

卒業論文

ALICE 実験 PHOS 検出器による運動量凍結温度測定法

広島大学理学部物理科学科

学籍番号 B064206

クォーク物理学研究室

翠 純平

2010年2月10日

指導教官 杉立 徹

主査 本間 謙輔

副査 高畠 敏郎

## 概要

スイスにある欧州合同原子核機構 (CERN) の LHC 加速器では、世界最高エネルギーでの原子核衝突実験が行われる。高エネルギー原子核衝突実験は、高温高密度の状態を生成することが期待され、そのような状況下ではクォークやグルーオンが閉じ込めから開放された新しい物質相であるクォークグルーオン・プラズマ (QGP) と呼ばれる状態に相転移することが期待される。我々の研究グループではこの QGP についての研究を進めるべく、国際共同実験研究である ALICE 実験に正式加盟している。

高温高密度状態の中で臨界温度を超え、熱平衡に到達すると QGP になる。しかし、この物質相は時間の経過と共に膨張し、温度を下げていく。まず開放されたクォークとグルーオンは、ふたたびハドロンの閉じ込めの中に戻っていき、QGP 相はハドロン相へ転移する。ハドロン相の間も膨張を続け、ハドロン間の非弾性散乱が終わるとそれぞれのハドロンの粒子数比が固定される (化学的凍結)。さらに、膨張を続けエネルギー密度が下がると、ハドロン間による弾性散乱が終わり、それぞれの粒子の運動量が固定される (運動量凍結)。それぞれの時点での温度は形成された QGP 相を特徴付け、衝突初期の温度を反映していると考えられる。

本研究は ALICE 実験 PHOS 検出器を用いて、QGP の特徴的な温度の 1 つである “運動量凍結温度” の測定法を考察することが目的である。その温度は統計力学的 + 横方向膨張モデルによって、生成されたハドロンの低い横方向質量分布に表れてくることが知られている。そのため、今回は PHOS 検出器を用いて 2 つの光子に崩壊する中性粒子の  $\pi^0$  中間子と  $\eta$  中間子の解析を行う。具体的には、 $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$  の陽子 + 陽子衝突のシミュレーションを行った。また、得られたデータの補正のために検出器特有のアクセプタンスについてのシミュレーションと PHOS 検出器以外の検出器の無いシミュレーションも平行して行った。

その結果、PHOS 検出器において測定されたクラスターから  $\pi^0$  中間子の横方向運動量分布を計測することができ、アクセプタンスと他検出器による効果の補正を行うことによって、精度良く横方向質量分布まで得ることができた。ただし、 $\eta$  中間子はそのアクセプタンスが低いため、今回は分布を再現できるほどの統計を貯めることはできなかった。だが、アクセプタンスの高い範囲では  $\eta$  中間子の不変質量のピークを再現できたため、同様の解析法で統計さえ集まれば  $\eta$  中間子も計測できると考えられ、温度を測定することは可能だと考える。これにより、将来的な重イオンの衝突データにも適用することも妥当であると推測できる。

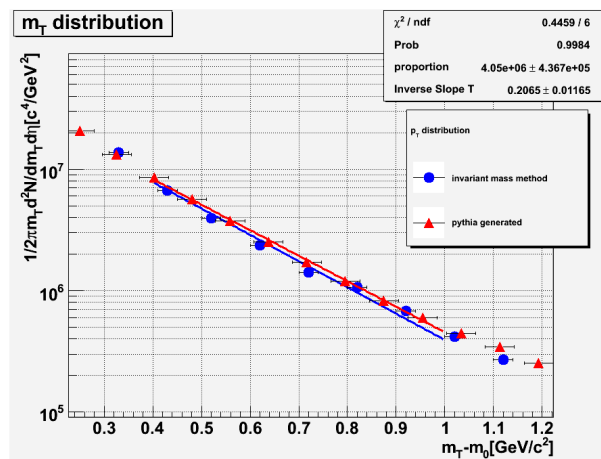


図 1  $\pi^0$  の横方向質量分布

## 目次

第 1 章	序論	8
1.1	クォークとレプトン	8
1.2	$\pi^0, \eta$ 中間子	9
1.3	$2\gamma$ 崩壊	9
1.4	クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)	10
1.5	高エネルギー原子核衝突	11
1.6	運動量凍結温度	12
1.7	目的	12
第 2 章	実験背景	13
2.1	LHC 加速器	13
2.2	ALICE 実験	14
2.3	PHOS 検出器	15
第 3 章	シミュレーション	16
3.1	イベントジェネレータ	16
3.2	GEANT3	16
3.3	シミュレーションの流れ	17
3.4	PDG コード	17
3.5	アクセプタンス	17
第 4 章	解析	18
4.1	不変質量、横方向運動量	18
4.2	Event mixing	19
4.3	カット条件	20
第 5 章	結果	21
5.1	シミュレーションデータ	21
5.2	クラスター解析	22
5.3	Event mixing 解析	23
5.4	アクセプタンス解析	29
5.5	他検出器の効果	30
5.6	PHOS により測定される解析結果	31
5.7	運動量凍結温度の導出	32
第 6 章	考察と結論	34
6.1	$\pi^0$ について	34
6.2	$\eta$ について	34

6.3	今後の LHC にて	36
付録 A	テストベンチによる宇宙線観測実験	37
A.1	序論	37
A.2	テストベンチでのシグナル	38
A.3	解析手法	39
A.4	結果	40
A.5	考察	42
A.6	結論	44

## 図目次

1	$\pi^0$ の横方向質量分布	2
2	素粒子の階層構造	8
3	CM 系での $2\gamma$ 崩壊	10
4	LAB 系での $2\gamma$ 崩壊	10
5	高温・高密度下での QGP 相転移	11
6	原子核衝突イメージ図	12
7	欧州原子核研究機構 LHC	13
8	ALICE 実験検出器図	14
9	PHOS 検出器	15
10	GEANT3 で再現された ALICE 検出器	16
11	Energy Asymmetry CUT	20
12	$\pi^0$ の横方向運動量分布	21
13	$\eta$ の横方向運動量分布	21
14	クラスター数分布	22
15	クラスターのエネルギー分布	22
16	$\pi^0$ 解析: same-event による不変質量	23
17	$\pi^0$ 解析: mixed-event による不変質量	24
18	$\pi^0$ 解析: スケーリングファクター	25
19	$\pi^0$ 解析: same-event & スケーリングした mixed-event の重ねがき	25
20	$\pi^0$ 解析: subtracted-event (same-event - mixed-event)	26
21	$\pi^0$ 解析: subtracted-event のフィッティング & バックグラウンド (桃色)	26
22	$\eta$ 解析: same-event による不変質量	27
23	$\eta$ 解析: mixed-event による不変質量	27
24	$\eta$ 解析: subtracted-event (same-event - mixed-event)	28
25	$\eta$ 解析: same-event (青) & スケーリングした mixed-event (桃色)	28
26	PHOS のジオメトリー	29
27	アクセプタンス	30
28	計測された $\pi^0$ 数の分布	30
29	他検出器の効果	30
30	測定された $\pi^0$ の横方向運動量分布	31
31	測定された $\pi^0$ の横方向質量分布	31
32	$\pi^+$ の横方向質量分布	32
33	$\eta$ の横方向質量分布	32
34	$K^+$ の横方向質量分布	32
35	p の横方向質量分布	32
36	T の質量依存性	33
37	$\pi^0$ と $\eta$ の最小開き角	35

38	<i>High - p<sub>T</sub></i> 領域で再構成された不変質量分布 . . . . .	35
39	宇宙線のフラックス . . . . .	37
40	テストベンチでのシグナル . . . . .	38
41	アイソレーションカット . . . . .	39
42	アイソレーションカットで選定されるイベント例 . . . . .	39
43	ペDESTALランの結果 . . . . .	40
44	Run1 でのアイソレーションカット解析結果 . . . . .	41
45	Run1 での各チャンネルのピークの値の分布 . . . . .	41
46	Run3 でのアイソレーションカット解析結果 . . . . .	42
47	Run3 での各チャンネルのピークの値分布 . . . . .	42
48	3 × 4 のクリスタルとした解析結果 . . . . .	43

## 表目次

1	$\pi^0$ の性質	9
2	$\eta$ の性質	9
3	PHOS 検出器の諸性能	15
4	主な粒子の PDG コード	17
5	各粒子の Inverse Slope T の値	33
6	PWO クリスタルの性質	38
7	ペDESTALカットの値	41
8	宇宙線観測実験測定スケジュール	41

## 第1章 序論

この章では、今回の実験に必要な基礎知識や物理的な背景を説明し、研究の動機と目的について述べる。

### 1.1 クォークとレプトン

我々が研究している素粒子物理学は、物質の究極的に最小の構成要素（素粒子）を探し、それらの間に働く力（相互作用）の仕組みを調べる分野である。この素粒子というものは、その時代の科学技術とともに変化していく。そのため、ある時代に物質の最小構成要素だと信じられていた物の中に、次の時代になってその中の構造が明らかになり、素粒子というものの認識が変化していった。

19世紀において、最初に素粒子として認識されていたものは原子であった。大きさにして $\sim 10^{-8}cm$ であった。しかし20世紀の初め、ラザフォードの実験によってこの認識は変えられた。原子の中に原子核とその周りに電子があるという構造がわかった。原子核の大きさはおよそ $10^{-12}cm$ である。そして、原子の中心にある原子核にも内部構造があり、原子核は陽子と中性子より成り立っていることが1932年頃にはわかった。これらはさらに小さいサイズであった。そして、陽子や中性子の仲間として中間子が見つかっていった。しかし、今は陽子や中性子や中間子さえも、より基本的な粒子の複合体であることが明らかにされた。その基本的な粒子がクォークである。

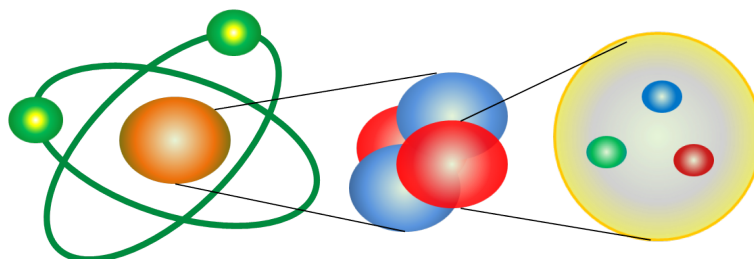


図2 素粒子の階層構造

クォークによって構成される複合体の総称がハドロンである。1つ1つのクォークには3つの色電荷が存在するが、これらが混ざり合い、自然界では無色に成るように作られる。ハドロンをさらに大きく分けると、バリオンとメソン（中間子）に分けることができる。まずバリオンは3つのクォークからなるフェルミ粒子で、それぞれ違う色で混じりあい無色となる。代表的な例が陽子、中性子である。次に中間子はクォークと反クォークからなるボース粒子で、1つの色とその反対の色が混じり合うため無色となる。いまだクォークが単独での存在を発見されていないため、無色以外の状態では存在できず、ハドロンの中に閉じ込められているのではないかと考えられている。

クォークと共に、現在物質を構成する基本的な粒子としてレプトンがある。これの代表的な例は電子である。その他には $\mu$ 粒子やニュートリノが存在する。これには色電荷がないために、強い相互作用をしない。

これらクォークとレプトンには、対を成す2つで1つの世代を構成し、現在まで3世代が存在し、それぞれ6種類ずつが確認されている。



## 1.2 $\pi^0, \eta$ 中間子

本研究でターゲットとなるのが  $\pi^0, \eta$  中間子である。この2つは共にメソンに分類され、強い相互作用をするボース粒子である。これらはほんの一瞬の間に崩壊して別の粒子に姿を変えてしまうことが知られている。これは電磁相互作用によるもので、共に2つの光子に崩壊している。ただし、 $\pi^0$  中間子は最も軽いハドロンであるために、強い相互作用によって崩壊することはないのだが、 $\eta$  中間子は違う。より軽いハドロンの  $\pi$  中間子に崩壊することができる。そのために、 $\eta$  中間子は、全てが2つの光子に崩壊するわけではなく、多くの崩壊の仕方を持っている。

$\pi^0$

Mass $m = 134.9766 \pm 0.0006 MeV$	
Mean life $\tau = (8.4 \pm 0.6) \times 10^{-17}$	
$\pi^0$ の主な崩壊モード	崩壊率
$2\gamma$	$(98.798 \pm 0.032)\%$
$e^+e^-\gamma$	$(1.198 \pm 0.032)\%$

表 1  $\pi^0$  の質量、寿命、崩壊モード

$\eta$

Mass $m = 547.853 \pm 0.024 MeV$	
Mean life $\tau = 6 \times 10^{-19}$	
$\eta$ の主な崩壊モード	崩壊率
neutral modes	$(71.91 \pm 0.34)\%$
$2\gamma$	$(39.31 \pm 0.20)\%$
$3\pi^0$	$(32.56 \pm 0.23)\%$
charged modes	
$\pi^+\pi^-\pi^0$	$(28.06 \pm 0.34)\%$
$\pi^+\pi^-\gamma$	$(22.73 \pm 0.28)\%$
$\pi^+\pi^-\gamma$	$(4.60 \pm 0.16)\%$

表 2  $\eta$  の質量、寿命、崩壊モード

## 1.3 $2\gamma$ 崩壊

本研究で  $\pi^0, \eta$  中間子を探す手段として、それらが  $2\gamma$  崩壊したものを探す。ただし、崩壊する前の  $\pi^0, \eta$  中間子は光速に近い速さで飛んでいるため、その軌跡は相対論の影響を受けることになる。ここでは、 $2\gamma$ 崩壊した後2つの光子はどのような軌跡を描くのかを考える。

まず、 $\pi^0$  の静止系 (Center of Mass 系) で考えてみる。CM 系では崩壊前の  $\pi^0$  は運動量が0に見える。なので、そこから崩壊してできた2つの光子は、運動量保存則を満たすため、正反対の方向へと同じ運動量で

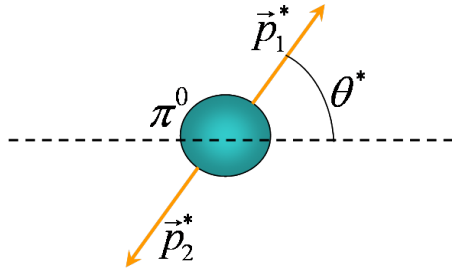


図3 CM系での $2\gamma$ 崩壊

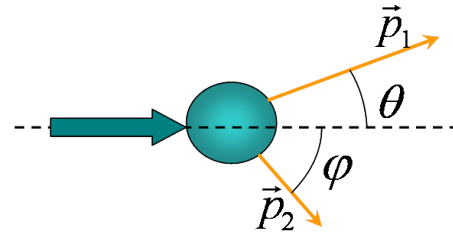


図4 LAB系での $2\gamma$ 崩壊

飛んでいく。これを4元ベクトルを用いて式に表すと以下のとおりである。なお、簡単のためにZ方向の運動量が0になるように座標系を選び、 $\theta^*$  は  $\pi^0$  の進行方向と光子の飛び出す方向の間の角度を指している。

$$\begin{aligned}\vec{p}_1^* &= (E_1^*, p_{1x}^*, p_{1y}^*, p_{1z}^*) \\ &= (E_1^*, |p_1^*| \cos \theta^*, |p_1^*| \sin \theta^*, 0)\end{aligned}\quad (1)$$

$$\vec{p}_2^* = -\vec{p}_1^* \quad (2)$$

これを実験室系 (Laboratory 系) に座標変換するが、相対論的な速さのため、ローレンツ変換を用いることになる。すると、LAB 系での運動量は

$$\begin{pmatrix} E_1 \\ p_{1x} \\ p_{1y} \\ p_{1z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & \gamma\beta & 0 & 0 \\ \gamma\beta & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1^* \\ p_{1x}^* \\ p_{1y}^* \\ p_{1z}^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma(1 + \beta \cos \theta^*) \\ \gamma(\beta + \cos \theta^*) \\ \sin \theta^* \\ 0 \end{pmatrix} |P| \quad (3)$$

のように表すことができる。そのため LAB 系での2つの光子の間の角度  $\theta, \varphi$  は

$$\theta = \tan^{-1} \left( \frac{\sin \theta^*}{\gamma(\beta + \cos \theta^*)} \right), \quad \varphi = \tan^{-1} \left( \frac{-\sin \theta^*}{\gamma(\beta - \cos \theta^*)} \right) \quad (4)$$

となる。つまり、 $\beta$  と  $\theta^*$  に依存して変化することがわかった。

#### 1.4 クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)

通常クォークはハドロンの中に閉じ込められていることは先にも述べたとおりであるが、高温・高密度状況下ではこれが破られている事が考えられる。まずこれを直感的に考えてみる。

高密度の条件下では、その空間のほとんどを核子で覆われ、核子と核子の境界がなくなる。すると、その系で基本となる粒子は核子からクォークへと変わっていく。それはクォークが閉じ込めから開放されていると考えられる。

また高温の条件下では、それぞれの核子が高いエネルギーを持ち、核子同士の衝突回数が増え、中間子がたくさん作られる。さらにその中間子と核子、中間子との衝突によっても中間子が生成され、ハドロンの粒子密度は増大し、QGP に相転移することが期待される。

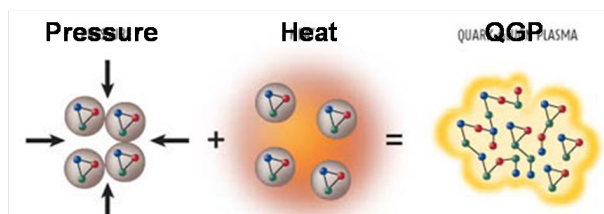


図5 高温・高密度下での QGP 相転移 [12]

このように形成される QGP 相は、通常物質相（ハドロン相）とは全く異なる新しい物質相であることが予想される。この QGP 相ではクォークや反クォーク、そしてグルーオンが存在する多体系である。QGP 相はこれまでの他の実験によると、完全流体のように振舞うことがわかっている。

また、宇宙誕生後初期もこの QGP 相であったのではないかと考えられている。時間にして数マイクロ秒後の時のことである。高エネルギー原子核衝突実験によって QGP の性質を調べるということは、宇宙誕生に近い時期に迫るという意味も持ち合わせているのだ。

### 1.5 高エネルギー原子核衝突

QGP を地球上で唯一生み出す方法、それが高エネルギー原子核衝突実験である。なぜなら原子核とは地球上の物質の中でもっとも密度の高い物質であり、これを高エネルギーで衝突させることにより、核子より大きな空間に膨大なエネルギーを詰め込むことができる。こうして、高温高エネルギー密度の状態から QGP を人工的に生み出すのである。ここでは、高エネルギー原子核衝突によって予想される時間経過を述べる。

1. 高エネルギー原子核衝突において、まず衝突させる原子核はほぼ光速まで加速される。そのとき、相対論的効果により原子核は球状ではなく平たい円盤のようになる。よくこのときの形をパンケーキ型と呼ぶ。LHC の場合それらが互いに逆方向に加速器の中を回るのである。
2. これらが衝突すると、原子核内部の核子やそれを構成するクォークがそれぞれ衝突や散乱を起こし相互作用する。ただし、全ての核子が必ず相互作用するわけではなく、反応を起こさなかった核子はそのまますり抜けて、ほぼ光速のままに進んでゆく。
3. 反応の起こった領域は、すり抜けた核子の後に尾を引くように残される。この領域には多数のクォークと反クォーク、そしてグルーオンが新たに生まれ、高温の火の玉の状態となる。これは内部からの大きな圧力により、光速に近い速度で膨張してゆく。
4. 急激な膨張により温度が下がってゆく。およそ  $5 \times 10^{-23}$  秒後には、クォークとグルーオンは再結合し、ハドロン相を形成していく。いまだクォーク同士などによる散乱、相互作用が起こっている。
5. さらに、膨張を続け温度が下がってゆくと、ハドロン間の非弾性散乱がなくなる。非弾性散乱では、衝突によりエネルギーの受け渡しが起こり、エネルギーを与えられた粒子がより高いエネルギー状態へ励起することができる。なお、励起状態は、軽い粒子の放出により元の基底状態に遷移したり、2 つ以上の粒子に崩壊を起こしたりする。これらが終わると、粒子の生成がなくなり、それらの粒子数比が固定される。このことを化学的凍結 (chemical freeze-out) と呼ぶ。
6. さらに、ほぼ光速で膨張を続け、粒子同士の間の距離も長くなる。それが平均自由行程を超えると、ハドロン間には弾性散乱さえもなくなる。弾性散乱とは、散乱の前後において粒子が不変なものを指す。そのため、運動量が移行するだけの散乱である。これもなくなるために粒子の運動量が固定されるので

ある。このことを運動量凍結 (Kinematical freeze-out) と呼ぶ。

- 凍結後の粒子は全て通常のハドロンの状態で拡散していく。我々が直接観測することができるハドロンは、すべてこの状態になったものである。

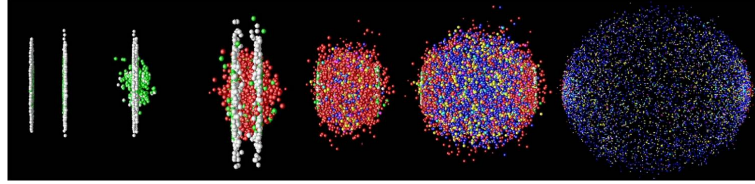


図 6 原子核衝突イメージ図 [12]

## 1.6 運動量凍結温度

これは原子核衝突によって形成された高エネルギー領域がハドロンガスとなり、そして運動量凍結が起こったときの温度である。この温度は衝突初期の温度も反映している値だと考えられるため、衝突の時間発展を調べる上で欠かせない値である。また、QGP 相の有無によってこの温度も変化しているかもしれないため、この値で陽子 + 陽子衝突における QGP 相を探索できるかもしれない。

統計力学的モデルで考えたとき、運動量凍結時の粒子の運動量はボルツマン分布になり、横方向質量分布は指数関数の形で表される事が知られている。

$$\frac{d^2N}{m_T dm_T d\eta} \propto \exp\left(-\frac{m_T}{T}\right) \quad (5)$$

ここでの Inverse Slope Parameter  $T$  は、見かけの温度にあたる。本来ならばこれは粒子の種類によらず一定のはずであるが、その値は粒子により異なっている。その理由は流体力学的な横方向の膨張による寄与があるからである。これは RHIC での実験事実として質量に比例して大きくなることが知られており、以下の式になる。

$$T \approx T_0 + \frac{1}{2}m\langle v_r \rangle^2 \quad (6)$$

$T_0$  は運動量凍結温度、 $m$  はその粒子の静止質量、 $\langle v_r \rangle$  は集団の平均速度 (collective flow) を表す。つまり、見かけの温度  $T$  を質量の分布によりプロットすることにより、運動量凍結温度が求まるはずである。

## 1.7 目的

本研究では、2010 年に LHC 加速器で行われる陽子 + 陽子衝突のシミュレーションを行い、横方向質量の分布を求め、運動量凍結温度を測定する。ただし、本来この運動量凍結という事象は重イオン衝突において QGP 相が生成されたときの概念であり、本研究の測定法は重イオン衝突での測定こそ意味があるはずである。そこで本研究は陽子 + 陽子衝突に適用することで、重イオン衝突で実測するためのベースラインを確立することを目的とする。

## 第 2 章 実験背景

この章では、本研究の舞台となる実験とその概要、そして実験・測定機器について説明していく。

### 2.1 LHC 加速器

LHC 加速器とは、スイスとフランスの国境をまたぐ形で存在する世界最大の衝突型粒子加速器である。地下 100m のトンネルで、1 周の長さが 27km もあるため、この加速器では世界最大の衝突エネルギーを実現することができ、陽子 + 陽子衝突の場合重心系衝突エネルギー 14TeV、鉛 + 鉛衝突の場合は核子対あたり衝突エネルギー 5.5TeV に到達できる事を計画されている。物理学者が 15 年以上の歳月をかけ、2009 年 11 月についてビームの衝突が確認された。2010 年からは本格始動が期待でき、最初の四半期に重心系衝突エネルギーが 7TeV になることが計画されている。本研究でシミュレートするのはこの 7TeV の陽子 + 陽子衝突である。

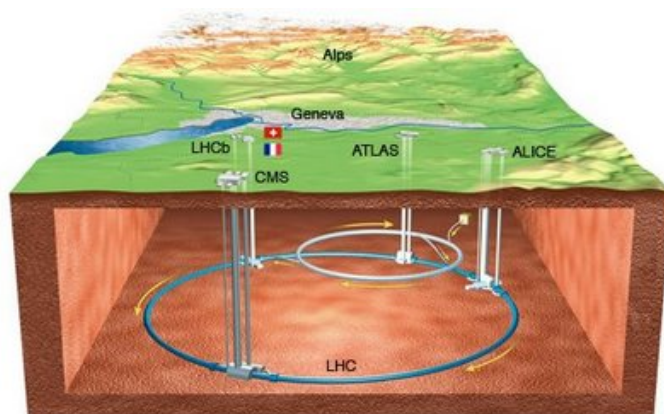


図 7 欧州原子核研究機構 LHC [16]

LHC では ALICE、ATLAS、CMS、LHCb、TOTEM、LHCf という 6 つの実験グループが実験を行う。ALICE については次の節で詳しく説明するため、ここでは他の実験についてを簡単に紹介する。

- ATLAS(A Toroidal LHC ApparatuS)  
この実験の主な目的はヒッグス粒子や SUSY 粒子を発見することである。高さ 22m、全長 44m、重さ 7000 トンという巨大な汎用型検出器を用いて検出を行う。ここには世界 37 カ国から約 1800 人の物理学者が参加している。
- CMS(Compact Muon Solenoid)  
主な目的は ATLAS とほぼ同様である。しかし、CMS は独自の戦略によって研究を進めていく。検出器も広範囲の調査が可能な汎用型という点でも特徴が ATLAS と似ている。世界 37 カ国からの 2000 人を超える研究者によって研究する。
- LHCb(LHC-beauty)  
この主な目的は、対称性の破れの解明で、我々が住む宇宙はなぜ反物質でなく物質で満たされている理由の理解を目指している。そこで、衝突点を取り囲む検出器ではなく、前方にとんだ粒子に注目した形をとっている。ここには世界 13 カ国からのおよそ 650 人の研究者が参加している。

- TOTEM(TOTAL Cross Section,Elastic Scattering and Diffraction Dissociation)  
ここでは、汎用型検出器ではできない物理に注目する。そこで、LHC ビームの非常に近いところで生成される粒子を検出する。規模はここまでと比べると小さく、8 カ国からの 50 人の研究者が携わっている。
- LHCf(LHC-forward)  
この実験は、実験室において宇宙線をシミュレーションするための源として、LHC の中で作られたビーム軸方向の粒子を用いる。これにより、宇宙線実験の解釈などの手助けとなることが期待される。検出器は ATLAS の近くに存在している。規模は最も小さく 4 カ国 22 人の研究者によって成っている。

## 2.2 ALICE 実験

LHC での 6 つの実験のなかで唯一重イオン衝突に特化した検出器を用いているのが ALICE(A Large Ion Collider Experiment) 実験である。もちろん陽子+陽子衝突にもすばらしい性能をみせる。ALICE 実験は、RHIC 加速器における物理成果を基に、あらゆる物理トピックをできる限り取り込むことができるように設計されている。その中でも主な目的が宇宙誕生直後に実在したと考えられている、パートンの多体系であるクォークグルーオン・プラズマの探索とその定量的な性質の理解である。そのために同時に多数発生する粒子それぞれの種類を判別し、運動量やエネルギーを精密に測定しなければならない。そこで高い検出効率、エネルギー・位置分解能が必要不可欠である。さらに衝突度を測定する必要もある。装置全体では高さ 16m、幅 16m、奥行き 26m、重さ 10000 トンという巨大な検出器になっている。ここには世界 30 カ国の 97 の研究機関から集まった 1000 人を超える研究者が存在する。

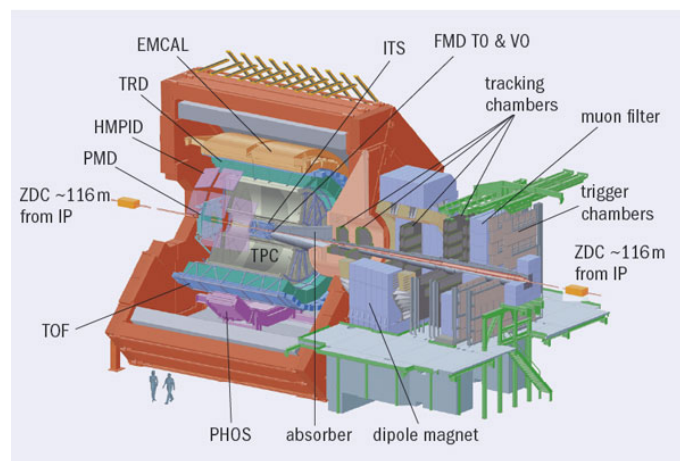


図 8 ALICE 実験検出器図 [16]

ALICE 実験検出器はビームの衝突点を円筒形で囲むように 17 種類もの検出器が配置され、それを巨大で強力な双極子磁石で覆っている。検出器はそれぞれに役割があり、それらを複合することであらゆる粒子の観測・精密測定を実現する。

## 2.3 PHOS 検出器

PHOton Spectrometer(PHOS) は ALICE 実験の検出器の中で最も外側にある電磁カロリメーターである。これは光子や電子のエネルギーを測定でき、それらが物質との相互作用によって電磁シャワーを起こすことを利用している。ALICE 実験での主な目的は光子を測定することで、ハドロンが崩壊してできた光子を検出して崩壊前の粒子を再構成することが可能である。また、QGP 相から出てくる直接光子を検出することも大きな目的である。

PHOS と反対側にある EM-CAL とは材質が異なり、PHOS は鉛タングステン (PWO) 結晶で作られている。これにより、高い位置分解能とエネルギー分解能を実現している。そのため、より高い運動量のハドロンから崩壊してできた 2 つの光子も分けて識別することができ、QGP 相の存在の証拠として用いることができるジェットクエンチング (Jet quenching) の観測を行える。

名前	PHOS	EMCAL
素材	PWO	Pb
測定範囲	$ \eta  < 0.12$ $0.6\pi$	$ \eta  < 0.7$ $0.6\pi$
位置分解能	$0.004 \times 0.004$	$0.0143 \times 0.0143$
エネルギー分解能	$3.3\% / \sqrt{E} \oplus 1.1\%$	$7\% / \sqrt{E} \oplus 1.5\%$

表 3 PHOS 検出器とその反対側の EM-CAL の性能比較

PHOS1 個のモジュールには  $64 \times 56 = 3584$  個のクリスタルがあり、合計 17920 チャンネルから構成される。ただし、将来的には 5 個のモジュールが搭載される予定だが、現状では 3 個のモジュールしか実装されていない。これは来年実際の実験においても変わらないため、本研究では 3 個のモジュールでシミュレーションを行う。



図 9 PHOS 検出器 [16]

## 第 3 章 シミュレーション

この章では、本研究で私が行ったシミュレーションとそれに用いたプログラムについて説明する。

### 3.1 イベントジェネレータ

原子核衝突実験を作り出すシミュレーションプログラムの総称であり、イベントジェネレータにはいろいろな種類が世の中には存在している。

主に用いたイベントジェネレータが PYTHIA である。これは、高エネルギーの物理現象をシミュレートすることができるプログラムで、本研究では陽子+陽子衝突のイベントを作るのに用いられた。この中には実験事実に基づいたパートン分布やハドロンの崩壊などが組み込まれており、本研究の目的に対して、最適なイベントジェネレータである。

また、ALICE 専用のクラスで書かれた ROOT 「ALIROOT」の中にあるイベントジェネレータクラスとして、AliGenBox というものもある。これは 1 種類の粒子を指定した個数、指定した範囲の中に発生させることができる。

### 3.2 GEANT3

GEANT3(Geometry and tracking 3) とは、粒子が物質中を通る際の相互作用を再現することができる。この物質の設定に、ALICE 実験検出器を記述することにより、イベントジェネレータで発生させた粒子による検出器での反応を調べることができる。また、検出器自体のシミュレーションとしても機能し、例えば PHOS 検出器の中のノイズなどの情報も組み込んで実験を再現することができる。

今回は実際の実験のセットアップを再現したものの他に、PHOS 検出器以外の検出器による影響を調べるため、検出器を PHOS のみにしたシミュレーションも行っている。

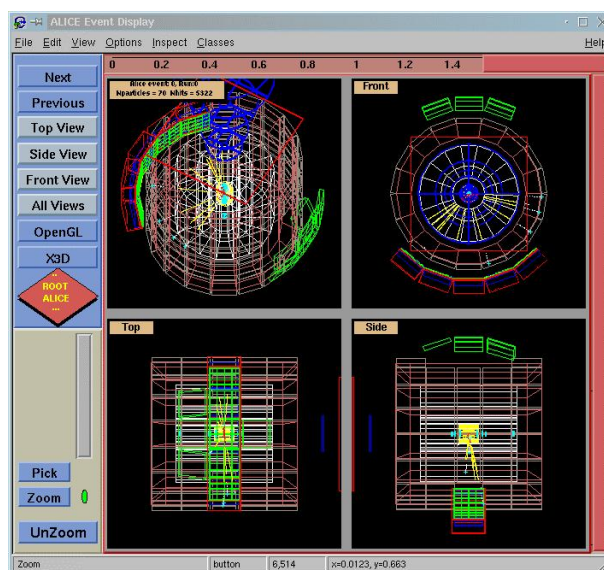


図 10 GEANT3 で再現された ALICE 検出器 [11]



### 3.3 シミュレーションの流れ

今回行ったシミュレーションでは、4つのステップを踏んでいる。

1. Event Generation : 特定の物理事象に沿った粒子を再現している。ここで用いているのがイベントジェネレータである。
2. Simulation : 発生させた粒子が検出器などを通る際に、その粒子と物質との相互作用、またそれによって発生した粒子やエネルギー損失などを再現する。さらにそのエネルギーが検出器に伝わり、検出器からのアナログシグナルやそれを読み出した電子回路の出力データとなるデジタル情報への変換までを再現する。
3. Reconstruction : 読み出し電子回路からのデジタル情報から、検出粒子・クラスター情報を引き出す。
4. Analysis : 検出粒子情報から物理的に意味のある、自分の欲しい情報を取り出してゆく。

### 3.4 PDG コード

本研究で解析する際、粒子の種類を判別する手段として PDGCode を用いた。これは Particle Data Group によってまとめられた物である。一般的に最長 7 文字の数字から成り立ち、それぞれの数字に粒子のスピン、フレーバー（クォークとレプトンの種類）、内部量子数などの情報を含み、通常の粒子は正の数、反粒子は負の数で表される。以下では本研究において出てくる粒子の PDGCode である。

粒子の種類	電子	光子	$\pi^0$	$\eta$
PDGCode	11	22	111	221

表 4 主な粒子の PDG コード

### 3.5 アクセプタンス

本研究では、メインとなる陽子 + 陽子衝突シミュレーションと並行して、3 モジュールから成る PHOS 検出器でのそれぞれの粒子に対するアクセプタンスを求めるシミュレーションも行った。ここでのアクセプタンスとは、ある粒子の検出できる確率を指す。例えば、 $\pi^0$  中間子ならば 2 つの光子に崩壊するが、光子の両方もが PHOS に入っていなければ崩壊前の  $\pi^0$  を同定することはできない。そのため、AliGenBox にて 1 つの粒子を発生させ、その粒子が崩壊した後の光子をシミュレートして、それらが 2 つとも PHOS に入る確率を算出した。PHOS 検出器の検出効率はほぼ 100 % であるため、このように光子の進行方向だけでアクセプタンスを求めても、妥当な結果であると判断した。

## 第4章 解析

この章では、本研究で私が行った解析の手法について説明する。

### 4.1 不変質量、横方向運動量

本研究で中世粒子が崩壊してできる2つの光子から再構成し、求めた不変質量分布から数を計測していく。まずこの不変質量の組み方である。不変質量の定義式は以下のとおりである。

$$M_{\pi^0} = \sqrt{2E_{\gamma 1}E_{\gamma 2}(1 - \cos\theta)} \quad (7)$$

$E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2}$  は検出された2つの光子のエネルギー、 $\theta$  は検出された2つの光子の開き角である。直接測定できるのは、それぞれのエネルギーとその位置だけである。ただし2つの光子に崩壊する $\pi^0$ や $\eta$ の寿命は非常に短いため、衝突点で生成された粒子はほぼその場で崩壊してしまう。そこで開き角の中心点を衝突点とすることで $\theta$ は計算することができる。つまり、以下の式である。

$$\cos\theta = \frac{\vec{r}_1 \cdot \vec{r}_2}{|\vec{r}_1||\vec{r}_2|} \quad (8)$$

なお、不変質量の定義式は以下のように導出された。

まず不変質量とは四元ベクトルの内積で表すことができる。つまり、CM系での $\pi^0$ の四元ベクトルを考えた時に以下の式が成り立つ。

$$E_{\pi^0}^* = \sqrt{M_{\pi^0}^2 + |\vec{p}_{\pi^0}^*|^2} \quad (9)$$

ただし、CM系での $\pi^0$ の運動量は $\vec{p}_{\pi^0}^* = 0$ のため

$$E_{\pi^0}^* = M_{\pi^0} \quad (10)$$

となる。

また、不変質量とは何に対して不変かと言えばローレンツ変換に対しての不変性である。つまり、系のとり方を変えても変わらぬ値を持つものである。なのでLAB系での $\pi^0$ の四元ベクトルの内積を考えても以下のような式が成り立つ。

$$E_{\pi^0} = \sqrt{M_{\pi^0}^2 + |\vec{p}_{\pi^0}|^2} \quad (11)$$

そこで、より以下の式が導出される。

$$M_{\pi^0}^2 = E_{\pi^0}^{*2} = E_{\pi^0}^2 - \vec{p}_{\pi^0}^2 \quad (12)$$

LAB系での $\pi^0$ のエネルギー、運動量の値は崩壊してできた2つの光子のエネルギー $E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2}$ 、運動量 $\vec{p}_{\gamma 1}, \vec{p}_{\gamma 2}$ より

$$\begin{aligned} M_{\pi^0}^2 &= (E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2})^2 - (\vec{p}_{\gamma 1} + \vec{p}_{\gamma 2})^2 \\ &= E_{\gamma 1}^2 + E_{\gamma 2}^2 + 2E_{\gamma 1}E_{\gamma 2} - \vec{p}_{\gamma 1}^2 - \vec{p}_{\gamma 2}^2 - 2\vec{p}_{\gamma 1} \cdot \vec{p}_{\gamma 2} \end{aligned} \quad (13)$$

と書き換えることができる。

さらにそれぞれの光子についても同様に考えれば、

$$E_{\gamma 1} = \sqrt{M_{\gamma 1}^2 + \vec{p}_{\gamma 1}^2}, E_{\gamma 2} = \sqrt{M_{\gamma 2}^2 + \vec{p}_{\gamma 2}^2} \quad (14)$$

が成り立つ。光子は質量を持たないため、

$$E_{\gamma 1} = |\vec{p}_{\gamma 1}|, E_{\gamma 2} = |\vec{p}_{\gamma 2}| \quad (15)$$

である。これを (13) に代入することにより不変質量の定義式が導かれる。

$$\begin{aligned} M_{\pi^0}^2 &= E_{\gamma 1}^2 + E_{\gamma 2}^2 + 2E_{\gamma 1}E_{\gamma 2} - E_{\gamma 1}^2 - E_{\gamma 2}^2 - 2\vec{p}_{\gamma 1} \cdot \vec{p}_{\gamma 2} \\ &= 2E_{\gamma 1}E_{\gamma 2} - 2\vec{p}_{\gamma 1} \cdot \vec{p}_{\gamma 2} \\ &= 2E_{\gamma 1}E_{\gamma 2} - 2E_{\gamma 1}E_{\gamma 2} \cos \theta \\ &= 2E_{\gamma 1}E_{\gamma 2}(1 - \cos \theta) \end{aligned}$$

それゆえ

$$M_{\pi^0} = \sqrt{2E_{\gamma 1}E_{\gamma 2}(1 - \cos \theta)} \quad (16)$$

次に、横方向運動量である。これはビーム軸を z 軸と取ったときの x y 方向への運動量のことを表す。我々の研究分野では transverse momentum,  $p_T$  という。そこで定義式は以下のとおりとなる。

$$|\vec{p}_{T\gamma\gamma}| = \sqrt{(p_{\gamma 1x} + p_{\gamma 2x})^2 + (p_{\gamma 1y} + p_{\gamma 2y})^2} \quad (17)$$

横方向質量は、こうして求めた横方向運動量を用いて求めることができる。

$$m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2} \quad (18)$$

## 4.2 Event mixing

2つのクラスターから崩壊前の粒子を再構成する時には、同じイベントのクラスターでの全ての組み合わせで再構成していく (Same-event)。ここで1つ問題がある。

例えば、1つのイベントに3つのクラスターが存在したとする。すると、再構成する組み合わせは3通りになる。しかし、もしそのうちの1つの組み合わせが、運良く実際に2つの光子に崩壊してできた組み合わせだったとしても、残りの2つの組み合わせは何も関係のない組み合わせで再構成してしまっていることになる。これが1つのイベントに多くのクラスターがあった場合、関係の無い組み合わせによって再構成された値は、見たい不変質量の分布の大きなバックグラウンドとなる (Combinatorial Background)。そこでこれを取り除くために用いたのが、Event mixing である。

これは違うイベントの中から2つのクラスターを選び、再構成するものである (Mixed-event)。すると、無相関の組み合わせによって形成される分布を再現することができる。なので、Same-event の分布から、Mixed-event 分布を引くことによって、相関のある組み合わせによって作られた不変質量のピークだけを見ることができ (subtracted-event)。

ただし、引くときにはそれぞれの分布の高さが違うため、Mixed-event を Same-event にスケールする必要がある。不変質量の分布は、 $\pi^0$  と  $\eta$  の質量の範囲外はすべて Combinatorial Background によるもので一定値になることが考えられる。そこで、Same/Mixed のヒストグラムで 0.2~0.4GeV の範囲を定数でフィッティングすれば、スケールングファクターを求めることができる。こうして、不変質量のピークを解析した。

### 4.3 カット条件

今回のシミュレーションでは、再構成する際に2つのカットの条件を加えた。そうする事によって、少しでもバックグラウンドを減らし、不変質量のピークを探しやすくした。

1つはエネルギーカットである。これは、再構成する際の2つのクラスター両方のエネルギーが 100MeV を超えるという条件がけをすることである。PHOS での読み出しの APD に限らず、電子回路にはノイズが付き物である。そのため、そのような不要なクラスターで再構成する事を無くすためにこのような CUT を加えている。

もう1つは Energy Asymmetry( $\alpha$ ) カットである。 $\alpha$  は以下の式で定義される量で、2つの光子のエネルギーの対称性を表している。

$$\alpha = \frac{|E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2}|}{E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2}} \quad (19)$$

$$= \beta |\cos \theta^*| \quad (20)$$

$\alpha$  は (19) より、2つの光子のエネルギーから求めることができ、(20) より CM 系での崩壊粒子の進行方向と光子の進行方向の間の角度  $\theta^*$  の関数である。これは 1.3 で議論した  $2\gamma$  崩壊したとき、LAB 系での光子の持つエネルギーを思い出していただきたい。

$\theta^*$  はどの値も同じ確率で実現するはずである。そのため、 $\theta^*$  の分布は一定のはずである。しかし、LAB 系での2つの光子の間の角度  $\theta + \varphi$  は  $\theta^*$  に依存して大きく変動する。そのため、間の角度が PHOS の大きさを超えるような  $\theta^*$  では2つの光子を検出することはできない。また、崩壊とは関係の無いバックグラウンドによるものは1に近い値を持つ傾向にある。そこで  $\alpha$  が1に近い値を持つときには、崩壊による2つの光子の確率は少なくなる。そこで慣例的に用いられている  $\alpha < 0.8$  というカットを採用して、バックグラウンドを減らした。

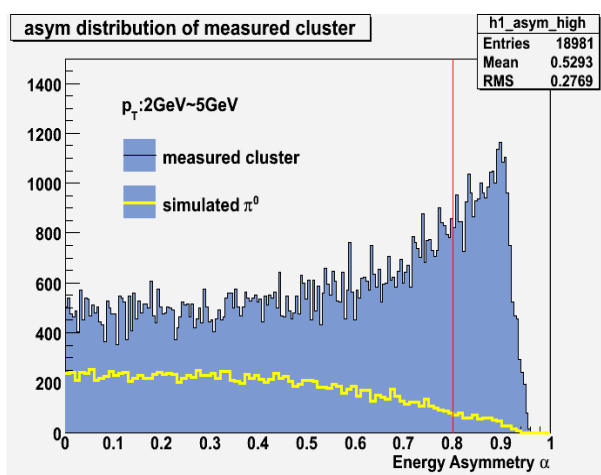


図 11  $p_T$  が  $2\text{GeV} \sim 5\text{GeV}$  の範囲の測定されたクラスターの Energy Asymmetry の値と同様の  $p_T$  レンジの  $\pi^0$  のシミュレーションによる Energy Asymmetry の値

## 第5章 結果

この章では、作ったシミュレーションを解析した結果について、順を追って示していく。なお、基本的にヒストグラム中でマーカーの色が赤の物はイベントジェネレータで作られたイベントから調べた物で、青の物は PHOS 検出器を通して得られた物で実際の実験での測定データからの値に相当する。例外の場合はその都度定義する。

### 5.1 シミュレーションデータ

今回主に解析したデータは2種類あり、

- F.D. 条件:  $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$  陽子 + 陽子衝突  
検出器: Full Detector  
イベント数: 30Mevents
- P.O. 条件:  $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$  陽子 + 陽子衝突  
検出器: PHOS Only  
イベント数: 12Mevents

である。実際の ALICE 実験でのトリガーの頻度はおよそ 100Hz であるため、今回のシミュレーションはおよそ1週間以内のデータ量である。P.O. の方が統計を貯めているのは  $\eta$  が見えにくいため、とりあえず P.O. で少しでも見えやすい環境で解析を行うためである。

まず、PYTHIA によって作られたイベントを解析した。ここでの結果が言うなれば正解となり、PHOS からの出力データを基にここでの結果を再現することができれば、本研究での測定法によりデータを得ることができる事が示される。得られた  $\pi^0, \eta$  の横方向運動量分布は以下のとおりである。ここでは、ラビディティーが  $-0.5 \sim 0.5$  の範囲に作られたそれぞれの粒子の数で、各ビンにはそのビン幅をかけて横方向運動量分布のヒストグラムとしている。

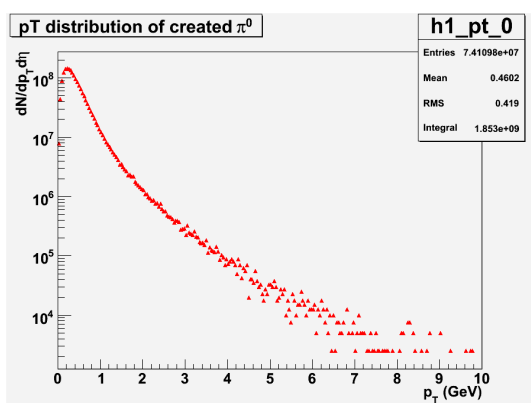


図 12  $\pi^0$  の横方向運動量分布

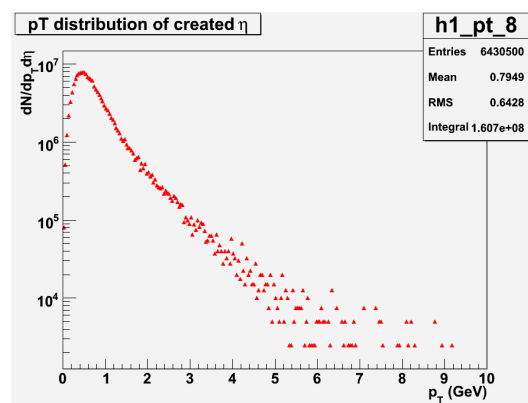
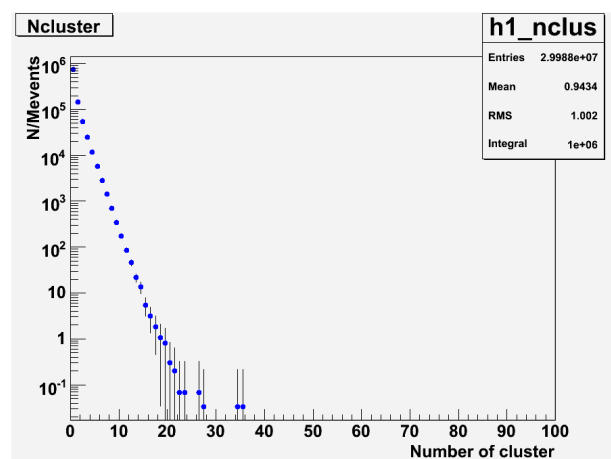


図 13  $\eta$  の横方向運動量分布

これらは PYTHIA により再現され、GEANT シミュレーションに入力された粒子の横方向運動量の分布である。左図は  $\pi^0$ 、右図は  $\eta$  のものである。なお、エラーは統計が十分あるためにとっても小さい。

## 5.2 クラスタ解析

ここからは PHOS により読み出されたデータを見ていく。まず最初に 1 イベントでのクラスタの数に注目する。



1 つのイベントで観測されたクラスタの数をプロットしている。結果 1 イベントあたり平均 0.9 個のクラスタが観測されている。不変質量を組むために必要な 2 つ以上の光子が観測されるイベントも多く存在している。

図 14 クラスタ数分布

1 イベントあたり平均 0.9 個のクラスタが形成されている。少なく感じられるが、この数は PHOS の Geometry によるアクセプタンスと陽子 + 陽子衝突により生成される粒子数で理解ができる。PHOS がカバーしている範囲は、ラピディティが 0.12 ~ 0.12、角度が 3 モジュールのため  $60^\circ$  である。これにより、クラスタの平均数は少なくなっているのである。不変質量を組むには、2 つの光子、つまり 2 つ以上のクラスタが必要なのだが、ヒストグラムを見る限り 2 個以上のクラスタが来ているイベントも存在しているため問題ない。

次に測定されたクラスタのエネルギー分布である。

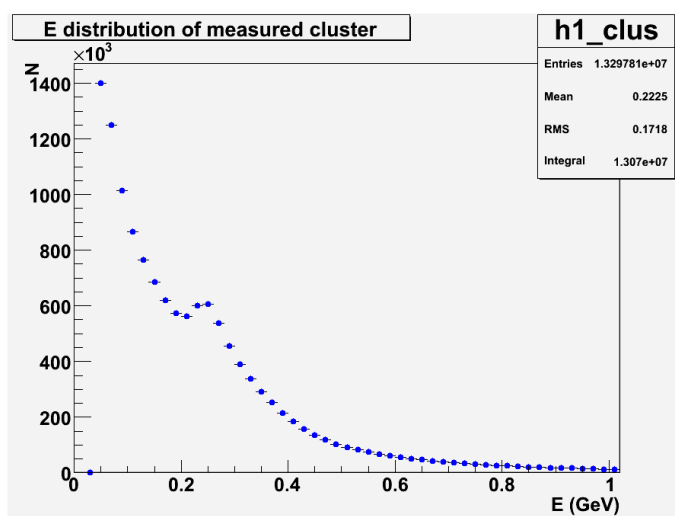


図 15 PHOS で観測されたクラスタのエネルギー分布。0.25GeV の所に MIP によるピークを持っている。

これがそれぞれのクラスターのエネルギーの値で基本的に低いエネルギーの方が多く存在する。ここで気づくことは、250MeV 近辺に緩やかなピークが存在している。これは Minimum Ionization Particle(MIP) による物であることが知られている (MIP については付録の中で取り上げている)。

### 5.3 Event mixing 解析

ここから式 (7) を用いて不変質量を組んでいく。まずは  $\pi^0$  に注目する。そして、4.2 節で説明した Event mixing の手順で解析を行った。まずは同じイベントの中の全ての組み合わせで不変質量を組んでいく。その時同時に 2 つの光子から、再構成された崩壊前の粒子の横方向運動量も求める。そして、その横方向運動量の値を 0.1GeV で刻み、全ての組み合わせの不変質量を振り分けていく。得られたヒストグラムは図 16 のとおりである。なお、これ以降の  $3 \times 3$  の図は、横方向運動量の値が 0.4~1.3GeV を 0.1GeV で刻んだもので、この横方向運動量の範囲は横方向質量に変換したときの  $\pi^0$  フィッティングの範囲にあたるためである。ここでのそれぞれのピンのエラーはその値の統計誤差である。

次に、違うイベントでクラスターを組み合わせで不変質量を組んでいく。その時も同様に横方向運動量も再構成する。Mixed event の結果は図 17 のとおりになった。同様にエラーには統計誤差がついている。

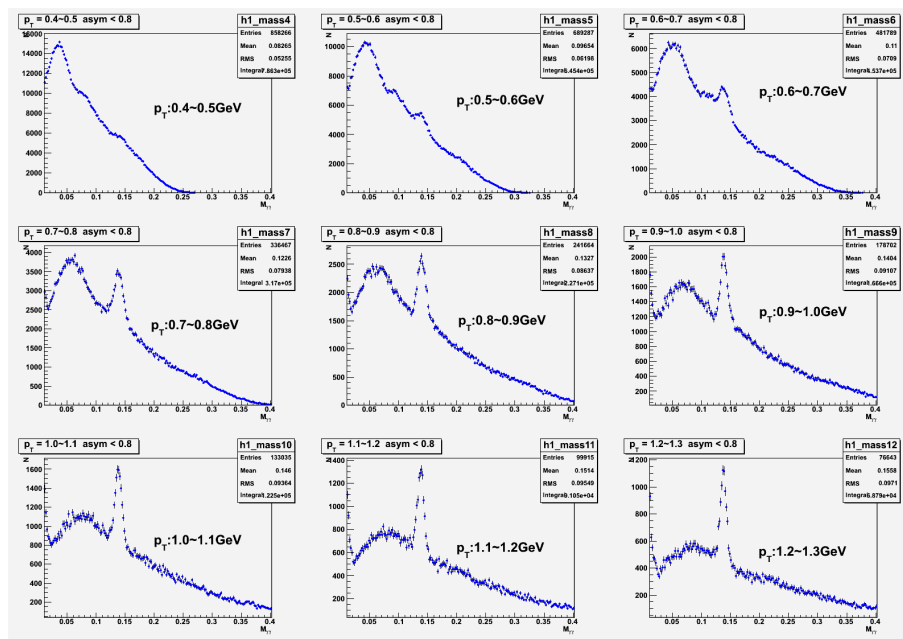


図 16  $\pi^0$  解析: same-event による不変質量分布。エラーは統計誤差がつけられている。それぞれのヒストグラムは横方向運動量の値 0.4~1.3GeV を 0.1GeV で刻んだもの。この横方向運動量のレンジが温度の情報を求める際に必要な範囲である。比較的高い横方向運動量では  $\pi^0$  の不変質量のところにピークが見えているが、低い範囲ではバックグラウンドに埋もれてしまっている。

今度は same-event から mixed-event を引くために、スケーリングする必要があり、このスケーリングファクターは 2 つのヒストグラムの比を取り、定数になることが期待される 0.2~0.3GeV の範囲を定数でフィッティングを行うことで求めることができる。その結果が図 18 である。エラーには誤差の伝播を考えてつけられている。なお、低い横方向運動量のヒストグラムにおいて、不変質量が高いほうへのエントリー数は少なく、求められたスケーリングファクターと比べてエラーが大きくなってしまった。そのため、エントリー数

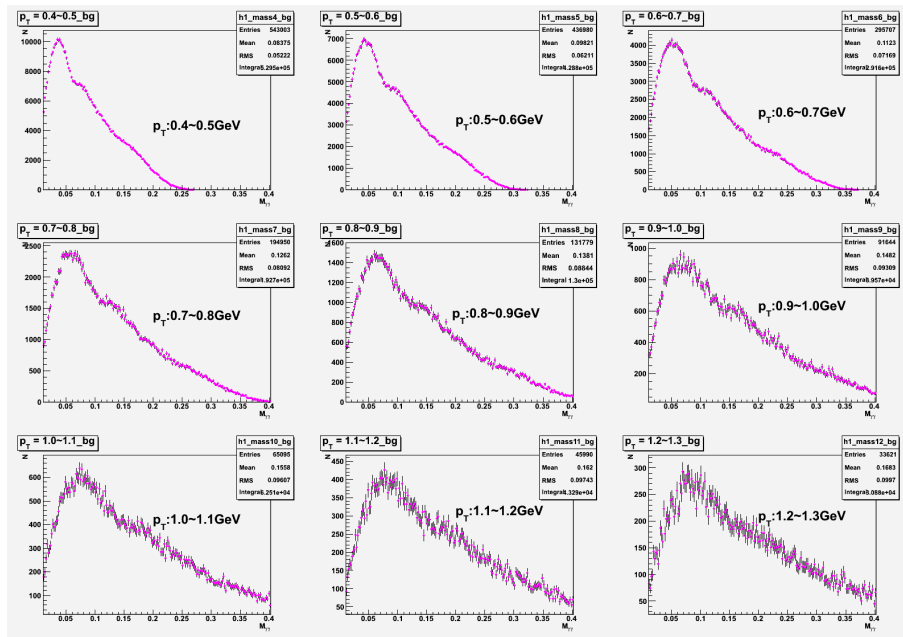


図 17  $\pi^0$  解析: mixed-event による無相関な 2 つのクラスターによる不変質量分布。エラーには統計誤差がつけられている。それぞれのヒストグラムは横方向運動量の値 0.4~1.3GeV を 0.1GeV で刻んだもの。全体的に  $\pi^0$  の不変質量のところにピークらしきものは見られない。

の少ないピンはフィッティングの範囲からはずしている。そして、same-event と求めたスケーリングファクターを用いて mixed-event をスケーリングしたものを重ね書きしたヒストグラムが図 19 である。桃色のマーカーの方がスケーリングして合わせた物である。これまで最も低い横方向運動量の範囲では不変質量のピークがあるのかがはっきりとわからなかったが、こうしてスケーリングされた mixed-event と same-event を比較すると、その範囲においても  $\pi^0$  の不変質量のところにピークがあることがわかる。

そして、さらにはっきりと不変質量のピークを観測するために、求めたスケーリングファクターを用いて same-event から mixed-event を引いた subtracted-event が図 20 である。この時のエラーには same-event と mixed-event、スケーリングファクターの 3 つの誤差の伝播を考慮したが、それぞれのイベントの誤差は統計誤差であるのに対し、スケーリングファクターの誤差はフィッティングでもとまる物で、1 より小さいエラーになるためその寄与は小さく、2 つのイベントの誤差の伝播で考える。

図 21 から、 $\pi^0$  の数を計測する。まず、この分布をフィッティングを行う。フィッティング関数として、ガウス分布にバックグラウンドとして 3 次関数を足した物を用いる。次に得られたガウス分布の中心から  $\pm 2\sigma$  の範囲で積分を行う。そこからフィッティングで得られたバックグラウンドとしての 3 次関数を同じ範囲で積分し、その差をとる。すると、確率論で予測される 95.5 % がその範囲に入ると考えられるため、その値を 95 % で割った値が  $\pi^0$  の数である。こうして、それぞれの横方向運動量で刻んだピンごとに計測を行い、 $\pi^0$  の数を調べていく。そして、この  $\pi^0$  の数のエラーには、積分するときの各ピンの誤差の伝播をつけている。しかし、全方位の  $\pi^0$  の数にするにはさらに補正を加える必要があり、次の解析が必要となる。



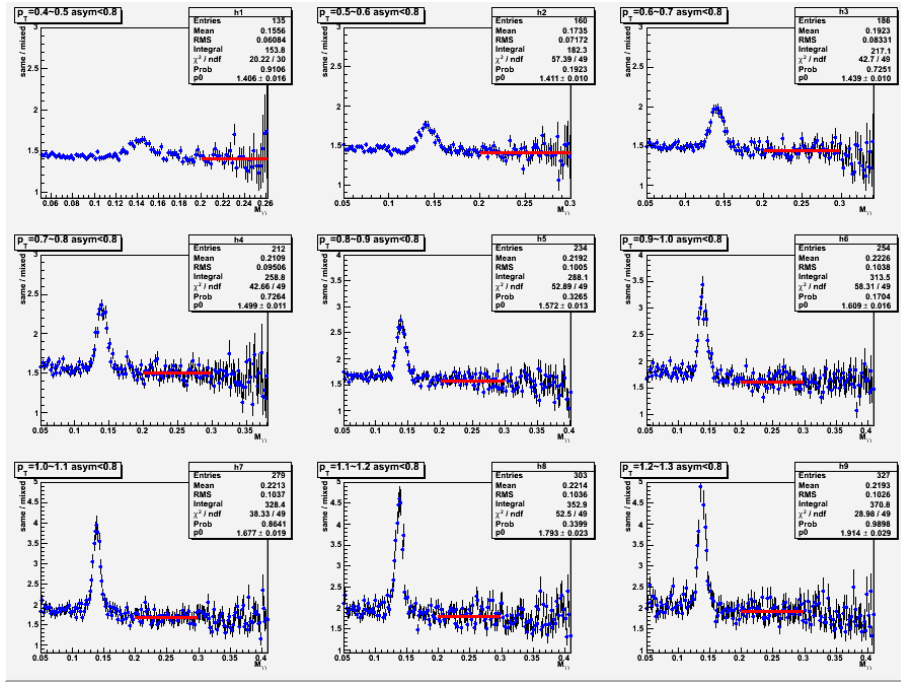


図 18  $\pi^0$  解析:same-event と mixed-event の比からスケーリングファクターを求めた。定数でのフィッティングの範囲は、 $\pi^0$ と $\eta$ の不変質量を避けて0.2~0.3GeVとしている。ただし、横方向運動量の低い方ではエントリー数が少なくなっている範囲をフィッティングの範囲として用いていない。

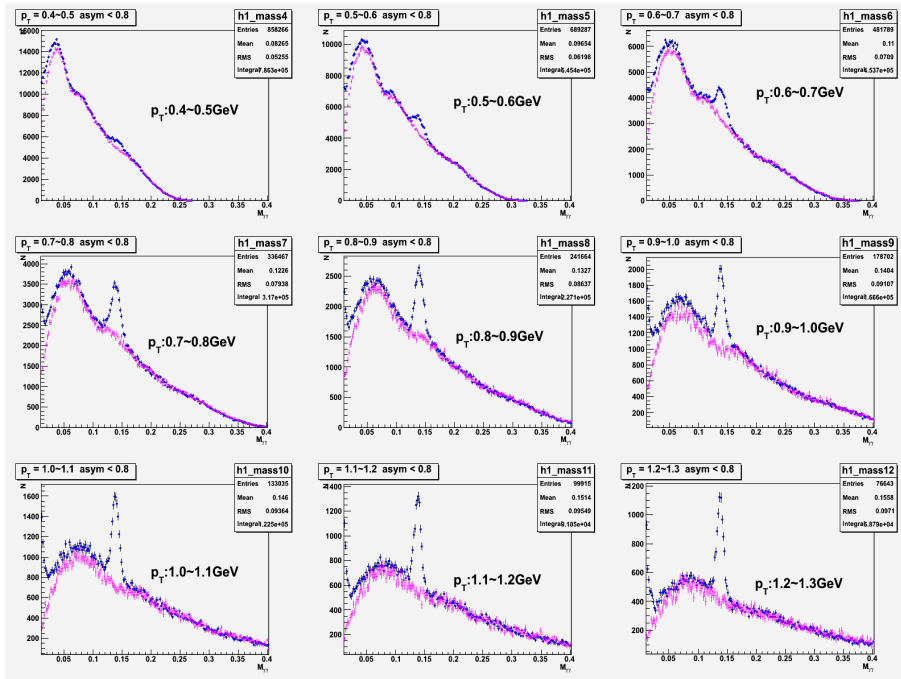


図 19  $\pi^0$  解析: same-event (青) & スケーリングした mixed-event (桃色)である。重ねて比較すると、不変質量の低い側は一致していないが、全ての横方向運動量の範囲で $\pi^0$ の不変質量の位置にピークが見られる。

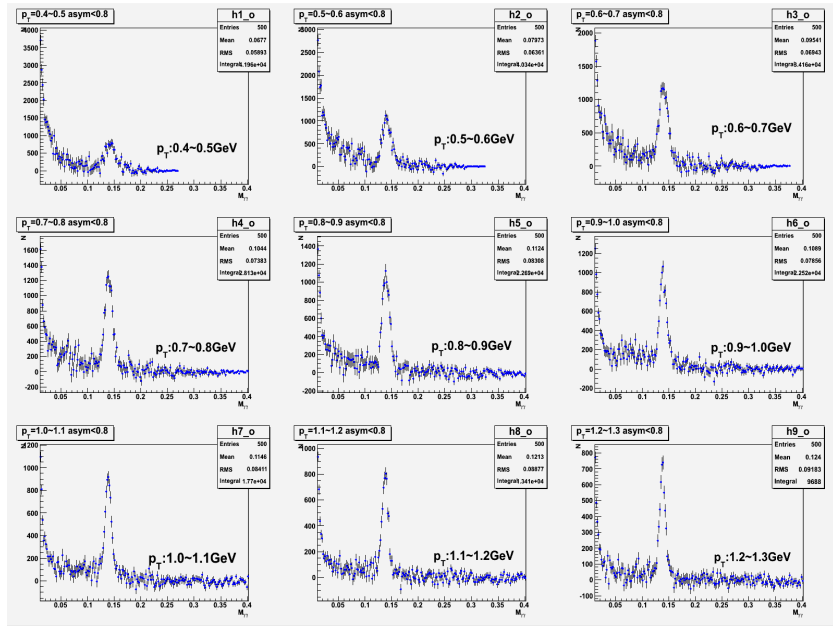


図 20  $\pi^0$  解析: subtracted-event (same-event - mixed-event) の不変質量分布。エラーには、2 つの event のピン毎の統計誤差とスケールングファクターの誤差の伝播を考えたが、スケールングファクターの誤差は他に比べてとても小さいため、他 2 つの誤差の伝播で求められた。全てのヒストグラムに  $\pi^0$  の不変質量ピークが見られる。

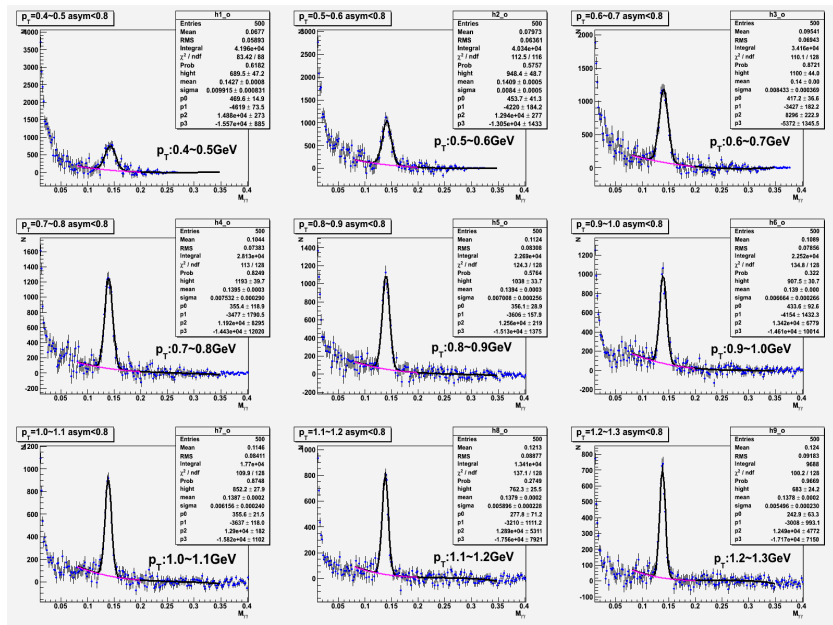


図 21  $\pi^0$  解析: subtracted-event のガウス分布 + 3 次関数のフィッティング (黒線) とバックグラウンド (桃色)。ここから各  $dp_T$  の  $\pi^0$  の数を求める。まず、ガウス分布の中心から  $\pm 2\sigma$  の範囲の subtracted-event の積分を行う。そこから、バックグラウンドの 3 次関数を同様の範囲で積分し、その差をとる。その差は求めたい  $\pi^0$  の数の 95.5% の値である。

次に  $\eta$  の横方向質量のフィッティングレンジに相当する横方向運動量の範囲は  $0.6 \sim 1.5\text{GeV}$  である。こ  
 までと同様にその範囲を  $0.1\text{GeV}$  で刻み、不変質量を組んでいく。解析の結果は図 22 ~ 図 25 が表している。

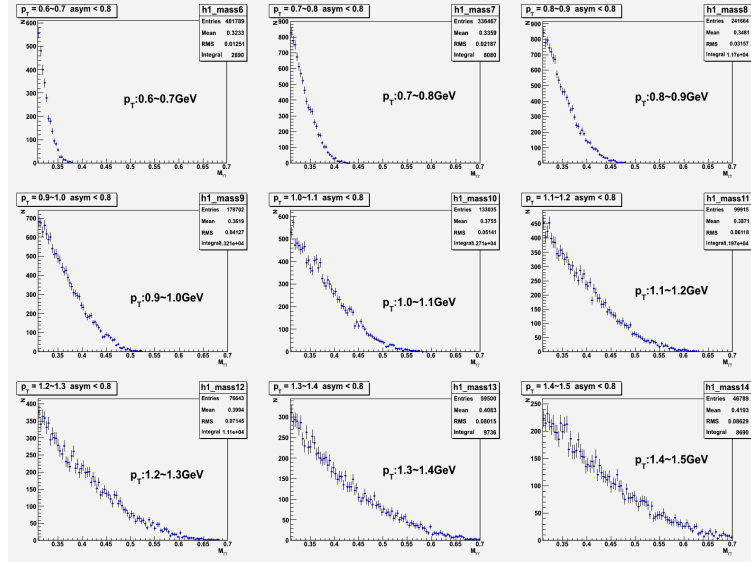


図 22  $\eta$  解析: same-event による不変質量分布。9 つのヒストグラムは横方向運動量が  $0.6 \sim 1.5\text{GeV}$  の範囲を  $0.1\text{GeV}$  ごとに刻んだ物である。エラーには統計誤差のみ付けられている。 $\eta$  の不変質量は  $547\text{MeV}$  であるが、そのピークは全く見られない。

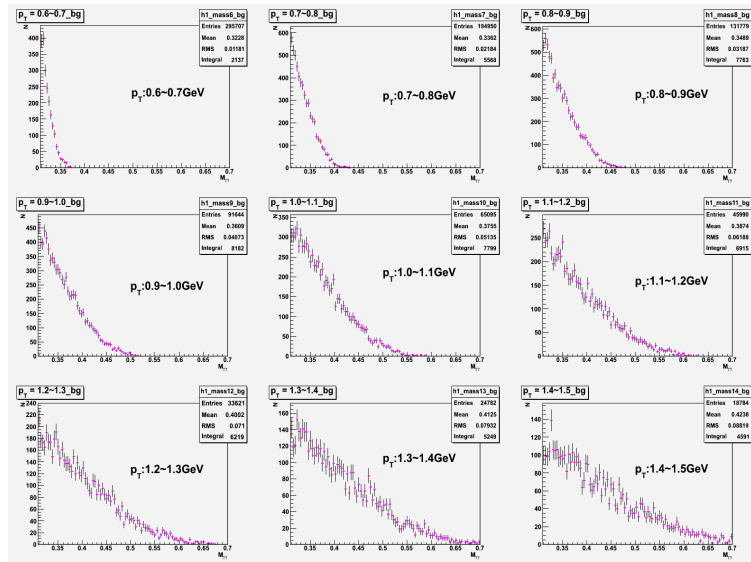


図 23  $\eta$  解析: mixed-event による不変質量分布。

解析の結果、必要なレンジでの  $\eta$  は全く見えていないことがわかった。これについては次節のアクセプタン  
 ス解析と第 6 章の考察で考えることにし、本研究では  $\eta$  の横方向運動量分布を出すのは断念する。この後の不  
 変質量の解析は、 $\pi^0$  のみ行う。

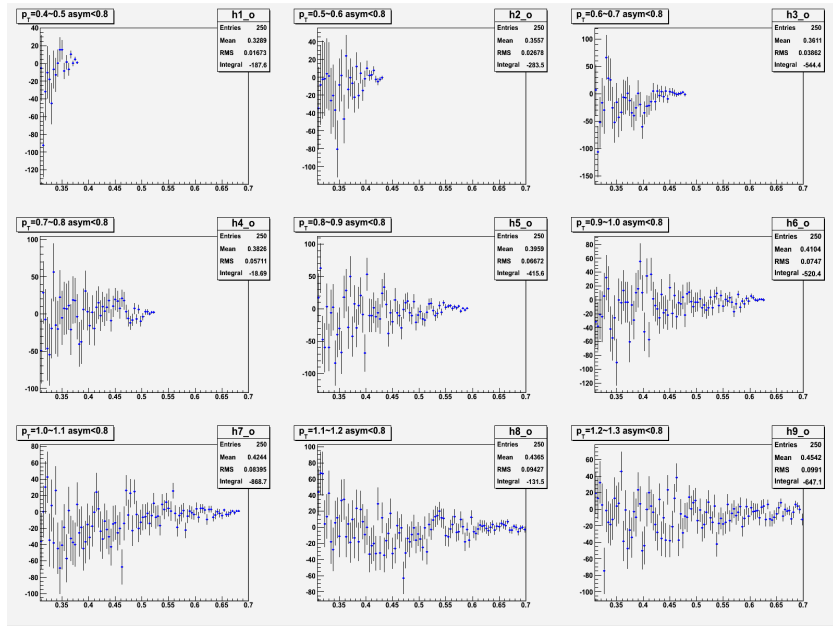


図 24  $\eta$  解析: subtracted-event (same-event - mixed-event) の不変質量分布。  $\pi^0$  の時と同様の方法でスケーリングファクターを求め、mixed-event をスケーリングして引いている。  $\eta$  の不変質量の値のところも含めて、全てのヒストグラムで誤差の範囲の中に 0 が入っている。

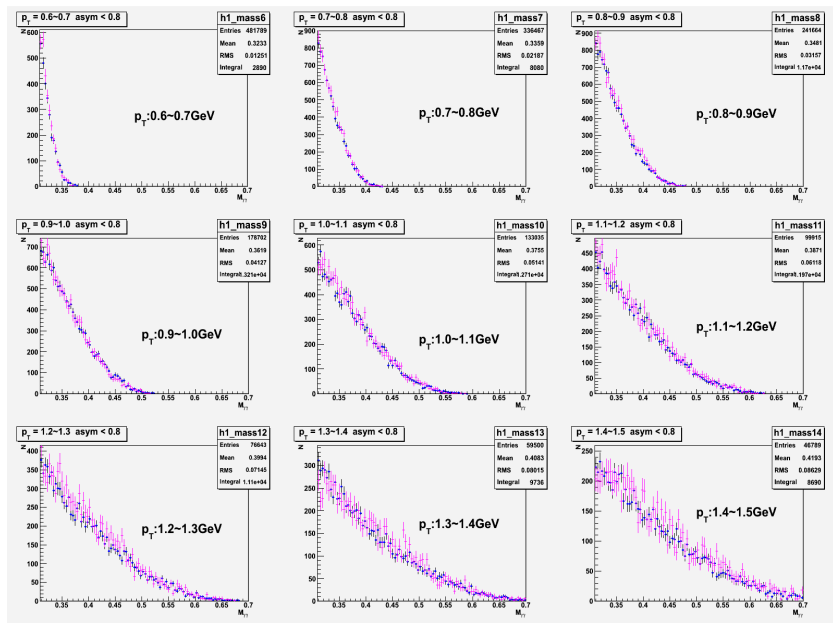


図 25  $\eta$  解析: same-event (青) と スケーリングした mixed-event (桃色) の重ねがき。 same-event と mixed-event が完全に一致してしまっている。 よって、  $\pi^0$  の時のようなピークのフィッティングは行うことができなかった。

## 5.4 アクセプタンス解析

アクセプタンスのシミュレーションを行うときに重要になってくるのが、PHOS 検出器の大きさを正しく記述することである。特に、PHOS のサイズは一般的に 1 モジュールで  $20^\circ$  といわれるが、正確に PWO クリスタルの検出部の大きさは  $18^\circ$  となっていた。残りの部分は PHOS を支える枠組みの部分のためクラスターを見ることは無い。少し大きめにするだけでアクセプタンスの値は変わり、補正の効果が意味を無くしてしまう。

そこでまず、AliRoot の中での PHOS の形、サイズについて調べる事にした。これはシングル光子を PHOS の中のあらゆる場所に飛ばし、反応のあったクリスタルの  $\eta$  と  $\varphi$  をプロットしている。この結果 (図 26) より、PHOS1 モジュールのジオメトリーは、

$$|\eta| < 0.135, \Delta\varphi < 17.8^\circ \quad (21)$$

であることがわかった。

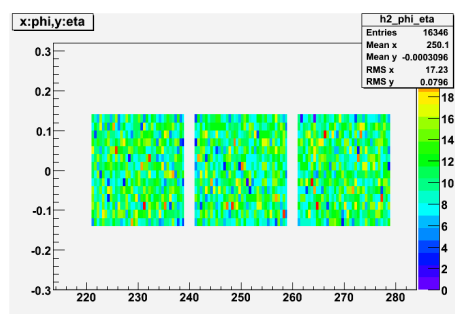


図 26 PHOS のジオメトリー、横： $\varphi$  縦： $\eta$

そこで今回は、不変質量を組むクラスターの位置と、ここでのアクセプタンスシミュレーションのための光子の進む方向  $\eta$  と  $\varphi$  が以下のような条件をかけた。なぜならば PHOS 検出器の外側に来たクラスターは、PHOS の外にエネルギーが漏れ出ている可能性がある。そのようなクラスターで不変質量を組んでも必ず真の値とは違う値になるからである。

$$\begin{aligned} \eta & \quad |\eta| < 0.13 \\ \varphi & \quad \Delta\varphi < 17.0^\circ \end{aligned}$$

これによって得られたヒストグラムは図 27 のとおりである。ここで  $\pi^0, \eta$  の横方向運動量が  $0 \sim 9\text{GeV}$  の間のアクセプタンスの値を比較している。なお、エラーは統計エラーとその誤差の伝播のみ考えている。この横方向運動量のピン毎でのアクセプタンスの値とエラーで PHOS からの測定データを補正する。

この結果から  $Low - p_T$  の  $\pi^0, \eta$  のアクセプタンスの値は 2 つともとても低くなっている。また 2 つを比較してみると、 $\pi^0, \eta$  でアクセプタンスの値が大きく違い、特に横方向質量のフィッティングのために必要なレンジである  $1 \text{ GeV}$  以下での  $\eta$  のアクセプタンスの値は  $0$  となっていることがわかった。つまり、現在の PHOS3 モジュールでのシミュレーションでは、 $Low - p_T$  の  $\eta$  を測定することはできないのである。これを踏まえて、 $\eta$  についての考察を第 6 章にて行っていく。

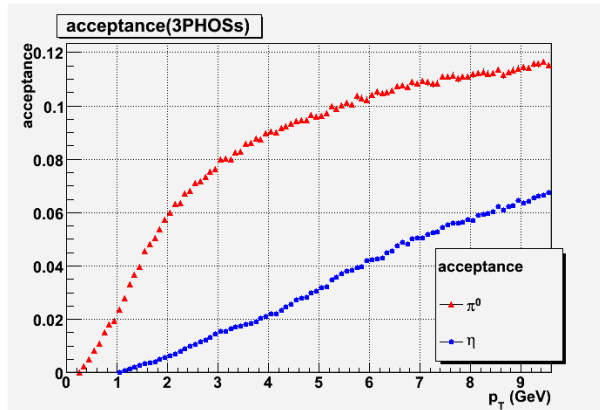


図 27  $\pi^0$ と $\eta$ のアクセプタンス解析の結果。比較してみると、2つでその値が大きく違っていることがわかる。

## 5.5 他検出器の効果

ALICE 実験において PHOS 検出器は衝突点から最も外側に位置している。その内側には他の検出器が存在している。そのため、衝突点から来る粒子からの光子は他の検出器で失われることが考えられる。(ALICE 実験ではこの効果を考慮して PHOS 検出器の前にある TOF などには一部穴がけられている。本研究のシミュレーションではこのジオメトリーが再現されている AliRoot のバージョンを用いている。)

今回は、他検出器を置いた場合とそうでない場合で比較する。比較するのは横方向運動量を  $0.1\text{GeV}$  で刻んだときの不変質量分布から得られた  $\pi^0$  の数である。このとき、本来ならばそれぞれでフィッティングを行い、そのときの平均とシグマを用いるが、フィッティングによるエラーなどで、積分する範囲が比較する2つでずれることをおそれるため、ピークのガウス分布の平均とシグマを  $138\text{MeV} \pm 15\text{MeV}$  に固定して数を求めた。比較した結果、他検出器の効果によって、測定される  $\pi^0$  の数は 55 % になることがわかる。ただし、 $p_T$  が  $0.4 \sim 0.5\text{GeV}$  の範囲のみエラーの範囲から外れてしまっているが今回は考察しきれなかった。

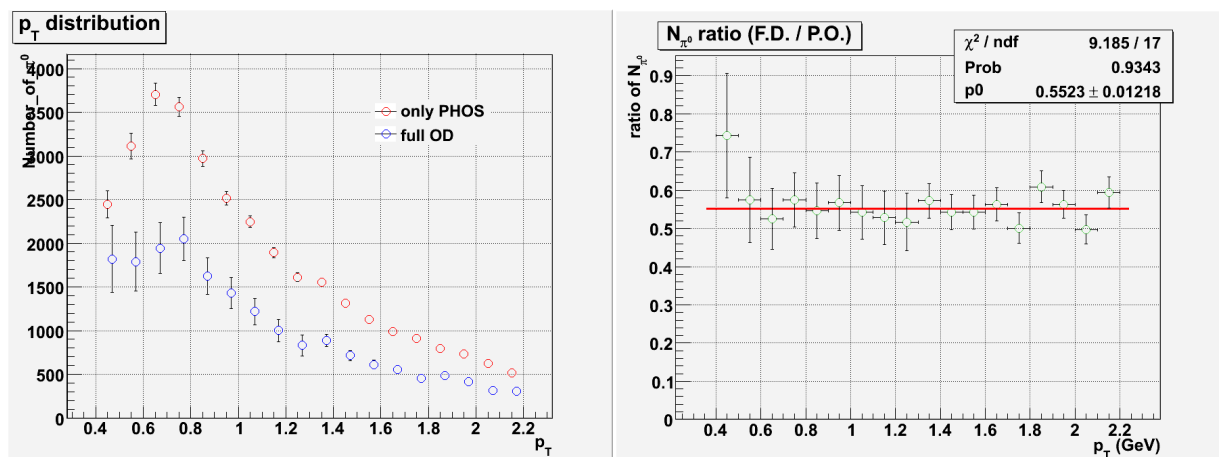


図 28 計測された  $\pi^0$  の数。他検出器の有無での比較。これは不変質量分布のピークから計測された各  $dp_T$  での数である。

図 29 他検出器の有無による収量の比。定数でフィッティングした結果、他検出器の効果により計測される  $\pi^0$  の数は 55 % になる。

## 5.6 PHOS により測定される解析結果

Event mixing による不変質量分布でのバックグラウンドの除去、アクセプタンスと他検出器の効果の補正、ジオメトリーの補正、これらを行う事で、測定データから正しく  $\pi^0$  の分布を求めることができる。

まず横方向運動量の分布を出すために、以下の式によって補正を行う。

$$\frac{d^2N}{dp_T d\eta} = N \times \text{accept.}(p_T) \times C \times 1/dp_T \times 1/d\eta \quad (22)$$

N とは Event mixing によって得られた  $\pi^0$  の数、accept. はアクセプタンス、C は他検出器の寄与の補正項、 $d\eta$  は PHOS のラピディエーの幅、 $1/dp_T$  は横方向運動量の刻んだ幅である。実際の測定でも同様のよ様な補正は必要である。こうすることで PYTHIA がつくったイベントと比較することができる。比較した結果は図 30 のようになった。

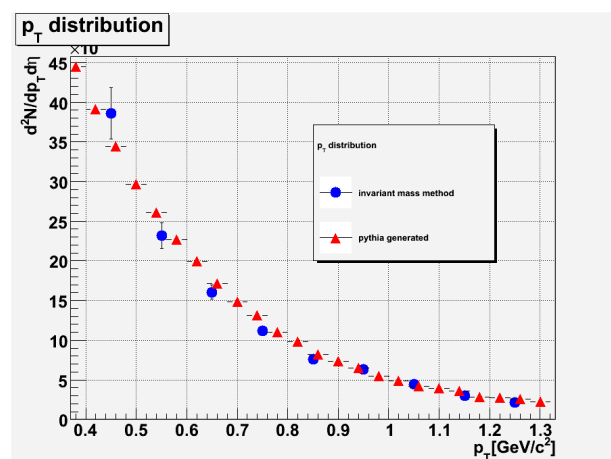


図 30  $\pi^0$  の横方向運動量分布。本研究の測定法で求めた分布（青）と PYTHIA によって作られたイベントの分布（赤）を比較している。エラーの範囲でこれらは一致しているため、PHOS によって正しく測定が行われている。

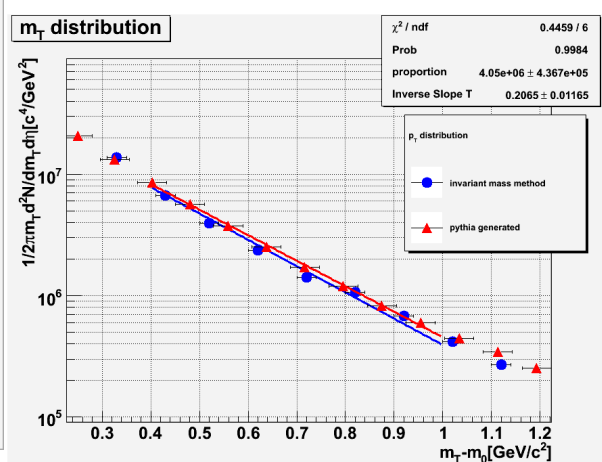


図 31 横方向運動量分布から変換して得られた  $\pi^0$  の横方向質量分布。本研究の測定法で求めた分布（青）と PYTHIA によって作られたイベントの分布（赤）はエラーの範囲でよく一致している。

続いて、求めた横方向運動量分布を横方向質量の分布に変換する。これは先ほど得られた横方向運動量分布を以下の式で求めることができる。

$$\frac{d^2N}{2\pi m_T dm_T d\eta} = \frac{d^2N}{dp_T d\eta} \times \frac{dp_T}{2\pi m_T dm_T} \quad (23)$$

ただし、この変換式は以下のように簡単にすることができる。

$$\frac{1}{2\pi m_T} \times \frac{dp_T}{dm_T} = \frac{1}{2\pi m_T} \times \frac{m_T}{p_T} = \frac{1}{2\pi p_T} \quad (24)$$

このようにして変換して得られたヒストグラムが図 31 である。

比較して特に、フィッティングを行う 0.4~1.0 の範囲では良く一致していると考えられる。この結果、 $\pi^0$  の Inverse Slope T の値は 200.6MeV だとわかった。

## 5.7 運動量凍結温度の導出

最後に、LHC での重心系衝突エネルギー  $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$  の陽子 + 陽子衝突における運動量凍結温度について調べる。調べるためには横方向膨張の寄与があるために、質量の異なるいくつかの粒子の横方向質量の分布が必要となる。そこで本研究で得られた  $\pi^0$  の T の値と、同様のシミュレーションの中から得られたその他の粒子、 $\pi^+$ ,  $K^+$ ,  $\eta$ ,  $p$  の T の値を用いた。これら荷電粒子は ALICE 実験においては TPC などによって十分な統計が見込まれる粒子である。

本研究では  $\pi^0$  以外の粒子の横方向質量分布は、まず PYTHIA のイベント情報から生成された粒子を全て読み出し、PDG コードがそれぞれの粒子のとき、そしてその粒子の飛んだラピディティレンジが  $-0.5 \sim 0.5$  のとき、その横方向運動量の値を調べ、それぞれの単位ラピディティあたりの横方向運動量分布を求めている。そこから、本研究の測定法と同様に横方向質量分布へと変換した。PYTHIA シミュレーションでの横方向質量分布の結果は図 32 ~ 図 35 のようになった。

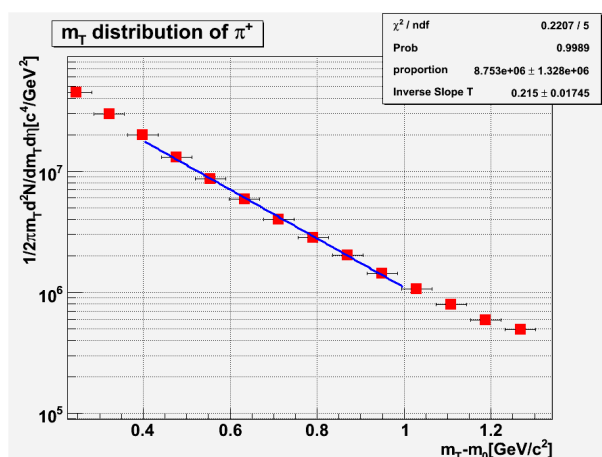


図 32 PYTHIA で作られたイベント情報より得た  $\pi^+$  の横方向質量分布

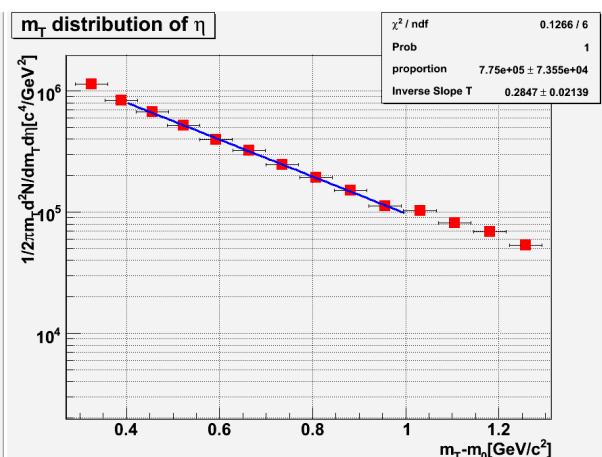


図 33 PYTHIA で作られたイベント情報より得た  $\eta$  の横方向質量分布

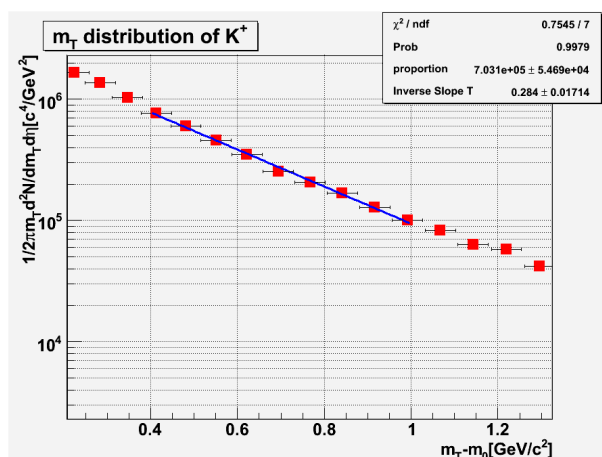


図 34 PYTHIA で作られたイベント情報より得た  $K^+$  の横方向質量分布

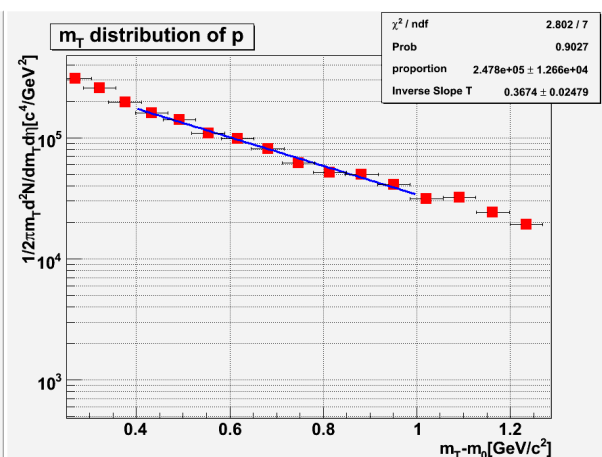


図 35 PYTHIA で作られたイベント情報より得た  $p$  の横方向質量分布



そのため、それぞれの T の値とその誤差は、表 5 と得られた。誤差は横方向質量分布のフィッティングの結果を採用した。

粒子の種類	mass(MeV)	Inverse Slope T(MeV)
$\pi^0$	134	206.5 $\pm$ 11.65
$\pi^+$	139	215 $\pm$ 17.45
$K^+$	493	283.9 $\pm$ 17.14
$\eta$	547	284.7 $\pm$ 21.39
p	938	367 $\pm$ 24.79

表 5 PHOS を通して得られた  $\pi^0$  の T と PYTHIA シミュレーションから得られたその他の粒子の T とその誤差の値

これら T の値は、横方向膨張の寄与によってその粒子の質量に依存して線形に大きくなる (式 25)。

$$T \approx T_0 + \frac{1}{2}m\langle v_r \rangle^2 \quad (25)$$

そのため、横軸を粒子の質量、縦軸にその粒子の T の値でプロットすると、線形のグラフとなる (図 36)。その結果より、運動量凍結温度は  $179.4 \pm 13.65 \text{ MeV}$  と測定された。また、横方向の集団の平均速度は光速 c の 40 % であるということの意味している。 $\pi^0$  の質量はハドロンの中で最も小さいため横方向膨張の寄与が少なく、温度は  $\pi^0$  の T の値と近い値となっている。

以上より、本研究で求められた  $\pi^0$  の T の値と他の荷電粒子の T の値を合わせることで、運動量凍結温度を測定することに成功した。

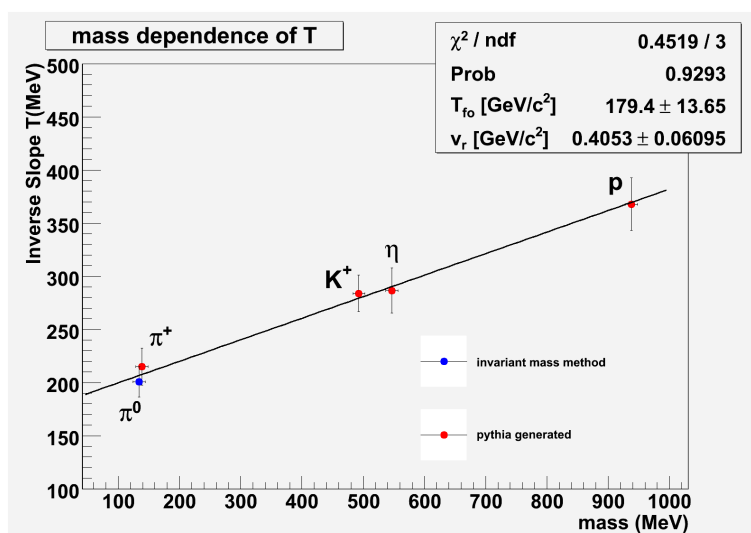


図 36 運動量凍結温度。横軸は粒子の質量、縦軸にはその粒子の T の値。T の値は横方向膨張の寄与によってその粒子の質量に依存して線形に大きくなる。そのため、運動量凍結温度の値は  $179.4 \pm 13.65 \text{ MeV}$  と測定される。

## 第 6 章 考察と結論

### 6.1 $\pi^0$ について

結果として  $\pi^0$  の不変質量のピークを見ることができた。しかし、そのガウス分布でフィッティングをしたときのピークの値は本来の  $\pi^0$  の不変質量に比べると、3~6MeV ほど大きくなっていることに気づく。まずこれについて考察すると、2つの可能性が考えられる。

**検出器の非線形性** これは PHOS 検出器に存在する性質で、その要因はいくつか存在する。高エネルギーの場合ならば、PHOS 検出器という電磁カロリメーター内に光子によってできた電磁シャワーの全エネルギーが落とされず、漏れ出てしまうことがある。また、PWO クリスタルからのシンチレーション光が APD で検出されるまでに減衰してしまうこともある。もし真の値が 1 GeV だった時、測定された値はそれに各チャンネルそれぞれの非線形性がついた値となり、例えば 0.92GeV になったりする。そこで各チャンネルに補正をかけるのだが、シミュレーションで用いた AliRoot の中でこの補正が未だ完全ではない。そのため各チャンネルで計測されるエネルギーが真値を与えないために、 $\pi^0$  の不変質量のピークにずれが生じてしまっていることが考えられる。

**スマアリング効果** 検出器の有限のエネルギー分解能により、測定された横方向運動量には誤差が含まれる。これにより測定される分布にも真値とのずれが生じる。すると、再構成された質量も真値ではなく、ずれた値となる。例えば、ある  $p_T$  のピンの範囲の  $\pi^0$  を再構成したとき、本来ならば両隣のピンに入るべき  $\pi^0$  も計測されてしまう。当然逆もあり、範囲内に入るべき  $\pi^0$  も、再構成した際に両隣のピンに含まれてしまうことが起こりうる。 $\pi^0$  の  $p_T$  は右下がりの大きなスロープになるため、低いピンから高いピンに染み出す方が多くなる。すると、本来低い  $p_T$  の物が大きく見積もられてしまっているため、その不変質量も大きく見積もってしまう。そのため、ピークの値が大きいくらいにずれてしまうと考えられる。これをスマアリング効果 (Smearing effect) と言い、この効果の補正を Smearing Correction と言う。

それぞれの効果は、シミュレーションによってその補正を行うべき物であるが、今回はそれを完成させるには至らなかった。だが、より正確に  $\pi^0$  を計測するには必ず必要な補正であるため、今後の課題である。

また、本研究では誤差はすべて統計誤差とその伝播のみを考えた。しかし、誤差には他に系統誤差というものがある。これは測定値にある定まった影響を与える原因に基づく誤差である。上で考察した 2つの効果も今回の測定での具体的な系統誤差である。他には、不変質量のピークをフィッティングする際に、そのバックグラウンドの関数に今回は 3 次関数のみを用いたが、バックグラウンドが 3 次関数であるという保障は無く、本来ならばいくつかの関数をバックグラウンドの関数とにおいて、不変質量のピークをフィッティングを行うべきであった。このような考えうる全ての誤差について、検証を行うべきである。

### 6.2 $\eta$ について

本研究では横方向質量分布のフィッティングのときに必要な範囲の横方向運動量の  $\eta$  のアクセプタンスが低いため、多くの統計をシミュレーションで貯めるのは困難だと判断した。そのため実際に不変質量を組んで横方向運動量で刻んでいるヒストグラムでは、 $\eta$  のピークを見ることができなかった。

まずアクセプタンスが低い理由について考える。大きく効いているのは  $\eta$  が 2  $\gamma$  に崩壊したときの光子の

開き角と PHOS の Geometry の関係である。2つの光子の開き角は崩壊前の粒子の  $\beta$  とその重心系での光子の飛ぶ方向  $\theta^*$  に依存しており、 $\beta$  は与えられた運動量が等しくてもその質量により大きく変わる。

そこで 1.3 節での式 (4) を用いて、 $\pi^0$  と  $\eta$  の LAB 系での最小開き角を求めた。最小になるのは  $\theta^*$  が 0 のとき、つまり崩壊前の粒子の進行方向に対して垂直に 2つの光子が飛び出したときである。結果は図 37 である。

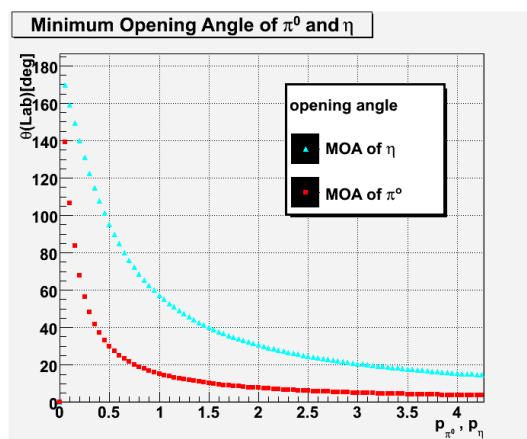


図 37  $\pi^0$  と  $\eta$  の最小開き角。これは  $\cos\theta^* = 0$  の時のそれぞれの LAB 系での開き角を表す。横軸がそれぞれの粒子の運動量 (GeV) で、縦軸が最小開き角 (degree) を表している。

PHOS 検出器の覆う角度はおよそ  $60^\circ$  である。そこから考えると、 $\pi^0$  と比べて  $\eta$  のアクセプタンスが少ない理由、特に  $\eta$  の運動量が 1GeV 以下でのアクセプタンスがほぼ 0 であることとして納得ができる。このため、 $\eta$  の不変質量が見られなかったのだと言える。

だが、 $\eta$  のピークが見られない理由はアクセプタンスだと結論付けるためには、アクセプタンスのある範囲で解析を行い調べる必要があると考える。そこで横方向運動量が 2~8GeV の範囲で解析を行った。カットの条件はそれまでと同じである。解析は  $\pi^0$  と  $\eta$  の光子で違いは無く、他検出器の効果は同じで検出効率が下がるだけだと考えられるため、P.O. のデータを用いている。結果は図 38 である。

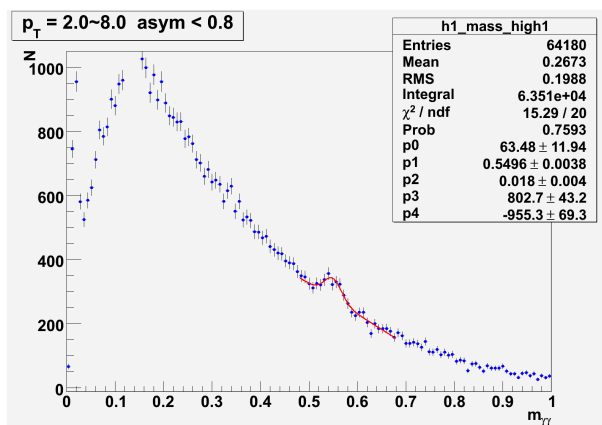


図 38 High -  $p_T$  領域で再構成された不変質量分布

$\pi^0$  の時と同様に、フィッティングでの  $\eta$  の不変質量の平均から  $2\sigma$  の範囲を積分し、BG を引いて数を求

めると、 $410 \pm 20$  という結果になった。同じラピディティ範囲に PYTHIA で作られた  $\eta$  の横方向運動量分布からアクセプタンス、崩壊分岐比を考慮した結果、測定されると予測される個数は 396 個である。そのため、低い横方向運動量の範囲で  $\eta$  が見られない要因は、その範囲でのアクセプタンスが低いからであると結論付ける。よって、現時点において  $\eta$  の横方向質量の分布を測定することはできないことがわかった。

しかし、現状では PHOS のモジュールの数は 3 つまでしか実装されていないが、未だ実現予定は定かではないが PHOS のモジュールの数が 5 つになるとアクセプタンスは大きくなる。すると、 $\eta$  のピークは見えやすくなるに違いない。そうした場合、本研究と同様の解析で 2 つの粒子の横方向質量が求まり、運動量凍結温度まで測定できると考えられる。

### 6.3 今後の LHC にて

2010 年からは本格的な実験が開始される。まず予定されているのは、本研究でシミュレーションを行った陽子 + 陽子の重心系衝突エネルギー 7TeV のランである。本研究での結果どおりの  $\pi^0$  の分布が得られるか、検証するべきであろう。

また、この陽子 + 陽子の衝突の中でおもしろいトピックがある。それは、陽子 + 陽子の中においても粒子多重度 (Multiplicity) の高いイベントの中で QGP のような領域が生成される、と言うものである。通常、QGP とは重イオンの衝突のときに生成されると考えられ、陽子 + 陽子はそれと比較するベースラインとして扱われる。ところが、LHC の高い衝突エネルギーと多重散乱の効果で起こるという予想も存在する。このとき、本研究の測定法で得ることができる運動量凍結温度の粒子多重度依存性を調べることで、この QGP ライクなイベントを探すこともできるかもしれない。

LHC では、その後鉛 + 鉛衝突が予定され、こちらも世界最高の衝突エネルギーを実現する予定である。重イオン衝突であるため、こちらは多くの QGP の生成が期待されている。この時は生成される粒子数が陽子 + 陽子と比べてとても多くなるため、本研究での測定法にいくつか補正を加える必要が予想される。例えば、オーバーラッピング効果 (Overlapping effect) というものがある。だが、その補正を加えれば本研究での測定法を重イオンの衝突データにも適用することは妥当であると推測する。

本研究では PHOS を用いて 2 つの光子を測定し、 $\pi^0$  の横方向質量の分布を導出することに成功した。しかし、この測定法では  $\eta$  の分布を導出することはできないこともわかった。しかし、別の方法で荷電粒子の分布を測定し本研究の結果と合わせれば、運動量凍結温度まで測定できることが示された。

いくつかの課題は残っているもののこれから多くのことを知ることができる可能性がある。そのため本研究では、陽子 + 陽子のシミュレーションを通して、重イオン衝突で生成される QGP の運動量凍結温度を実測するためのベースラインはできたと結論付ける。そして、LHC 加速器で生み出される QGP 相の性質の精密測定のための第 1 歩であると位置づける。

## 付録 A テストベンチによる宇宙線観測実験

ここでは、広島大学クォーク物理学研究室テストベンチ宇宙線測定チームが2009年8月に行った宇宙線観測実験についてまとめる。ここまでの本文とは異なる内容となるが、私が携わった研究の記録としてここに書き留めることにする。本実験に関しては同測定チームの日浅、尾林の卒業論文の付録で分割して記録している。それぞれの分担は、日浅がテストベンチとその測定の際のセットアップ、翠がアイソレーションカットによる解析での結果、尾林がクラスター法による解析での結果をまとめている。

### A.1 序論

#### A.1.1 宇宙線

この地球上には、大気圏外からやってくる放射線が常に降り注いでいる。これを宇宙線と呼ぶ。この宇宙線の正体は、地球の大気圏に降り注ぐ時点においては90%以上が陽子である(これを1次宇宙線と呼ぶ)。1次宇宙線が大気の原子核と衝突すると、別の粒子が発生する(これらを2次宇宙線と呼ぶ)。2次宇宙線として、 $\pi$ 中間子が大量に作られ、その $\pi$ 中間子の崩壊によって $\mu$ 粒子が大量に生成される。この $\mu$ 粒子が地上では多く観測することができ、これが今回の実験での観測対象である。

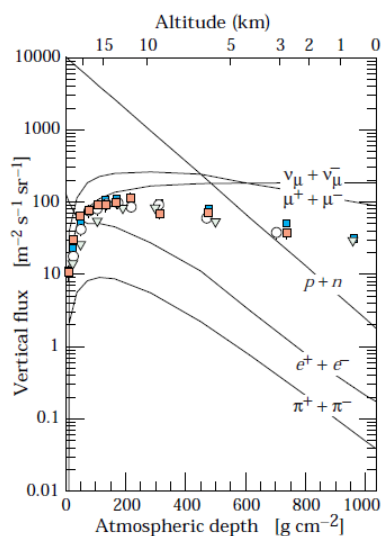


図 39 宇宙線のフラックス [15]

#### A.1.2 最小電離損失

荷電粒子と物質の相互作用には、いくつか種類がある。代表的な例がイオン化損失である。イオン化損失とは、荷電粒子が物質中を通過する際に物質中の原子との電磁相互作用により、原子を電子と陽イオンに分離(イオン化)し、エネルギーを損失する現象である。その平均エネルギー損失は、ベータプロッホの式により記述され、ある $\beta$ の値で最小値(Minimum Ionization Loss)をもち、それ以上の $\beta$ の時には密度の効果によって定数に近づいていく。このような粒子をMIP(Minimum Ionization Particle)と呼ぶ。MIPによるエネルギー損失はその媒質によって特定の値を持っており、今回のPHOS検出器に用いられているPWOは表

6 のような値を持っている。

値	$\rho$	$X_0$	$R_M$	dE/dx
単位	$g/cm^3$	cm	cm	MeV/cm
$PbWO_4$	8.3	0.89	2.0	10.2

表 6 PWO クリスタルの性質

また、MIP によるエネルギー損失の分布はその最小値の dE/dx に媒質を通過する距離をかけた値を中心とするピークを形成する。今回の場合、クリスタルの長さが 18cm のため、およそ 180MeV を中心とするピークである。これを MIP ピークという。

### A.1.3 テストベンチと宇宙線観測実験

本実験で用いるのは、ALICE 実験 PHOS 検出器を再現したテストベンチである。このテストベンチには 29 本の PWO クリスタル ( $22mm \times 22mm \times 180mm$ ) を搭載している。今回は、テストベンチの扱いに慣れ、テストベンチを通して PHOS 検出器への理解を深めることが大きな目的である。そこで宇宙線を観測し、MIP ピークをテストベンチにて測定する。

## A.2 テストベンチでのシグナル

テストベンチにおいて読み出されるシグナルは下の図のようなものとなる。これをガンマ関数でフィッティングを行っていく。ここから以下の値をそれぞれ物理的意味のある値と対応付けて解釈し用いていく。

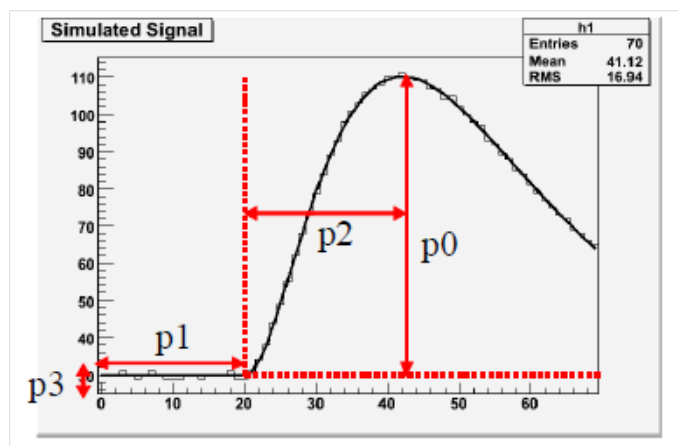


図 40 テストベンチでのシグナルの波形、横軸が時間情報 (100ns)、縦軸はエネルギーに対応する ADC カウントを表している。

- p0 : シグナルの高さ、これが PWO クリスタルの中に落とされたエネルギーの大きさに対応している
- p1 : シグナルの立ち上がるまでの時間、この時間までのシグナルの値がそのクリスタルでのペダスタルだと考えられる
- p2 : シグナルの立ち上がる時間、この時間は検出器での応答時間であり、この値はおおよその程度かが定められており、そこからずれているものは正しいシグナルでないことが考えられる。

- p3 : シグナルの立ち上がる前の値、このクリスタルのペDESTAL。ペDESTALとは回路などで自然発生するノイズによるもので、シグナルが来ていないチャンネルではこの値でコンスタントになっている。

これが1つのトリガー毎に30チャンネル、29本分のクリスタルの情報が取り出される。

### A.3 解析手法

本実験では宇宙線の観測として、MIP ピークを観測するため、今回はアイソレーションカットという手法を用いて解析を行った。これは1本のクリスタルのみを宇宙線が通過したイベントのみを解析するというものである。この手法のメリットは、通過している長さがクリスタル1本分までと制限できるために、MIP ピークが見えやすい。ただし、そのデメリットはまっすぐ1本を通過するイベントというきびしい条件のために、統計数をためにくい。また、正しくカットを行わなければならない。さらに最大の難点は、クリスタルの配置が内側にあるものは周囲にもれていないかを確認できるが、外側に配置されているクリスタルでは、検出器の外側にもれ出てしまった分をカットすることができない。つまり、外側に配置されたクリスタルでは全く意味をなさないことになってしまう。こういった欠点があるが、内側に関しては統計をためるとききれいなピークが期待できるためこの手法をとることにした。

まずは反応のあったクリスタルを識別するためにペDESTALの分布を知る必要がある。このペDESTAL以上の値になる時を宇宙線がエネルギーを落としたクリスタルだと識別する。次に、反応のあったクリスタルの周囲8本のクリスタルが反応していないことを確認する。その2つの条件をクリアした物をMIPとして、反応のあったクリスタルのエネルギーをヒストグラムにする。

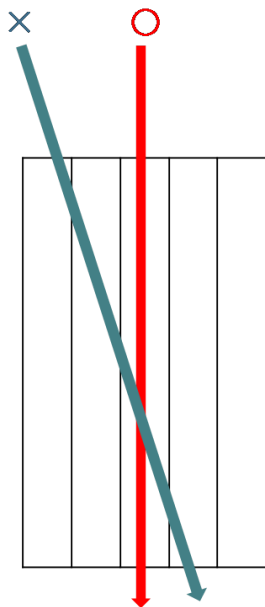


図 41 アイソレーションカット



図 42 アイソレーションカットで選定されるイベント例

また、クラスター法という解析も本実験では行った。これは、複数のクリスタルをまたがって通過した宇宙線も解析を行えるように、落ちたエネルギーを足し合わせている。詳しくは尾林の卒業論文に記述されている。

## A.4 結果

ここから実験の結果である。測定の結果と本実験で私が行ったアイソレーションカットによる結果をまとめる。

### A.4.1 カット条件決定

アイソレーションカットの中で用いられるカットは2種類あり、大きく反応があったクリスタルを探すためのペDESTALカット、そしてその周囲のクリスタルが反応の無いことを求めるためのアイソレーションカットである。

ペDESTALカットは、トリガーを宇宙線ではなく、クロックジェネレーターによって作られたランダムトリガーでペDESTALランを行う。このとき、厳密には宇宙線が来ていないという条件を付けていないため、ペDESTALランの結果の中にはMIPによるものが含まれている可能性はある。しかし、そのイベントレートが少ないことから無視して進めた。ペDESTALランでの結果が以下の図である。

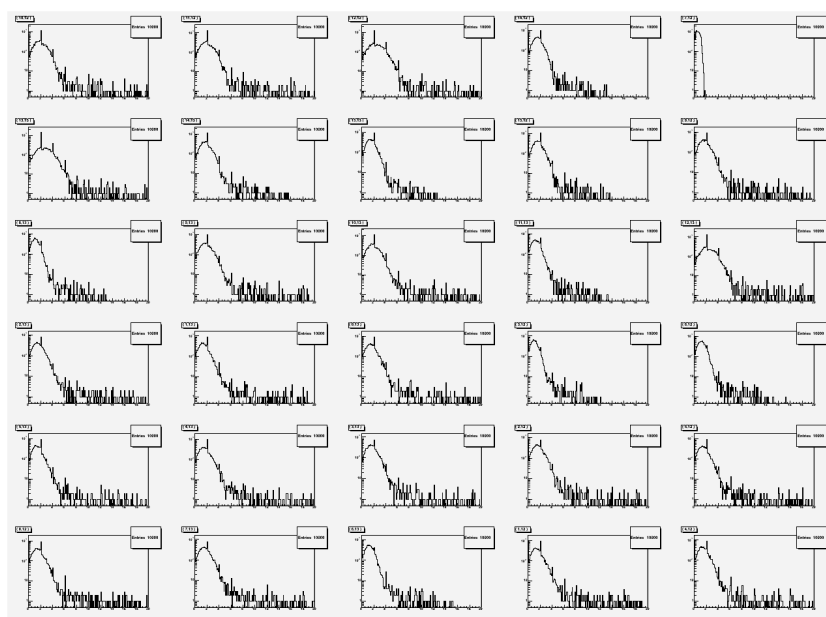


図 43 ペDESTALランの結果

横軸がペDESTALによる  $p_0$  の値で縦軸がその数である。そこで0から数えていき、全体の99%になる値をペDESTALカットの値とした。これにより、実際のデータの中でもペDESTALを誤認してしまう可能性を1%にすることができる。これを全てのクリスタルで行い、各クリスタルごとのペDESTALカットレベルを決定した。その値は以下の表のとおりである。

次に、アイソレーションカットである。これは小さすぎると、反応の無いペDESTALでも反応があったと誤認してカットしてしまう。しかし、大きすぎると横にそれてしまった宇宙線をカットできなくなってしまう。大きいほうがMIPピークを見る上で障害となってしまうため、極力低い値のほうが良いと考えられる。

今回、全てのクリスタルのアイソレーションカットの値を2.0ADCカウントとした。これは正しくゲインがかかっているとすると、宇宙線の落としたエネルギーが10MeVに相当し、宇宙線の通過した距離が1cmに



10.2	9.1	10.7	5.5	5.5
10.8	6.3	5.1	5.8	8.4
5.2	9.3	9.5	5.3	10.3
9.0	8.4	8.8	4.6	5.6
8.2	9.0	9.4	9.1	8.6
9.0	9.6	5.7	9.0	8.4

表7 各クリスタルのペダスタルカットの値 (ADC カウント)

相当する。ペダスタルでもこの程度の値は返すことがペダスタルランにおいて知られているが、多くカットしてしまう分はより統計をためてカバーする方針である。以上の2つのカットで解析を進めていく。

#### A.4.2 測定結果

本実験は以下のようなスケジュールで行った。今回は Run1 でアイソレーションカットを用いた解析の結果と、Run3 で APD の HV を調節した後に同様のアイソレーションカットを用いて解析した結果を紹介する (APD の HV の調節は尾林の卒業論文の付録を参照)。

Run Number	日程	イベント数 (events)	トリガー rate(Hz)
Run 1	7/30 ~ 8/20	241592	0.146
Run 2	10/7 ~ 10/20	78763	0.136
Run 3	10/28 ~ 11/3	66417	0.134

表8 本実験測定スケジュール

まず Run1 での結果である。

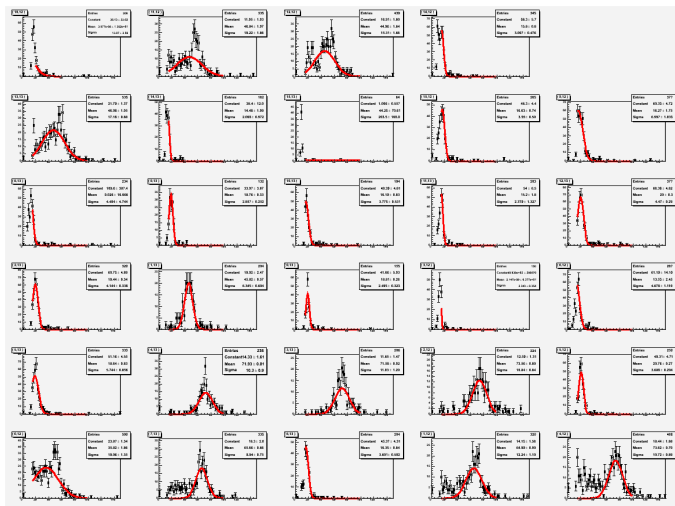


図44 Run1 でのアイソレーションカット解析結果

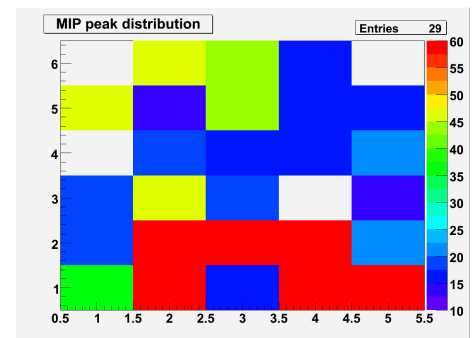


図45 Run1 での各チャンネルのピークの値の分布

多くのクリスタルで MIP らしいピークが見えていない。一部のクリスタルでは、ピークを形成しているの

が見える。ただし解析手法で述べたように、外側のクリスタルの分布は全くピークになっていないのはこの解析手法の既知の欠点である。そのため、外側はここでは見ないことにする。内側で見えていない原因はそれぞれのクリスタルに付けた APD にかかる HV が正しく調節されておらず、ゲインが足りなかったことに起因していた。

また、ピークが見えている見えていないを問わず、ピークの解析にはガウス分布を用いている。これはテストベンチの PWO クリスタルが MIP に対して十分な厚みがあるためである。しかし、そのピークはそれぞれで異なっている。図 45 はガウス分布でフィッティングを行ったときの各チャンネルのピークの値を色で表している。見る限り、ピークが全くそろっていないことがわかる。APD の Gain が正しく調節されている場合、1ADC チャンネルが 5MeV に対応していることが期待される。そのため、MIP ピークは 180MeV であるため、ピークの平均値が 36ADC チャンネルが理想的である。そのため、これに近づける必要があった。

続いて、Run3 での解析結果である。解析はアイソレーションカットで、そのカットの値は 2ADC チャンネルで行った。

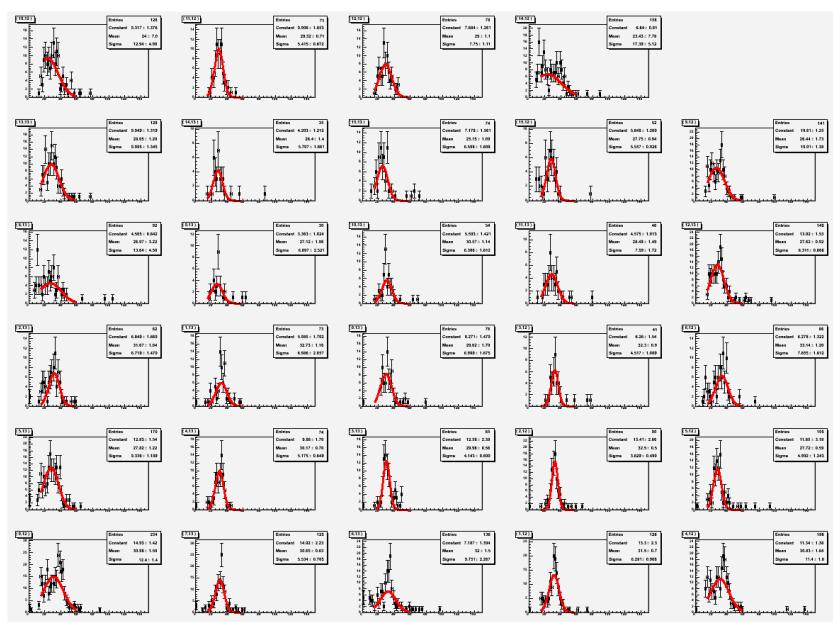


図 46 Run3 でのアイソレーションカット解析結果

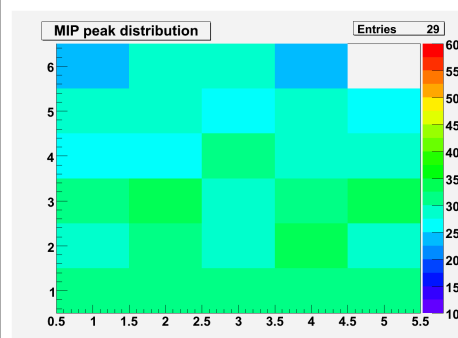


図 47 Run3 での各チャンネルのピークの値分布

結果を見ると、各クリスタルの相対的な誤差はとても小さくなっている（図 47）。しかし、ピークの期待値とのずれはわずかながら残ってしまっており、全体的に低めになっている。

## A.5 考察

### A.5.1 トリガーの頻度

ここでは本実験でのトリガーが宇宙線に依るものか、定量的に考察する。

上のシンチレーターのある 1 点を通った宇宙線が下のシンチレーターをとる立体角は

$$d\Omega = \frac{dS}{r^2} \quad (26)$$

と表せる。ここでの S は下のシンチレーターの面積、r は上下のシンチレーターの間長さである。積分する

と、立体角の値は求まり、

$$\int d\Omega = \int \frac{dxdy}{r^2} \quad (27)$$

$$\Omega = \frac{20cm \times 20cm}{(100cm)^2} = 0.04sr \quad (28)$$

となった。トリガー rate は求めた立体角に宇宙線の  $\mu$  粒子のフラックス (図 39 参照) と上のシンチレーターの面積を掛け合わせたもので求めることができ、

$$f = \Omega \times \mu_{flux} \times S \quad (29)$$

$$= 0.04sr \times 90m^{-2}s^{-1}sr^{-1} \times (20cm)^2 \quad (30)$$

$$= 0.144/s \quad (31)$$

となった。これは測定されたトリガーの rate とよく合っている。これより、上下のシンチレーターを貫通した宇宙線がトリガーとなっていたことを定量的に示すことができる。

#### A.5.2 外側にあるクリスタル

外側にあるクリスタルは外に漏れ出ているエネルギーを知ることができないために、きれいなピークを描かないで、低い側にテールを作ると述べた。このことを解析で確かめた。実際のテストベンチのクリスタルは  $5 \times 6(-1)$  のクリスタルで構成されているのだが、これを解析の上で最外部のクリスタルを無くして考え、 $3 \times 4$  のクリスタルだと思って解析を行ってみた。解析のデータは Run1 だともとから内部のクリスタルにピークは見ていないために違いがわかりにくいため、Run3 でのデータを用いた。その結果は図 48 である。

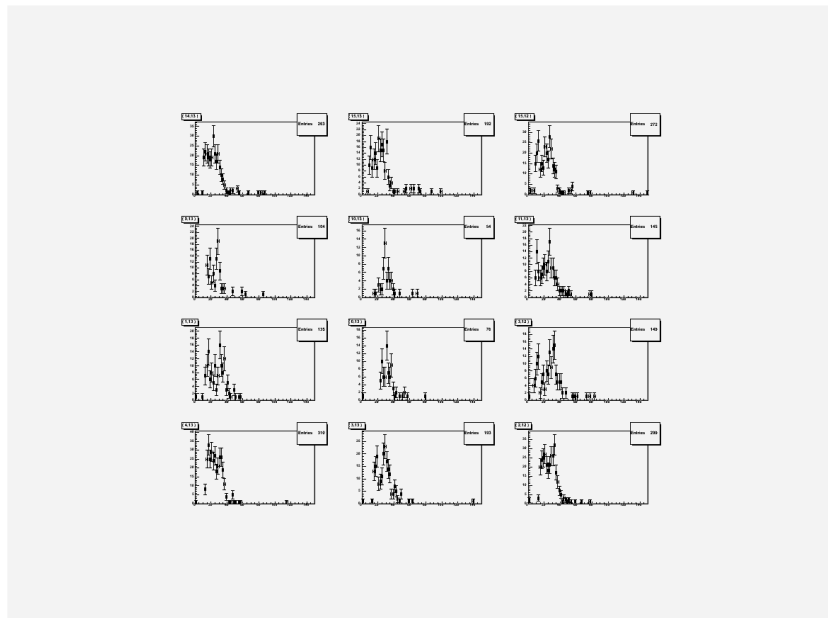


図 48  $3 \times 4$  のクリスタルとした解析結果

これによると、確かに内部に位置していたクリスタルのピークが見えなくなり、低い側にテールを引くようになった。これは外側にエネルギーが漏れ出ているという描像と一致している。

ここで気づいたこともある。それは高い側のスロープはクリスタルの位置付けが最外部か内側かであまり変化していないことである。これは高い側のスロープはそのクリスタルのみでエネルギーを落としているイベントであるためだと考えることができる。このことより、最外部であってもある程度は高い側のピークを見ることで MIP ピークを推測することができる。

## A.6 結論

本実験で宇宙線による MIP のピークを測定することができた。それによりテストベンチの HV の調節が不十分で、ゲインをそろえることができていないことを確認することができた。

また、この MIP ピークがエネルギー較正の指標として用いることができることもわかり、その後の Run2 や Run3 ではこのピークから APD のゲインをそろえることに成功している。ただし、アイソレーションカットの厳しい条件によりエントリー数はクラスター法に比べて少なくなっているため、統計をためるのに時間がかかるという欠点を知ることができた。

そして、これらを通して ALICE 実験 PHOS 検出器を再現した広島大学テストベンチについての理解が深まり、慣れることができたことは今回の最大の成果である。

## 謝辞

最後に、この卒業研究を行うにあたって関わりあったすべてのの方々に感謝します。

まず、指導教官である杉立先生には、素粒子実験に関する歴史から基礎的なこと、専門知識まで、丁寧にご指導して下さいました。また本研究の大きな岐路に立った時にはいつも的確なアドバイスでその方向を導いて下さいました。

志垣先生、本間先生にはプロの研究者の目で、時には厳しくも暖かいご指導をいただきました。研究者としての心構えや考え方、着眼点にいたるまで、幅広く教わることができました。

そして研究員である鳥井さんには特にお世話になりました。未熟な私の研究・解析についての基礎的な質問に、いつも丁寧にお答えして下さいました。特にお忙しい CERN への出張中にもメールでアドバイスを下さり、お世話にならなかった時間は無いように思います。

また、大学院生博士課程の先輩方では、中宮さんには研究室のコンピューティングについていつも非常に熱心に教えていただきました。大内田さんには同じような解析をされたことがあるということで、いろいろ質問を聞いてくださり、そしてミーティングにおいてもいろいろご指摘くださいました。渡辺さんには PC の使い方など基本的な部分、また飛行機の予約などの生活面でも教わったことがたくさんありました。来島さんは研究の進行状況を常に気にかけていただき、本当にありがたく感謝しております。

次に大学院修士課程の先輩方では、最もお世話になったのが中馬さんでした。あらゆる場面で頼りにしてしまい、自身の修士論文で忙しい中でも時間を割いていただき、感謝しても仕切れません。次に岩崎さん、日栄さんにも多く質問をさせて頂きましたが、その度に時間をかけて準備をしてお答え下さいました。二橋さん、植木さん、坂口さんにも日々多くのアドバイスと励ましをいただき、元気付けられました。

最後に、同じ四年生の日浅君、尾林君、岡崎君はそれぞれ自分とは違った目線を持っていて、彼らとの議論を通して多くのことが得られました。お互いに情報を共有し、お互いに困ったことがあれば相談し合い、とても良い関係を築けたと思います。彼らと研究室で 1 年間共に学べたことをとても誇りに思います。

ここまで皆様の多くのご支援・ご尽力、本当にありがとうございました。

## 参考文献

- [1] 岩崎 天「重心系エネルギー  $\sqrt{s} = 14TeV$  の陽子陽子衝突における直接光子測定方法の考察」(2008) 広島大学理学部クオーク物理学研究室卒業論文
- [2] 大内田 美沙紀「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) 広島大学理学部クオーク物理学研究室卒業論文
- [3] 岡田 祐介「ALICE 実験 PHOS 検出器による  $\pi^0$  検出効率」(2007) 広島大学理学部クオーク物理学研究室卒業論文
- [4] 坂 雅幸「REFER 電子線を用いた ALICE 実験用光子検出器の時間分解能測定」(2009) 広島大学理学部クオーク物理学研究室卒業論文
- [5] 坂口 拓明「LHC 加速器の鉛鉛衝突における ALICE 実験 PHOS 検出器エネルギー較正法」(2009) 広島大学理学部クオーク物理学研究室卒業論文
- [6] 中馬 文広「ALICE 実験 PHOS 検出器の宇宙線を用いたエネルギー較正」(2008) 広島大学理学部クオーク物理学研究室卒業論文
- [7] 日栄 綾子「ALICE 実験 PHOS 検出器動作パラメータ最適化手法の考察」(2008) 広島大学理学部クオーク物理学研究室卒業論文
- [8] PHENIX Collaboration「Identified charged particle spectra and yields in Au+Au collisions at  $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$ 」(2004)PRC 69,034909
- [9] 杉立 徹「クオーク物質創成とフォトン物理」(2005)平成 19 年度「特別推進研究」現地調査説明資料
- [10] 鳥井 久行「Midrapidity Neutral-Pion Production in Proton-Proton Collisions at  $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$ 」(2004) 京都大学博士論文
- [11] 鳥井 久行 ALICE Simulation Hands-on Class
- [12] 中條 達也 「加速器で探るビックバン直後の宇宙と QCD 相転移」
- [13] 永江知文・永宮正治「原子核物理学」裳華房
- [14] Yasuo Make「Quark-Gluon Plasma」(2005)Cambridge university press
- [15] Particle Data Group「REVIEW OF PARTICLE PHYSICS」
- [16] ALICE Home Page <http://aliceinfo.cern.ch>