0$
 r_i : チェレンコフリングの中心から光電子増倍管のヒット位置までの距離
 R_0 : チェレンコフリングの半径
 npe_0 : 光電子増倍管で検出された光電子数
 $disp$: チェレンコフリングの中心点と光電子増倍管のヒット位置から求められた重心点の距離

図 3.9.4 光電子増倍管の列を上から見た図。 $n_0 \cdot disp \cdot \chi^2/npe_0$ の説明。

ここでRICHによる電子・陽電子識別に使用されるカットを整理すると
 1) $n_0 > 2$ [本]

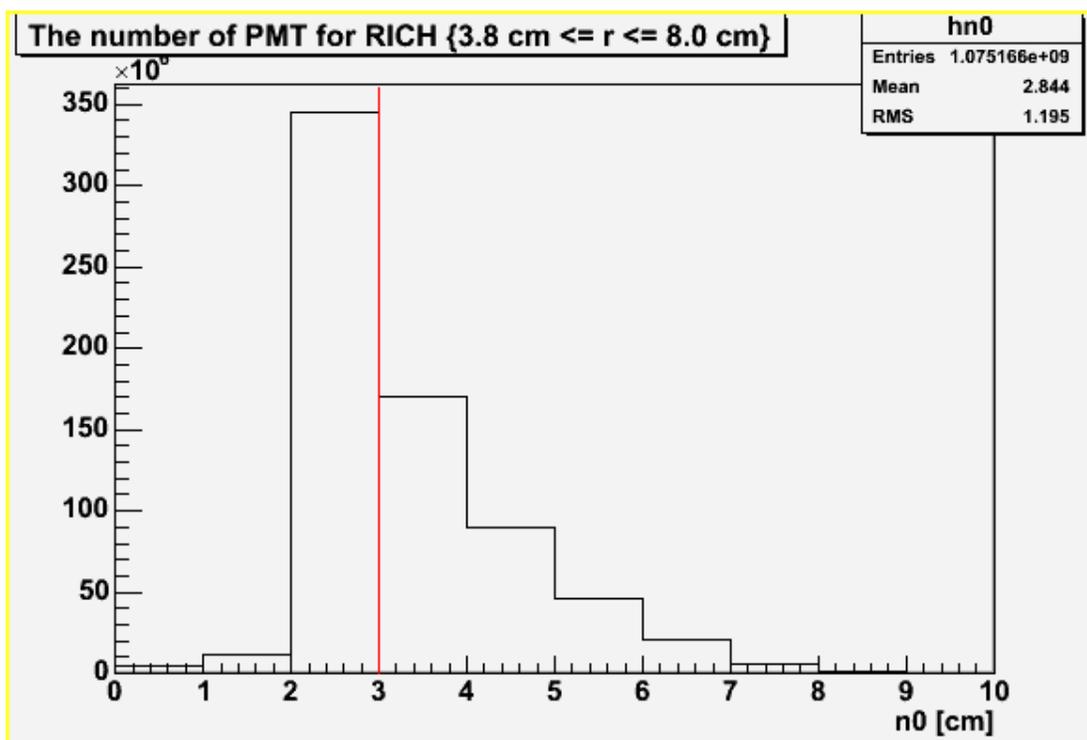


図 3.9.5 RICHで鳴った光電子増倍管の本数 (n_0 分布)。
 赤線は $n_0=3$ [本]の点である。

2) $\chi^2/n_{pe0} < 10$ [cm^2]

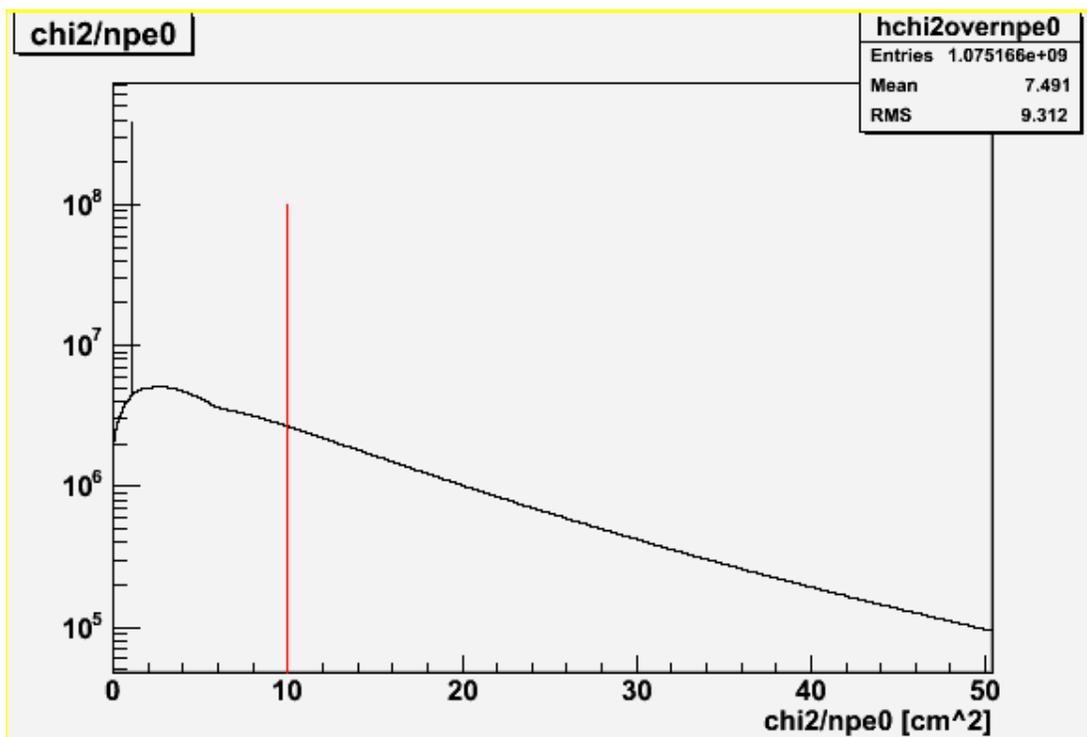


図 3.9.6 $(r_i^2 - R_0^2) / npe0$ 。 r_i は飛跡から構成されたチェレンコフリングの中心点からヒットのあった光電子増倍管までの距離、 R_0 はチェレンコフリングの半径、 $npe0$ はチェレンコフリングの中心から 3.8cm R 8.0cm の範囲において出力された総光電子数。
($\chi^2/npe0$ 分布)。赤線は $\chi^2/npe0=10[\text{cm}^2]$ の点である。

3) $\text{disp} < 5[\text{cm}]$

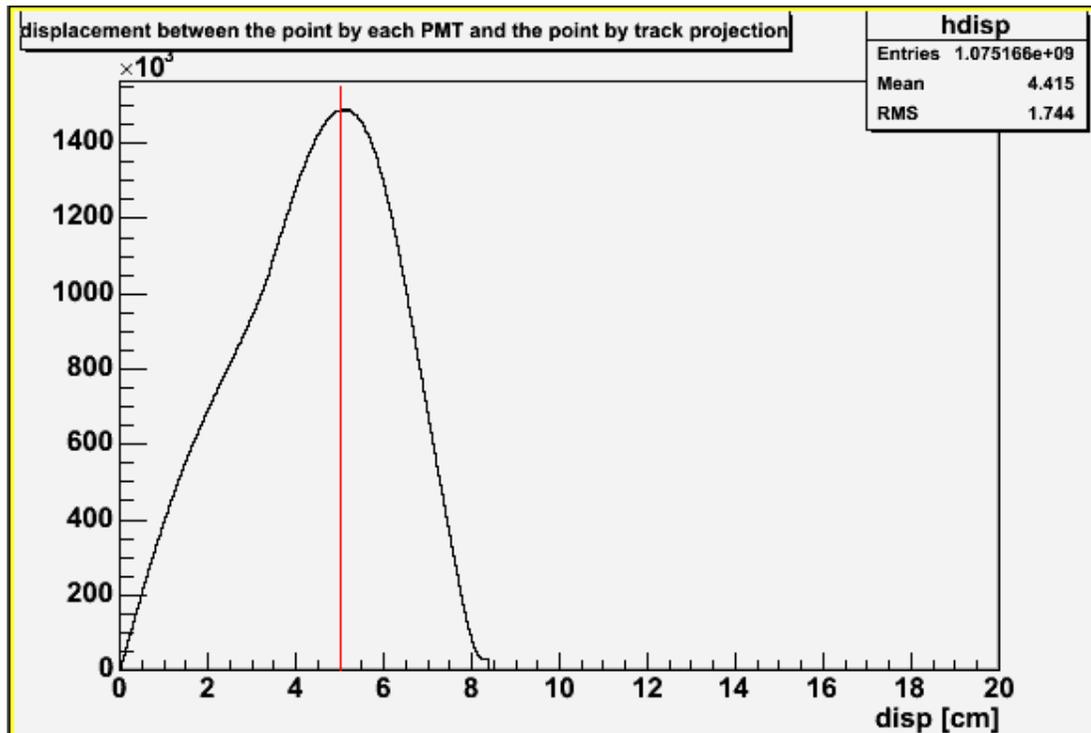


図 3.9.7 飛跡によるチェレンコフリングの中心点と光電子増倍管のヒット位置から求められた重心点の間の距離 (disp 分布)。赤線は $\text{disp}=5[\text{cm}]$ の点である。

3.9.2 DC による飛跡と EMC ヒット点のマッチング

DC 及び PC で求めた飛跡を EMC まで延ばす。その飛跡の延長線上にある EMC 表面上の点と EMC に実際に出来る電磁シャワーの重心との間の位置のズレを表すのがマッチングである。方向のマッチングを図 3.9.8 に示す。マッチングカットの目的は EMC を使って正しく射影されている飛跡を選別することである。つまり飛跡の延長上には必ず EMC 電磁シャワーがあるということを要請するカットである。これにより正しい飛跡を選ぶことが出来き、正しく運動量を求めることができる。マッチングは飛跡の z 方向のズレ z と 方向のズレ ϕ を用いて

$$\text{matching} = \sqrt{\delta z^2 + \delta \phi^2}$$

で表される。本解析ではマッチングカットとして $\text{matching} < 4$ を選択した。(図 3.9.9)

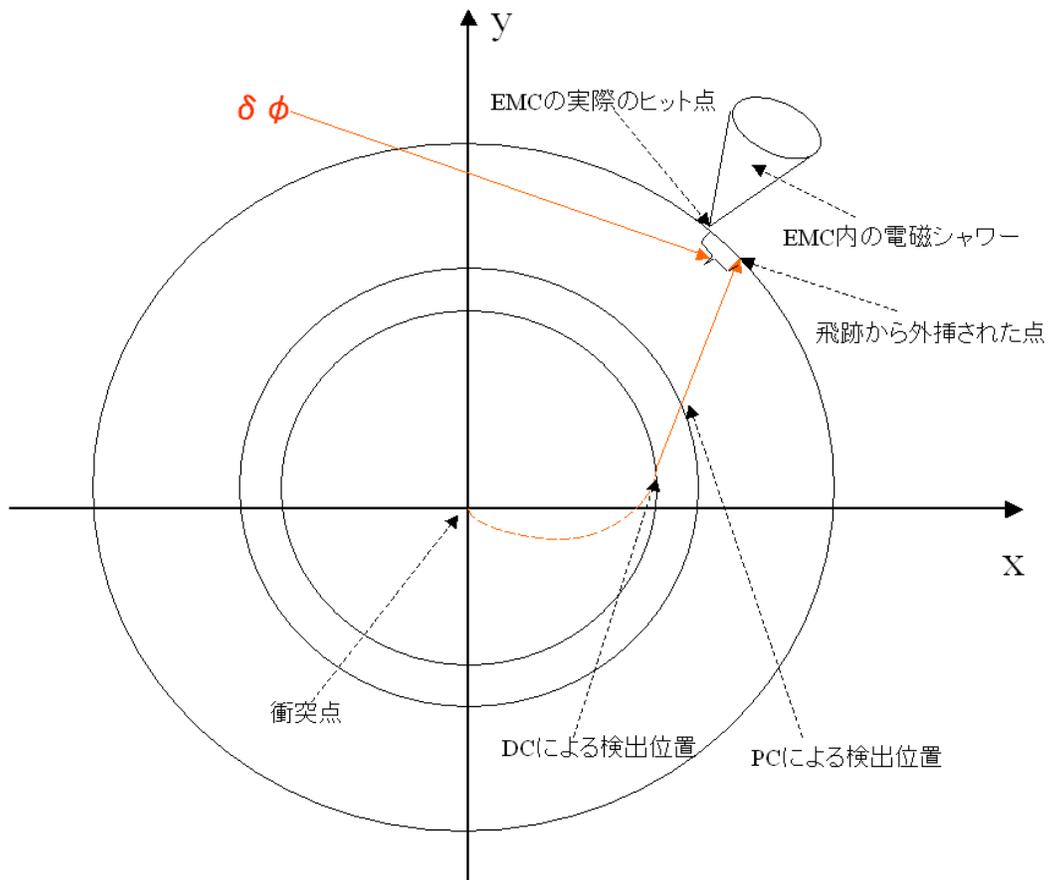


図 3.9.8 方向の飛跡の射影点と実際の EMC ヒット点とのマッチング。

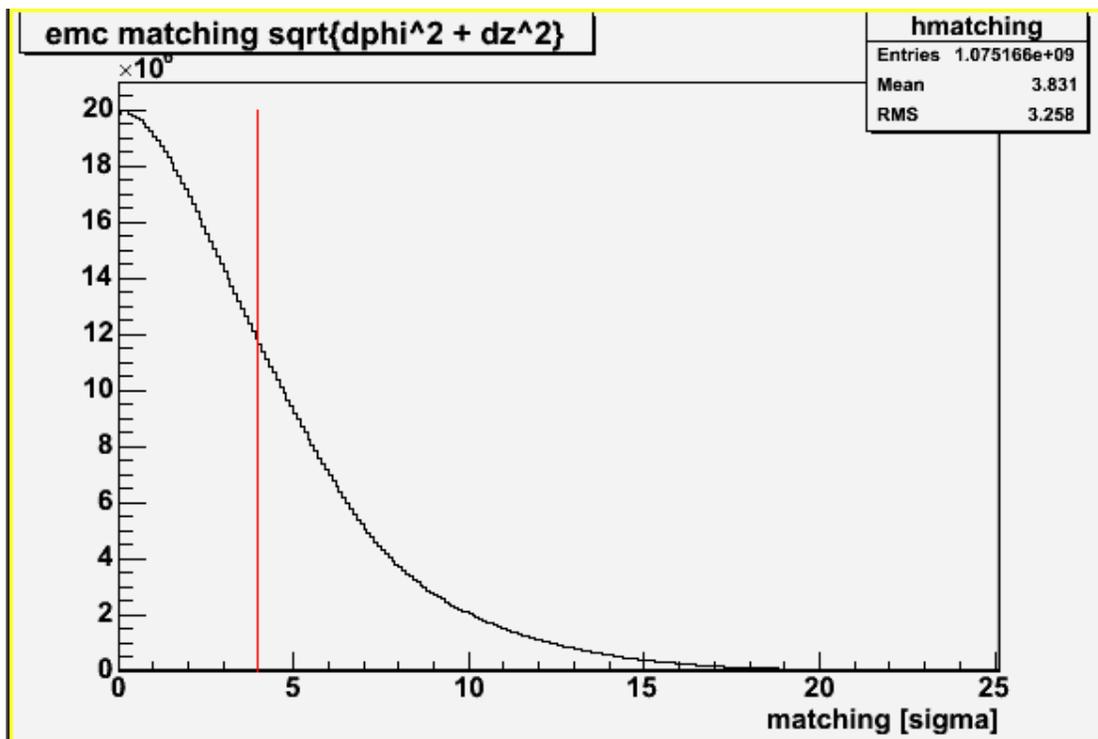


図 3.9.9 飛跡の射影点と実際のヒット点とのマッチング分布。
赤線は matching=4 [] の点である。

3.9.3 Energy/Momentum カット

電子・陽電子の静止質量は 0.00511GeV と運動量に比べて極めて小さい。そこで EMC で測定した荷電粒子のエネルギーと運動量の比は 1 にピークを持つ分布になると予想される。そこで Energy/Momentum カットとして $0.5 < E/P < 1.5$ を選択した。

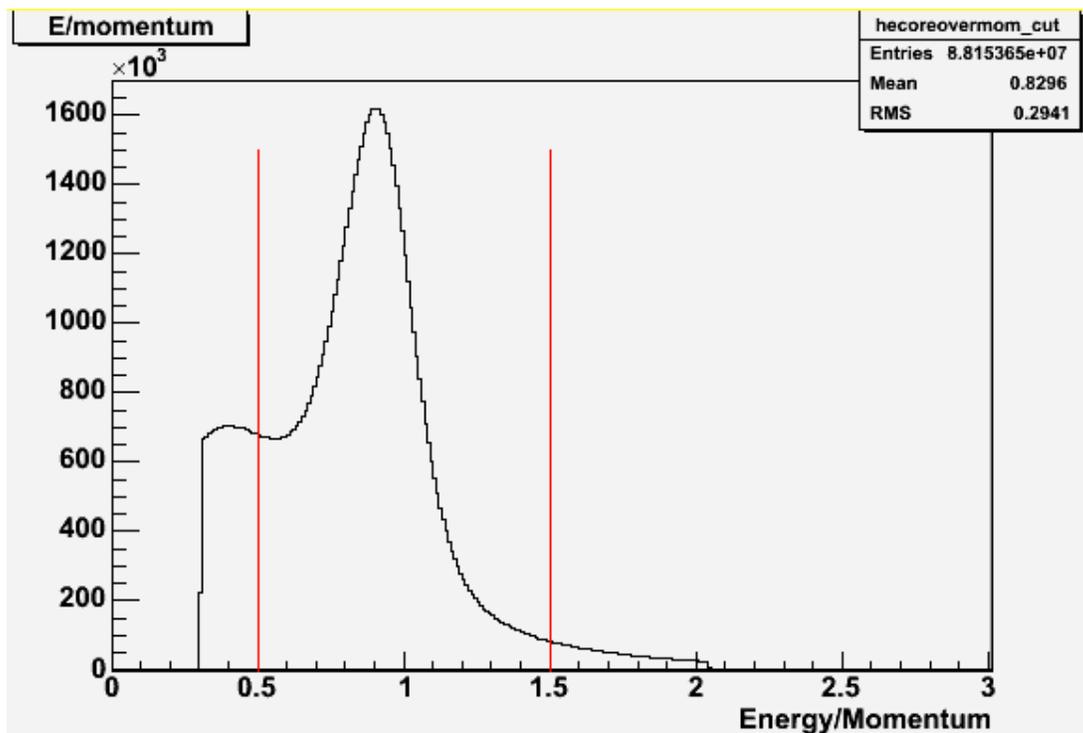


図 3.9.10 電子・陽電子をその他のカットで選別後のエネルギー/運動量 分布。赤線は各々 $E/P = 0.5$ 及び $E/P = 1.5$ となる点である。

3.9.4 EMC タイミングカット

EMC にエネルギーを落とすタイミングは電子とその他のハドロンとは異なる。その為に EMC タイミングを用いることで電子・陽電子を同定することができる。ハドロンは EMC に到達した時、直ちにエネルギー損失を始めるわけではないので電子に比べて検出されるタイミングは遅くなる。そこで EMC タイミングカットとして、 $10[\text{ns}] < t_{\text{emc}} < 25[\text{ns}]$ を採用した。(図 3.9.11)

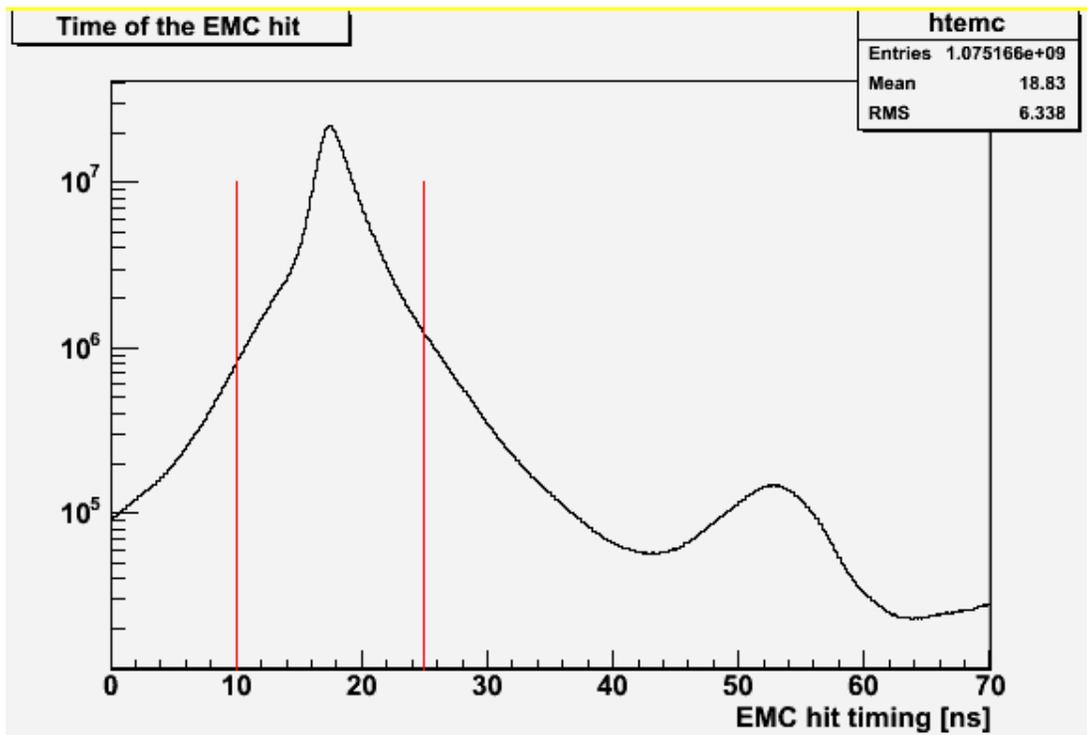


図 3.9.11 EMC のヒットタイミング。赤線は $t_{emc}=10[\text{ns}]$ 及び $t_{emc}=25[\text{ns}]$ の点である。

3.10 DC ゴーストトラックの除去

DC の検出位置が近すぎると、間違えた飛跡を作ることがある。これを避ける為に、検出位置が近すぎる事象を除去した。二粒子の検出位置の差を取り、 $z \geq 0.5[\text{cm}]$ 且つ $\phi \geq 0.02[\text{rad}]$ の事象を取り除いた。(図 3.10.1)

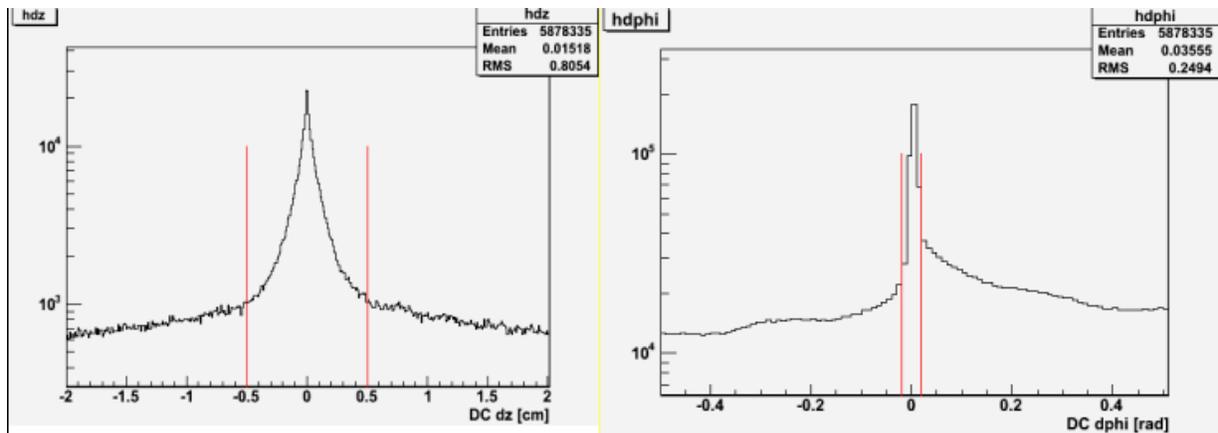


図 3.10.1 DC による二粒子の検出位置の差。左図は z 方向で右図 ϕ 方向。左図の赤線は $z = \pm 0.5[\text{cm}]$ で右図の赤線は $\phi = \pm 0.02[\text{rad}]$ である。

3.11 RICH リングシェアリングの除去

二粒子が同時に RICH 内に入り、チェレンコフリングが重なることがある。生成粒子の 99% が 中間子である為、同時入射事象の一方又は両方は 中間子である可能性が高い。そこでこのリングシェアリングを取り除く必要がある。3.9 と同様に二粒子が作るチェレンコフ光が光電子増倍管にヒットする位置の差を取り、近接する事象を取り除いた。ここでは $z = 0.01[\text{cm}]$ 且つ $\phi = 0.05[\text{rad}]$ とした。(図 3.11.1)

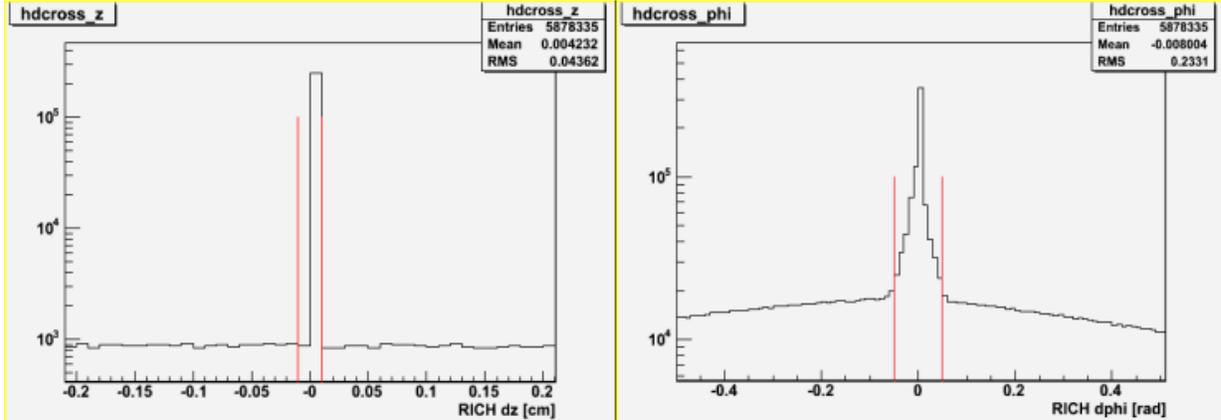


図 3.11.1 二事象の光電子増倍管の位置の差。左図 z 方向、右図 ϕ 方向。左図の赤線は $z = \pm 0.01[\text{cm}]$ で右図の赤線は $\phi = \pm 0.05[\text{rad}]$

3.12 不変質量の再構成

以上より、電子・陽電子の選別を行い、同じ衝突イベント内の電子と陽電子は全て親粒子からの二体崩壊だと仮定し、親粒子の不変質量を再構築する。

ここで電子・陽電子の運動量を $\vec{p}_{e^-}, \vec{p}_{e^+}$ とおき、静止質量を m_{e^-}, m_{e^+} とおくと

電子陽電子のエネルギーは

$$E_{e^-}^2 = m_{e^-}^2 + \vec{p}_{e^-}^2$$

$$E_{e^+}^2 = m_{e^+}^2 + \vec{p}_{e^+}^2$$

となる。運動量とエネルギーは崩壊の前後で保存するので

運動量保存則より

$$\vec{p}_{親} = \vec{p}_{e^-} + \vec{p}_{e^+}$$

エネルギー保存則より

$$E_{親} = E_{e^-} + E_{e^+}$$

よって、親粒子の静止質量は

$$m_{親} = \sqrt{E_{親}^2 - \vec{p}_{親}^2}$$

で求められる。これで求めた質量分布は図 3.12.1 である。

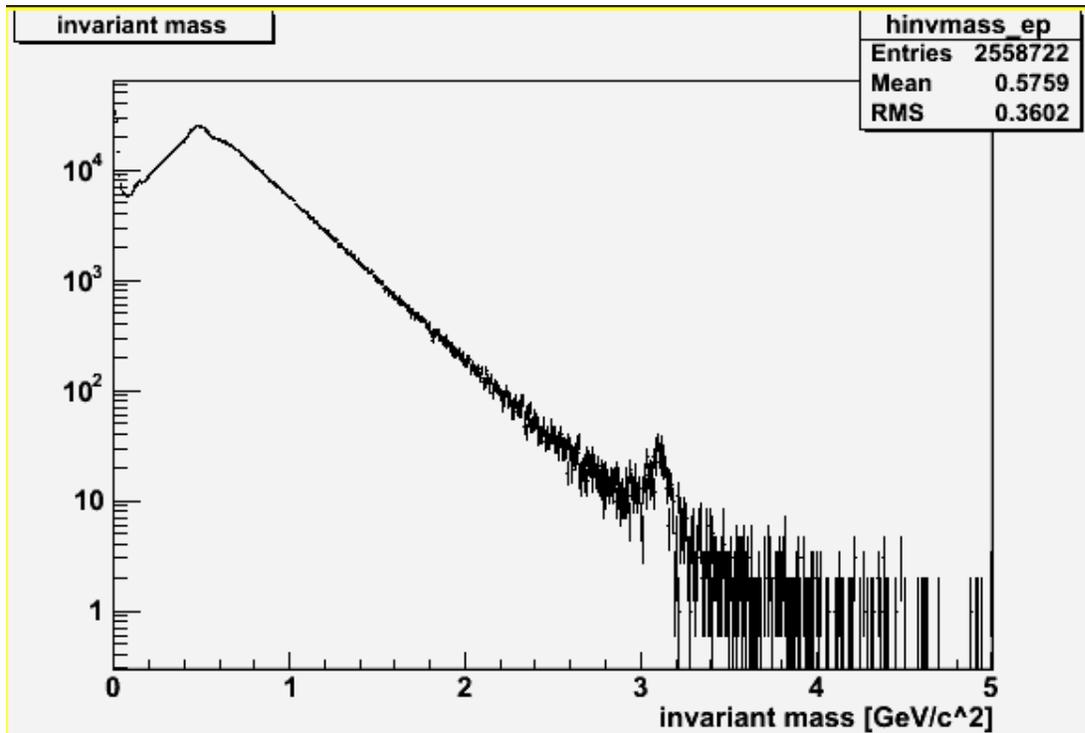


図 3.12.1 不変質量分布。0GeV/c² 付近に Da11itz 崩壊成分が 3GeV/c² 付近に J/ψ 中間子が見られる。

3.13 イベントミキシング法による無相関な不変質量分布の再現

3.12 で求めた親粒子の質量分布のすべてが親粒子になるわけではない。なぜならば、同じ衝突イベント内の電子・陽電子の組み合わせには同じ親粒子が起源でないもの(無相関な成分)が混ざっているからである。親粒子起源の電子・陽電子対は互いに相関を持つためピークを持つと考えられるので、不変質量分布から相関を持たない成分を取り除いてやればよい。これを間接的に行う為に、異なる衝突イベントの電子・陽電子から不変質量を求めるイベントミキシング法を用いた。ここで注意することは衝突の初期条件を合わせることである。なぜならば相関がないという条件以外は同じにすることが望ましいからである。つまり以下の条件を満たすような電子・陽電子から不変質量を再構築した。

- 1) 異なる衝突イベントである。
- 2) 異なる衝突イベントの中で同じ衝突点・衝突中心度・衝突反応面クラスを持つものを選択する。(衝突点を 20、衝突中心度を 9、衝突反応面を 8 個のクラスに分割し、それらのいずれもが同じになるような衝突イベントを選択した。)
- 3) 電子選別等のカットは全て 3.12 で不変質量を求める際に使ったカットと同じにする。

こうして求められた相関のない不変質量分布は当然のことながら元々の事象と事象数が異なる。そこで規格化は Da11itz 崩壊成分の質量領域を除き、0.2 GeV/c² 以上である領域の事象数の比をとって行った。

このようにして得られた無相関な不変質量分布はピークを形成する部分を除き、一致した。図 3.13.1 よりその様子が良く分かる。

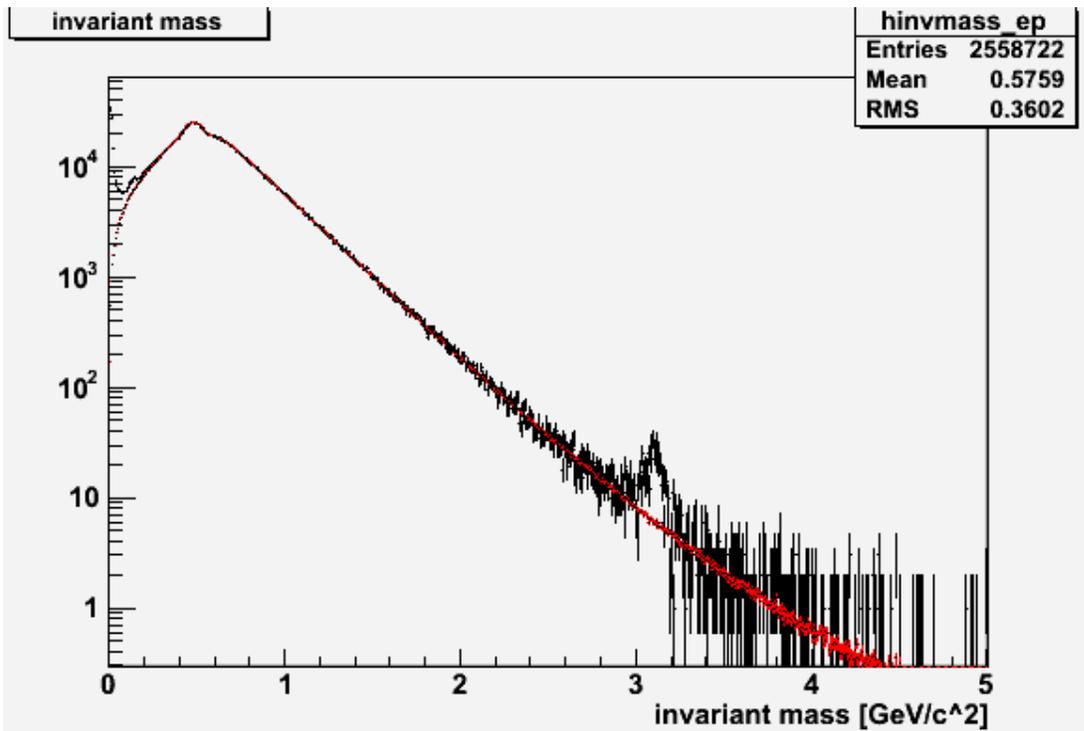


図 3.13.1 の黒線は 3.12 で求めた同衝突イベント内での不変質量分布、赤線がイベントミキシング法によって求めた不変質量分布である。0GeV/c² 付近の Dalitz 崩壊成分及び 3GeV/c² 付近の J/ψ 中間子のピークを除いてよく一致している。

3.14 不変質量の抽出

不変質量分布からイベントミキシング法で見積もられた無相関な成分を差し引く。例えば、最もシグナルが明瞭な J/ψ 中間子の場合だと図 3.14.1 のようになる。

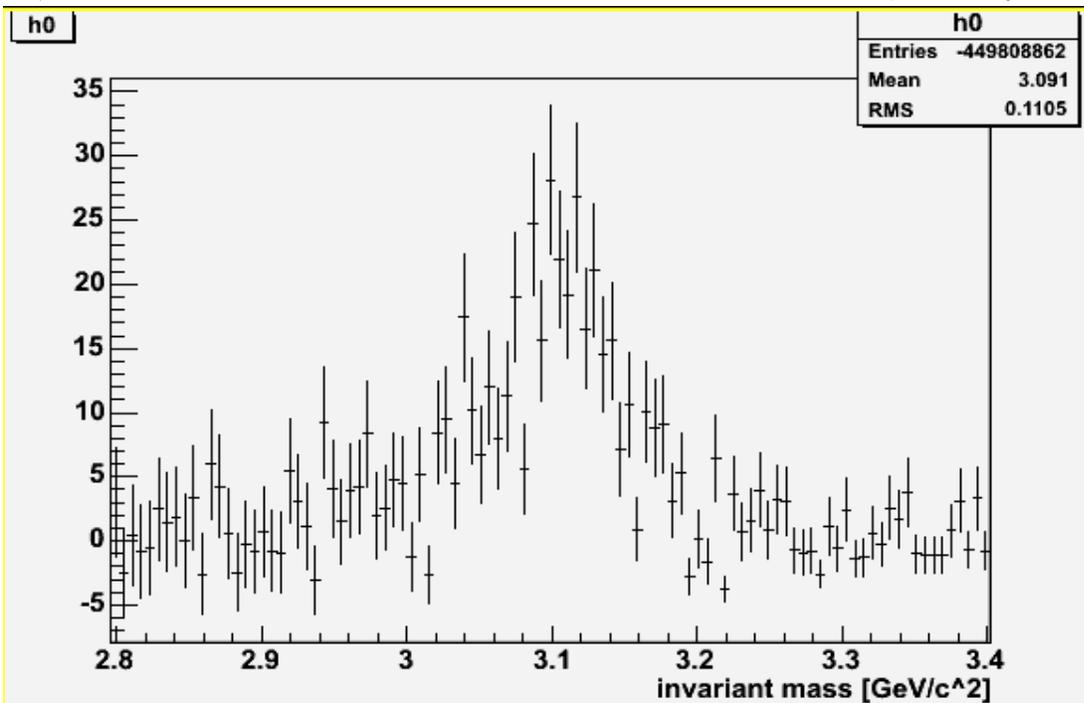


図 3.14.1 電子陽電子対から再構成された不変質量分布からイベントミキシング法を用いて見積もった無相関な成分を差し引いた J/ψ 中間子の不変質量分布。

3.15 フィットTING関数の選択

抽出されたベクトル中間子の不変質量分布の形（ピークの平均値やピークの幅）について議論する際には不変質量分布の持つ物理的な意味を抑えておく必要がある。データ解析の観点から言えばそれがフィッTING関数を決める際の根拠となる。まず、粒子は有限の寿命を持つことから不確定性関係 $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$ よりエネルギーつまり質量にも不定性があることがわかる。時間 $t=0$ に存在する中間子の波動関数を $\Psi(0)$ とおくと時間 t における存在確率は寿命を τ とすると

$$|\Psi(t)|^2 = |\Psi(0)|^2 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

となる。ここで質量を m とすると、波動関数は

$$\Psi(t) \approx \exp(-imt) \exp\left(-\frac{\Gamma t}{2}\right)$$

ここで崩壊因子 $\frac{\Gamma}{2} = \frac{1}{2\tau}$ を用いた。

これをフーリエ展開すると

$$\tilde{\Phi}(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int \Psi(t) \exp(iEt) dt$$

となる。よって求められる粒子の存在確率は

$$|\tilde{\Phi}(E)|^2 = \frac{|\Psi(0)|^2}{2\pi \left\{ (E-m)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 \right\}}$$

となる。この分布は Breit-Wigner 分布と呼ばれている。これをさらに相対論的な Breit-Wigner 分布に拡張すると

$$|\tilde{\Phi}(E)|^2 = \frac{m^2 \Gamma^2 |\Psi(0)|^2}{2\pi \left\{ (E^2 - m^2)^2 + m^2 \Gamma^2 \right\}}$$

となる。ここで E は重心系エネルギーである。

検出器の分解能が無限に良ければ、この関数形をそのまま適用させることが可能であるが、実際にはそうではない。そこで Breit-Wigner 分布に分解能の補正を加えた関数形をフィッTING関数として選ぶのが妥当である。しかしながら、本研究では検出器の分解能を含めた系統誤差を見積もっていない為、ガウス分布に近似して、議論することにする。

第4章 結果

3章で説明した手法に従って、不変質量分布を求め、イベントミキシング法によって見積もった無相関な分布を差し引き、中間子の不変質量分布を抽出した。今回の結果からは不変質量の分布の形まで、議論することは非常に困難ではあるが今後の議論の為に検出量をしっかりと求めることには意味があるだろう。そこで、今回は既に経験的に知られる PHENIX 検出器の分解能 (6.9MeV) を採用して、それに中間子のもつ寿命 (4.26MeV) とを合せて分布の幅を 8MeV と仮定した。また、質量の平均値を既知として 1019MeV としたガウス関数でフィットし、その積分値を中間子の検出量とした。

4.1 中間子の不変質量分布

中間子の不変質量分布を以下の様に衝突中心度毎に分けて求めた。

- 1) 衝突中心度 0% ~ 94% での不変質量
- 2) 衝突中心度 0% ~ 20% (中心衝突) での不変質量
- 3) 衝突中心度 20% ~ 40% (やや中心衝突) での不変質量
- 4) 衝突中心度 40% ~ 94% (周辺衝突) での不変質量

下の図 4.1.1 と対応させてみると、衝突中心度が高いほど衝突係数は小さくなり周辺衝突になる。

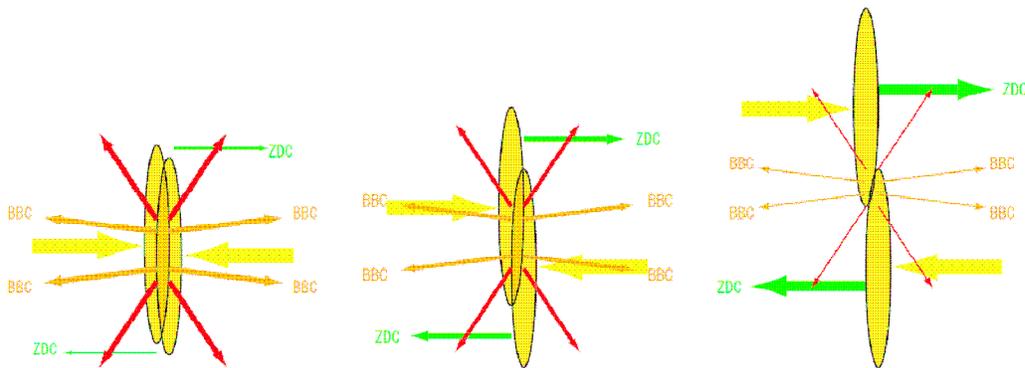


図 4.1.1 異なる衝突中心度で原子核が衝突する様子。左図は中心衝突、中央はやや中心衝突、右図は周辺衝突 [36]。

1) 衝突中心度 0% ~ 94%

衝突中心度 0% ~ 94%での不変質量分布が図 4.1.2 に示されている。またイベントミキシング法によって無相関な成分を差し引いたのが図 4.1.3 である。

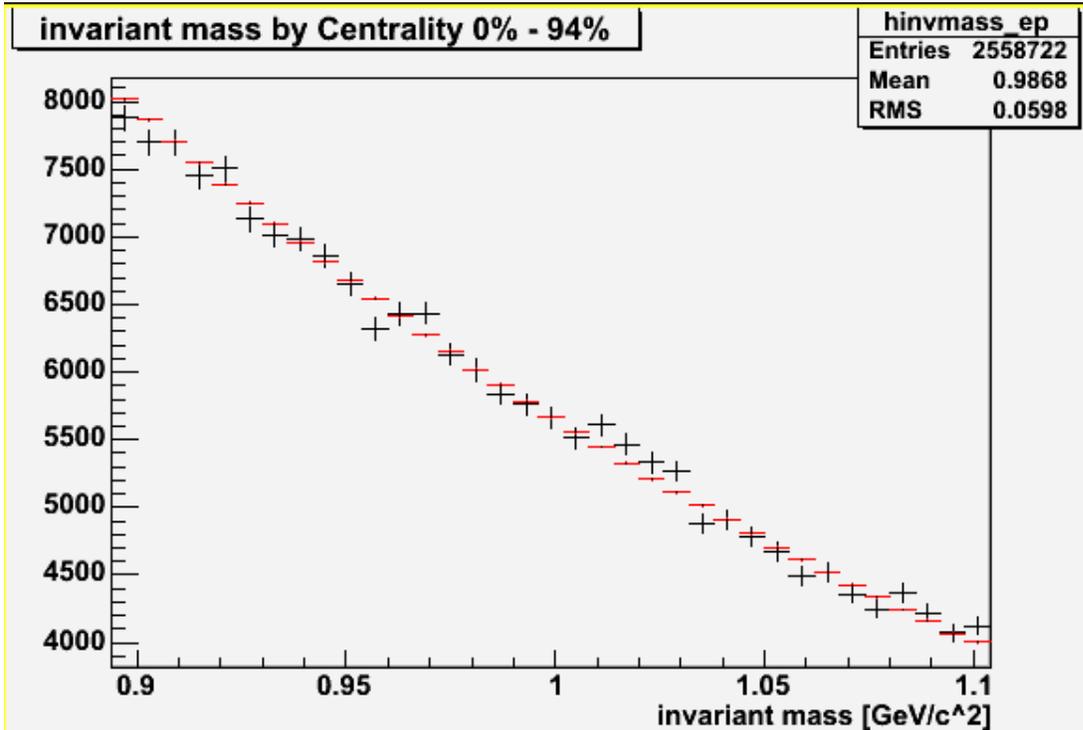


図 4.1.2 衝突中心度 0% ~ 94%において、電子・陽電子対から再構成された不変質量分布 (黒線) とイベントミキシング法によって求めた分布 (赤線)。

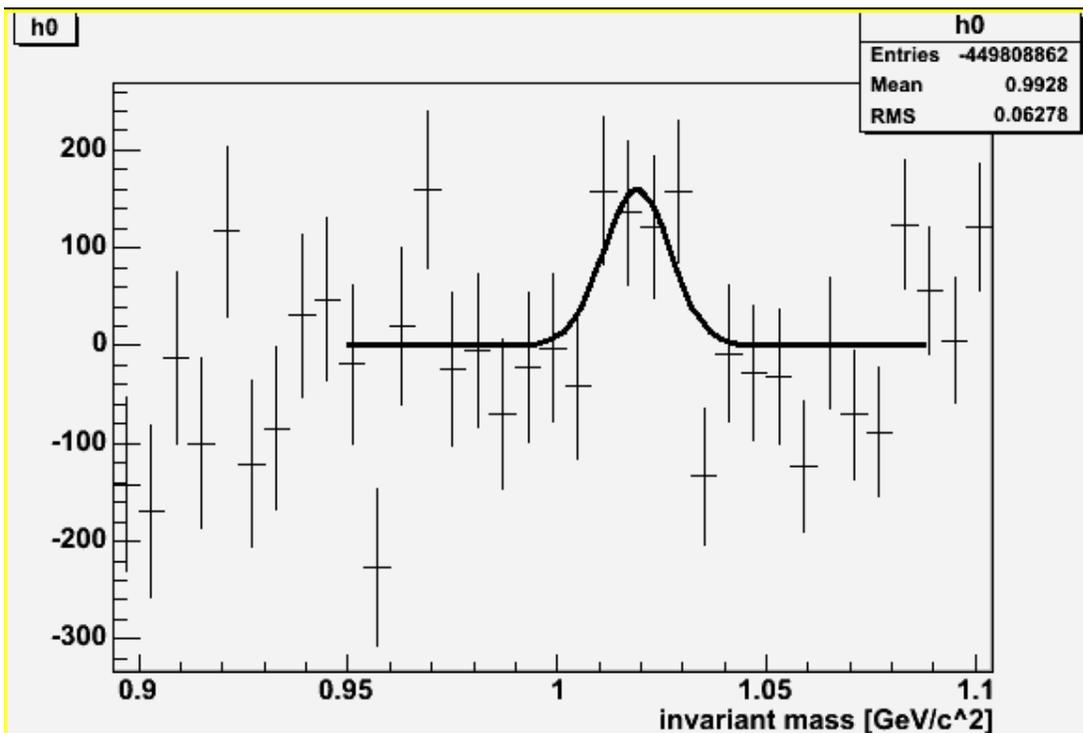


図 4.1.3 衝突中心度 0% ~ 94%において、電子・陽電子対から再構成された不変質量分布か

らイベントミキシング法を用いて見積もった無相関な成分を差し引いた不変質量分布。

2) 衝突中心度 0% ~ 20% (中心衝突)

衝突中心度 0% ~ 20%での不変質量分布が図 4.1.4 に示されている。またイベントミキシング法によって無相関な成分を差し引いたのが図 4.1.5 である。

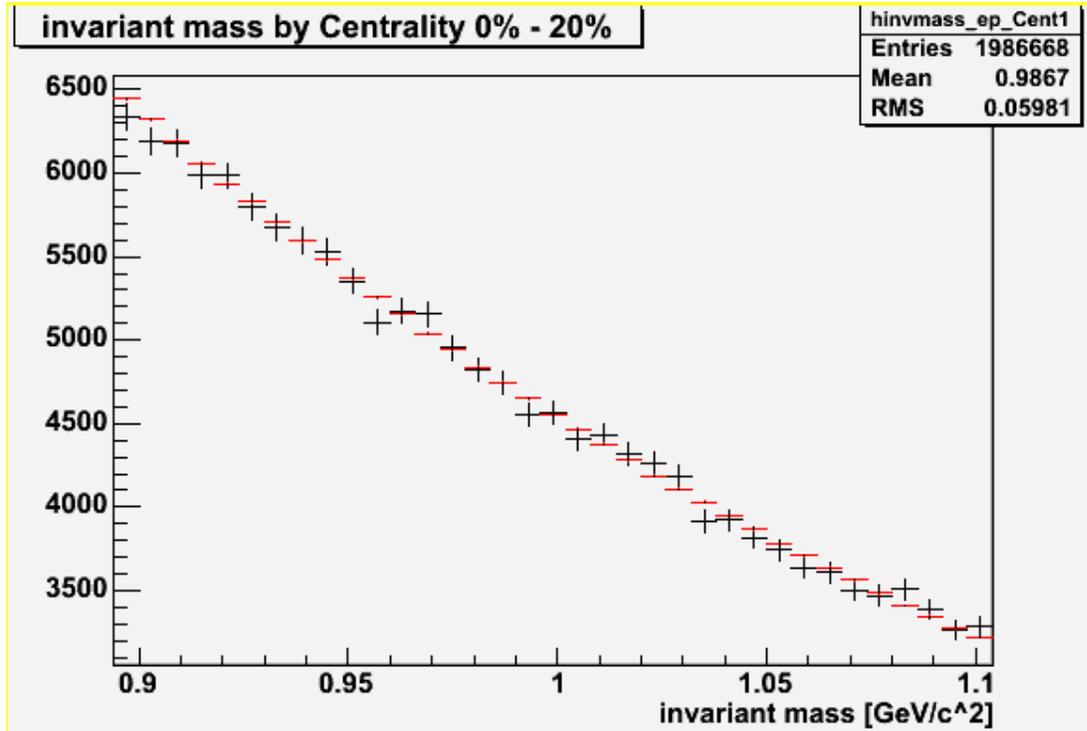


図 4.1.4 衝突中心度 0% ~ 20%において、電子・陽電子対から再構成された不変質量分布 (黒線) とイベントミキシング法によって求めた分布 (赤線)。

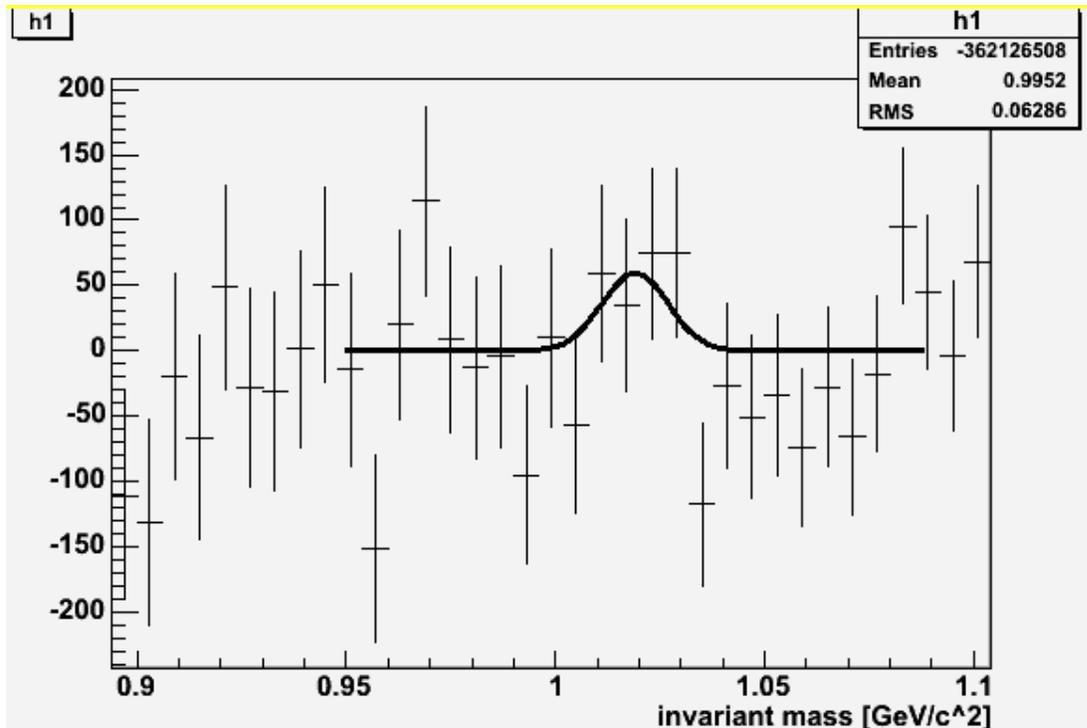


図 4.1.5 衝突中心度 0% ~ 20%において、電子陽電子対から再構成された不変質量分布からイベントミキシング法を用いて見積もった無相関な成分を差し引いた不変質量分布。

3) 衝突中心度 20% ~ 40% (やや中心衝突)

衝突中心度 20% ~ 40%での不変質量分布が図 4.1.6 に示されている。またイベントミキシング法によって無相関な成分を差し引いたのが図 4.1.7 である。

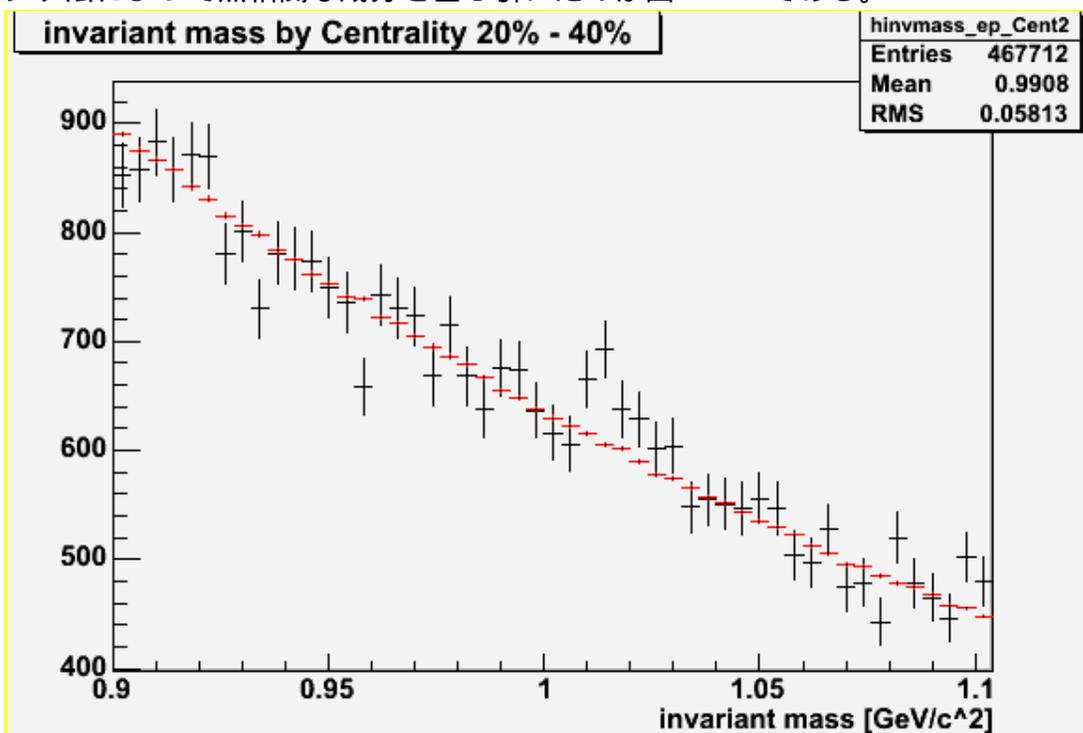


図 4.1.6 衝突中心度 20% ~ 40%において、電子・陽電子対から再構成された不変質量分布 (黒線) とイベントミキシング法によって求めた分布 (赤線)。

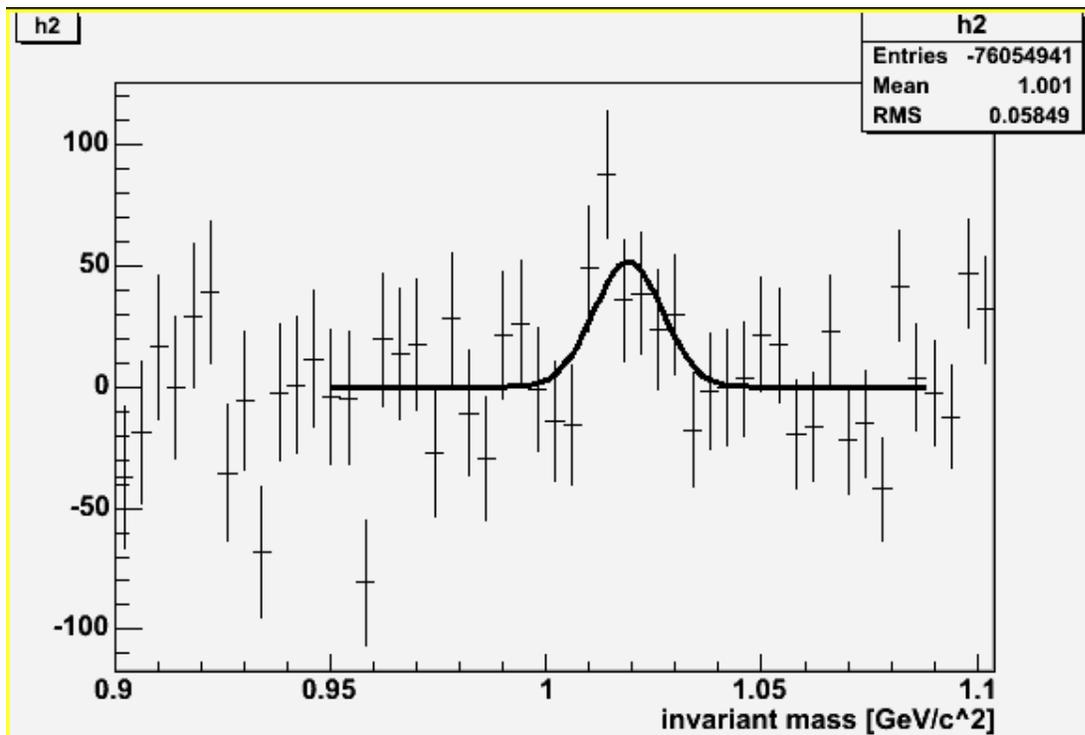


図 4.1.7 衝突中心度 20% ~ 40%において、電子・陽電子対から再構成された不変質量分布からイベントミキシング法を用いて見積もった無相関な成分を差し引いた不変質量分布。

4) 衝突中心度 40% ~ 94% (周辺衝突)

衝突中心度 40% ~ 94%での不変質量分布が図 4.1.8 に示されている。またイベントミキシング法によって無相関な成分を差し引いたのが図 4.1.9 である。

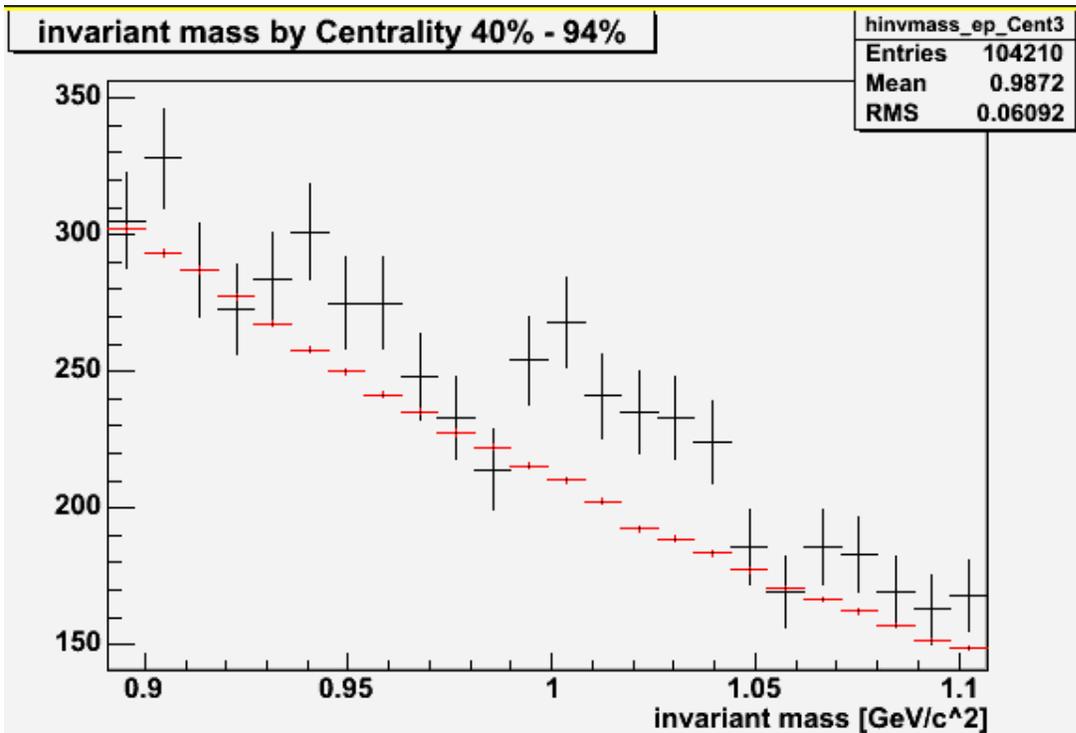


図 4.1.8 衝突中心度 40% ~ 94%において、電子・陽電子対から再構成された不変質量分布（黒線）とイベントミキシング法によって求めた分布（赤線）。

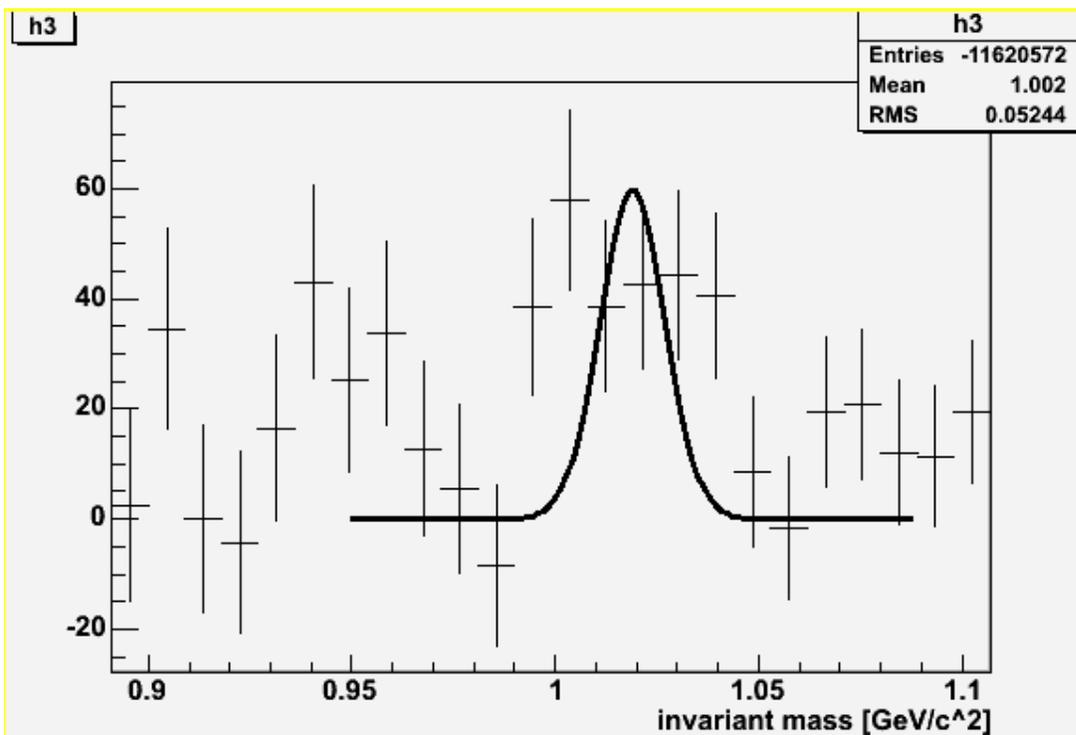


図 4.1.9 衝突中心度 40% ~ 94%において、電子・陽電子対から再構成された不変質量分布からイベントミキシング法を用いて見積もった無相関な成分を差し引いた不変質量分布。

4.2 中間子の検出量の衝突関与数依存性

今回の求めた不変質量分布や検出量を用いて、直接、質量・質量幅・崩壊比について議論することは難しい。しかしながら、衝突関与核子数が大きい時に検出量が激減したとすれば、それはナイーブにはカイラル対称性の回復による効果であると言えるであろう。なぜならば今回は不変質量分布の平均値から $\pm 24\text{MeV}$ の範囲における 中間子の数を検出量としているからである。そこで検出量と衝突関与核子数依存性を求めた。表 4.2.1 は衝突中心度と衝突関与核子数との対応表である。

衝突中心度	衝突関与核子数 (Npart)
0% - 94%	109
0% - 20%	280
20% - 40%	140
40% - 94%	39

表 4.2.1 衝突中心度と衝突関与核子数の対応表。

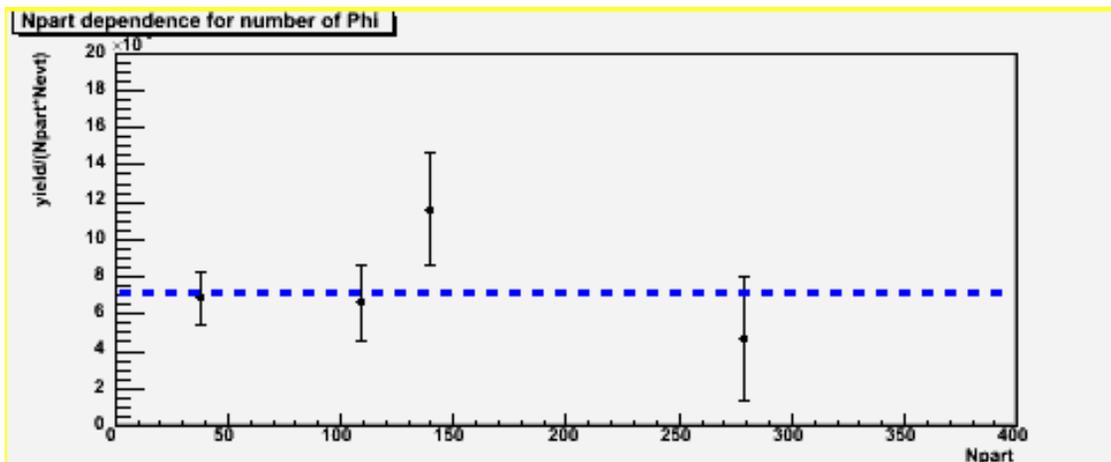


図 4.2.1 検出量の衝突核子数依存性。横軸が衝突関与核子数、縦軸が 中間子の検出量 / (衝突関与核子数 × 衝突イベント数) である。

図 4.2.1 によれば検出量が衝突関与核子数に比例していることがわかる。このことから、検出量に関しては、カイラル対称性回復に伴う顕著な効果は見られないように思われる。

第5章 結論と考察

RHIC 加速器による核子対当たり重心系エネルギー200GeV の Au + Au 衝突実験における電子・陽電子崩壊モードの低質量ベクトル中間子測定の高難は、衝突による生成粒子が非常に多く背景事象が膨大であるということ、また電子・陽電子対への分岐比が 10^{-4} と僅かであるということからシグナル対ノイズ比が非常に小さくなるということであった。こうした事情の中で本研究では RICH 検出器を用いてチェレンコフリングの形による電子・陽電子の選別や 中間子との誤認を回避する為のリングシェアリングの除去を行い電子・陽電子の純度を上げた。また、こうして選択された電子・陽電子から不変質量を正しく再構成するために DC の飛跡についてもマッチングの補正やゴーストトラックの除去を行った。さらに、なお残る無相関な不変質量分布をイベントミキシング法により差し引き、 中間子の同定に成功した。その結果、衝突中心度毎に 中間子の検出量を見積もることができた。またその検出量が衝突関与核子数に比例することが分かった。

ここで、第一章で述べた動機に立ち返ると本研究の目的は QGP 相転移付近でのカイラル対称性回復現象を捉えるということであった。そしてその為には同定したベクトル中間子に関して

- 1) 不変質量分布の平均値が変化する
- 2) 不変質量分布のピークの幅が変化する
- 3) 崩壊比が変化する

の三点のうちいずれかが起きているかどうかを調査することであった。

1) 2) については統計が少ないために不変質量分布の形について言及するのは困難であるように思える。

3) については今後、検出効率の補正を行い、今回求めた検出量を崩壊幅に直すことによって議論することが可能になると思われる。今後の課題としてはシミュレーションにより検出効率を見積もり、電子・陽電子対崩壊モードの 中間子の崩壊幅を求めることが必要であろう。さらに、 中間子の異なる崩壊モードの崩壊幅を求めることによって崩壊比についての議論が可能になるだろう。

第6章 謝辞

本研究を行うにあたり、数多くの助言及びご指導を頂きました杉立先生・志垣先生・本間先生に感謝したいと思います。また、解析を行う際に有用な助言を頂きました筑波大学の金野さん、岡さん、東京大学の梶原さん、同研究室の中村さん有難うございました。そして、解析全般にわたりご指導くださった同研究室の槌本さんには心より感謝しております。最後に同研究室の皆様、米国ブルックヘブン研究所の皆様に感謝の言葉を贈ります。有難うございました。

付録 A 重イオン衝突実験の力学

A.1 自然単位系

RHIC エネルギーのような相対論的高エネルギー実験では、プランク定数や光速がしばしば現れるのでこれらを基準単位とした自然単位系が良く使われる。つまり

$$c = \hbar = 1$$

である。さらにエネルギーの単位を与えれば単位系は完全に定義される。

エネルギーの単位としては GeV や MeV が採用される。

この時、質量・長さ・時間は自然体系では以下のように表される。

質量：GeV

長さ：GeV⁻¹

時間：GeV⁻¹

A.2 重心系衝突エネルギー

衝突させる 2 粒子の 4 次元運動量

$$p_1^\mu = (E_1, \vec{p}_1), \quad p_2^\mu = (E_2, \vec{p}_2)$$

を用いて、重心系衝突エネルギーを

$$\sqrt{s} = \sqrt{(p_1 + p_2)^\mu \cdot (p_1 + p_2)_\mu} = \sqrt{m_1^2 + 2E_1E_2 - 2\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2 + m_2^2}$$

と定義する。

この値はローレンツ変換に対して不変であるので重心系衝突実験と固定標的実験との間で衝突エネルギーを比較することが出来る。度々出てくる核子対あたり重心系エネルギー 200GeV というのは以上の定義に従って求めた値である。

A.3 ラピディティ

ある座標系 L での時空座標 (x_0, x_1, x_2, x_3) を、 $x_0=0$ で系 L に一致し、 x_1 方向に速度 v で動いている座標系 $L'(x'_0, x'_1, x'_2, x'_3)$ にローレンツ変換すると

$$x'_0 = \gamma(x_0 - \beta x_1)$$

$$x'_1 = \gamma(x_1 - \beta x_0)$$

$$x'_2 = x_2$$

$$x'_3 = x_3$$

ここで、

$$\beta = \frac{v}{c}, \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \text{ である。}$$

となる。系 L' において速度 β' で運動するものを系 L で見たとき、 β'' となるものとし、上のローレンツ変換の逆変換を行なうと

$$\beta'' = \frac{\beta + \beta'}{1 + \beta\beta'}$$

となる。このように速度はローレンツ変換に対して不変でもなければ、加算的でもない。

そこでラピディティという量を

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1+\beta}{1-\beta} \right)$$

と定義すると y の変換式は

$$\begin{aligned} y'' &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1+\beta''}{1-\beta''} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1+(\beta+\beta')/1+\beta\beta'}{1-(\beta+\beta')/1+\beta\beta'} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{(1+\beta)(1+\beta')}{(1-\beta)(1-\beta')} \right) \\ &= y + y' \end{aligned}$$

となり、ラピディティはローレンツ変換に対して加算的な量であるので、扱いやすい。
また、運動量が質量に対して十分に大きい時、ラピディティは近似的に次の擬ラピディティで表すことが出来る。

高エネルギー衝突実験では、ビーム軸に対する粒子の放射角を θ とおくと各粒子について $E = p, p_{\parallel} = pc \cos \theta$ であるので、擬ラピディティは

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1+\beta}{1-\beta} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E+p_{\parallel}}{E-p_{\parallel}} \right) \\ &\approx \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1+\cos \theta}{1-\cos \theta} \right) = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) \end{aligned}$$

となる。

参考文献

- [1] 鈴木謙,板橋健太,比連崎悟,早野龍吾,「パイ中間子原子で探るハドロン質量の起源」
日本物理学界誌 Vol.60,No.1,2005
- [2] K.Rajagopal, “The Phases of QCD in Heavy Ion Collisions and Compact Stars”,
Acta Phys.Polon. B31(2000)3021
- [3] A.Enokizono, “Space-time evolution of hot and dense matter probed by Bose-Einstein
correlation in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV”,
Hiroshima university doctor thesis (2004)
- [4] 岡暢哉 「RHIC-PHENIX 実験における飛行時間測定法を用いた荷電ハドロン識別の拡張」平成 16 年度筑波大学修士論文
- [5] 秋葉康之,浜垣秀樹,「RHIC での高エネルギー原子核衝突実験の幕開け」
日本物理学界誌 Vol.59,No.5,2004
- [6] K.Adcox et al.(PHENIX collaboration),
“Formation and dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC:Experimental
evaluation by the PHENIX collaboration”, nucl-ex/0410003 v3 25 Mar 2005
- [7] R.Rapp and J.Wambach, “Chiral Symmetry Restoration and Dileptons in Relativistic Heavy
Ion Collisions”, Adv.Nucl.Phys.25 (2000)
- [8] 秋葉康之,「RHIC と PHENIX 実験」, 2000 年 6 月 26 日
- [9] T.matsui and H.Satz, “J/ψ suppression by quark-gluon plasma formation”, Phys.Lett. B178
(1986) 416
- [10] 保坂淳, “Chiral Symmetry in Hadron Physics” 原子核三者若手夏の学校 2002 講義ノート
- [11] <http://www.collider.bnl.gov/images/ring.jpg>
- [12] <http://www.phenix.bnl.gov/WWW/figures/jpg/9703phnx1.jpg>
- [13] K. Adcox et al. (PHENIX collaboration), “PHENIX detector overview”, NIM A499 469-479
(2003)
- [14] http://www.phenix.bnl.gov/WWW/run/drawing/Phenix_2004.jpg
- [15] K. Adcox et al. (PHENIX collaboration), “PHENIX central arm tracking detectors”, NIM A499
489-507 (2003)
- [16] http://www.phenix.bnl.gov/phenix/WWW/tracking/dc/dch_focus.ppt
- [17] <http://www.phenix.bnl.gov/phenix/WWW/tracking/pc/PadC-44.JPG>
- [18] <http://www.phenix.bnl.gov/phenix/WWW/tracking/pc/pixel2.gif>
- [19] http://www.phenix.bnl.gov/phenix/WWW/tracking/pc3_photos/

p1010007.jpg

[20] M. Aizawa et al. (PHENIX collaboration), “PHENIX central arm particle I.D. detectors”, NIM A499 508-520 (2003)

[21] http://phenix.cns.s.u-tokyo.ac.jp/rich/photos/assembly_30.jpg

[22] http://phenix.cns.s.u-tokyo.ac.jp/rich/photos/assembly_03.jpg

[23] http://phenix.cns.s.u-tokyo.ac.jp/rich/photos/assembly_15.jpg

[24] Y. Akiba et al. (PHENIX collaboration), “Ring imaging Cherenkov detector of PHENIX experiment at RHIC”, NIM A433 143-148 (1999)

[25] <http://www.phenix.bnl.gov/WWW/run/03/focus/talks/emc/index.html>

[26] <http://www.phenix.bnl.gov/WWW/publish/goto/photo/EMCal-c03.jpg>

[27] <http://www.phenix.bnl.gov/~buschin/integration/pictures/DSC00208.JPG>

[28] L. Aphecetche et al. (PHENIX collaboration), “The PHENIX calorimeter”, NIM A499 521-536 (2003)

[29] http://www.phenix.bnl.gov/WWW/run/drawing/PHNX_Magnet_+_+_lines.jpg

[30] S.H. Aronson et al., “PHENIX magnet system”, NIM A499 480-488 (2003)

[31] <http://www.hepl.hiroshima-u.ac.jp/hadron/phx/fotolib/detector/970715b.jpg>

[32] http://www.phenix.bnl.gov/WWW/run/04/focus/talks/zdc/zdc_talk_files/frame.htm

[33] M. Allen et al. (PHENIX collaboration), “PHENIX inner detectors” NIM , A499 549-559 (2003)

[34] T. Gunji et al., “Analysis Note of J/ψ e^+e^- in Run4 Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV”, PHENIX ana420

[35] <http://www.phenix.bnl.gov/WWW/run/03/focus/talks/bbc/bbcFocus.html>

[36] 植本裕二 「重心系エネルギー200GeVの陽子・陽子衝突実験における中間子生成」平成15年度広島大学修士論文

[37] A. Kozlov et al., “Run4 Au+Au e^+e^- ”, PHENIX ana414

[38] K. Ozawa et al., “ ρ and ω meson production at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV in Run4 Au+Au collisions”, PHENIX ana411