

核子対当り重心系エネルギー 200GeV の  
Au+Au 原子核衝突における光子測定

広島大学理学部物理科学科  
クォーク物理学研究室  
二橋 聖弥 B044023

平成 20 年 2 月 28 日



## 要旨

クォークとグルーオンは核子内に閉じ込められている。しかし、量子色力学によると、エネルギー密度が約  $1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ 、温度が約  $170 \text{ MeV}$  以上の状態では、この閉じ込めが破れ、クォークとグルーオンは強く相互作用をせず、クォークグルーオンプラズマ状態に相転移すると予測される。そして、衝突初期に発生した直接光子を測定することで、QGP 相の温度と媒体のエネルギー密度を求めることができる。しかし、直接光子測定にはハドロン崩壊による光子が多くバックグラウンドとして存在していて、測定が困難である。その中でも  $\pi^0$  と  $\eta$  の崩壊が支配的である。

本研究では、重心系の衝突エネルギー  $200 \text{ GeV}$  まで加速させた金原子核同士の衝突実験、PHENIX 実験より  $2 \pi$  崩壊する  $\pi^0$  を不変質量分布から同定した。そして、 $\pi^0$  の横運動量の分布を用いて、モンテカルロシミュレーションより、その横運動量分布をもった  $\pi^0$  を作り、 $\pi^0$  起源の全光子を求めた。結果、PHENIX 実験で観測された全光子の中から  $\pi^0$  起源の全光子を除くことに成功した。これにより直接光子のバックグラウンドの  $80\%$  を除けたことになる。



# 目次

<b>第1章</b>	<b>序論</b>	<b>11</b>
1.1	クォーク・グルーオン・クォークグルーオンプラズマ . . . . .	11
1.2	光子とその生成過程 . . . . .	13
1.3	研究動機 . . . . .	15
<b>第2章</b>	<b>実験基礎知識</b>	<b>17</b>
2.1	RHIC 加速器 . . . . .	18
2.1.1	PHENIX 検出器の構成 . . . . .	18
2.2	電磁カロリメーター . . . . .	20
2.2.1	PbSc カロリメーター . . . . .	20
2.2.2	PbGl カロリメーター . . . . .	22
2.3	PHENIX Global Detector . . . . .	24
2.3.1	ビームビームカウンター . . . . .	24
2.3.2	零度カロリメーター . . . . .	24
2.4	衝突中心度について . . . . .	26
<b>第3章</b>	<b>解析結果</b>	<b>27</b>
3.1	real data 解析 . . . . .	27
3.1.1	データセット . . . . .	27
3.1.2	$\pi^0$ の再構成 . . . . .	28
3.1.3	全光子測定 . . . . .	32
3.2	シミュレーション解析 . . . . .	33
3.2.1	$\pi^0$ の個数の横運動量分布の再現 . . . . .	35
3.2.2	$\pi^0$ 起源の光子の横運動量分布の再現 . . . . .	36
3.3	直接光子の横運動量分布 . . . . .	40
<b>第4章</b>	<b>考察</b>	<b>45</b>
4.1	全光子から $\pi^0$ 崩壊起源の光子を引いてみて . . . . .	45
4.2	直接光子に観測に向けて . . . . .	46
4.2.1	ハドロン由来の光子によるバックグラウンド . . . . .	46

4.2.2	シングル光子の PHENIX 検出におけるアクセプタンス及び 検出効率 . . . . .	48
4.3	LHC への期待 . . . . .	49
<b>第 5 章</b>	<b>付録</b>	<b>55</b>
5.1	ラピディティ . . . . .	55
5.2	衝突エネルギー . . . . .	56
5.3	$\pi^0$ の生成断面積 . . . . .	56
5.4	誤差 . . . . .	56
5.5	データ表 . . . . .	58

# 目次

1.1	ビッグバン後の宇宙の時間と温度推移	13
1.2	衝突後の相の変化	14
1.3	WA98 実験での最終直接光子のスペクトル	16
2.1	RHIC を始めとした複合加速器	17
2.2	PHENIX 検出器の構成及び座標系	19
2.3	PbSc カロリメーター	20
2.4	PbGl カロリメーター	22
2.5	ビームビームカウンター	24
2.6	零度カロリメーター	25
2.7	Centrality	26
3.1	$\pi^0$ の再構成	29
3.2	不変質量分布	31
3.3	シングル光子の横運動量分布 ( $/500[\text{MeV}/c]$ )	32
3.4	1 イベント当たりのシングル光子の横運動量分布 ( $/100[\text{MeV}/c]$ )	33
3.5	ミニウムバイアスにおける $\pi^0$ の個数の横運動量分布のフィッティング	36
3.6	exodus で作られた $\pi^0$ の横運動量分布	37
3.7	$\pi^0$ 起源の光子の横運動量分布	38
3.8	$\pi^0$ シュミレーションの不変質量分布	39
3.9	1 event 当たりの $\pi^0$ 起源の光子の横運動量分布	40
3.10	1 イベント当たりのシングル光子の横運動量分布 ( $/500[\text{MeV}/c]$ )	41
3.11	全光子から $\pi^0$ 起源の光子を引いた残りの光子の横運動量分布	42
3.12	全光子中の $\pi^0$ 起源の光子の割合	43
4.1	理論計算より求められた直接光子のスペクトル	46
4.2	ミニウムバイアスにおける直接光子のハドロン崩壊によるバックグラウンド	47
4.3	シングル光子の PHENIX 検出器におけるアクセプタンス	48

4.4	シングル光子の PHENIX 検出器における検出効率 . . . . .	49
4.5	QGP と Hot Hadron Gas からの光子生成率の比較 . . . . .	51



# 表 目 次

1.1	クォークとレプトン . . . . .	12
2.1	PbSc カロリメーターの物理量 . . . . .	21
2.2	PbGl カロリメーターの物理量 . . . . .	22
4.1	ハドロンの生成量と崩壊率の $p_i^0$ との比 . . . . .	47
4.2	加速器比較 . . . . .	50
5.1	金金衝突におけるミニウムバイアスの $\eta$ の生成量 ([5] より引用) . . . . .	58
5.2	金金衝突におけるミニウムバイアスの $\eta$ の生成量 ([1] より引用) . . . . .	59
5.3	金金衝突におけるミニウムバイアスの $\pi^0$ の生成量 ([3] より) . . . . .	60



# 第1章 序論

## 1.1 クォーク・グルーオン・クォークグルーオンプラズマ

ハドロンは初め、ただ粒子の重さによって、バリオンとレプトンに分類されていた。今では、強い相互作用をしない粒子をレプトンと呼ぶ。

1964年、マレー・ゲルマンとジョージ・ツワイクはクォーク模型を提唱した。この考えはハドロンが、電荷数が分数で、バリオン数も分数であり、ハドロンより小さな物、クォーク、から構成されているというものである。この事実は、陽子に対しての電子による深部非弾性散乱によって、明らかにされてきた。クォークとレプトンはスピン  $1/2$  の素粒子である。クォークはバリオン数を  $\frac{1}{3}$  を持つ。レプトンはレプトン数を 1 持つ。バリオンは三つクォークで構成されているという意味である。これらのスピン  $1/2$  の粒子、フェルミオンは三つの世代に分かれている。表 1.1 に示した。

また、これらのフェルミオンと対となる反粒子がそれぞれ存在する。そしてその反粒子は対となる粒子のスピン、質量は同じであるが、電荷やバリオン数、レプトン数といった量子数は逆符号の値をとる。六種類のクォークとそれらの反粒子でハドロンを形成しており、三つのクォーク ( $qqq$ ) で構成されているものをバリオン、粒子と反粒子のペア ( $q\bar{q}$ ) で構成されているものをメソンと呼ぶ。クォーク模型では s クォーク三つで成る粒子の存在を予言し、実際  $\Lambda$  の粒子が実験的に発見された。また、パウリの排他律を満たすために、新しい量子数が導入された。新しい量子数は三つ存在し、この三つの自由度を色の三原色になぞらえてカラー電荷またはカラーと単と呼ばれる。三つのカラー、赤、青、緑のうち一つをそれぞれのクォークは持つ。実験的観測では、一つのクォークは見つかっておらず、自然界では三つのクォークもしくは二つのクォークから成る物、つまり無色の物のみ存在している。

量子電磁力学 (QED) は電荷を持つ粒子間の相互作用を記述する理論であるが、これをベースに、強い相互作用を記述する理論として、量子色力学 (QCD) は構築

表 1.1: クォークとレプトン

	第一世代	第二世代	第三世代	電荷	バリオン数	レプトン数	色荷
クォーク	u	c	t	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	0	赤, 青, 緑
	d	s	b	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	0	
レプトン	e	$\mu$	$\tau$	-1	0	1	無色
	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	0	0	1	

クォークとレプトンはこれら計六種類ずつからなる。この六種類はフレーバーとも呼ばれている。クォークに関して言えば、世代数が低い数ほど静止質量は軽い。例えば原子核を構成する陽子は u クォークが二つと d クォーク一つから構成されている。u クォークが電荷  $\frac{2}{3}$  を持ち、d クォークが電荷  $-\frac{1}{3}$  を持つ為、陽子は電荷 + 1 を持つ。クォークは色電荷を持つ為、強い相互作用をする。レプトンは色電荷は無色であるので、強い相互作用はしない。

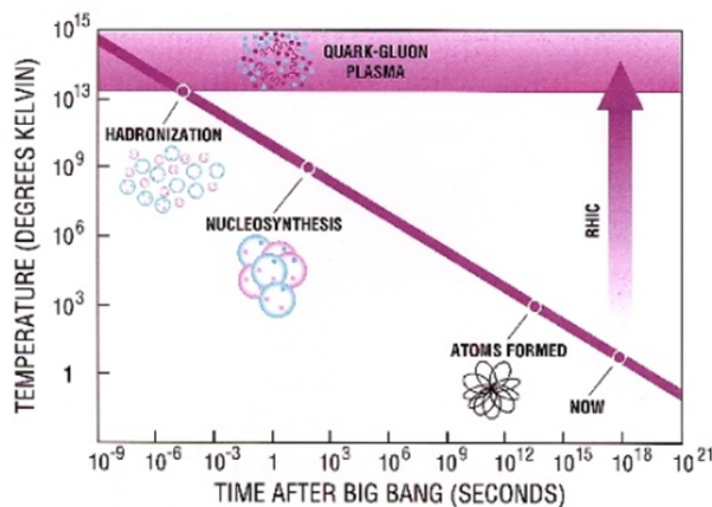
された。QED のゲージボソンは中性の光子であるが、QCD ではカラーを持つグルーオンであって、グルーオン同士自体にも相互作用を起こす。

ハドロン内のクォークの現象を記述するのにバックモデルが扱いやすい。このモデルは、有限温度のバックの内部にある質量零の粒子としてクォークを扱うモデルである。このモデルでは、内側に向かうバックプレッシャーと、外側に向かうクォークの運動エネルギーの釣り合いから成り立っている。もし、クォークの運動エネルギーがバックプレッシャーより大きくなり、バランスが崩れた時、物質の新しい相が形成される。これが、クォーク・グルーオン・プラズマ相である。

バックモデルによれば、バリオン密度  $n_B = 0$  の時、臨界温度は  $T = 144 \text{ MeV}$  で、バリオン密度  $n_B = 0.72/\text{fm}^3$  の時、臨界温度は  $T = 0$  である。ちなみに、冷たい核のバリオン密度は  $n_B = 0.14/\text{fm}^3$  である。

そのような相はビックバン理論によると宇宙の初期に存在していたと考えられる。図 1.1 はどのように宇宙の熱が変化してきたかを示している。先ほど述べた QGP 相は、宇宙の進化の過程において、ビックバン後約数十  $\mu$  秒まで生じたと考えられるので、QGP の実現は宇宙の初期状態を再現して、実験的に検証する可能性を開くものとなる。人工的に QGP へ相転移を起こすには、大きな原子核同士を超高エネルギーで衝突させる方法がある。RHIC の目的の一つとして、この QGP 相の性質の研究があり、RHIC では、約 1.5 から 4[fm/c] の間この QGP 相が作られる。

図 1.1: ビックバン後の宇宙の時間と温度推移

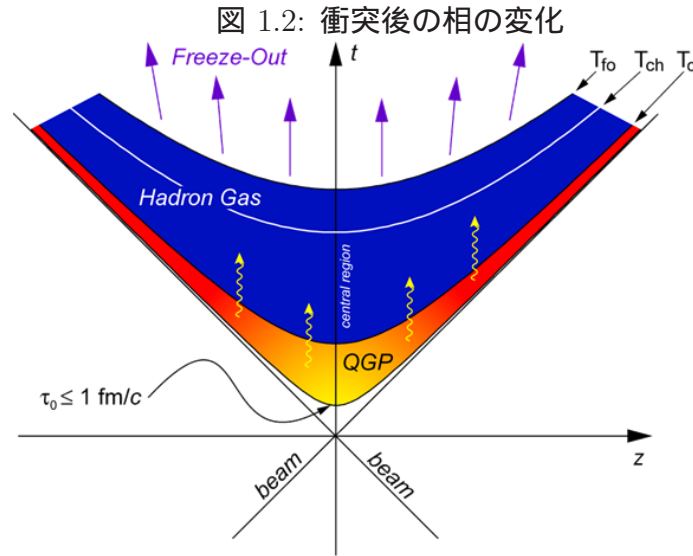


ビックバン後の宇宙の熱が時間と共にどう変化してきたかを示している。宇宙は広がり続け、その膨張により冷えてきたと考える描像である。温度が下がり約  $10^{13}$  K ごろまで冷えると、クォークが QGP 相からハドロン化し始める。つまり、強い相互作用により引き合い安定した相に変わる。また、約  $10^9$  K ごろまで冷えると、ハドロンどおしには核力が働き、原子核を形成し始める。さらに約  $10^3$  K まで冷えると原子核と電子がバラバラのプラズマ状態から原子を形成する。そして今に至る様子がこの図には記されている。高エネルギー素粒子物理では温度を MeV の単位を使って表す。K の単位では桁数が大きく使いづらいからである。MeV を K [ケルビン] 単位の温度に直すにはボルツマン係数:  $k_B = 1.38 \times 10^{-23} [J/K]$  を用いれば良い。

## 1.2 光子とその生成過程

重イオン衝突の粒子生成機構の最も単純な描像は、陽子陽子衝突の重ね合わせである。そこで、核子同士の衝突の散乱断面積において、衝突回数  $N_{coll}$  と衝突に関与した核子数  $N_{part}$  を用いる。  $N_{part}$  が大きい衝突を中心衝突といい、小さい衝突を周辺衝突と呼ばれる。  $N_{part}$  で規格化することで、陽子陽子衝突と重イオン衝突と比較することができる。  $N_{coll}$  はハードな反応過程を示し、  $N_{part}$  はソフトな反応過程を表す。高エネルギーの重イオン衝突では、衝突に関与した部分の原子核内の核子やクォークは、相手の原子核内の核子やクォークと何度も散乱を起こす。一方、衝突に関与しなかった傍観部はもともとのスピードを保ったまま進む。

図 1.2 は衝突後の結果を示していて、横軸が z 軸方向の距離であり、縦軸が時間である。衝突点を原点とし、加速させた粒子で衝突に関与しなかったものは光速のまま衝突点から遠ざかったと考えられるので、t 軸から  $45^\circ$  傾いた線として表さ



衝突に使われる粒子、加速させた粒子は衝突の時にはほぼ光速にまで加速されている。そして、衝突後高温領域はビーム軸方向に光速で拡大する。反応の中心部は高密度、高圧力であり、反応領域の周りは真空状態にある。この圧力差により外側へ急激な膨張が生じるからである。系の膨張に従って、反応領域のエネルギー密度は下がり、臨界エネルギー密度： $T_c$  以下になれば、中間子を主としたハドロンが生成され、QGP からハドロンガスへと相転移が起こる。さらにエネルギー密度が下がるとハドロン間非弾性散乱が起こらなくなり、粒子の生成は止まる。その後、 $T_{ch}$  まで冷えると、混合相 (Mixed phase) と呼ばれる QGP と核子に閉じ込められたクォークやグルーオンが混在する相に移ると考えられる。ハドロンの生成が止まり、ハドロン相に変わる。その後も弾性散乱によりハドロン同士運動量を交換し合うが、 $T_{fo}$  ごろになると、次第にそれはなくなりハドロンは全方向に放出される。衝突から QGP 相が形成される時間は  $\tau_0 = 1 [fm/c]$  で表されている。

れている。原子核のエネルギーはとても高いため衝突後も原子核は静止せず、すり抜けてしまう。すり抜けた原子核同士は光速に近い速度で遠ざかるが、衝突による熱エネルギーが尾を引くように残るため、二つの原子核間に高エネルギー密度の媒体が形成される。この媒体は時間とともに冷えていき、QGP 相から高エネルギーのハドロンガスに変わる。このハドロンガス中で、ハドロンの生成吸収反応が繰り返され、ハドロン間の相互作用が終わると、生成されたハドロン、レプトン、光子が飛び出す。

本研究では光子を観測対象としている。衝突初期において、コンプトン散乱及び制動放射の過程にて生成される光子を直接生成光子と呼び、QGP 相中にて生成される光子を熱光子と呼ぶ。上述の二つの光子を総称して直接光子と呼ぶ。また、ハドロンから崩壊してできた光子を崩壊光子と呼び、観測されるほぼ全ての光子がこの崩壊光子に当たる。

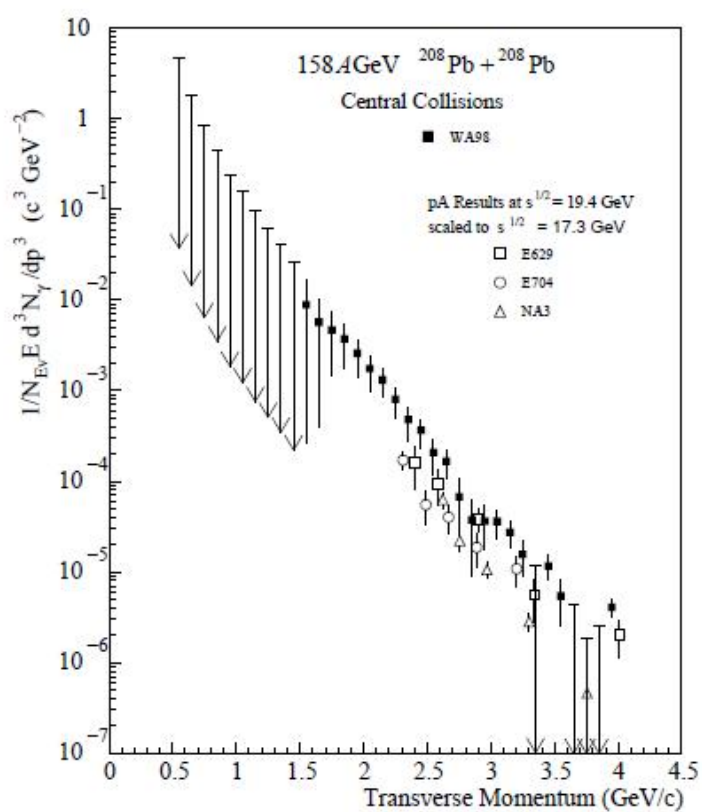
## 1.3 研究動機

RHICでの原子核衝突反応の時間発展は複雑であるため、QGPの相転移を検出するには、時間発展の各段階から発生する信号から反応の全体像を理解しないといけない。QGPの発生の根拠は理論の不確定性のため、様々な反応から判断せざるを得ない。この分野は実験主導の、探索的な段階であるため既存の理論では説明できない現象を発見できる可能性がある。

今回の直接光子の観測は、重イオン衝突の衝突経過の状態を調べるツールであり、特にクォークグルーオンプラズマ相の観測に適している。QGP内部で生じる直接光子を直接観測することができるからである。

SPSのWA98実験では $Pb + Pb$ 中心衝突で $p_T > 1.5 GeV/c$ の領域で直接光子を観測したと発表した。結果図は図1.3に示した。重心衝突エネルギーが高いRHICでは、さらに大きな直接光子の信号を得られると考えられる。

図 1.3: WA98 実験での最終直接光子のスペクトル



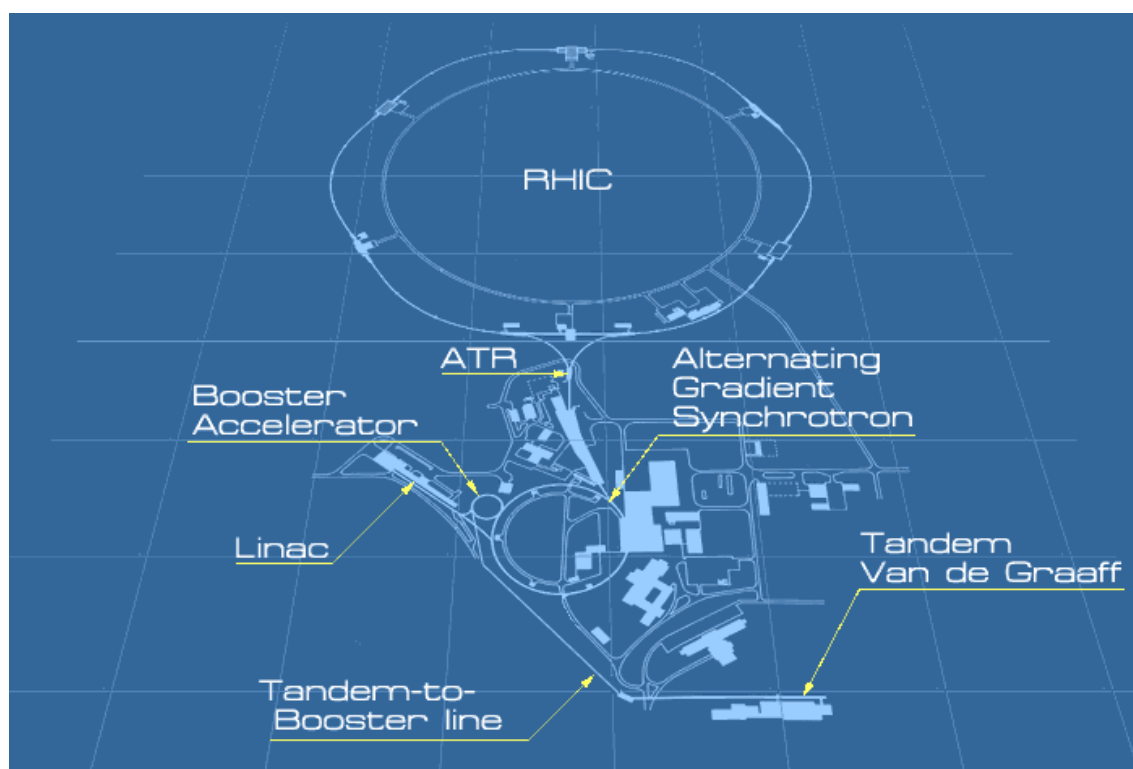
鉛鉛イオンの衝突重心系衝突エネルギー 17.3 GeV の中心衝突における直接光子の生成断面積を表している。この図は陽子鉛衝突実験の結果も規格化されて含まれている。2000年に発表された結果であるが、横運動量 $p_T$ が1.5[GeV/c]以上で直接光子が観測された。しかし、衝突エネルギーが低いため、直接光子の絶対放出量が少なく、 $p_T \geq 3.5$ 以上の直接光子の観測が困難である。↓は生成断面積の誤差が零までであるという意味である。



## 第2章 実験基礎知識

米国ブルックヘブン研究所には、RHIC(Relativistic Heavy Ion Collider) を始めとして、2000年から実験開始された陽子、銅イオン、金イオンを加速させる複合加速器がある。図2はそれらの加速器を示している。

図 2.1: RHIC を始めとした複合加速器



RHICにて100GeVまで加速させるまでには他の加速器にて段階的に加速させている。加速させる粒子が重イオンの場合はTandem van de Graaff 加速器から加速させ始める。陽子の場合はLinacから加速させる。RHICは衝突型の加速器である。固定標的型の加速器と違う最大の利点は、加速させる粒子の一つのエネルギーが経済的に重心系衝突エネルギーとなるからである。詳しくは付録に記した。

## 2.1 RHIC 加速器

RHIC は 2000 年に重心系エネルギー 130GeV の金金衝突から稼働し始めた。加速器は黄色と青と表示された二つのリングから構成されている。原子核あたり、重イオンでは一つのリングは 30 から 100GeV、陽子では 250GeV のエネルギーまで加速することができる。

負に帯電している金イオンは Tandem van de Graaff 加速器に注ぎこまれ、ここで、いわゆるストリップフォイルによって、金イオンの一部は電子を取り除かれる。Tandem 加速器は核子当たり約 1MeV まで加速させ、AGS ブースターに送る。このブースターシンクロトロンは核子当たり 95MeV まで加速させる。そして、AGS にて完全に電子をはぎ取られ、核子当たり 8.86GeV まで加速され、RHIC に入り、衝突エネルギーまで加速される。

RHIC リングは周長 3.8km あり、円周の六ヶ所に衝突地点を持っている。毎年実験が行われ、現在までに陽子陽子、重水素金原子核、銅銅原子核、金金原子核の衝突実験が行われきた。

### 2.1.1 PHENIX 検出器の構成

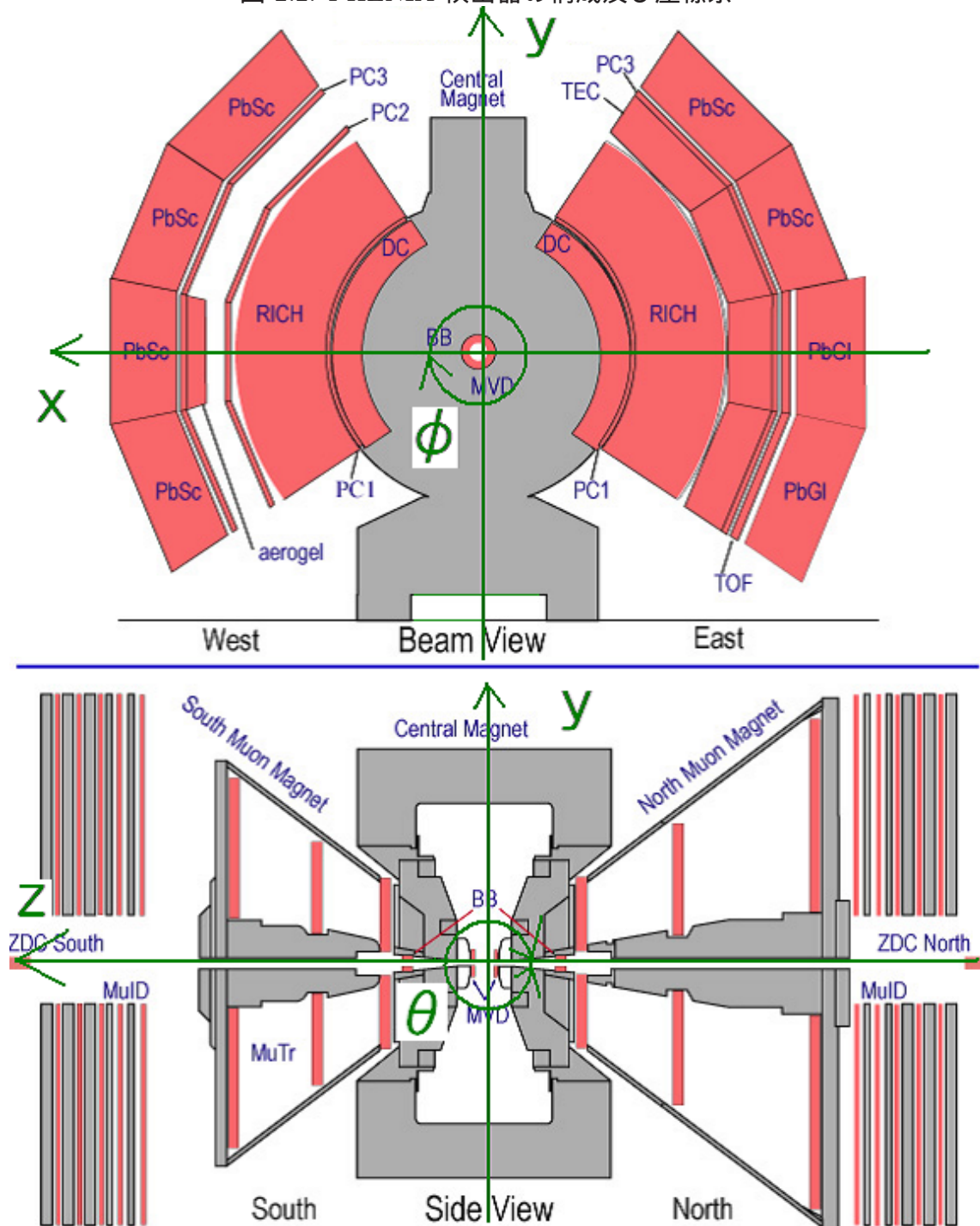
図 2.2 にて PHENIX(Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment) の検出器の構成を示す。

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群である。そのうち、東西にあるアームは Central Arm と呼ばれ、中央電磁石、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спанションチェンバー (Time Expansion Chamber : TEC)、リングイメージングチェレンコフ検出器 (Ring Imaging Cherenkov detector : RHIC)、飛行時間測定器 (Time Of Flight : TOF)、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  $\mu$  粒子飛跡検出器 (Muon Tracker: MuTr)、 $\mu$  粒子識別検出器 (Muon Identifier : MuID)、 $\mu$  電磁石から成る。

Global 検出器はビームビームカウンター (Beam Beam Counter : BBC)、零度ハドロンカロリメーター (Zero Degree Calorimeter : ZDC) から成る。

図 2.2: PHENIX 検出器の構成及び座標系

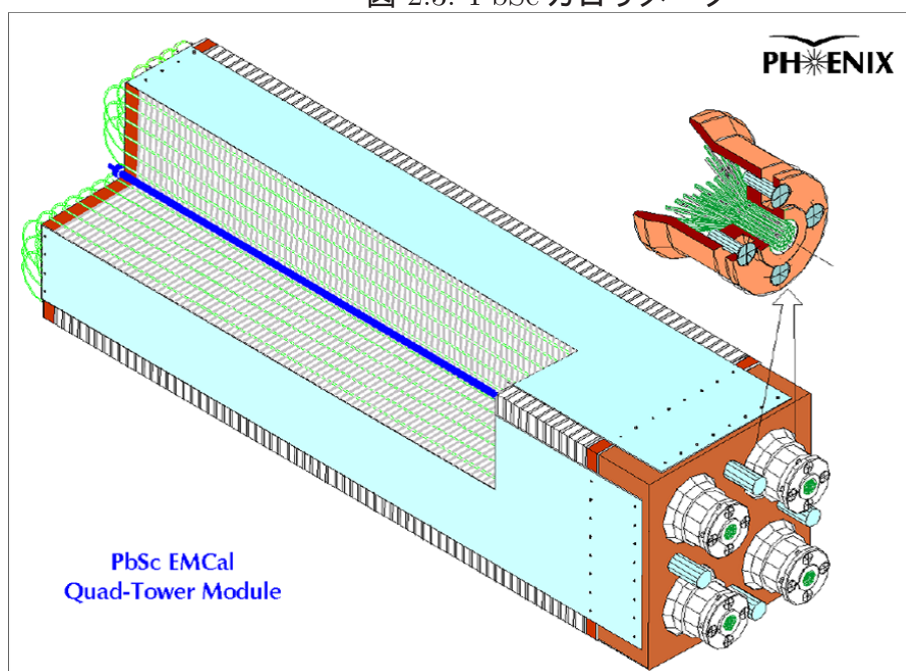


## 2.2 電磁カロリメーター

電磁カロリメーターは本研究で用いた主な検出器である。PHENIXには二種類の電磁カロリメーターがある。二つのセクターを占めるチェレンコフ型のリードガラスカロリメーターと残りの六つのセクターを占めるリードシンチレーターカロリメーターである。カロリメーターの主な役目は、電子と光子の測定である。電子と光子に電磁シャワーを起こさせ、検出器内で落としたエネルギーを測定することができる。また、カロリメーターで光子及び電子のエネルギーとそのクラスターの位置を測ることで、それらのクラスターの組み合わせから中性のメソンを不変質量解析によって再構成することができる。

### 2.2.1 PbSc カロリメーター

図 2.3: PbSc カロリメーター



リードシンチレーターサンプリングカロリメーターは west arm の四つのセクターと east arm の二つのセクターから成る。Central Arm の中では一番外側に配

サンプリングセルの数	66
シンチレーター	0.4cm ポリスチレン
吸収体	0.15cm 鉛
放射長 $X_0$	2.02cm
深さ	37.5cm( $18X_0$ )
セルの大きさ	0.57cm( $0.277X_0$ )
$\eta$ 範囲	$\pm 0.37$
$\phi$ 範囲	$-34^\circ \sim 12^\circ, 123^\circ \sim 167^\circ$

表 2.1: PbSc カロリメーターの物理量

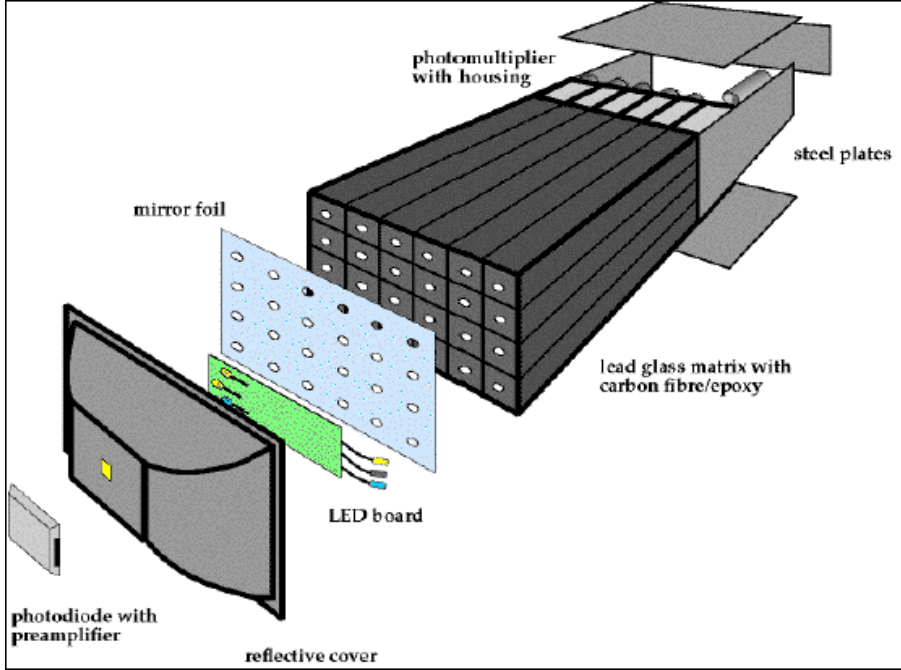
置されており、ビーム軸より最短距離 5.10m である。PbSc は各層でシンチレーター光を集めることで、粒子が検出器に落ちていったエネルギーを測定している。

PbSc は四つのタワーでできている。それぞれのタワーは、0.15cm のリード体と 0.4cm のシンチレータを一層として、66 層構造になっている。

一層一層、光電子増倍管につながれており各層のシンチレーション光を集めている。ハドロンの相互作用する距離は PbGl よりも長いため、PbGl よりも PbSc の方がより良いエネルギー測定ができる。しかし、これは逆に光子測定においては、多くのハドロンのバックグラウンドが存在することを意味する。

## 2.2.2 PbGl カロリメーター

図 2.4: PbGl カロリメーター



屈折率 $\bar{n}$	1.648
モリエール半径 $R_M$	3.68cm
クリティカルエネルギー $E_c$	16MeV
放射長 $X_0$	2.8cm
$\eta$ 範囲	$\pm 0.35$
$\phi$ 範囲	$123^\circ \sim 167^\circ$

表 2.2: PbGl カロリメーターの物理量

リードガラスカロリメーターはビーム軸より最短距離 5.4m の位置に配置されてあるチェレンコフ型のカロリメーターである。全体の配置は 9216 個のタワーから構成されている。高エネルギーの光子は主に PbGl カロリメーターで電磁シャワーを起こす。電磁シャワーで光子が距離  $X$  以内に電子陽電子ペアにかわる確率は、放射長を  $X_0$  とすると、

$$p_{conv} = 1 - e^{7/9 * X/X_0} \quad (2.1)$$

電磁シャワーの広がり、ある境界エネルギー  $E_c$  よりも粒子のエネルギーが下回ると止まる。

電子陽電子も同様にして電磁シャワーを起こす。シャワーの最大の深さは始め粒子が持っていたエネルギー  $E_0$  とすると

$$X_{max}/X_0 = \ln(E_0/E_c) + t \quad (2.2)$$

強い相互作用をする粒子、例えば 中間子などはハドロンシャワーを起こす。そして荷電ハドロンは荷電数によって決められた関数分だけエネルギーを落とす。いわゆる MIPs とよばれるものである。このエネルギーロスにはベテブロッホの式によって与えられる。

## 2.3 PHENIX Global Detector

### 2.3.1 ビームビームカウンター

図 2.5: ビームビームカウンター



BBC は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。水晶チェレンコフラディエーターと光電子増倍管を 64 本組み合わせたセットで構成され、衝突点からビーム軸方向に沿って、 $\pm 144.35\text{cm}$  離れた南北両地点に設置されている。

主な役目は三つある。一つ目と二つ目は衝突点の Z 方向成分を測ることと PHENIX 検出器群のトリガーのシグナルとなるのである。二組一セットの BBC は、南北の検出時刻の平均から衝突時間とビーム軸方向の衝突位置を計測する。

三つ目は衝突中心度を計測することである。これは零度カロリメーター (次に紹介する) とともに南北の検出器を通過する粒子の電荷を測定することで計測している。

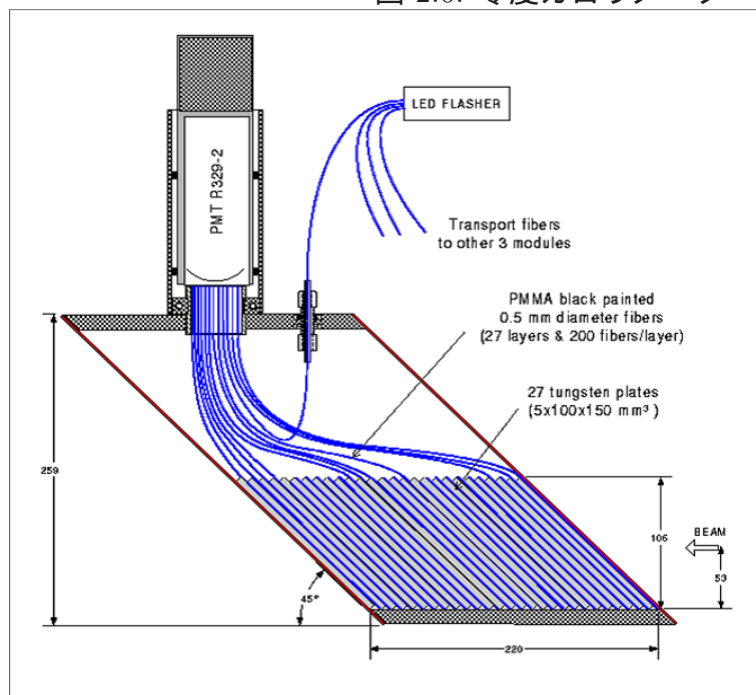
### 2.3.2 零度カロリメーター

零度カロリメーターはチェレンコフ光サンプリングハドロンカロリメーターで、本来の衝突点から  $\pm 18.25\text{m}$  の地点に配置されている。零度カロリメーターは荷電



粒子を曲げる双極電磁石の外側に置かれており、衝突に関与しなかった粒子の中でも、磁力によって曲げられない中性粒子を検出する。

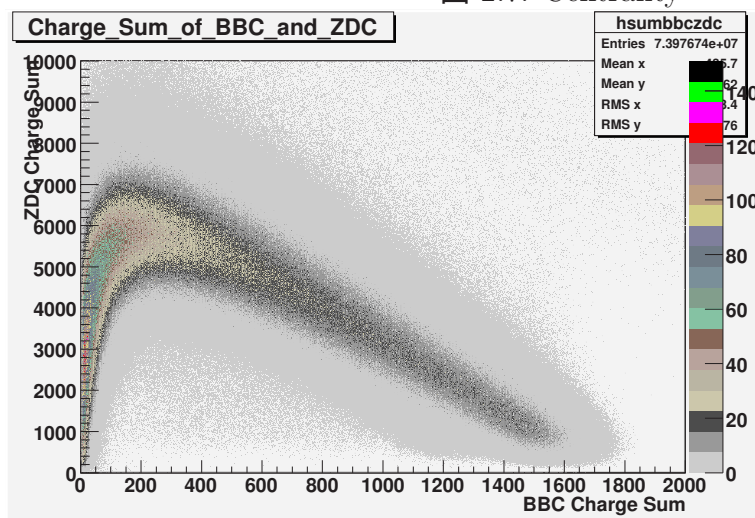
図 2.6: 零度カロリメーター



## 2.4 衝突中心度について

重イオン衝突実験では、零度カロリメーター (ZDC) とビームビームカウンター (BBC) への入射粒子数の相関から、衝突事象の衝突中心度を定める。

図 2.7: Centrality



BBC は擬ラピディティ:  $\eta$  が  $3.1 \leq |\eta| \leq 3.9$  の範囲の多数の荷電粒子を観測する。ZDC はビーム軸に沿った中性粒子、特に中性子のエネルギーを観測する。衝突中心度の増加に伴い、BBC で観測する荷電数も増加する。また、周辺衝突から中心衝突になるにつれて、衝突に関与しなかった部分が減る為、ZDC に測定される中性子の数が減る。これらの関係は図 2.7 に示した。

## 第3章 解析結果

### 3.1 real data 解析

#### 3.1.1 データセット

データとしては PHENIX 実験の Run4、重心系衝突エネルギー 200GeV の金金衝突のミニウムバイアスのデータを用いた。ミニウムバイアスとはできるだけ多くクラスターを取ったという意味である。データ量は 1.18TBytes で、全部で 79188940events あった。west arm の電磁カロリメーターのデータのみである。そして、 $^0$  を再構成するにあたって、以下の条件のデータを選んだ。その cut の内容としては

1.  $ecore \geq 0.1GeV$
2.  $chi2 \leq 3.0$
3.  $TOF \leq 1.2ns$
4.  $|bbcz| \leq 30cm$
5. 非対称成分を 0.8 以下

光子観測においては上の 1 - 4 の条件を用いた。

エネルギーカットについて

検出器のノイズを取り除く為。

シャワーの形から光子を識別：chi2 カットについて

荷電粒子やハドロンは EMCal では光子と異なったクラスターを作る。

$$\chi^2 = \sum_i \frac{E_i^{pred} - E_i^{mean}}{\sigma_i^2} \quad (3.1)$$

ここで、 $E_i^{mean}$  はEMCalの中のタワー*i*におけるクラスタのエネルギー、 $E_i^{pred}$  は合計の粒子のエネルギーから予測されるエネルギー値を示す。これは光子であれば、電磁シャワーを起こすので、 $\chi^2$  はどれだけ電磁シャワーに沿ったタワー分布を作るかを示すパラメータである。つまり $\chi^2$  が零に近いほど光子らしいということを示す。2GeV/cの電子を飛ばした時、 $\chi^2$  が3以下のものを取ると電子を90%カットすることができた。

### TOFのカットについて

EMCalのTOFは以下のように定義されている。

$$EMCalTOF = TOF_{measured} - \frac{l}{c} \quad (3.2)$$

ここで $TOF_{measured}$  はEMCalにて測定されたTOF値を示し、 $c$  は光速、 $l$  は衝突点からEMCalのクラスタの位置までの直線距離を表す。粒子が光子であれば、磁場で飛跡を曲げられることがなく光速で飛行するので $EMCalTOF = 0$ であるほど光子らしさを示す。

### 非対称成分のカットについて

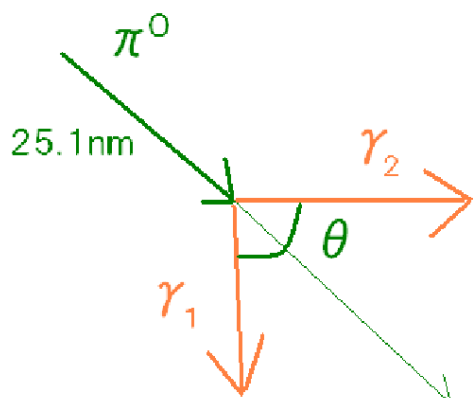
アシンメトリー： は以下のように定義される。

$$= \left| \frac{E_1 - E_2}{E_1 + E_2} \right| \quad (3.3)$$

ここで $E_1$  はクラスタ1のエネルギー、 $E_2$  はクラスタ2のエネルギーを指す。一つのイベント内でランダムに二つのクラスタを選んで を書かせるとその分布はflatにはならない。低いエネルギーのクラスタが多く存在する為、 は大きな値が多くなる。シュミレーションより、 $\pi^0$  を飛ばした場合、 の分布はほぼ一定を示す。よって、ランダムに二つ選ぶことで生じるバックグラウンドを差し引く為、バックグラウンドが大きくなる0.8以上を除いた。

### 3.1.2 $\pi^0$ の再構成

電磁カロリメーターで測定された一集団、クラスタのエネルギー、および位置から、崩壊元の $\pi^0$ を再構成した。 $\pi^0$ の静止質量は135MeV、99.8%の割合で

図 3.1:  $\pi^0$  の再構成

$\pi^0$  が  $\gamma_1$  と  $\gamma_2$  に崩壊することが知られている。二体崩壊様式 ( $\pi^0 \rightarrow \gamma_1 \gamma_2$ ) を利用した相対論的な不変質量は次式で表せる。

$$M^2 = 2E_1 E_2 (1 - \cos \theta) \quad (3.4)$$

ここで、 $M$  は  $\pi^0$  の質量、 $E_1 E_2$  は崩壊後の光子のエネルギーである。ここでの  $\theta$  は二つの光子のなす角度である。

光子のエネルギーは、電磁カロリメーターから測定できる。光子の場合、電磁カロリメーターで電磁シャワーによりエネルギーを落したものをエネルギーの塊 (クラスター) として測定される。

### 不変質量分布

衝突事象を 1) 衝突中心度を 10 % ごと、2) 横運動量:  $p_T$  を 0.5 [GeV/c] ごとで区切り、それぞれの条件下のクラスターを選んだ。

横軸は先ほどのべた不変質量をとっている。縦軸はカウント数。 $\pi^0$  の不変質量が約 135 MeV なので、ランダムに二つのクラスターを選んだ時、135 MeV 付近のカウント数が多くなるはずである。横運動量が低い時はバックグラウンドに埋もれて、 $\pi^0$  のピークが見えない。しかし、横運動量が高くすると、荷電粒子によるクラスターやハドロンによるクラスターが減少するため、より  $\pi^0$  を選びやすい状況になり、 $\pi^0$  のピークが目立つようになる。しかし、低い横運動量を持つ  $\pi^0$  も

減ってしまうため、統計量は減る。以上より、不変質量分布を用いて  $\pi^0$  を同定することに成功した

その結果の一部を図3.2に示した。左の列は中心度0-10%、二列目は中心度40-50%、右の列は中心度80%以上を選んだ。また、上の行からそれぞれ、 $1.0 \leq p_T < 1.5$ 、 $2.0 \leq p_T < 2.5$ 、 $3.0 \leq p_T < 3.5$ 、 $4.0 \leq p_T < 4.5$ 、 $5.0 \leq p_T < 5.5$ 、 $6.0 \leq p_T < 6.5$ を選んだ。

横運動量の増加するにつれて、 $\pi^0$  質量 135MeV 付近にピークが目立つ傾向がある。これは、横運動量が低い所ほど、 $\pi^0$  に対するバックグラウンドが多いことを示す。

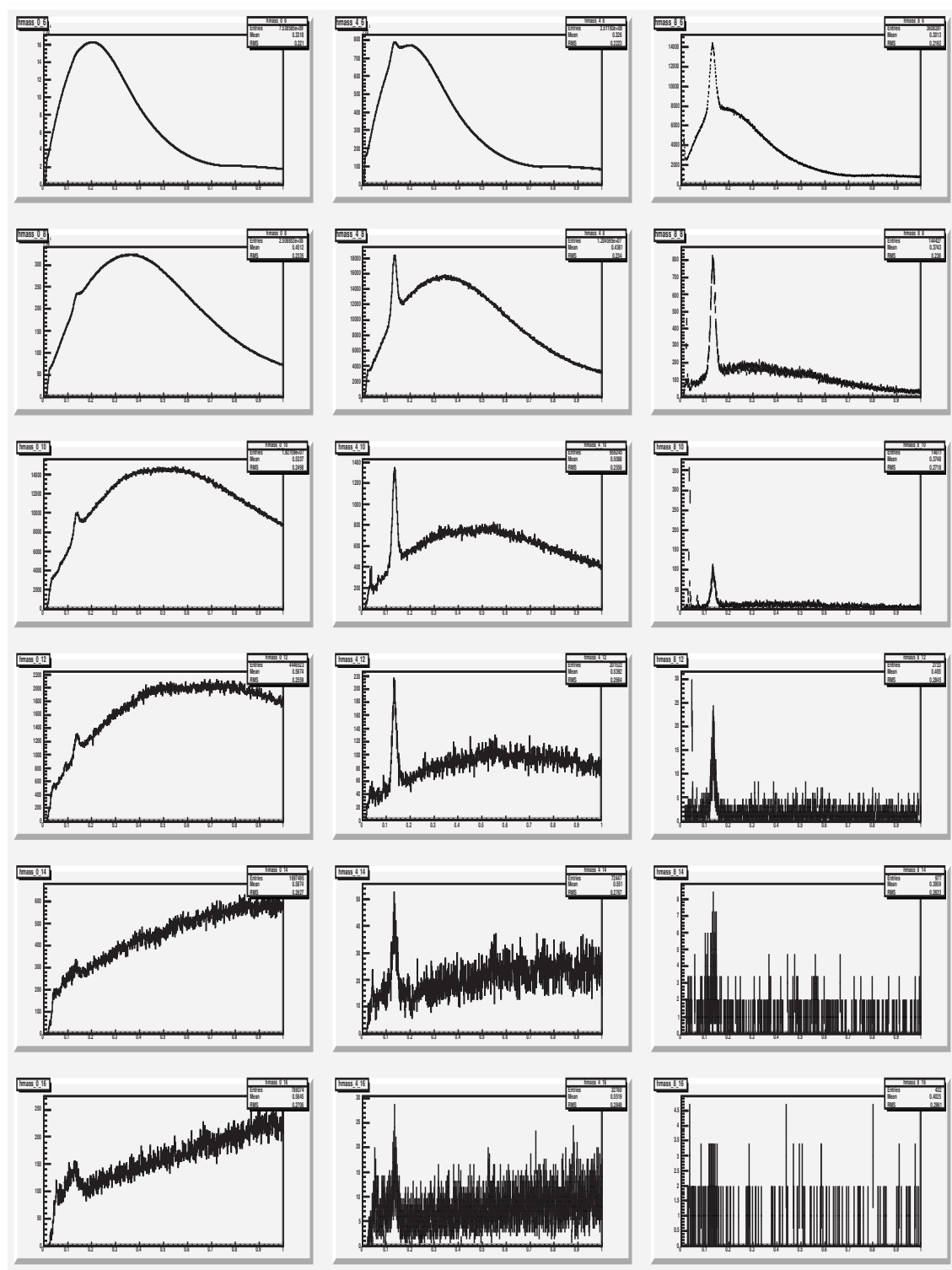


図 3.2: 不変質量分布

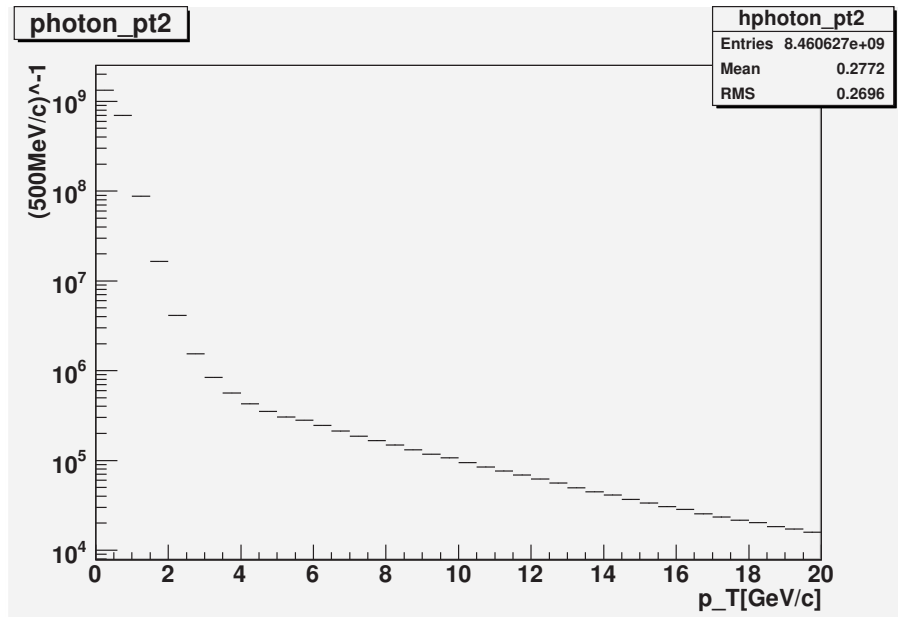


図 3.3: シングル光子の横運動量分布 ( $/500[\text{MeV}/c]$ )

### 3.1.3 全光子測定

EMCal に測定されたクラスターを測定した。photon の pt は以下のように定義した。

$ecore$  : EMCal で観測されたクラスターのエネルギー

$emcx$  : EMCal で観測されたクラスターの  $x$  座標

$emcy$  : EMCal で観測されたクラスターの  $y$  座標

$emcz$  : EMCal で観測されたクラスターの  $z$  座標

$bbc_z$  : BBC より測定された衝突点の  $z$  座標

$$L = \sqrt{emcx^2 + emcy^2 + (emcz - bbc_z)^2}$$

$$photon_{pt} = \sqrt{\left(ecore \times \frac{emcx}{L}\right)^2 + \left(ecore \times \frac{emcy}{L}\right)^2}$$

この photon pt の分布を示したものを図 3.1.3 にて示した。

この図をすべての横運動量の範囲で区切ったもの (ptbin : 今回は  $[100\text{MeV}/c]$  ごと) を全イベント数で割る。つまり、 $\frac{1}{79188940}$  倍させたものが図 3.10 である。



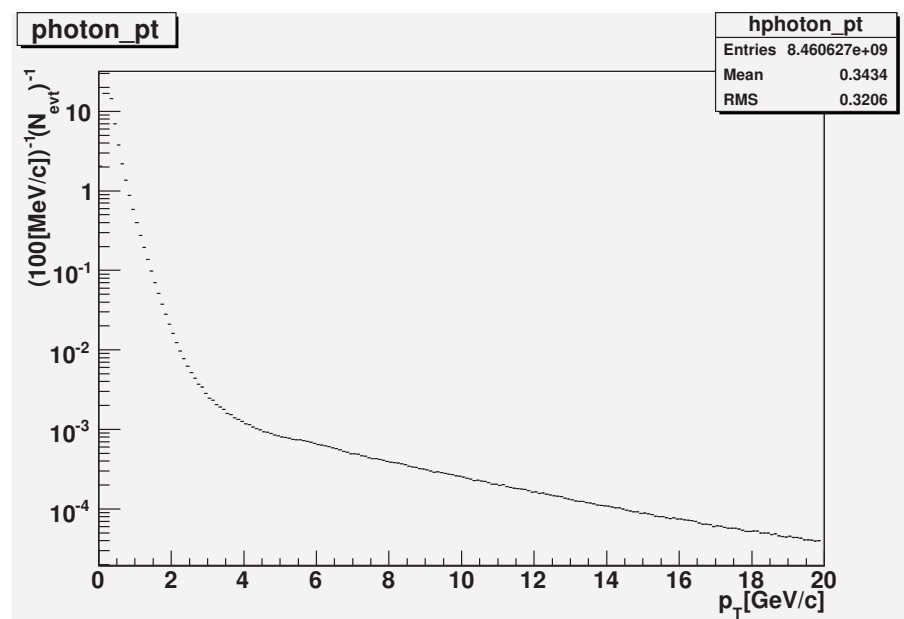


図 3.4: 一イベント当たりのシングル光子の横運動量分布 ( $/100[\text{MeV}/c]$ )

## 3.2 シミュレーション解析

シングル粒子のシミュレーションは GEANT<sup>1</sup>ベースの PISA<sup>2</sup>フレームワークを用いて行った。この PISA には PHENIX のセットアップが全て反映されている。入射するシングル粒子は以下の条件を変化させて生成させることができる。ここでは具体的な値は例である。これにはイベントジェネレーターである EXODUS を用いた。ラピディティは付録にて述べた。

- シングル粒子の横運動量:  $p_T = 0 - 20 \text{ GeV}/c$ , 分布はフラット
- 擬ラピディティ  $|y| < 0.50$ , 分布はフラット
- $0 \leq \eta < 2$  (図 2.2 を参照)
- 衝突点の z 座標:  $|Z_{vtx}| \leq 30$ , 分布はフラット

PISA のアウトプットファイルより、データファイルが作られる。このデータファイルには、real イベントのデータファイルと同じ、クラスターの情報も入っている。つまりどの EMCal のタワーが機能していないなどを考慮する必要がない。シミュ

<sup>1</sup>高エネルギーの粒子が検出機器等の物質中で引き起こす現象をシミュレートし、検出器の性能評価を可能とするためのプログラム

<sup>2</sup>PHENIX Integrated Simulation Application

レーシヨンのデータファイルには、real イベントのデータファイルと違い、検出器に検出された全ての粒子の起源も記憶されている。

### 3.2.1 $\pi^0$ の個数の横運動量分布の再現

このミニムバイアスにおけるスペクトルの横運動量分布は表 5.2 を用いた。まず、表 5.2 を個数の横運動量分布に直す。例として  $1 \leq p_T \leq 1.5$  の ptbin について述べる。

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{1}{p_T N_{evt}} \frac{d^2 N}{dy dp_T} \left[ \frac{c^2}{GeV^2} \right] &= 0.9919 \\ \int dy \int dp_T \frac{d^2 N}{dy dp_T} &= \int_{ptbinmin}^{ptbinmax} dp_T \int_{-0.5}^{0.5} dy \frac{d(\frac{dN}{dy})}{dp_T} \\ &= \int_{ptbinmin}^{ptbinmax} \frac{1}{2} p_T N_{evt} \times 0.9919 dp_T \int_{-0.5}^{0.5} dy \end{aligned}$$

$N_{evt} = 1$  としておく、各 ptbin の  $\pi^0$  の個数を他の ptbin との比のみ知りたいため

$$N(p_T) = \left[ \int_{1.0}^{1.5} p_T \times 0.9919 p_T^2 \right]_{1.0}^{1.5} = 3.895 \quad (3.5)$$

これでこの ptbin にある  $\pi^0$  の個数の ptbin ごと比が分かる。この値を  $b = 120 \times p_T^{-7.5}$  でフィッティングした。ここでの  $b$  は  $\pi^0$  の個数を、 $y$  はラピディティー、 $N_{evt}$  は real data のイベント数を示す。図 3.5 はそのフィッティングの様子を示す。縦軸は  $\pi^0$  の個数を示し、横軸は横運動量である。縦の誤差は統計誤差、横軸は ptbin の幅を示している。

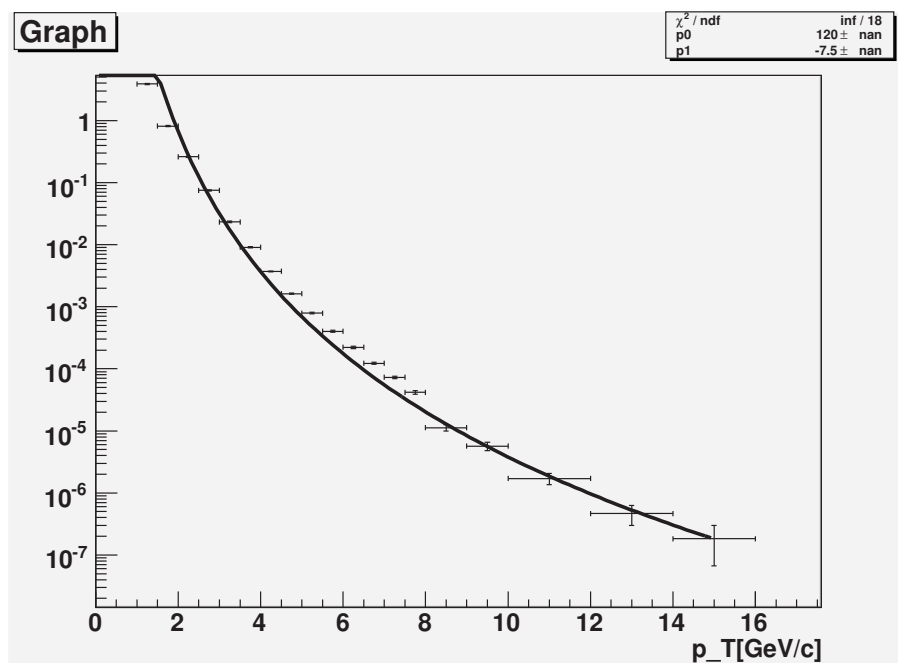


図 3.5: ミニウムバイアスにおける  $\gamma^0$  の個数の横運動量分布のフィッティング

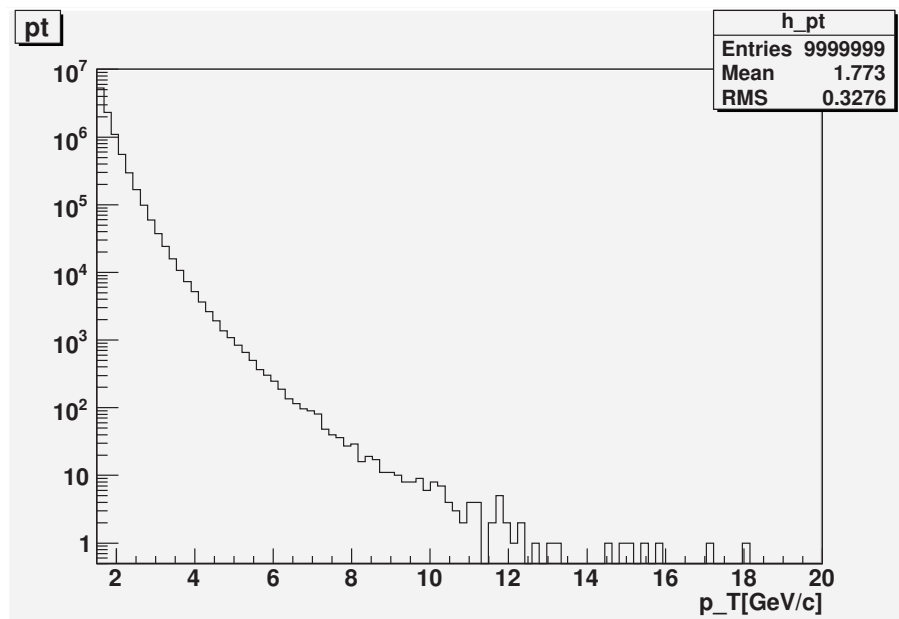
### 3.2.2 $\gamma^0$ 起源の光子の横運動量分布の再現

前節より、ミニウムバイアスにおける  $\gamma^0$  の個数の横運動量を関数にフィットできた。この関数を横運動量分布を持つ  $\gamma^0$  を作りたい。exodus で作った  $\gamma^0$  の条件は以下である。

- $1 \leq p_T \leq 20$
- $0 \leq \phi \leq 360^\circ$ 、分布は *flat*
- $-0.5 \leq \eta \leq 0.5$ 、分布は *flat*

exodus で作った 9999999 個の  $\gamma^0$  の横運動量分布を図 3.6 に示した。

これを pisa にて崩壊させてデータファイル化させた。そのデータファイルを real data と同じ macros で解析させた。その結果、 $\gamma^0$  起源の光子を求めることができた。その光子の横運動量分布を示すと図 3.7 となる。

図 3.6: exodus で作られた  $\pi^0$  の横運動量分布

一般的に  $\pi^0$  の横運動量分布は指数関数的に減少することが知られている。横運動量の範囲を  $20\text{GeV}/c$  以下にしたが、シミュレーションで生成する粒子数が足らなかった為、最高でも  $18\text{GeV}/c$  の  $\pi^0$  しか作られなかった。統計量が不足対数グラフで直線に乗らない横運動量領域は考慮しなくて良い。今回は  $10\text{GeV}/c$  以下を議論すれば良い。

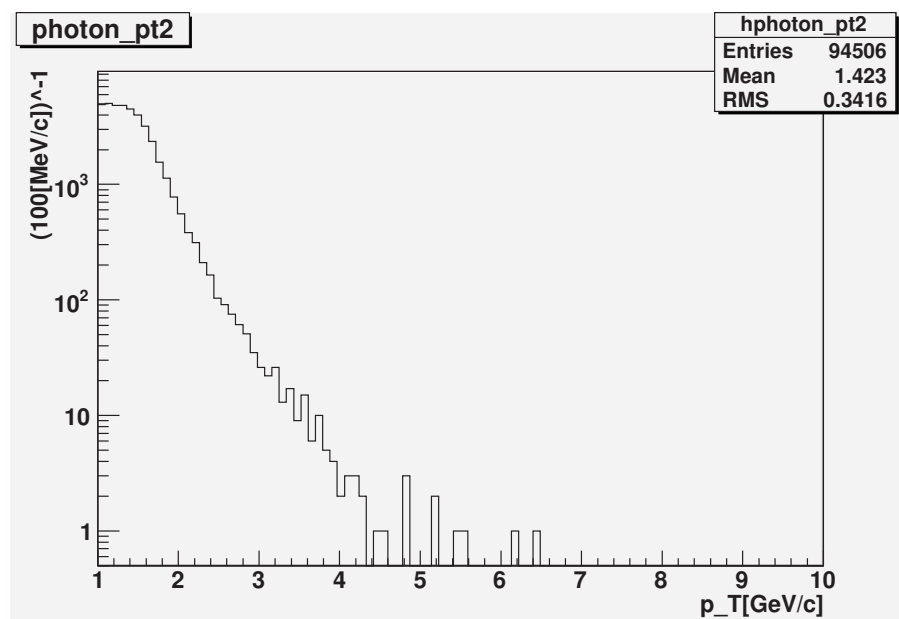


図 3.7:  $\pi^0$  起源の光子の横運動量分布

先ほども述べたが、横運動量分布は指数関数的に減少していくことが知られている。よって、 $\pi^0$  起源の光子の横運動量分布は 4 GeV/c 以下を議論する範囲とする。1 GeV/c 付近直線に乗らずでは頭うちしているように見える。これはシュミレーションにて横運動量分布の範囲を 1 GeV/c と取ったことに由来すると考えられる。よって議論できる横運動量分布の範囲は約 1.5 GeV/c から 4 GeV/c である。

これを real data と比較し、real data で求めた全光子から  $\pi^0$  起源の光子を差し引きたい。real data の 1 event に両方とも直し比較することにした。まず表 5.2 より、1 event あたりに かつある ptbin 内に  $\pi^0$  の個数 (これを  $N_{tho}$  と置く) 求めた。その後、先ほどミニウムバイアスの横運動量を持った  $\pi^0$  のシュミレーションより、ある ptbin 内の  $\pi^0$  の個数 (これを  $N_{sim}$ ) を数えた。結果、どの ptbin においても  $N_{tho} = A \times N_{sim}$  ( $A$  is constant) となるはずである。今回は  $\pi^0$  の横運動量が  $3.0 \leq p_T \leq 3.5$  の範囲を見た。

$$N_{tho} = [7.709 \times 10^{-4} \times p_T^2]_{3.0}^{3.5} \quad (3.6)$$

$$N_{tho} = 7.871 \times 10^{-3} \quad (3.7)$$

$3.0 \leq p_T \leq 3.5$  の範囲にある  $\pi^0$  の個数は、不変質量分布からガウス関数 ( $f(x) = c \times \exp -\frac{(x-m)^2}{2}$ ) でフィッティングし、3 以内のエントリー数を数えた。図 3.8 はその様子を示している。

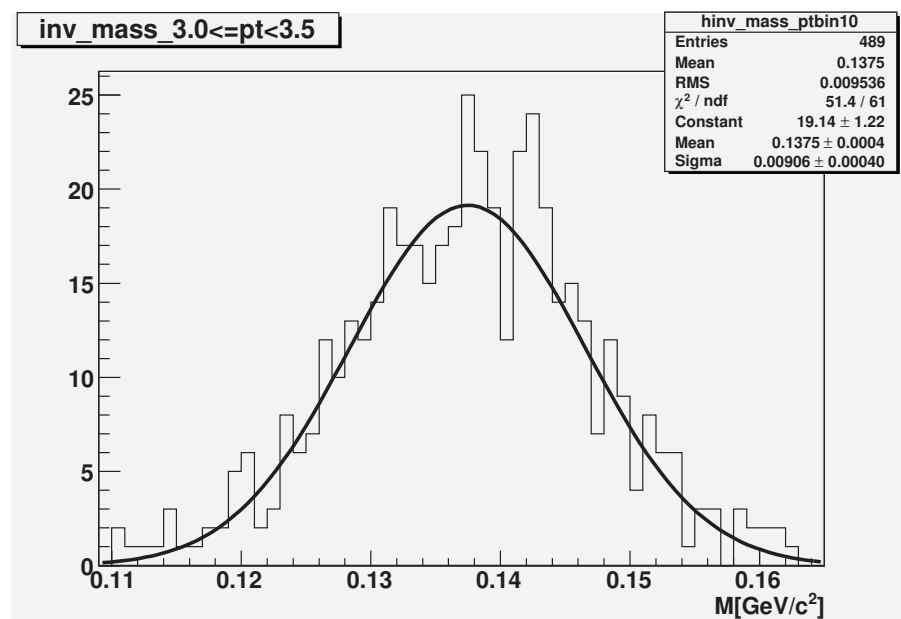


図 3.8:  $\pi^0$  シミュレーションの不変質量分布

ガウス関数でフィッティングすることで、 $\pi^0$  であると取るべき横運動量の範囲が求められることができる。また real data の解析と違い、シミュレーションでは  $\pi^0$  のバックグラウンドはない。

図 3.8 から  $N_{sim} = 471 \pm 4.6 \%$

よって  $A = 1.671 \times 10^{-5}$

この A より simulation での  $\pi^0$  起源の光子の横運動量分布を real data の 1 イベントあたりに直すことができる。よって photon pt 分布の各 ptbin を A 倍させれば良い。させたのが図 3.9。

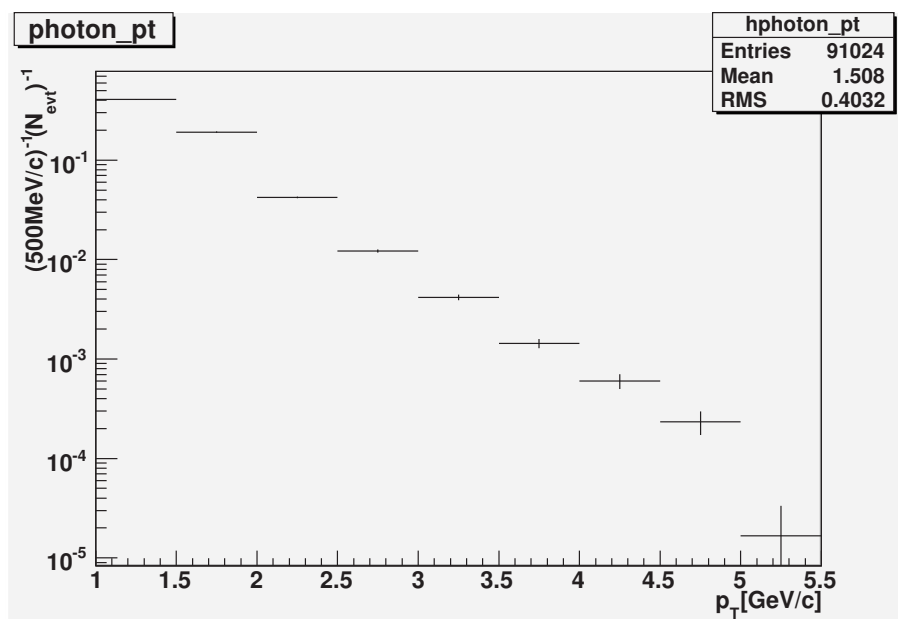


図 3.9: 1 event 当たりの  $^0$  起源の光子の横運動量分布

### 3.3 直接光子の横運動量分布

以上から図 3.10 から図 3.9 を差し引いた。結果図は図 3.11 に示した。

$^0$  起源の光子がこの範囲の横運動量において、どれだけの割合を占めているかを図 3.12 にて示す。



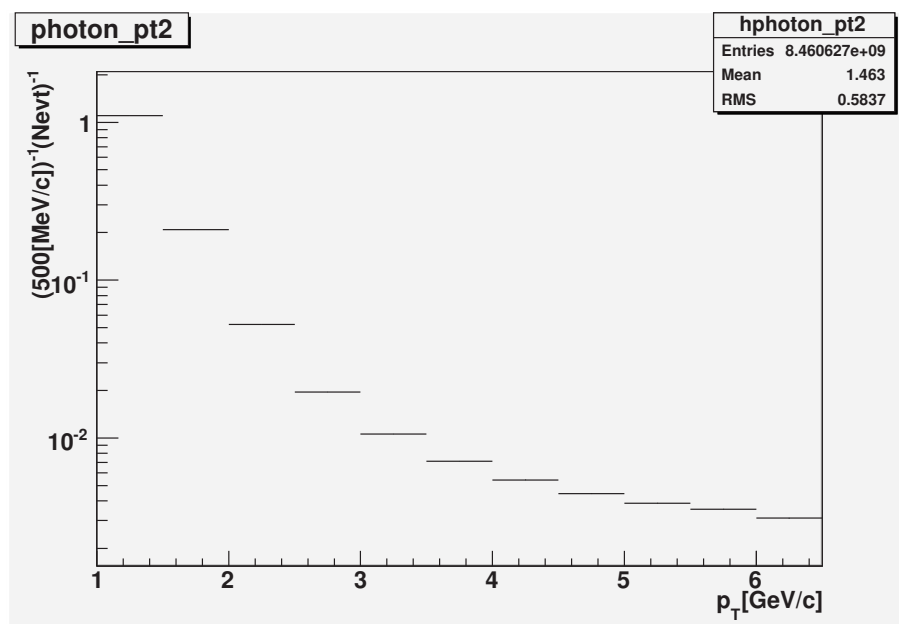


図 3.10: ーイベント当たりのシングル光子の横運動量分布 ( $/500[\text{MeV}/c]$ )

縦軸はある横運動量の範囲にある 1 イベント当たりの光子の数を示している。1 イベント当たりの real data の光子の横運動量分布を示している。ptbin は  $500\text{MeV}/c$  である。 $^0$  起源の光子との差を求める為、横運動量の範囲を図 3.9 に揃えて記述した。

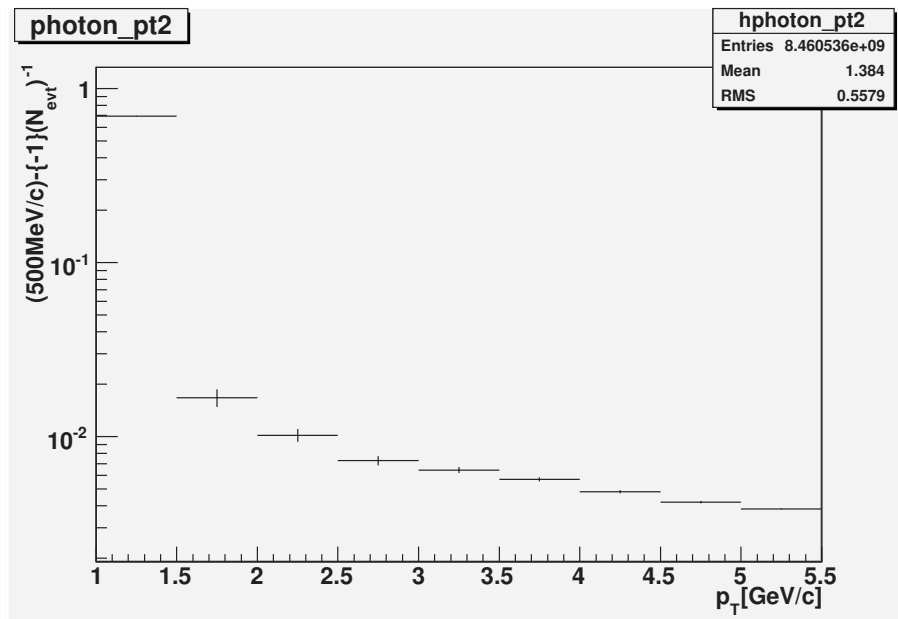


図 3.11: 全光子から  $\pi^0$  起源の光子を引いた残りの光子の横運動量分布

縦軸はある横運動量の範囲にある光子の数を示す。全光子からシミュレーションより求めた  $\pi^0$  起源の光子を差し引いた。 $p_T \sim 1 \text{ GeV}/c$  付近や  $p_T \sim 6 \text{ GeV}/c$  付近ではシミュレーションの範囲設定と十分な統計量がとれていない為、考える必要はない。

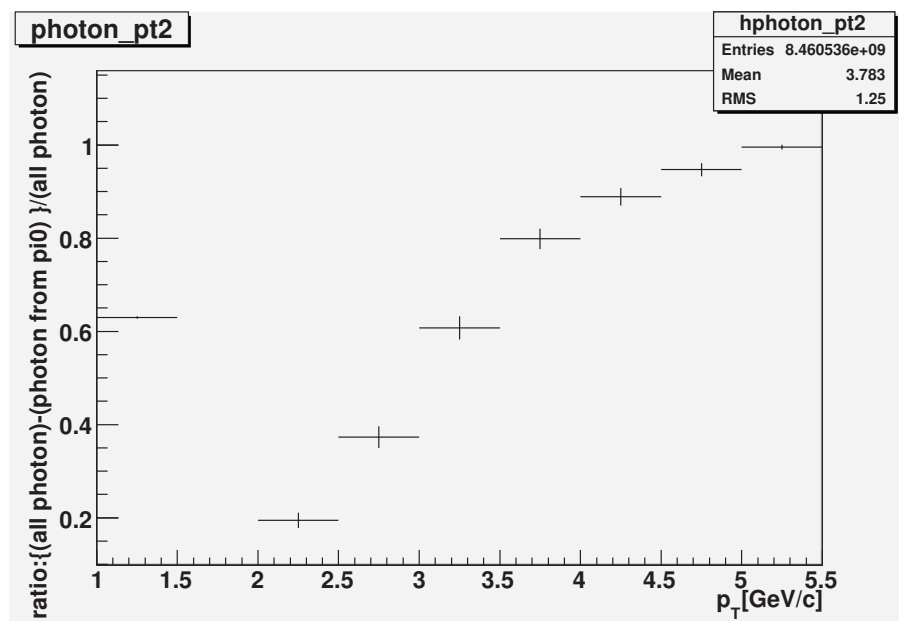


図 3.12: 全光子中の  $\pi^0$  起源の光子の割合

$\pi^0$  起源の光子を除いた全光子を全光子で割った値を示した。つまり、1に近いほど、 $\pi^0$  起源の光子が少なく、0に近いほど  $\pi^0$  起源の光子のバックグラウンドとしての寄与が大きいことを示している。この図から低横運動量領域では  $\pi^0$  起源の光子の割合が高く、その値は指数関数的に減り、高運動量領域では  $\pi^0$  による寄与はほぼなくなる。



## 第4章 考察

### 4.1 全光子から $\pi^0$ 崩壊起源の光子を引いてみて

重心系衝突エネルギー 200GeV の金金衝突の様々な衝突過程から生じる直接光子の生成量は理論計算から求められる。図 4.1 はその結果を示す。図 4.1 より QGP 相からの寄与の割合が大きいのは  $p_T = 1\text{GeV}/c$  と  $p_T = 3\text{GeV}/c$  の範囲である。本研究では図??でも分かるように、 $p_T = 1\text{GeV}/c$  と  $p_T = 3\text{GeV}/c$  の範囲では、 $\pi^0$  起源の光子を実際より多く見積もってしまい、QGP 相から放出される直接光子の観測には至らなかった。

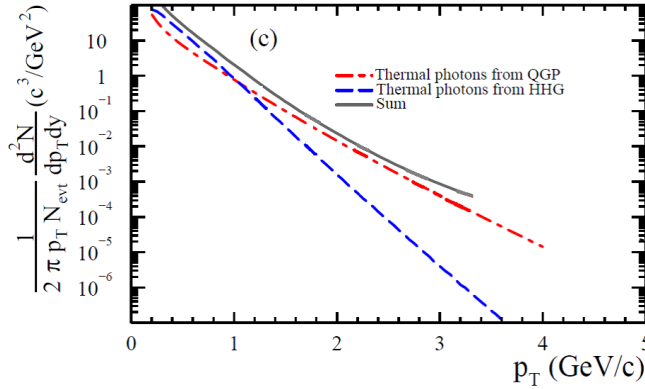


図 4.1: 理論計算より求められた直接光子のスペクトル

赤のラインが QGP から生成された熱光子のスペクトルを示し、青のラインは熱いハドロンガスから放出される熱光子のスペクトルを示している。これらの光子は実験では厳密に分けることができないので、QGP から放出される熱光子のみを計測することはできない。よって特に QGP 相からの寄与の割合が大きい  $p_T = 1\text{GeV}/c$  と  $p_T = 3\text{GeV}/c$  の間を計測するのが正しい。 $p_T \geq 4\text{GeV}/c$  では衝突初期のコンプトン散乱により生じる光子直接光子の中で支配的になる。

## 4.2 直接光子に観測に向けて

解析結果から技術的な改善点が考えられる。それは、低横運動量領域における  $^0$  スペクトルの fitting の改善である。図 3.5 のように  $b = 120 \times p_T^{-7.5}$  にてフィッティングをした。横運動量を広範囲にてフィットさせたことが悪かった。より良いフィッティング関数を見つけるか、代案としては横運動量領域を二分割し、低運動量領域と高運動量領域にてフィッティングする方法があった。これらを考慮に入れると  $pi^0 \rightarrow$  による影響を理論的に差し引くことができる。さらに、正確に直接光子の測定結果を物理量とするためには以下のステップが必要になる。

### 4.2.1 ハドロン由来の光子によるバックグラウンド

図 4.2.1 はミニウムバイアスにおける直接光子のバックグラウンド、特にハドロン崩壊により生じた光子によるバックグラウンドを示している。図 4.2.1 より他のハドロン崩壊由来の光子より  $\pi^0$  によるバックグラウンドが支配的であることが分かる。この  $^0$  には、ハドロン崩壊の途中に  $\pi^0$  が生じた場合も含まれる。例えば  $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  も  $\pi^0$  崩壊の光子に含まれるという意味である。直接光子を観測する為にはこれらを差し引く必要がある。他のハドロンの生成量と崩壊率が決まっている為、 $\pi^0$  との比を求めることができる。これを表 4.2.1 にまとめた。

粒子	生成率の比	崩壊率の比	光子の比
$\pi^0$	$0.45 \pm 0.1$	$\frac{Br(\pi^0 \rightarrow 2\gamma)}{Br(\pi^0 \rightarrow 2\pi^0)} = 39.4/98.8$	$0.18 \pm 0.04$
$\pi^0$	$1.0 \pm 0.3$	$\frac{Br(\eta \rightarrow 2\gamma)}{Br(\eta \rightarrow 2\pi^0)} = 8.9/98.8 \times 0.5$	$0.045 \pm 0.014$
$\pi^0$	$0.25 \pm 0.08$	$\frac{Br(\eta' \rightarrow 2\gamma)}{Br(\eta' \rightarrow 2\pi^0)} = 2.1/98.8$	$0.0053 \pm 0.0017$
Sum	-	-	$0.23 \pm 0.05$

表 4.1: ハドロンの生成量と崩壊率の  $p_i^0$  との比

生成量の比は横運動量に依存している為、横運動量ごとに測定する必要がある。

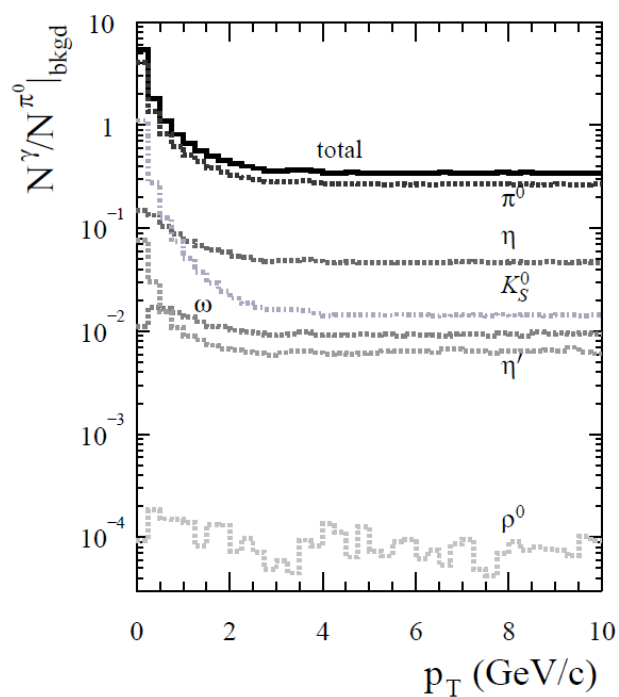


図 4.2: ミニウムバイアスにおける直接光子のハドロン崩壊によるバックグラウンド

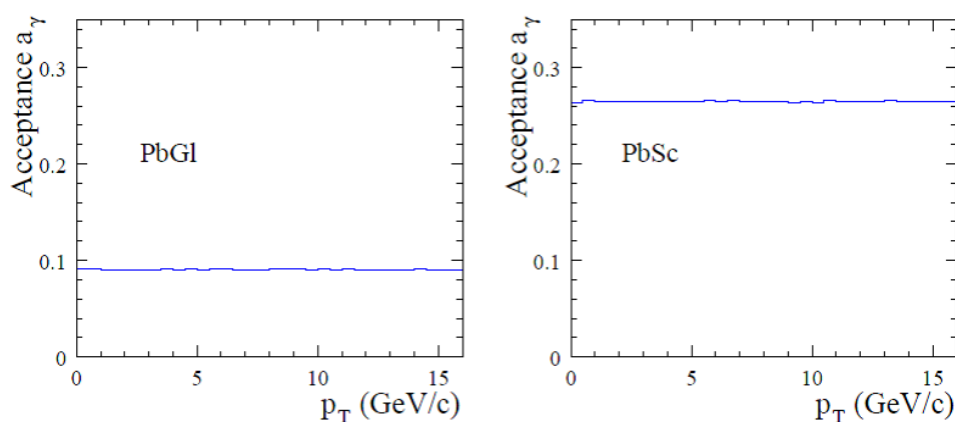


図 4.3: シングル光子の PHENIX 検出器におけるアクセプタンス

PbSc カロリメーターは約 0.26 で一定で、PbGl は 0.1 弱で一定である。PbSc は PbGl の 3 倍の面積を持っている為、単純に考えれば、PbGl の 3 倍のアクセプタンスを持つべきである。しかし、それより低いということは、PbGl よりもつかえていないタワーが多くあることが考えられる。また、両カロリメーターも 0 から 15 GeV/c の横運動量範囲であれば特に横運動量によらないことが分かる。

#### 4.2.2 シングル光子の PHENIX 検出におけるアクセプタンス及び検出効率

シングル光子のアクセプタンスを求めるためには、シュミレーションにて全領域（ $\eta$  及び  $y$ ）にシングル光子を飛ばし、仮想 PHENIX 検出器にどれだけヒットしたかを調べれば良い。結果は図 4.3 に示した。

また、シングル光子の検出効率を測定する為には、検出器に向けて、シングル光子を飛ばし何割観測できたかを調べれば良い。結果は図 4.4 に示した。



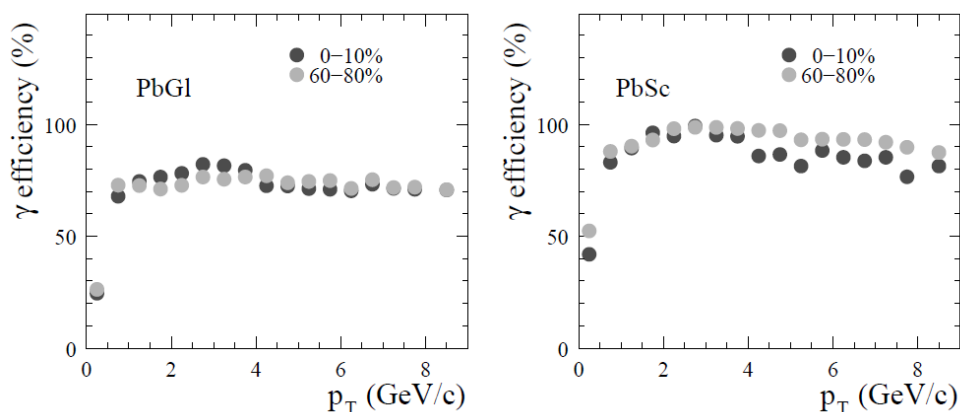


図 4.4: シングル光子の PHENIX 検出器における検出効率

PbSc はほぼ一定の値を示している。低横運動量の光子は両カロリメーターともに検出しづらい。PbSc と比べて、PbGl は検出効率が全体的に悪いと分かる。

### 4.3 LHC への期待

現在、欧州合同原子核研究機関 CERN にて、LHC(Large Hadron Collider) が建設中である。この加速器では、鉛鉛イオン衝突では重心系エネルギー 5.5TeV が作りだされる。LHC と RHIC のパラメーターの比較は表 4.2 に示した。

高エネルギーの利点は多くある。図 4.5 には、QGP 相から発生する光子の生成率と、熱いハドロンガスからのそれとを示している。図 4.5 から初期状態の温度  $T$  が高くなればなるほど、熱光子の断面積が上がる様子が分かる。熱光子の生成量が増えるということは、それだけ統計量が増える為誤差の大きい  $low p_T$  についても議論できるようになる。しかし、高エネルギーであることは反面、その分直接光子に対するバックグラウンドが大きいことが予想される。衝突のエネルギーが主に  $\pi$  中間子といった粒子が発生するからである。

1980 年代の後半以来、BNL の AGS と CERN の SPS でそれぞれ核子当たり 5GeV、19GeV の高エネルギー重イオン衝突実験が行われ、それによる QGP 探索が行われてきた。CERN の実験結果では、QGP が形成されたと解釈出来る多くの有力な間接的証拠が見つかったとはいえ、QGP が発見できたと結論してはいなかった。RHIC になって、核子あたりのエネルギーが SPS の約 10 倍となって、

	RHIC	LHC
衝突方法	衝突型	衝突型
重心系衝突エネルギー [GeV/A]	200	5500
$\frac{dN}{dy}$	1734	5625
1[fm/c] 後のエネルギー密度 [GeV/fm <sup>3</sup> ]	3.5-7.5	15-40
1[fm/c] 後の温度 [MeV]	300	440
QGP の寿命 [fm/c]	1.5-4	4-10

表 4.2: 加速器比較

RHIC と LHC の物理量を比較を示した。全ての物理量は重イオン衝突エネルギーの増加に伴って増加している。 $dN/dy$  は粒子の発生量を表している。単位ラピディティあたり3倍増加すると予測される。温度は QGP 相の臨界温度を共に超えている。しかし、QGP の形成時間は3倍近く LHC は長い。QGP からの熱光子が多く放出されるに加えて、熱いこの相に影響を受ける粒子が増加することが期待される。

ジェット抑制や  $J/\Psi$  粒子の抑制など、QGP の存在を示す現象を観測し、その存在を確認した。今年から始まる LHC ではさらに RHIC の約 20 倍となる。熱光子の測定はもちろんであるが、重いクォークの物理探究からも QGP の熱的性質の理解が期待できる。

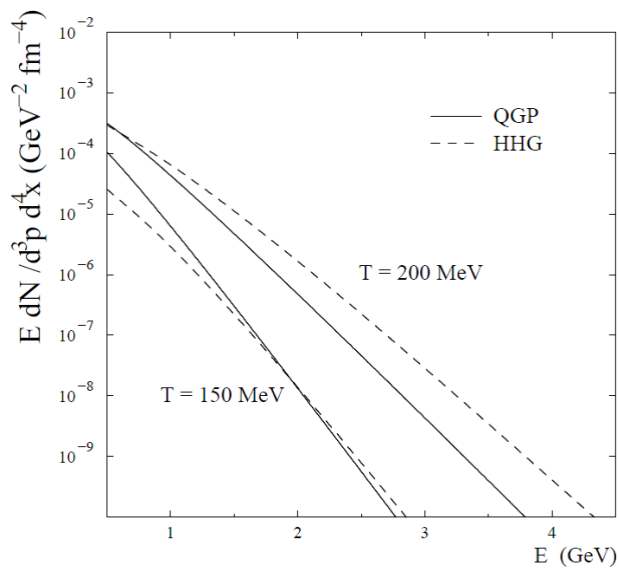


図 4.5: QGP と Hot Hadron Gas からの光子生成率の比較

$T$  が上昇につれて QGP と Hot Hadron Gas からの光子生成量が増加している。直接光子が増加すればそれだけ直接的な測定ができる。



## 謝辞

本研究を行うにあたり、指導教官の杉立先生をはじめ、数多くの助言によりご指導いただきました志垣先生と本間先生、洞口さんに感謝したいと思います。先生方に逐一助言していただいたことにより、光子解析の面白さと難解な点が自分の中ではっきりし、動機を持って研究できました。また取るに足りない質問にも親切に答えてくださった鳥井さん、コンピューターに不慣れな自分に対し、懇切にご指導していただきました槌本さんにお礼を言いたいと思います。

そして、シュミレーションをはじめ解析手法を伝授してくださった同研究室の大内田さん、来島さん、岩永さんには本当に研究につまりかけた時に助けていただきました。彼らのサポートがなければ本研究はできなかったと思います。ありがとうございました。

最後に、互いに切磋琢磨し合い、時には楽しく、時には夜遅くまで議論した中馬くん、日栄さん、岩崎くん感謝します。



## 第5章 付録

### 5.1 ラピディティー

特殊相対論的重イオン衝突について考える場合、次のような変数を選ぶと便利である。相対論によると、一粒子は四次元運動量で表わされる。

$$P^\mu = (E, \vec{p}) = (E, p_x, p_y, p_z) \quad (5.1)$$

エネルギーの  $E$  と三次元運動量  $\vec{p}$  で表わされる。四次元運動量の絶対量は不変質量:  $m_{inv}$  と呼ばれている。

$$m_{inv}^2 = P^2 = E^2 - \vec{p} * \vec{p} \quad (5.2)$$

高エネルギー物理では、衝突粒子の四次元運動量の和はマンデムシュタム変数:  $s$  の定義になっていて、それは以下の式で表わされる。

$$s = (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 \quad (5.3)$$

$\sqrt{s}$  が重心系エネルギーを示している。

普通、ビームの方向を  $z$  方向ととる。したがって、横運動量の大きさ:  $p_T$  と縦運動量の大きさ:  $p_L$  は以下のように書かれる。

$$p_T = p \times \sin(\nu), p_L = p \times \cos(\nu) \quad (5.4)$$

ここで、 $p$  は三次元運動量の絶対値で、 $\nu$  はビーム軸に対しての角度を示す。

この横運動量はローレンツ変換に対して不変であるが、縦運動量是不変ではない。そこでラピディティー:  $y$  を定義する。  $L = \frac{p_L}{E}$  とすると、

$$y = \frac{1}{2} \times \ln\left(\frac{E + p_L}{E - p_L}\right) \quad (5.5)$$

また、ラピディティーは粒子のエネルギーと縦運動量について以下の関係がある。横質量:  $m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2}$  と定義すると、

$$E = m_T \times \cosh(y) \quad (5.6)$$

$$p_L = m_T \times \sinh(y) \quad (5.7)$$

$E \gg m_0$  の場合、ラピディティ  $y$  と擬ラピディティ  $\eta$  の関係は  $y \sim \eta$  となって、

$$\eta = \frac{1}{2} \times \ln \frac{p + p_L}{p - p_L} \quad (5.8)$$

$$= -\ln \left[ \tan \frac{\theta}{2} \right] \quad (5.9)$$

## 5.2 衝突エネルギー

衝突エネルギーは  $\sqrt{s}$  という記号を用いる。s は反応する二つの粒子の運動量エネルギーから次式で定義される量である。

$$s = (p_1 + p_2)^2 \quad (5.10)$$

$$= (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 \quad (5.11)$$

本研究で用いた RHIC 加速器は衝突型加速器であるので、 $\vec{p}_1 = -\vec{p}_2$  が成り立つ。よって  $\sqrt{s}$  は衝突ビームの和 ( $E_1 + E_2$ ) に等しい

## 5.3 $\pi^0$ の生成断面積

$\pi^0$  中間子の生成断面積とは、 $\pi^0$  中間子を生成する確率である。実験で求める生成断面積は以下の式で定義される。

$$E \cdot \frac{d^3 E}{dp^3} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{d} \cdot \frac{1}{d} \cdot \frac{d^3 N}{p_T dp_T} \quad (5.12)$$

$$= \frac{1}{2\pi p_T dp_T} \cdot \frac{N_{\pi^0}}{N_{evt}} \left( \frac{PHENIX(\eta, \phi)}{ALL(\eta, \phi)} \right)^{-1} \cdot \frac{1}{\epsilon} \quad (5.13)$$

$N_{\pi^0}$  は再構成された  $\pi^0$  中間子の数、 $N_{evt}$  は衝突事象の数、 $p_T$  は横運動量である。 $\frac{PHENIX(\eta, \phi)}{ALL(\eta, \phi)}$  は PHENIX 検出器の  $\pi^0$  に対するアクセプタンスである。 $\epsilon$  は検出器の検出効率を表す。

## 5.4 誤差

統計誤差は計測実験についての平方根則を用いた。ランダム事象の計測実験における誤差は、真の平均値を評価するために使われており、その誤差の大きさは得られた計数値の平方根に等しい。



ランダム事象を計測すれば、例として値が $\nu$ とカウントされる確率は次のポアソン分布で与えられる。

$$P_{\mu}(\nu) = \exp -\mu \frac{\mu^{\nu}}{\nu!}$$

ここで、 $\mu$  は平均カウント数の期待値である。測定数が無限に近づくほど、平均値は $\bar{\nu} = \mu$ に近づく。したがって、標準偏差は、

$$\sigma_{\nu} = \sqrt{\mu}$$

となり、計数値の平方根となる。

ここで、 $n_A \pm \sigma_A$  と  $n_B \pm \sigma_B$  を考える。

$n_A + n_B$  の誤差は  $\sqrt{\sigma_A^2 + \sigma_B^2}$

$n_A - n_B$  の誤差は  $\sqrt{\sigma_A^2 + \sigma_B^2}$

$n_A \times n_B$  の誤差は  $n_A \times n_B \times \sqrt{\frac{\sigma_A^2}{n_A^2} + \frac{\sigma_B^2}{n_B^2}}$

$n_A/n_B$  の誤差は  $\frac{n_A}{n_B} \times \sqrt{\frac{\sigma_A^2}{n_A^2} + \frac{\sigma_B^2}{n_B^2}}$  で表される。

## 5.5 データ表

$p_T(\text{GeV})$	$N^\eta$	$\Delta N^\eta$
2.25	1.258E-02	3.658E-03
2.75	3.902E-03	1.121E-03
3.25	8.785E-04	1.703E-04
3.75	2.326E-04	5.129E-05
4.50	6.440E-05	1.600E-05
5.50	1.142E-05	2.566E-06
6.50	2.797E-06	1.053E-06
7.50	9.595E-07	2.629E-07
8.50	4.087E-07	1.838E-07
9.50	1.507E-07	8.253E-08

表 5.1: 金金衝突におけるミニウムバイアスの  $\eta$  の生成量 ([5] より引用)

$p_T [GeV/c]$	$\frac{1}{2} \frac{1}{p_T N_{evt}} \frac{d^2 N}{dy dp_T} [\frac{c^3}{GeV^2}]$	stat.error	syst.error
1.25	9.919E-01	2.091E-02	1.417E-01
1.75	1.728E-01	3.206E-03	2.547E-02
2.25	3.694E-02	6.850E-04	5.758E-03
2.75	8.683E-03	1.972E-04	1.439E-03
3.25	2.282E-03	6.409E-05	3.827E-04
3.75	7.709E-04	9.174E-06	1.282E-04
4.25	2.792E-04	4.319E-06	4.765E-05
4.75	1.088E-04	2.276E-06	1.871E-05
5.25	4.799E-05	1.243E-06	8.263E-06
5.75	2.227E-05	7.732E-07	3.834E-06
6.25	1.131E-05	4.953E-07	1.948E-06
6.75	5.790E-06	2.033E-07	1.051E-06
7.25	3.204E-06	1.413E-07	5.970E-07
7.75	1.717E-06	1.081E-07	3.149E-07
8.50	8.424E-07	4.739E-08	1.548E-07
9.50	3.817E-07	2.946E-08	6.960E-08
11.00	9.906E-08	1.012E-08	1.905E-08
13.00	2.281E-08	4.033E-09	4.354E-09
15.00	7.780E-09	2.460E-09	1.556E-09

表 5.2: 金金衝突におけるミニウムバイアスの  $\phi$  の生成量 ([1] より引用)

$p_T$ [GeV/c]	$\frac{1}{2} \frac{1}{p_T N_{evt}} \frac{d^2 N}{dy dp_T} \left[ \frac{c^2}{GeV^2} \right]$	static error
1.25	8.923E-01	9.046E-03
1.75	1.624E-01	1.405E-03
2.25	3.441E-02	2.901E-04
2.75	7.635E-03	6.484E-05
3.25	2.018E-03	1.840E-05
3.75	6.344E-04	6.172E-06
4.25	2.164E-04	2.302E-06
4.75	8.917E-05	1.071E-06
5.25	3.697E-05	5.153E-07
5.75	1.730E-05	2.912E-07
6.25	8.945E-06	1.764E-07
6.75	4.818E-06	6.388E-08
7.25	2.728E-06	4.115E-08
7.75	1.591E-06	2.820E-08
8.25	9.725E-07	2.010E-08
8.75	5.947E-07	1.448E-08
9.25	3.676E-07	1.075E-08
9.75	2.716E-07	8.524E-09
11	9.794E-08	2.198E-09
13	2.546E-08	1.057E-09
15	8.214E-09	6.221E-10
17	3.157E-09	4.368E-10
19	1.110E-09	3.348E-10

表 5.3: 金金衝突におけるミニウムバイアスの  $\pi^0$  の生成量 ([3] より)

## 関連図書

- [1] Production of Neutral Pions and Direct Photons in Ultra-Relativistic Au+Au Collisions  
(2004)Christian Klein-Bösing
- [2] Midrapidity Neutral-Pion Production in Proton-Proton Collision at  $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$ (2004)Hisayuki Torii
- [3] Final results for  $\pi^0 p_T$  spectra and  $R_{AA}$  in Au+Au at  $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$  (Run-4, PPG080)PHENIX group
- [4] 高エネルギー重イオン衝突実験 PHENIX における光子データ解析 (2005) 大内田美沙紀
- [5] Common suppression pattern of  $\pi^0$  and  $\eta$  at high  $p_T$  in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$  (PHENIX Analysis Note 477)PHENIX group
- [6] Prompt Photon Production in Proton-Proton Collisions at  $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$ (2006)Takuma Horaguchi
- [7] 原子核物理学 (裳華房) 永江知史、永宮正治共著
- [8] 素粒子物理学の基礎 (朝倉書店) 長島順清著
- [9] Combination of Run3pp direct photon measurements for ppg60(2006)PHENIX group