PHENIX実験におけるハドロン測定のためのコンピューター・シミュレーション

清道 明男

筑波大学大学院博士課程
物理学研究科修士論文

平成10年1月

概要

米国のブルックヘブン国立研究所（BNL）において建設中の衝突型高エネルギー重イオン加速器（RHIC）ではクォーク・グルーオンプラズマ（QGP）の探索を目的としたPHENIXと呼ばれる実験が行われる。我々はPHENIX実験においてハドロン測定のための飛行時間測定器（TOF:Time-of-Flight）の開発、製作を担当している。

π中間子、K中間子、陽子などのハドロンの測定は、重イオン衝突の反応機構の解明やQGP生成の信号として重要である。PHENIX実験においては多種多様な検出器が用意され、各種の検出器とそれに付随する構造体などの物質が密接に配置される。飛行時間測定器もトラッキングチェンバーと鉛ガラス電磁カロリメーターの間に設置される。このような環境の下で、TOFにおけるバックグラウンドと、トラックとTOF上のヒットの対応づけの効率を評価するために計算機シミュレーションを行った。

まず飛行時間測定器のバックグラウンドの評価を行った。特にTOFのすぐ近くにあり、密度が高く粒子の相互作用が大きい鉛ガラスカロリメーターからの影響が大きいと考えられる。TOFが鉛ガラスカロリメーターからの受けるバックグラウンドを評価するためKEK–PSにおいてテスト実験を行った。そしてバックグラウンドの原因を理解するために計算機によるシミュレーションを行った。テスト実験は、KEK–PSのT1ビームラインにおいて行われた。飛行時間測定器と鉛ガラスカロリメーターをPHENIX実験と同じ配置にし、1GeV/cの負電荷二次ビームを照射した。実験データから鉛ガラスからのバックグラウンド粒子を定量的に評価した。また、テスト実験のシミュレーションを行い、シミュレーションのパラメーターを適切に選ぶと、実験データをほぼ再現し得ることを確認した。

次に飛跡検出器により再構成された飛跡とTOF上のヒットとの対応づけについて評価を行った。飛行時間測定器の位置分解能は飛跡検出器に比べて悪いが、それを考慮しTOF上での検索範囲を設定し検出効率を見積もった。

目 次

第1章　序論

1.1　クォーク・グルーオンプラズマ

核子を構成する基本粒子はクォークとグルーオンであると考えられているが、それらは単独の粒子として観測されたことはなく、強い相互作用により核子内に閉じ込められている。宇宙は約150億年前のビックバンから始まったとされているが、この宇宙創成のきわめて初期段階に、核子や中間子の閉じ込めから解放された近似的に自由運動するクォークやグルーオンの集団、即ちクォーク・グルーオンプラズマ（**QGP**）が存在したと推定される。QGPは、エネルギー密度約1–2 GeV/fm^{3}の非常に高温高密度の状態であり、人工的には唯一高エネルギー重イオン衝突実験にて生成する可能性がある。これによりQGPを生成且つ検出することは高エネルギー原子核物理の重要な課題の一つである。

現在、米国のブルックヘブン国立研究所(BNL)のAGS加速器やヨーロッパ協同原子核研究機構(CERN)のSPS加速器ではQGP探索のための重イオン衝突実験が行われてきている。そしてBNLにおいては1999年実験開始を目標に衝突型高エネルギー重イオン加速器（RHIC）が建設されている。RHICでは核子あたり100GeVの金の原子核同士の衝突実験が可能となり、反応の中心部の数百fm^{3}の領域において、$2 \sim 6$GeV/fm^{3}ものエネルギー密度が達成されると予測されている。これは、人工的に得られた最高のエネルギー密度であるとともに、量子色力学の予測するQCD相転移に必要なエネルギー密度を十分に越えると考えられている。

重イオン衝突によるQGP生成のシナリオには次の二通りが考えられている。

Baryon Rich 高密度状態　核子あたり10GeV以下程度の重い原子核同士が正面衝突したとき、大きなエネルギー阻止能のために原子核が重なり合って停止し、バリオン密度の高い状態が生成される。この時核子の持つクォーク密度以上の高密度状態が得られればQGP相が発生したと考えられる。

BNL-AGSにおけるAu+Au（実験室系11.5 GeV/A、重心系4.8 GeV/A）の実験やCERN-SPSにおけるPb+Pb（実験室系158 GeV/A、重心系17.8 GeV/A）の実験ではこのシナリオによってQGP生成すると考えられている。

Baryon Free 高温状態　核子あたり100GeV程度の重い原子核同士の正面衝突ではエネルギー阻止能が小さいため衝突した原子核は互いにすり抜けると考えられる。しかし運動エネルギーの一部が内部エネルギーに転換されて、高温状態の火の玉を衝突中心部に作りQGPが生成されると予想されている。

RHICではこのシナリオによってQGP生成が実現すると予測されている。

1.2　QGP生成を示す信号

RHICにおける実験の中心目標は、QGPを作り出し、その性質を調べることであるが、そのためには、何をどのように測れば良いのだろうか。高エネルギー重イオン衝突で作られるQGP状態からの信号としては、様々な理論的予測があげられている。（表1.1）

QGP生成を示すと考えられている信号のなかで、次の5種類が特に重要と考えられている。

1. QGP相から大量に熱的放射される光子、仮想光子からのレプトン対の測定
2. vector中間子の質量、分岐比の変化の検出
3. QCDにおけるデバイ遮蔽効果の観測
4. 高温ハドロンガスの寿命の測定
5. ハドロンの横運動量分布の測定

QGP相から大量に熱的放射される光子、仮想光子からのレプトン対の測定　高温のプラズマ状態が生成されたことを調べる標準的方法と考えられるのが、その熱的放射の測定である。仮想光子からのレプトン対は、クォークと反クォークの対消滅から生成されることからクォークの運動状態を直接反映した測定量であり、生成された光子やレプトンは二次的散乱を起こさずに高密度反応領域を抜け出してくるので、衝突初期に達成された温度や密度に関する情報を直接得ることができる。但し、QGPからの熱的放射だけでなく、ハドロンガス中のパイ中間子対消滅過程、ベクター中間子の崩壊、Drell-Yan過程（$q+\bar{q}\rightarrow\gamma\rightarrow l+\bar{l}$）による寄与なども大きいと考えられており、いかにしてこれらのプロセスのなかからQGP成分を抽出するかが問題である。極端な増加が認められない場合には、ピークなどの構造のないスペクトルの測定なので、測定は非常に難しいと思われる。しかしながら、上述の利点から考えて重要な測定量の一つと考えられている。

vector中間子の質量、分岐比の変化の検出　高温高密度状態では、ρ,ω,ϕなどのvector中間子の質量やその幅の変化が予言されており、QGP相転移の前駆現象として重要である。ϕ中間子は、その質量がK中間子2個分の質量に接近していることから、$\mathrm{K}^{+}\mathrm{K}^{-}$への崩壊確率は$\phi$中間子の質量を敏感に反映する。$\phi$中間子の質量がK中間子2個

分を下回る場合には、K 中間子への崩壊の禁止という興味深い現象が起こる。但し、ϕ 中間子の寿命は通常考えられている QGP の寿命よりも長いので、すべての ϕ 中間子が QGP 内で崩壊するわけではないが、ϕ 中間子を K^+K^- と e^+e^- の両方のチャンネルで検出し、その分岐比を測定すれば、ϕ 中間子の質量の鋭敏なセンサーとして働くと考えられる。

QCD におけるデバイ遮蔽効果の観測 プラズマに関して良く知られた現象として、デバイ遮蔽の効果がある。これは、プラズマ中に電荷を持ち込んで静電ポテンシャルが作られても、プラズマ中の電子がそれを打ち消すように振る舞うと言うものである。この効果のために、温度と密度で決まる距離（デバイ半径）以上には静電ポテンシャルの影響が及ばなくなる。QGP の場合にも同じ効果が考えられる。デバイ遮蔽によってクォーク間の色電場が QGP 相中では遮蔽されるために、デバイ半径より大きなハドロンは壊されてしまうと考えられる。核子核子衝突において $q+\bar{q}\rightarrow c+\bar{c}$ によりチャームクォーク対 $c\bar{c}$ が発生するが、これが J/ψ 中間子の質量に等しいときはチャーモニウム J/ψ の束縛状態になる。このチャーモニウム J/ψ が QGP 中のデバイ遮蔽の効果を受けて J/ψ 中間子生成量が減少すると考えられる。

同様な効果は実は終状態相互作用等でも期待されるが、J/ψ 中間子生成量が QGP 中のデバイ遮蔽の効果による場合には、横運動量の大きな J/ψ 中間子は、速やかに QGP 領域を抜け出ると考えられるために遮蔽効果は現われない。従って、遮蔽効果の横運動量依存性を十分に測定すれば、他の効果と区別できるであろう。

高温ハドロンガスの寿命の測定 QGP 相ができた後、急激な膨張による冷却のため再びハドロンの状態にもどる。このときに大量に発生するハドロンを調べることによっても、QGP 相の様子を知ることができる。なかでも、高温ハドロンガスの寿命の測定は、重要である。もし、粒子（主にπ中間子）が、QGP 相を経て発生した場合には、そうでない場合に比べ、高温ハドロンガスの寿命が長くなると考えられるためである。測定方法として、（1）Hambury-Brown Twiss(HBT) 効果（2）vector 中間子の収量の比較の 2 通りが提案されている。HBT 効果は、同一中間子を同時に計測するときに、その量子力学的干渉のために発生源のサイズの逆数に相当する相対運動量以下で収率が増大するという効果である。HBT 効果を 3 次元的に解析すると、衝突点から外向き成分の相対運動量は時間成分に対応するので、π 中間子の発生源の寿命を測ることができる。最近注目されている寿命測定法は、vector 中間子の収量を見る方法である。高温ハドロンガス中では化学平衡が達成されていると仮定すると、寿命の短い vector 中間子（例えば、ρ 中間子）は、ハドロンガス中でつぎつぎに崩壊し、崩壊した分は化学平衡によって補充されるので、寿命の長い vector 中間子（例えば、ω 中間子）に比べてその時間積分した収量は増大すると考えられる。つまり、ベクター中間子を e^+e^- チャンネルにおいて測定すれば、高温ハドロンガスの寿命とそれぞれのベクター中間子の寿命に応じて、それらの収量比が変化すると考えられる。

ハドロンの横運動量分布の測定　π中間子、K中間子、陽子などのハドロンの測定は、QGP生成の信号として有用であるだけでなく、QGPの様々な信号を理解するうえで必要不可欠な重イオン衝突の反応機構の理解のためにも重要である。BNL-AGSやCERNの実験で観測されたストレンジネス増大効果や宇宙線実験JACEEで報告された平均横運動量増加のQGPの信号も重要と考えられる。ストレンジネス増大効果は、高温ハドロンガスにおいても、同様の効果が現われることが理解されてきたため、QGP生成を示す十分条件ではないが、必要条件としての利用価値および化学平衡の状況を知るうえで重要な測定である。ハドロンの横運動量分布の測定からは、ハドロンがどのように放出されたかを知ることができる。QGPからハドロン相に転移する際に横方向の流れが生ずると考えられており、質量の違う種々のハドロンを測定することによって、この効果がより明らかになる。クォークグルオンプラズマの検証ならびにその性質の研究のために重要な測定である。

QGP Physics Issues	Probes
Debye Screening of QCD Interactions	
• $r(\Upsilon) = 0.13$ fm $< r(\mathrm{J}/\psi) = 0.29$ fm $< r(\psi') = 0.56$ fm	
$\mathrm{J}/\psi \to \mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$ at $y \simeq 0$.	Electrons
$\mathrm{J}/\psi \to \mu^+\mu^-$ at $y \simeq 2$.	
$\psi', \Upsilon \to \mu^+\mu^-$ at $y \simeq 2$.	Muons
Chiral Symmetry Restoration	
• Mass, Width, Branching Ratio: $\phi \to \mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$, $\mathrm{K}^+\mathrm{K}^-$	Electrons
with $\Delta m \leq 5$ MeV.	Hadrons
• Baryon Susceptibility: Production of antinuclei.	
• Narrow σ-meson?	
Thermal Radiation of Hot Gas	
• Prompt γ, Prompt $\gamma^* \to \mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$.	Photons, Electrons
Deconfinement: Nature of the Phase Transition	
• First-order: Entropy Jump → Second rise in the $< p_T >$	Hadrons
spectra of π, K, p.	
• Second-order: Fluctuation $\to N(\pi^0)/N(\pi^+ + \pi^-), d^2N/d\eta d\phi$.	Hadrons, Photons
Strangeness and Charm Production	
• Production of K^+, K^-, K^0_L.	Hadrons
$\phi \to \mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$, $\mathrm{K}^+\mathrm{K}^-$ at $y \simeq 0$,	Electrons
$\phi \to \mu^+\mu^-$ at $y \simeq 2$.	Muons
D-meson: eμ coincidence.	
Jet Quenching	
• High p_T jets via eading particle spectra.	Hadrons
Space-Time Evolution	
• HBT correlations for $\pi\pi$ and KK.	Hadrons

表 1.1: Physics Issues Related to Quark-Gluon Plasma

第2章　PHENIX実験

2.1　Overview

RHICにおいてQGPの研究をする実験計画は大きなものが二つあり、PHENIX [1]と呼ばれる実験とSTAR [2]と呼ばれる実験がある。STAR計画では、大型のソレノイド電磁石中に大型TPCを組み込み、特に個々の衝突で発生するハドロン粒子すべてを観測し、事象全体を観測することを目的としている。

一方、PHENIX計画では、多種多様なQGP生成のシグナルを同時に測定することを戦略としている。アクセプタンスはSTAR計画に比べ狭くなるが、粒子識別能力に優れ、かつ、稀な現象を数多く観測可能な設計となっている。測定対象に由来して、**PHENIX**(Photon, Hadron and Electron in Nuclear Interaction eXperiment)と名付けられている。PHENIX実験の測定器のセットアップを図2.1に示す。また、表2.1はPHENIX実験で測定される物理量である。

我々はこのPHENIX計画に参加しており、ハドロンの粒子識別のための検出器として飛行時間測定器（**TOF**:Time of flight）の研究、開発を行っている。

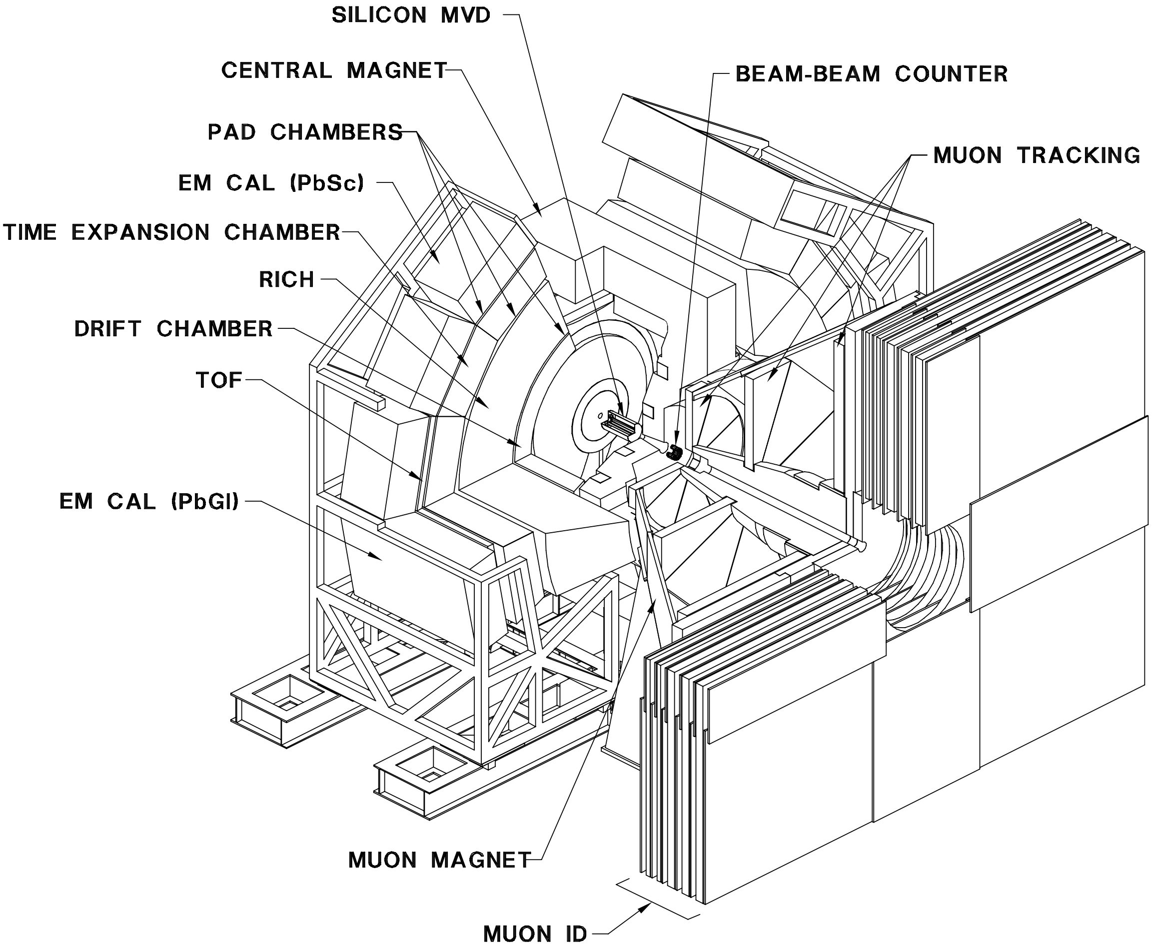

図 2.1: PHENIX detector

表 2.1: Physics Variables to be Measured by the PHENIX Experiment

Quantity to be Measured	Category*	Physics Objective
$\mathrm{e^+e^-}$, $\mu^+\mu^-$		
• $\rho \to \mu^+\mu^-/\rho \to \pi\pi$, $d\sigma/dp_\perp$	BCD	Basic dynamics (T, τ, etc.,) for a hot gas,
$\omega \to \mathrm{e^+e^-}/\omega \to \pi\pi$, $d\sigma/dp_\perp$		transverse flow, etc.
• ϕ-meson's width and $m_{\phi \to e^+e^-}$	QGP	Mass shift due to chiral transition (C.T.)
$\phi \to \mathrm{e^+e^-}/\phi \to \mathrm{K^+K^-}$	QGP	Branching ratio change due to C.T.
ϕ-meson yield ($\mathrm{e^+e^-}$)	ES	Strangeness production ($gg \to \mathrm{s\bar{s}}$)
• $\mathrm{J}/\psi \to \mathrm{e^+e^-}, \mu^+\mu^-$	QGP, QCD	Yield suppression and the distortion
$\psi' \to \mu^+\mu^-$		of p_T spectra due to Debye screening
$\Upsilon, \to \mu^+\mu^-$		in deconfinement transition (D.T.)
• $1 < m_T(l^+l^-) < 3$ GeV	ES, QGP	Thermal radiation of hot gas, and
(rate and shape)		effects of QGP
• $m_{l^+l^-} > 3$ GeV $\to \mu^+\mu^-$	QCD	A-dependence of Drell-Yan, and
	QGP	thermal $\mu^+\mu^-$
• $\sigma \to \pi\pi, \mathrm{e^+e^-}, \gamma\gamma$	QGP	Mass shift, narrow width due to C.T.
eμ coincidence		
• eμ, e($p_T > 1$ GeV/c)	QCD, QGP	$\mathrm{c\bar{c}}$ background, charm cross section
Photons		
• $0.5 < p_T < 3$ GeV/c γ	ES, QGP	Thermal radiation of hot gas, and
(rate and shape)		effect of QGP
• $p_T > 3$ GeV/c γ	QCD	A-dependence of QCD γ
• π^0, η spectroscopy	BCD	Basic dynamics of hot gas, strangeness in η
• $N(\pi^0)/N(\pi^+ + \pi^-)$ fluctuations	QGP	Isospin correlations and fluctuations
• High p_T π^0, η from jet	QGP	Reduced dE/dx of quarks in QGP
Charged Hadrons		
• p_T spectra for $\pi^\pm$, $\mathrm{K}^\pm$, p, $\bar{\mathrm{p}}$	BCD	Basic dynamics, flow, T, baryon density,
		stopping power, etc.
	QGP	Possible second rise of $< p_T >$
• $\phi \to \mathrm{K^+K^-}$	ES, QGP	Branching ratio, mass width
• K/π ratios	ES	Strangeness production
• $\pi\pi$ + KK HBT	BCD	Evolution of the collision, $R_\perp$
	QGP	Long hadronization time ($R_\mathrm{out} \gg R_\mathrm{side}$)
• Antinuclei	QGP	High baryon susceptibility due to C.T.?
• high p_T hadrons from jet	QGP	Reduced dE/dx of quarks in QGP
Global		
• N_tot (total multiplicity)	BCD	Centrality of the collision
• $dN/d\eta, d^2N/d\eta d\phi, dE_T/d\eta$	BCD	Local energy density, entropy
	QGP	Fluctuations, droplet sizes

* BCD = Basic collisions dynamics. ES = Thermodynamics at early stages.
QGP = Effect of QGP phase transition. QCD = Study of basic QCD processes.

2.2 Detector System

PHENIX実験の測定装置は大別すると、主に電子、光子、ハドロン測定のための検出器系（Central Arms）とμ粒子測定のためのミューオンスペクトロメーター（Muon Arm）、そして衝突点・衝突時間を測定するInner Detectorに分けられる。各検出器系の配置される領域を表2.2に示す。

装置の中心となる電磁石は、直径5mで間隙1.2mのH型電磁石で、その中心軸にビームを通した形状となっている（図2.2）。電磁石の中心で衝突が起こり、その周りに2つのアームが（Central Arms）配置されており、発生した電子などの荷電粒子はビーム軸方向に向いた磁場によって運動量分析がおこなわれる。

Element	θ (deg.)	η	ϕ (deg.)	$\Delta\Omega$ (sr)
Central Arms	70 - 110	-0.35 - 0.35	$\pm$(22.5 - 112.5)	1.07
Muon Arm	10 - 35	1.15 - 2.44	0 - 360	1.17
Inner Detectors	2 - 178	-4.0 - 4.0	0 - 360	$\sim 4\pi$

表2.2: Angular and Pseudorapidity Coverage of PHENIX

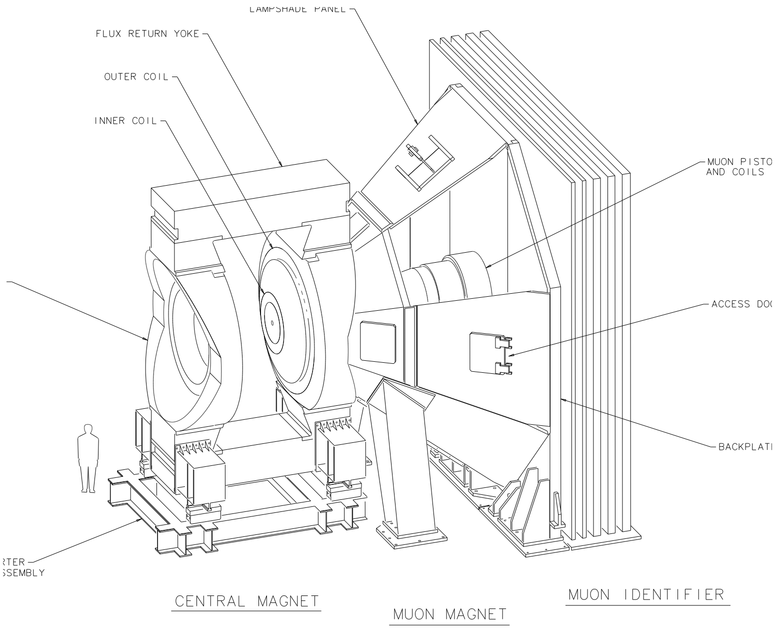

図2.2: PHENIX magnet subsystem

2.2.1 Central Arms

Central Arms は荷電粒子の飛跡再構成および運動量計算、電子・光子のエネルギー測定、そして粒子識別のための検出器で構成されている。2 アームあるが (West,East Arm)、各アームはビーム軸を z 軸とする極座標表示で、$\theta = 70^\circ - 110^\circ, d\phi = 90^\circ$ の立体角 0.94Sr のアクセプタンスをもつ。それぞれのアームはドリフトチェンバー、パッドチェンバー等の飛跡検出器、電子識別用のリングイメージチェレンコフカウンター、ハドロン識別用の飛行時間測定器 (TOF)、そして最外側に電子光子のエネルギーを測る電磁カロリメーターが配置される。衝突点から TOF までが 5m という設計になっている。

Central Arms を構成している検出器を表 2.3 に示す。

Element	Radial Space(mm)	Channel Count	Function
DC	2050–2450	10,240	Tracking and pattern recognition primarily in r-ϕ, momentum measurement.
PC1	2475–2525	15,616	Pattern recognition and tracking, primarily in z.
RICH	2575–4100	6,400	Electron identification up to $p \approx 3$ GeV/c.
PC2	4150–4210	15,232	Pattern recognition and tracking, primarily in z.
TEC	4217–4910	28,032	Pattern recognition, tracking in r-ϕ, and electron identification by dE/dx up to $p \approx 2$ GeV/c.
PC3	4910–4980	15,552	Pattern recognition and tracking, primarily in z.
TOF	5030–5180	1,056	Hadron identification, π/K up to 2.4 GeV/c.
EMCal (PbSc) (PbGl)	 5030–5930 5230–6130	 15,552 9,984	e/γ measurements by energy, shape, and timing. Electron identification below 350 MeV/c by time-of-flight and above 1 GeV/c by E-p matching. K/e separation up to 1 GeV/c by time-of-flight for dE/dx.

表 2.3: Baseline Configuration : Central Arm Detectors

Tracking System (DC,PC,TEC)

飛跡検出器は Drift Chamber (DC)、Pad Chamber (PC)、Time Expansion Chamber (TEC) の３種類で構成されている。各検出器の位置分解能を表 2.4 にあげる。

	DC	PC1	PC2	PC3	TEC
$r - \phi$ resolution	150μm	2mm	3mm	4mm	230μm
z resolution	2mm	2mm	3mm	4mm	230μm
Two track separation	<1.5mm	∼8mm	∼12mm	∼16mm	

表 2.4: Performance of Tracking Chambers

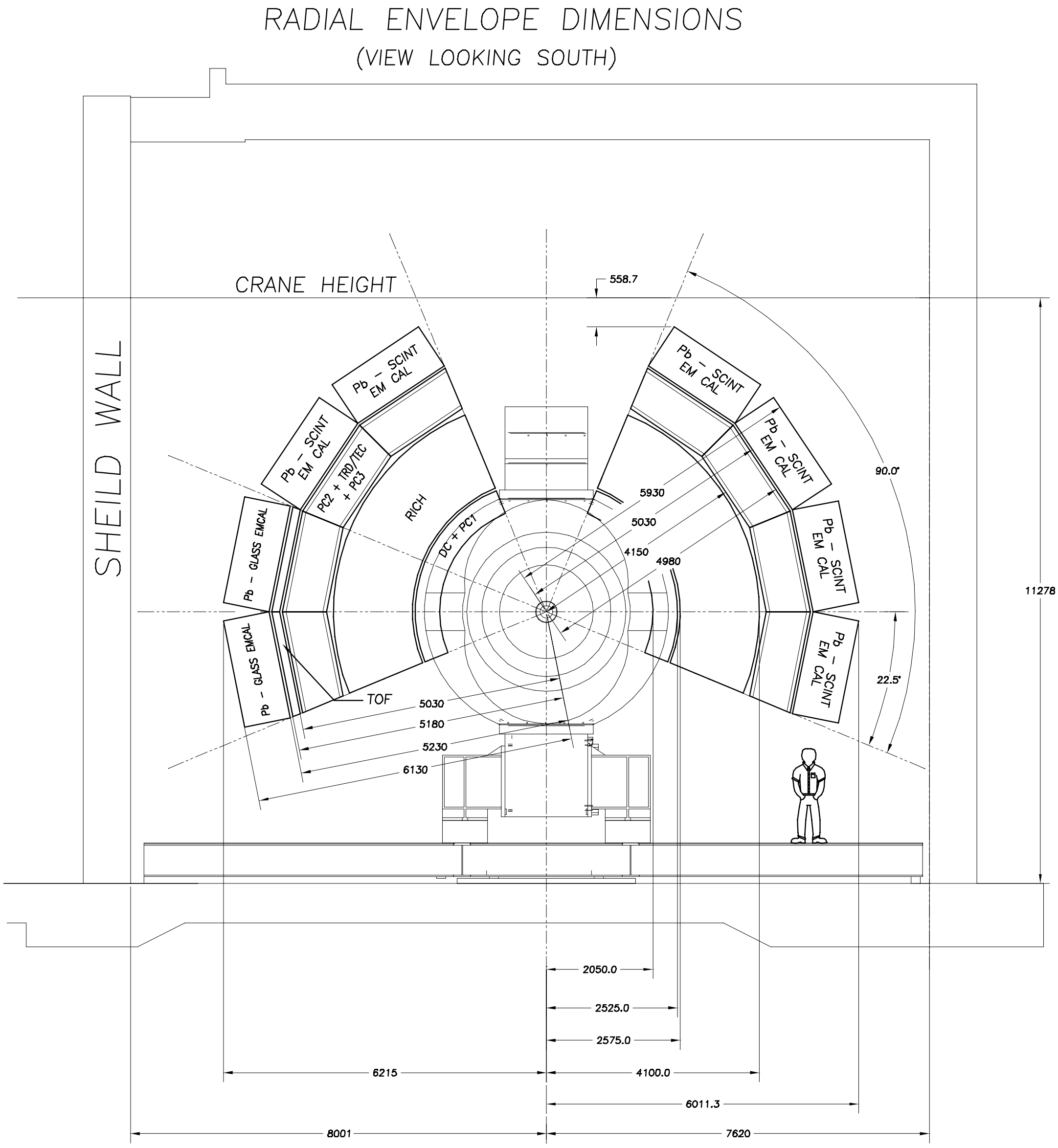

図 2.3: PHENIX Central Arms

Drift chamber (DC) Drift chamber は $r-\phi$ 方向の分解能に優れており、荷電粒子の横運動量の測定に用いられる。($\sigma_{r-\phi} \sim 150\mu$m)

Pad chamber (PC) Pad Chamber は三枚からなり、それぞれ DC と RICH の間 (PC1)、RICH と TEC の間 (PC2)、TEC と TOF の間 (PC3) に設置される。特に飛跡再構成と p_z/p_t の測定に用いられる。Pad の大きさは PC1 が 8mm、PC2 が 12mm、PC3 が 16mm となっている。

Time Expansion Chamber (TEC) Time Expansion Chamber は荷電粒子の dE/dx 測定を行い、電子とπ中間子を 250MeV/c ～ 3.0GeV/c の範囲で識別が可能である。また、位置分解能は $\sigma \sim 230\mu$m であるので、飛跡再構成のためにも用いられる。

Ring Image Cherenkov Detector (RICH)

Ring Image Cherenkov Detector (RICH) は 1 気圧のエタンもしくはメタンガス、鏡、そして 6400 本からなる光電子増倍管のアレイから構成される。ガスからのチェレンコフ光を鏡で反射し、ハドロンの影響を避けるために電磁石の影におかれた光電子増倍管アレイで検出し、チェレンコフ光のリングを認識することにより電子の識別を行う。π 中間子に対するしきい値は 4.0GeV/c であるのでほとんどハドロンに感じない。また、この RICH の位置分解能は衝突点から見て θ, ϕ ともに $\sim 1^\circ$ である。

Time-of-Flight Counter (TOF)

高時間分解能飛行時間測定器 (TOF) は PHENIX 実験におけるハドロンの粒子識別のための装置である。TOF は 1 本のシンチレーターとその両側に光電子増倍管を取りつけたシンチレーションカウンターが 96 本で 1 パネル、それが 11 パネル 1056 本より構成される (図 2.4)。TOF は衝突点から 5m の位置に置かれ、θ 方向に 40°、ϕ 方向に 45° の領域を覆う。1 つのカウンターの占める面積は約 100cm^2 で、RHIC の Au+Au 中心衝突で予想される $dN_{ch}/dy \sim 1500$ の粒子多重度のなかで占有率 (occupancy) が 10%となる。

時間分解能は約 80ps となるように設計されており、それは 4 σ の分解能を用いて π /K で 2.4GeV/c、K/p で 4GeV/c の識別能力に相当する。

Electromagnetic Calorimeter (PbSc,PbGl)

PHENIX 実験における電磁カロリメーターは、鉛とシンチレーターのサンドイッチ構造のサンプリングカロリメーター (PbSc) と、鉛ガラス製のもの (PbGl) がある。

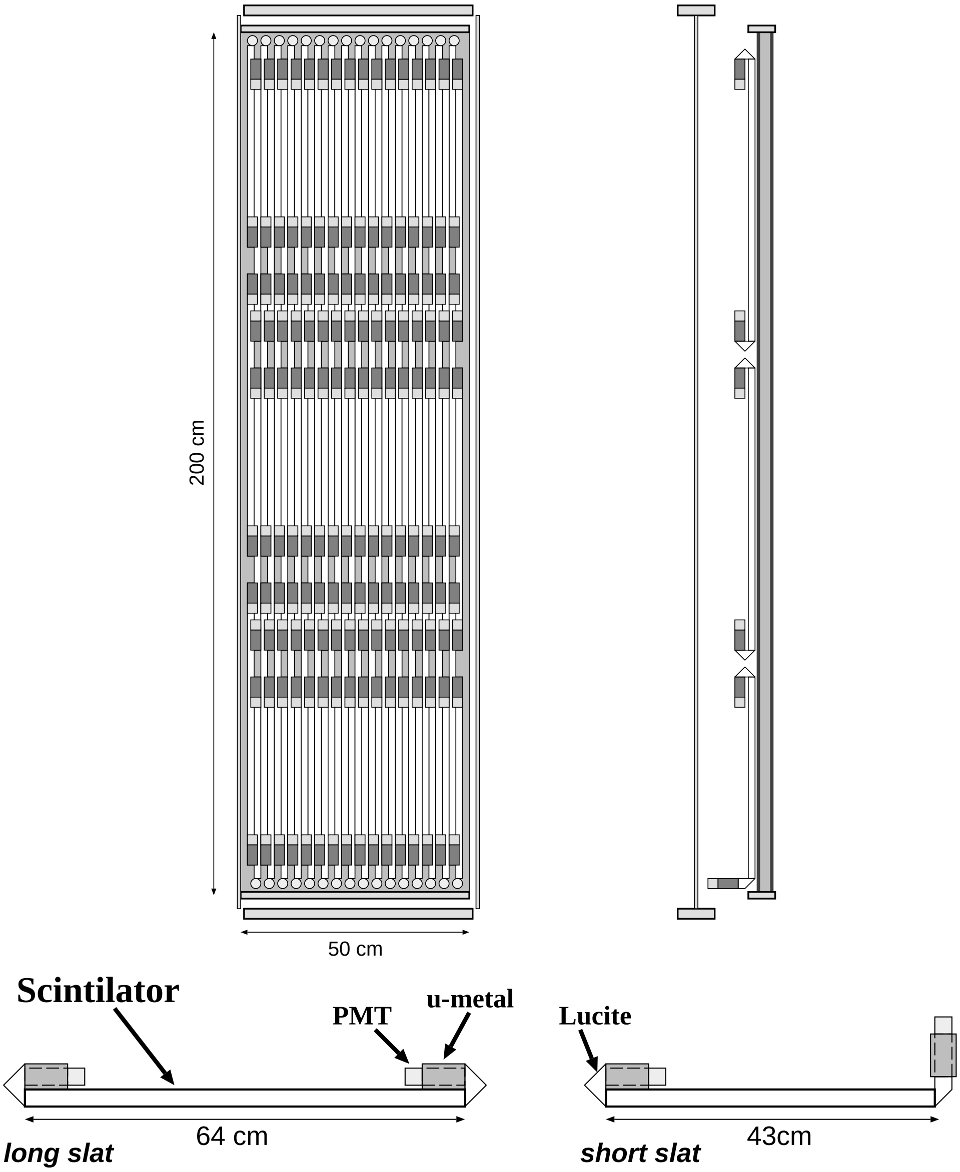

図 2.4: TOF detector

PbSc 型は ϕ 方向に $90^\circ + 45^\circ$ 、PbGl 型は 45° の領域を覆う。PbGl 型は TOF の後方に設置される。それぞれのエネルギー分解能は PbSc 型が $dE/E = 8.0\%/\sqrt{E}$、PbGl 型が $dE/E = 6.0\%/\sqrt{E}$ である。

2.2.2 Muon Arms

Muon Arm は $10^\circ \leq \theta \leq 35^\circ$ の領域に設置される。衝突点から z 軸方向に 5m の位置に、ビームパイプを囲むようにソレノイドコイルが設置され（Muon Magnet）、磁場は z 軸から放射状に外向きとなっている。

μ 粒子測定のための検出器は、3 枚の飛跡検出器 (μTr) と、6 枚の鋼鉄製の吸収体（30cm×1, 10cm×2, 20cm×3, ）とその間に設置される Streamer Tube カウンター (μID) より構成されている。

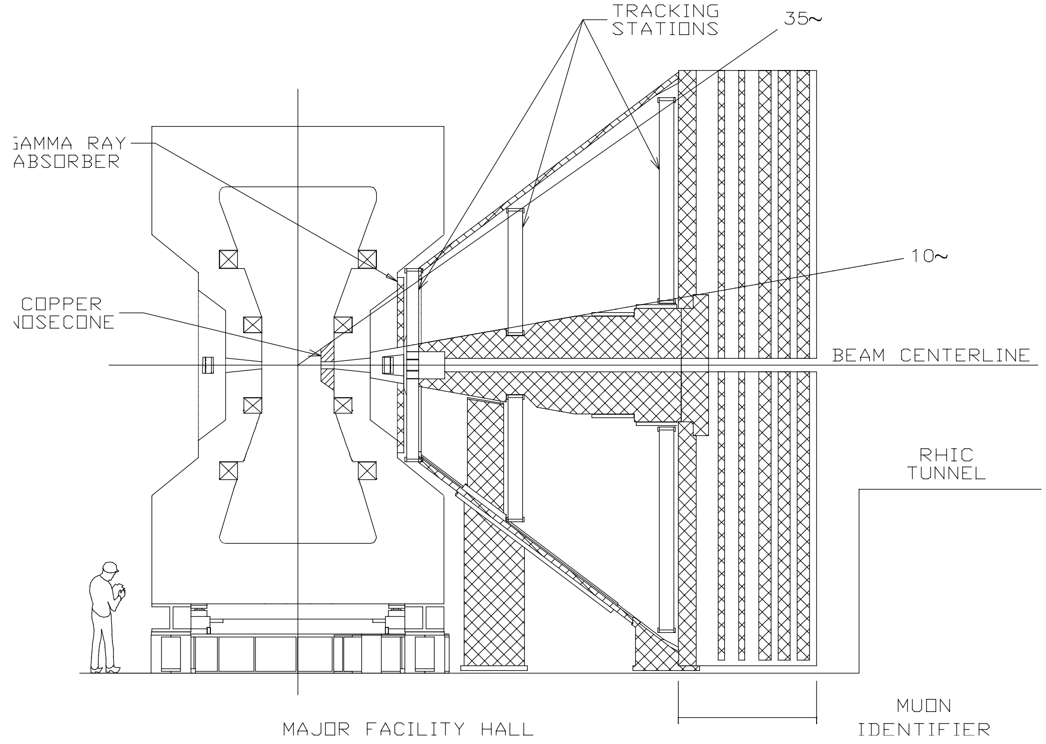

図 2.5: PHENIX Muon Arm

2.2.3 Inner Detector

Inner Detectorは衝突時間を測定するBeam Beam Counterと、衝突バーテックスおよび発生粒子多重度を測定するMultiplicity and Vertex Detectorより構成されている。

Element	Location (mm)	Channel Count	Function
MVD	$50 < r < 120$ $-350 < z < 350$	34816	Event multiplicity, multiplicity distributions, and precise vertex.
BB	$1750 < \|z\| < 2000$	128	Start time and fast vertex.

表 2.5: Baseline Configuration: Inner Detectors

Beam Beam Counter (BB)

ビーム・ビームカウンター(BBC)は、衝突のトリガーおよび飛行時間測定の開始時間を得るための検出器であり、ビーム衝突点の両側150cmの位置に置かれ、前方角度$2.1^\circ \sim 5.2^\circ$の領域を覆い、各々64個のクォーツ・チェレンコフ放射体を頭部に付けた光電子増倍管からなる。交差するビームバンチ内の加速粒子同士が衝突した際に生成する高速二次粒子を検出し、その粒子衝突が起こった時刻を70psの時間精度で測定する。

Multiplicity and Vertex Detector (MVD)

Multiplicity and Vertex Detector (MVD)は、衝突バーテックスおよび発生粒子多重度を測定する検出器であり、シリコンの半導体検出器が衝突地点を囲むように配置している。位置分解能は200μmである。

2.3 Simulation System

PHENIX 実験では前節で述べたような多種多様な検出器が用意され、各種の検出器とそれに付随する構造体などの物質が密接に配置される。このような環境の下で各検出器の応答をシミュレートし、さらに現実の実験環境における検出器の性能やバックグラウンドの影響を調べるために、コンピューターシミュレーションのプログラムが開発されている。

2.3.1 Event Generator

RHIC のような重イオン衝突のメカニズムを記述するためにRQMD [5]、HIJING [6] といった、理論モデルによる Event Generator が開発されている。

RQMD (Relativistic Quantum Molecular Dynamics) は重イオン衝突をパートン間の衝突の積み重ねとして扱うカスケードモデルである。特に AGS のエネルギー領域で実験結果と合致している。

HIJING (Heavy Ion Jet INteraction Generator) は AA Collision の記述は Glauber 理論に基づいているが、低エネルギーの衝突は標準的なストリング模型を導入し、低エネルギーから高エネルギー領域の重イオン衝突を扱える。

ここでは Event Generator として HIJING を用いた。Au+Au 100GeV の中心衝突（0 – 10%）から周辺衝突（50 – 100%）の dN/dy 分布および横運動量分布を以下に示す。（図 2.6、図 2.7）

2.3.2 PISA

PISA(PHENIX Integrated Simulation Application) は粒子の相互作用や検出器の構造をシミュレートするために高エネルギー実験で広く使われているモンテカルロ・シミュレーションコード**GEANT** [4] をベースとしたプログラム・パッケージである。各出器の構造、ジオメトリ、物質を正確に入力し、様々な物理反応をオン・オフでき、粒子の飛跡とそのエネルギー損失を出来るだけ詳細に再現するように開発されている。

2.3.3 STAF

STAF(Scientific Table-based Analysis Framework) は実験で予想される莫大な量のデータを効率よく解析するために、RHIC の実験グループ（STAR,PHENIX）で開発が進められている解析用のフレームワークである。UNIX システムの上で稼働し、解析のデータフォーマットにはＣ言語の構造体に似た「table」を使用している。ユーザーは解析コードの開発に C++、C、Fortran のプログラムが使用できる。

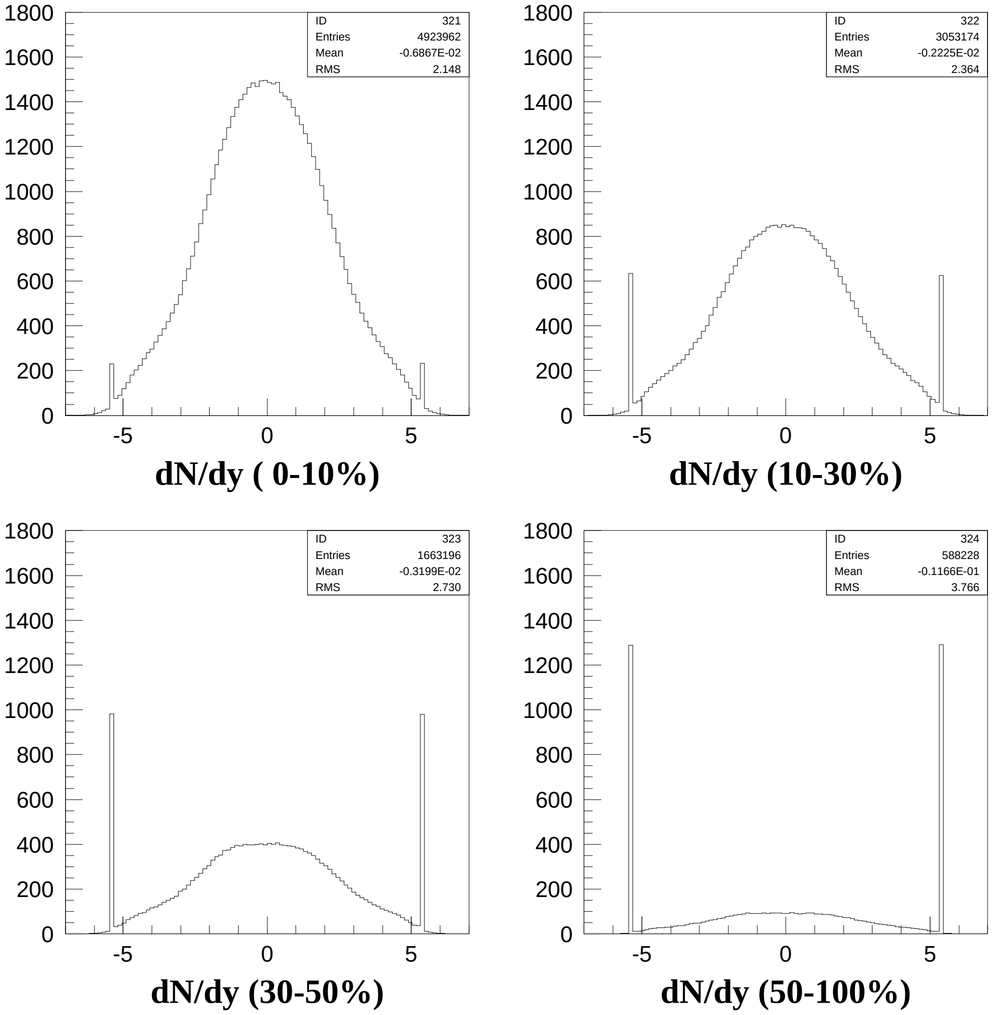

図 2.6: HIJING dN/dy distribution

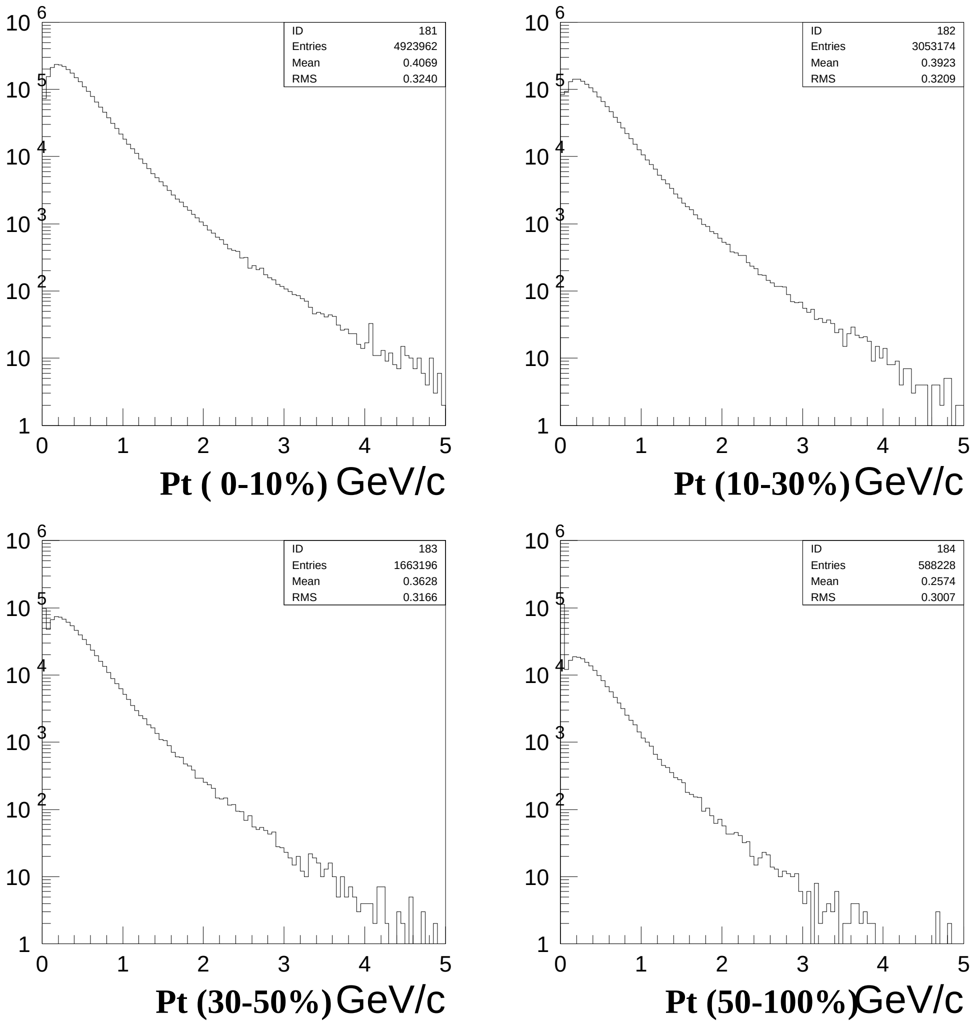

図 2.7: HIJING p_T distribution

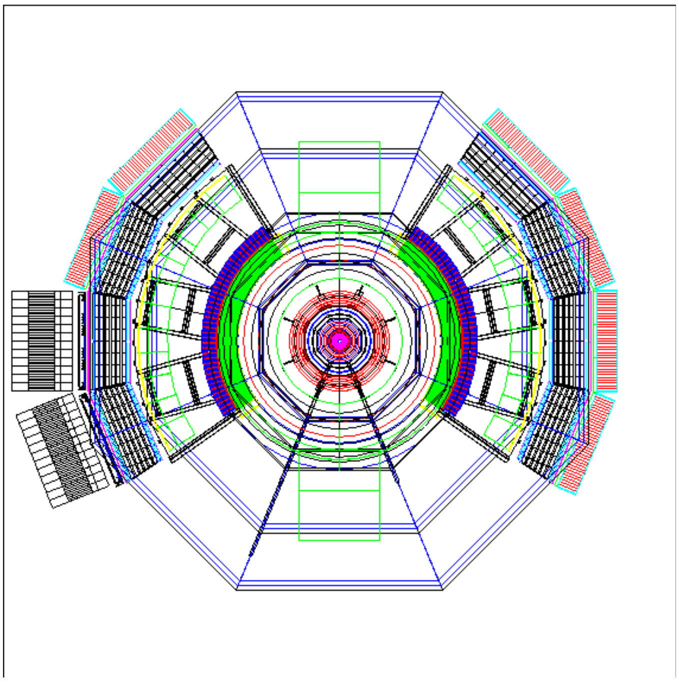

図 2.8: PISA

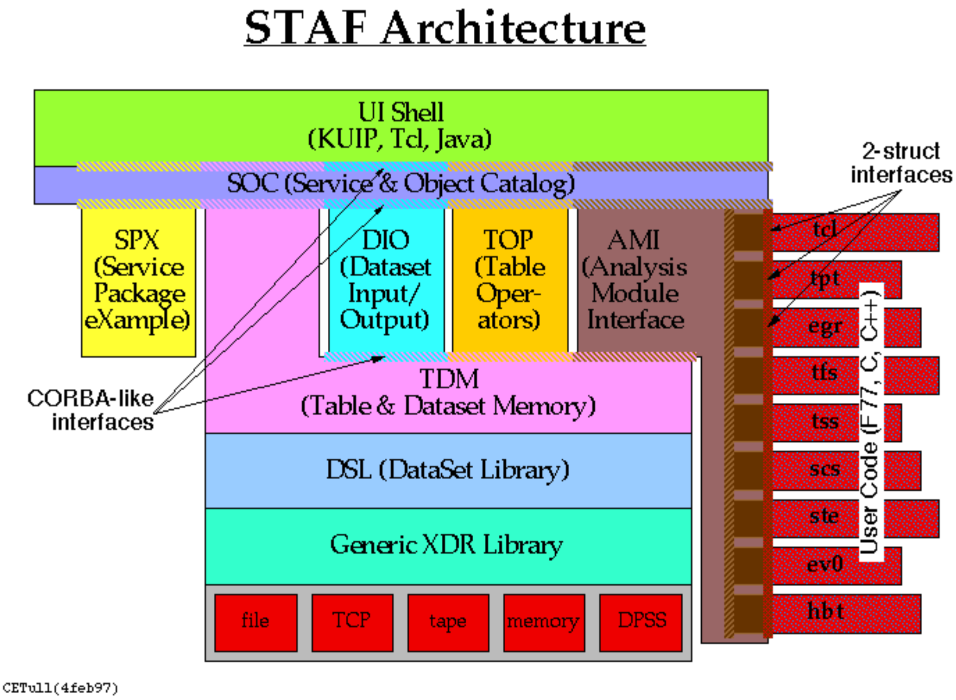

図 2.9: Block diagram of the STAF architecture for one possible configuration of ASPs and PAMs

第3章　シミュレーション

3.1 Hadron Measurement

PHENIX実験におけるハドロン測定のフローチャートを図3.1に示す。まずDrift Chamber、Pad Chamberなどの飛跡検出器より求められた飛跡より飛跡検索(Track finding)が行われる。そして磁場を用いて運動量が計算される。TOFではスタートカウンターであるBBとの時間差より飛行時間が求められる。そして飛跡検出器で再構成された飛跡とTOF上のヒットとの対応づけののち求められた運動量および飛行時間よりハドロンの粒子識別が行われる。

ハドロン測定において特にGEANTシミュレーションによる評価が重要な役割を担うのは以下の4点である。

1. 高多重度下での飛跡認識
2. 運動量計算
3. バックグラウンドの評価
4. Trackingの位置分解能

高多重度下での飛跡認識　PHENIX実験のような重イオン衝突実験では発生する粒子の数は膨大になる。RHICのAu+Au中心衝突で予想される荷電粒子数は$dN_{ch}/dy \sim 1500$であり、Central Armのアクセプタンス内には約500の荷電粒子が入射すると予想される。

このような状況下で如何に正確に飛跡再構成を行うかが重要である。

運動量計算　PHENIX実験では二つのMagnetを用いており磁場は非一様となっている。運動量計算はMagnetの磁場測定より作られた磁場マップを用いて行う。

磁場マップを用いた運動量再構成のためのコード開発が必要不可欠となる。

バックグラウンドの評価　飛行時間測定器は1イベント中に1つのカウンターあたりに2個以上の荷電粒子が入射するとその時間情報を失う。PHENIX実験ではTOFのoccupancyは10%以下という設計になっているがバックグラウンドによる影響がどの程度あるか評価する必要がある。

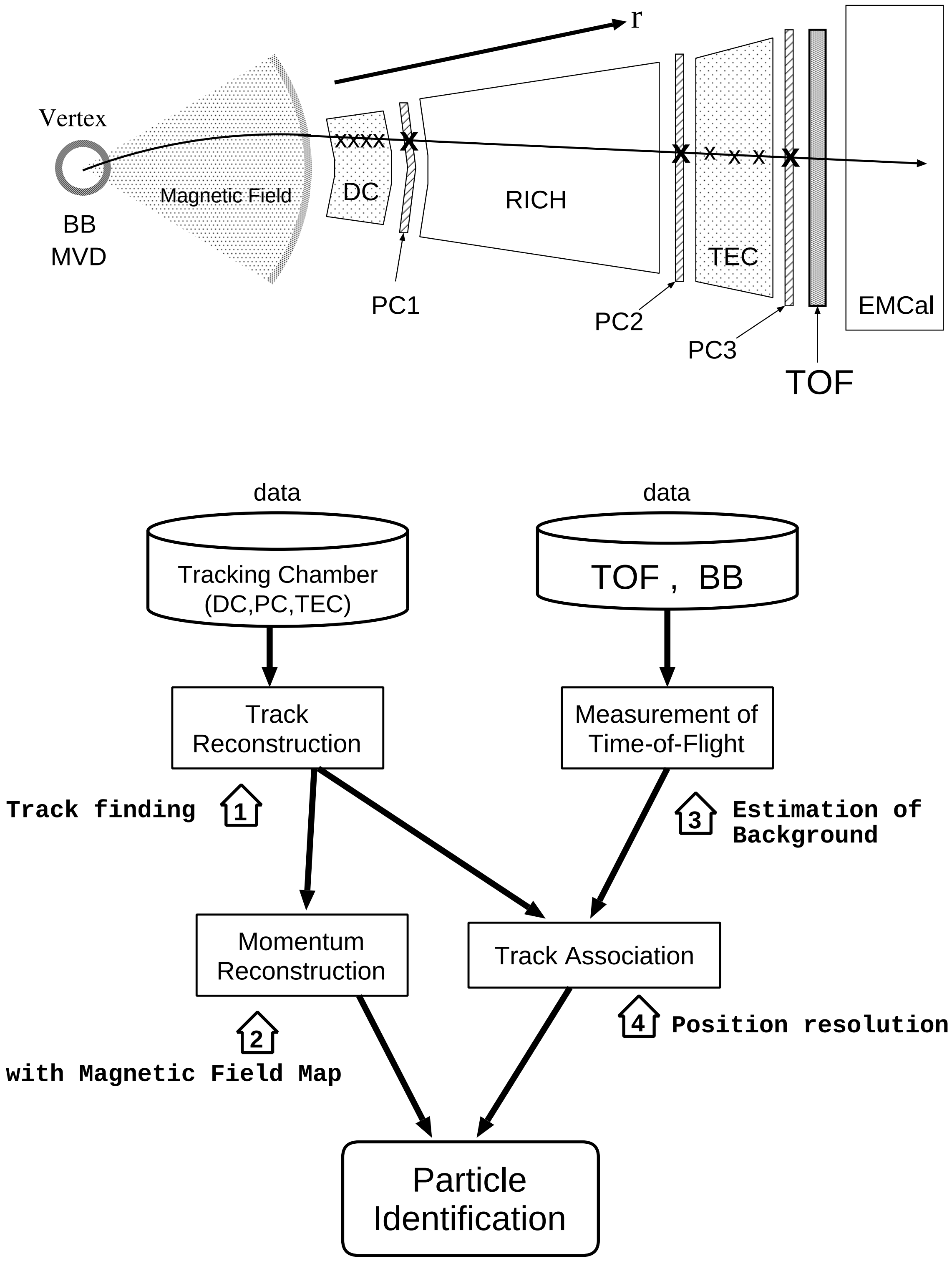

図 3.1: Hadron Measurement

TOF の受けるバックグラウンドとしては、設置距離が近くまた密度が高いため粒子の相互作用が大きい鉛ガラスカロリメーターからの影響が大きいと考えられる。

主に GeV 領域の評価に使われる GEANT が、数 MeV, 数百 keV といった領域であるバックグラウンドをどれだけ見積もれるか、調べる必要がある。

Tracking の位置分解能　TOF カウンターの位置分解能は$\sigma \sim 1.2\mathrm{cm}$ であるので Tracking Chamber の位置分解能に比べて悪い。実験では発生粒子数が多いので、TOF 上のヒット数も多くなる。Tracking Chamber により再構成された飛跡と TOF 上のヒットとの対応づけがどれだけの精度で行えるかを見積もる必要がある。

3.2 My Contribution

私はハドロン測定におけるシミュレーションで、特に飛行時間測定器に関わる部分である、TOF におけるバックグラウンド（第 4 章）と Tracking の位置分解能（第 5 章）について評価を行った。

高多重度下での飛跡認識および運動量計算については今後続けて行く予定である。

第4章　鉛ガラスカロリメーターからのバックグラウンド

4.1 Overview

PHENIX実験において飛行時間測定器 (TOF) はトラッキングチェンバーと鉛ガラスカロリメーターの間に設置されるが、TOFを突き抜けた粒子が鉛ガラスに入射した際にTOF上に荷電粒子の入射が予想される。シミュレーション等の計算によりTOFが他の検出器から受ける影響としては鉛ガラスカロリメーターからのバックグラウンドが大きいと考えられている。

飛行時間測定器の鉛ガラスからのバックグラウンドを評価するため、この二つの検出器を用い、KEK-PS二次ビームラインにおいてテスト実験を行った。また、モンテカルロ・シミュレーションとの比較を行った。

4.2 テスト実験のセットアップ

鉛ガラスカロリメーターからのバックグラウンドを測定するためのテスト実験は1996年10月にKEK-PS T1ビームラインにおいて行われた。実験のセットアップは図4.1の通りである。PHENIX実験と同等の条件を満たすため、TOFパネルは鉛ガラスより上流23cmの位置に設置した。ビーム上流からのバックグラウンドを抑えるため、コンクリートブロックとvetoカウンターを用意した。時間特性のよいReference Counterを2台スタートカウンターとして用い、2×2cmのDefining Counter、直径2cmの穴をあけた10×30cmのveto CounterのCoincidenceでトリガーを形成した。

入射粒子は$0.5 \sim 1.0$ GeV/cの負電荷二次粒子であり、主としてπ^-であると考えられる。

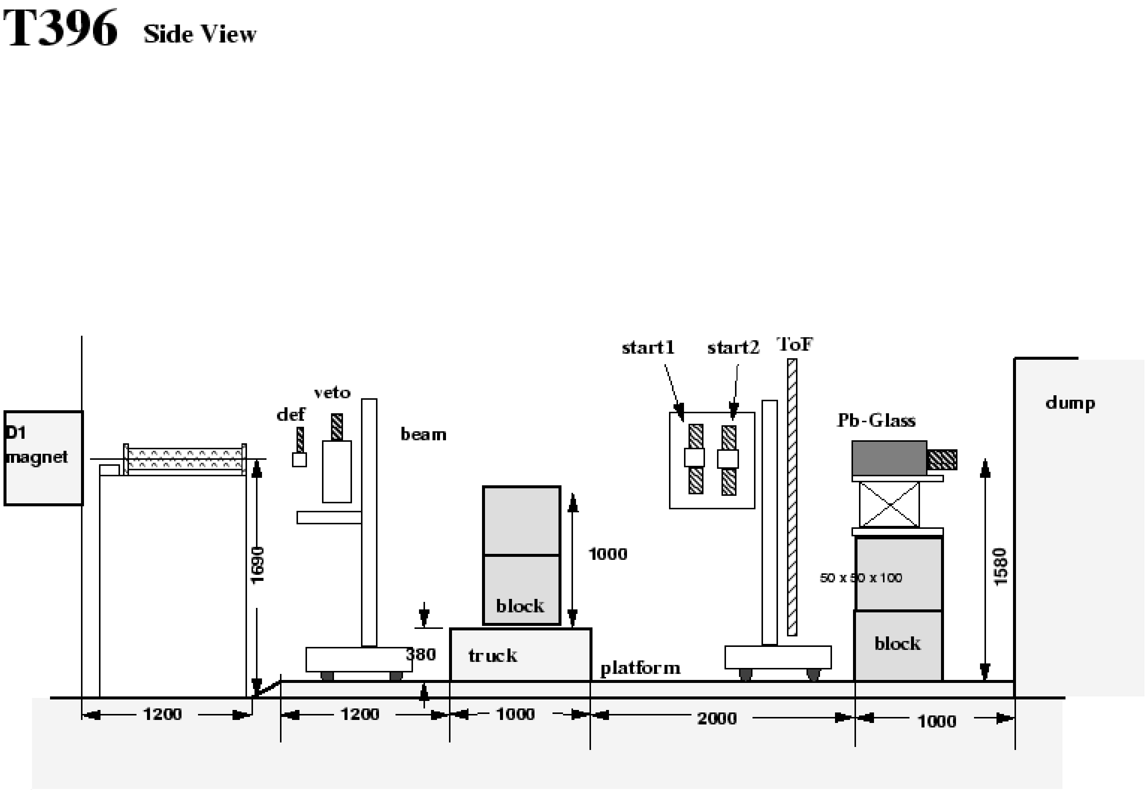

図 4.1: 実験のセットアップ

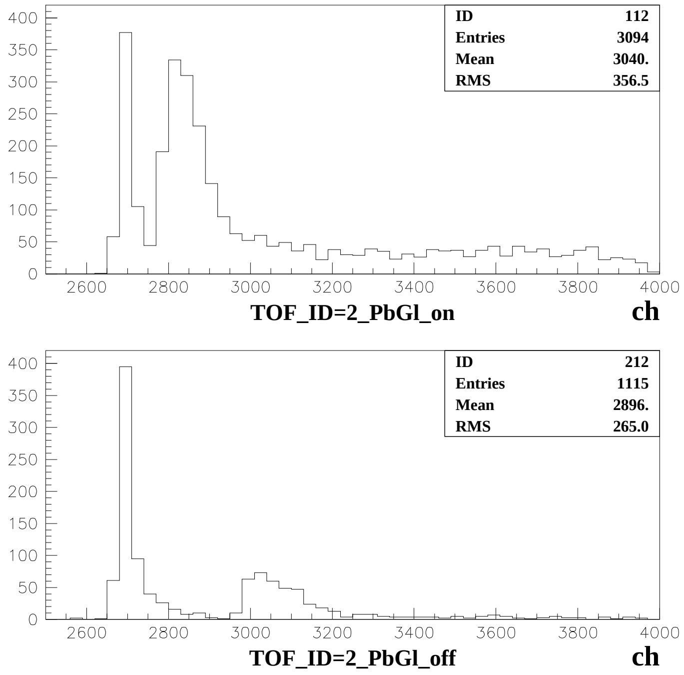

図 4.2: Time-of-Flight Distribution

4.3 実験の結果

4.3.1 Time-of-flight

バックグラウンド測定に用いたTOFカウンターの飛行時間分布を図4.2に示す。入射粒子はnegative二次粒子で1GeV/c、ビームトリガー数は10^6である。図4.2の上は鉛ガラスを設置したとき、下は鉛ガラスを外したときである。

図4.2上下の分布で、2700ch付近に見られるピーク、タイミングはビームライン上にあるTOFスラットと一致している。これは、vetoカウンター及びブロックで削除しきれなかったビーム上流からのバックグラウンドか、TOF Systemまたは直前のスタートカウンターからのバックグラウンドであると考えられる。その数はビームトリガーに対して$\sim 500/10^6$である。

図4.2上で、2750ch以降の分布は鉛ガラスからのバックグラウンドであるといえる。そのピークとビームのタイミングとを比べると約2nsであり (使用したTDCは1ch=25ps)、TOFパネルと鉛ガラスカロリメーターとの間隔を光速で往復する時間に等しい。

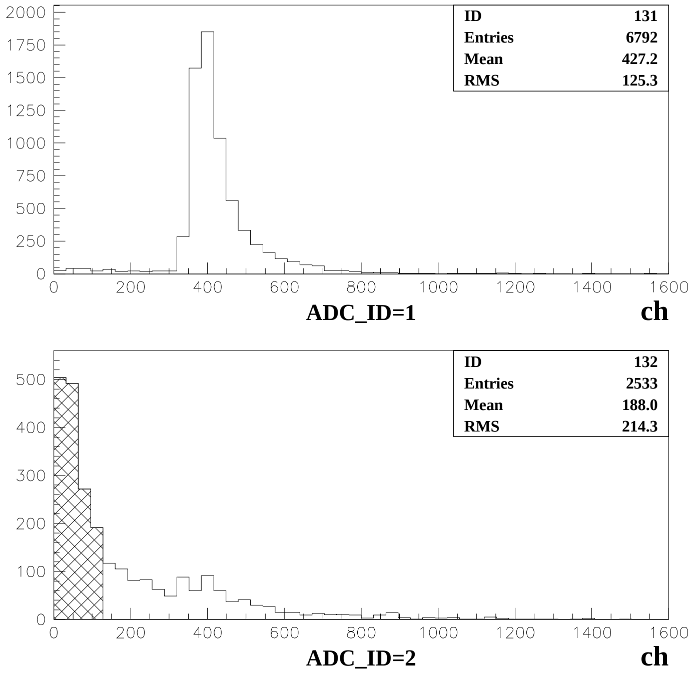

図 4.3: Energy Loss Distribution

図 4.2 下では 3000ch 付近にピークが見られるが、これは下流に設置されたビームダンプ用のコンクリートブロックからのバックグラウンドであると考えられる。ビームのタイミングとの差を見ると約 8ns であり、TOF パネルとコンクリートブロックとの間隔に等しい。

これらより、図 4.2 上の飛行時間分布において、2750ch より大きい値を鉛ガラスからのバックグラウンドとみなす。その数はビームレートに対して $\sim 0.25\%$ である。また、その分布より $\beta \sim 1$ である速いシグナルが 6 割、時間間隔が 8ns 以上の非常に遅いタイミングで入射するシグナルが 4 割あることがわかる。

4.3.2 ADC 分布

TOF カウンターの ADC 分布を図 4.3 に示す。

図 4.3 の上はビームライン上の TOF スラットの ADC 分布で、下はバックグラウンド測定に用いた TOF スラットの ADC 分布である。荷電粒子の電離損失で落とすエネルギー損失はシンチレーター 1.5cm に対して約 3MeV であるので、図 4.3 よりこの

測定のADC分布では400chが約3MeVに相当する。図4.3下のバックグラウンド測定を見ると、そのADCは3MeVより低い分布となっている。

さて、ADC分布より400chを3MeVとみなして、エネルギー損失によるカット値を試算すると表4.1のようになる。第4.4節にてモンテカルロシミュレーションによって導いた値と比較する

ADC cut value (MeV) ADC channel [ch]	ADC $<$ cut	ADC $>$ cut
1.5MeV [200ch]	1700/1000K	830/1000K
1.0MeV [140ch]	1500/1000K	1030/1000K
0.5MeV [70ch]	1050/1000K	1480/1000K

表4.1: No. of B.G.

これより、例えばシグナルによるピーク値の半分である1.5MeVのADCカットをかけた場合、鉛ガラスからのバックグラウンドはその七割は除去可能である。

4.3.3　位置分布

一つのTOFカウンターに対して上下のPMTのタイミングの差をとることにより位置の分布をみる（図4.4）。このカウンターは下図のようにビームラインより7cm–71cmの範囲を占めている。

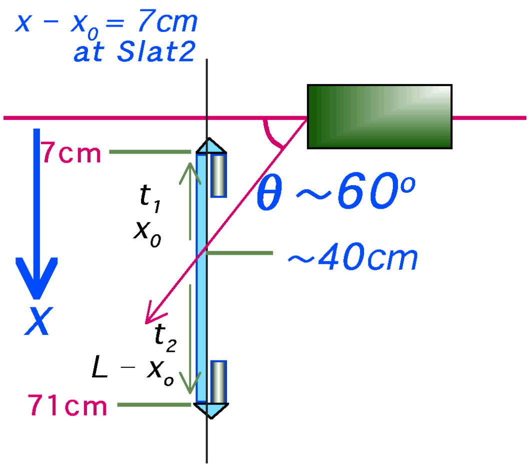

図4.4より、鉛ガラスからのバックグラウンドはビームラインに対して半径40cm内にほぼ一様な分布をしている。そこで鉛ガラスからの影響が半径40cm内に一様な

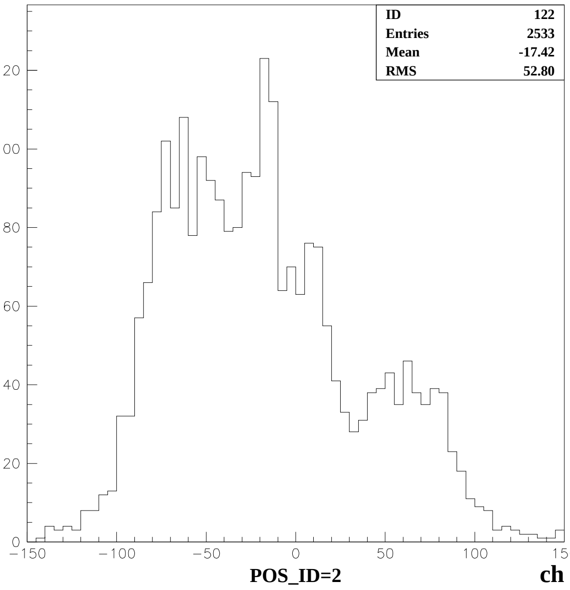

図 4.4: Position Distribution

分布をしていると仮定して、入射粒子の運動量が0.5 $\sim$ 1.0GeV/c のときのバックグラウンドの割合を評価すると表4.2のようになる。

Beam momentum	Count in TOF slat #2	within 1 slat	Within radius of 40cm (about 50 slats)
1.0 GeV/c	2500/1000K	0.25%	**14%**
0.8 GeV/c	700/350K	0.20%	**12%**
0.5 GeV/c	370/250K	0.15%	**9%**

表 4.2: Background from PbGl

これより、1GeV/cのビームが入射したとき、TOFのreal signalのまわり半径40cm内に14%の確率で鉛ガラスからのバックグラウンドが現れることがわかる。

さて、ここで得られた値をPHENIX実験の環境下で考えてみる。RHICのAu+Au中心衝突で予想される荷電粒子数は $dN_{ch}/dy \sim 1500$ であり、衝突点より5mの位置にあるTOFカウンターはこの粒子多重度のもとで占有率（occupancy）が10%と目算されている。この鉛ガラスからのバックグラウンドをエネルギー損失によるカットをせずにそのヒット数だけで試算した場合、TOFのoccupancyは10%から11%に増える程度であると考えられる。

4.4　モンテカルロ・シミュレーションとの比較

モンテカルロ・シミュレーション（GEANT）を用いて、テスト実験を計算機上に再現して評価を行った。（図4.5）GEANT上の粒子のエネルギーカットは100keVとした。

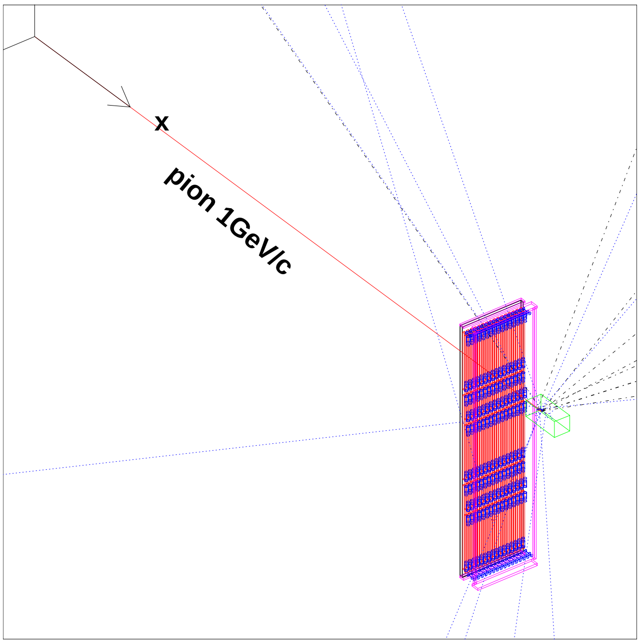

図4.5: Monte Carlo Simulation

実験との比較のため、測定で使用したスラットと同じ位置に配置されているシンチレーターにおける飛行時間分布とエネルギー損失分布を求め、そのバックグラウンドの比率を比べた。（図4.6）その数はビームレートに対して0.12%である。エネルギー損失によってそのバックグラウンドの数をみると表4.3のようになる。

ADC cut value (MeV)	ADC < cut	ADC > cut
1.5MeV	410/1000K	760/1000K
1.0MeV	350/1000K	820/1000K
0.5MeV	250/1000K	920/1000K

表4.3: Number of B.G.

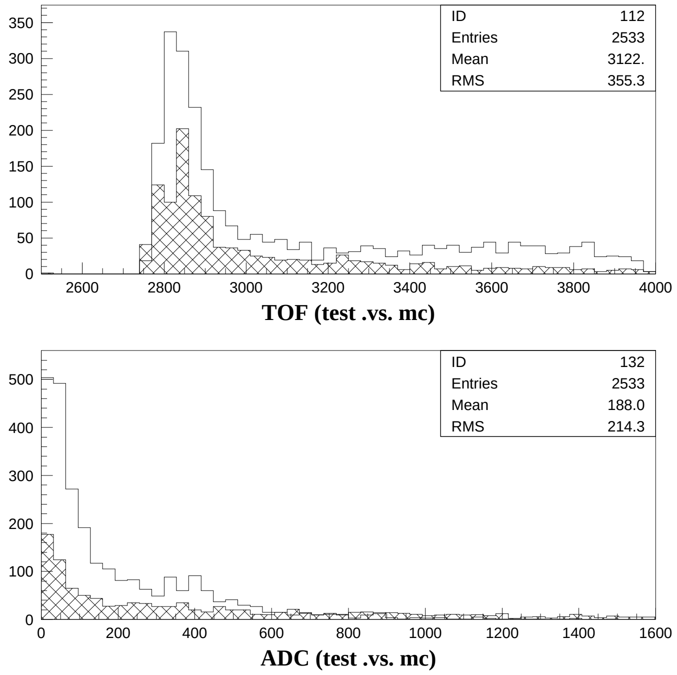

図 4.6: Test .vs. Monte Carlo

4.3.2節の表4.1と比較して、ADCのカットの値を1.5MeVとすると実験とのずれは約8%、0.5MeVとすると約35%であることがわかる。これよりADCのカットの値をを適切に選べば実験データをほぼ再現し得ることがわかる。

実際のシグナルに対するエネルギー損失は約3MeVであるので、カットの値は1.0 $\sim$ 1.5MeVでとってかまわないであろう。TOFのバックグラウンドの評価においてシミュレーションはMeV領域においては$\sim$10%、数百keVの領域でも$\sim$40%の範囲で実験とあっていることが確認できた。

また、飛行時間分布を見ると、速い成分は分布を再現しているが、遅い成分のテールは再現していない。

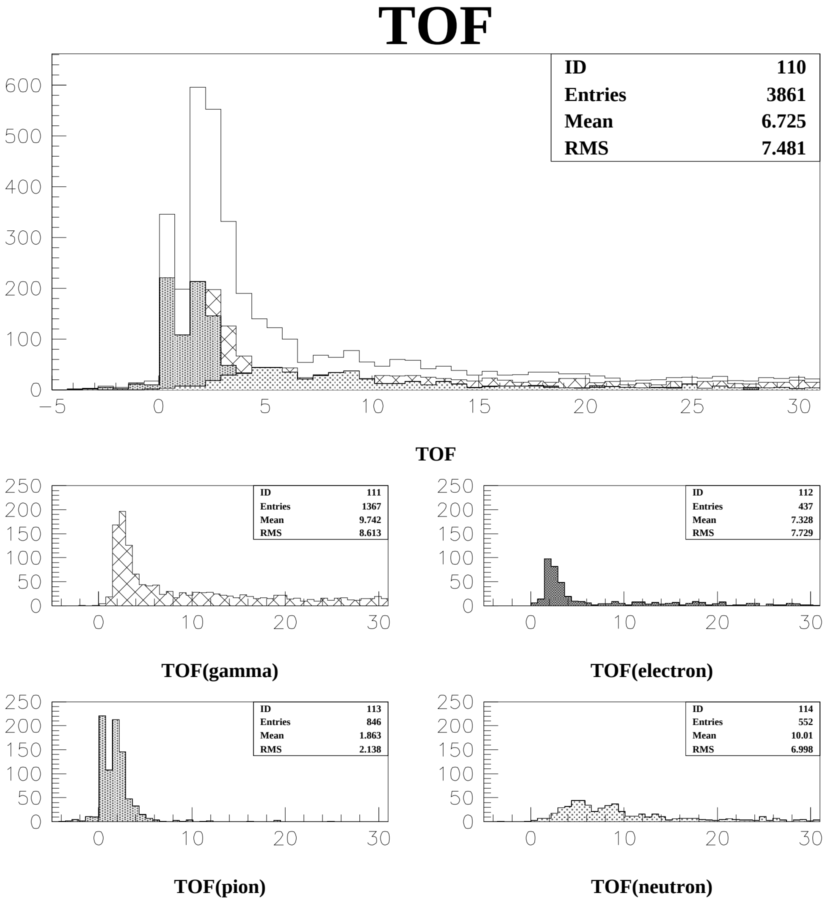

図 4.7: Time-of-flight Distribution (Monte Carlo)

さらにGEANT上で反応過程、粒子の種類を検討することによりそのバックグラウンドの原因見積もった。（表4.4）これよりバックグラウンドとしてγやeが50%を占めることが分った。

各粒子ごとの飛行時間分布とエネルギー損失分布は図4.7、図4.8の通りである。

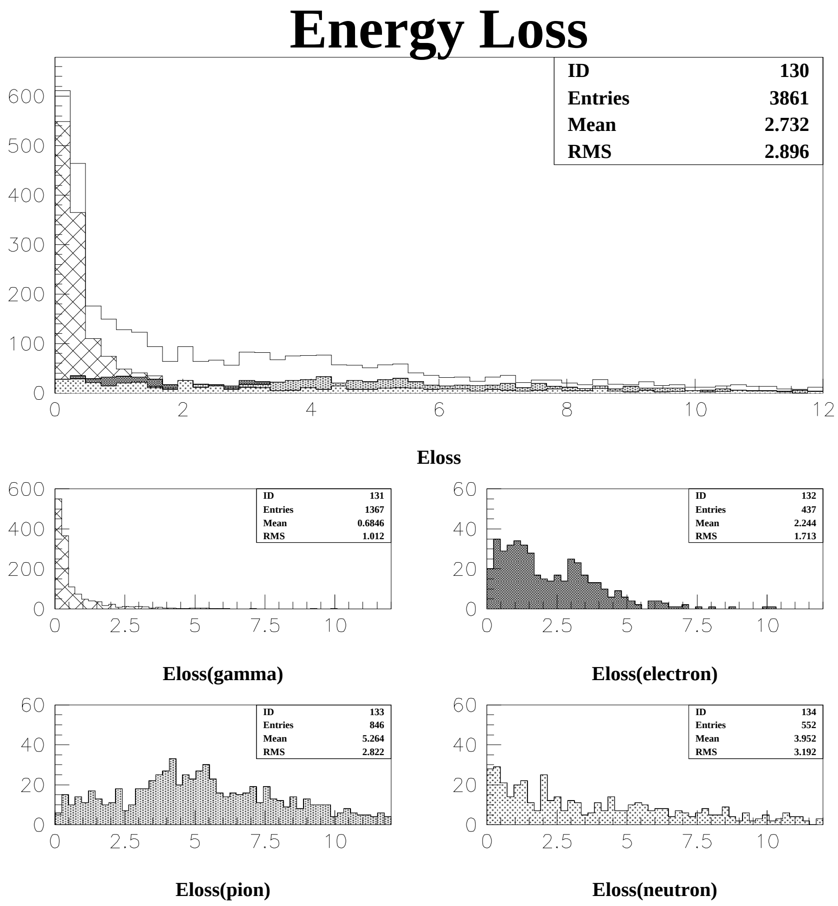

図 4.8: Energy Loss Distribution (Monte Carlo)

粒子	割合	シンチレーター内での反応の内訳
γ	35%	compton ~90%
e	12%	energy loss ~50% , stop ~30%
π	30%	energy loss ~80%
newtron	15%	inelastic scattering ~90%

表 4.4: Source of Background

第5章　Tracking による位置分解能

Tracking Chamber により再構成された飛跡と TOF 上のヒットの相関を評価した。

5.1　Setup

Event Generator は HIJING の中心衝突事象（Impact parameter b= $0.0 \sim 0.1$fm）を用いた。HIJING による発生粒子の dN/dy 分布および運動量分布は図 5.1 の通りである。

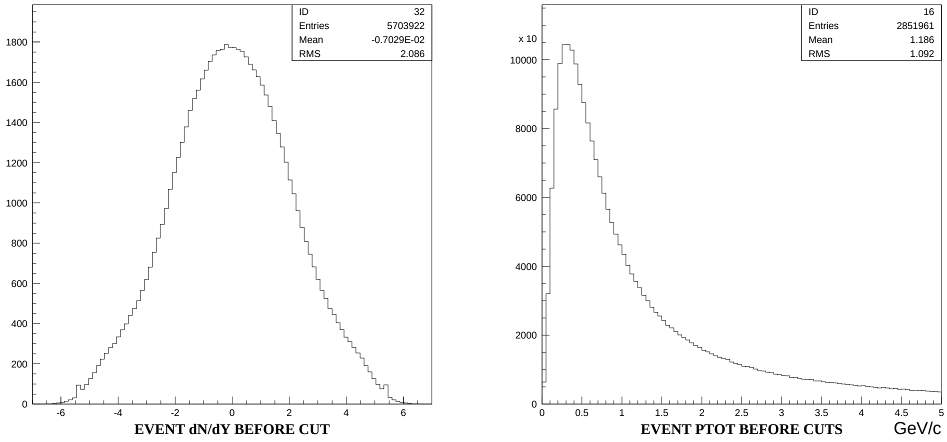

図 5.1: HIJING Event

HIJING によって得られた生成粒子分布を PISA シミュレーションの入力として使用した。PISA シミュレーションより得られた各検出器の値は STAF を用いて解析を行った。

Tracking は Drift Chamber と Pad Chamber より、正しく飛跡再構成された値を用いた。各飛跡検出器の位置分解能は表 2.4 のとおりである。TOF の位置分解能は、時間分解能 80ps より $r-\phi$ 方向に $\sigma \sim 0.5$cm、z 方向はスラットの幅 1.5cm に一様な分布とした。

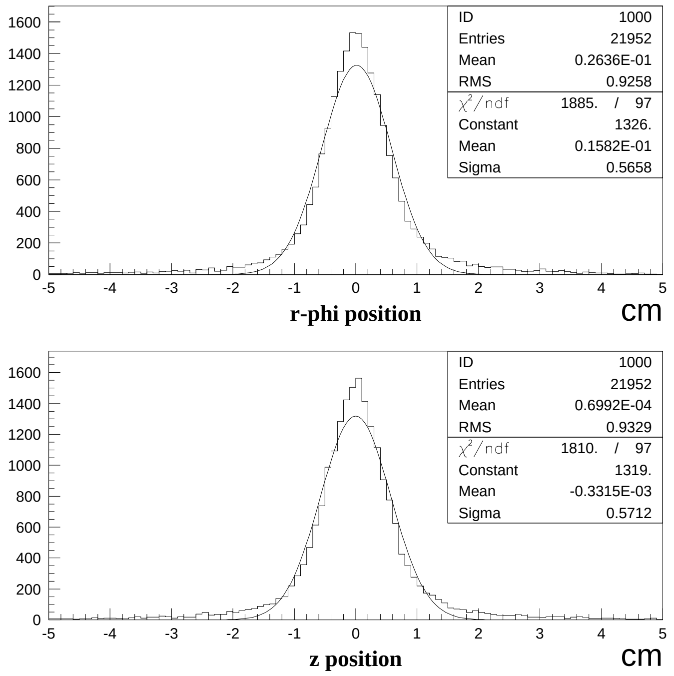

図 5.2: Tracking position resolution

5.2 結果

Tracking のみによる位置分解能を求めた。(図 5.2) TOF パネル上において、ヒットの位置とトラックを引くことによって得られた位置とを比べた。図 5.2 より $r-\phi$ 方向、z 方向ともに $\sigma \sim 0.57$cm という位置分解能が得られた。

さらに、TOF の位置分解能も加味して TOF パネル上での位置分解能を求めると図 5.3、5.4 のようになる。

$$\begin{array}{lcl} r-\phi \text{ resolution} & : & \sigma \sim 1.5\text{cm} \\ z \text{ resolution} & : & \sigma \sim 0.9\text{cm} \end{array}$$

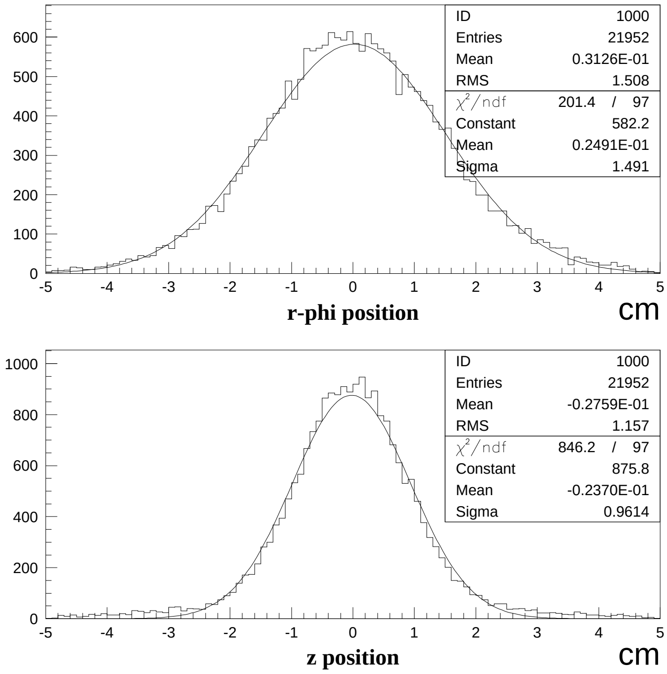

図 5.3: Tracking position resolution (with TOF)

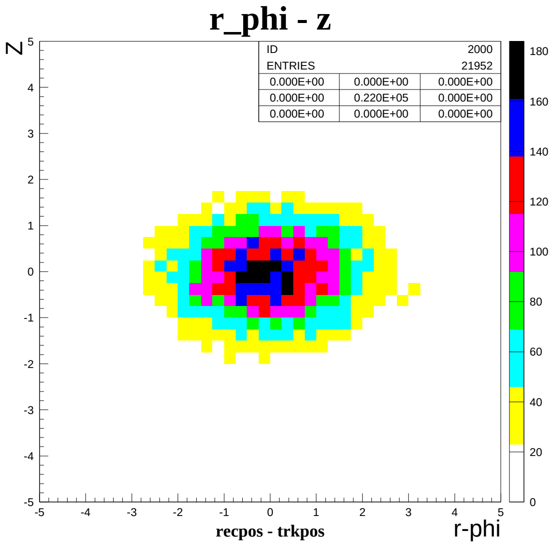

図 5.4: Tracking position resolution ($r - \phi$.vs.z)

さてこの結果から、トラックよりTOF上のヒットを検索する範囲を考える。PHENIX実験にて中心衝突の時TOFのoccupancyは10%であるので、TOF面で1個の粒子の占める面積は$\sim 1000\mathrm{cm}^2$である。

検索範囲を2σの範囲とすると面積にして$16.7\mathrm{cm}^2$、3σの範囲とすると$37.6\mathrm{cm}^2$であるので、TOFのoccupancyと比べると次のように評価できる。

検索範囲が2σの時

Real particleを検出する確率は	**95%**
Backgroundを検出する確率は	**1.7%**

検索範囲が3σの時

Real particleを検出する確率は	**99%**
Backgroundを検出する確率は	**3.8%**

第6章　まとめと今後の予定

本研究ではPHENIX実験におけるハドロン測定のためのシミュレーションを行った。

ハドロンの粒子識別を行う飛行時間測定器におけるバックグラウンドを評価するため、飛行時間測定器とそれに最も近く密度の高い鉛ガラスカロリメーターを用いてKEK–PSにおいてテスト実験を行った。そしてバックグラウンドの原因の解明のために計算機によるシミュレーションを行った。テスト実験は、KEK–PSのT1ビームラインにおいて測定を行った。飛行時間測定器と鉛ガラスカロリメーターをPHENIX実験と同じ配置にし1GeV/cの負電荷二次ビームを照射した。それにより、鉛ガラスからのバックグラウンド粒子を定量的に評価し、バックグラウンドはエネルギー損失のカットによって正規のシグナルとの判別が可能であること、飛行時間分布より非常に遅い粒子が発生していることが明らかになった。またそのバックグラウンドの量はTOFのoccupancy 10% に対して$11 \sim 12\%$ に増える程度であることが分った。

モンテカルロ·シミュレーションと実験との定量的な比較によりシミュレーションパラメーターを適切に選ぶと、実験データをほぼ再現し得ることを確認した。シンチレーターにおけるエネルギー損失で1MeV程度までならば10%の範囲で実験データを再現する。また、GEANT上で反応過程、粒子の種類を検討することによりバックグラウンドの原因は鉛ガラス内のハドロン相互作用により発生したγやeが50 %を占めることが分った。

飛跡検出器により再構成された飛跡とTOF上のヒットとの対応づけの分解能を評価した。再構成された飛跡のTOF上での位置分解能は$\sigma \sim 0.57$cmで、TOFの位置分解能も加味してTOF上での検索範囲の面積を見積もると$\sigma_{r-\phi} \sim 1.5\mathrm{cm}, \sigma_z \sim 0.9\mathrm{cm}$となる。これはTOF上の検索範囲を$2\sigma$の範囲としたときに、Real particleを検出する確率が**95%**、Backgroundを検出する確率が**1.7%**という評価になる

今後の予定
ハドロン測定で粒子識別を行うためには、さらに磁場を用いた運動量再構成の計算を行う必要がある。

1999年秋の実験開始までに運動量再構成ならびに粒子識別の評価を行っていく予定である。

謝辞

本研究を行うにあたり研究室の方々を始め多くの方々に助けていただきました。

指導教官である三明康郎教授には本研究に携わる機会を与えて頂き、また研究進行のための多くの御指導を頂きました。佐甲博之助手、西村俊二助手、栗田和好氏にはシミュレーションを行う上で多くの指導、助言を頂くとともに物理に関する議論等をして頂きました。

この場を借りてこれらの皆様に感謝の意を表します。

関連図書

[1] PHENIX Conceptual Design Report (CDR), Jan. 1993;
S.Nagamiya, Nucl. Phys. A556, 287c(1994)

[2] STAR Conceptual Design Report , Jan. 1993;

[3] A Primer for the PHENIX Simulation Codes PISA and PISORP

[4] GEANT – Detector Destription and Simulation Tool, CERN Program Library

[5] H. Sorge, H. Stocker, and W. Greiner, Ann. of Phys. **192**, (1989) 266

[6] X. N. Wang and M. Gyulassy, Comp. Phys. Comm. **83**, 307 (1994)
X. N. Wang, Phys. Rep. **280**, 287 (1997)

[7] T.Nayak, W.A.Zajc, B.Cole, Y.Miake, Hadron Physics in PHENIX, PHENIX Internal Memo (1992)

[8] Y.Miake, AIP Conference Proceedings 340. Strangeness in Hadron Matter (1995)

[9] M. Kurata et al, Nucl. Inst. and Meth. **A 349** (1994) 447-453.

[10] 原子核研究 vol.38 No.1 (1993)