

核子対当たりの重心系衝突エネルギー 130GeVの
金＋金原子核衝突における光子生成の研究

M1179021 蜂谷 崇

平成 13年 2月 9日

概要

量子色力学 (QCD) の予言によれば、通常核子内に閉じ込められているクォークとグルーオンは、高温密度状態でその束縛から離れ自由に飛びまわる状態 (クォークグルーオンプラズマ、QGP) へと相転移する。この QGP 状態はビッグバンから 10^{-5} 秒後の宇宙初期に存在したと言われており、高エネルギー重イオン衝突では実験室で QGP を生み出すために必要な高温高密度状態を作り出すことができる。QGP 生成を特徴づける、いくつかの現象が予言されている。そのひとつとして衝突時にクォークとグルーオンのコンプトン散乱などを通して直接放出される光子が増加すると言われており、重イオン衝突で作られる状態は QGP 相からハドロン相に時間的に発展すると考えられている。光子はハドロンに比べて強い相互作用をしないことから、終状態のハドロン相の影響を受けず、衝突で作られた初期状態の高温高密度物質の物性を直接見ることができると考えられる。したがって光子の測定は QGP を検証するうえで不可欠である。QGP 生成を検証するために、米国ブルックヘブン研究所 (BNL) に建設された相対論的重イオン衝突型加速器 (Relativistic Heavy Ion Collider, RHIC) において 2000 年 6 月から核子対当たりの重心系衝突エネルギー 130 GeV の金+金原子核衝突実験が始まった。このエネルギーは従来 CERN でおこなわれてきた実験より約 10 倍高く、十分に QGP を生成できると考えられている。PHENIX 実験 (Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment) では、9 月までの実験期間中に約 400 万回の衝突事象を記録した。測定される光子は高温高密度状態から直接放射される光子の他に、中性 π 中間子、 η 中間子、 ω 中間子等の崩壊やダリッツ崩壊からの光子がある。本研究では、個々の過程からの光子を区別せず、全光子の運動量分布を求めることを目的とした。これら光子を検出するために、衝突点と検出器間にある物質を、光子が透過する際に生ずる電子陽電子対をリングイメージチェレンコフ検出器 (RICH) を用いて光子を測定した。RICH とは、媒質中で荷電粒子が作るリング状のチェレンコフ光のサイズを測定することによって、粒子の種類を同定することができる検出器である。本研究の解析ではまず、実験データから光子の横方向運動量を測定した。そして検出器のバイアスを補正するために、まず単一電子に対する PHENIX 測定器シミュレーター内の RICH の応答を調整した。次に、そのシミュレーターを用いて PHENIX 測定器による光子の検出効率を横方向運動量ごとに求めた。この検出効率を用いて、衝突によって作られる全光子の横運動量を 0.6 GeV/c から 3 GeV/c までの領域で測定した。

目次

第1章	はじめに	3
1.1	光子の測定	4
第2章	PHENIX 実験	5
2.1	RHIC 加速器	5
2.2	PHENIX 測定器	7
2.2.1	ビーム・ビームカウンター (BBC)	8
2.2.2	ゼロデグリーカロリメータ (ZDC)	8
2.2.3	ドリフト チェンバー (DCH)	9
2.2.4	パッド チェンバー (PC)	11
2.2.5	リングイメージチェレンコフ検出器 (RICH)	11
2.3	電磁カロリメータ (EMCal)	11
第3章	衝突事象の選択	14
3.1	トリガー条件	14
第4章	光子の検出	15
4.1	荷電粒子の飛跡の再構成	15
4.2	電子の検出	15
4.3	電子陽電子対から光子を再構成する	21
4.4	ダリッツ崩壊と物質による崩壊との分離 (ϕ_V による条件)	24
4.5	磁場なしデータの解析	24
4.6	補正前光子の横方向運動量分布	26
第5章	シミュレーションによる光子の検出効率の見積り	28
5.1	RICH の応答の調整	28
5.2	シミュレーションと測定値との比較	29
5.3	電子の検出効率	34
5.4	光子の検出効率曲線を得る	34
第6章	測定結果と考察	37
6.1	光子の横運動量分布	37
6.2	直接光子	37
第7章	まとめと今後	41

第1章 始めに

格子 QCD の予言によれば、十分に高温高エネルギー密度状態ではクォークとグルーオンが核子の束縛を離れ、自由に飛びまわる状態クォークグルーオンプラズマ (QGP) に相転移する。QGP を実験的に検証する試みは 1980 年代から続けられているが、現在までにその在否は結論づけられていない。(昨年、SPS での実験のまとめとして CERN で行われた特別セミナーでは、QGP が存在すれば現れるシグナルの幾つかは CERN の実験で見られたとの発表があったが、[1]) 重イオン衝突では、QGP を作るのに必要な高温、高密度状態を作り出すことができると考えられている。重イオン衝突の描像は以下のようなのである。ほぼ光速に加速された金原子核は、ローレンツ収縮し、半径 6fm、厚み 1fm 程度の薄いディスク状になり、衝突する。衝突の結果、2枚のディスクは互いにすりぬけ、その間に高温、高エネルギー密度の状態が生み出される。反応のごく初期段階 ($t \lesssim 0.1 \text{ fm}/c$) では、高密度のクォークとグルーオンが互いにハードに散乱していると考えられている。もし、高密度状態の持続時間が十分長ければ、クォークとグルーオンが散乱を繰り返すうち、熱平衡状態に達する。すなわち QGP が生成される [5]。その後、系の膨張に伴ってエネルギー密度は下がり、系は QGP 相から QGP とハドロン相が並存する状態を経て、高密度のハドロンガスに変わる。最終的に密度が十分に低くなるとハドロン間の相互作用も終わり、生成したハドロンが飛びさっていく。QGP からの予言されているシグナルとして、熱的電磁放射の増加がある [3]。これは QGP 内部で $q + q \rightarrow l + l$ や $q + g \rightarrow q + \gamma$ という反応をとおして生成されるレプトン対や直接光子である。QGP からの熱的レプトン対の生成は、質量 3GeV 以下の領域で、ハドロンガスによるレプトン対や Drell-Yan 過程で生ずるレプトン対に比べて多くなると予想されている。これが観測されると QGP 内部での温度、エネルギー密度などを質量スペクトルから測定することが出来る。同様に熱的直接光子も横運動量 3GeV 以下の領域で反応初期の QCD コンプトン散乱で生じる直接光子にたいして優勢になると予想されている。光子は、電磁相互作用しかしないので長い平均自由行程を持っている。そのため衝突初期に生成された光子は、衝突の終状態で多数生成されるハドロンとほとんど相互作用せず、生成時の物質の情報を持ち出すことができる。またハドロンは、衝突により生成された高エネルギー物質中で平均自由行程が極端に短い。そのため衝突の最終段階の温度、密度が下った状態の情報を保持している。この2つの観測量はお互いが相補的なものであるが、光子によるシグナルは QGP 生成を示すの直接的な証拠となり得る。本研究では PHENIX 実験によって収集されたデータを用いて全光子の生成断面積を測定する。光子を測定するために、まず光子と物質との相互作用によって生じた電子陽電子対を測定し、光子を再構成する。以下、実験のセットアップ、データ解析について説明し、その後測定結果について考察をおこなう。

1.1 光子の測定

原子核衝突の時間発展 [2] において、光子は QGP 相、ハドロン相、ハドロンの崩壊のそれぞれの段階から放出される。光子は電磁相互作用しかしないので、一旦、生成されると、衝突の中間状態、終状態で多数発生するハドロンと電磁相互作用でしか相互作用しない。原子核衝突によって生じた高温高密度物質中では電磁相互作用は強い相互作用と比べて弱く、そのためほとんどの光子は生成されたときの情報をそのまま、衝突の外、我々の検出器まで届けてくれる。ここで光子を測定する前に、光子の線源はなにか、生成量はいくらか、について簡単に説明する。まず、QGP 相ではクォークとグルーオンのコンプトン散乱 ($qg \rightarrow q\gamma$) や、クォーク・反クォーク対消滅 ($q\bar{q} \rightarrow g\gamma$) によって生成される。その生成量はサーマルモデルによれば、

$$\frac{d\sigma}{dp_t^2} = 600 \times \frac{\alpha^2 \sigma_{in} A}{\sqrt{2\pi} 18 p_t^4} \Gamma\left(\frac{7}{2}, \frac{M}{T_i}\right) [3]$$

次に、ハドロンの崩壊としては、 $\pi \rightarrow \gamma\gamma$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ などである。これらの反応のうち最も多いものは π^0 の崩壊によるもので、ハドロン崩壊による光子の約 90% をしめる。上記のモデルによれば 3 GeV/c 以下の横運動量領域で、QGP 相からの光子の生成量は、ハドロン相からの光子より多くなると予想されている。このためこの領域の光子を測定することによって QGP の生成を検証することができる。このような予言に基づいて、CERN、SPS において WA80、CERES、WA98 実験が行われた。実験の結果、WA80、CERES では約 5% の直接光子の増加が見られたが、系統誤差が約 10% 含まれるのでほとんど増加が見られなかったと結論付けられた [4]。その後、WA98 実験において、直接光子の有意な増加があったと報告があった [13]。しかし WA98 実験による光子の測定方法から、それによって QGP の存在したとは結論づけることはできない。

第2章 PHENIX実験

2.1 RHIC加速器

米国ブルックヘブン国立研究所 (BNL) に相対論的重イオン衝突型加速器 (RHIC) が建設された (図 2.1)。RHICは 2.1のように設置されており、2基の加速器によって構成されている。RHICには 6つの実験エリアがあり、PHENIX実験は 8時の位置で行われている。RHICでは、金原子核はまずタンデムパンデグラフ、次に AGSで重心系エネルギー 10GeVまで加速された後、RHICによって一基でそれぞれ最大 100GeVまで加速され、核衝突領域において正面衝突する。このときのエネルギーは重心系で核子あたり 200GeV/uを発生する。

RHICのデザインパラメータは表 2.1のようになっており、2000年度のデータ収集期間では金原子核を用いて重心系エネルギー 130GeVで運転された (片リング 65GeV)。

表 2.1: RHICの加速器パラメータ

No. Intersection Region	6	
No. Bunches/ring	60	
Bunch Spacing (nsec)	213	
Free Space at Crossing Point (m)	±9	
	Au	P
No. Particle/Bunch	1×10^9	1×10^{11}
Top Energy	100	250
Emittance, initial (δ mm.mrad)	10	20
Diamond Length (cm rms)	18	10
Beta* (m)	2	2
Luminosity, average ($cm^{-2}sec^{-1}$)	$\sim 2 \times 10^{25}$	$\sim 1 \times 10^{31}$
Lifetime (h)	~ 10	≥ 10

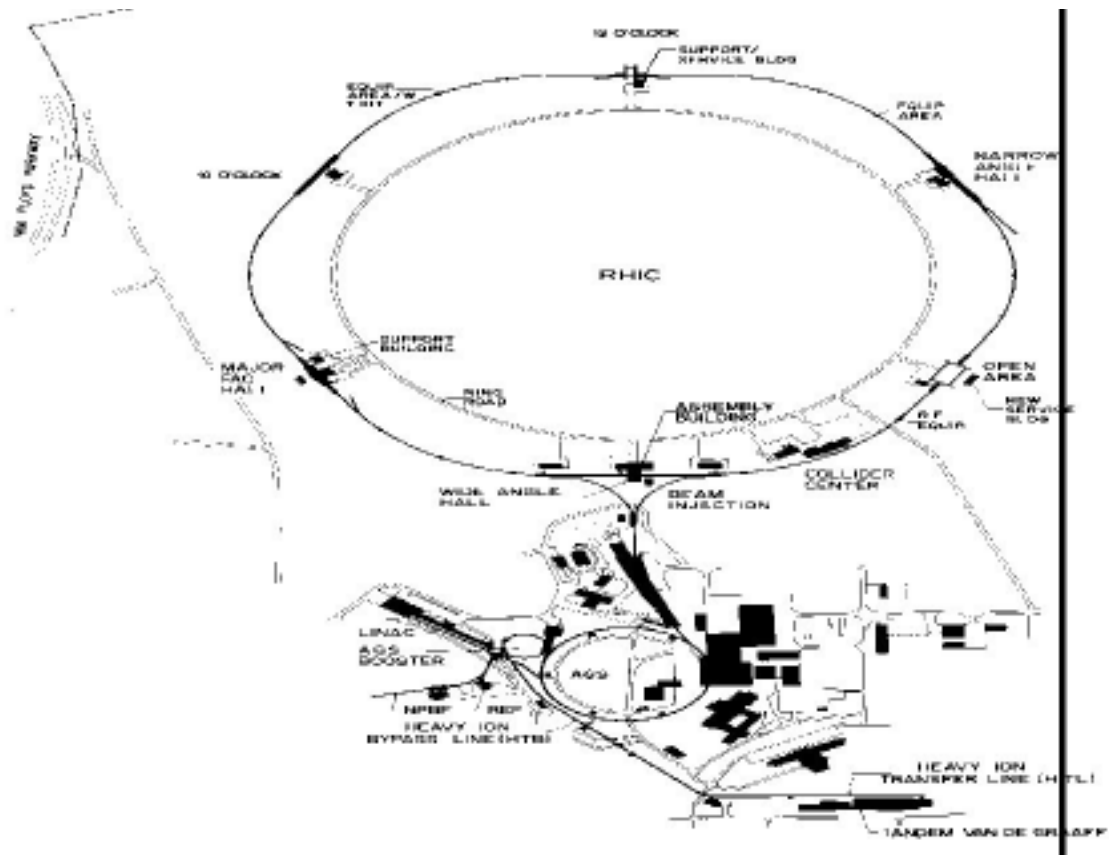


図 2.1: RHIC collider complex

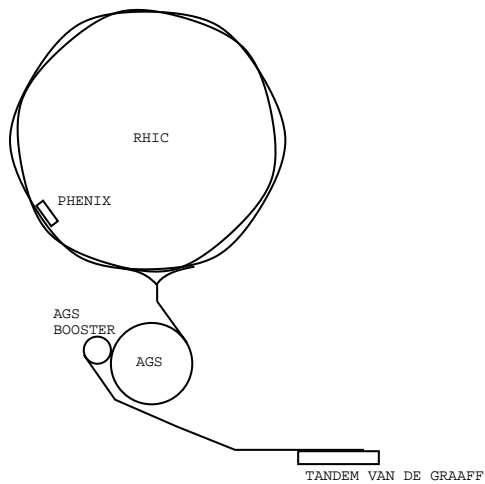


図 2.2: RHIC collider complex の概念図

2.2 PHENIX測定器

PHENIX測定器は図 2.2に示されるように、大きく分けて中心ラピディティ領域を測定する2つの測定器アームと前方・後方領域を測定する2つ測定器アームとで構成されている [6]。図 2.2の中央部分には2つの磁石がビーム軸に並行かつ、衝突点からビーム軸に対して対象な位置に設置されている。磁場の方向はビーム軸に対して並行である。中心ラピディティ領域を覆っている測定器はそれぞれ西アーム、東アームと呼ばれており、そのラピディティ領域は $\eta = \pm 0.35$ 、方位角領域 ϕ は $-33.7^\circ < \phi < 56.2^\circ$ を覆っている。この2つのアームを称して中心アームと呼んでいる。粒子を加速している2つのビームパイプはPHENIX測定器内の衝突点から18m前後方で1つになり、図 2.2で見るようにPHENIX測定器内を通り抜けている。ゼロデグリーカロリメータ (ZDC) は2本のビームパイプが一つになる場所に設置されている。西アームはドリフトチェンバー (DCH)、パッドチェンバー (PC1)、リングイメージチェレンコフ検出器 (RICH)、電磁カロリメータで構成されており、東アームはDCH、二つのパッドチェンバー (PC1、PC3)、RICH、タイムエクспанジョンチェンバー (TEC)、飛行時間検出器 (TOF)、電磁カロリメータから構成されている。この他にビームパイプ近傍での検出器として、イベントのマルチプリシティと衝突位置を測定するために使用されるマルチプリシティ+バーテックス検出器 (MVD)、衝突をトリガーするためのビームビームカウンター (BBC) がある。本研究ではBBC、ZDC、MVD、西アームを用いて解析を行った。以下、本研究で用いている検出器について説明する。

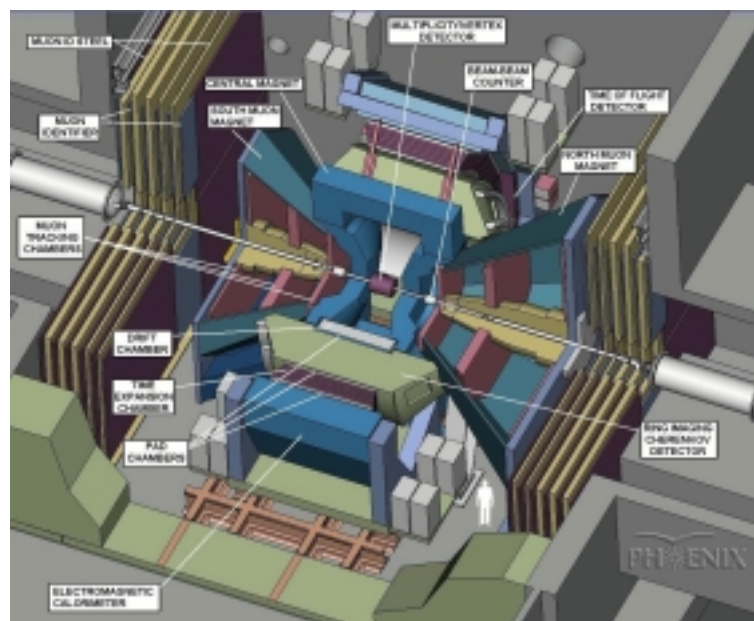


図 2.3: PHENIX Spectrometer

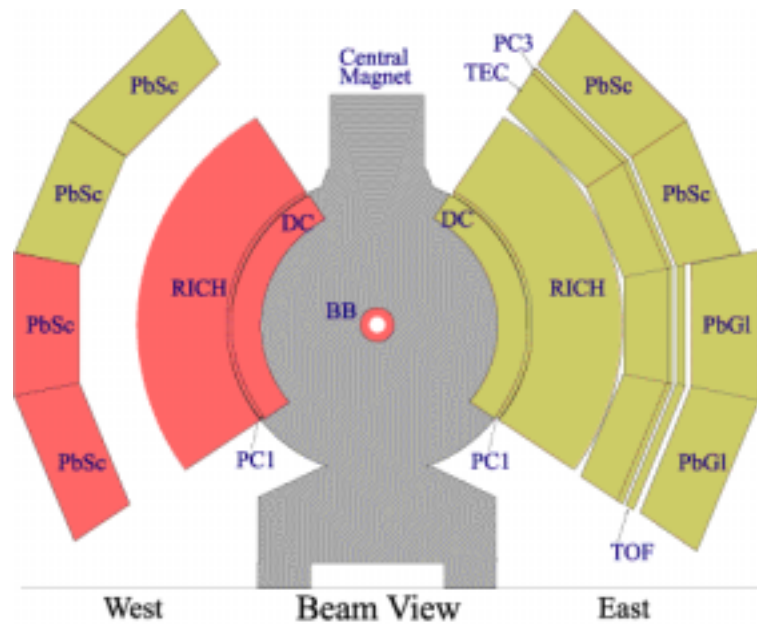


図 2.4: 本研究で解析に使用した検出器。赤色の部分を今回の解析で使用した。

2.2.1 ビーム・ビームカウンター (BBC)

BBCは衝突点から 1.5m 前後方に 1 基ずつ合計 2 基設置されており、 $3.1 \times 3.9, 0 < \phi < 2\pi$ を覆っている。一基の BBC は 64 本のチェレンコフカウンターで構成されている。1 本のチェレンコフカウンターはチェレンコフ光を発生させるクォーツと光電子増倍管 (PMT) で構成されており、約 40ps の時間分解能を持っている [7]。それぞれ BBC は粒子の入射時間を測定する。片側で測定された時間から他方の時間を差し引くことによって衝突位置を約 1cm の精度で測定し、また平均を取ることによって衝突時間を測定する。ここで衝突時間は飛行時間測定法のスタート時間に使用される。さらに BBC は、そのチェレンコフカウンターのヒット数からミニマムバイアストリガーを発生させる。

2.2.2 ゼロデグリーカロリメータ (ZDC)

衝突点から前後方 18m、加速器の 2 重極磁石の後ろにひとつずつ設置されている (図 2.5)[8] ハドロンカロリメータである。各 ZDC は直径 1mm のファイバー 100 本と 2.5mm のタンゲステンを組合せたチェレンコフ光サンプリングカロリメータであり、シグナルは PMT によって読み出されている。ZDC はその設置場所から、衝突によって発生した中性子を測定することによって、ミニマムバイアストリガーを発生させる。ZDC で測定されるエネルギーは中心領域で測定されるエネルギー (E_t) と逆相関があるため、衝突中心度の測定に用いられる。

2.2.4 パッド チェンバー (PC)

衝突点から半径 R 方向で DCH の直後、 $2.46(R/2.51m)$ にカソードパッド読み出しのワイヤチェンバーが置かれている。これは PC1 と呼ばれている。Z 軸と平行に $2mm$ 間隔でアノードワイヤとフィールドワイヤが並べられている。読み出しのためのカソードパッドはワイヤの後方 $2mm$ の位置に配置されている。個々のパッドは $2.7mm \times 8.2mm$ のピクセル 9 つで構成されており、それぞれのピクセルは 1 つの回路で読み出される。全体で 15552 個のパッドから構成されている。PC1 のヒット位置は各パッドからのシグナルを再構成し、その 3 次元位置としてクラスター単位で表現される。この位置情報は DCH で測定された粒子の飛跡と組合せてより高い精度で飛跡測定をする。また測定されたクラスターを数からマルチプリシティを選択するためのトリガーとして使われる。

2.2.5 リングイメージチェレンコフ検出器 (RICH)

RICH は電子を同定するための検出器である [10, 11]。その形状は以下の図 2.8 のようになっており、体積は $40m^3$ 、粒子の入射窓は $8.9m^2$ 、放出窓は $20m^2$ である。RICH は各 Arm に 1 つずつ、衝突点から半径方向 $R=2.6m-4.0m$ の位置に設置されている。方位角方向は 90° 、ラピディティは ± 0.35 の範囲を覆っている。RICH の内部はガスによって満たされている。電子、陽電子、高エネルギーのハドロンが RICH を通過すると、そのガスによって Winston の円錐状にチェレンコフ光が発生する。発生したチェレンコフ光は球状の鏡によって反射され、光電子増倍管列に円状に照射され、検出される。1 つの RICH には 2 つの 16×80 本の PMT 列で構成されており、RICH 全体として $5120(2(\text{arm}) \times 2(\text{side}) \times 16(\theta) \times 80(\phi))$ 本の PMT が使用されている。各 PMT は平均 $1^\circ(\theta) \times 1^\circ(\phi)$ の範囲を覆っている。ここで使われている PMT は光子 1 個を検出できるものが使われている。2000 年度のデータ収集ではガスとして CO_2 が使用された。 CO_2 の屈折率は 1.00043 である。 CO_2 の場合は、チェレンコフ光が PMT 列上に作るリングは半径 $3.4 - 8.4cm$ である。荷電 π 中間子が CO_2 ガス中でチェレンコフ光を出すために必要とされる最小の運動量は $4.9GeV/c$ である。そのため、ほとんどの π 中間子は RICH に信号を落とさず、電子 (陽電子) だけを選択することができる。

2.3 電磁カロリメータ (EMCal)

電磁カロリメータは中心アーム上、衝突点から半径 R 方向に $R/5.1m$ の最後方に設置されている (図 2.10)。PHENIX の電磁カロリメータは、鉛とシンチレータのサンドイッチ型サンプリングカロリメータと鉛ガラスカロリメータの 2 種類がある。それぞれ $18\chi_0$ 、 $16\chi_0$ (χ_0 は *RadiationLength*) を持つ。そのうち西アームにあるカロリメータはすべて鉛シンチレータ型のカロリメータである。各アームで $4(\delta\phi = 22.5^\circ)$ のセクターがあり、各セクターは縦 $36 \times$ 横 $72 = 2,592$ 個のタワー (図 2.11) からなる。各タワーは $5.5cm \times 5.5cm$ 、西アーム全体では 10,368 個のタワーによって構成されている。

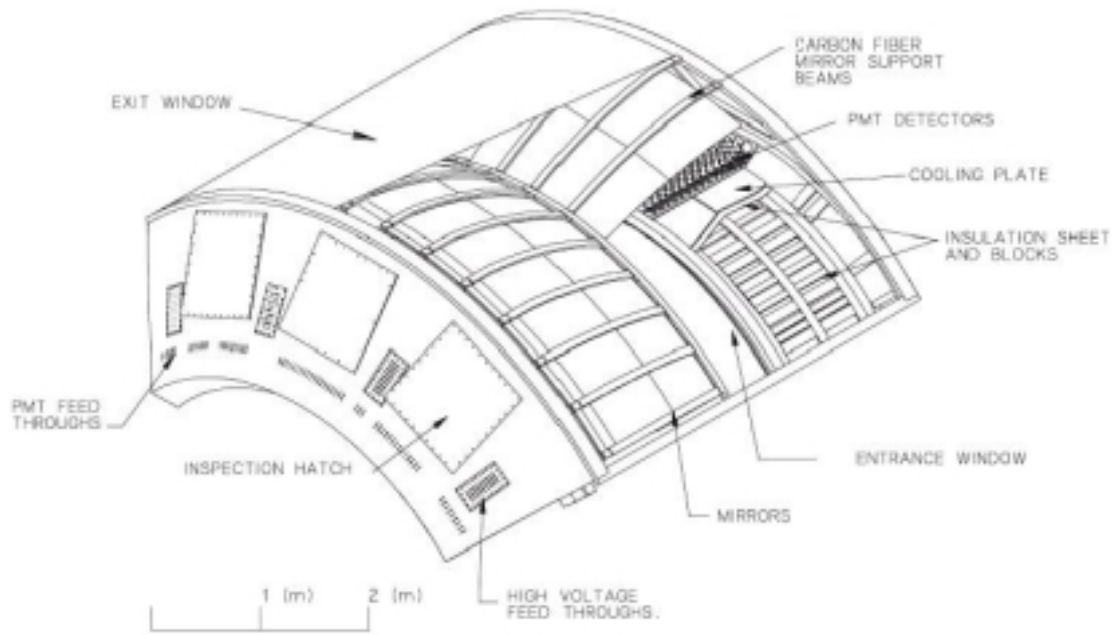


図 2.8: RICH 検出器の断面図。RICH は全体で体積 $40m^3$ あり、5120 本の PMT を用いて電子による Cherenkov 光を測定することによって、電子を同定するための測定器である。

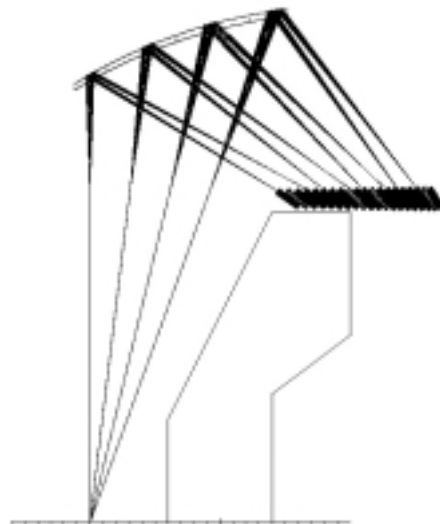


図 2.9: 荷電粒子が RICH を通過する時に放出される Cherenkov 光の軌跡。放射された Cherenkov 光は RICH の反射鏡によって PMT 列に収束される。PMT 列上に円形に射影された Cherenkov 光は PMT により、光子数、円の半径が測定される。

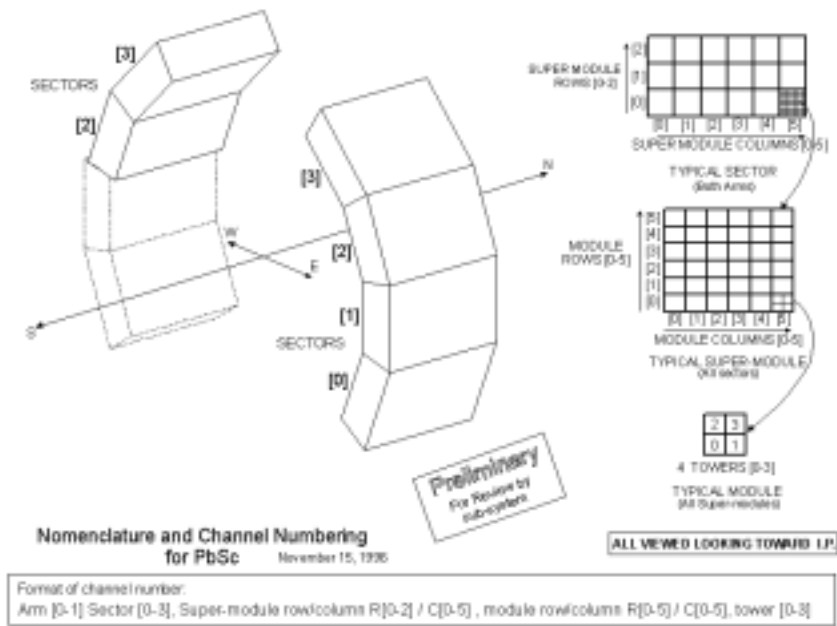


図 2.10: 電磁カロリメータの構成。西アームで4、東アームで4つのセクターから構成されている。このうち東アームの下2つのセクターは鉛ガラスカロリメータ、それ以外のセクターは鉛シンチレータが用いられている。鉛シンチレータによる1つのセクターは2592個のモジュール(図 2.11)から構成されている。

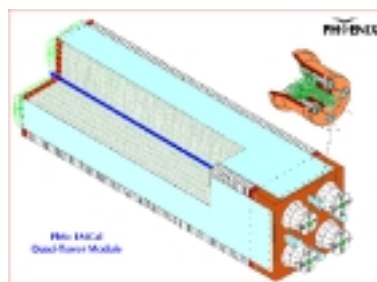


図 2.11: 電磁カロリメータを構成しているモジュール。鉛とシンチレータのサンドイッチ型をしており、 $18 \lambda_0$ の Radiation Length を持っている。

第3章 衝突事象の選択

3.1 トリガー条件

2000年度のデータ収集では、BBCとZDCとの論理和(ミニマムバイアストリガー)によってデータは収集された。この条件は金+金の幾何学的な衝突断面積(7.2b)の92%に対応する。このデータから、BBCにより測定されたビーム軸上での衝突位置(Z)(図3.1)から $-20 < Z < 20 \text{ cm}$ の範囲にあるイベントを選び解析を行った。この結果、磁場条件が違う3つのデータセット(100% 50% 磁場無し)に対して、それぞれ152514, 66131, 184127個の衝突事象を解析した。

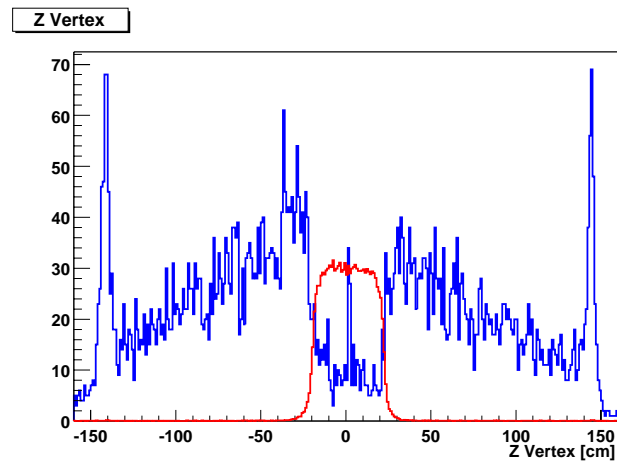


図 3.1: BBCにより測定された衝突位置の分布。赤はオンライントリガーによって選択された衝突位置。青はZDCのトリガーにより測定された衝突位置を表している。

第4章 光子の検出

高エネルギーの光子は、物質と相互作用すると電子陽電子対を生成する。以下の解析では電子陽電子を RICH、DCH、電磁カロリメータによって同定し、再構成することによって光子を測定する。

4.1 荷電粒子の飛跡の再構成

衝突点で発生した荷電粒子は、ビーム軸に並行に掛けられている磁場によって曲げられた後、各検出器を通過していく(図 4.1)。これを測定するために、各検出器から得られた情報を繋ぎあわせ、PHENIX 測定器を通過する粒子の飛跡を再構成する。そのために、まず DCH と PC1 で再構成された粒子の飛跡ベクトルから、各座標での磁場の強度から計算される曲率を用いて、電磁カロリメータでのヒット位置を外挿する。その後、各検出器上の外挿点から最も近い測定点を探し、同一の粒子によるシグナルであるとしている。次に、そのようにして測定された飛跡を用いて、粒子が RICH を通過する飛跡を調べ、その粒子によって放出されるチェレンコフ光の PMT 列への照射点を外挿する。このようにして PHENIX 測定器全体を通して粒子の飛跡を再構成する。図 4.2 は、実際に PHENIX 測定器によって測定された粒子の飛跡ベクトルとヒット位置を表している。図は中心アームを $Z=0$ 面で 2 つに分離して、上が上流側、下が下流側を表示している。中心の 2 つの図はビーム軸側からみた様子で、各検出器のヒット位置と再構成された粒子の飛跡を表している。左に 2×3 枚、右に 2×3 枚あるパネルは、横に並んだ 3 枚ずつ組みになっており、左から RICH、PC3(東アームだけ)、電磁カロリメータを表している。RICH のパネルでは点はヒットのあった PMT の位置、リングは飛跡から外挿されるチェレンコフ光によるリングを表している。このリング内に入っている PMT の数から RICH のシグナルと飛跡とを結び付けている。

4.2 電子の検出

RICH、DCH、電磁カロリメータによって以下の条件を掛けることによって電子を同定する。

- RICH を使った条件：
 - － チェレンコフ光が作るリングあたりのヒットのあった PMT の数 (n_0) が 3 つ以上

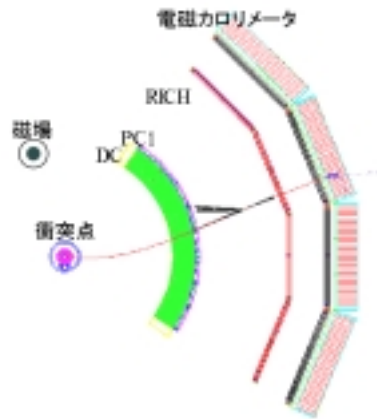


図 4.1: WestArm を電子が通過する様子。[GEANTシミュレーション]

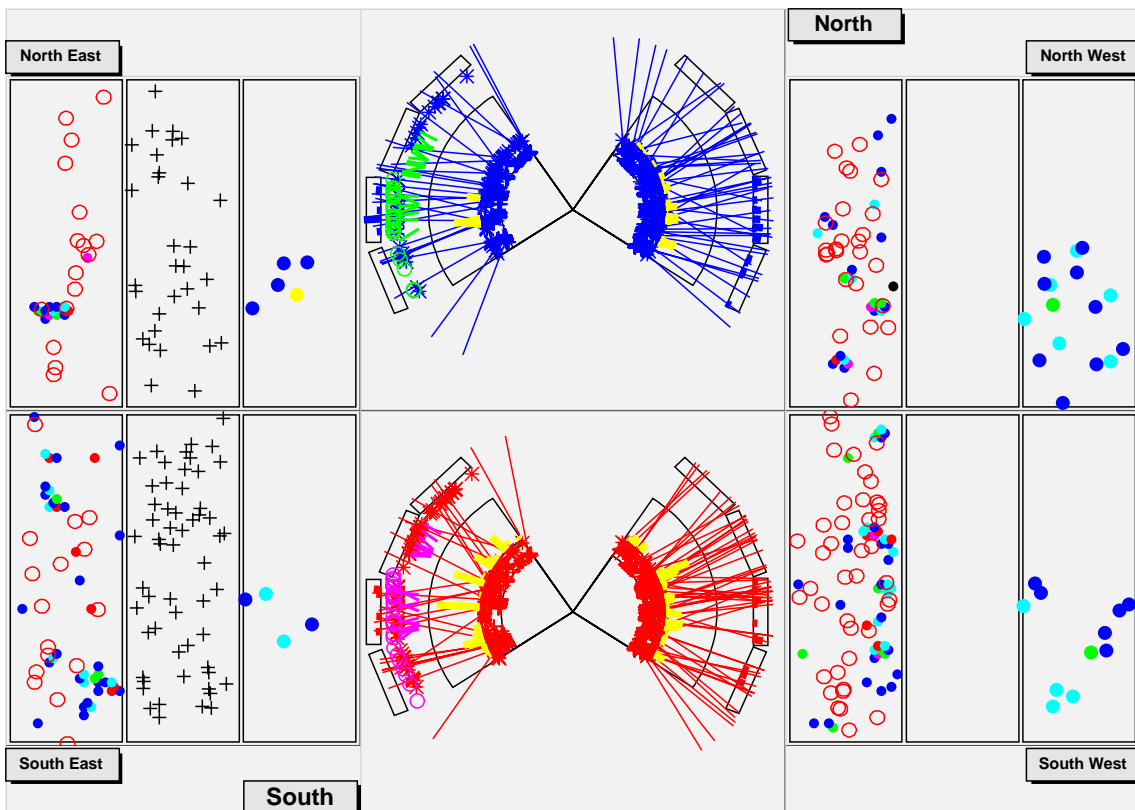


図 4.2: PHENIX un-official Event Display。Beam 軸方向から見た図

- ヒットのあった PMT から求められた半径と、 CO_2 から予想される半径の差の χ 二乗 (ch^2/npe_0) が 10 以下
- DCH と電磁カロリメータを使った条件：
 - DCH で測定した粒子の運動量 P と電磁カロリメータで測定したエネルギー E の比 E/P が $0.8 < E/p < 1.5$

以上の条件は以下の図から決められた。まず図 4.3 は横運動量領域 0.2-0.3GeV/c、0.3-0.4GeV/c、0.4-0.6GeV/c、0.6-0.8GeV/c、0.8-1.0GeV/c、1.0-1.5GeV/c、1.5-2.0GeV/c、2.0GeV/c 以上でのチェレンコフ光が作るリングあたりのヒットのあった PMT の数 (n_0) を示している。青は測定値、赤は粒子の飛跡ベクトルの持つ Z 座標の符号を反転させて得られた、粒子と RICH 検出器の信号との偶然の一致によるバックグラウンドを表している。以下この方法を Z 反転法という。紫紅色はデータ (青) からバックグラウンド (赤) を引いた正味のシグナルである。ここから $n_0 > 2$ ではバックグラウンドの寄与が主となっていることがわかる。ここで RICH に寄らず電子を選択するために $E/p > 0.9$ の条件を課している。

次に RICH のチェレンコフ媒体が CO_2 であることから、計算される電子による PMT 列上の半径 (5.5cm) とヒット PMT による半径との差の χ 二乗 (ch^2/npe_0) の分布を上記の各横運動量毎に示している (図 4.4)。各分布は縦軸が対数と線形の 2 通りで示されている。ここでも n_0 の分布と同様に青は測定値、赤は Z 反転法によるバックグラウンド、紫紅色は正味の信号を表している。ここから 10 以下にピークがあることがわかる。なお、この分布を作るために、 $n_0 > 2$ と $0.9 < E/p$ の条件を掛けることによって粒子の中から電子を選択した。

次に粒子の運動量 P とエネルギー E の比 E/P の分布 (図 4.5) を横運動量領域 0.2-0.3GeV/c、0.3-0.4GeV/c、0.4-0.5GeV/c、0.5-0.6GeV/c、0.6-0.7GeV/c、0.8-0.9GeV/c、0.9-1.0 GeV/c、1.0-1.1GeV/c、1.1-1.2GeV/c、1.2-1.5GeV/c、1.5-2.0GeV/c、2.0-2.5GeV/c、2.5-3.0GeV/c、3.0-3.5GeV/c、3.5-4.0GeV/c 毎に示した。以前と同様に青はデータ、赤は Z 反転法によるバックグラウンド、紫紅色は正味の信号を示している。ここでは RICH のみを用いて $n_0 > 2$ と $ch^2/npe_0 < 10$ という条件を課すことによって電子を選んでいる。この分布で 1 付近に現れているピークは電子のものである。またこの分布には 0.6 GeV/c より高い横運動量で E/P が低い値にピークを持ち始める。これは空気などの物質による光子の電子対生成のためである。衝突点より外側で生成された電子は、磁場による曲げられる量が衝突点から来る電子に比べて小さい。このため DCH によって測定される運動量は実際の運動量が小さいにもかかわらず大きな値を再構成してしまう。したがって E/P は 1 より小さい値を持つ。

これらの条件による電子の同定効率以下の章でモンテカルロシミュレーションにより求められる。

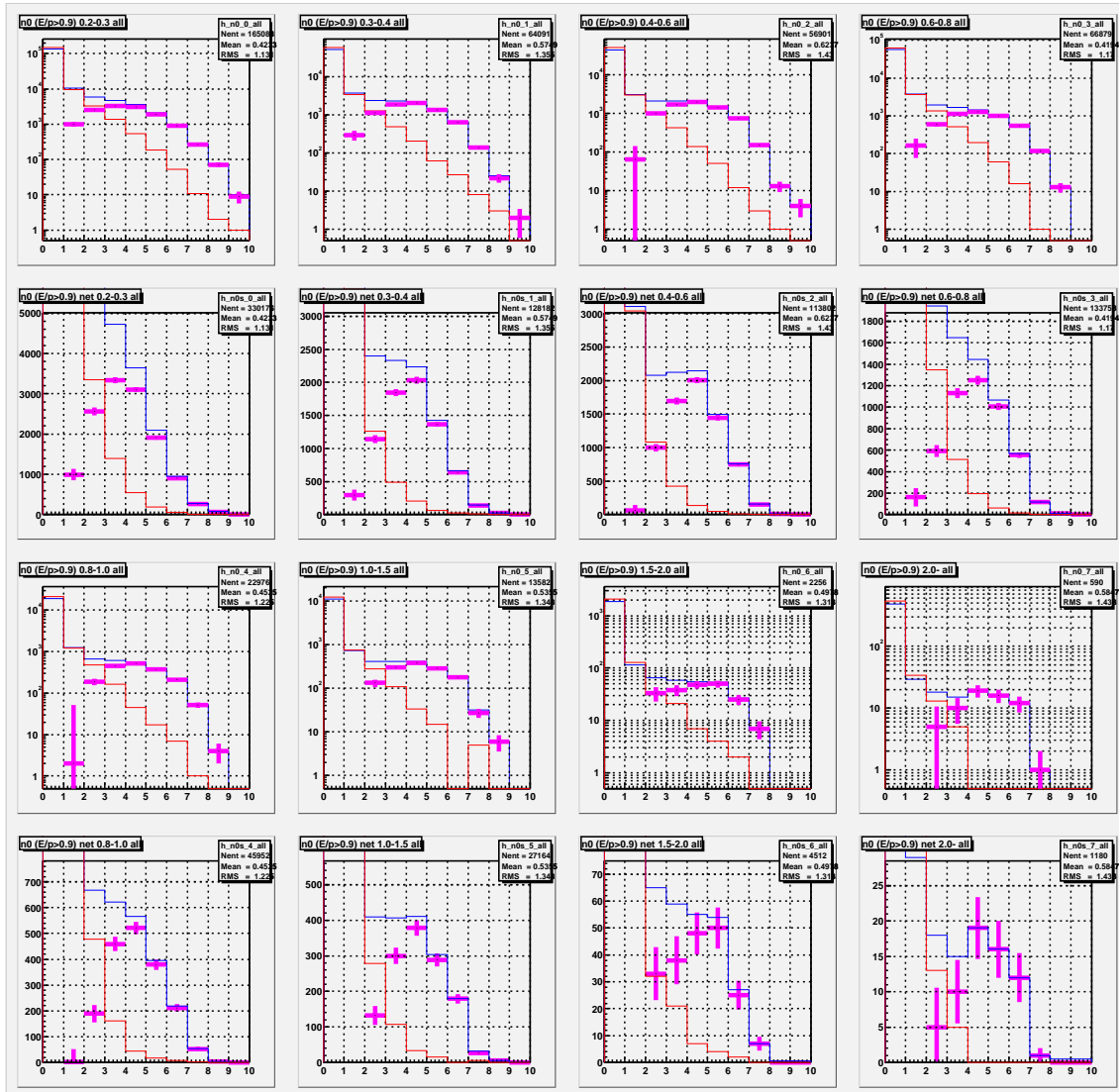


図 4.3: チェレンコフリングあたりのヒット PMT の数 (n_0) の分布。各横運動量ごとに、対数と線形の 2 通りで示している。ここで青はシグナル、赤は Z 反転法によるバックグラウンド、紫はシグナルからバックグラウンドを差し引いた正味のシグナルを表している。

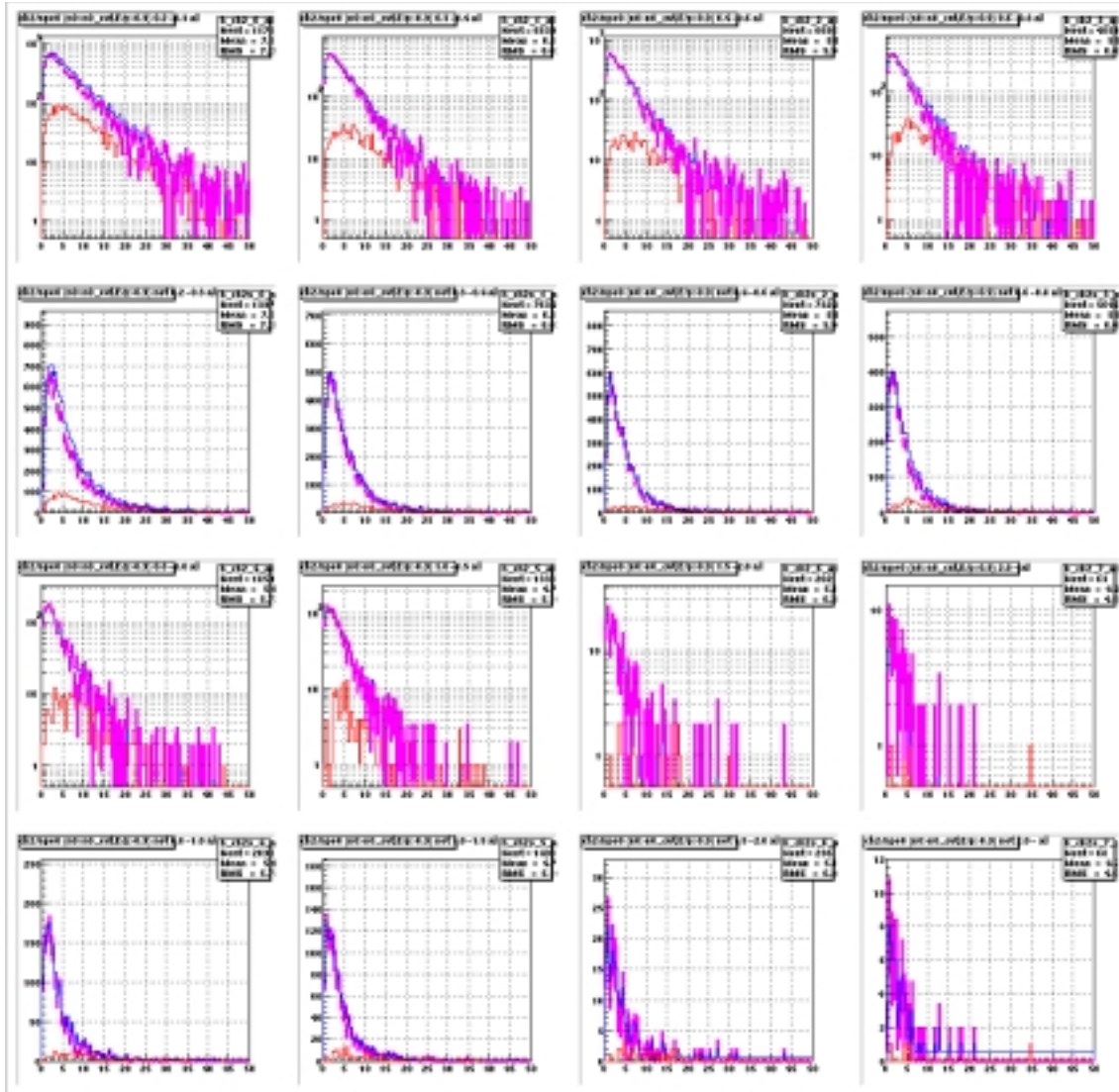


図 4.4: CO_2 によるチェレンコフリングの半径とヒット PMTによるリング半径との χ^2 分布。各運動量領域ごとに対数と線形の 2 通り示している。ここで 青はシグナル、赤は Z 反転法によるバックグラウンド、紫はシグナルからバックグラウンドを差し引いた正味のシグナルを表している。

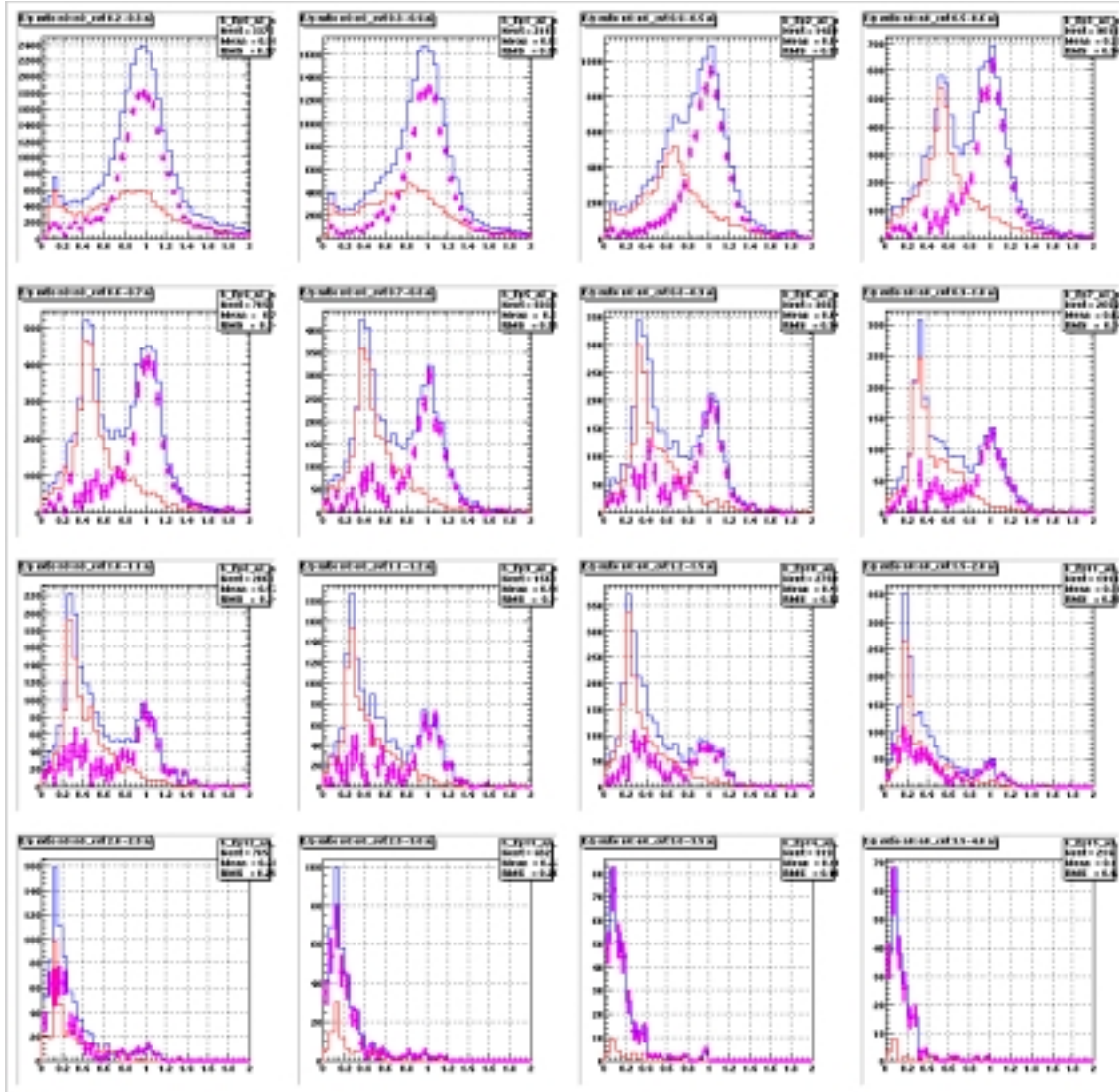


図 4.5: 各横運動量毎の E/p の分布。ここで青はシグナル、赤は Z 反転法によるバックグラウンド、紫はシグナルからバックグラウンドを差し引いた正味のシグナルを表している。

4.3 電子陽電子対から光子を再構成する

測定された電子の運動量ベクトル \mathbf{P}_{e^-} とエネルギー E_{e^-} 、陽電子の運動量ベクトル \mathbf{P}_{e^+} とエネルギー E_{e^+} を用いて崩壊前の光子の質量 M_γ を以下の式を用いて再構成する。

- $E_{e^+} = \sqrt{\mathbf{P}_{e^+}^2 + M_e^2}$
- $E_{e^-} = \sqrt{\mathbf{P}_{e^-}^2 + M_e^2}$
- $P_{e^+} = (P_{e^+x}, P_{e^+y}, P_{e^+z})$
- $P_{e^-} = (P_{e^-x}, P_{e^-y}, P_{e^-z})$
- $E_\gamma = E_{e^+} + E_{e^-}$
- $P_\gamma = (P_{e^+x} + P_{e^-x}, P_{e^+y} + P_{e^-y}, P_{e^+z} + P_{e^-z})$
- $M_\gamma = \sqrt{E_\gamma^2 - \mathbf{P}_\gamma^2}$

このようにして求めた質量 M_γ の分布は図 4.6 のようになっている。この図で青は M_γ 分布、赤はイベント内の電子 (陽電子) と違うイベント内の陽電子 (電子) とを組み合わせて作ったバックグラウンド分布を示している。このような違うイベントに属する粒子を組み合わせてバックグラウンドを見積もる方法を Event Mixing 法と言う。今回は電子、陽電子をそれぞれ 10 イベント分組み合わせてバックグラウンドの M_γ の分布を見積もった。そのため $1/20$ することによって規格化してある。図では、電子対によって質量を組んだものなので光子のほかに電子対に崩壊する種々の粒子の質量分布を足し合わせたものである。ここから光子を取り出すために質量 0 付近に注目する (図 4.7)。

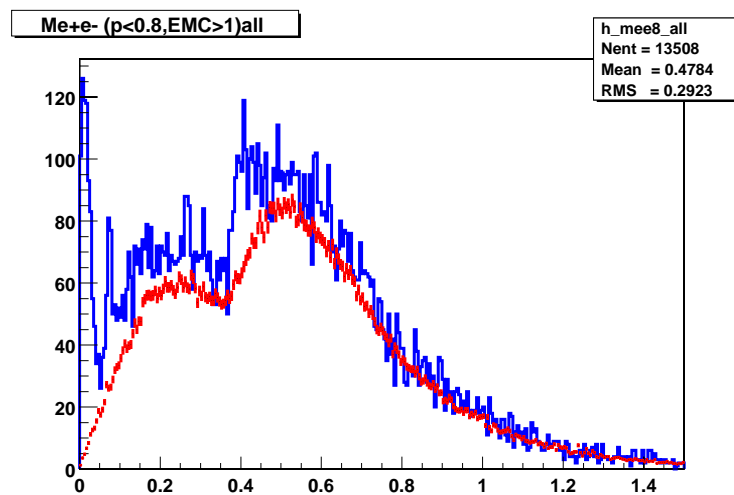


図 4.6: 電子陽電子によって再構成された光子の質量分布

この分布には質量 0 付近と 75MeV にピークが存在する。質量 0 の付近のピークはダリッツ崩壊とビームパイプ付近で崩壊した光子の寄与であり、75MeV 付近の質量は衝突

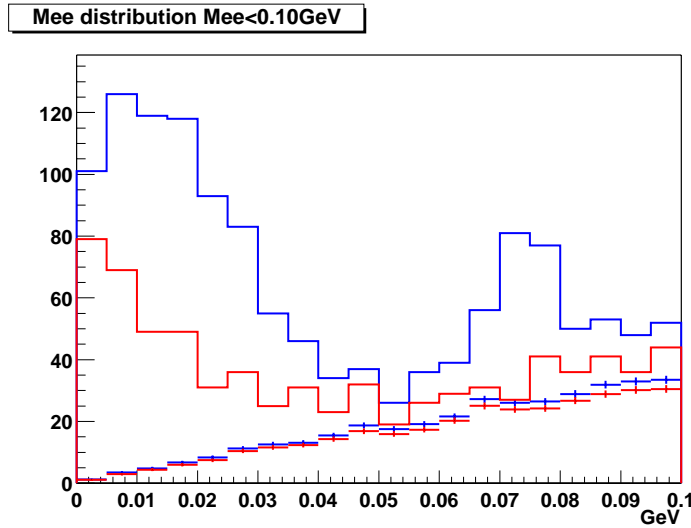


図 4.7: 4.6 を 100 MeV 以下の領域を拡大した質量分布。青はデータとイベントミキシングによるバックグラウンド、赤は後述する ϕ_V によって選択したダリッツ崩壊の質量分布とバックグラウンド

点から $R = 30\text{cm}$ の場所にある MVD の外部フレームによる光子の寄与である。質量が 75 MeV にピークを持つ理由は以下のとおりである。PHENIX のソフトウェアは DCH で運動量を再構成するとき、衝突点を BBC によって測定された $Z = 0$, 及び $X = 0, Y = 0$ を仮定している。このため衝突点より外側で生成された電子対は磁場による曲率が $Z = 0$ で崩壊したものに比べ小さくなる。従って、DCH で測定される運動量は実際の運動量より $P = \int B dl$ だけ高く再構成されてしまう。このため光子の質量 M は $M = 2 \cdot \int B dl$ だけ大きく見積ってしまふ。 $R = 30\text{cm}$ の場合、磁場の強さ $B = 0.45\text{[T]}$ より、 $M = 2 \cdot 0.45\text{[T]} \cdot 0.3\text{[m]} \cdot 300\text{[MeV/c/(T/m)]} = 80\text{MeV}$ となる。ここで 300[MeV/c/(T/m)] は光速を表している。

本解析では、衝突点から 30 cm 以内 (MVD のフレームまで、質量領域 100 MeV) に存在する物質によって崩壊する光子を測定する。この領域に存在する物質を表 4.1 に示す。

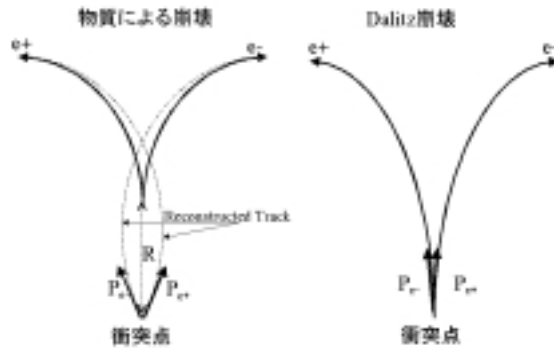


図 4.8: 飛跡再構成の概念図。Rが0以上で対生成しても、R=0に飛跡を再構成する。そのため、運動量を実際より大きく見積ってしまう。

表 4.1: $R = 30\text{cm}$ 以内に存在する物質質量。これらの物質による電子対生成を測定する。

		Thickness	Rad Length	Thickness
Description	Material	mm	mm	X0 (rad)
Beam Pipe	Be	1.016	353	0.29 %
Inner Wall	Al	0.01	89	0.01 %
	adhesive	0.0508	254	0.02 %
	Rohacell	3	5000	0.06 %
	adhesive	0.0508		0.02 %
	Al	0.01		0.01 %
Inner Cell	Si	0.3	94	0.32 %
Rohacell Cage	Rohacell	24.4		0.11 %
Outer Si	Si	0.3		0.32 %
Kapton Cable	Kapton	0.05	250	0.02 %
	Cu	0.005	14	0.02 %
	Cu	0.005		0.02 %
Outer Wall	Al	0.01		0.01 %
	adhesive	0.0508		0.02 %
	Rohacell	6		0.11 %
	adhesive	0.0508		0.02 %
	Al	0.01		0.01 %
Air before DCH	Air	1980	304200	0.65 %
Ar	Ar	252.5	109708.2	0.23 %

4.4 ダリッツ崩壊と物質による崩壊との分離 (ϕ_V による条件)

衝突点 $R = 0$ で再構成される電子対の運動量ベクトル \mathbf{P}_{e^+} 、 \mathbf{P}_{e^-} を用いてダリッツ崩壊と物質による対生成を分離する。光子が $R \neq 0$ で崩壊した場合、前述の理由から測定される電子は付加的な運動量を持つ。また同一の理由により、 $R = 0$ で \mathbf{P}_{e^+} 、 \mathbf{P}_{e^-} が面を形成する。衝突点より外側で対生成した場合、この面の法線ベクトルと磁場との成す角 (ϕ_V) が 0 になる。これを利用してダリッツ崩壊と物質による崩壊を分離する。

ϕ_V は以下のようにして計算されている。

- $u = (\mathbf{P}_{e^+} + \mathbf{P}_{e^-})$ の単位ベクトル
- $v = (\mathbf{P}_{e^+} \times \mathbf{P}_{e^-})$ の単位ベクトル
- $w = u \times v$
- $vz = (0, 0, 1)$ (Z軸方向の単位ベクトル。磁場の向きを表している。)
- $ua = u \times vz$ の単位ベクトル
- $\phi_V = \cos^{-1}(w \cdot ua)$

ここで \times は外積を、 \cdot は内積を表している。以下、この様にして求めた ϕ_V を各質量領域毎に示した (図 4.9)。最も質量が小さい領域 ($M < 7\text{MeV}$) では、 $\phi_V = 0$ に小さなピークがあるが、主としてダリッツ崩壊が主なので、ほとんど一様に広がっている。0 付近のピークはビームパイプなど $R \simeq 0$ の寄与であると考えられる。次に小さい領域 ($7 < M < 25\text{MeV}$) は、 $\phi_V \approx 0.5$ に大きなピークがある。この質量領域は前述に従うと $4\text{cm} < R < 6\text{cm}$ の範囲で対生成を起している。そのため、このピークはビームパイプ、MVDの内側のフレームなどの物質による光子の崩壊によるものであることが分る。 $\phi_V \approx 0.5$ の一様な分布はダリッツ崩壊によるものである。さらに大きい質量領域では、質量が大きくなるほど、ピークは $\phi_V = 0$ に近づいている。物質による光子の崩壊では、質量 M は $\phi_V \simeq M(\text{real})/M(\text{measured})$ に従う。ここで $M(\text{real})$ は、実際の光子の質量で数 MeV になる。 $M(\text{measured})$ は電子対を再構成することによって得られる質量をあらわしている。ここからダリッツ崩壊と物質による崩壊を分離する条件として $M < 7\text{MeV}$ のとき $\phi_V < 0.5$ 、 $M > 7\text{MeV}$ のとき $\phi_V < 0.1 + 0.0028/M(\text{measured})$ を選択する。

4.5 磁場なしデータの解析

次に磁場無しのデータセットを解析した。磁場がないために飛跡検出器で粒子の運動量を測定することができない。そのため電子の横運動量は電磁カロリメータのエネルギー (E) と位置の情報 (方位角 θ) を用いて、 $E \times \sin(\theta)$ とした。ここで電子同定は RICH のみによってなされ、バックグラウンドは RICH の Z 座標を反転して、偶然の同期を求めた。ここで単一電子と光子からの対生成による電子との比は 1 : 100 程度なのでほとんど全て光子からの電子であるといえる。そのため磁場無しのシミュレーションを用いて光子に対する検出効率を求めることによって、光子の生成断面積を求めることができる。

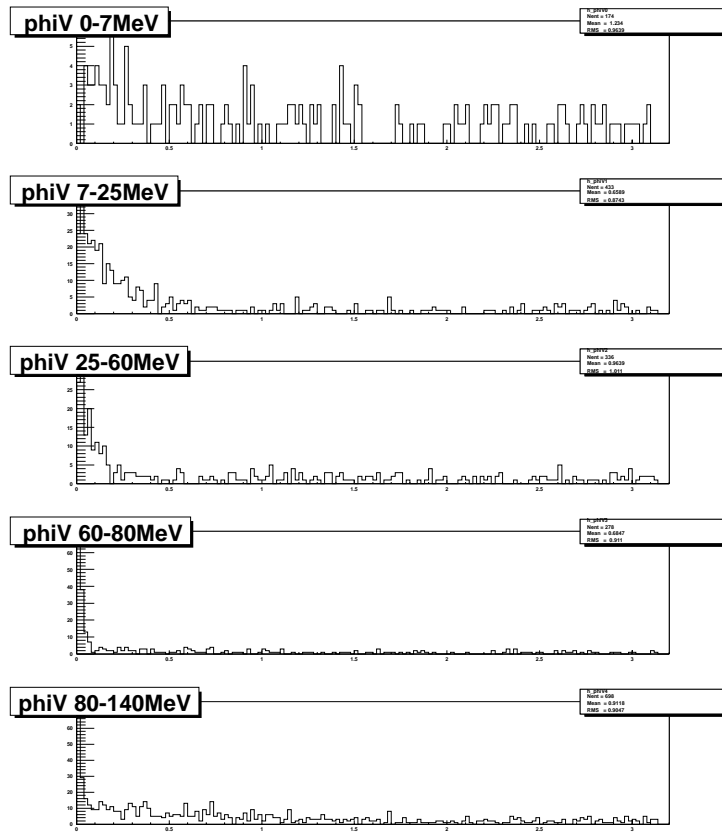


図 4.9: 各質量領域ごとの磁場と電子陽電子対の作る面との角度 (ϕ_V) の分布。質量は 0-7,7-25,25-60,60-80,80-140MeV の領域をそれぞれ示している。質量が 大きくなるほど $\phi_V = 0$ にピークを持つ。

4.6 補正前光子の横方向運動量分布

前節の方法を用いて対生成によって発生した電子による光子だけを選択し、横運動量分布を求めた。磁場無しデータでは、近似として電子の横運動量分布を求めた。

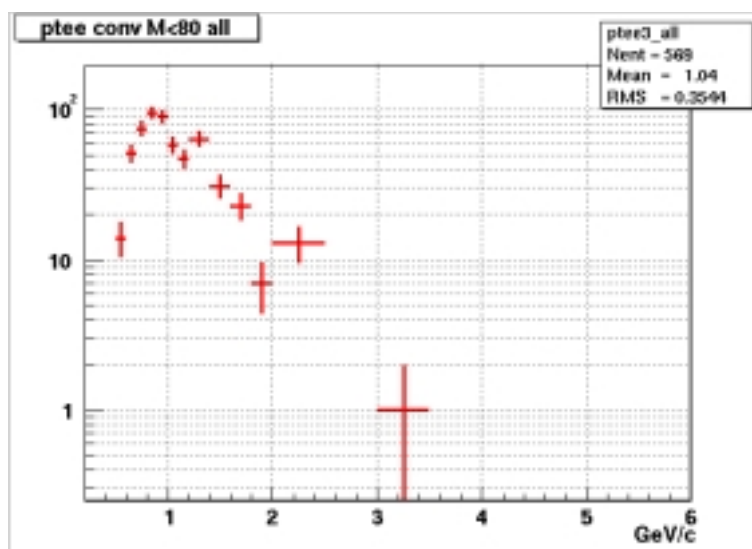


図 4.10: 100%磁場での光子の横方向運動量分布。横軸は横運動量。質量 100MeV 以下の電子対によって得た。ここでエラーは統計誤差のみ。

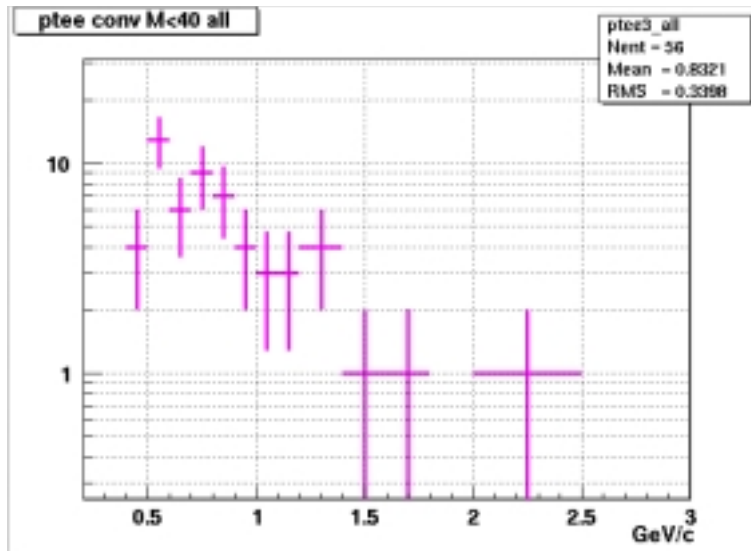


図 4.11: 50%磁場での光子の横方向運動量分布。質量 40MeV 以下の電子対によって得た。ここでエラーは統計誤差。

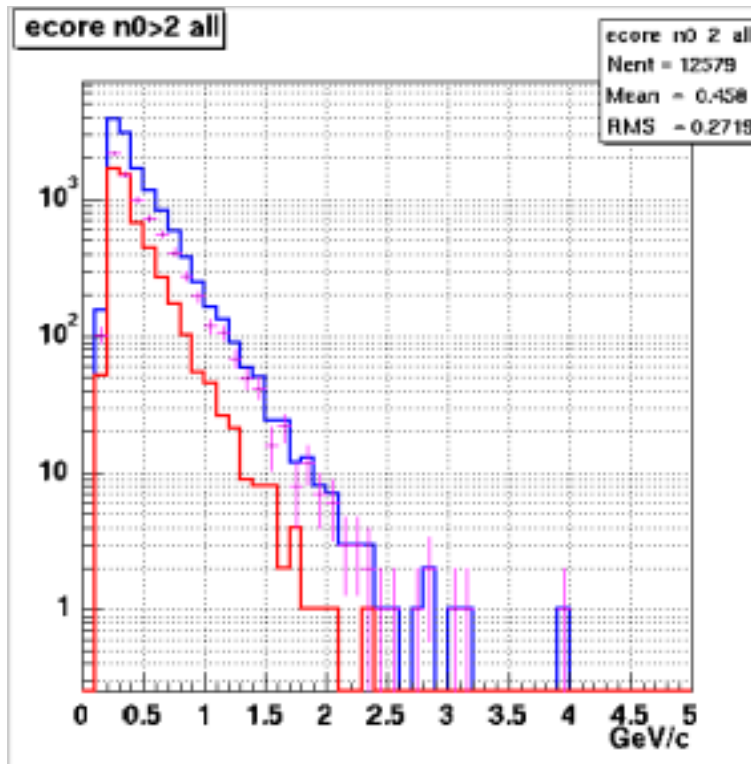


図 4.12: 磁場無しでの電子の横方向運動量分布。青はシグナル、赤は Z 反転法によって得られたバックグラウンド、紫紅色はシグナルからバックグラウンドを引いた正味のシグナル。ここでエラーは統計誤差を表している。

第5章 シミュレーションによる光子の検出効率の見積り

PHENIX 測定器の光子検出効率をシミュレーションによって求める。このためまず、電子に対する RICH の応答をシミュレーションと測定データで同じになるよう調節する。次に、校正された DCH、電磁カロリメータ、RICH を用いて光子に対する検出効率を各横運動量毎に求める。そのため以下のように、RICH の電子検出能力を表すパラメータを変更しながらシミュレーションを行い、測定値と比べることによってそのパラメータを決定した。RICH 以外の検出器のシミュレーションに於ける応答は各検出器を担っているグループによって校正されたものを使った。

5.1 RICH の応答の調整

RICH の応答について書くくま前にシミュレーションを行った条件を書く。各運動量 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.7, 1.0 GeV を持つ電子を ϕ で $70^\circ < \phi < 110^\circ$ の範囲、 θ はそれぞれ $30^\circ < \theta < 40^\circ$ 、 $33^\circ < \theta < 43^\circ$ 、 $47^\circ < \theta < 57^\circ$ 、 $42^\circ < \theta < 52^\circ$ 、 $35^\circ < \theta < 45^\circ$ 、 $30^\circ < \theta < 40^\circ$ の範囲に $x=0$ 、 $y=0$ 、 $z=0$ から一様に振り出した。これは電磁カロリメータのセクターの境界による影響を含まずシミュレーションを行うため、電子をすべて 1 つのセクターに収めるよう θ を調整するための条件である。シミュレーションでは 1 つのデータセットに対して 10000 個の電子を生成した。この解析では西測定器アームのみを使用しているが、シミュレータ中では、測定器は 2000 年のデータ収集に使用された検出器構成に従い、西アーム、東アームの両方を用いた。具体的には MVD, BBC, DCH, PC1, RICH, TEC, PC3 East, TOF, 電磁カロリメータを用いた。ただし電磁カロリメータはすべてのセクターがインストールされている。また磁場は 100% 磁場を用いた。その他に、DCH には不感チャンネルを含めず、ワイヤーのシグナル検出効率は 85% に設定した。PHENIX 測定器シミュレータによって作成されたデータは、実験で測定される校正前データ (PRDF) にすることはせず、直接 DST (Data Summary Tape) を生成した (response chain & reconstruction chain と呼ばれる)。

RICH 検出器には、その性能を決めている定数 N_{0p} と Gain とがある。それらはそれぞれ以下の様なパラメータである。

- N_{0p} :
cherenkov リングに対して PMT1 本で測定される光電子数を決定 (N_{pe}) する。 N_{pe} と以下の関係がある。

$$N_{pe} = N_{0p} \cdot L \cdot \sin \theta_c$$

ここで L は粒子が RICH 中を通る距離。 θ_c はチェレンコフ光の放出角を表す。

- Gain :

1つの光子に対して PMT から得られる平均のシグナルの大きさ。

RICH の応答に直接関係するこの 2つのパラメータを変化させて、シミュレーションをデータに合うように調節する。

5.2 シミュレーションと測定値との比較

N_{0p} を 100,110,120,140,150,160,180,200 と変えてその違いを調べた。また Gain はテスト実験で得られていた値 30(デフォルトの値)とデータから得られた 80 の 2通りの値について調べた。まず $Gain = 30$ に固定し、 N_{0p} を上記のように変えてシミュレーションを行い、それによる RICH の応答を測定データと比較した。このとき以下の条件により測定データから電子を選択した。

- PC1 のヒット数 ($npc1$) が 100 以下
- $|emcz - pemc| < 5, \quad |\tan^{-1}(\frac{emcy}{emcx}) - \tan^{-1}(\frac{pemcy}{pemcx})| < 0.01$
電磁カロリメータのヒット位置と DCH による飛跡を電磁カロリメータまで外挿した点との関連付け。
- $n_0 > 2 \quad (sn_0 > 2)$
チェレンコフリングあたりのヒットのあった PMT 数が 3 本以上。() 内は Z 反転によるバックグラウンドを見積る条件 (5.1)。
- $0.7 < \frac{E}{p} < 1.2 \frac{E}{p}$ による電子選択条件

ここで飛跡とヒット位置とが、偶然関連付けられることによるバックグラウンドを Z 反転法により見積もった。このようにして見積ったデータからバックグラウンドを差し引いて正味の値を計算した図 5.1。

その結果、図 5.2、5.3 が得られた。ここで横軸は N_{0p} の値、縦軸はそれぞれ 1つのリングを構成する光子の数、ヒット PMT の数を示している。この結果(図 5.2)から N_0 は 150 が最も良くデータを再現することがわかった。

また Gain を 80 に変え、 N_0 を 120,150,200 に変えて同様のことをした。その結果も $N_{0p} = 150$ が最もよくあっていることがわかった。以下に $N_{0p} = 150$ を用いて行ったシミュレーションの結果を角運動量領域で示す。(図 5.4, 5.5, 5.6, 5.7, 5.8, 5.9) この分布はそれぞれ以下のことを表している。ここで青はシミュレーション、赤は測定値を表している。

- 左上 PMT によって測定されるチェレンコフリングあたりの光子数。
- 右上 チェレンコフリングあたりのヒットのあった PMT 数
- 左中 1本の PMT によって測定される光子数

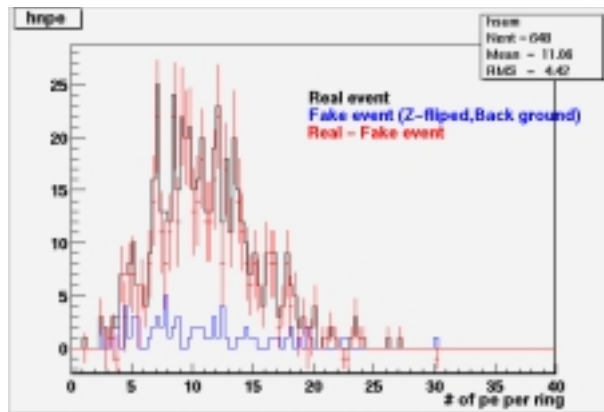


図 5.1: NPEの図。データ (黒) から Z反転法によって得られたバックグラウンド (青) を引いて、正味の値 (赤) を求める。

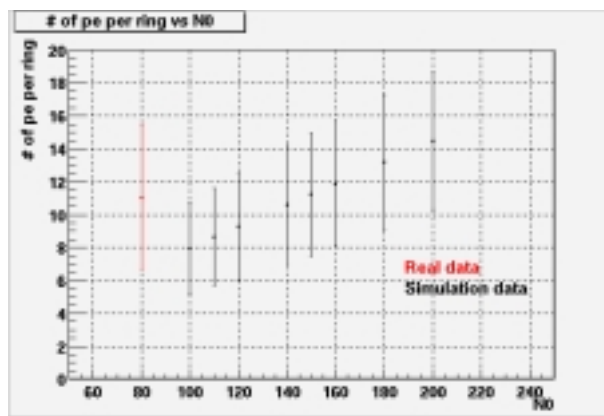


図 5.2: 測定された1つのリングを構成する光電子数と N_0 との関係。黒はシミュレーション、赤は測定値を表している。ここで測定値に対する N_{0p} は意味がなく、分りやすいように $N_0=80$ に描いた。

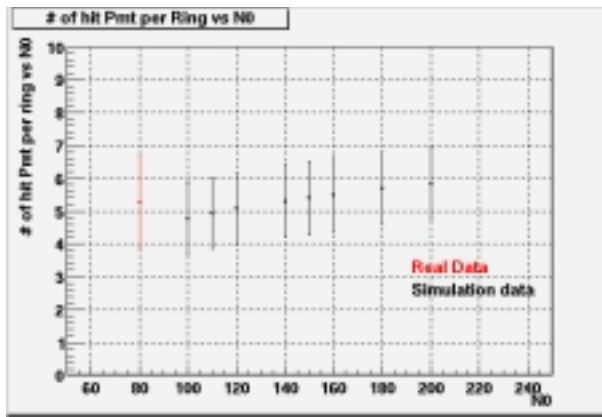


図 5.3: 測定された1つのリングを構成するPMT数とN0との関係。黒は シミュレーションデータ, 赤は測定値を表している。リアルデータは分かりやすいように N0=80 場所に赤で記した。

- 右中 チェレンコフ光の媒質が CO_2 であることから決まるチェレンコフ リングの半径とヒット PMTが作るリングの半径との χ^2 分布
- 左下 チェレンコフリングの中心とヒットのあった PMTが作るリング中心との差
- 右下 E/p 分布

これらの分布からシミュレーションと測定値が大きくずれていないことがわかる。

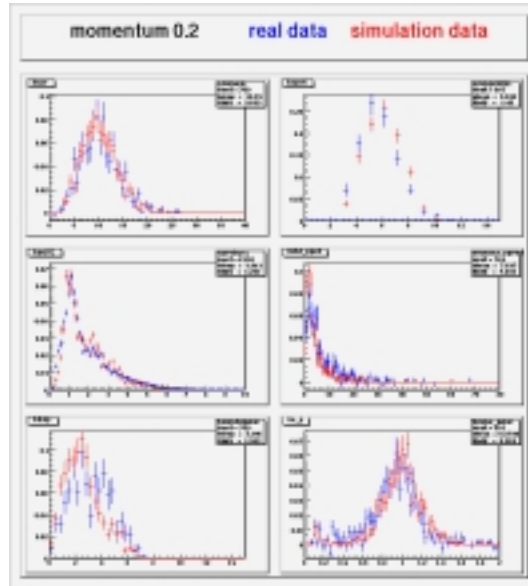


図 5.4: 運動量 0.2GeV/c の電子が検出器に入射したときの反応。

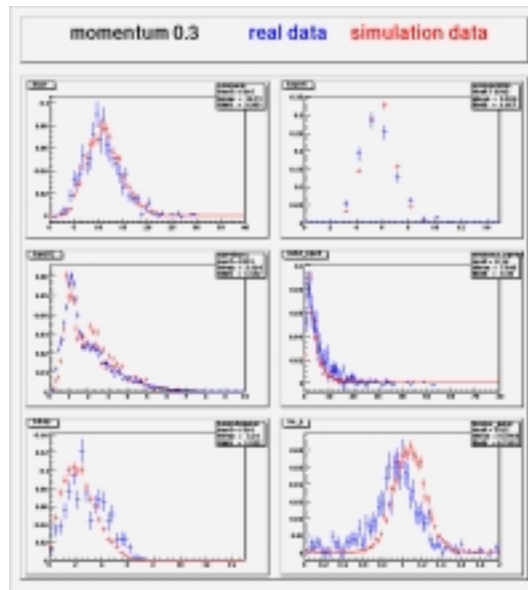


図 5.5: 運動量 $0.3\text{GeV}/c$ の電子が検出器に入射したときの反応。

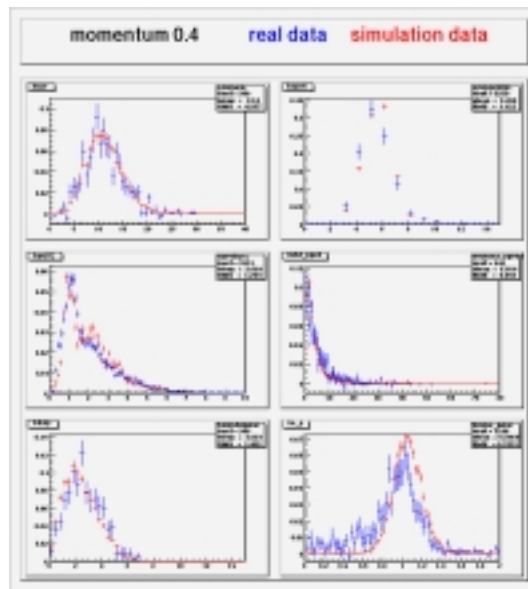


図 5.6: 運動量 $0.4\text{GeV}/c$ の電子が検出器に入射したときの反応。

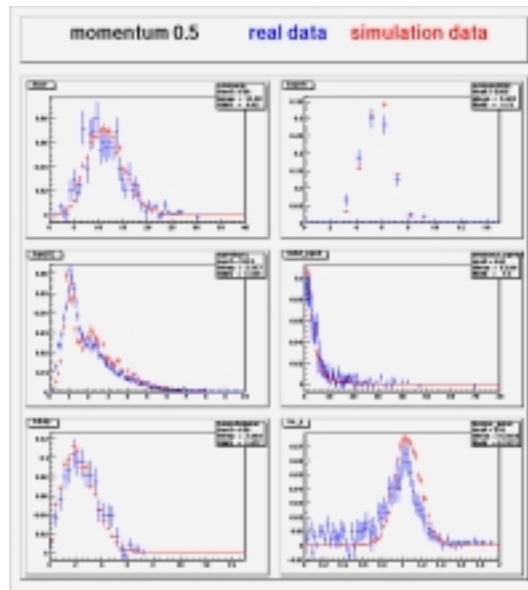


図 5.7: 運動量 $0.5\text{GeV}/c$ の電子が検出器に入射したときの反応。

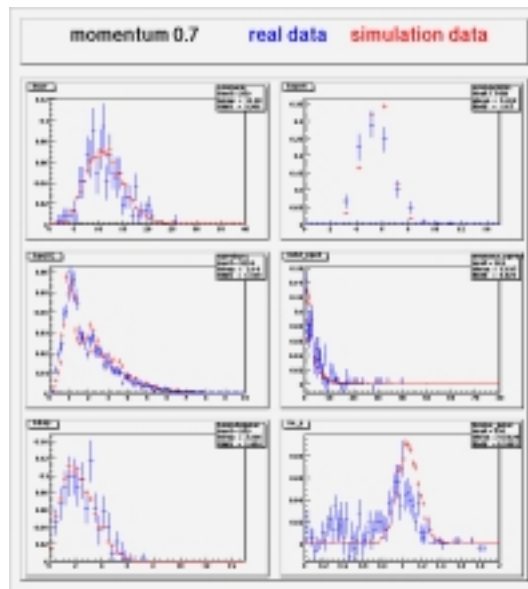


図 5.8: 運動量 $0.7\text{GeV}/c$ の電子が検出器に入射したときの反応。

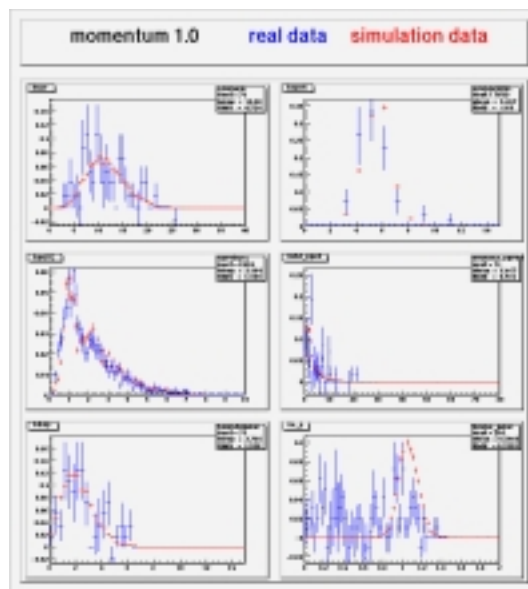


図 5.9: 運動量 1.0GeV/c の電子が検出器に入射したときの反応。

5.3 電子の検出効率

本解析で使用している電子選択条件によって、実際には電子をどれだけ選択しているかを調べる。そのため、前節で調節したシミュレータを用いて電子の検出効率を見積る。RICHとしての電子同定効率 ϵ_{RICH} は

$$\epsilon_{RICH} = \epsilon_{n0cut} \cdot \epsilon_{ch2cut}$$

である。ここで ϵ_{n0cut} 、 ϵ_{ch2cut} はそれぞれの条件に対する効率を示している。前節で調節した測定器シミュレータを用いて計算した電子の検出効率を以下の表 5.1 に示す。

表 5.1: $n0, \chi^2$ の各条件に対する電子同定効率。

入射した電子の運動量	ϵ_{n0}	$\epsilon_{ch2/npe0.10}$
0.2GeV/c	0.62	0.89
0.3GeV/c	0.87	0.92
0.4GeV/c	0.87	0.91
0.5GeV/c	0.89	0.94
0.7GeV/c	0.91	0.94
1.0GeV/c	0.92	0.95

5.4 光子の検出効率曲線を得る

前節までに調整した測定器シミュレータを使用して、光子に対する検出効率曲線を求める。ここで光子の検出効率 ϵ_{photon} は以下のように定義した。

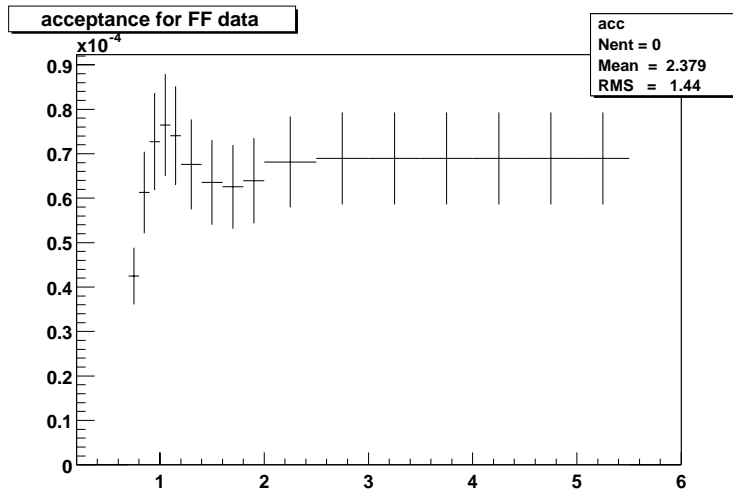


図 5.10: 100%磁場での検出効率曲線

- $N(\text{observed}) = N(\text{real}) \cdot \epsilon_{\text{photon}}$

- $\epsilon_{\text{photon}} = \epsilon_{\text{conversion}} \cdot \epsilon_{\text{track}} \cdot \epsilon_{\text{acceptance}} \cdot \epsilon_{eID}$

- ϵ_{track} : 粒子の飛跡再構成効率

- $\epsilon_{\text{acceptance}}$: 幾何学的な検出効率

- ϵ_{eID} : 電子を選択するための条件による電子の選択効率

$$\epsilon_{eID} = \epsilon_{n0} \cdot \epsilon_{ch2/npe} \cdot \epsilon_{E/p}$$

各磁場条件に対して次のような横運動量を持つ光子を $-0.4 < \eta < 0.4$ 、 $-40 < \theta < 20$ (磁場無し)、 $-35 < \theta < 60$ (100%, 50%磁場)の領域に 1,600,000 個打ち出して、測定される光子の数を数えた。

- 100%磁場 0.8, 0.9, 1.0, 1.1, 1.3, 1.5, 1.8, 2.0, 3.0 (GeV/c)

- 50%磁場 0.4, 0.5, 0.6, 0.8, 0.9, 1.0, 1.1, 1.3, 1.5, 2.0 (GeV/c)

- 磁場無し 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.7, 1.0, 2.0, (GeV/c)

その後、打ち出した光子の数を $0 < \phi < 360$ 、 $-0.5 < \eta < 0.5$ に成るように規格化し、全方位角あたり、単位ラピディティあたりの光子の検出効率を求めた。その後、求めた各横運動量ごとの検出効率をなめらかに繋ぎ、また高横運動量で、検出効率が一定値に成ることを利用して 5GeV/c までの光子の検出効率曲線を求めた。

以下 100% 磁場 (図 5.10) 、50% 磁場 (図 5.11)、磁場無し (5.12) での効率曲線を示す。

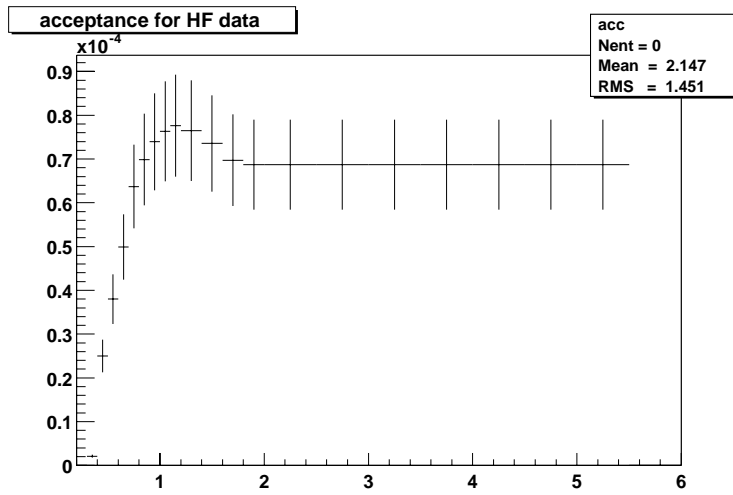


図 5.11: 50%磁場での検出効率曲線

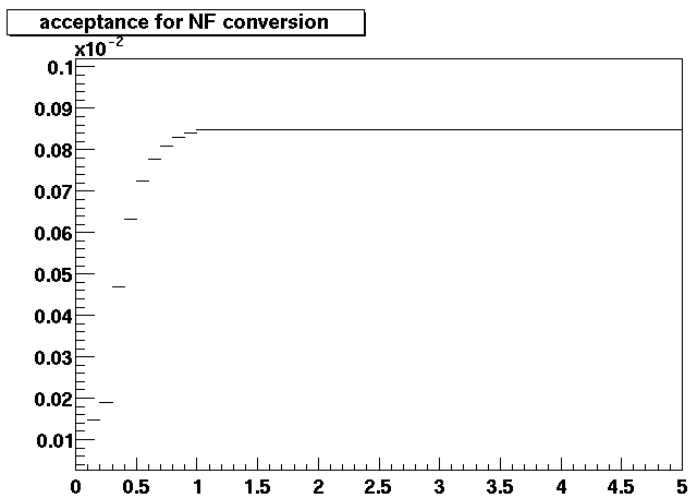


図 5.12: 磁場無しでの検出効率曲線

第6章 測定結果と考察

6.1 光子の横運動量分布

前節までに求めた光子の構成前スペクトルと検出効率曲線を用いて、光子の生成断面積を求めた (図 6.1)。縦軸は任意の単位になっている。繰り返すがこのスペクトルは、核子対当たりの重心系エネルギー 130GeV の金 + 金衝突という新しいエネルギー領域で測定された最初のデータである。ここで測定されたスペクトルは指数関数で表現される傾きをもっている。これは衝突時に熱平衡状態が現れているという現在の QGP 像と矛盾しない結果を示すものである。ここで赤は 100% 磁場、緑は 50% 磁場、青は磁場無しで測定されたデータを用いて解析した結果を表している。これらの独立に測定された 3 つの分布は同じ分布を示すべきものである。結果は 3 つの分布は良く似た分布を示している。このことからこの解析によって光子の測定に成功し、測定誤差の範囲内で正しい分布を得られたことがわかる。ここで磁場無しのデータから得られた分布は常に他の 2 つの分布より大きな分布をしている。これは磁場無しというデータ収集条件から、運動量ベクトルを用いてダリッツ崩壊を取り除くことができず、その寄与が残っているためである。

6.2 直接光子

ここで測定した光子は QGP から直接放出された光子の他に、ハドロンの崩壊による光子を含んでいる。ハドロンの寄与は π^0, ρ, ω 等の 2 光子崩壊からのものである (図 6.2)。図からハドロンの崩壊による光子のうち π^0 からの寄与が最も多いことがわかる。直接光子の生成断面積を測定するためには全光子の分布から、ハドロンの寄与を取り除かなければならない。

CERN SPS において行われた直接光子の測定では、1.5GeV/c から 3.0GeV/c の横運動量領域で直接光子の増加があることを報告した (図 6.3)[13]。しかしその測定方法から系統誤差が多く、QGP 生成を結論づけたとはいえない。そのため RHIC において直接光子の測定を行い、QGP 在否を結論づけなければならない。

現在、全光子からハドロンの寄与を取り除くための第一段階として π^0 のシミュレーションを行った。 π^0 の横方向運動量を UA1 実験 [14] で求められた分布に仮定して、PHENIX 測定器に対して打ち出すシミュレーションをしたときの結果を以下に示す。この分布で、黒は仮定した π^0 のスペクトル、青は π^0 による光子のスペクトル、赤は測定器シミュレーションの結果得られたスペクトルを表している。UA1 実験は重心系エネルギー 200GeV の陽子陽子衝突を測定した実験 [14] で、エネルギー領域が我々の行っている実験に最も近い。このシミュレーションの結果、 π^0 からの光子を正しく再構成できることがわかった。

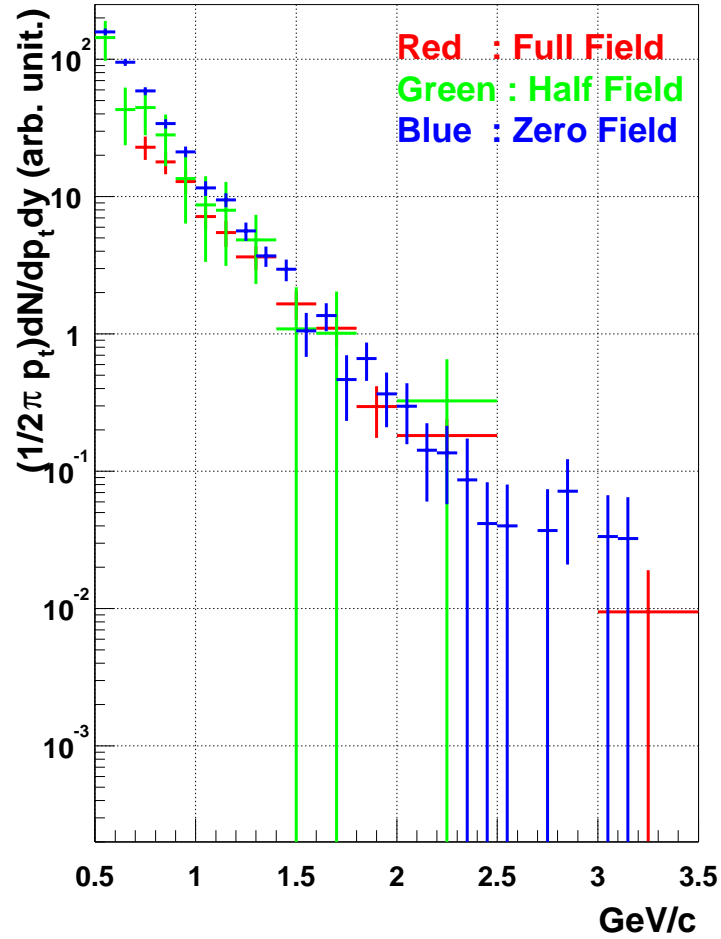


図 6.1: 光子の横運動量酸スペクトラム。赤は 100%磁場、緑は 50%磁場、青は磁場無しで得られたスペクトラムを表している。横軸のエラーは横運動量の範囲、縦軸は統計誤差を表している。系統誤差は含まれていない。

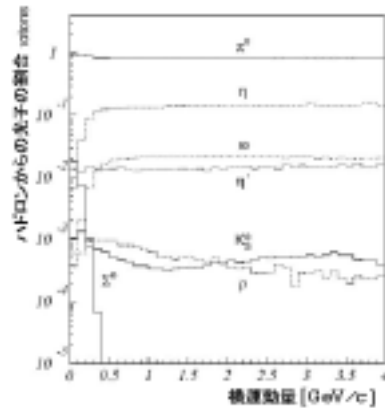


図 6.2: ハドロンの崩壊による光子の生成比率を横運動量毎に示している。ここから π^0 の崩壊による光子が最も多いことがわかる。citewa98

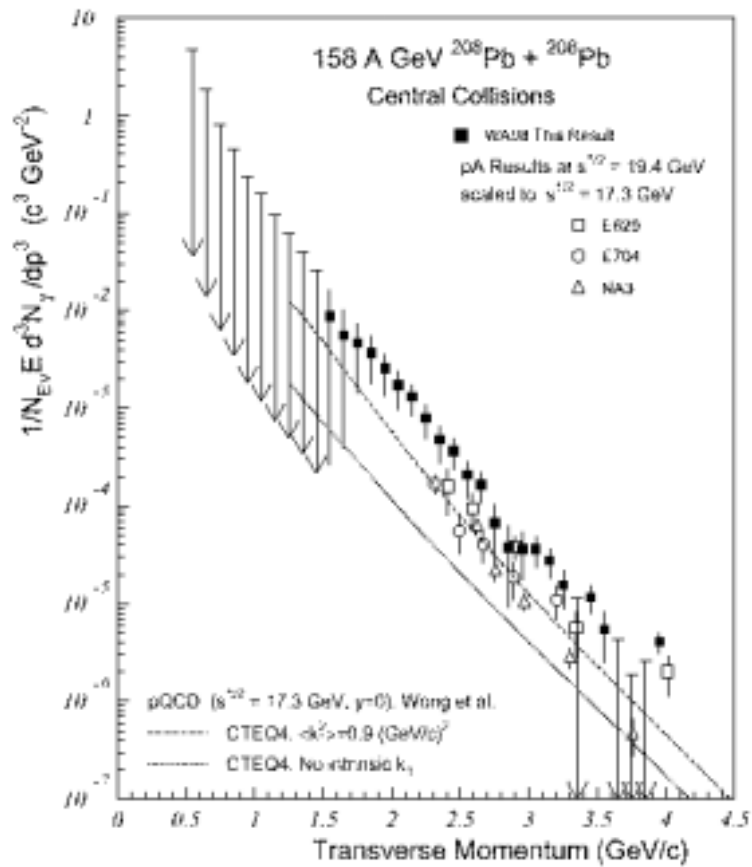


図 6.3: CERN SPS で行われた WA98 のデータ。直接光子の生成量の増加を示している。[13]

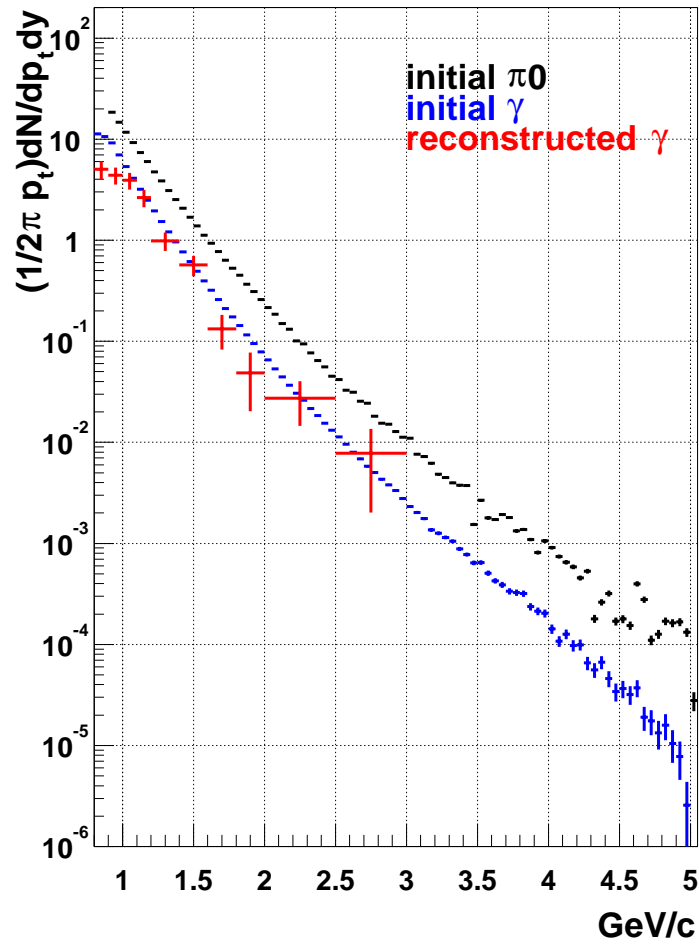


図 6.4: π^0 の横運動量を仮定したときのシミュレーション結果。黒は仮定した π^0 のスペクトラム、青はその π^0 からの光子のスペクトラム。赤は 検出器シミュレーションを経て得られた光子の分布。エラーは全て統計誤差。

第7章 まとめと今後

光子の電子対生成反応を用いて光子の生成量を測定した。その結果、RHICのエネルギー領域、核子あたりの重心系エネルギー 130GeVで初めて全光子の生成断面積を得ることに成功した。今回の研究によって得られたスペクトルの形が指数関数的なものであることから、衝突によって生じる系が熱平衡に達しているという描像に矛盾しない。このスペクトルは 100%磁場、50%磁場、磁場なしの 3通り方法で測定され、良く一致したスペクトルを得た。これによって統計誤差の範囲内で、正しい光子のスペクトルを得たことを確認した。

今後の計画として、まず今回測定した全光子の生成断面積を絶対値として求める。そのために検出器の系統誤差を求めなければならない。その後、全光子のスペクトルからハドロンの崩壊からの光子を差し引くことによって直接光子のスペクトルを求め、直接光子の増加に調べる。現在、そのために π^0 による光子の生成量のシミュレーションを行っている。

第8章 謝辞

本研究でのBNLでの解析において秋葉先生には様々な助言を頂きました。本当に感謝いたします。また指導教官である宮村先生、杉立先生、本間先生には沢山指導していただきました。本当に感謝しています。またハドロン研究室のみなさんには様々な相談に乗っていただきました。ありがとうございます。BNLにおいては、大西さん、中條さん、東城さん、坂口さん、大山さん、鳥居さん、鈴木さんにとってもお世話になりました。ありがとうございます。またRalf Averbeck氏, Gabor David氏にはシミュレーションを行う際、様々な相談に乗っていただきました。また全てのPHENIX実験に参加している人達に感謝の言葉をおくります。ありがとうございました。

関連図書

- [1] <http://www.cern.ch/CERN/Announcement/2000/NewStateMatter>
- [2] 神吉 健著 クォーク・グルーオン・プラズマ パリティ物理学コース 丸善
- [3] E.V.Shuryak, Phys. Lett B **78**, 150 (1976)
- [4] M.Asakawa and O.Miyamura, Progress of Theoretical Physics Supplement (1997)
- [5] Y.Akiba、 RHICと PHENIX 実験 高エネルギーニュース
- [6] PHENIX Conceptual Design Report, BNL, USA 1993, unpublished
- [7] K.Ikematsu et al., Nucl. Instr. and Meth. **A411** (1998) 238-248
- [8] C.Adler et al., The RHIC Zero Degree Calorimeters, preprint
- [9] S.Johnson et al., Three Dimensional Track Finding in the PHENIX Drift Chamber by a Combinatorial Hough Transform Method, proceedings of CHEP98, <http://www.hep.net/chep98>
- [10] Y.Akiba et al., Nucl. Instr. and Meth. **A433** (1999) 143-148
- [11] Y.Akiba et al., Nucl. Instr. and Meth. **A453** (2000) 279-283
- [12] Particle Data Book
- [13] M.M.Aggarwal et al., Phys. Rev. Lett., **85**, 3592 (2000)
- [14] Arnison et al., Phys. Lett B 320-324 **107**, (1981)