

平成 23 年度 修士論文

重心系衝突エネルギー 7TeV 陽子陽子衝突における  
ALICE 実験 PHOS トリガーデータを用いた  
中性中間子生成の研究

広島大学大学院理学研究科物理科学専攻  
クォーク物理学研究室

翠 純平

学籍番号 M103059

2012 年 2 月 10 日

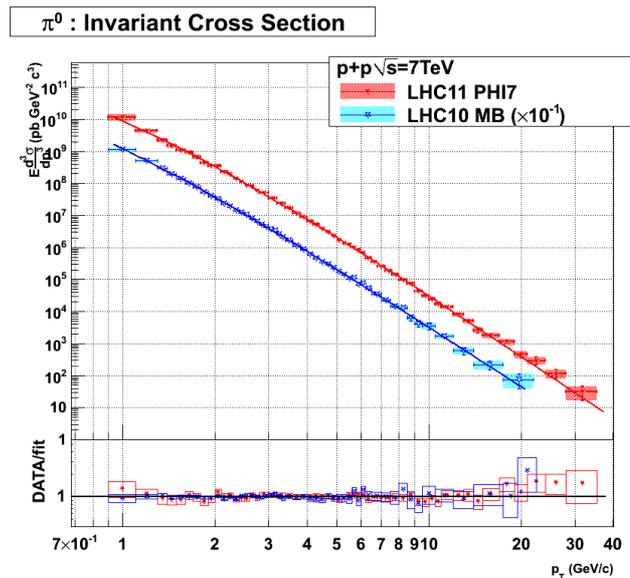
指導教官 杉立 徹 教授  
主査 志垣 賢太 准教授  
副査 植村 誠 准教授

## 概要

高エネルギー原子核衝突実験は、静止質量の数万倍もの運動エネルギーをビーム原子核に与え、2つの原子核を衝突させる事で、極小空間に莫大なエネルギーを注入する。急激に加熱されたその空間はおよそ10兆度にまで達し、真空より生成されたクォークと反クォークおよびグルオンが混ざり合い、核子の閉じ込めからパートンが解放された新しい物質相、クォークグルオンプラズマ (QGP) に相転移すると考えられている。2000年より実験を開始した米国BNL研究所RHIC加速器において、多くの事象が高温クォーク物質の生成を示唆してきた。中でも有力な結果として、高横運動量ハドロンの収量抑制が挙げられる。ただしこの現象を説明できるモデルは多数存在し、それらに強い制約を与えるためにはより高い横運動量での系統的な測定が必要だと考えられる。

ALICE実験グループは2010年より、スイス・欧州合同原子核研究機構(CERN)LHC加速器において、衝突エネルギーが世界最高となる7TeVの陽子陽子衝突や核子対あたり2.76TeVの鉛鉛原子核衝突実験を行っている。そこでより高い横運動量での粒子識別を伴う系統的測定として、中性中間子の光子対崩壊過程を用いた測定に着眼した。そのための高性能電磁カロリメータとしてはPHOTon Spectrometer (PHOS検出器)がある。PHOSは、入射エネルギー吸収部の鉛タングステン酸単結晶(PWO)とアバランシェフォトダイオード(APD)をセットで1素子とし、現在3モジュール・およそ1万個の素子が実装されている。またPWOは冷却によって発光量が増加する上、回路ノイズも低減できるため、-25度で安定稼働させる事で優れたエネルギー・二粒子分解能を実現している。このPHOSを衝突のトリガー検出器に加えることで、膨大な衝突の中から中性中間子からの高エネルギー崩壊光子がPHOSへ向かってきた事象を選択的に抽出することができる。その結果、短期間の統計で効率的に、RHICでは未到達な高横運動量での測定が可能になると期待される。

本研究ではPHOSトリガーデータを解析し、崩壊光子対の不変質量を用いた粒子同定およびその測定を行った。用いたPHOSトリガーは、 $2 \times 2$ の素子で検出されたエネルギー損失の和が閾値を超えた事象を選別する。得られた結果には、生成された中性中間子のトリガー効率を補正する必要があった。そこで2010年に取った高統計ミニマムバイアス(MB)データと2011年のPHOSトリガーデータの両方を解析し、PHOS検出器での測定エネルギー分布を比較することで、各モジュール毎のトリガー効率を求めた。すると閾値に対して不揃いな振る舞いが明らかとなったが、その効果を加味したシミュレーションを行う事で粒子別の実効的トリガー効率を見積もった。得られた補正係数を適用する事で、 $\pi^0$ と $\eta$ 中間子の収量抑制のベースラインを、従来より高い横運動量領域まで測定する事に成功した。また最後に本研究を通じてPHOSトリガーデータを用いた解析の有効性について議論する。



## 目次

第 1 章 序論	1
1.1 標準模型	1
1.2 高エネルギー原子核衝突実験	4
1.3 光子測定	5
1.3.1 光子生成	5
1.3.2 中性中間子測定	7
1.3.3 Tsallis 統計モデル	7
1.4 先行実験/結果	9
1.5 研究目的	13
第 2 章 実験背景 (ALICE 実験概要)	14
2.1 LHC 加速器	14
2.2 ALICE 実験	16
2.2.1 荷電粒子検出器群	17
2.2.2 光子検出器	20
2.2.3 前方粒子検出器	20
2.2.4 オンラインシステム (トリガー系)	21
2.3 オフライン解析フレームワーク	23
2.3.1 AliRoot	23
2.3.2 PYTHIA	24
第 3 章 PHOton Spectrometer	25
3.1 測定原理	25
3.2 検出素子	26
3.3 読み出し回路 : Front End Electronics(FEE)	27
3.4 PHOS トリガー	28
3.4.1 PHOS トリガー回路	28
3.4.2 トリガー選別アルゴリズム	30
第 4 章 中性中間子の測定手法・効率・補正係数	31
4.1 不変質量の計算	31
4.2 中性中間子測定法	31
4.3 測定効率	35
4.3.1 アクセプタンス	35
4.3.2 再構成効率 (マーキング効果)	35
4.3.3 コンバージョン効果	36
4.3.4 デッドマップによる効果	37

4.3.5	光子識別による効果	38
4.3.6	トリガー効率	39
第 5 章	上流検出器の物質による効果とその検証	40
5.1	磁場有無解析	40
5.2	シミュレーション	41
5.3	実データ解析・結果	46
5.4	系統誤差の見積もり	50
第 6 章	陽子陽子衝突解析準備	52
6.1	データセット / トリガー	52
6.2	PHOS トリガーイベント数規格化の見積もり	53
6.3	Quality Assurance(QA)	54
6.3.1	PHOS cell QA	54
6.3.2	PHOS Physics QA	56
6.3.3	Run QA	60
6.4	PHOS モジュール別光子クラスター解析	62
第 7 章	PHOS トリガー効率の補正関数	64
7.1	MC を用いた見積もり方針	64
7.2	解析の詳細	65
7.3	粒子別 PHOS トリガー効率	68
第 8 章	PHOS トリガーデータを用いた測定結果	72
8.1	最終的な系統誤差	72
8.2	不変生成断面積： $\pi^0$ & $\eta$ 中間子	74
8.3	粒子生成比： $\eta/\pi^0$	78
第 9 章	考察・結論	79
9.1	PHOS トリガーデータ解析について	79
9.2	$\pi^0$ 中間子収量の荷電粒子多重度依存性	83
9.2.1	2010 年 MB トリガーでの解析	83
9.2.2	2011 年 PHOS トリガーでの解析	85
9.3	今後の見通し	87
付録 A	データセット	91
A.1	磁場有無依存性データセット (第 5 章)	91
A.2	Run by Run PHOS QA データセット (第 6 章)	92
A.3	中性中間子測定データセット (第 5・7 章)	103

## 図目次

1.1.1	自然界の階層構造 [22]	1
1.1.2	QGP 略図と QCD 相図 [18]	3
1.1.3	格子量子色力学の計算結果	4
1.2.1	原子核衝突イメージ図	5
1.4.1	RHIC 加速器陽子陽子衝突 200GeV の中間子測定結果	10
1.4.2	過去の実験における生成粒子比測定結果 1	10
1.4.3	過去の実験における生成粒子比測定結果 3	11
1.4.4	RHIC における原子核補正係数のまとめ	12
1.4.5	RHIC における光子対崩壊過程を通した原子核補正係数測定結果のまとめ	12
1.4.6	LHC における最新結果	13
2.1.1	欧州原子核研究機構 LHC	15
2.1.2	LHC のビームの流れ	15
2.2.1	ALICE 実験の測定積分ルミノシティ	16
2.2.2	ALICE 実験検出器群 [28]	17
2.2.3	ALICE 実験検出器群のラピディティ方向の配	17
2.2.4	Inner Tracking System(ITS) [22]	18
2.2.5	Time Projection Chamber(TPC)	19
2.2.6	V0 検出器 [22]	20
2.2.7	ALICE トリガー系略図 [7]	21
2.2.8	ALICE トリガー系のレイアウト [14]	22
2.3.1	AliRoot におけるデータの流れ	23
3.1.1	電磁シャワー原理図 [20]	25
3.2.1	PWO 結晶と PHOS [16]	26
3.2.2	PHOS 検出器エネルギー分解能	27
3.3.1	PHOS 検出器データ読み出し回路	28
3.3.2	PHOS 検出器の 1 モジュールの幾何学体系と内部名称	29
3.4.1	PHOS に関係するトリガー回路の略図	29
3.4.2	トリガーアルゴリズム略図	30
4.2.1	光子のシャワー形状	32
4.2.2	CM 系での $2\gamma$ 崩壊	34
4.2.3	LAB 系での $2\gamma$ 崩壊	34
4.3.1	各中性中間子のアクセプタンス	35
4.3.2	$p_T = 15\text{GeV}/c$ の $\pi^0$ の崩壊	36
4.3.3	$p_T = 31\text{GeV}/c$ の $\pi^0$ の崩壊	36
4.3.4	ALICE 実験陽子陽子衝突におけるコンバージョンの例 [1]	37
4.3.5	PHOS の各モジュールの実状	37
4.3.6	LHC11d 時のデッドマップ	38

4.3.7	LHC10h period1 時の PHOS デッドマップ	38
4.3.8	デッドマップによる効果	38
4.3.9	トータルの測定効率	39
5.1.1	TPC グループによる物質質量解析	40
5.1.2	$\pi^0$ 収量の磁場依存性原理	41
5.2.1	Material budget	42
5.2.2	シミュレーション解析フローチャート	43
5.2.3	磁場有無のグループ 1、グループ 2 の横運動量分布	44
5.2.4	グループ 1 とグループ 2 の比	44
5.2.5	磁場有無のコンバージョンをおこした位置と再構成された数	45
5.2.6	コンバージョンを起こした $\pi^0$ の回復率の位置分布	45
5.2.7	シミュレーション中での On/Off ratio	46
5.3.1	使用した PHOS のバッドマップと選別例	47
5.3.2	磁場有無それぞれでの不変質量分布	48
5.3.3	磁場有無での $\pi^0$ のピークパラメータ 比較	48
5.3.4	(実データ) 磁場有無での $\pi^0$ 収量の横運動量分布。	49
5.3.5	(実データ) On/Off ratio の横運動量分布。	49
5.3.6	モジュール毎の On/Off ratio	50
5.3.7	モジュール別の不変質量分布	50
5.4.1	物質質量の系統誤差見積もり	51
6.2.1	PHI7-I の $R_{L2a}$ の分布	54
6.2.2	PHI7-I の $R_{L0b}$ の分布	54
6.3.1	各 PHOS モジュールのセル毎の 1 イベントあたりのなる確率分布	55
6.3.2	各モジュールのセル毎のエネルギーの積分。	55
6.3.3	本研究で用いるバッドマップ	55
6.3.4	$\pi^0$ を用いた QA	56
6.3.5	$\pi^0$ ピークの中心値のブランチ依存性 (PHOS3)	57
6.3.6	$\pi^0$ ピークの中心値のブランチ依存性 (PHOS1)	57
6.3.7	$\pi^0$ ピークの中心値のブランチ依存性 (PHOS2)	57
6.3.8	$\pi^0$ ピークの PHOS 上位置依存性解析	58
6.3.9	(実データ) row 方向 PHOS 上位置依存性解析結果。	58
6.3.10	(実データ) column 方向 PHOS 上位置依存性解析結果。	58
6.3.11	$\pi^0$ ピークの中心値の PHOS 上位置依存性	59
6.3.12	$\pi^0$ ピークの幅の PHOS 上位置依存性	59
6.3.13	(MC) row 方向 PHOS 上位置依存性解析結果。	60
6.3.14	(MC) column 方向 PHOS 上位置依存性解析結果。	60
6.3.15	フィッティングサンプル	61
6.3.16	LHC10MB QA 結果	61
6.3.17	LHC11MB QA 結果	61
6.4.1	LHC11d ~ INT7 トリガーにおける光子クラスター分布	62

6.4.2	LHC10b ~ LHC10e MB トリガーにおける光子クラスター分布	62
6.4.3	LHC11d ~ PHI7 トリガーにおける光子クラスター分布	63
6.4.4	各モジュールの MB トリガーと PHOS トリガーの測定エネルギー分布の比較	63
6.4.5	各モジュールの MB トリガーと PHOS トリガーの測定エネルギー分布の比	63
7.2.1	フィッティングの結果の微分形	65
7.2.2	PHOS1 のトリガー効率曲線	66
7.2.3	PHOS2 のトリガー効率曲線	66
7.2.4	PHOS3 のトリガー効率曲線	66
7.2.5	最適化後 MC と実データの比較	67
7.2.6	最適化後 MC と実データの占有度比較	68
7.3.1	粒子別トリガー効率	69
7.3.2	中間子の横運動量と崩壊光子のエネルギーの相関	70
7.3.3	実測の PHOS トリガーでの $\pi^0$ の収量比 (Data) と導出した補正関数 (Fit) の比較。	71
8.1.1	実データと MC の $\pi^0$ の比較	72
8.1.2	実データと MC の $\eta$ の比較	72
8.2.1	$\pi^0$ の不変生成断面積	76
8.2.2	$\eta$ の不変生成断面積	77
8.3.1	$\eta/\pi^0$ 比結果	78
9.1.1	各データセットでの $\pi^0$ の不変収量	79
9.1.2	各データセットでの $\pi^0$ ピークの中心値	80
9.1.3	各データセットでの $\pi^0$ ピークの幅	80
9.1.4	エネルギーアシンメトリー分布	81
9.1.5	MC でのエネルギーアシンメトリー分布	81
9.1.6	データセット毎の不変質量分布の比較	82
9.2.1	2010 年の粒子多重度分布	83
9.2.2	2010 年の荷電粒子多重度依存性解析中のピークパラメーター	84
9.2.3	粒子多重度イベントクラス毎の 1 イベントあたりの収量	84
9.2.4	平均粒子多重度で規格化後の 1 イベントあたりの収量	84
9.2.5	各粒子多重度イベントクラス毎と MB での収量比	85
9.2.6	2011 年 PHOS トリガーでの粒子多重度分布	85
9.2.7	粒子多重度イベントクラス毎の平均粒子多重度で規格化後の 1 イベントあたりの収量	86
9.2.8	規格化後の 1 イベントあたりと MB トリガーとの収量比	86
9.2.9	粒子多重度イベントクラス毎の LHC11/LHC10 の収量比	86

## 表目次

1.1.1	標準模型の中のフェルミ粒子 [26]	2
1.1.2	四つの相互作用と媒介粒子 [26]	2
1.3.1	光子対崩壊過程をもつ中性中間子	7
2.1.1	LHC の磁石のパラメータ	14
3.2.1	PWO 結晶の性質 [16]	26
3.2.2	PHOS 検出器位置分解能	27
3.4.1	PWO で光子感応後 CTP に送られるまでの所要時間	30
7.2.1	各モジュールのフィッティングの結果	65
7.2.2	最適化後 MC の入力乱数値。	67
7.3.1	本解析用シミュレーションの特殊条件	69
8.1.1	PHOS トリガーデータの $\pi^0$ の結果に考慮した誤差の内訳	74
8.1.2	PHOS トリガーデータの $\eta$ の結果に考慮した誤差の内訳	74
8.2.1	$\pi^0$ と $\eta$ の Tsallis パラメーター	75
8.2.2	Tsallis パラメーターの RHIC の結果と比較	77
9.1.1	用いたデータセットの統計値の比較	79

## 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 標準模型

人類はこの世界を構成する最も基本的な構成要素について、常に疑問を抱いてきた。それは古代ギリシャの哲学にその起源があるとされている。それから科学技術の進歩とともに、より小さな構成物を発見してきた。19 世紀の終わりまでには、全ての物質は原子からなっていることがわかったが、その数が 100 種類も存在し、周期的な性質を持っていることから、原子には内部構造が存在することが考えられてきた。その後実験のおよび理論的な方法が発達するにつれて、さらに下の階層の粒子が発見されてきた。現代技術で探索可能なサイズは  $10^{-18} \text{cm}$  に迫りつつある。現代の素粒子はクォークとレプトンという名前を与えられ、素粒子とその間に働く相互作用を記述する理論として、「標準模型」が一般的となっている。

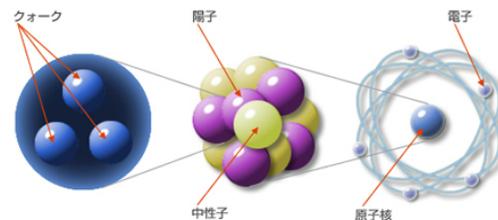


図 1.1.1 自然界の階層構造 [22]

標準模型によれば、自然界には四つの力、重力、電磁力、強い相互作用、弱い相互作用が存在し、それぞれの力を媒介する粒子が存在する。日常において、最もなじみ深い重力は人類と地球を結び付け、数千万光年を隔てた銀河群が互いに引き合っていることにも影響を与えている。電磁力は、原子核と電子を結んで原子を、原子を結び付けて分子を、そして分子を結び付けて物質を作り上げている。このようにミクロなレベルで決定的な役割を果たしている。しかしその到達力はマクロなレベルに及び、日常生活に影響のある事象として感知される。これは電磁力の強さが距離の冪でしか減衰しないため、距離がいかに大きくとも十分な量の力の源があれば、力を及ぼすことが可能である。このような力を長距離力とよぶ。

本研究の舞台は、これらよりさらに極微の世界で、原子の中心にある原子核の世界である。この領域では、強い相互作用が支配的となる。ただしその力は原子核の大きさ ( $10^{-13} \text{cm}$ ) 程度にしか及ばない短距離力である。そもそも短い距離では他の力と同じく距離の逆自乗に比例する力であるが、距離の大きい所では一定で減衰しない成分を持つ。この強い力で結びついたクォーク同士はいわばバネもしくは紐で繋がれた状態にあり、この紐には距離に比例したポテンシャルエネルギーが蓄えられる。その結果 2 つのクォークをマクロなスケールで分離するには無限大のエネルギーを必要とし、クォークを引き離して単独に取り出すことができない要因となっている。この事を「クォークの閉じ込め」という。

今日単独に取り出せる物質の最小単位は原子核を構成する陽子と中性子それに電子である。強い相互作用をする粒子の仲間をハドロンと総称する。ハドロンの仲間ですピンが半奇数のものをバリオンといい、陽子・中性子などが含まれる。またスピンが整数のものをメソン（中間子）という。これらハドロンはさらにクォークと反クォークと強い相互作用を媒介するグルオンによって構成されている。クォークは現在のところ 6 種類

の存在が実証されている。一方電子やその仲間のニュートリノなど強い相互作用をしない粒子はレプトンと言われ、そちらも 6 種類存在している。これらはさらに 3 世代に分類することができる。自然界に存在する安定物質はほとんど第一世代の粒子より成り立ち、他は高エネルギー反応で作られる。第二、第三世代は質量以外は第一世代とよく似た性質をもち、ほとんどが第一世代の繰り返しである。そのため、クォークとレプトンでさえ未だ物質を構成する最小要素ではない、と考える研究者もいる。以上をまとめると、図 1.1.1 のように整理される。

フェルミ粒子	電荷	スピン ( $J^P$ )	質量 (GeV)
第一世代			
アップクォーク (u)	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}^+$	$(1.5 \sim 4.5) \times 10^{-3}$
ダウンクォーク (d)	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}^+$	$(5 \sim 8.5) \times 10^{-3}$
電子 (e)	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}^+$	$0.511 \times 10^{-3}$
電子ニュートリノ ( $\nu_e$ )	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}^+$	$\leq 3 \times 10^{-3}$
第二世代			
チャームクォーク (c)	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}^+$	1.0 ~ 1.4
ストレンジクォーク (s)	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}^+$	0.08 ~ 0.155
ミューオン ( $\mu$ )	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}^+$	0.106
ミューニュートリノ ( $\nu_\mu$ )	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}^+$	$\leq 0.19 \times 10^{-3}$
第三世代			
トップクォーク (t)	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}^+$	$174.3 \pm 5.1$
ボトムクォーク (b)	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}^+$	4.0 ~ 4.5
タウオン ( $\tau$ )	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}^+$	1.78
タウニュートリノ ( $\nu_\tau$ )	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}^+$	$\leq 18.2 \times 10^{-3}$

表 1.1.1 標準模型の中のフェルミ粒子 [26]

種類	強い力	電磁力	弱い力	重力
源	色荷	電荷	弱荷	質量
強さ	$\sim 0.1$	1/137	$10^{-5}$	$10^{-39}$
到達距離 (cm)	$10^{-13}$	$\infty$	$10^{-16}$	$\infty$
ポテンシャル	$k_1 \frac{1}{r} + k_2 r$	$\frac{1}{r}$	$\frac{\exp(-mwr)}{r}$	$\frac{1}{r}$
媒介粒子	グルオン (g)	光子 ( $\gamma$ )	$W^\pm, Z^0$	グラヴィトン (g)
理論	QCD	QED	GWS 理論	一般相対論

表 1.1.2 四つの相互作用と媒介粒子 [26]

標準模型の一部として、ハドロン内部のクォークやクォーク間の強い相互作用を記述したのが量子色力学 (Quantum Chromo-Dynamics:QCD) である。これは電荷に基づく量子電磁力学 (Quantum Electrodynamics:QED) と同じ数学的枠組みに従う色荷の量子力学である。その大きな特徴が漸近的自由性である。

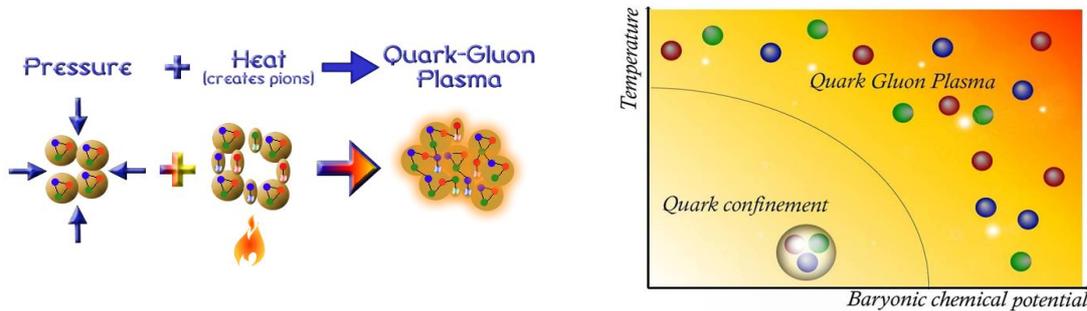


図 1.1.2 QGP 略図と QCD 相図 [18]

クォークの閉じ込めもこの非線形な特徴に起因すると考えられている。また漸近的自由性が成立しているとする、クォークとグルーオンの相互作用を摂動論で扱うことができ、ハドロン質量や反応断面積などが計算できる。実際に深非弾性散乱でのパートンモデルにグルーオン放出などの高次効果を取り入れて、その振る舞いを予言することができる。こうして、電子、ミュオンやニュートリノによる深非弾性散乱の精密データと QCD の予言と比較して、QCD の正当性が確立された。またハドロン同士の相互作用も、パートン同士の相互作用によって表すことができ、これも QCD による理論的裏付けを得ることができる。こうして、クォークやグルーオン同士の強い相互作用に対しても任意の精度で定量的に扱うことができ、QCD は今日、電磁相互作用におけるワインバーグ・サラム理論と並んで標準模型として確立されている。しかしさらに高次の QCD 補正やジェット現象を再現できる理論として、理論の精密化がすすめられている。

こうした既にあるレベルでの成功が収められている QCD の予言の中でも特に興味深いものとして、“クォーク・グルーオン・プラズマ”(Quark-Gluon-Plasma:QGP) への相転移が挙げられる。これは非常に高温・もしくは高密度状態においてクォークとグルーオンがその束縛状態から解放され、クォークの自由度があらわになった全く新しい物質相の事である。まずこの QGP 相転移について定性的に説明する。

まず真空の温度が高温になった場合、その温度上昇につれて真空中に中間子が泡のように生成される。統計力学にあるように、フェルミ粒子は粒子数が保存されるが、ボーズ粒子に関しては上限なく粒子生成が可能である。そうして多量の中間子が生成されると、有限のサイズをもつ中間子同士が重なり合い、中間子を素粒子として扱う近似が成り立たなくなる。むしろ中間子を構成するクォークや反クォークを素粒子として扱う方が自然な描像となる。また高密度状態も同様である。通常最も高密度の物質は原子核そのもので、およそ  $0.15$  個  $/fm^3$  の核子密度を持つ。一方核子の中には 3 つのクォークが閉じ込められていると考えて、核子密度をクォーク密度に直すと、およそ  $0.45$  個  $/fm^3$  となる。この密度をより圧縮すれば空間はほぼ核子で覆われ、核子同士が互にくっついてしまう。こうして、核子としての巨視的自由度が消失し、その内部のクォーク、グルーオンが自由に運動する相へと移行すると考えることができる。

QCD の中でも格子量子色力学理論に基づく計算結果 [15] では、温度が  $T_c \sim 150 MeV - 170 MeV \approx 10^{12} K$ 、エネルギー密度が  $\epsilon \sim 1 GeV/fm^3$  になるとエントロピー  $S$  が急上昇することが予言された。 $\pi$  中間子であれば、スピンの自由度としてはアイソスピン ( $I=1$ ) のみをもつので、全内部自由度は  $2I+1=3$  である。一方、クォークはスピンやアイソスピンの内部自由度をもつのみならず、色荷やフレーバーといった内部自由度をもつ。さらに、クォーク物質中ではグルーオンも自由に存在することができ、このグルーオンもスピンや色荷の自由度をもつ。したがって、 $\pi$  中間子ガスが QGP になると、自由度が飛躍的におおきくなる。エントロピーは統計力学に依れば、いかなる自由度を有するかの指標となるため、この臨界温度  $T_c$  において何らか

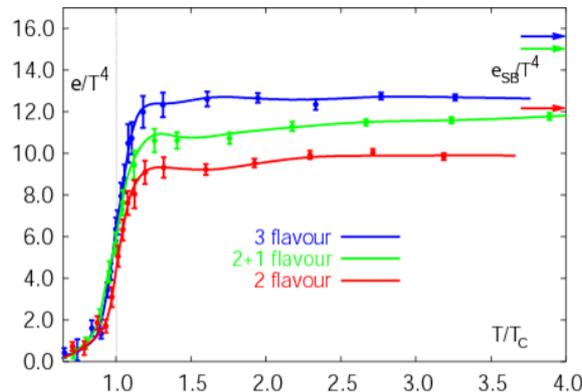


図 1.1.3 格子量子色力学理論に基づく計算結果 [15]。温度が  $T_c \approx 10^{12} K$  になると、クォークの自由度が表れ、エントロピーが急上昇する。

の相転移が起こっている事を示唆している結果である。

QGP 相は非摂動的領域の QCD に支配されている物質相である。そのため、この QGP の性質を精密に知ることは、非摂動的領域の QCD(例えば真空の性質やクォークの閉じ込め) の理解に大いに役立つ。

また自然界においてこの QGP 相が実在するのが、ビッグバン直後の宇宙とされており、タイムスケールにして宇宙創成からおよそ数マイクロ秒後の宇宙とされている。こうした超高温・超高エネルギー密度の状態から温度が低下していき、ハドロン相へと相転移し、現在の宇宙になる。そういった興味としても、QGP は多方面から非常に注目される物質相である。

## 1.2 高エネルギー原子核衝突実験

高エネルギー原子核衝突実験とは、地球上で QGP を再現することができる唯一の方法である。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る。これを相対論的な超高エネルギーで衝突させることにより、核子より大きい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を人工的に生み出し、QGP を生成する。まずここで、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 (パンケーキ状) になる。LHC の場合それらが互いに逆方向に加速器の中を回り衝突する。
2. 衝突する 2 つの原子核は互いに非常に高いエネルギーを所持しているため、互いにすり抜け、そのすり抜けた空間には高温・高エネルギー密度の物質が生み出される。反応の極初期段階では核子の構造は失われ、その核子の束縛から解放されたクォークやグルーオンの散乱が繰り返される。なお反応に関与しなかった核子は、そのままほぼ光速のまま進んでゆく。
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、またこの高密度状態の持続時間が十分に長ければ、熱平衡に達した高温の火の玉状態が形成される。この状態をクォーク・グルーオン・プラズマと呼ぶ。その後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、クォーク非閉じ込め相とハドロン相が併存する中間状態を経て、高エネルギーハドロンガスを形成していく。
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し、運動量が移行するだけの散乱である。これすらもなくなるために全粒子の運動量は固定され、凍結時の運動量のまま全方位へ放出される。このことを熱的凍結 (Thermal freeze-out) と呼ぶ。
7. 凍結後の粒子は全て通常のハドロンとしてで拡散していく。我々が直接観測できる情報は、以上の過程を経た全ての粒子の足し合わせである。

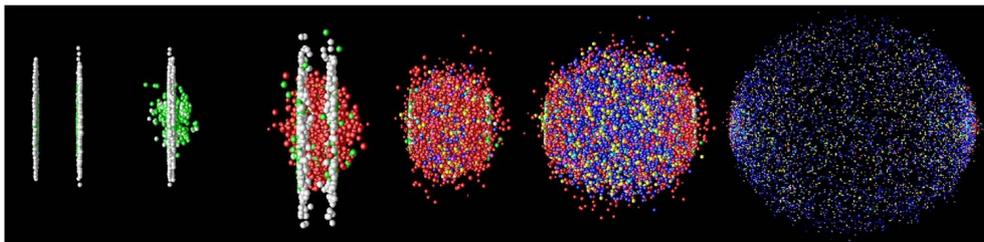


図 1.2.1 原子核衝突イメージ図 [18]

またクォークとグルーオンのハードな QCD 散乱は、終状態に”ジェット”を生成することが知られている。ジェットはハード散乱をしたパートンの破碎を起源としてできたハドロンの集まりで、実験的には終状態で局所的に多くの粒子の集団として観測される。また集団全体として初期のハード散乱の結果、高横運動量を所持していることもその特徴である。

### 1.3 光子測定

光子測定は、高エネルギー原子核衝突実験における衝突の初期やその時間発展の貴重な情報源の一つである。ここで光子測定から広がる物理について簡単に説明する [4]。

#### 1.3.1 光子生成

光子は電荷を持つが、色荷を持たない。そのため光子は衝突によってできたクォーク物質とも強い相互作用をしない。またその平均自由行程は典型的な衝突の系 ( $\sim 10\text{fm}$ ) よりも十分に大きいとされる。したがって光子は衝突初期の情報や、光子が生成された衝突の段階の間の情報を運ぶ。光子はその起源によって以下のように分類することができる。

**プロンプト光子** : 衝突の初期に生成される光子のことで、ハード散乱や平衡前のパートンカスケード過程、コンプトン散乱 ( $q(\bar{q}) + g \rightarrow \gamma + q(\bar{q})$ )、対消滅 ( $q + \bar{q} \rightarrow \gamma + g$ )、もしくはパートンやクォークの破碎起源

$(q(\bar{q}) \rightarrow q(\bar{q}) + \gamma)$  などがある。これらの生成比率は摂動論的量子色力学 (perturbative QCD:pQCD) によって計算できる。これらの過程の中でコンプトン散乱が leading order (LO) の計算の中では支配的である。Next-to-leading order (NLO) の計算ではその生成断面積は以下のように考えられる。

$$\frac{d^2\sigma}{dp_T d\eta} = \frac{d^2\sigma^{(D)}}{dp_T d\eta} + \frac{d^2\sigma^{(F)}}{dp_T d\eta} \quad (1.3.1)$$

この時、(D) はコンプトン散乱や対消滅、(F) は破碎光子を表している。2 つはそれぞれ以下のように考慮される。

$$\frac{d^2\sigma^{(D)}}{dp_T d\eta} = \sum_{i,j=q,\bar{q},g} \int dx_1 dx_2 F_{i/h1}(x_1, M) F_{j/h2}(x_2, M) \frac{\alpha_s \mu_R}{2\pi} \times \left( \frac{d^2\sigma_{ij}^k}{dp_T d\eta} + \frac{\alpha_s(\mu_R)}{2\pi} K_{ij,k}^{(F)}(\mu_R, M, M_F) \right) \quad (1.3.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma^{(F)}}{dp_T d\eta} = & \sum_{i,j,k=q,\bar{q},g} \int dx_1 dx_2 \frac{dz}{z^2} F_{i/h1}(x_1, M) F_{j/h2}(x_2, M) D_{\gamma/k}(z, M_F) \\ & \times \left( \frac{\alpha_s \mu_R}{2\pi} \right) \left( \frac{d^2\sigma_{ij}^k}{dp_T d\eta} + \frac{\alpha_s(\mu_R)}{2\pi} K_{ij,k}^{(F)}(\mu_R, M, M_F) \right) \end{aligned} \quad (1.3.3)$$

この時の F はパートン分布関数 (Parton Distribution Function:PDF)、D は破碎関数 (Fragmentation Function:FF)、そして  $\alpha_s$  は強い相互作用のカップリング定数を表している。

**熱光子** : QGP の熱化の間に生成される光子。エネルギー E と運動量 p を持った光子の放射率は以下の関係式で表せる。

$$E \frac{dR}{d^3p} = \frac{5}{9} \frac{\alpha \alpha_s}{2\pi^2} T^2 e^{-E/T} \ln\left(\frac{2.912 E}{g^2 T}\right) \quad (1.3.4)$$

この関係式は低い横運動量の光子において  $e^{-E_\gamma/T}$  で存在することを示唆している。この熱光子の分布は高温・高密度の系の温度を測定する上で大変重要である。しかし、その他の背景分布に隠れて、測定には困難を強いられる。

**ジェット起源光子** ハード散乱のパートンジェットの二次相互作用によって生成される光子。支配的な過程として  $(q_{hard} + \bar{q} \rightarrow \gamma + g)$  もしくは  $(q_{hard} + g_{QGP} \rightarrow \gamma + g)$  とクォーク物質中での制動放射的な効果である。その寄与は以下の式で表せる。

$$\begin{aligned} E_\gamma \frac{dN_\gamma^{(anni)}}{d^3p_\gamma d^4x} = & \frac{\alpha \alpha_s}{8\pi^2} \sum_{f=1}^{N_f} \left( \frac{e_q f}{e} \right)^2 [f_q(p_\gamma) + f_{\bar{q}}(p_\gamma)] T^2 \\ & \times \left[ \ln\left(\frac{4E_\gamma T}{m^2}\right) - 1.916 \right] \end{aligned} \quad (1.3.5)$$

**ハドロンガス起源光子** 熱的なハドロンガスは QGP の凍結後に生成される。格子はそのハドロン化の中で生成される。このスペクトルは低い横運動量で支配的となる。

**崩壊光子** ハドロン共鳴状態が崩壊することで生成される。その主な起源としては  $\pi^0, \eta, \omega$  などがあげられる。この光子が全光子のなかで最も多く全体の 90% を占めている。実験的にはまずその起源となる中間子などのスペクトルを測定し、シミュレーションなどの中でその分布を再現することがよく行われる。本研究での中間子測定をしているのも、こういった目的が含まれている。

このように光子の測定を通じて、衝突のあらゆる情報を引き出すことができる。一般的に直接光子というと、プロンプト光子、熱光子などを指し、崩壊光子はその中に含まれない。そのため解析上では、全光子から

見積もられた崩壊光子のスペクトルを差し引くことによって、直接光子のスペクトルを抽出することができると考えられている。

### 1.3.2 中性中間子測定

本論文は光子測定を通じて中性中間子の測定することに焦点を置いている。なぜなら ALICE 実験も本格始動して未だ二年目であり、高エネルギー原子核衝突実験のデータ収集初期段階ではこうした中性中間子測定が電磁カロリメータにおいて重要な役割を担うからである。本節では、担う役割について説明していく。なお初期段階で測定可能な対象・崩壊モードとして、表の 3 つを挙げることができる。

メソン	静止質量 ( $GeV/c^2$ )	クォーク構成	$J^{PC}$ :(スピン)	崩壊モード	分岐比
$\pi^0$	0.13497	$(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$	$0^{-+}$	$2\gamma$	98%
$\eta$	0.547	$c_1(u\bar{u} + d\bar{d}) - c_2(s\bar{s})$	$0^{-+}$	$2\gamma$	39%
$\omega$	0.782	$(u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$	$1^{--}$	$\pi^0\gamma \rightarrow 3\gamma$	8.9%

表 1.3.1 光子対崩壊過程をもつ中性中間子

電磁カロリメータの較正 陽子陽子衝突でも原子核衝突でも、最終的に測定されるハドロンのおよそ 1/3 は  $\pi^0$  である。光子対への分岐比も 98% と十分高く、統計を貯めるのも容易である。そのため電磁カロリメータでの測定エネルギーの絶対的/相対的な両方の較正の良い指標とできる。

pQCD のテスト (理論予言の実験的検証) pQCD では高横運動量の粒子生成断面積は、以下のように記述できる。

$$\frac{d^2\sigma^{AB\rightarrow C}}{dp_T d\eta} = \sum_{a,b,c} \int dx_a dx_b \frac{dz}{z^2} F_{a/A}(x_a, M) F_{b/B}(x_b, M) D_{C/c}(z, M_F) \frac{d\sigma^{AB\rightarrow C}}{dp_c T d\eta_c}(\mu, M, M_F) \quad (1.3.6)$$

この時、F はパートン密度関数、 $D_{C/c}$  はパートン c からハドロン C への破砕関数、 $\sigma^{AB\rightarrow C}$  はパートン a,b から A,B とパートン c を生成する断面積である。しかし、未だ  $\mu, M, M_F$  という因子が調整中で検証を必要としている。

粒子のスケーリング則 スケーリング則は、核子あたり数 GeV の実験から数百 GeV (RHIC の衝突エネルギー) に至る広い領域での比較から発見されている。LHC エネルギー領域では、より小さい  $x_T$  領域の検証を可能とし、系の熱的情報を検証することに関係している。

高横運動量ハドロンの収量抑制 次の節で詳しく紹介するが、RHIC での大きな発見として、高横運動量ハドロンが重イオン衝突で、衝突回数で規格化された陽子陽子衝突の結果よりも収量が抑制されていることがある。この検証には比較のベースラインとなる陽子陽子衝突が必ず必要となる。結果は比で求められるので、精度よく、誤差が小さければ小さいほど良い結果を導ける。

### 1.3.3 Tsallis 統計モデル

これまでの高エネルギー素粒子実験の歴史の中で、粒子の生成断面積には多くの統計モデルが適用されてきた。良く知られたもので、ボルツマン・ギブス統計がある。これは、低横運動量領域 (典型的には  $p_T < 2GeV/c$ ) での実験結果をよく再現するためのものである。この熱的振る舞いが支配的となる低横運動

量領域は、以下のように記述できる。

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = C_b e^{E/T} \quad (1.3.7)$$

ここでの  $C_b$  は規格化因子で、 $E$  は粒子のエネルギー、そして  $T$  は系の温度と解釈できる。

そして高横運動量領域 ( $> 2\text{GeV}/c$ ) では、粒子は pQCD で記述可能なプロセスで生成されていると考えられる。典型的にそのスペクトルは power-law 関数に従い、以下の式であらわされる。

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = A p_T^{-\nu} \quad (1.3.8)$$

ここでの  $A$  は規格化因子、そして  $\nu$  は指数関数の形を表す指数である。

これまで、ボルツマン・ギブス・統計でよく説明できるソフトな領域と pQCD に従うハードな領域の境界を同時に説明する明らかなメカニズムは存在しなかった。しかし近年、Tsallis 統計が粒子のスペクトルをフィットすることに成功した。Tsallis エントロピーは、従来のボルツマン・ギブス・エントロピーを出発点として、以下のように導くことができる。

$$G_q(E) = C_q \left(1 - (1-q) \frac{E}{T}\right)^{1/(1-q)} \quad (1.3.9)$$

ここでの  $q$  は非拡散定数である。規格化のために、 $q$  の値は  $(1, 1\frac{1}{3})$  の範囲に制限され、係数  $C_q$  は以下のように記述できる。

$$C_q = \frac{(2q-3)(q-2)}{T(T+m_0) - (q-1)(q-2)m_0^2} \frac{1}{(1 - (1-q)\frac{m_0}{T})^{1/(1-q)}} \quad (1.3.10)$$

ここで、 $q$  を  $n = -\frac{1}{1-q}$  で置き換えると、Tsallis 統計のフィッティング関数が以下のように与えられる。

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{1}{2\pi} \frac{d\sigma}{dy} \frac{(n-1)(n-2)}{(nT+m_0)(n-1)(nT+m_0)} \left(\frac{nT+m_T}{nT+m_0}\right)^{-n} \quad (1.3.11)$$

ここで  $m_T = \sqrt{m_0^2 + p_T^2}$  と表され横質量と呼び、 $d\sigma/dy$  は中心擬ラピディティの粒子生成の積分生成断面積を表している。また粒子の質量  $m_0 \rightarrow 0$  という条件にすると、以下のように書き下せる。

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{1}{2\pi} \frac{d\sigma}{dy} \frac{(n-1)(n-2)}{(nT)^2} \left(1 + \frac{m_T}{nT}\right)^{-n} \quad (1.3.12)$$

ハゲドロンによって提唱された QCD の式との対応付けは以下のような関係になる。

$$n = \frac{vm_T^2}{p_T^2 - vTm_T} \quad (1.3.13)$$

したがって、Tsallis 関数を導入する最も有利な点は、複数の物理的解釈が内包された粒子のスペクトル全体を、一つの関数によって形作ることができる点である。Tsallis 関数では二つのパラメーターが表れてくる。一つは熱的凍結温度に関係するエネルギーの次元をもった  $T$  という値、もう一つは温度の揺らぎの大きさ 1 (間接的に  $q$ ) を反映させた  $n$  という値である。

## 1.4 先行実験/結果

米国ブルックヘブン国立研究所の有する衝突型円形加速器の RHIC 加速器では、核子対あたり重心系衝突エネルギー 200GeV での金原子核衝突を始めとする高エネルギー原子核衝突実験が行われてきた。そこでは幾多の衝突系で実験を行い、系統的な pQCD の検証や QGP の探索が行われている。既に多くの実験事実が高温クォーク物質の生成を示唆しており、ますます人々の興味を集めている。また、スイスの LHC 加速器での実験からも最新の結果が続々と出始めている。ここでは本研究に関係する重要な測定事実・結果について簡単に紹介し、本研究目的へとつなげていく。

### 中性中間子の横運動量分布スケールング則

RHIC 加速器 PHENIX 実験は核子あたり重心系衝突エネルギー 200GeV 陽子陽子衝突における中性中間子生成を幾重の崩壊モードを通して測定している。崩壊モードは光子崩壊過程だけでなく電子陽電子対やハドロン対なども含まれており、 $\pi, K, \eta, \eta', \omega, \phi, J/\Psi, \Psi'$  という数多くの粒子の不変生成断面積測定が行われた。ちなみに不変生成断面積は、以下のような関係式によって測定収量とつながっている。

$$\begin{aligned}
 E \frac{d^3\sigma}{dp^3} &= E \frac{d^3\sigma}{dp_x dp_y dp_z} \\
 &= \frac{d^3\sigma}{p_T dp_T dy d\phi} \\
 &= \frac{\sigma_{col}}{2\pi p_T} \frac{d^2N}{dp_T dy}
 \end{aligned} \tag{1.4.1}$$

結果として、それら全ての粒子の低横運動量から高横運動量までの全領域が、Tsallis 関数だけで描けることが確認された。そのパラメーター  $T, n$  はほぼ同じとなっており、それらが同じ生成メカニズムに基づいている事を示唆している。また同時に mT-スケールングも成り立っていることも確認され、これらは陽子陽子衝突におけるハドロン生成のメカニズムに関わる重要なインプットとして、今後の理論モデルの発展に役立つと考えられる。

### 生成粒子比

高エネルギー原子核衝突において、終状態における生成粒子比はその衝突の時間発展の中の化学的平衡状態(化学的凍結)によって解釈することができる。それは熱統計力学におけるグランドカノニカルアンサンブルの分配関数を基に説明することができ、以下のような式である。

$$n_i = \frac{g_i}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{p_i^2 dp_i}{\exp[(E_i \mu_i)/T_c h] \pm 1} \tag{1.4.2}$$

この時  $n_i$  は  $i$  という粒子種の数密度、 $T_c h$  は化学的凍結温度、 $g$  はスピン係数、 $p$  は運動量、 $E$  はエネルギー、 $\mu$  は化学ポテンシャルを表している。この式を基に衝突の時間発展の中の一つの段階の特性を知ることにつながっている。ただし本研究は陽子陽子衝突のため、熱平衡状態にあるという事が自明ではないため、この検証は行っていない。

また歴史的に生成粒子比は多くの衝突系で測定されており(特に  $\eta/\pi^0$  は質量が軽いことから)、ハドロン-ハドロン、ハドロン-核子、核子-核子の多種多様な衝突でそれぞれ広い衝突エネルギー領域( $\sqrt{s} \approx 3 - 1800 \text{ GeV}$ )での結果が存在し、全てが同じ傾向にあるという。また LEP での電子陽電子対消滅

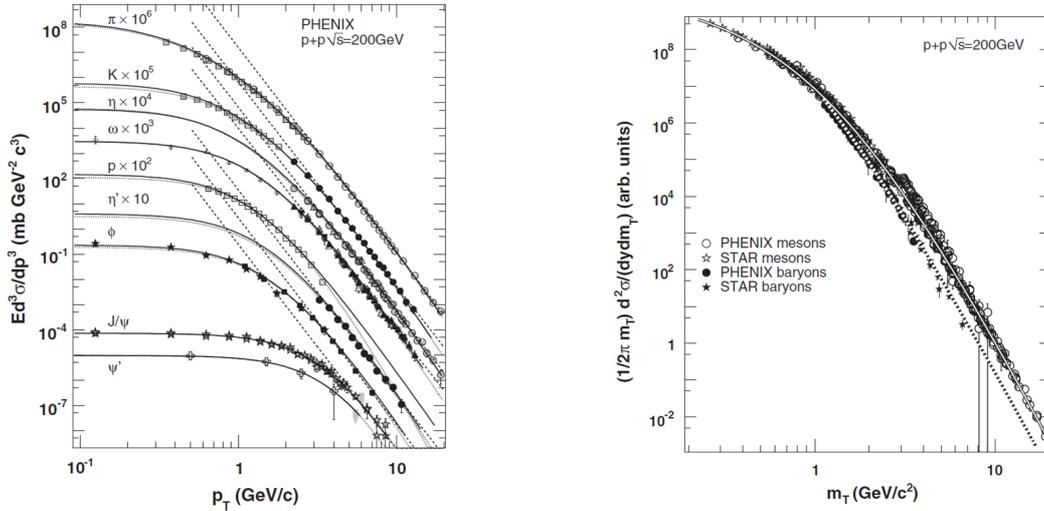


図 1.4.1 RHIC 加速器陽子陽子衝突 200GeV の中間子測定結果 [3]。(左図)Thallis フィッティングの結果。(右図)mT-スケーリングの結果。

実験における高い  $x_p$  領域での結果とも一致している。この結果はどんな衝突の初期/終状態の原子核効果も高い横運動量の軽い中性中間子生成に、同じように影響を与える、という事を示唆している。またこの比は PHENIX の金金衝突の衝突中心度依存性も無いことから、QGP などのクォーク物質の影響の偏りもないことを示している。よって、ジェットやフラグメンテーションといった従来のハドロン化の描像がもっともらしいことを示唆していると考えられる。また同様に  $\omega/\pi^0$  も衝突系に依存しないことがわかってる。

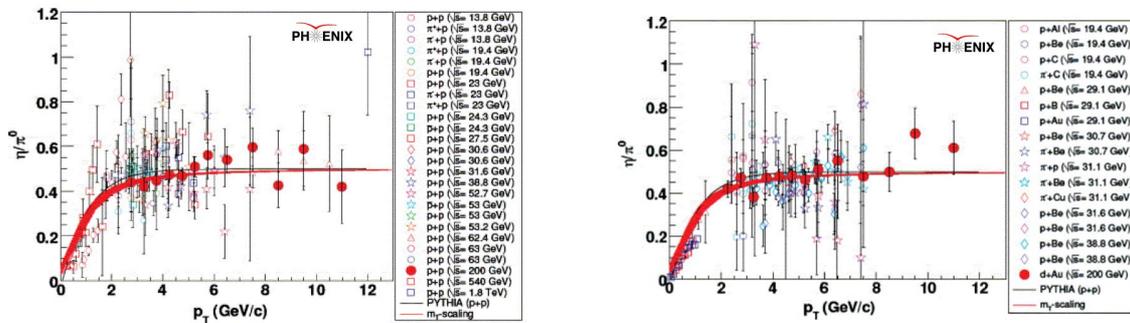


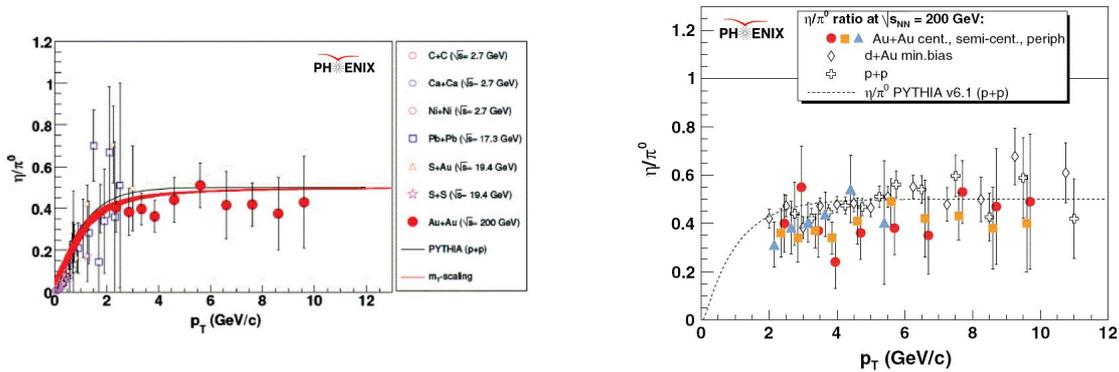
図 1.4.2 過去の実験における生成粒子比測定結果 1 [10]。(左図)ハドロン-ハドロン衝突における結果。(右図)ハドロン-核子衝突における結果。

### 高横運動量ハドロン の収量抑制

QGP を示唆する最初の兆候が RHIC 加速器核子対あたり重心系衝突エネルギー 200GeV 金金衝突における高横運動量ハドロン の収量抑制である。これは原子核衝突における収量を、衝突回数で規格化した陽子陽子衝突の重ね合わせと比較した時に明らかとなった。式としては以下のような原子核補正係数  $R_{AA}$  で表せる。

$$R_{AA} = \frac{d^2 N_{AA}/dp_T dy_{AA}}{N_{coll} \cdot d^2 N_{pp}/dp_T dy_{pp}} \quad (1.4.3)$$

金金衝突の衝突中心度が高い事象では大きく抑制が起こっており、周辺衝突になるにつれてその効果は小さ



[過去の実験における生成粒子比測定結果 2] 過去の実験における生成粒子比測定結果 2 [10]。(左図) 核子核子衝突における結果。(右図)RHIC 加速器における各衝突系での結果。

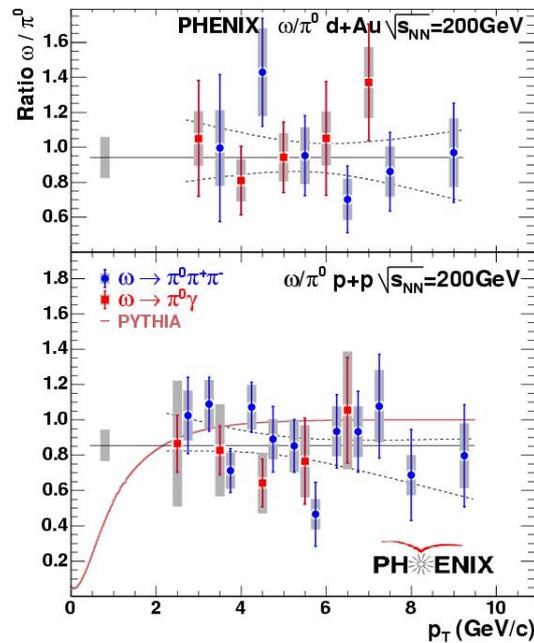


図 1.4.3 過去の実験における  $\omega/\pi^0$  粒子比の結果 [11]。RHIC 加速器における結果。

なくなった。これは以下のような描像で説明できる。

高横運動量ハドロンは衝突の初期で強く弾かれたパートンが起源だと考えられ、真空中で破砕して生成される。しかし原子核衝突において高温のクォーク物質が形成されたとすると、その領域をパートンが通過する際に相互作用してエネルギーを損失して、本来の運動量のハドロンを生成しなくなる。つまり間接的なクォーク物質の性質の観測となっている。中でも特筆すべき傾向として、u クォーク・d クォークという同一の種類のカクォークから構成された  $\pi^0$  と  $\eta$  が、その質量差にも関わらず抑制の仕方が類似している事である。さらに s クォークを含んだ  $\phi$  と  $K$  中間子が類似しており、そのクォークの構成に依存しているように見えることから、クォークレベルでのエネルギー損失が強く示唆されている事である。また色荷を持たない光子のその値が 1 近傍に来ている事も、強い相互作用の副産物であることを示唆していると考えられる。

PHENIX 実験ではこれまで多くの粒子でこの原子核補正係数を測定してきた。その結果をまとめたのが図

1.4.4 である。

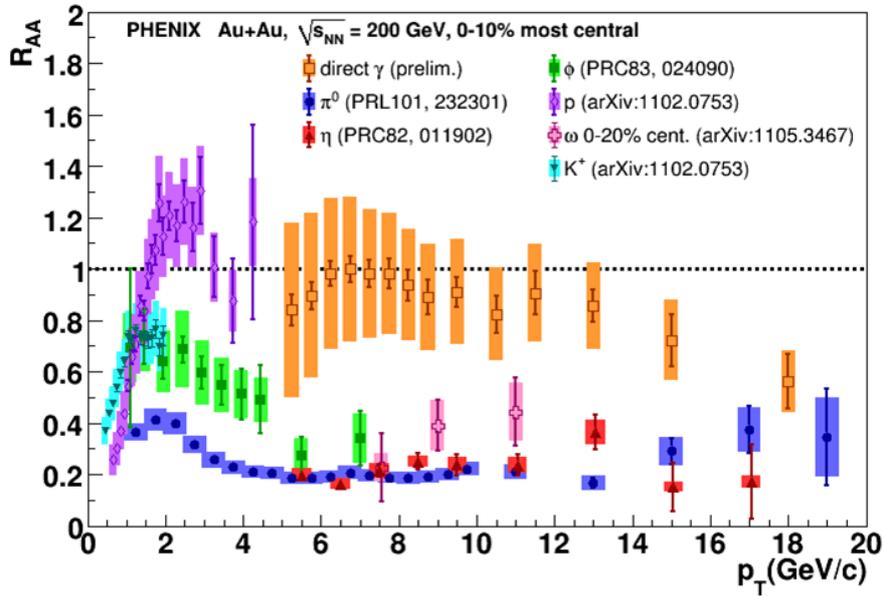


図 1.4.4 RHIC 加速器における原子核補正係数測定のためのまとめ [29]。クォークの構成に依存して典型的な振る舞いが決まっているように見える。

さらに  $\pi^0, \eta, \omega$  中間子の積分  $R_{AA}$  の  $N_{part}$  依存性を調べると、全てが一つの直線に乗っている。この事はパートンレベルでのエネルギー損失というこれまでの描像をさらに強固にするものである。

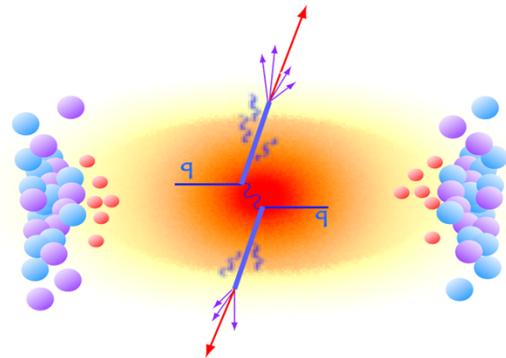
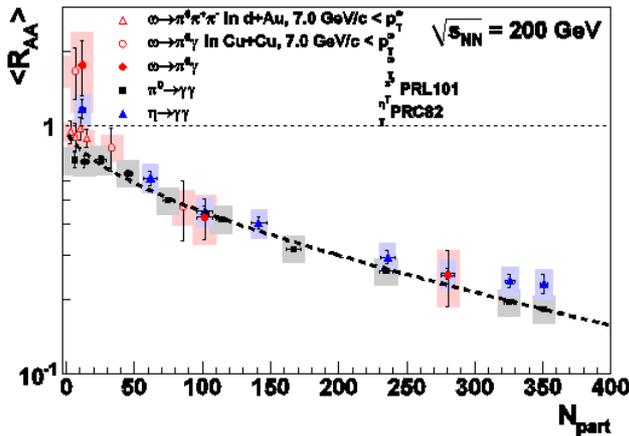


図 1.4.5 RHIC における光子対崩壊過程を通じた原子核補正係数測定結果 [11]。(左図) 横軸は衝突関与粒子数を表し、全てが直線に乗ることはパートンレベルでのエネルギー損失を示唆する。(右図) これまでのパートンレベルでのエネルギー損失の描像。

ただし、この  $R_{AA}$  のラインはさらに高横運動量になるにつれて 1 へ近づいていく、という理論的予言が複数あり、その振る舞いでモデルへの制限を掛ける事ができる。このような検証には RHIC ではそのエネルギー

ギーが低く、さらに高い衝突エネルギーの LHC に期待がかかる。すでにその兆候は ALICE の最新の荷電粒子測定結果から表れている。ただしまだ粒子識別が行われておらずそのクォーク構成がわからないため、その検証としては不十分である。そこで高横運動量の粒子識別を伴った系統的測定という必要性がある。しかし荷電ハドロンはその運動量の測定は比較的容易であるが、高横運動領域での粒子識別は極めて困難であり、測定・解析に幾多の工夫が求められている。

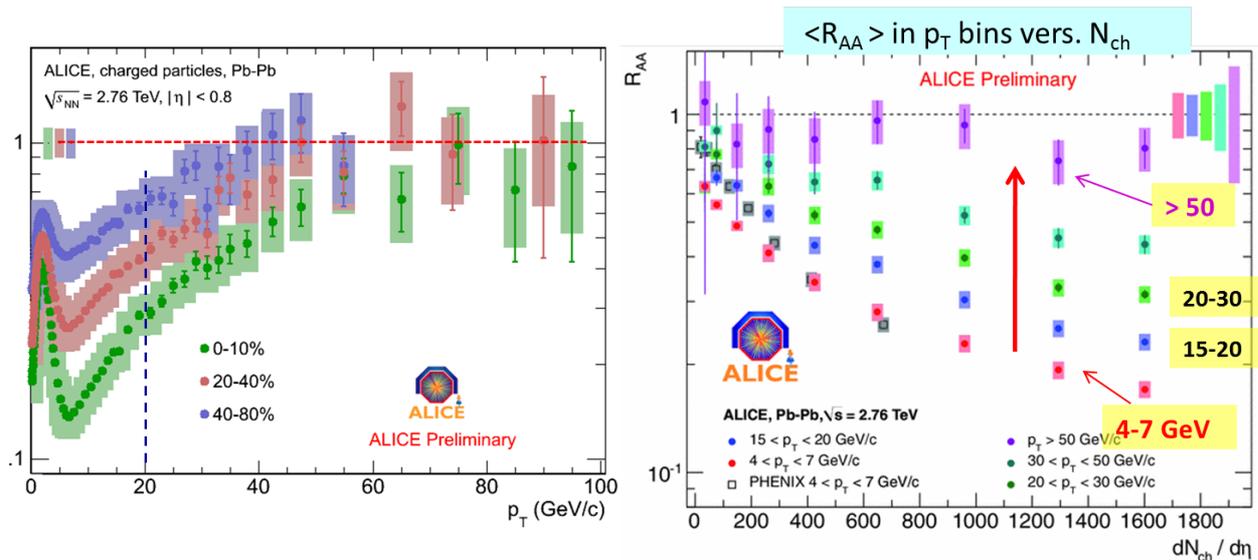


図 1.4.6 ALICE 実験における荷電粒子の原子核補正係数の結果 [14]。(左図) 各衝突中心度における原子核補正係数の横運動量依存性。非常に高い横運動量ではその値が 1 になっている。(右図) 衝突中心度ではなく、中心ラピディティにおける荷電粒子数の依存性を示している。色の違いは横運動量の範囲を変えている。

## 1.5 研究目的

現在の素粒子・原子核物理学において、LHC 加速器が実現する世界最高の衝突エネルギーである TeV 領域の高エネルギー原子核衝突における、クォークグルオンプラズマの性質は大きな興味の対象である。そのため一つのアプローチとして、高い横運動量領域のハドロンの粒子識別を伴う系統的な測定が挙げられる。本研究では、光子対崩壊過程を用いた中性中間子の測定に注目した。

LHC 加速器 ALICE 実験においては、光子を精密に測定する高性能検出器として PHOS 検出器がある。PHOS を用いて、より効率的に物理測定を行うには、PHOS 自身がトリガーの一つとして動くことは有効に思われる。

本研究ではまず、PHOS をトリガーとして測定されたデータを解析することで、2011 年より稼働している PHOS トリガーの実際の性能評価を行った。そして、十分にその優位性を確認するとともに、陽子陽子衝突での中性中間子の物理測定に応用する。そして従来の測定では到達できなかった、高横運動量の測定を実現し、今後の鉛鉛原子核衝突実験でのあらゆる検証のためのベースライン確立を目指す。

## 第 2 章 実験背景 (ALICE 実験概要)

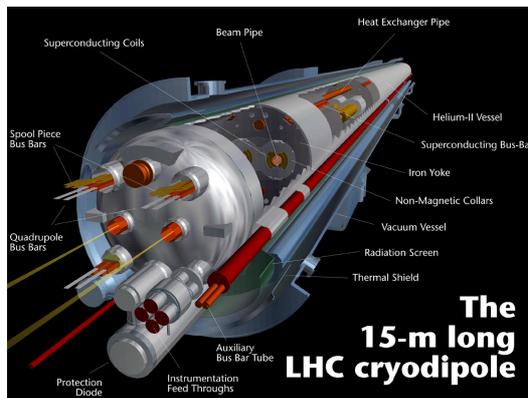
この章では、本研究の舞台となる実験とその概要、そして実験・測定装置について説明していく。

### 2.1 LHC 加速器

Large Hadron Collider(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。LHC プロジェクトが動き始めたのは 1994 年の頃で、当時は 2004 年頃に重心系衝突エネルギーが 10TeV を目標としていた。その周長は 26.7km あり、トンネルは地下 100m 以上のところに位置している。LHC は元々 CERN の LEP のトンネルだったところにインストールされており、そのため LHC の半径はデザインする前に最初から決定していた。そのためマグネットは LHC の最重要な課題であった。またトンネルの内径は 3.7m で完全に独立なリングを別個インストールすることが不可能であった。そのため 2 つの穴が開いた現在の超伝導磁石のリングが採用された [23]。

周長	26659m
磁石の数	9593
双極子磁石の数	1232
双極子磁石の運転温度	1.9K
双極子磁石の磁場	8.33T

表 2.1.1 LHC の磁石のパラメータ



LHC 加速器は多様な高エネルギー素粒子実験の予言を確かめるために必要とされている。例えば、ヒッグスボソン、超対称性粒子、ダークマター、そしてクォークグルオンプラズマである。これら多くの未知の事象に対しての答えを提供するために、ハドロン衝突を高いルミノシティで理想的な状態を維持し続ける必要がある。2010 年は、重心系衝突エネルギー 7TeV で稼働し、ビーム輝度 (ルミノシティ) は  $2 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  まで達した。今後はルミノシティ  $1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ 、積分ルミノシティ  $\approx 700 \text{fb}^{-1}$  を目標としている。2020 年頃からはルミノシティをさらに 10 倍に向上し、積分ルミノシティ  $\approx 3000 \text{fb}^{-1}$  以上となる Super-LHC も計画されている。LHC のルミノシティは以下の式で与えられる。

$$L = \frac{N_b^2 n_b f_r \gamma}{4\pi \varepsilon_n \beta^*} F \quad (2.1.1)$$

$N_b$  はバンチあたりの陽子数で  $1.15 \times 10^{11}$ 、 $n_b$  はバンチ数で 2808、 $f_r$  は周回周波数で  $1.12 \times 10^4 \text{Hz}$ 、 $\gamma$  はローレンツ因子で 7461、 $\varepsilon_n$  は規格化横方向エミッタンスで  $3.75 \times 10^{-4} \text{cmrad}$ 、 $\beta^*$  は衝突点の  $\beta$  の値で 55cm、 $F$  は交差角による減少ファクターで 0.86、これらより LHC の公表値  $1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  が得られる。

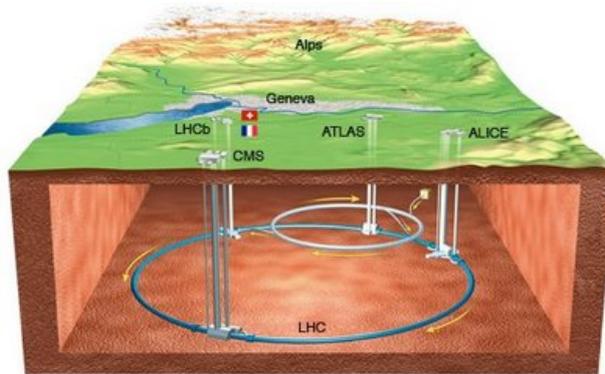


図 2.1.1 欧州原子核研究機構 LHC [28]

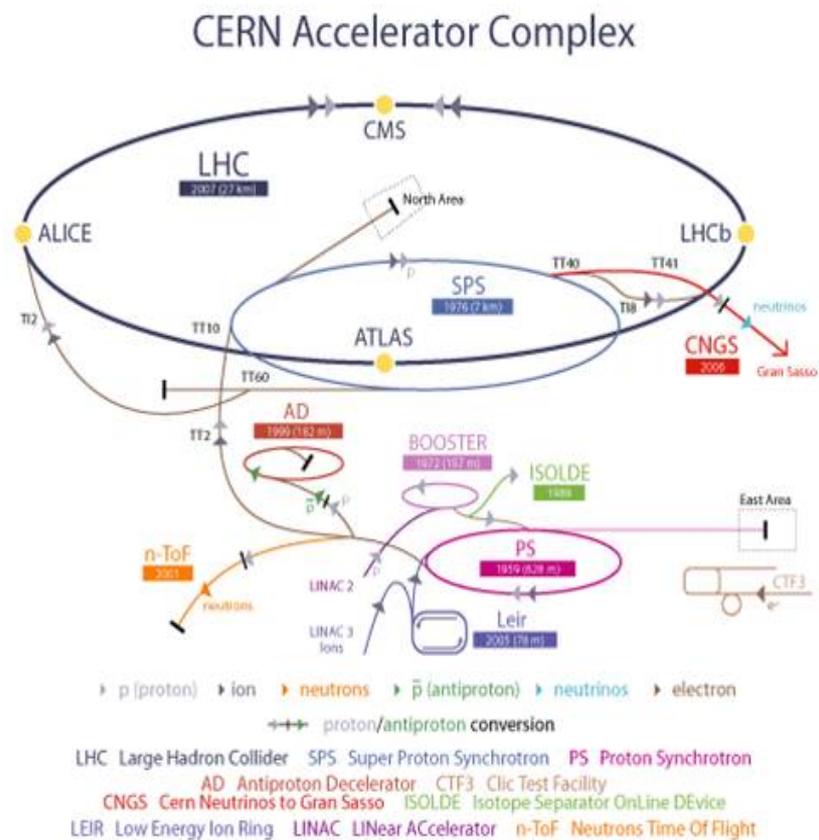


図 2.1.2 LHC ビームの経路図 [14]。陽子は Linac、Booster、Proton Synchrotron(PS)、Super Proton Synchrotron(SPS) を経由して LHC のメインリングに段階的にエネルギーをあげながら入射される。

## 2.2 ALICE 実験

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) 実験は、CERN の LHC 加速器を用いた主な 4 つの実験の内の一であり、重イオン衝突実験に特化させた唯一の実験である。その特色として、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。低い運動量からとても高い運動量まで幅広い領域の粒子の飛跡を識別でき、LHC エネルギーでの鉛鉛原子核衝突の最大粒子多重度にも対応できるようになっている。しかし ALICE は重イオンでの物理に焦点を置いているけれども、陽子陽子衝突も比較対象としてデータ収集を行い、QCD の検証などの物理解析にも取り組んでいる。LHC では陽子陽子衝突が 200kHz、鉛鉛衝突が 8kHz で供給され、低い頻度ながら高いエネルギー・位置分解能で精密に測定をしていく。また衝突中心度などの数値も各事象ごとに測定を行うことができる。多数の検出器の集合体で装置全体では高さ 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

ALICE は、2009 年の LHC 加速器最初の衝突から現在に至るまで、非常に多くの衝突実験を継続的に行っている。以下の図 2.2.1 は、2011 年 3 月から 10 月までの陽子陽子衝突の積分ルミノシティの推移を表しており、安定的に統計を貯めているのが見える。

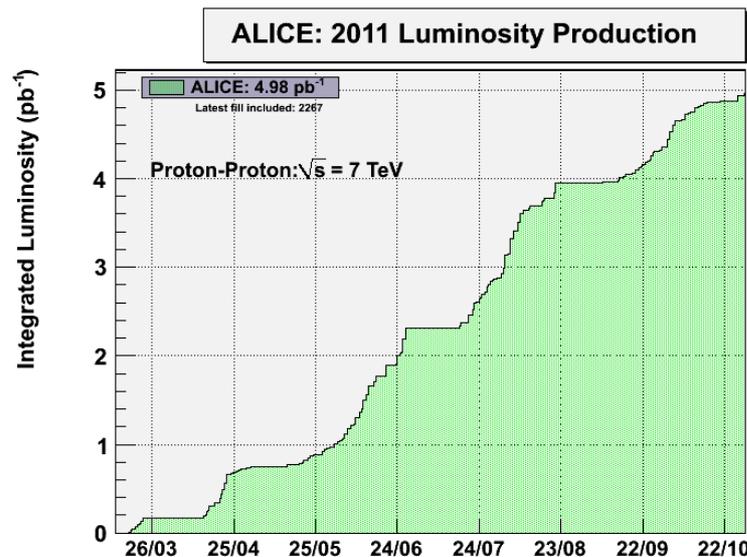


図 2.2.1 ALICE 実験における測定積分ルミノシティ [30]。011 年 3 月から 10 月までの陽子陽子衝突の測定量の推移を表している。

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。この次の節からは、本研究で関わるものを取り上げて説明していく。

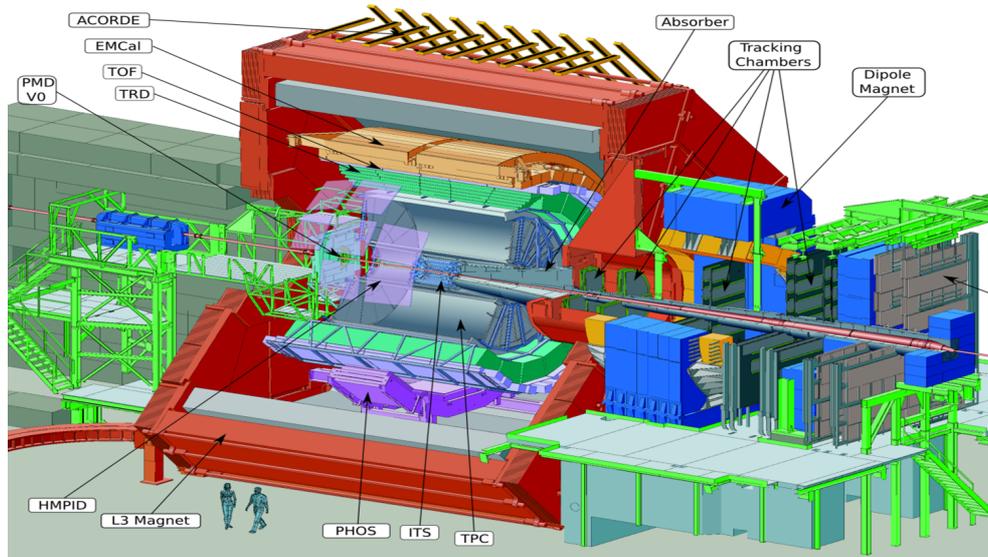


図 2.2.2 ALICE 実験検出器群 [28]

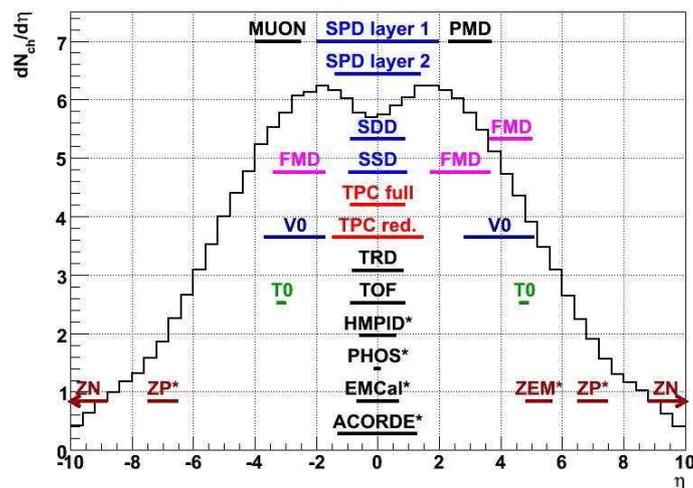


図 2.2.3 ALICE 実験検出器群のラピディティ方向の配置とシミュレートされた荷電粒子のラピディティ分布。[9]

### 2.2.1 荷電粒子検出器群

ALICE 実験では、荷電粒子を調べる測定器がいくつも階層構造に実装されており、それぞれが独自の特徴を持っている。それらを組み合わせることによって、幾多の物理事象に対応できるようにできている。ここでは、本研究と関わりのある検出器に絞ってその構造・特徴を簡単に紹介する。

### Inner Tracking System(ITS)

ビームパイプに一番近い位置にあり、擬ラピディティ  $|\eta| < 0.9$ , 方位角:  $360^\circ$  の範囲の荷電粒子の飛跡を検出する検出器である。その飛跡から磁場の影響による曲率を求めて運動量を求めたり、単位長さあたりのエネルギー損失を用いて粒子識別を行える検出器である。その他に初期衝突点や二次崩壊点も得られる。そのために、厳格な位置分解能と運動量分解能を突き詰めている。ITS は六つのシリコンの層で構成された検出器で、内側から順番に 2 層の Silicon Pixel Detector (SPD)、2 層の Silicon Drift Detector (SDD)、そして 2 層の Silicon Strip Detector (SSD) が備わっている。半径方向にビームパイプから 3.9cm と 43cm の間に位置している。

#### Silicon Pixel Detector (SPD) ( $3.9\text{cm} < r < 7.6\text{cm}$ )

ITS の中でも最も内側に位置しており、大量のシリコンピクセル ( $50 \times 425\mu\text{m}$ ) を敷き詰めたチップが 1200 実装されている。このチップは一つのピクセルが鳴っただけでとても速いシグナルを与える。このシグナルは Level-0 トリガーとして扱われることもある。SPD の厚さは、およそ 2.3% の放射長となっている。

#### Silicon Drift Detector (SDD) ( $15\text{cm} < r < 23.9\text{cm}$ )

次の 2 層が SDD で、これは 260 のセンサーが備わっており、ドリフト速度を測定している。放射長は 2.4% となっている。

#### Silicon Strip Detector (SSD) ( $38\text{cm} < r < 43\text{cm}$ )

これは 260 万の読み出しチャンネルが備わった両面シリコンマイクロストリップセンサーで構成されている。これは ITS の中で最も位置分解能が良い構造となっている。この放射長は 2.2% となっている。

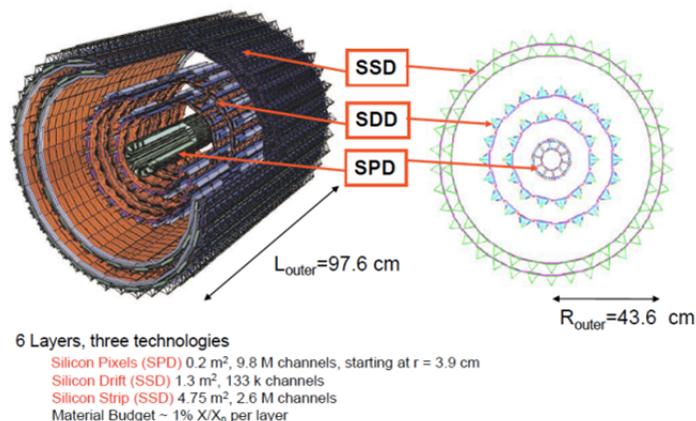


図 2.2.4 Inner Tracking System(ITS) [22]

### Time Projection Chamber(TPC)

TPC とは 3 次元飛跡検出器で円筒形をした荷電粒子検出器群の中でもメインとなる検出器である。中心ラピディティである  $|\eta| < 0.9$  の範囲と、半径方向に 85cm から 247cm、ビーム軸方向の長さ 500cm、という範囲を占めている。ドリフト領域 ( $85\text{m}^3$ ) 中には、 $\text{Ne}/\text{CO}_2/\text{N}_2$  (85.7/9.5/4.8%) の混合ガスが満たされている。荷電粒子がその中を横切るときに、その飛跡に沿ってエネルギー損失 ( $dE/dx$ ) し、イオン対が電離により生

成される。電離電子は、HV(-100kV) を印加されたカソード面により作られるドリフト電場に従って両端にあるアノード面を構成するセンサー部へとドリフトする。センサー部に到達した電子は増幅され読みだされて 2 次元の位置情報を提供し、電子の到達時間を同時に取得することにより、ドリフト距離を求めて、通過した荷電粒子の飛跡の 3 次元情報とすることができる。ALICE の TPC では、72 のマルチワイヤーチェンバーと、18 のセクターにセグメント化され大量の読み出しパッドを備えたエンドプレートで構成されている。

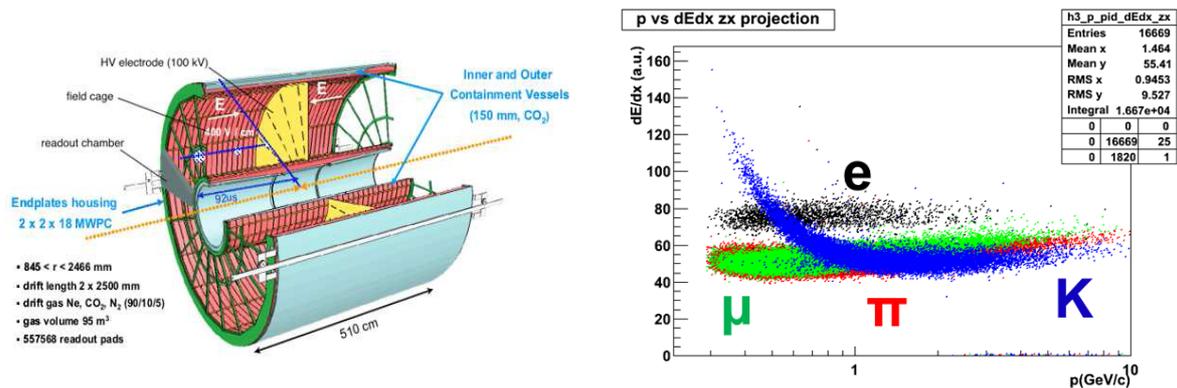


図 2.2.5 (左図)TPC の概略図 [22] と (右図)TPC で荷電粒子飛跡の dEdx vs p の結果。これを基に粒子識別が行える。

### Transition Radiation Detector(TRD)

TRD の主な目的は 1GeV を超える運動量領域において、高い効率で荷電パイ中間子から電子を選別することである。同時に ITS、TPC から続けて飛跡を検出する事と高い運動量の荷電粒子のシグナルでトリガーを作ることである。TRD は遷移放射に基づいて作られており、遷移放射とは誘電率の異なる物質の境界を高エネルギーの荷電粒子が通過するときに放射されるわずかな電磁波の事である。遷移放射は各粒子ごとのローレンツ因子  $\gamma$  に強く依存し、特に電子の場合運動量が  $1 < p < 100 \text{ GeV}/c$  の時のみ放射される。遷移放射は軟 X 線領域の波長の光をおよそ  $1/\gamma$  の角度に放つことが知られており、運動量に関わるベクトルの情報を取り出すことができる。

TRD は TPC をさらに囲む形に、擬ラピディティが  $|\eta| < 0.84$  で半径方向には 2.9m ~ 3.68m、ビーム軸方向には 7m の範囲を覆っている。ただし、最終的には方位角に  $2\pi$  で実装される予定であるが、現在段階的に製作・実装されている。2010 年の段階では、7 個のモジュールが実装されており、2010 年 12 月から 2011 年 1 月の間のシャットダウンの間に 3 個追加され現在 10 個のモジュールが実装されている。

### Time Of Flight(TOF)

TOF は TRD のさらに外側、擬ラピディティが  $|\eta| < 0.9$ 、半径方向には 3.7m と 3.99m の間に位置し、方位角には  $2\pi$  で覆われている。 $\phi$  方向には 18 のセクター、 $z$  方向には 5 個のセグメントがあり、合計 90 個の Multi-gap Resistive Plate Chambers(MRPC) のモジュールが 2009 年の最初の衝突時から実装されている。MRPC の内部には、 $C_2H_2F_4/C_4H_{10}/SF_6(90/5/5)$  の混合ガスが満たされており、読み出し回路なども含め、平均 25 ~ 30% の放射長となっている。TOF は T0 検出器が測定した衝突の時から TOF に粒子が到達するまでの時間を数十 ps という極めて高い時間分解能で測定する事ができ、中間の運動量領域で荷電粒子識別に適している。ただしハドロンの識別に用いる事ができる TOF の結果は、あくまで時間 (t) でありその粒子の質量ではない。そのため、粒子の識別を行うにはまず ITS-TPC で飛跡を再構成し、それを TOF まで伝搬させ

る。一方測定された運動量 ( $p$ ) から飛跡の飛行距離 ( $l$ ) を計算する。衝突の時を合わせて、飛跡の速度を決めることができ、以下の計算からその飛跡の荷電粒子の質量を計算することができる。

### 2.2.2 光子検出器

#### PHOton Spectrometer(PHOS)

PHOS 検出器は、衝突点から 4.6m 離れた ALICE 検出器の底に位置し、1 つのモジュールが方位角でおよそ  $20^\circ$ 、擬ラピディティには  $|\eta| < 0.12$  の範囲を覆っている。入射エネルギー吸収部として鉛タンゲステン酸単結晶 (PWO) と読み出し部のアバランシェフォトダイオードをセットで 1 素子を構成している。さらなる詳細は次の章で説明する。

#### ElectroMagnetic Calorimeter(EMCAL)

EMCAL は PHOS とは衝突点を中心に対称の位置に設置されている。一つのモジュールが方位角で  $20^\circ$ 、擬ラピディティには  $|\eta| < 0.7$  の範囲を覆っている。2011 年の時には 5 モジュールが実装されており、 $100^\circ$  を覆っている。結晶には鉛シンチレータ (PbSc) が用いられており、1.44mm の Pb と 1.76 の Sc が層状のサンドウィッチ型サンプリングカロリメータとなっている。EMCAL の最大の目的は、内側の荷電粒子測定器と組み合わせてジェットのエネギーを再構成し、高エネルギーパートンのエネルギー損失 (ジェットクエンチ) を研究することである。

### 2.2.3 前方粒子検出器

擬ラピディティの高い前方領域の物理も RHIC の時代から注目を集めており、PHOBOS や BRAHMS は前方領域での粒子多重度やフロー、横運動量分布などの測定に成功している。ALICE でもそれらの成功を心に留め、いくつかの検出器が設置された。また各衝突のトリガーや、衝突中心度や反応平面といった事象毎を特徴付ける情報を提供する役割も担っている。

#### V0 検出器

陽子陽子衝突や鉛鉛衝突問わずに、メインのトリガーとして用いられる検出器である。2 枚の円盤状のシンチレータと光電子増倍管から構成される検出器で、2 枚のシンチレータはそれぞれ V0A、V0C と呼ぶ。V0A は擬ラピディティには  $2.8 < \eta < 5.1$  で衝突点から 3.4m 離れた位置を覆っており、V0C は  $-3.7 < \eta < -1.7$  で衝突点から 0.9m の位置を覆っている。

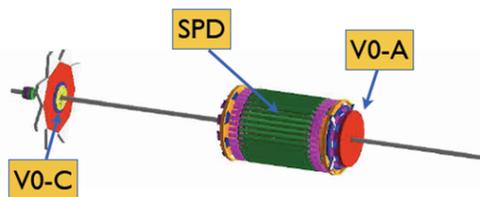


図 2.2.6 V0 検出器 [22]

### T0 検出器

T0 検出器は 12 個のチェレンコフカウンターと光電子増倍管から構成されて両サイドに存在し、それぞれは T0A と T0C と呼ぶ。T0A は擬ラピディティには  $4.61 < \eta < 4.92$  に位置し、T0C は  $-3.28 < \eta < -2.97$  の位置にある。幾つかの目的のために設置されているが、メインはビームが衝突のタイミング及び衝突点を決定することである。その時間分解能は 50ps、位置分解能は  $\pm 1.5\text{cm}$  という高精度で、TOF などの測定精度の向上にも役立っている。その時間の計算には以下の式が用いられている。

$$t_{T0} = (t_{T0A} + t_{T0C})/2 + t_{delay} \quad (2.2.1)$$

この時の  $t_{delay}$  はアナログタイマー上の固定されたオフセットを表している。また陽子陽子衝突における高粒子多重度トリガーにも用いられている。

### 2.2.4 オンラインシステム (トリガー系)

ALICE 実験では四つのオンラインシステムがあり、検出器群をコントロールし、データ収集のタイミング・選別を行いデータを読み上げている。それぞれは、Trigger system, Detector-Control-System(DCS), High-Level-Trigger(HLT), DataAcquisition(DAQ) と呼ばれている。この Trigger system はハードウェアで行われるトリガーに関係し、HLT は主にソフトウェアでのトリガーに関係している。さらに Experiment-Control-System(ECS) がこの四つのオンラインシステムを取りまとめて操作しているが、その中核には Central-Trigger-Processor(CTP) が存在している。

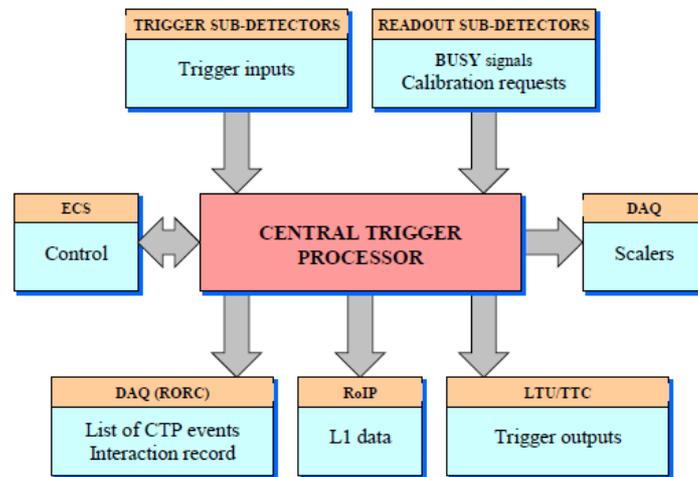


図 2.2.7 ALICE トリガー系略図 [7]

ここでは本研究にも大きく関わる Trigger system について簡単に概要を紹介する。

### トリガー系 (Trigger System)

まずトリガー系では、多種多様に異なる物理的特徴を持った事象を選別することを目的としている。そして、物理の要求や DAQ のバンド幅に合わせた制限に適應するようにスケールダウンを行う。つまり興味深い

物理事象を選択して全体のデータ収集レートを下げていく。

ここでの言葉の使い方として、トリガー検出器とはトリガーの決定に参加する検出器全般であり、読み出し検出器とは物理データの読み出しに参加する検出器群を指す。例えば、PHOS がトリガー検出器としての役割を担いつつ、読み出し検出器でもあり続けたりする。

トリガー系は、いくつかのトリガー検出器からトリガーシグナルを受け取り、選別を行い、最終的なトリガーの決定を読み出し検出器に送る。その選別グループは、測定している衝突系 (陽子陽子もしくは鉛鉛か) に依存し、物理的観測対象によってトリガークラスが選ばれる。

また読み出し検出器は個々にデータが収集されるわけではなく、“クラスター”とよばれるグループで読み出しが行われる。クラスターは各ラン毎に目的に合わせて選択 (プログラム) することができる。また異なる検出器はそれぞれ独自の dead-time(readout time:読み出し時間) をもっており、クラスターの dead-time はそのグループの中で最も遅い検出器によって制限されている。クラスターのコンセプトは極端に遅い検出器によって極端な制限がかからないように考慮されている。また複数のクラスターが同時にトリガー系で操作されることができ、常に 2・3 のクラスターで物理データ収集が行われている。

トリガーは、そのトリガーの特徴・トリガー検出器に求められている制限・読み出し検出器の条件のために、大きく 3 つのレベルで分けることができる。幾つかの読み出し検出器において、FEE は非常に速いシグナルを必要とするために、衝突点で相互作用が起きた後  $1.2\mu\text{s}$  で Level-0 トリガーが提供されるなくてはならない。しかし  $1.2\mu\text{s}$  は非常に速いため、いくつかの検出器では実現することができない。そのためより長い時間を必要とするトリガー検出器のために Level-1 トリガーが定義される。またその分、各事象毎の特性を踏まえた情報を持たせることができる。

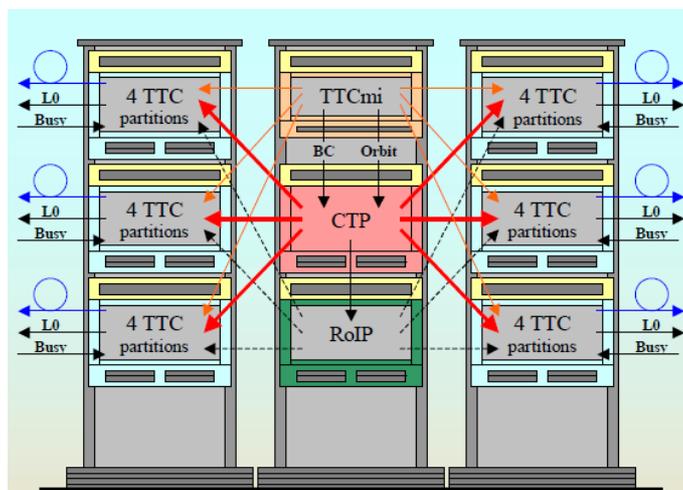


図 2.2.8 ALICE トリガー系のレイアウト [14]

ALICE 実験のトリガー系は、二つの独立な要素で構成されている：Central-Trigger-Processor(CTP) と、LTU や TTC というシステムを含めた Trigger Distribution Network である。(後者は詳細すぎるため今回は割愛する。)CTP がトリガー系の中核であり、全てのトリガー検出器からのシグナルが Trigger Distribution Network を伝って CTP に集められる。CTP では L0 トリガーを処理するのに  $400\text{ns}$  を必要として、その後読み出し検出器にシグナルが分配されている。その時のシグナルが Level-2 トリガーである。L2 トリガーには CTP での選択した決定情報が乗っており、“accept(L2a)”と“reject(L2r)”、また決定の直

前の状態”before(L2b)”という 3 種類が存在し、それぞれデータ収集の際には常に計数されている。このために各トリガー検出器が CTP に L0 トリガーを到達させるのは 800ns となっている。ちなみに L1 トリガーは  $6.1\mu s$  の内に到達することが必要である。図 2.2.8 はトリガー系の CTP 周りのレイアウトである。

またビジーシグナルは、各検出器群からトリガー系への重要なフィードバックである。それは読み出し検出器の FEE が飽和している事を示し、それ以上のデータが受け入れられないことを表す。LTU がビジーシグナルを抽出し、各検出器群の FEE へトリガーが送られることを阻止している。

## 2.3 オフライン解析フレームワーク

ALICE のオフラインフレームワークでは、シミュレーション、データ再構成、解析の全てを処理できるように設計されている。それらは”AliRoot”と呼ばれるフレームワークでまとめられている。また”GRID”と呼ばれるコンピューティングフレームワークで大容量の計算を高速に並列処理している。

### 2.3.1 AliRoot

AliRoot はオブジェクト指向・C++ 言語に基づき、CERN が開発・展開している”ROOT”というフレームワークをベースにしている。そしてあらゆるタスクのためのクラスを独自に構成している。シミュレーションとデータ再構成の流れは図 2.3.1 に示す。重要なことはシミュレーションの出力は、DAQ から送られるデータと同じ形式となっている点である。そのため、シミュレーションは実際の環境を再現することに最も適したテストとなりうる。

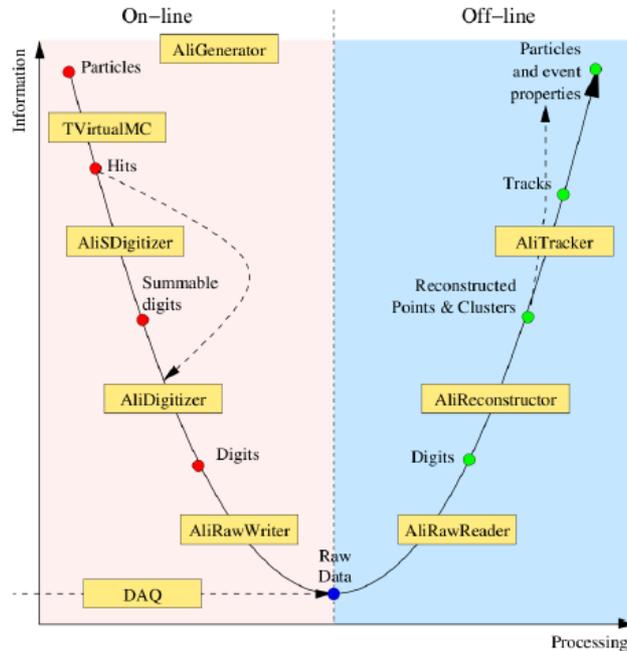


図 2.3.1 AliRoot シミュレーションのデータの流れ [12]。左上の Generator で粒子を再現し、検出器の応答をシミュレーションの中でも再現し、実データの Raw Data と同じものを生成する。その後は実データと同様に解析を行う。

シミュレーションでは高エネルギー衝突で生成する粒子を再現するイベントジェネレータと、再現した粒子を測定する検出器とその反応を再現する検出器シミュレータを組み合わせる事となる。本研究ではイベントジェネレータとして PYTHIA、検出器シミュレータとしては GEANT3 を用いている。

データ再構成とは、収集されたデータから物理解析に必要な情報を抽出し、各事象を整理してまとめられた形で出力することである。その時にトラッキングやクラスタリング、衝突点などの計算も行われる。その時のデータ形式を Event-Summary-Data(ESD) と呼ぶ。また ESD からさらに要約され、縮小された形式として Analysis-Object-Data も AliRoot には存在する。本研究の中で用いたこともあるが、本論文で載せられる結果は全て ESD から導出したものとなっている。

### 2.3.2 PYTHIA

高エネルギー原子核衝突は、ハドロンとハドロンの衝突ではなく、ハドロンを構成するパートンとパートンの相互作用であるとみなせる。パートンの相互作用を記述する理論が QCD であり、PYTHIA はその計算を基に作られたイベントジェネレータである。現象論的モデルが組み込まれており、これまでの衝突実験の結果を説明できるように調整されてきた。

またシミュレーションにおけるミニマムバイアスイベントとは、陽子陽子衝突における Non-single diffractive イベント (NSD) の事を示す。Diffractive イベントとは陽子が衝突によって高い質量の粒子に励起されるイベントの事で、片側の入射粒子が励起されるイベントを Single diffractive、両方の入射粒子が励起されるイベントを Double diffractive という。Diffractive イベントでは、初期のビーム粒子に近い方向に粒子が生成されるために、実験においてミニマムバイアストリガーとして見なされないことが多い。そこで、全ての散乱 ( $\sigma_{tot}$ ) から弾性散乱 ( $\sigma_{elas}$ ) と Single diffractive イベント ( $\sigma_{sd}$ ) を除いたイベントである Non-single diffractive ( $\sigma_{nsd}$ ) をミニマムバイアストリガーとしている。つまり、ミニマムバイアスイベントの散乱断面積は、

$$\sigma_{nsd} = \sigma_{tot} - \sigma_{elas} - \sigma_{sd} \quad (2.3.1)$$

とされている。

## 第 3 章 PHOton Spectrometer

ここでは本研究の中心となる PHOS 検出器の詳細について説明していく。

### 3.1 測定原理

PHOS の主な測定対象は衝突で生成される高エネルギーの光子である。しかし光子以外にも他の中性粒子や荷電粒子の検出も可能である。特に電子は、そのエネルギーを光子同様に測定することができる。そこでまず PHOS の測定原理について解説する。

まず光子測定において、光子と結晶 (物質) との相互作用を利用している。高エネルギー (MeV ~ GeV 領域) の光子の場合、主な反応としては、原子核や軌道電子のクーロン場による電子・陽電子の対生成となる。また高エネルギーの電子・陽電子の主な反応は原子核のクーロン場による制動放射で光子を放出する反応過程である。そのため、光子は電子陽電子対を生成し、電子・陽電子は光子を生成し、と反応が繰り返されてそれぞれの数はネズミ算式に大量になっていく。この過程は電子・陽電子のエネルギーがあるエネルギー閾値 (臨界エネルギー  $E_c$ ) を下回り、制動放射が主な反応でなくなるまで繰り返されていく。この現象を電磁シャワーと呼ぶ。

そして大量に生成された電子・陽電子が引き起こすシンチレーション光を観測することで、入射光子のエネルギーを測定することができる。電子が入射した場合も同様の現象を通して測定できるが、電子による電磁シャワーは光子による電磁シャワーよりも浅い位置で形成され、光子と比べると深さ方向に違いが現れる。

ちなみに物質にはそれぞれ固有の放射長  $X_0$  という値を持ち、これは入射荷電粒子のエネルギーが  $1/e$  になるまでの長さを表している。また光子の場合はエネルギーが次第に失われていくのではなく、一回の反応によって消滅し、電子や陽電子に転換している。そのため光子強度 (エネルギー  $\times$  数) が電子のそれに対応し、 $1/e$  になるまでの長さを変換長  $X_p$  と呼ぶ。それぞれの対応関係は以下の式で表せる。

$$X_p = \frac{9}{7} X_0 \quad (3.1.1)$$

この放射長を単位とすると、エネルギーの吸収率やシャワーの広がり物質によらない関数で表せる。そのためその物質の与える影響の大きさは、この放射長を単位とすることで比較が行いやすくなる。

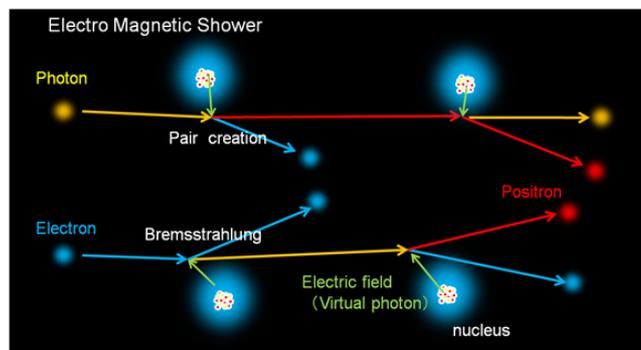


図 3.1.1 電磁シャワー原理図 [20]

### 3.2 検出素子

PHOS の検出素子は鉛タングステン酸単結晶 ( $PbWO_4$ ) とアバランシェフォトダイオード (APD) のセットで構成されている。入射した光子が PWO で電磁シャワーを起こし、そこからの蛍光を見る。PWO 結晶のサイズは  $2.2 \times 2.2 \times 18cm^3$  で、この大きさはモリエール半径から決められている。また PWO は冷却によって発光量が増加するという特殊な性質を持ち、回路ノイズも低減できることから、 $-25$  という温度で安定的に稼働させている。

密度	$8.28g/cm^3$
放射長 $X_0$	0.89cm
モリエール半径 R	2.0cm
減衰時間 (fast/slow)	10/30 ns

表 3.2.1 PWO 結晶の性質 [16]

APD は PWO 結晶の蛍光を捉え、増幅して電気信号として読み出し回路に送り出している。電圧 (HV) を印加することによって増幅機能を持たせている。およそ  $10^2$  程度の増幅率を持ち、通常の写真ダイオードよりも微弱な光の検出に適している。また APD の特性として磁場中でも正確な読み出しができ、高い量子効率 ( $\approx 85\%$ ) を持っている。そのため、PHOS 検出器の高エネルギー分解能を実現している。

また APD からの信号の読み出しには Charge Sensitive Pre-Amplifier (CSP) が用いられている。CSP は APD での電荷量を電圧値に変換して、ステップ信号として出力している。

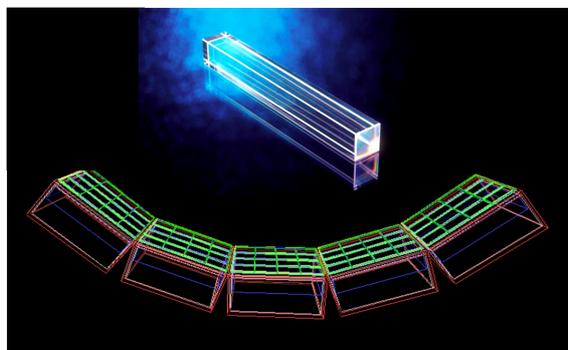


図 3.2.1 PWO 結晶と PHOS [16]

#### エネルギー分解能

カロリメータのエネルギー分解能は以下の式でパラメータ化することができる。

$$\frac{\delta E}{E} = \sqrt{\frac{a^2}{E} + \frac{b^2}{E^2} + c^2} \quad (3.2.1)$$

a は統計項、b は読み出しノイズに依存する項、c は定数項であり、これらは経験的にテストなどを通して決めることができる。ビームテストの結果は、 $a=0.023$ 、 $b=0.031$ 、 $c=0.011$  となっている。その結果は図 3.2.2

である。

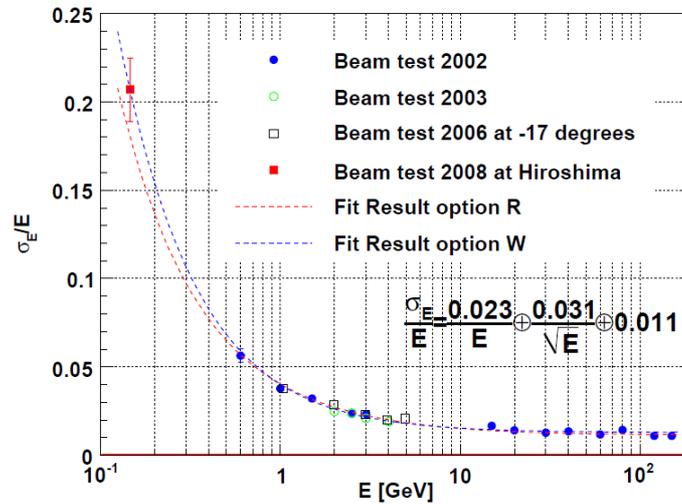


図 3.2.2 各エネルギー領域でのエネルギー分解能。

### 位置分解能

また位置分解能は以下の式で表せる。

$$\sigma_{x,z} = \sqrt{A_{x,z}^2 + \frac{b_{x,z}^2}{E}} \quad (3.2.2)$$

PHOS 上での入射位置は再構成されたクラスターの重心位置の計算から求められる。しかし入射角が有限の時その大きさに依存して位置分解能は変化している。テストビームの結果は以下の表 3.2.2 の通りとなっている。

$\alpha$	$A_x(cm)$	$B_x(cmGeV^{1/2})$
0°	0.032	0.264
3°	0.070	0.231
6°	0.147	0.170
9°	0.198	0.155
all angles	0.070	0.229

表 3.2.2 PHOS 検出器位置分解能

### 3.3 読み出し回路 : Front End Electronics(FEE)

PHOS の読み出しは Front End Card(FEC) と呼ばれる回路を用いて行われ、一つの FEC は  $2 \times 16$  の PWO 結晶からのシグナルを処理する。PHOS はその物理目標から低エネルギーから高エネルギーまでの広いダイナミックレンジを要求されている。そのため FEE にも高い水準の要求が課せられている。広いダイナ

ミックレンジの実現のために、エネルギー感応システムを 2 つに分割し、それぞれ High gain と Low gain の回路となっている。High gain は 5MeV から 5GeV、Low gain は 80MeV から 80GeV のエネルギー領域をカバーしている。

CSP からの出力は均等に同時にこの 2 つへと送られ、波形整形回路 (shaper) によってその信号情報を引き出しやすく、正規分布に近い波形に整形する。その後 ADC によって入力信号をサンプリング計測をさせてアナログ信号が記録される。その後 RCU を通してデータが集められ格納される。これが PHOS でのデータ読み出しの流れである。これらは FEC 上の ALTRO と呼ばれる回路で行われる。

一方 CSP から出力はさらにもう一つ全くの別経路があり、それは FEC 上の Analog-OR と呼ばれる回路を経由して、TRU へ送られる。この経路は PHOS でのトリガーを作るためのものである。ここまでの読み出し回路をまとめて図 3.3.1 に示す。

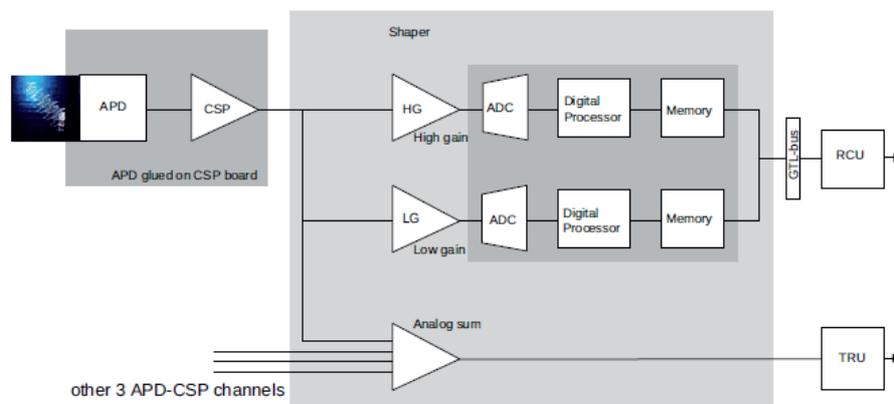


図 3.3.1 PHOS 検出器のデータ読み出しの流れ。PWO での蛍光を APD で検出し、CSP で波形をデジタル信号に変えられた後は、3 つの系統に同時に分岐して送られる。

### 3.4 PHOS トリガー

PHOS で作られるトリガーは 2 種類あり、L0 トリガーと L1 トリガーである。それぞれは CTP の要求する 800ns と 6.1ns でトリガーシグナルを生成する必要がある。ここではそのための回路とそのシグナルを作る流れ、そしてその選別アルゴリズムについて紹介する。

#### 3.4.1 PHOS トリガー回路

##### Analog-OR

まず CSP で各チャンネルごとの信号は、FEC へ送られる。その時トリガー用のシグナルを FEC 上でまとめるのが Analog-OR である。この時に四つの CSP チャンネルからのシグナルは足しあわされて、およそ 100ns の幅のシグナル (Analog-or signal) となる。

##### Trigger Region Unit (TRU)

TRU は PHOS トリガーの選別を行う中核的な回路である。中にはいくつかのファームウェアの複合で形成されており、それらは Field Programmable Gate Array (FPGA) と呼ばれる集積回路にまとめられている。

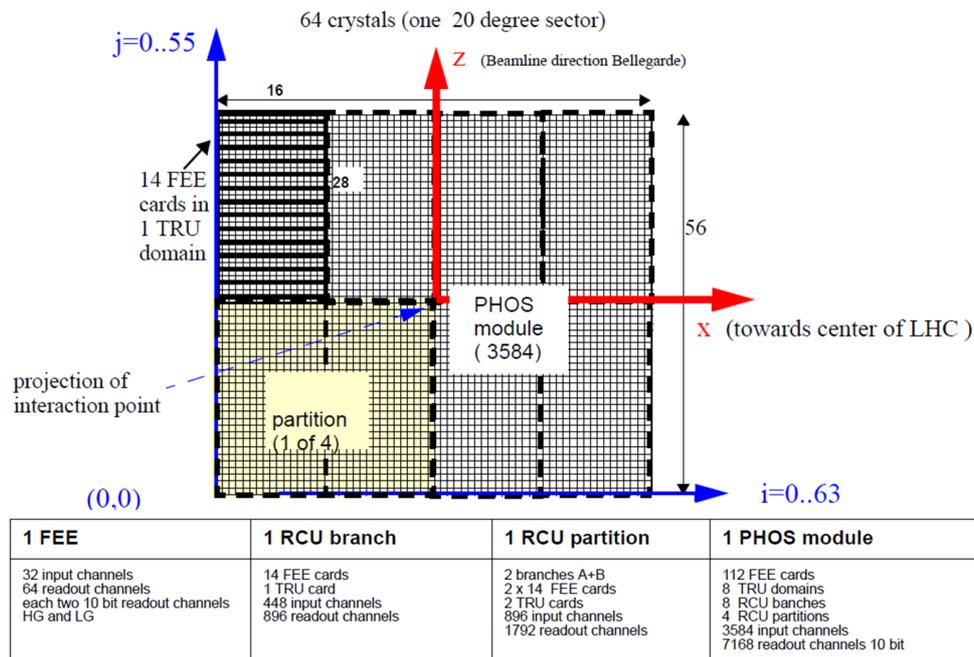


図 3.3.2 PHOS 検出器の 1 モジュールの幾何学体系と内部名称

1 つの TRU は 14 個の FEC から情報 (1 つの FEC あたり 8 Analog-or signals) を受け取り、合計 112 個の Analog-or signals (16 × 28 CSP channels 分) が送られてくる。送られてきた情報から FPGA に実装されたトリガーアルゴリズムに則って、L0 トリガーや L1 トリガーを選別する。

### Trigger OR(TOR)

TOR card には 1 モジュールあたり 8 個の TRU、3 モジュールで合計 24 個の TRU からのトリガー信号が送られてくる。TOR では 24 チャンネルの論理和 (OR) を取り、一つのチャンネル (一つの TRU) でもトリガーを鳴らしているかを確認する、PHOS トリガーの取りまとめの役割を担っている。

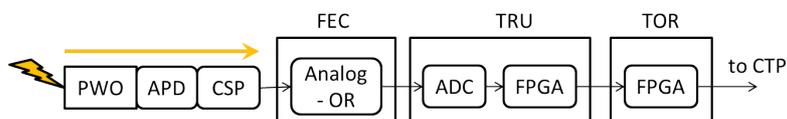


図 3.4.1 PHOS に関するトリガー回路の略図

以上のようなトリガー回路によって PHOS トリガーは生成される。PHOS トリガーに関するトリガーの回路を図 に示す。生成されたトリガーは CTP に送られ、各衝突事象のトリガーが決定される。決定されたトリガーは LTU を通して読み出し検出器に送られデータ収集が始まる。

また CTP へ送られるまでの経路で必要とする所要時間は表 3.4.1 の通りである。これにアナログ信号の読み出しの時間 325ns (20MHz sampling の場合) も考慮しなくてはならないため、800-375-325=100ns がトリガーアルゴリズムに割ける時間である。

path	Evaluated delay(ns)
TOF scintillation, APD and CSP	55.0
Analog-sum in FEE	80.0
ADC Aperture delay	4.0
Cable delay between TRU and TOR	10.0
TOR FPGA output delay	10.0
Cable delay between TOR and CTP	176.0
Total non-reducible delay	375

表 3.4.1 PWO で光子感応後 CTP に送られるまでの所要時間

### 3.4.2 トリガー選別アルゴリズム

TRU の FPGA は”Direct Comparison”というアルゴリズムに従いイベントを選別する。なお本来デザインされたものと違うが、ハードの事情により実装されたのは以下のものとなった。

**step1 sampling** 一つの TRU には 112 の Analog-or signal が送られてくる。それぞれのシグナルはまず 12bit ADC でデジタル化される。その時の ADC サンプリングレートは 20Msps と 40Msps で調節できるが、本研究のデータは全て 20Msps で収集された。

**step2 deserialization** FPGA で初めに連続なデータから並列なデータへと変換される。

**step3 pedestal subtraction** ADC では  $\pm 1V$  のノイズ (ペダスタル) が含まれる。デザインでは全ての入力信号は正のため、各チャンネルごとに定められたペダスタルの平均値を取り除いている。

**step4 L0 decision** 112 個の Analog-or signal の内、一つでも閾値を超えていないかを確認する。その論理和 (OR) を取って、L0 トリガーを生成する。

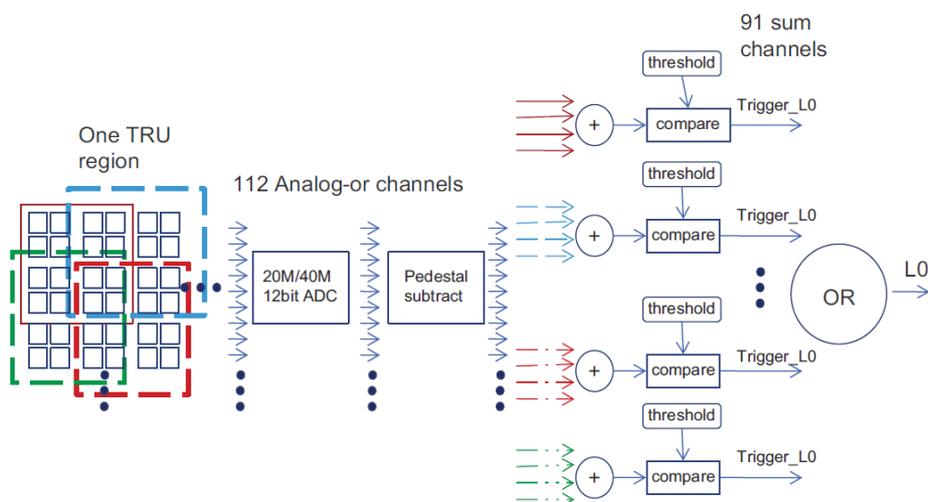


図 3.4.2 PHOS トリガーの選別アルゴリズムの概念図。

## 第 4 章 中性中間子の測定手法・効率・補正係数

この章では、本研究で用いた中性中間子の測定手法について説明する。同時に、この手法での各中間子毎の測定効率について考察し、シミュレーションを用いて補正係数を導出した。

### 4.1 不変質量の計算

素粒子実験において、イベント毎にその粒子を一つ一つ識別することが困難なことがしばしばある。中性中間子も衝突で生成された後、わずかの時間で自然と崩壊してしまうため、直接その存在を観測することは不可能となる。そこでよく行われるのが崩壊後の粒子を用いて不変質量を再構成し、崩壊前の親粒子の数を求めるという統計的な手法である。

本研究でも、中性中間子  $\pi^0, \eta(\omega)$  から崩壊してできる 2 つ ( 3 つ ) の光子から不変質量分布を再構成し、ピークを抽出してその収量を測定する。例えば、二体崩壊の場合の不変質量の一般的な定義式は以下のとおりである。

$$M_{12} = \sqrt{E_1^2 + E_2^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2} = \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1 E_2 - \vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2)} \quad (4.1.1)$$

この時、 $\vec{p}_1, E_1, m_1$  や  $\vec{p}_2, E_2, m_2$  は、それぞれの崩壊後の粒子の 4 元運動量、エネルギー、そして静止質量である。この物理量はローレンツ不変量であるため、実験室系において観測を行うことが可能である。

また、次に  $\pi^0(\eta)$  が 2 つの光子に崩壊する事象を考えてみる。光子の静止質量はゼロのため  $E = p$  となり、上の式 4.1.1 は次のように簡易化することが可能となる。

$$M_{\pi^0} = \sqrt{2E_1 E_2 (1 - \cos \theta_{12})} \quad (4.1.2)$$

この時、 $\theta_{12}$  は崩壊後の 2 つの光子の開き角である。電磁カロリメータである PHOS 検出器で直接測定することができるのは、それぞれのエネルギーと飛んできた位置だけである。ただし  $\pi^0$  や  $\eta$  の寿命は非常に短いこともあり、衝突点で生成された粒子は瞬く間に崩壊する。そのため開き角の頂点を衝突点とすることで以下のように計算することができる。

$$\cos \theta = \frac{\vec{r}_1 \cdot \vec{r}_2}{|\vec{r}_1| |\vec{r}_2|} \quad (4.1.3)$$

### 4.2 中性中間子測定法

本研究では、( 4.1.2 ) の不変質量の計算を行い、各中性中間子の質量の位置に形成されたピークから粒子同定を行いその数を測定する。

実際のシグナルから直接数を抽出する方法として、ピークに対して数学的フィッティングを行い、その結果から数を計算するという方法を用いた。中性中間子の不変質量ピークを正規分布で、無相関な組み合わせなどによる背景分布 (バックグラウンド) を 4 次関数で表現し、フィッティングに使用した式は

$$f(m) = A \cdot e^{-\frac{(m-M)^2}{2\sigma}} + a_0 + a_1 m + a_2 m^2 + a_3 m^3 + a_4 m^4 \quad (4.2.1)$$

である。ここでの A はピークの高さ、M はピークの中心値、 $\sigma$  はピークの幅を表す。ここから中性中間子の

数は以下のような正規分布の積分で表すことができる。

$$N = \frac{A \cdot \sigma \cdot \sqrt{2\pi}}{\delta m} \quad (4.2.2)$$

さらに収量の誤差として、上式の誤差の伝搬を考慮すると、

$$dN = N \cdot \sqrt{\left(\frac{dA}{A}\right)^2 + \left(\frac{d\sigma}{\sigma}\right)^2}, \quad (4.2.3)$$

となる。この値を統計誤差として扱っていく。

また光子対崩壊過程を用いた中性中間子測定では、目的の中間子からの光子対で不変質量を組まなければ、シグナルを抽出することができない。背景分布を作る要因として、例えば衝突によって生成されたハドロンなどから崩壊してできた電子や陽電子、ミュオンなどの荷電粒子、また電気回路のシグナルをたまたま見間違えてできるノイズ、そしてたとえ光子であっても無相関な光子対、これらは全て不変質量分布に背景分布を作りうる。これらを極力さけるために、ここから述べる様々な工夫を施して解析した。

クラスタのシャワー形状 (SS カット) 粒子と物質の相互作用は、粒子の種類によって決定的に違っている。荷電粒子 (例えばミュオンや荷電パイ中間子) の場合は、物質を構成する原子あるいは分子中の電子との非弾性衝突 (電磁相互作用) や原子核との弾性衝突が主であり、電子・陽電子であれば制動放射によるエネルギー損失が大きくなっている。光子と物質との相互作用で高エネルギー原子核衝突実験に関わるのは、対生成とそれがきっかけとなる電磁シャワーである。対生成とは物質との相互作用で光子が電子陽電子対に転換される反応である。そして生成された電子/陽電子が十分なエネルギーを持っていた場合、また制動放射して光子を放出する、というのを繰り返してエネルギーを放出していく事を電磁シャワーという。

このように相互作用が異なれば、当然 PHOS での粒子に対する応答も違ってくる。そこで光子の作る典型的なクラスタのシャワー形状を用いて、それ以外と選別することができると期待できる。典型的にどのような形になるのか、というのはシミュレーション等で研究されている。(現実の光子クラスタの形は、シミュレーションとは違ってくるので、より正確には実際のデータから形を調べるとい事がなされている。)

本研究では、光子のシャワー形状を楕円形に見立て、その楕円形の軸に座標変換したような変数を以下のように導入し、各クラスタごとにそれを評価する。

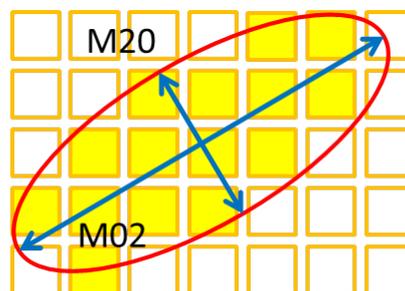


図 4.2.1 光子のシャワー形状。クラスタごとに軸を図のように取ることで、各クラスタの光子らしさを定量的に評価する。

$$l1 = M20(\text{短軸}), l2 = M02(\text{長軸}) \quad (4.2.4)$$

$$R2 = \frac{(l1 - l1Mean)^2}{(l1Sigma)^2} + \frac{(l2 - l2Mean)^2}{(l2Sigma)^2} - c \cdot \frac{(l1 - l1Mean)(l2 - l2Mean)}{(l1Sigma)(l2Sigma)} \quad (4.2.5)$$

R2 という変数が (2.5)<sup>2</sup> より小さい時、それは光子起源のクラスターだと識別することにした。また R2 を導出するためのパラメーターは、そのクラスターのエネルギーに依存して最適化されており、以下の関数を用いている。なお、この光子識別パラメーターは ALICE 実験共同実験者の D.Peressounko の功績である。また彼の行った手法は、広島大クォーク研平成 23 年度修士生の尾林秀幸氏によって再現され、異なる衝突エネルギー毎に最適値を導いている。その手法は尾林氏の修士論文??を参照して頂きたい。ここでは、その関数形を紹介するだけにとどめたい。

$$l1Mean = 1.123 + 0.123 * TMath :: Exp(-pt * 0.246) + 5.300 \cdot 10^{-3} * pt \quad (4.2.6)$$

$$l2Mean = 1.531 + 9.508 \cdot 10^6 / (1. + 1.087 \cdot 10^7 * pt + 1.734 \cdot 10^6 * pt^2) \quad (4.2.7)$$

$$l1Sigma = 4.447 \cdot 10^{-4} + 6.998 \cdot 10^{-1} / (1. + 1.225 * pt + 6.786 \cdot 10^{-7} * pt^2) + 9.000 \cdot 10^{-3} * pt \quad (4.2.8)$$

$$l2Sigma = 6.482 \cdot 10^{-2} + 7.603 \cdot 10^{10} / (1. + 1.530 \cdot 10^{11} * pt + 5.012 \cdot 10^5 * pt^2) + 9.00 \cdot 10^{-3} * pt \quad (4.2.9)$$

$$c = -0.35 - 0.550 * TMath :: Exp(-0.391 * pt) \quad (4.2.10)$$

荷電粒子の除去 (CPV) ALICE 検出器の強みであり、PHOS の内側に位置する荷電粒子検出器をもちいる。まず荷電粒子の飛跡を測定し、そのまま L3 マグネットの磁場の影響を受けて曲がりながら、どこに飛んでいくかを計算し、PHOS を横切るようであればその荷電粒子の通過位置付近の PHOS 上のクラスターを無視する、という事を行っている。これによって、光子と同程度存在しうる荷電パイ中間子や電子、ミュオンといった粒子起源のクラスターの混在をゆるさなくできる。本研究は陽子陽子衝突で粒子多重度も非常に多いわけではなく、また PHOS も TPC も位置分解能に優れているため、荷電粒子の PHOS 表面での入射点から距離が 10cm 以内にあるクラスターを無視するという、条件掛けにした。

#### エネルギーアシンメトリー (Asymmetry カット)

ここで 2 つの崩壊光子のエネルギーの対称性を表す Energy Asymmetry: $\alpha$  という値を導入する。

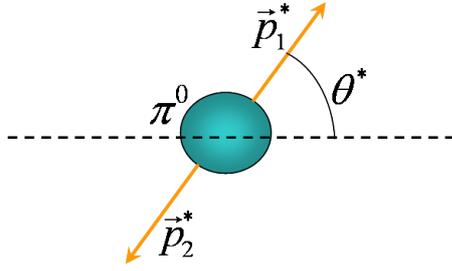
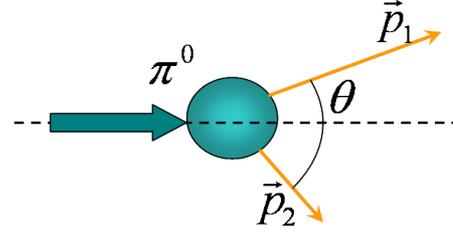
$$\alpha \equiv \frac{|E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2}|}{E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2}} \quad (4.2.11)$$

Energy Asymmetry は運動学的カットとして用いることができ、不変質量分布を組んだ時にシグナルの優位性を高めることができる。 $\pi^0$  が 2 つの光子に崩壊する場合、それぞれの光子の持つエネルギーは  $\pi^0$  の重心系 (Center of Mass, CM 系) で考える必要がある。

$\pi^0$  の CM 系では崩壊前の  $\pi^0$  は運動量が 0 に見える。すると、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 になるような座標系を選び、 $\theta^*$  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。

$$\begin{aligned} \vec{p}_1^* &= (E_1^*, p_{1x}^*, p_{1y}^*, p_{1z}^*) \\ &= (E_1^*, |p_1^*| \cos \theta^*, |p_1^*| \sin \theta^*, 0) \end{aligned} \quad (4.2.12)$$

$$\vec{p}_1^* = -\vec{p}_2^* \quad (4.2.13)$$


 図 4.2.2 CM 系での  $2\gamma$  崩壊

 図 4.2.3 LAB 系での  $2\gamma$  崩壊

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

$$\begin{pmatrix} E_1 \\ p_{1x} \\ p_{1y} \\ p_{1z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & \gamma\beta & 0 & 0 \\ \gamma\beta & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1^* \\ p_{1x}^* \\ p_{1y}^* \\ p_{1z}^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma(1 + \beta \cos \theta^*) \\ \gamma(\beta + \cos \theta^*) \\ \sin \theta^* \\ 0 \end{pmatrix} |P| \quad (4.2.14)$$

のように表すことができる。 $E_2$  についても同様である。

以上の式から Energy Asymmetry  $\alpha$  を以下のように導出できる。

$$E_1 = \gamma(1 + \beta \cos \theta^*) |P| \quad (4.2.15)$$

$$E_2 = \gamma(1 - \beta \cos \theta^*) |P| \quad (4.2.16)$$

$$\alpha = \frac{|E_1 - E_2|}{E_1 + E_2} = \frac{|2\gamma\beta \cos \theta^*|}{2\gamma} = |\beta \cos \theta^*| \quad (4.2.17)$$

例えば、測定した光子の中に電氣的ノイズによるクラスターが混ざっていた時、大きいエネルギーを持った光子と不変質量を組むと  $\pi^0$  の質量付近になることも起こりうる。しかしその様な組み合わせの場合、Energy Asymmetry は 1 に近い値を持つ。一方  $\pi^0$  の場合、Energy Asymmetry の値は、 $\theta^*$  に依存するため、0 ~ 1 のいずれの値も取りうる。ただし、低横運動量の  $\pi^0$  は非対称に崩壊すると開き角が大きくなり、PHOS のアクセプタンスの中に収まらなくなる。そのため測定されるクラスター対では対称的な方がコンスタントに多くなる。そのため、本研究では Energy Asymmetry が 0.8 以下の光子対は除外して、S/N を良くした。

その他の条件

ここまで、光子であるという条件や  $\pi^0$  からの光子対である、などの条件を設定してきたが、さらに気にすべき問題として、熱ノイズが挙げられる。これは PHOS が電磁カロリメータで、読み出しに APD を用いて増幅しそのシグナルを見ている限り、少なからず影響を受けることが考えられる。そのために、さらに以下の 2 つの条件を課している。

- クラスターのエネルギー  $E_{clus} > 300 \text{ MeV}$
- クラスターを形成している素子の数  $N_{cell} > 2$

この 2 つにより、 $\pi^0$  からの崩壊光子として十分なエネルギーを持っているという事、また偶然一つの素子がノイズを拾ってできたクラスターを除去できることが期待される。また荷電粒子の MIP も除去できる。

本研究では、明示しない限り全ての条件を中性中間子の解析には用いている。

### 4.3 測定効率

#### 4.3.1 アクセプタンス

アクセプタンスとは、検出器固有の幾何学的検出効率である。第 2 章で述べたように PHOS 検出器は方位角に  $2\pi$  を、擬ラピディティにもわずか  $|\eta| < 0.12$  の範囲しか覆っていない。光子対の不変質量を再構成して粒子を同定し測定する本研究では、中性中間子からの崩壊光子が全て PHOS 検出器で測定されることが必要である。片方の光子だけでも PHOS の外に飛んでしまうと、再構成することができなくなってしまう。そのため測定結果に対して、両方の光子が PHOS の中に入る確率で補正することが必要である。

また光子対の開き角が粒子の質量に依存するため、アクセプタンスもまた粒子毎に異なることが知られている。本研究では、AliRoot 中の AliGenBox というクラスを用いて、単  $\pi^0$  ( $\eta$ ・ $\omega$  中間子) シミュレーションを行い、それぞれの横運動量毎のアクセプタンスを求めた。

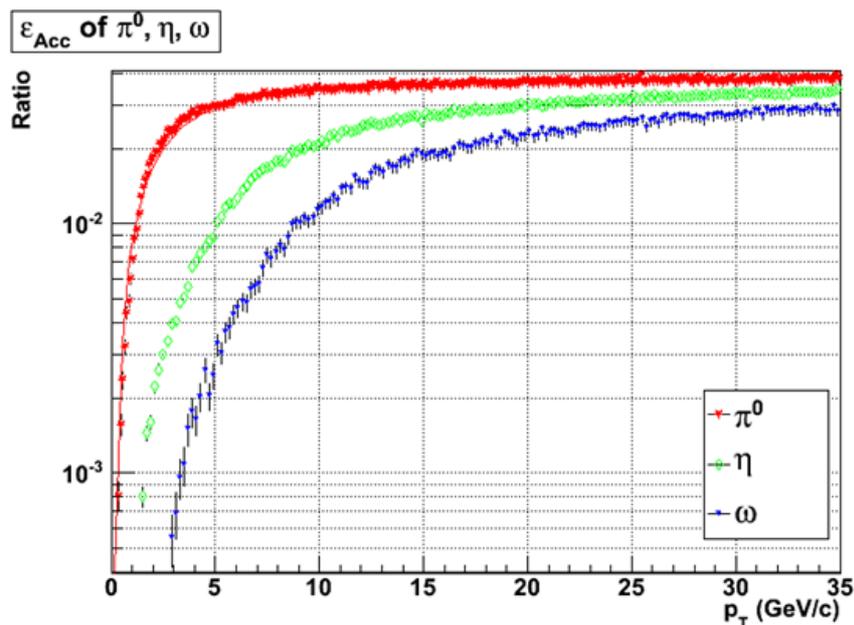


図 4.3.1 各中性中間子のアクセプタンス。(赤)、(緑)、(青) はそれぞれ  $\pi^0$ 、 $\eta$ 、 $\omega$  中間子の結果を示す。

#### 4.3.2 再構成効率 (マーキング効果)

再構成効率とは、不変質量を用いた再構成という手法そのものや、本研究の解析において固有に付加された様々な選別や条件掛けによって、真の中性中間子の数をどれだけ再現できるか、という値である。つまり、アクセプタンスの中に 2 つの光子が入ったとしても、本解析で設けた条件 (例えばクラスターのエネルギーの閾値など) を超えなければ再構成されないために、その数のずれを補正する必要がある。

また、 $\pi^0$  は高横運動量になった時に、他の粒子と比べて質量が小さいことから、開き角が狭くなりすぎて

しまい、2つの光子が1つのクラスターとしてマージしてしまう、という事が起こりうる。この効果について考察してみる。

中性中間子の質量を  $m$ 、運動量を  $p$  とした時、その中間子の重心系において、ローレンツブーストの方向に対して垂直に2つの光子が飛んで行ったとき、開き角は最小の値をとることが、相対論から計算で導くことができる。その時の最小開き角を  $\theta_{min}$  とすると、以下の式で表せる。

$$\tan\theta_{min} = \frac{m}{p} \quad (4.3.1)$$

さて、マージング効果が起こるのは2光子の間の距離が PHOS の1素子のサイズである 2.2cm を下回った時である。衝突点で崩壊して PHOS へ飛んでくる2つの光子の最小の距離は衝突点から PHOS までの距離 4.6m と最小開き角  $\theta_{min}$  を用いて以下の式で表すことができ、マージング効果が起こり始める運動量は、

$$l(cm) > 460(cm) \times \tan\left(\frac{m}{p}\right) \quad (4.3.2)$$

$$p < \frac{m}{\tan^{-1}(2.2/460)} = 28(GeV/c) \quad (4.3.3)$$

と計算から求める事ができる。その他の中間子では、 $\eta$  の場合は 114GeV/c で、 $\omega$  の場合はそれ以上のため考慮する必要はない。後程示す測定効率のプロットでは、高横運動量において明らかにこの効果が表れているため、その領域の測定の際は注意が必要である。

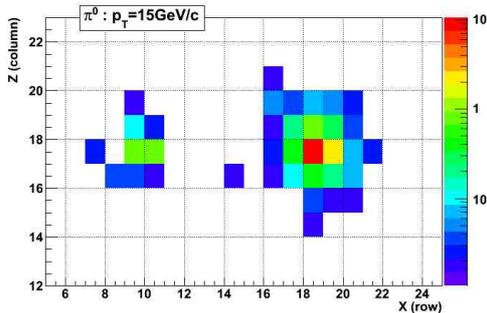


図 4.3.2  $p_T = 15 GeV/c$  の  $\pi^0$  の崩壊

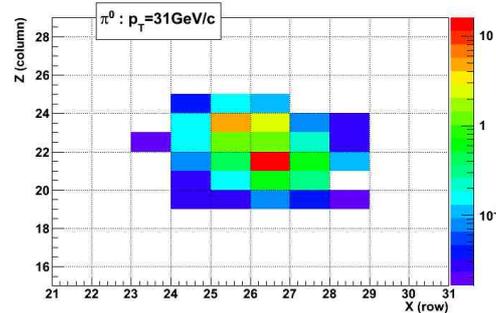


図 4.3.3  $p_T = 31 GeV/c$  の  $\pi^0$  の崩壊

### 4.3.3 コンバージョン効果

コンバージョン効果とは、 $\pi^0$  から崩壊した光子が PHOS よりも上流の検出器やビームパイプの物質と相互作用を起こしたときに、光子が対生成を起こし、電子と陽電子に変換される現象である。すると、PHOS 検出器では光子を測定することができなくなり、その光子の親粒子である  $\pi^0$  は再構成されなくなるため、測定収量が少なくなる。そこでコンバージョンが起こらずに2つの光子が PHOS まで到達し、不変質量から再構成された数から、コンバージョンを起こして見えなくなったものも含めた、全体で生成された数に換算する必要がある。

本来この効果は PHOS の上流に位置している物質に依存していることから、実際の実験環境での物質を調べ、できる事なら実データの中から見積もりたい。実際物質と MC 中の物質が違っていた場合、補正は大きく変わる可能性があるからである。この事は本研究の初期（修士課程1年の前期）の時期に言及した。本論文でも第5章を使ってその研究内容・結果を説明する。

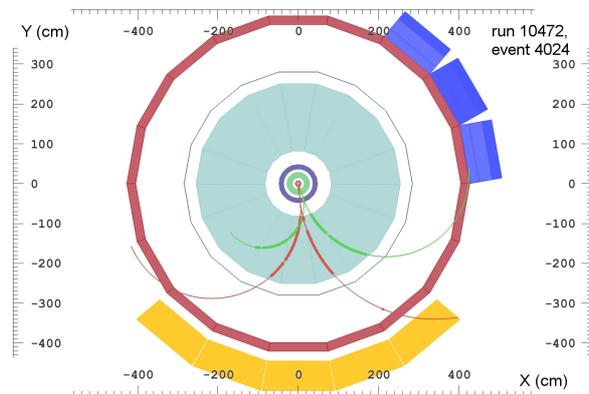


図 4.3.4 ALICE 実験陽子陽子衝突におけるコンバージョンの例 [1]

#### 4.3.4 デッドマップによる効果

デッドマップとは、PHOS のモジュールとして実装されているものの、ハードウェアのトラブルなどにより、本来の性能が発揮されていなかったり、稼働していない素子を表したものである。稼働しておらずデータ収集がされない領域に光子が飛んだ場合、当然その光子の親粒子は再構成することができなくなっている。またモジュールの内側の素子が稼働していないと、2つの光子の開き角にも制限を与え、測定できる  $\pi^0$  の数に制限がかけられてしまう事が考えられる。そういったハードウェア起源で、データを収集する前から既知のずれを補正することは可能であり、必要不可欠である。図 4.3.5 は各モジュールの 2011 年 8 月時点での状態を説明した絵である。

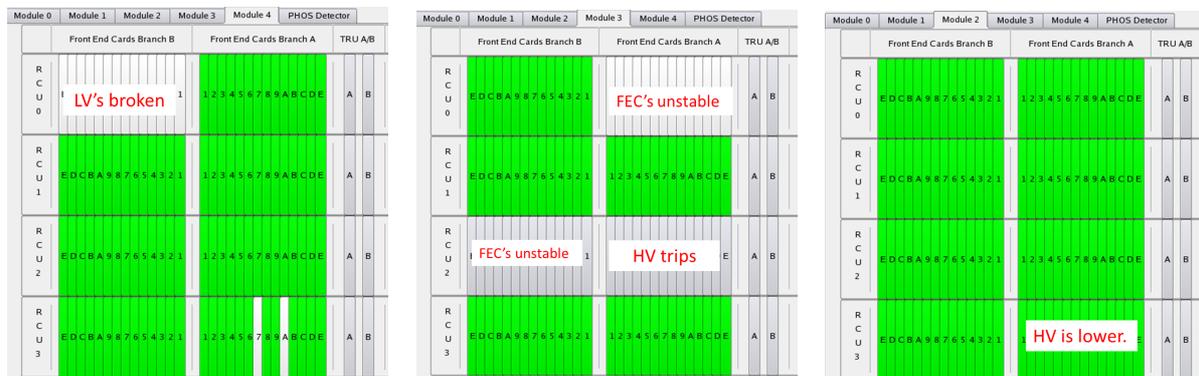


図 4.3.5 PHOS の各モジュールの実状

この効果の見積もりには、単  $\omega$  中間子シミュレーションにおいて解析に用いる素子を選択的に減少させた時の  $\pi^0$  の数の推移を用いた。今回は、以下のような 3 種類の解析を行った。

- Ideal Map::PHOS が理想的な状態でおよそ 1 万の素子が全て稼働している場合、100% で測定している。
- Real Map::LHC11d(本研究のメインとなる PHOS トリガーデータの時期) の QA の結果から得られた実際の PHOS の再現する。稼働している素子の数は全体のおよそ 72% となっている。

- Half Map: "LHC10h period1" と呼ばれる PHOS の状態が悪かった時の PHOS を再現する。稼働している素子の数は全体のおよそ 50% である。

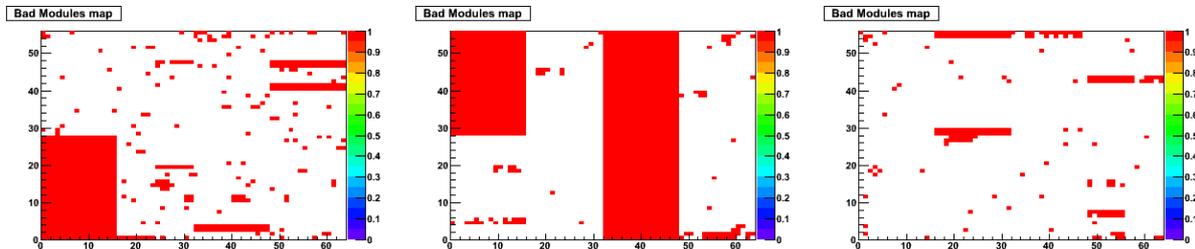


図 4.3.6 LHC11d 時のデッドマップ

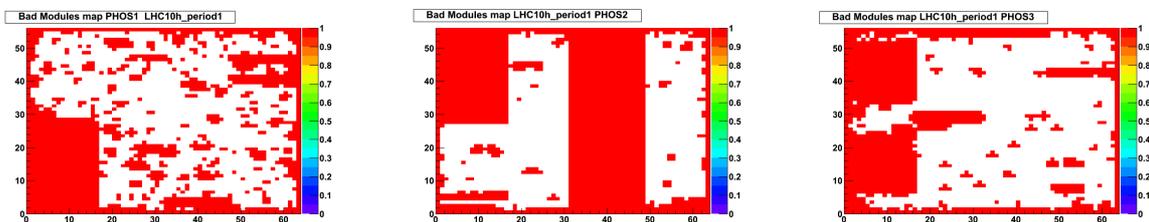


図 4.3.7 LHC10h period1 時の PHOS デッドマップ

それぞれは稼働している素子の数が違っており、高横運動量の  $\pi^0$  においては稼働している素子の数でスケールしていた。これは横運動量が高くなると開き角が小さくなり、PHOS 上の有効面積に比例するためである。本研究の補正としては、Ideal Map にたいして Real Map で  $\pi^0$  の数の減少率を採用している。

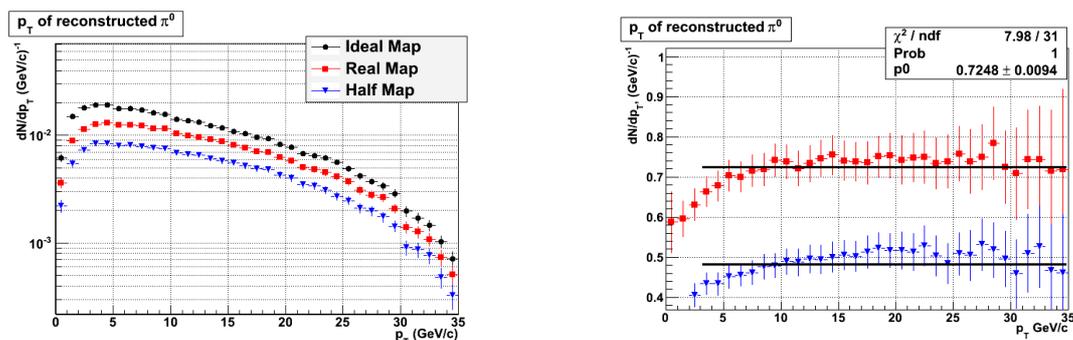


図 4.3.8 デッドマップによる効果。3 種類のデッドマップを用いてその収量を比較している。本研究に大きくかわるのは赤色の LHC11d のデッドマップの効果である。

#### 4.3.5 光子識別による効果

中性中間子の測定において、4.2 で説明したように、SS カットや CPV などの光子識別を行っている。これらは極力光子を減らさずに背景分布の要因となる他の粒子だけを減らす事をねらっている。しかし完全に分離することは不可能で、少なからず光子の数を減らしてしまう事が起こる。そのため光子識別による数の減少も補正しなくてはならない。ただし、SS カットであればシャワーの形状などは、いくらシミュレーションをお

こなっても現実のシャワーの形状を再現することはできない。そのため本研究で光子識別による効果の補正は、実際のミニマムバイアスで光子識別の有無での  $\pi^0$  の数の違いから導いている。つまり  $\pi^0$  に関しては光子識別を行っていない結果であるが、 $\eta$  では光子識別を行わなければきれいなピークにならなかったため、このような方針で補正を行う事にした。

#### 4.3.6 トリガー効率

トリガー効率とは、陽子陽子衝突において観測するトリガーが対象に対してどの程度反応するかを表している。例えば  $\pi^0$  の PHOS トリガー効率という言い方をした時には、対象のある横運動量があった時に、どの程度トリガーを鳴らして PHOS トリガーデータの中に記録されているか、という事である。これを見積もることが本研究の一つの達成した点である。この効率を知らない限り、PHOS トリガーデータで測定された結果を他と比較可能な物理量にすることは不可能である。これは第 6 章以降で十分に議論する。

##### トータルの測定効率

ここまで述べてきたように、測定に際して補正しなくてはならない要素は、以上のような成分を持っており、それぞれは MC で見積もった際の統計誤差や系統誤差、不定性を内包している。これらは誤差の伝搬を考慮して、最終的な中性中間子の数に反映させる必要がある。PHOS3 モジュール、実際の解析条件、Real Map を適用した各粒子の測定効率は以下の通りになった。測定収量から不変収量、不変生成断面積へと変換する際にはアクセプタンスとは別に、この測定効率を用いて補正を行っている。

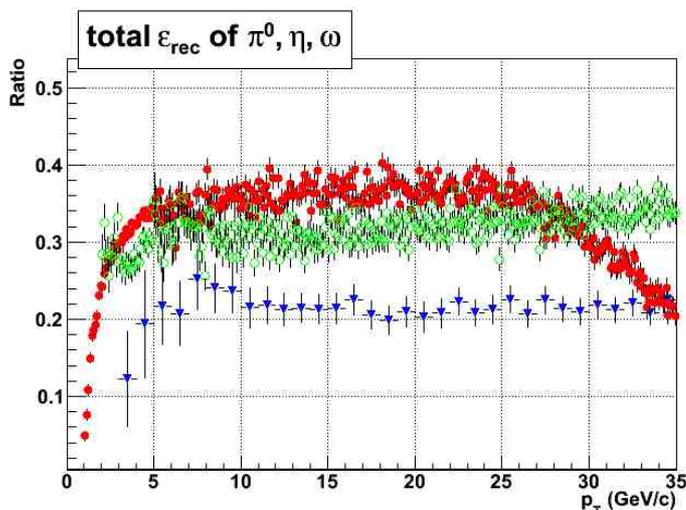


図 4.3.9 トータルの測定効率。  $\varepsilon_{rec} \times \varepsilon_{conv.} \times \varepsilon_{deadmap}$

## 第 5 章 上流検出器の物質による効果とその検証

この章では、中性中間子の補正係数を決定したシミュレーションの中で再現された物質量が、実際の物質量と一致しているか検証を行なった。

### 5.1 磁場有無解析

第 4 章で考察したように、 $\pi^0$  の収量を減らす要因としてコンバージョンという効果がある。これは、PHOS 検出器の上流に位置している検出器やビームパイプの物質量に依存している。この効果の補正が正しく行われるには、まず実際の実験での物質量とシミュレーション中の物質量が一致していることが必要である。ALICE 実験では、物質量の確認のために、コンバージョンによってできた電子陽電子対を利用する、という事が行われてきた。

以下に見せるのが、ALICE 実験の TPC グループによる物質量研究の結果である。TPC よりもさらに上流の（例えば SPD）などでコンバージョンが起こった場合、生成された電子陽電子対は TPC によってその飛跡から再構成することができる。この再構成された電子陽電子対の 2 次崩壊点を測定することによって、上流検出器の物質量を走査することができた。

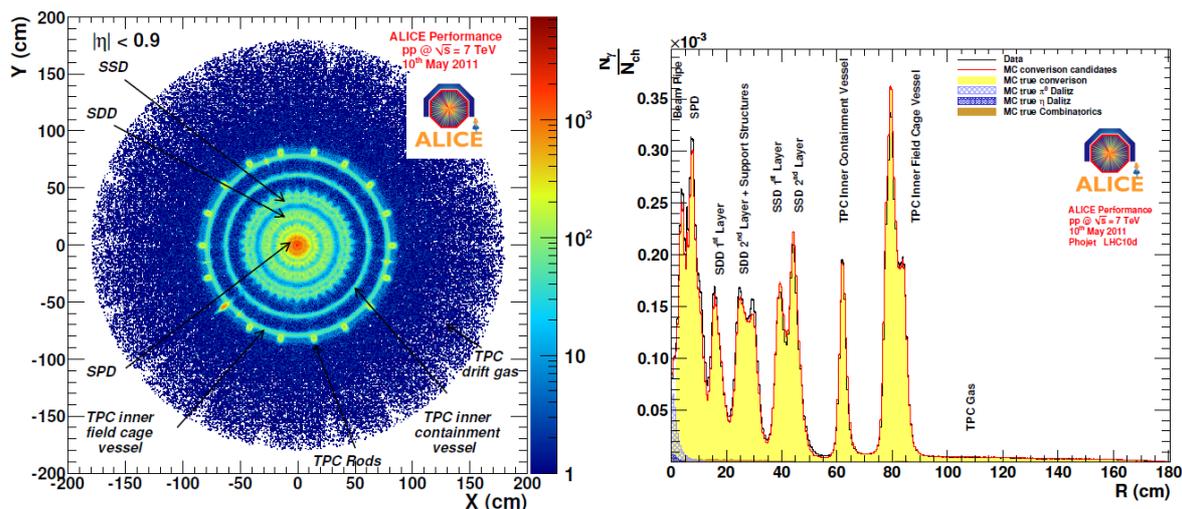


図 5.1.1 TPC グループによる物質量解析 ( $R < 180\text{cm}$ )。

ただし、この手法は TPC よりも内側である  $R < 180\text{cm}$  の領域の物質量についてしか、検証することができない。例えば TPC のガスや枠組み、またその外側の TRD の物質量については別の手法を試みるしかない。そこで提案するのが、PHOS 検出器での  $\pi^0$  収量の磁場有無依存性を調べる解析である。この手法は直接物質量を知る解析では無いが、コンバージョン効果を観測する可能性がある。

まず磁場の有無が  $\pi^0$  の収量に対して、どういった影響を与えるのかを考察する。通常の物理測定ランで行われる磁場有の場合、コンバージョンが起こればその光子は測定できないと考えられる。その際の電子陽電子対は磁場の影響を受けて曲げられ、それぞれ反対の電荷をもっているために別々の方向に飛んでいく事が考えられる。すると、PHOS 検出器に届く際には別々の場所に分かれてしまい、2つのクラスターとして検出さ

れる。

一方磁場無の場合、コンバージョンによりできた電子陽電子は曲げられることなく、光子が最初に進んでいた方向に両方が飛んでいく。すると、PHOS 検出器上では 1 つのクラスターとして認識され、電子陽電子の合計のエネルギーがそのクラスターのエネルギーとして測定される。これは、コンバージョンの前の光子のエネルギーと一致し、あたかもコンバージョンなど無かったように還元され、 $\pi^0$  の収量に変化がないはずである。

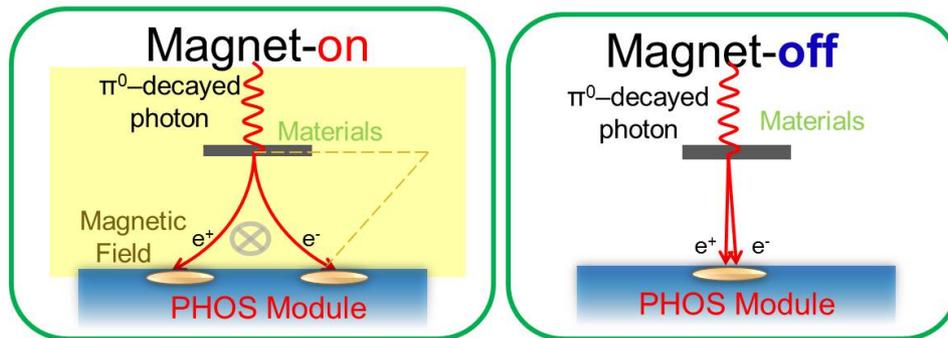


図 5.1.2  $\pi^0$  収量の磁場依存性原理。(左図) 磁場有の場合、電子陽電子対は別々に分離する。(右図) 磁場無の場合、電子陽電子対は曲がることなく 1 つのクラスターとして認識される。

以上より、 $\pi^0$  の収量の磁場有無依存性 (On/Off ratio) を観測することで、コンバージョンによる収量の減少を知り、実際の物質質量での効果を見積もることを考えた。

## 5.2 シミュレーション

最初に、この解析が実際のデータにおいても実行でき、On/Off ratio から物質質量についての情報を取り出すことができるのかをシミュレーションで調べた。

### GEANT3 で再現された物質質量

まず検出器の反応も含めたフルシミュレーションを、磁場有・磁場無のそれぞれの場合に対して GEANT3 で生成した。この時、物質質量としては 2010 年 5 月の時点でインストールされている検出器を再現している。また、横運動量  $p_T = 0 - 10 \text{ GeV}$  の範囲でフラットに分布した  $\pi^0$  を、1 イベントにつき 1 個 PHOS の方向へ飛ばしている。なお、再現された物質の分布を調べたのが図 5.2.1 である。シミュレーション中の  $\pi^0$  からの崩壊光子が電子もしくは陽電子に変化した時の崩壊点を表しており、同時に物質の分布を表している。左図がビーム軸に対して並行に  $xy$  平面で、右図は衝突点から PHOS に向かっての半径方向に表している。これらより、コンバージョンを起こす最も主な原因は ITS のシリコンと TPC のフレーム、TRD のフレームであった。

### $\pi^0$ のグループ分けとその定義

さて、次にシミュレーション中の  $\pi^0$  をグループ分けして、それぞれの数 (横運動量分布) を磁場有無両方に対して求めて解析を進めていった。グループ 0 : inclusive pi0s

このグループは、シミュレーションの中で最初に衝突点から飛ばされた  $\pi^0$  で、全てがこのグループからスタートする。今後の解析においてもあまり活用されてはならず、全体のイベント数を知りたいときにのみ参照

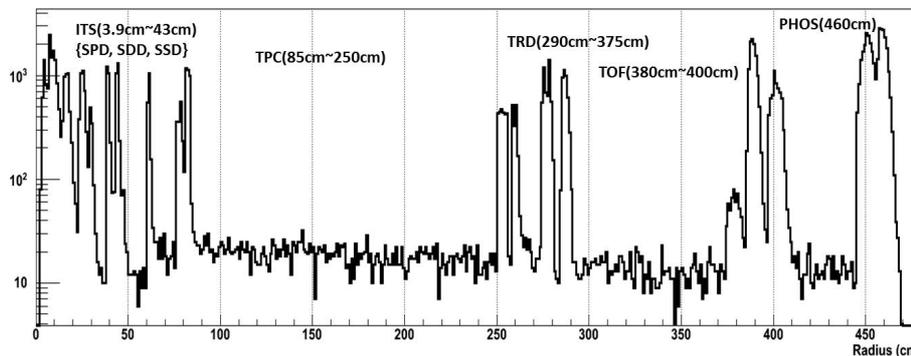


図 5.2.1 シミュレーションの中で再現された衝突点から PHOS まで半径方向の物質量の分布。

された。

### グループ 1 : $\pi^0$ s in PHOS acceptance

このグループは、グループ 0 中の  $\pi^0$  の内、以下の条件を全て備えたものである。

- 2 つの光子に崩壊している。
- 2 つの光子両方が PHOS のアクセプタンスの中に入っている。
- 2 つの光子両方が親粒子を再構成できる十分なエネルギーを持っている。 ( $E > 0.1\text{GeV}$ )

つまりこの先コンバージョンが起こらなければ、PHOS で 2 つのクラスターが形成されて、不変質量から再構成できる  $\pi^0$  を表している。

この先は、 $\pi^0$  から崩壊してできた 2 つの光子がそれぞれコンバージョンを起こしたかで、グループ分けを行っていく。

サブグループ 11 : コンバージョンの起きていない  $\pi^0$

2 つの光子両方がコンバージョンを起こさなかった場合。全体に対しての数の比として、一般的には  $(1 - P) \times (1 - P)$  である ( $P$  は conversion probability)。

サブグループ 12 : 片方がコンバージョンした  $\pi^0$

2 つの光子の内、どちらか一つでもコンバージョンを起こした (シミュレーションの解析の中での選別の条件として、光子の娘粒子の中から PHOS へ到達するまで ( $R < 4.6\text{m}$ ) に崩壊を持つ電子/陽電子のいずれかが存在している)  $\pi^0$  のグループである。

サブグループ 13 : 両方がコンバージョンした  $\pi^0$

2 つの光子両方がコンバージョンを起こした場合。一般的に  $P \times P$  である。 ( $P$  は conversion probability)

### グループ 2 : measurable $\pi^0$ s

ここまでサブグループを定義してきたが、その中のサブグループ 21 と 22 と 23 を足したグループである。つまり  $\pi^0$  が崩壊してできた 2 つの光子両方のエネルギーを PHOS 上で別々のクラスターとして測定でき、不変質量を再構成できる全ての  $\pi^0$  である。

サブグループ 21 : PHOS で測定可能な  $\pi^0$

サブグループ 11 の中で、PHOS で別々の位置にクラスターを形成し不変質量を測定することができるグルー

プ。このグループが元来期待された形での測定となる。

サブグループ 22：コンバージョンした光子が回復した  $\pi^0$

サブグループ 12 の中で、コンバージョンした光子が回復 (1 つのクラスターの中にコンバージョンによってできた電子・陽電子が両方とも存在し、クラスターのエネルギーが元の光子に近い) 時の  $\pi^0$ 。

サブグループ 23：両方が回復した  $\pi^0$

サブグループ 13 の中で、コンバージョンを起こした 2 つの光子両方が回復した  $\pi^0$ 。

実際の測定においての測定数はグループ 2 に相当し、コンバージョン効果の補正としてはグループ 1 の分布に変換できたらよい。またここまで小分けしてきたが、以下にグループ分けを整理したチャートを示す。

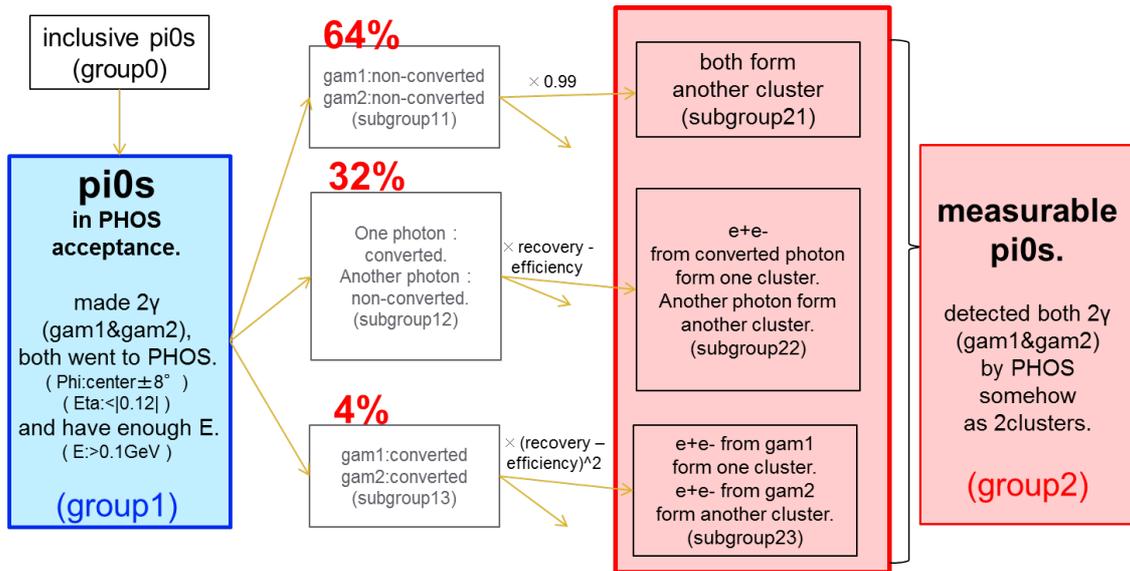


図 5.2.2 シミュレーション解析フローチャート

次に、磁場有無のそれぞれに対してグループ毎の横運動量分布を作り比較していく。まず注目したのはグループ 1 とグループ 2 の結果である。グループ 1 ( ) に関しては、磁場有無に関わらず誤差の範囲で一致した結果となっている。それは崩壊前のパイ 0 も崩壊後の光子も電荷をもたず、磁場の影響を一切受けないためである。一方グループ 2 ( ) に関しては磁場有無で大きく違っている。これは期待されたようにコンバージョンの効果で違いが表れたようだ。

ただし磁場が無い時、全てのコンバージョンを起こした光子が回復する、という理想の筋書きにはなっていないようである。明らかにグループ 1 とグループ 2 に差が表れている。次に磁場有無のそれぞれで、グループ 1 とグループ 2 の比を取った。

磁場無の時のグループ 1 とグループ 2 の比、つまりアクセプタンスの中に飛んだ  $\pi^0$  を再構成できる効率は  $95.65 \pm 0.12\%$  であると分かった。一方磁場有の時のコンバージョン効果の効率は  $79.55 \pm 0.11\%$  である。磁場無がコンバージョン無の分布を再現できない以上、実データから補正値を導出するのは断念し、シミュレーションでのこの値を採用することにする。

次に磁場無の時の効率が 100% でなかった理由について調べた。注目したのは、2 つの光子の内の片方がコンバージョンを起こしたサブグループ 12 と 22 である。この時、コンバージョンを起こした半径方向の位置 R の関数として、サブグループ 12 と 22 の  $\pi^0$  を表したのが以下の図である。12 を赤い線で、22 を青いマー

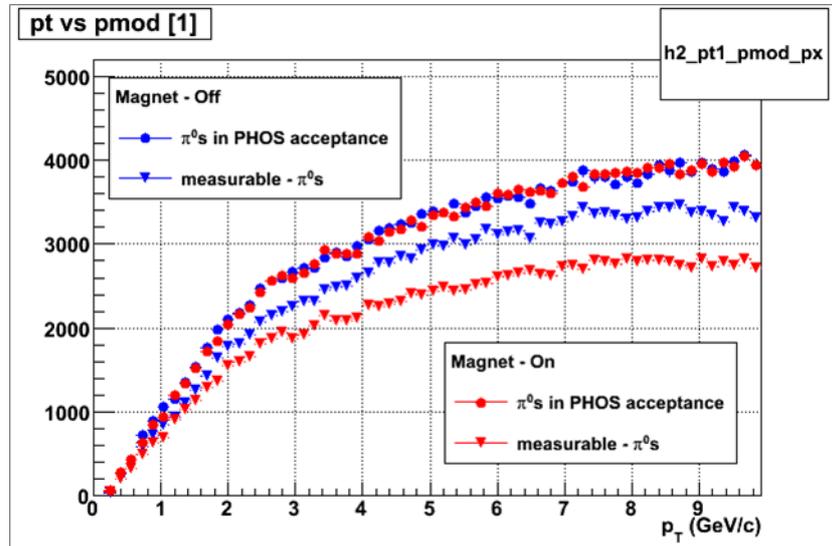


図 5.2.3 磁場有無のグループ 1、グループ 2 の横運動量分布。グループ 1 は磁場に依存していない。しかしグループ 2 は磁場に依存し、磁場有に比べ磁場無の収量は増えている。

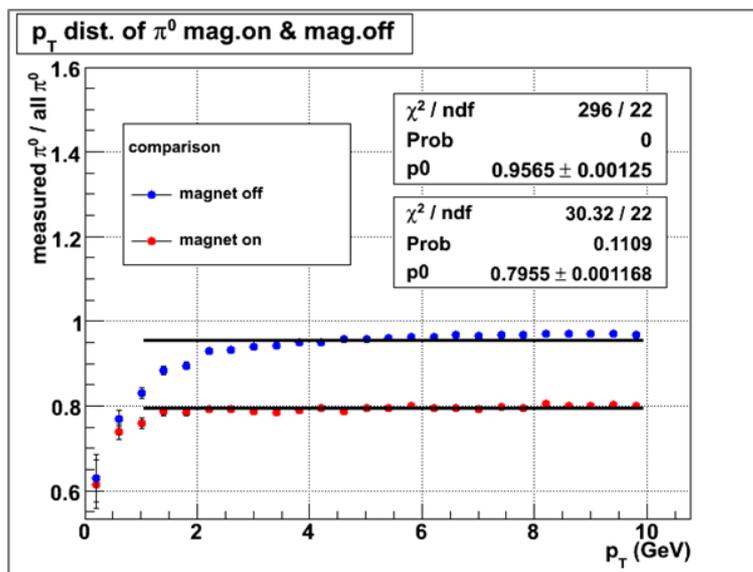


図 5.2.4 磁場有無のグループ 2/グループ 1 の比。アクセプタンスの中に飛んだ  $\pi^0$  がピークとして抽出される確率を表す。

カーを用いて描いている。

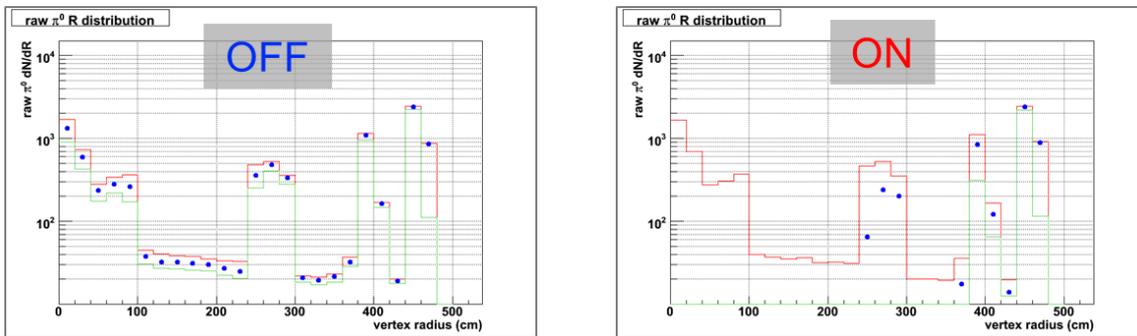


図 5.2.5 磁場有無のコンバージョンをおこした位置とその時再構成されたパイ 0 の数。磁場に依存して振る舞いが大きくちがっている。

注目して頂きたいのは、磁場有無それぞれサブグループ 22 が R の関数としてどのように分布しているかである。磁場無ではサブグループ 12 と 22 は近い値を取り続けており、つまり大部分はコンバージョンを起こしても回復しているという事を示唆している。次に磁場有において、22 の回復が起こる領域はほとんど R が 400cm より外側となっている。つまり磁場有であろうと PHOS の手前付近でコンバージョンを起こしたものは、クラスターとして回復して  $\pi^0$  を再構成することができそうである。この結果は広島大オーク研究室平成 21 年度卒業生の岩崎天氏の結果と一致するものである。さらにそれぞれで比を取ったものが下の図になる。比を取ると、コンバージョンを起こした位置の物質によって、回復率は違っていることが分かった。特に磁場

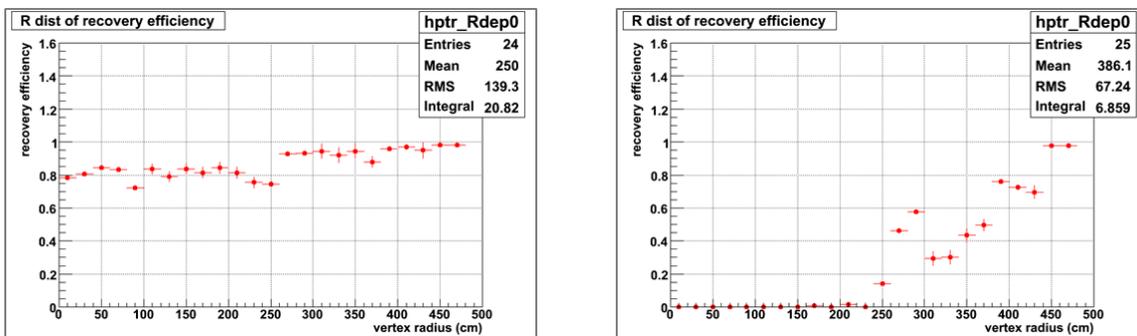


図 5.2.6 コンバージョンを起こした  $\pi^0$  の回復率の位置分布

有では、85cm と 250cm の位置でコンバージョンを起こした数はその周りよりも多く、回復率は小さくなっている。これはちょうど TPC の内側と外側の骨組みの位置である。また磁場無では TPC より内側では一切回復しておらず、PHOS に近くになれば回復率は上がっていく、という傾向が見られた。最後に、シミュレーションにおける On/Off ratio を計算した。その結果を図 5.2.7 に示す。

$\pi^0$  収量の磁場有無依存性はシミュレーションの中では、83.1% となることが得られた。ここまでの検証の結果、On/Off ratio はコンバージョン効果の補正値に直接つながるような値ではなかった。磁場無でも、全てのコンバージョンを起こす  $\pi^0$  が回復するわけではなく、磁場有でコンバージョンを起こした全てが見えなくなるわけではなかったからである。しかし、磁場有無それぞれの収量はコンバージョンの効果で大きく変動することが確認できた。そこで、実データでの On/Off ratio とシミュレーションの中での On/Off ratio(=83.1%) と比較することを考えた。これによって、間接的ながらコンバージョンの効果を検証するこ

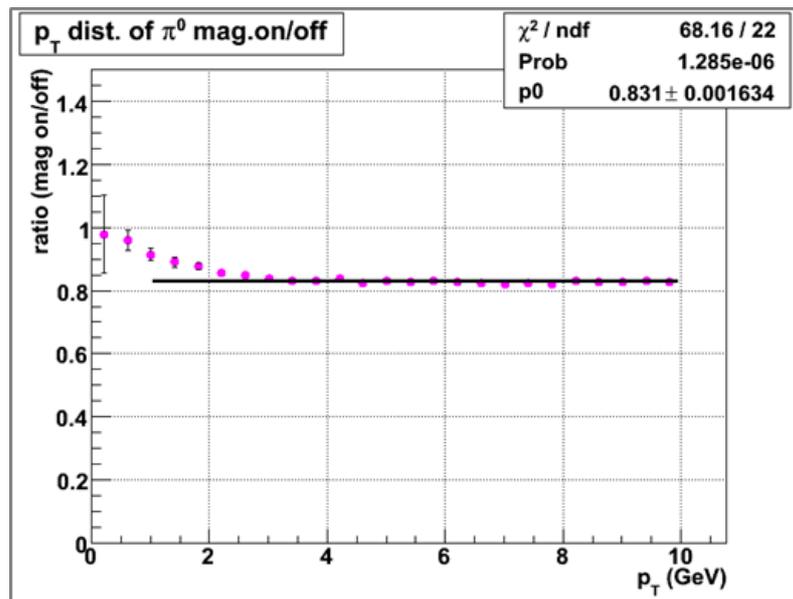


図 5.2.7 シミュレーション中での On/Off ratio。低横運動量 (< 2GeV) では磁場無での回復率が下がり、磁場有無での差がなくなっていく。

ととなり、実際の物質量の検証とする。

### 5.3 実データ解析・結果

今回、磁場有無解析を行ったデータセットは、以下の通りである。

- 磁場有

$\sqrt{s} = 7\text{TeV}$  陽子 + 陽子衝突  
LHC Data Taking Periods : LHC10c  
解析データ ESD pass1  
日付 : 5/8,5/10 ~ 5/16, 2010 年  
統計数 : 20Mevents

- 磁場無

$\sqrt{s} = 7\text{TeV}$  陽子 + 陽子衝突  
LHC Data Taking Periods : LHC10c  
解析データ ESD pass1  
日付 : 5/9, 2010 年  
統計数 : 11Mevents

(より詳細なラン番号は、付録を参照。)

磁場無の 1 日とその前後の磁場有のデータを解析し、時期的に近いデータだけを用いることで必要な補正は特に無く系統誤差は打ち消すことを狙っている。また、2010 年の最初の衝突である 3 月 30 日からわずか 1 か月弱ということもあり、エネルギー較正なども不十分なデータセット/プロダクションであった。エネルギー較正に関しては、その後完全に改善されている。トリガーは Minimum Bias(MB) のデータという事になるが、この時の MB は INT1-B というトリガークラスが用いられており、ITS の一番内側の SPD か V0a か V0c のいずれかにシグナルがあった時と定義している。

### 解析の詳細

磁場有無依存性の解析は、磁場無のデータに限られているため統計との戦いである。そこで、イベントミクシングという手法をこの時は採用し、極力低横運動量領域まで、限られた統計の中でも測定が行われるように工夫した。通常不変質量は同一のイベントからクラスター対を選び再構成する。しかし、これには無相関な組み合わせによる背景分布が生み出されてしまう。そこでこの背景分布を異なるイベントからクラスター対を選び出すことで、再現を試みた。異なるイベントであれば、確実に同一の  $\pi^0$  を親に持つことはないからである。ただし、同一のイベントでの背景分布は無相関な組み合わせによるものばかりではないため、再現性にも限界がある。しかし統計の少ないデータにおいては、シグナルが背景分布に埋もれてしまっているものを抽出することを期待できるため、この章の解析のみ行っている。

イベントミクシングとして、不変質量を組むクラスター対のエネルギー閾値を超えたクラスターが一つでもあったイベントを記録しておき、その後のイベントのクラスターと不変質量を再構成した。また記録しておくイベントの数は 10 個に限定し、一つの ESD で条件を超えるクラスターがあったイベントの数が 10 個を超えた場合、古いものから消して新しいイベントに変える方式をとった。こうする事で古いものによってたくさんの分布を作れば偏りが生まれ、背景分布を再現しなくなってしまうからである。またこのようにした時、イベントミクシングの方が圧倒的にたくさんの統計のクラスター対を作ることができ、高さを同一イベントの分布にそろえなければならない。このスケーリングには、本来粒子の質量ピークが存在しない  $0.2 \sim 0.4 \text{ GeV}$  の領域で比をとり、高さがそろうようにスケーリングを行った。

また第 4 章で述べたような光子識別技術はこの時点では開発されておらず、PHOS のバッドマップに基づいたクラスターの選別とエネルギーアシンメトリーのみ行っている。なお、この時用いた PHOS のバッドマップは、広島大オーク研究室平成 21 年度卒業生中馬文広氏が 2009 年陽子陽子衝突  $900 \text{ GeV}$  のデータを解析して求めたものを、その時期が近かったことから借用した [20]。

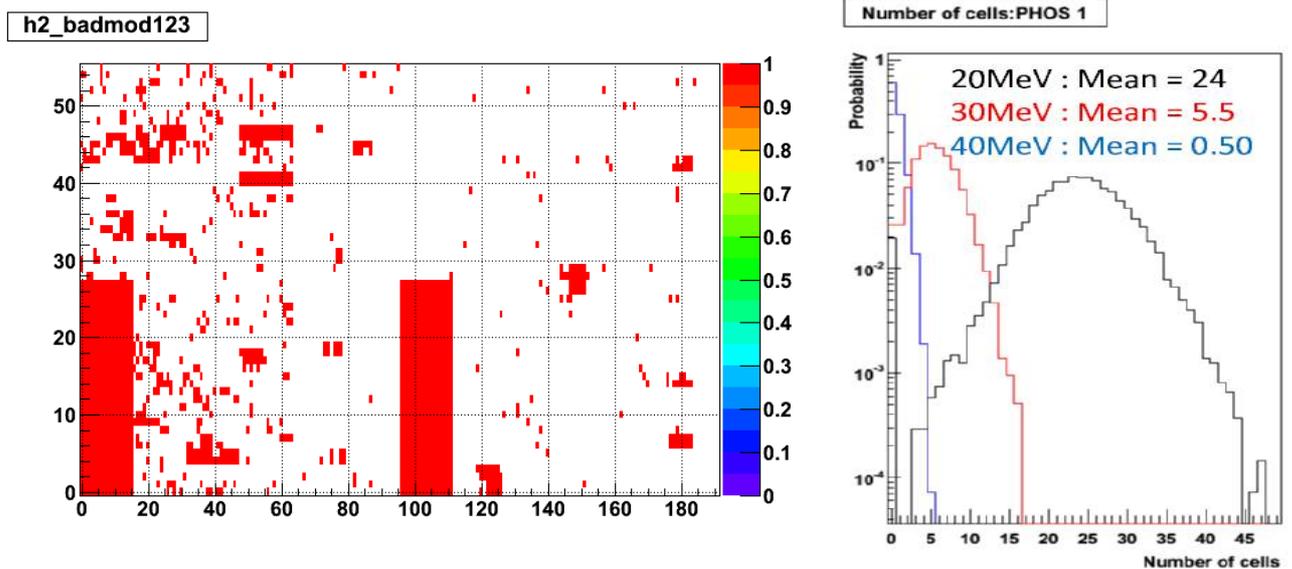


図 5.3.1  $\pi^0$  On/Off ratio 解析時に使用した PHOS のバッドマップと選別に利用した解析結果の例。ペダスタランで閾値を設定しても鳴り続けるセルはノイズを大きく拾っており、バッドチャンネルである。

ここで磁場有無それぞれでの実際の不変質量分布の形状を図 5.3.2 に示す。磁場有が左側で、磁場無が右側である。青いマーカーが同一のイベントの中から組んだ不変質量分布、ピンク色のマーカーがイベントミクシングによって再現された無相関な組み合わせによる不変質量分布である。同じ横運動量領域、エネルギーアシ

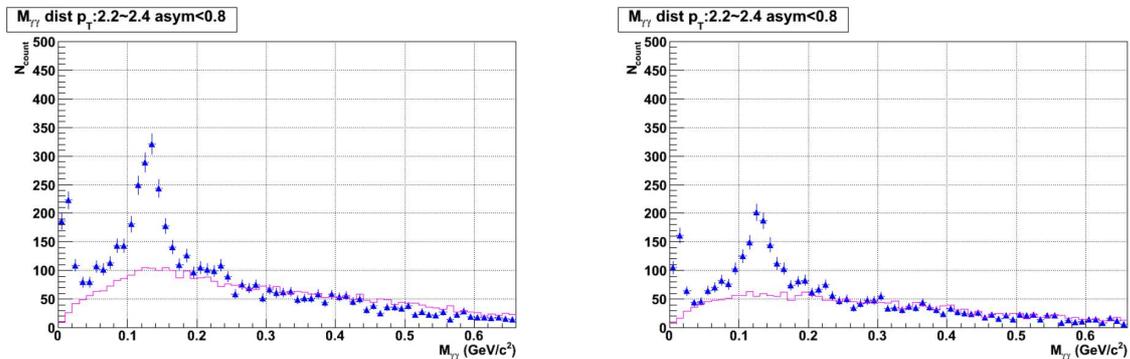


図 5.3.2 磁場有無それぞれでの不変質量分布。(左図) 磁場有での不変質量分布、(右図) 磁場無での不変質量分布。

ンメトリーを選択しており、高さの違いは統計の違いである。一見したところ、大きな違いは無いように見受けられる。しかし  $\pi^0$  の質量より低い領域に若干の違いがみられる。これは磁場無の方でコンバージョンの効果による相関のある分布が減少したこと起因していると考えられる。

### 解析結果

本解析では不変質量から  $\pi^0$  の数を求める。系統誤差を抑えるためにデータ収集された時期をそろえているが、補正を加えず単純に比較するだけで良いのか、まず検証した。方法としては、不変質量分布の  $\pi^0$  のピークのガウス分布の中心と幅の値の横運動量分布を、磁場有無のそれぞれに対して作り比較を行った。アクセプタンスやエネルギー較正に違いが表れていれば、これら  $\pi^0$  のパラメーターに違いが表れるはずである。

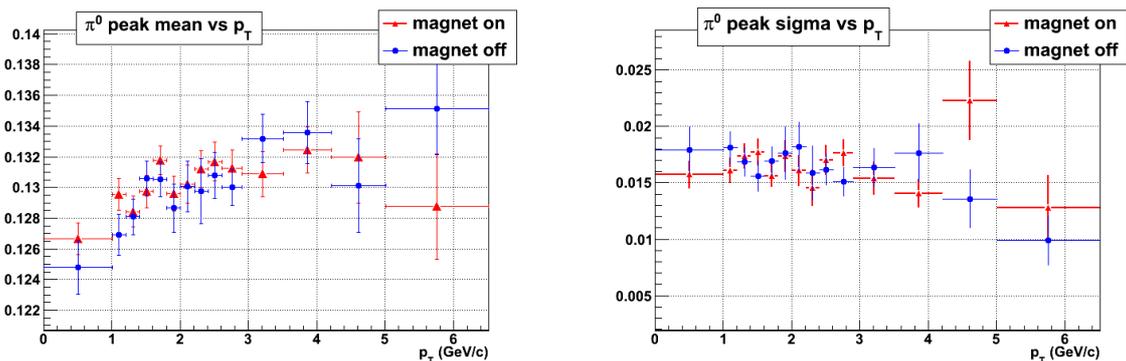


図 5.3.3 磁場有無での  $\pi^0$  のピークパラメータ 比較。(左図) ピークの中心値、(右図) ピークの幅。赤色は磁場有、青色は磁場無。

磁場の有無で、 $\pi^0$  ピークの中心と幅を比較した結果、誤差の範囲で一致していた。そこで本解析においてこれらの PHOS の状態は同じと結論付け、 $\pi^0$  の測定収量の比較を行った。どちらも統計誤差しか考慮していないが、系統的に磁場有の方が収量が少ないことが確認できる。

次にそれらの比を取った結果が図 5.3.5 である。まず実データである青いマーカーの 1~8GeV に対して、

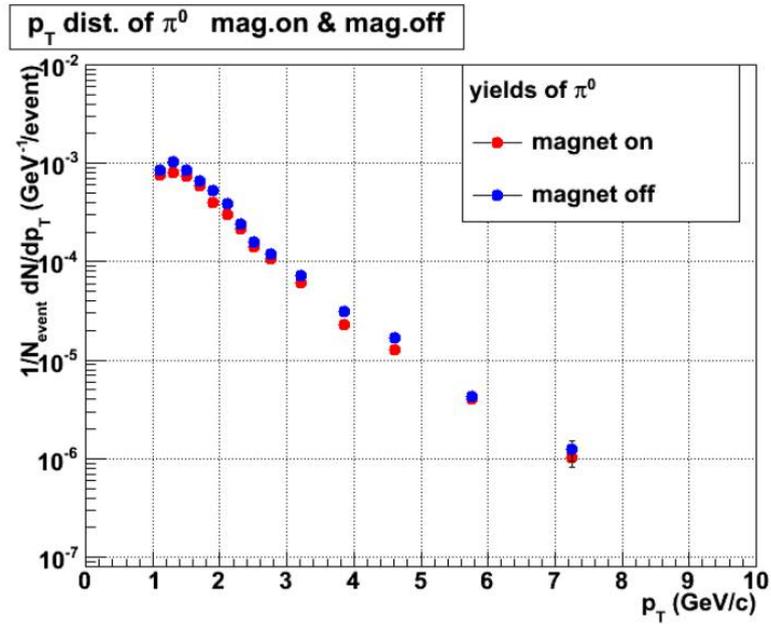


図 5.3.4 (実データ) 磁場有無での  $\pi^0$  収量の横運動量分布。赤色は磁場有、青色は磁場無での収量を示す。

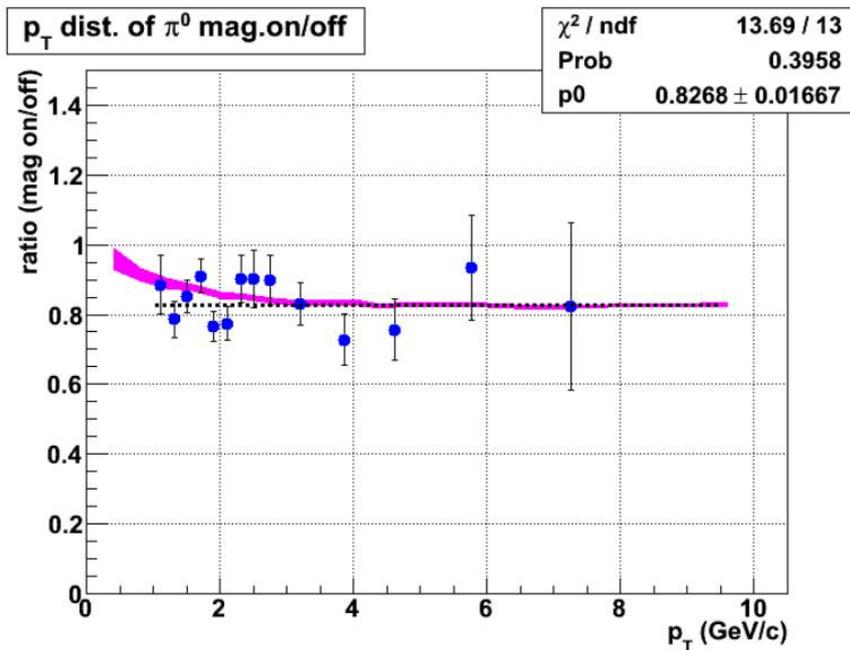


図 5.3.5 (実データ) On/Off ratio の横運動量分布。青色が実データの結果を表す。マゼンタは図 5.2.7 のシミュレーションの結果であり、誤差の範囲で一致している。

定数の式でフィッティングを行っている。その結果が  $82.6 \pm 1.7\%$  と得られた。同時にシミュレーションの中で求めた On/Off ratio を重ね書きして比較している。ほとんどの点がシミュレーションと誤差の範囲で一致しており、実際の測定とシミュレーションで一貫性は確認できた。これは、PHOS 上流の物質も一致していることを示唆している結果であり、シミュレーションの結果の信憑性を確かめられた。今後この On/Off ratio が誤差の範囲で一致している事を根拠に、シミュレーションで得られた補正値を測定効率の中に使っていく。

また、最後に On/Off ratio のモジュール依存性の結果を示す。 $\pi^0$  からの 2 つの光子が同一のモジュールに入った数を数えていく。そのためにクラスター対を同一のモジュールの中から選んで不変質量を組んでいった。これによって、各モジュール毎にその上流の物質について確認できると考えた。また PHOS2 と PHOS3 でそれぞれ一つずつ光子を選んで再構成する、というように組み合わせを限定することで、モジュールの間の物質について言及できないかと考えた。

ただし、各モジュールは方位角で 20 度しか覆っておらず低い横運動量ではアクセプタンスがない。さらに統計の都合で、各横運動量分布にすることはできなかった。さらにエネルギー較正が PHOS1 だけ他と大きくずれているために、PHOS1 とその他の組み合わせ、というような解析も結果にならなかった。測定できた  $2\text{GeV}/c$  以上の  $\pi^0$  の数のモジュール毎に、磁場有無でのそれぞれで求めて On/Off ratio とした。その結果が以下の通りである。

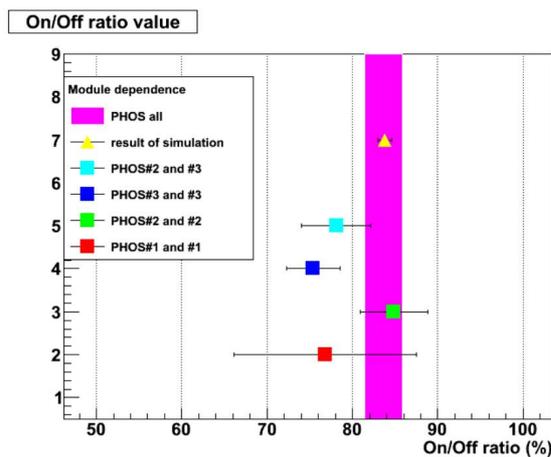


図 5.3.6 モジュール毎の On/Off ratio

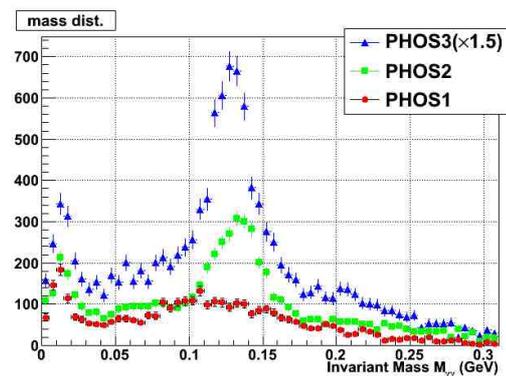


図 5.3.7 モジュール別の不変質量分布

マゼンタで塗りつぶされているのが、全モジュールをまとめて解析した結果で、黄色がシミュレーションでの結果である。その他はそれぞれ特定のモジュールでの結果を表している。どれも誤差がとても大きい、全体として誤差の範囲に位置している。

#### 5.4 系統誤差の見積もり

ここまでで実際の測定中での物質の確認と、それによるコンバージョンの効果の補正値を求めてきた。次にこれらの系統誤差を見積もる。実際の測定での On/Off ratio は統計が限られていることもあり、統計誤差が 1.7% と幅を持っている。つまりこの統計誤差が許す範囲には、系統的に物質を間違えていても気づかない、という事になる。そのため、本研究ではこの統計誤差を外挿することによって、系統誤差を見積もること

にした。具体的には、シミュレーション中の物質質量を変化させていき、シミュレーションでの On/Off ratio の変化を調べ、統計誤差から外れる位置を探した。

シミュレーション中の物質質量の変化の方法は、AliRoot 中にある AliSimulation というクラスを動かす時に、一文加えることのできる。例えば、ALICE 検出器全ての物質質量を 10% 増やす時には、以下のように書くことになる。

```
AliSimulation sim;
sim.AliModule::SetDensityFactor(1.1);
```

本研究では 1 (= デザイン値) を中心に 4% 刻みで物質質量を変化させて、On/Off ratio の推移を測定した。ただし、物質質量の変化をさせるために、AliRoot のバージョンが以前より新しい v5-01-Rev-03 を用いている事に注意して頂きたい。また時間の都合上統計をあまり貯めずに誤差に幅を残している。

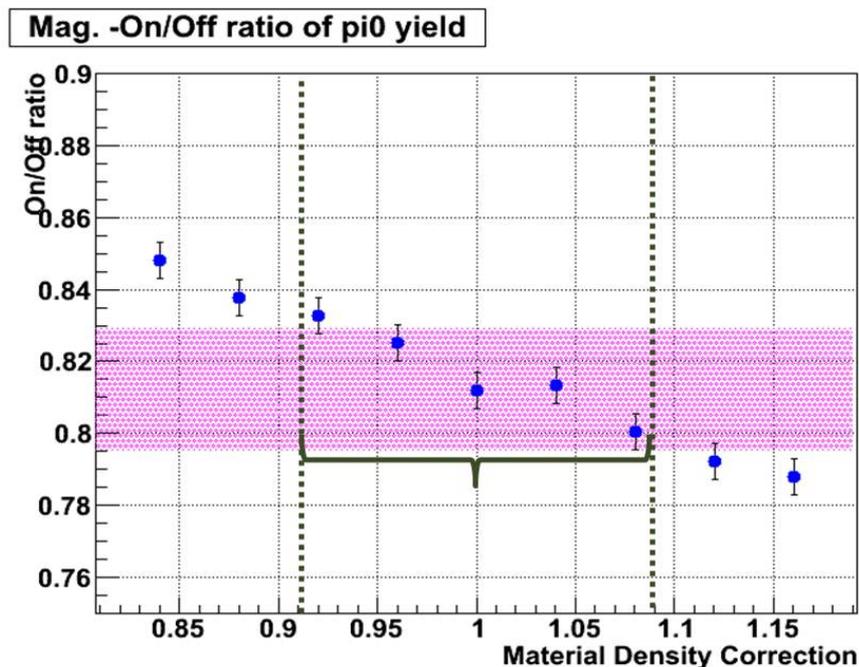


図 5.4.1 シミュレーション中の物質質量の系統誤差見積もり結果。横軸：物質質量の補正係数。縦軸：On/Off ratio。実際の検出器の物質質量が間違っていた時、On/Off ratio がどれだけ感度があるかを調べている。

物質質量を変化させた結果は、期待通りの振る舞いを見せた。物質質量を多くした場合コンバージョンが多く起こり、On/Off ratio が下がっていく傾向にある。逆に物質質量を少なくした場合には On/Off ratio が上がっていった。ここで、中心値から統計誤差の 1.7% のずれに相当する物質質量の変化の度合いを物質質量の系統的間違える最大値として見積もった。結果は物質質量が  $\pm 8\%$  という範囲である。これと TPC グループによる TPC より上流の物質質量の系統的誤差の見積もり結果 ( $+5.18\% / -4.69\%$ ) と合わせると、TPC から PHOS の間の物質質量の誤差は、およそ 6% 程と見積もられた。さらに補正係数の系統誤差としては、物質質量を 8% ずらした時の磁場有の補正係数から  $\pm 3.1\%$  と結論付けた。

## 第 6 章 陽子陽子衝突解析準備

本研究の主題に移る前に、本章で解析するデータについて説明する。次に MB と PHOS トリガーデータのイベント数の規格化因子に関してトリガーの比率から見積もりを出す。最後に本解析でノイズなど結果をゆがませる要因がないか、データの品質について吟味し、良質なデータセット・ランの選別を行う。

### 6.1 データセット / トリガー

まず今回使用したデータについて説明する。まず 2011 年の MB データとしては以下の内訳である。(なお、詳細なランナンバーと日付、統計数に関しては付録を参照。)

- LHC11a( 145288 - 146292 ) - pass1 production
- LHC11b( 148531 - 149881 ) - pass1 production
- LHC11c( 151636 - 152718 ) - pass1 production
  - MB トリガークラス : INT1-B-NOPF-ALLNOTRD
- LHC11c( 153544 - 155384 ) - pass1 production
  - MB トリガークラス : INT7-B-NOPF-ALLNOTRD
- LHC11d( 158794 - 159606 ) - pass1 production
- LHC11e( 160722 - 162740 ) - cpass1 production
- LHC11f( 162936 - 164599 ) - pass1 production
  - MB トリガークラス : INT7-I-NOPF-ALLNOTRD

2011 年は、MB イベントとして 3 つのトリガーのパターンを解析した。まず 2010 年の MB と同様の INT1-B トリガーがある。これは SPD もしくは V0a もしくは V0c のいずれかでシグナルがあった時、かつ両サイドからビームパンチがきてバンチクロッシングであるという条件もなされている。次に INT7 - B というトリガーがある。これは V0a と V0c のシグナルの AND を要求し、かつバンチクロッシングであるという条件であり、トリガーとして INT1 に比べ条件が厳しくなっている。最後に INT7-I である。これは V0a と V0c のシグナルの AND と、バンチクロッシングの中でも”Isolated bunch”の衝突である、という条件が加わっている。一方 2010 年の MB データとしては、以下の通りである。

- LHC10b( 115880 - 117223 ) - pass3 production
- LHC10c( 119156 - 120829 ) - pass3 production
- LHC10d( 122374 - 126437 ) - pass2 production
- LHC10e( 127712 - 130840 ) - pass2 production
  - MB トリガークラス : INT1-B-NOPF-ALLNOTRD

2010 年の MB トリガーは INT1-B しか採用されていなかった。そのため、主な PHOS トリガーデータの PHI7 に対応する INT7 とは、系統的な違いを内包していた。しかし、ALICE では 2010・2011 年のどちらにもオフライントリガーが各衝突毎に作用しており、オフライントリガーの中の”VBAND”を選択することで、V0a と V0c の AND を INT1 のデータの中でも容易に要求することができる。本研究では、全てのトリガー (INT1-B,INT7-B,INT7-I) のデータに対して、オフライントリガーである VBAND も必要とした。当然

INT7 では全てのイベントを選択していることは確認している。

また、MB トリガーでは意味のないイベント(例えば、beam-gas や pileup と呼ばれるイベント)も多く拾ってしまいがちである。解析の中では、これらの事象を極力避けるために、“AliRoot 中の AliPhysicsSelection” というオフィシャルなコードを適用する。さらに ITS など再構成された衝突点の Z 座標が ALICE の中心から 10cm 以内、という条件も加えている [4]。

## 6.2 PHOS トリガーイベント数規格化の見積もり

PHOS トリガーイベントは、MB である INT7 に PHOS トリガーを足した (AND) クラス、“PHI7” と定義されている。ここで注意が必要で、PHI7 のイベント数は PHOS トリガーというバイアスによって、陽子陽子衝突の回数と大きく違っている。そのため MB トリガーでの結果と比較するためには、PHI7 のイベント数を規格化することが必要となる。

本研究では、それぞれのトリガーでのイベント数の規格化因子を ALICE Trigger Scalers の値を基に考慮した。これはデータ収集を行っている間にトリガーが鳴った数を計数した以下の 2 種類の値である。

- L0b : veto がかかる前に、純粋にトリガーが鳴った数。
- L2a : veto がかかった後に、イベントが記録されたトリガーの数。

これらは MB トリガーと PHOSMB トリガーのそれぞれに対して計数されており、 $L0b^{PHOS}$ ,  $L0b^{MB}$  などと表記することにする。また ALICE のトリガーは、Central Trigger Proceccer で全て管理されている。その時 MB トリガーと、PHOS トリガーの様な rare トリガーは、時間で区分けしてそれぞれがバランスよくデータ収集されるように調節されており、これを Time Sharing と呼ぶ。これによって、MB が  $3s(\tau_{MB})$  の時間を消費するのに対し、rare トリガーは  $236s(\tau_{PHOS})$  の時間を割り当てられている。

以上の値を総合的に用いると、MB と PHOS トリガーのイベント数の間には、以下の式が成り立つ。

$$N^{MB} \times \tau_{MB} \times \frac{L2a^{PHOS}}{L0b^{MB}} = N^{PHOS} \times \tau_{PHOS} \quad (6.2.1)$$

$$N^{MB} \times \tau_{MB} \times \frac{L2a^{PHOS}}{L0b^{PHOS}} \frac{L0b^{PHOS}}{L0b^{MB}} = N^{PHOS} \times \tau_{PHOS} \quad (6.2.2)$$

ここでさらに  $R_{L2a} = \frac{L2a^{PHOS}}{L0b^{PHOS}}$  と  $R_{L0b} = \frac{L0b^{PHOS}}{L0b^{MB}}$  という 2 つの比率を導入してまとめると、

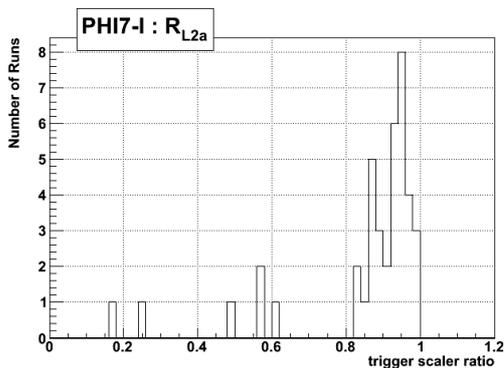
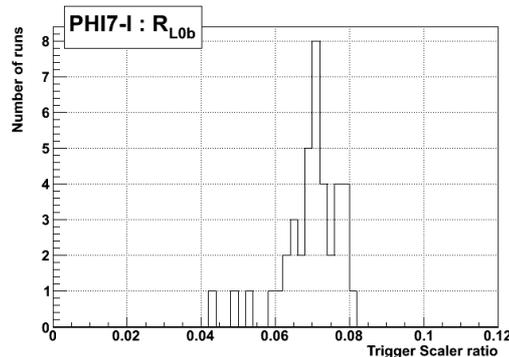
$$N^{MB} = N^{PHOS} \times (\tau_{PHOS}/\tau_{MB}/R_{L2a}/R_{L0b}) \quad (6.2.3)$$

と書き表すことができる。 $R_{L2a}$  とは PHOS トリガーが鳴った時にどれだけの効率で記録されたかが決められており、PHOS トリガーの busy time に関わる比率である。 $R_{L0b}$  は MB トリガーと比べて PHOS トリガーがどれだけ鳴っているかを表している。 $R_{L2a}$  と  $R_{L0b}$  という 2 つの比率は安定している方が望ましいが、測定されたランに依存して変わりうるものである。

本研究では、安定したランの中での平均的な比率を規格化因子の定数として採用することにする。図 6.2.1、図 6.2.2 の分布の中心値から以下のように決めた。

$$R_{L2a} = 0.924 \quad (6.2.4)$$

$$R_{L0b} = 0.0716 \quad (6.2.5)$$


図 6.2.1 PHI7-I の  $R_{L2a}$  の分布

図 6.2.2 PHI7-I の  $R_{L0b}$  の分布

さらに決めた 2 つの比率を式 ( 6.2.3) に代入することで、規格化因子  $f$  は

$$f = N^{MB} / N^{PHOS} = 1189 \quad (6.2.6)$$

と定めた。今後トリガー効率を言及していくが、そこでのベースラインとしてここで定めた規格化因子が考慮されている。

### 6.3 Quality Assurance(QA)

理想的には、記録されたエネルギー分布が正確に各イベントの粒子の情報を運んでくれていることが望ましい。しかし PHOS に限らず検出器では、結果をゆがませる要因が混ざっていることがある。例えば、各素子が正常に動いてエネルギーなどの情報をそれぞれ測定していても、その目盛りを間違えて正しく測定できていないことがある。これを mis-calibration という。しかし、こういった反応はその先の再構成する段階で補正すれば、正しく直すことは容易である。そのためには現状を正しく把握しておく必要がある。また物理的な解析が不可能な素子が混じっていることもある。例えば、ノイズや素子が完全に動作していないことがある。こういったものは再構成するときに除外しなければならない。このためにも各ラン・各素子での現状を把握する必要がある。

#### 6.3.1 PHOS cell QA

まず完全に物理解析が不可能な素子を明らかにし、PHOS の Bad Channel Map を用意する。これを決めるのは、PHOS トリガーイベントが多くあり本研究の解析での軸となる LHC11d の MB トリガーデータを行った。まずシグナルのあったイベント数を各素子ごとに求めた。また同時にシグナルのあった時に、測定されたエネルギーを各素子ごとに足し合わせた、合計の値もヒストグラムにした。各素子ごとのイベント数の結果から、十分な統計がある中で一度もシグナルが検出されなかったチャンネルを Dead Channel とし、周囲と比べ明らかにシグナルの多いものは Noisy Channel とした。Dead Channel と認定されたものは、Efficiency を求める MC において、その存在を再現するためにシミュレーションの段階から無いものとして扱うようにした。また Noisy Channel とされたものは、モジュール毎の素子における測定エネルギー分布にも表れるため、今後の実データの解析の中でそのチャンネルの位置のクラスターを無視する、という扱いをした。

また、エネルギーの足し合わせの結果から、APD のゲインが小さいチャンネルが明らかとなる。十分な統計を解析すると、各チャンネルでの合計測定エネルギーは平均化され、ばらつきは少なくなる。その平均的な

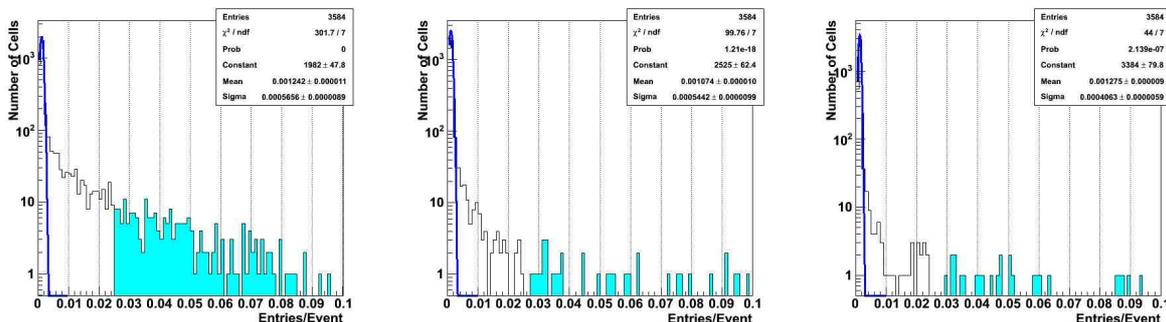


図 6.3.1 各 PHOS モジュールのセル毎の 1 イベントあたりのなる確率分布

高さよりも低いものは APD のゲインが小さいことがわかる。本来こういったチャンネルは再構成される際に Re-calibration することで補正することが望ましいのだが、多くの統計を解析する本研究においてはこれらを Bad Channel として扱わない方針を取った。

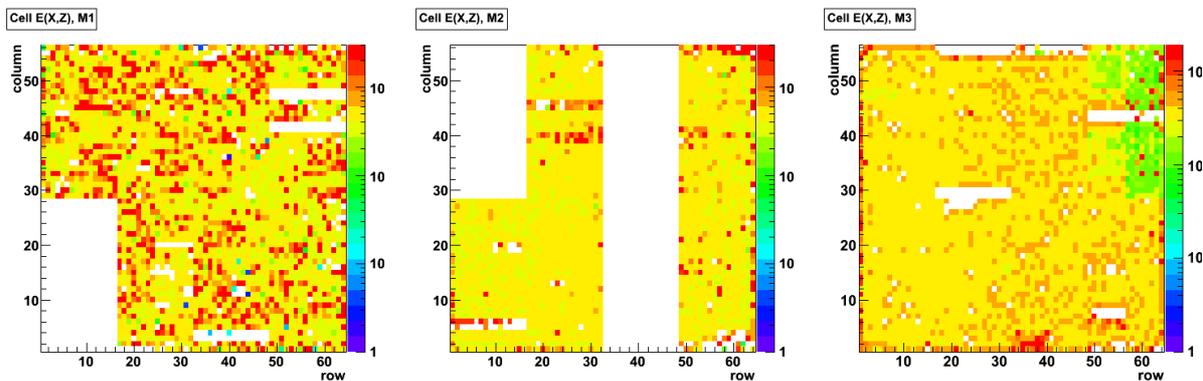


図 6.3.2 各モジュールのセル毎のエネルギーの積分値分布。十分な統計があるため全体として黄色で安定である。赤色はノイズの多いチャンネル、緑色は Mis-calibrated なチャンネルである。

まず最初の QA として、以上 3 種類のチャンネルを Bad Channel として定義した。できた Bad Map は以下の図 6.3.3 の通りである。赤色で塗られたチャンネルが Dead Channel、青色で塗られたチャンネルが Noisy Channel、緑色で塗られたチャンネルが Mis-calibrated Channel の結果である。

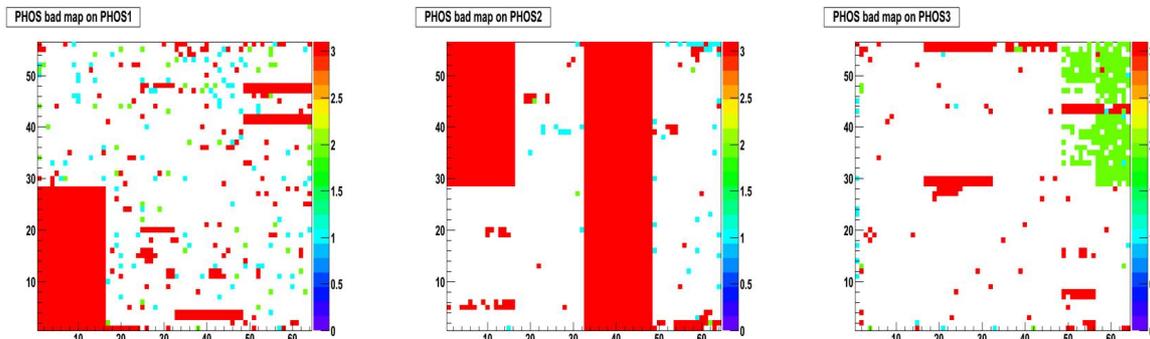


図 6.3.3 QA の結果より本研究で用いる PHOS のバッドマップ。

## 6.3.2 PHOS Physics QA

ここからは、PHOS でのデータ QA のプローブとして  $\pi^0$  を用いていく。 $\pi^0$  の不変質量分布を作り、そのピークの中心値と幅をフィッティングで求めると、PHOS のエネルギー測定に関する情報を非常に与えてくれる。例えば中心値が本来の  $\pi^0$  の静止質量 134.97GeV からずれていれば、測定エネルギーが系統的にずれていることを疑える。また幅がデザインされたエネルギー分解能から推測される幅よりも広い場合には、エネルギー較正の不完全さからくるゲインの不均一性やノイズなどの情報を与えてくれる。そのため、この  $\pi^0$  をモジュール毎やより細かくブランチ毎に比較することでより PHOS の各チャンネルの状態を把握することにつながる。

測定エネルギーが系統的にずれていたことが QA の結果発見された一つの例として、LHC11d の八月の事例を紹介する。LHC11d(8月2日~8月22日)の PHOS トリガーデータでのモジュール毎の  $\pi^0$  の不変質量分布から得た  $\pi^0$  の中心値をプロットしている。

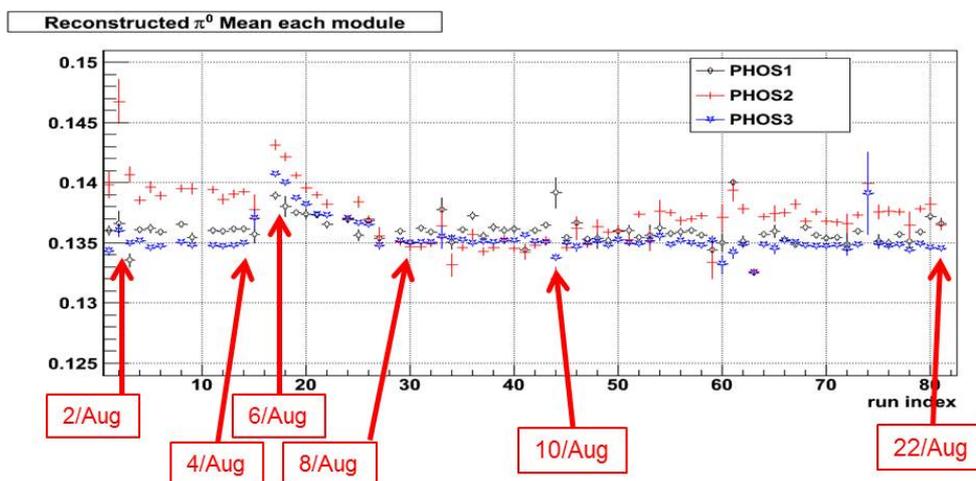


図 6.3.4  $\pi^0$  ピークの平均を用いたラン毎の QA。PHOS の温度に依存して変化しているのがわかり、PHOS の温度状況をモニターすることに近い。

ランが変化し測定する日付が違うのにつれて、 $\pi^0$  の中心値が変化している。特に顕著な振る舞いをしているのが 8月6日から8月8日までの変化である。6日の時点で最大値をとり、時間と共に下がっている。この事を解析グループに報告し、後程 Offline Logbook を参照してこの原因が確認された。それは ALICE の冷水装置が異常動作し、4日から6日の間 PHOS の稼働が停止していたからだった。その後6日より PHOS は再開したが、その温度が動作温度である  $-25^{\circ}$  より低くなりゲインが大きくなっていたことが分かった。そして PHOS の温度が安定に戻ったのが8日の時点である。まさに  $\pi^0$  の中心値の挙動を説明するのに、十分な要因であった。このように、 $\pi^0$  の質量ピークを QA としてモニターすることは PHOS の稼働状況をモニターすることにとっても近い。

またブランチ毎に分けて  $\pi^0$  の不変質量を組むことも非常に有益な情報を与えてくれる。実際の例が以下の図 6.3.5 である。LHC11d の PHOS トリガーデータを用いて各モジュールの各ブランチ毎に分けて不変質量を組み、そのピークの中心値や幅のラン依存性を確認していた。図の中の赤いマーカーが PHOS3 の row が [49~64]、column が [29~56] のピークパラメーターを示し、PHOS3 のそれ以外のブランチでの値を黒の

マーカーで重ね書きしている。その他のブランチはそろっている中で、明らかに問題のブランチだけが振る舞

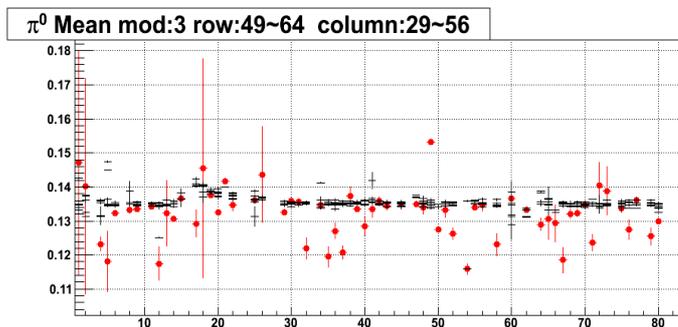


図 6.3.5  $\pi^0$  ピークの中心値のブランチ依存性 (PHOS3)。赤いプロットは Mis-calibration が起こっている PHOS3 の row:49~64, column:29~56 という範囲のブランチである。その他 7 つのブランチを黒で示している。問題のブランチだけが揺らぎ、そのほかはきれいにそろっていることが分かった。

いが異常なのがある。この原因は cell QA の時にも明らかとなっていた APD の HV 不足であった。また PHOS1 と PHOS2 のブランチ依存性の結果も以下に示す。この結果、ピークパラメータ がランに依存して

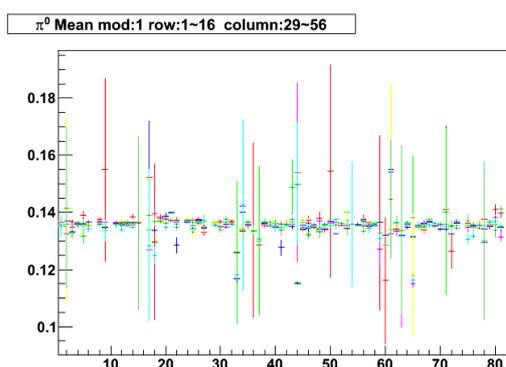


図 6.3.6  $\pi^0$  ピークの中心値のブランチ依存性 (PHOS1)

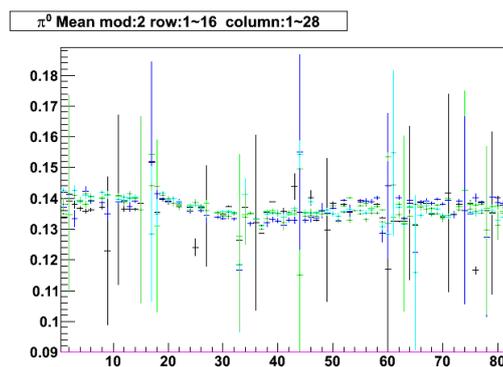


図 6.3.7  $\pi^0$  ピークの中心値のブランチ依存性 (PHOS2)

変動はあるものの、ブランチの位置には一切依存せず、同一のモジュールであれば同じ振る舞いをしている。この事は、PHOS モジュールの中でのクリスタルの温度の均一性が保たれていることを意味しており、PHOS のオペレーションの安定性を表していると考えられる。

また  $\pi^0$  を用いて、PHOS モジュールの中での位置依存性についても検証を行った。方法として、不変質量を再構成するときにはクラスターがどの位置だったのか、各素子の位置ごとに分けて分布を作り、後から見たい位置の不変質量分布だけを足し合わせて、分布の位置依存性を調べた。特に今回はモジュールの末端からの距離に注目し、PHOS の端に並行の一行を足し合わせた。X 方向 (row) を 1 セルごとに刻む場合は Z 方向 (column) には 4~53 までを足し合わせ、Z 方向 (column) を 1 セルごとに刻む場合は X 方向 (row) には 4~61 までを足し合わせた。また解析の中では、2 つのクラスターで不変質量を組んだ時、横運動量が 1GeV/c を超え、エネルギーアシンメトリーが 0.8 以下のクラスター対の不変質量分布だけを記録した。

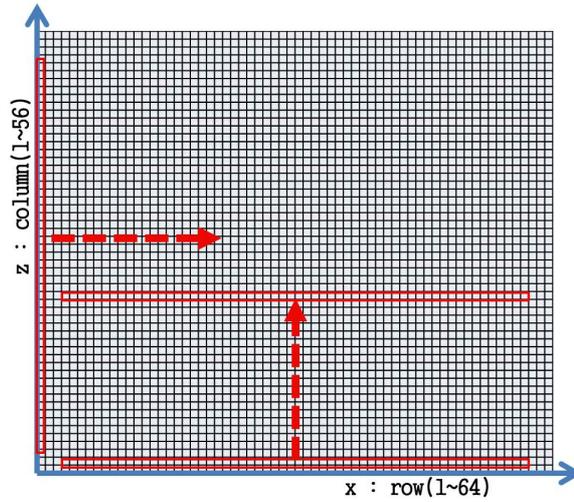


図 6.3.8  $\pi^0$  ピークの PHOS 上位置依存性解析

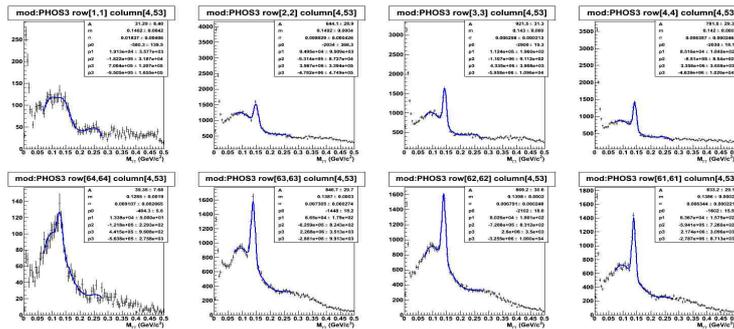


図 6.3.9  $\pi^0$  ピークの PHOS 上位置依存性解析結果。row(X 軸)で PHOS の末端からの距離に依って  $\pi^0$  のピークの見え方が違う。左上から右へ row が 1,2,3,4。左下から右へ row が 64,63,62,61 とスキャンしている。

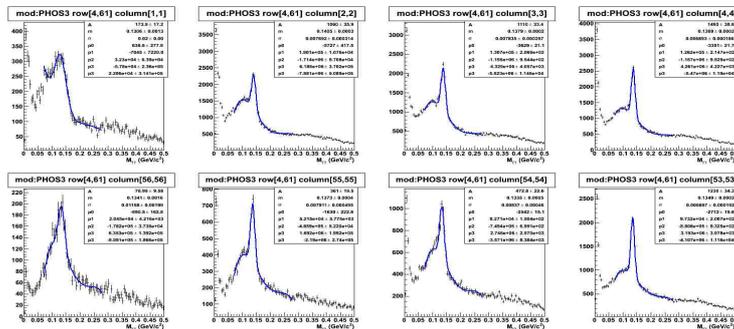


図 6.3.10  $\pi^0$  ピークの PHOS 上位置依存性解析結果。column(Z 軸)で PHOS の末端からの距離に依って  $\pi^0$  のピークの見え方が違う。左上から右へ row が 1,2,3,4。左下から右へ row が 56,55,54,53 とスキャンしている。

結果として、PHOS の末端の位置のクラスターを用いて不変質量を組むと、 $\pi^0$  の形状が他と異なることが分かった。これはクラスター元である光子のエネルギーを電磁シャワーとしてモジュールの外に漏らしてしまい、各クラスターのエネルギーを正しく測定していないためだと理解できる。PHOS では末端の APD は、その HV が高めに設定されている。今回の測定は、そのバイアスが不十分だと言えるかもしれない。一方、記録されるクラスター数は末端ほど少なくなっているため、中性中間子の測定に致命的なほど影響はないものと考えられる。ただし、今後さらにエネルギー較正が改善できる余地があるという事である。

また row(磁場に垂直) と column(ビーム軸に垂直) で刻む向きを変化させると、末端の振る舞いが若干異なっている。row で刻む方が末端での  $\pi^0$  ピーク数の減少が大きかった。これはコンバージョンを起こしてきた電子陽電子対がこの方向に広がるため、他の位置であれば回復していたクラスターが外に漏れて完全に見えなくなる確率が高くなるからだと推測する。その検証のためにも、次にシミュレーションで同様の効果について調べる必要があった。

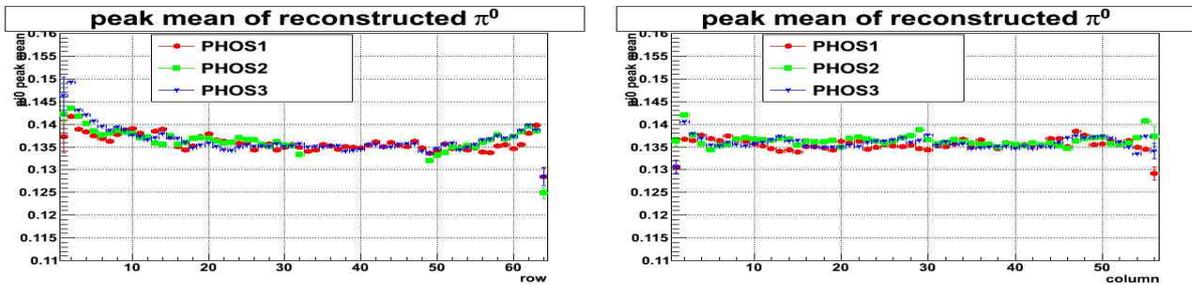


図 6.3.11  $\pi^0$  ピークの中心値の PHOS 上位置依存性。(左図)row で刻んだ結果と、(右図)column で刻んだ結果。明らかにモジュールの末端で振る舞いが変化している。

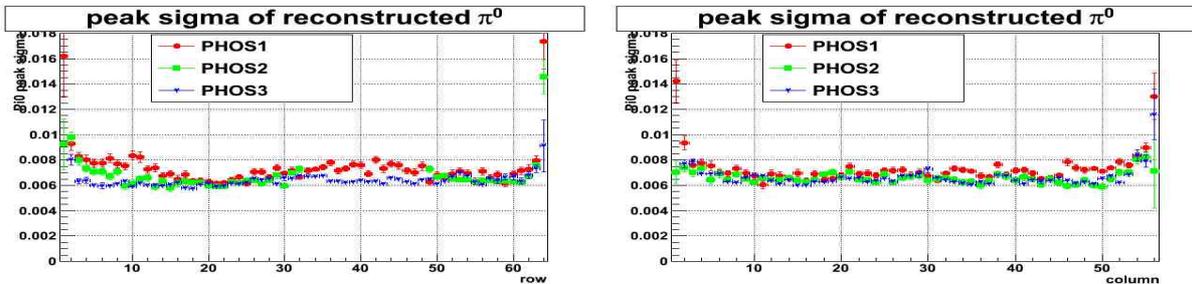


図 6.3.12  $\pi^0$  ピークの幅の PHOS 上位置依存性。(左図)row で刻んだ結果と、(右図)column で刻んだ結果。明らかにモジュールの末端で振る舞いが変化している。

シミュレーションの中で同様の位置依存性 (row,column) について調べた結果が図 6.3.13 ~ 図 6.3.14 である。この時の振る舞いが実際の結果と大きく異なっているのが非常に気付きである。シミュレーションでは、PHOS のモジュールの末端に崩壊光子が飛んだ  $\pi^0$  は再構成されていない。これでは測定効率に実データとの差が生まれてしまう(実効的なアクセプタンスに差が生じてしまう)ため、本来どちらかに合わせるべきであった。この事実気づいたのが遅すぎたために本研究では、PHOS のモジュールの端まで使用した解析となっているが、理想的にはシミュレーションの中で端の効果を正確に補正した測定効率を見積もる必要であった。もしくは、シミュレーションでも実データでも PHOS の端は一切使わない、という事が必要であった。この実データとシミュレーションでの違いは、光子対の開き角が大きい低横運動量領域に大きく影響を与

えると考えられるので、心にとめておいていただきたい。

また row と column の刻む向きの違いもやはりシミュレーションの中でも確認できた。背景分布の作られ方が系統的に違っており、末端のエネルギー補正量もしくは APD の HV の調整は、クリスタルの位置によって変化させる必要がある。しかし磁場の有無で効果の大きさが変わりうるので、APD の HV ではなくオフラインの解析時に調整する方が良いと言える。

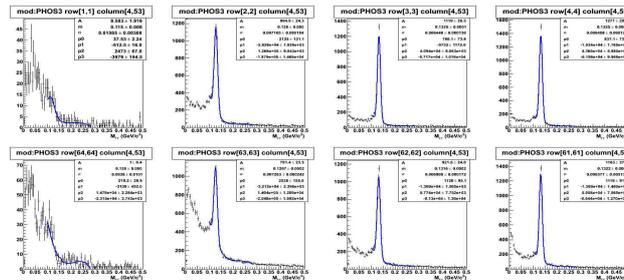


図 6.3.13 (MC) $\pi^0$  ピークの PHOS 上位置依存性解析結果。row(X 軸)で PHOS の末端からの距離に依存して  $\pi^0$  のピークの見え方が違う。左上から右へ row が 1,2,3,4。左下から右へ row が 64,63,62,61 とスキャンしている。

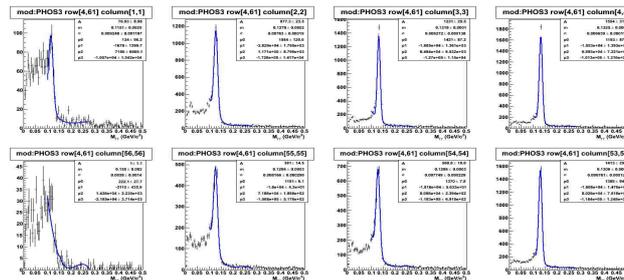


図 6.3.14 (MC) $\pi^0$  ピークの PHOS 上位置依存性解析結果。column(Z 軸)で PHOS の末端からの距離に依存して  $\pi^0$  のピークの見え方が違う。左上から右へ column が 1,2,3,4。左下から右へ column が 56,55,54,53 とスキャンしている。

### 6.3.3 Run QA

最後の QA として、より広いタイムスケールでの均一性について確かめる。方法として、これまで注目してきたセルやクラスターの多重度、 $\pi^0$  のパラメータ、そしてクラスターのエネルギー分布のラン依存性について比較を行い、系統的な違いが無いか確認したい。まずエネルギー分布の比較を簡単にするために、式 6.3.1 の関数でのフィッティングを導入する。こうすることで、定量的にエネルギー分布の形に関して比較を行う事ができる。これを  $\pi^0$  のパラメータやイベントあたりの数と合わせて比較していった。その全ての結果は付録に載せているので確認して頂きたい。2010 年と 2011 年の MB トリガーで扱った全てのラン依存性を調べている。ここではそれぞれのランの品質を表す絵を一つずつ紹介していく。

$$f(x) = A \cdot e^{-Bx/x^2} \quad (6.3.1)$$

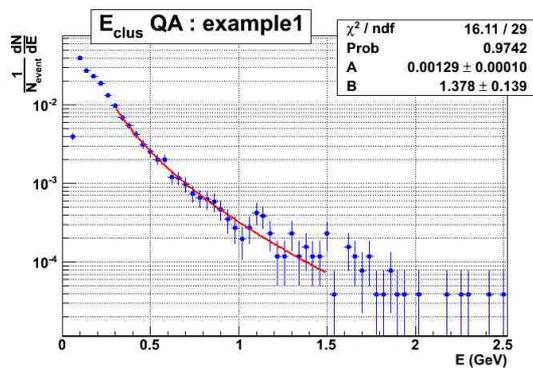


図 6.3.15 サンプル Fitting 範囲 : [0.3GeV ~ 1.3GeV]。サンプル絵 : LHC10e-run# 129665(PHOS1)

各モジュールの測定エネルギーをフィッティングした時の傾きに対応する値 (Parameter B)。色の違いはモジュールの違いである。

LHC10b ~ LHC10e : MB

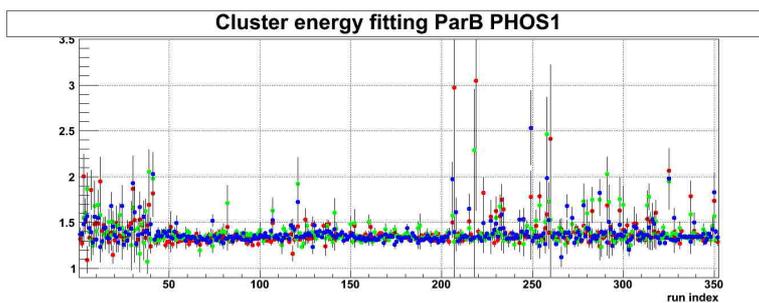


図 6.3.16 LHC10MB QA の結果。測定エネルギー分布の傾きをラン毎に示している。

LHC11a ~ LHC11f : MB(INT7)

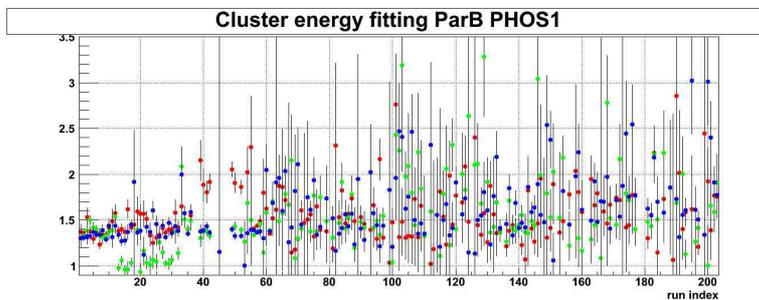


図 6.3.17 LHC11MB QA の結果。測定エネルギー分布の傾きをラン毎に示している。(ただし LHC11d 以降はラン毎のイベント数が少ないため統計誤差は大きくなっている。)

## 6.4 PHOS モジュール別光子クラスター解析

最後に各ピリオドのそれぞれのトリガーにおける PHOS で検出されたクラスターの測定エネルギー分布とその位置分布を比較し、各モジュールの物理的性能を評価する。クラスターの解析には、第 4 章で説明したような条件をかけて、光子らしいクラスターを選別している。これにより中性中間子の測定に関わる光子に対しての物理性能に注目した解析となる。

LHC11d ~ : INT7

まず PHOS トリガーデータのベースラインとなる MB トリガーデータの結果である。PHOS トリガーデータを収集したのは主に LHC11d であり、系統的な違いが少ない方が望ましいため、INT7-I トリガーデータを解析した。またここまでの QA の結果から明らかなように、LHC11e と LHC11d の間に大きな結果の違いがあったため、LHC11d 以降の結果だけをマージしている。図 6.4.1 に示すのが、PHOS のクラスターの位置分布とエネルギー分布である。期待されたように、万遍なくクラスターは検出され、その測定エネルギーも一様でモジュール依存性なども見られない。ただし統計が少なく、その性能について評価できるのは 5 GeV までである。

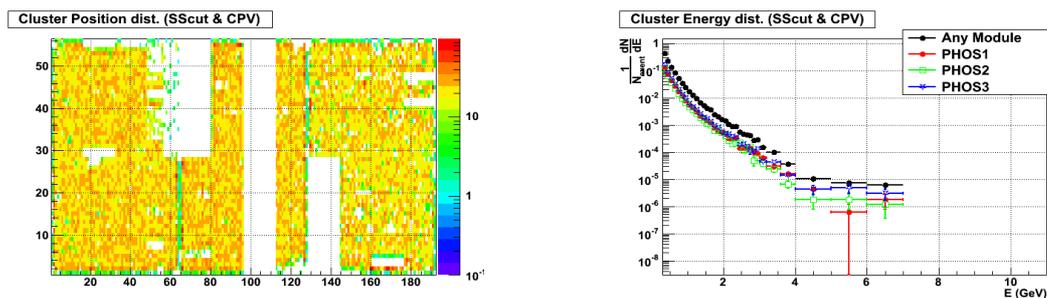


図 6.4.1 LHC11d ~ INT7 トリガーにおける光子クラスター分布

LHC10 : MB

本研究では LHC10 の解析にも、QA の結果得られた Bad Channel を考慮して PHOS のアクセプタンスをそろえている。LHC10 は統計があるため十分なエネルギーまで評価ができる。また位置分布でも万遍なくクラスターが検出されており、PHOS トリガーデータのベースラインとして有効だと判断した。

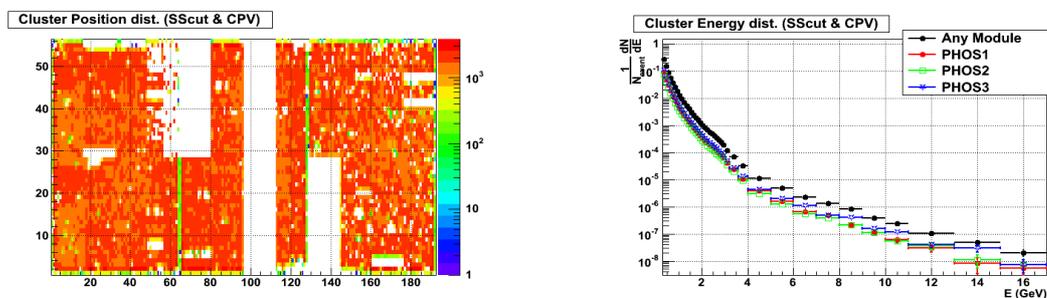


図 6.4.2 LHC10b ~ LHC10e MB トリガーにおける光子クラスター分布

LHC11d ~ : PHI7

次に PHOS トリガーデータでのクラスターの位置分布とエネルギー分布である。ここでは位置分布に偏りが確認された。これはトリガーの性能による偏りであることは明らかである。またエネルギー分布も MB イベントと比べてその形状に特徴が表れている。

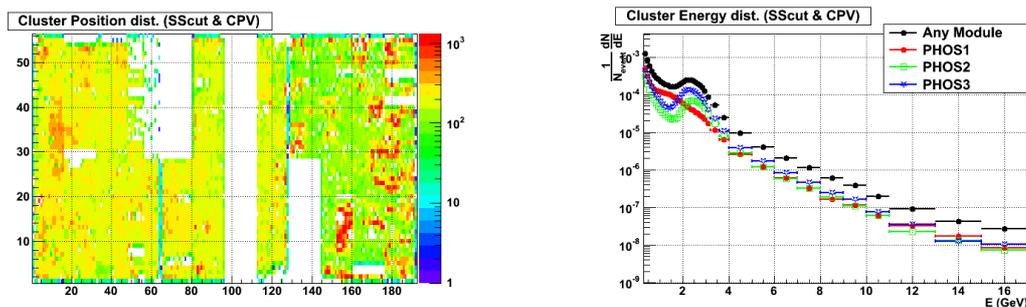


図 6.4.3 LHC11d ~ PHI7 トリガーにおける光子クラスター分布

PHI7 と MB の比較

最後に PHOS トリガーデータとそのベースラインである LHC10MB と比をとると、各モジュール毎の PHOS トリガーの物理的性能を評価ができる。ここでのフィッティングなどの結果は第 7 章で考察するとし、ここでは結果の提示だけに留めておく。

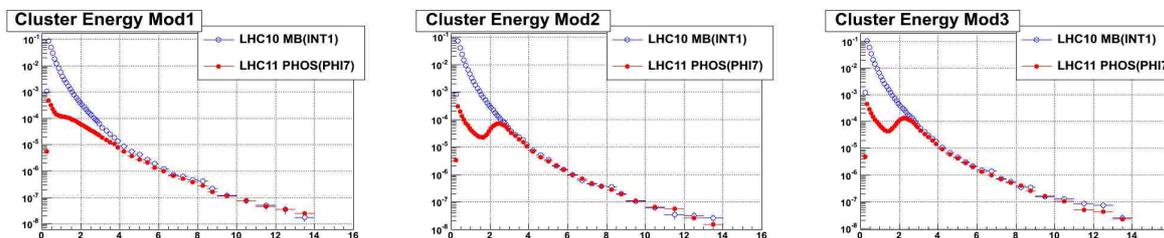


図 6.4.4 各モジュールの MB トリガーと PHOS トリガーの測定エネルギー分布の比較

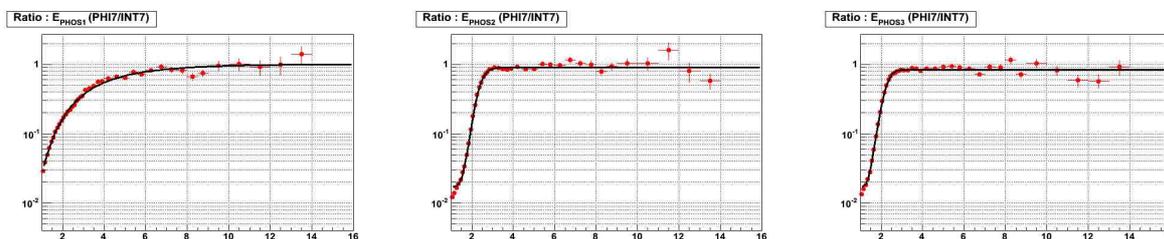


図 6.4.5 各モジュールの MB トリガーと PHOS トリガーの測定エネルギー分布の比

## 第 7 章 PHOS トリガー効率の補正関数

PHOS トリガーは第 3 章で説明したように、本研究の期間は全て 2GeV を閾値として設定している。しかし APD に実際にかかっている HV や TRU 上でのペDESTAL など、実際にはその通りになっていないことは第 5 章の QA で明らかである。この章では、実際の PHOS での測定エネルギー分布から垣間見える物理的性能を反映させたモンテカルロ (MC) シミュレーションを行う事で、実効的な PHOS トリガー効率を見積もる。

### 7.1 MC を用いた見積もり方針

PHOS トリガー効率と漠然と呼んでいるが、実際どういう値を求めているのかをここで今一度考察する。PHOS トリガーは現状、イベント毎にどの TRU のどのチャンネルでトリガーが立ったのか、といった情報を取り出すことができずにいる。よく同様な高エネルギー実験において使用される High Level トリガーであれば、実際にトリガーの情報を用いることができるものである。そのため本研究で収集されたデータから物理量を抽出するために必要としている情報は、本来のトリガー効率と微妙に異なるためここで明らかにしておく。

まず PHOS トリガーデータと呼んでいるものは、何かしらの粒子が PHOS に入射し、PHOS の L0 トリガーを鳴らして記録された、MB トリガーデータの一部である。逆にそこで測定された収量というのは、MB の中で何かしらのトリガーが鳴ったイベントの中に存在した粒子数である。求めたい物理量は、MB イベントの陽子陽子衝突での収量がなので、単純にこの粒子数の違いだけが重要である。そこでこの違いの比率を MC で再現し、実データに適用することで、トリガーの補正とすると考えた。そこで MB イベントとして PYTHIA を用いる事にし、生成された陽子陽子衝突事象の中で実際の PHOS の物理性能においてトリガーが鳴るとされるイベントで検出される粒子数を調べた。

ここで PHOS トリガーデータの時 (LHC11d~) の PHOS の実状について振り返りたい。

- PHOS1 モジュールには  $64 \times 56$  のセルがあり、8 つの TRU がトリガーを判定している。その判定は  $2 \times 2Sum$  の値が 2GeV という閾値を超えたものが、896 個の  $2 \times 2$  の中に 1 つでも存在するか、という条件で行っている。
- PHOS は幾多の事情により、複数のブランチやセルがまったく応答なく機能していない。(dead channel)
- PHOS1 の HV が最大値の 400mV までかけることができなくなっている。ただし 340mV のバイアスをかけるには問題が無い、しかし 360mV のバイアスは掛ける事ができずに、350mV で頭打ちになってしまっている。(APD Gain Empty)。APD のゲインの時点でのずれのため、当然トリガーのためのシグナルも小さくなっている。
- 一方全体としての帳尻を合わせるように、頭打ちになっていない cell では HV が適性値よりも高めとなっており、ゲインが高くなり低いエネルギーにも反応してしまう。
- PHOS の温度は前年よりもさらに安定している。数字にすると、 $-25.03 \pm 0.04$  と高い精度で安定しており、エネルギーの精度としても安定して良い状態にある。
- 同様に  $\pi^0$  のピークからも分かるように、全てのモジュールでエネルギー較正がなされている。(APD のゲインはばらけているが、Offline でのエネルギー較正が効果的に効いている。)
- また Trigger test の結果、TRU でのノイズなどがトリガーを鳴らす確率はほぼ 0% となっていることが確認された。ただし、Analog-OR の各チャンネルや TRU での  $2 \times 2Sum$  でペDESTAL が関与する

可能性はぬぐいきれない。

以上の情報と、第 6 章で求めたクラスターの測定エネルギー分布のトリガー依存比率と位置分布を基に MC で実際の PHOS トリガーの性能の再現を考慮した。当初そのために考えていたのが、ゲインのばらつきと各回路でのペDESTALを MC 中である幅を持って乱数でふる方法を考えていた。ただしこの方法では、どのような幅を持った乱数をそれぞれに作れば良いのかが、全くのあてずっぽうでしかなく、最適値を探すべく解析を繰り返すにしても、収束するのが遅くなることは目に見えていた。

そこでゲインのばらつきも、ペDESTALによる TRU のエネルギー分解能も、MC 中の  $2 \times 2Sum$  の閾値  $\sim 2GeV$  を、各  $2 \times 2Sum$  毎でばらけさせることで表現しようと考えた。ただし、これは各  $2 \times 2Sum$  が決まった固有値でゲインが決まっているという、よりシンプルにしたモデルを採用したことになる。これで例えば PHOS のエネルギー分布の比が再現されないようなら、方法を改める必要があるだろう。

## 7.2 解析の詳細

ここからより詳細な設定について説明する。まず最も重要な閾値の乱数の振り方である。この方法の長所でもあるが、この乱数の関数はある程度実データから知ることができる。それはエネルギー分布の比の曲線からである。

ここで第 6 章の QA で求めたエネルギー分布の比に、各モジュール毎に以下の確率分布関数の積分形でフィッティングを行った。

$$\text{PHOS1 対数正規分布: } f(x) = \Phi\left(\frac{\log x - \mu}{\sigma}\right)$$

$$\text{PHOS2 正規分布: } f(x) = \Phi\left(\frac{x - m}{\sigma}\right)$$

$$\text{PHOS3 正規分布: } f(x) = \Phi\left(\frac{x - m}{\sigma}\right)$$

$$*\Phi\left(\frac{x - m}{\sigma}\right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^x \exp\left[-\frac{(t - m)^2}{2\sigma^2}\right] dt$$

これらの分布は各モジュールごとの実状とも、定性的に一致している。まず PHOS2・3 は APD に適性の HV がかかっており、ゲインのばらつきは元来ある誤差の範囲であると考えられる。一方 PHOS1 は APD のゲインが頭打ちになっていることから、中心値から見て低い側は適性の HV をかけられるセルの成分のため正規分布になり、ゲインが小さい中心値から高い側は正規分布からはずれ非対称になることが予想できる。以上よりこれらの関数を用いてフィッティングを行い、最初の乱数を振るための関数を導出した。

モジュール	Mean( $\mu$ )	Sigma	UpperL
PHOS1	1.333	0.6252	1.0000
PHOS2	2.355	0.3389	0.8777
PHOS3	2.191	0.3329	0.8254

表 7.2.1 各モジュールのフィッティングの結果

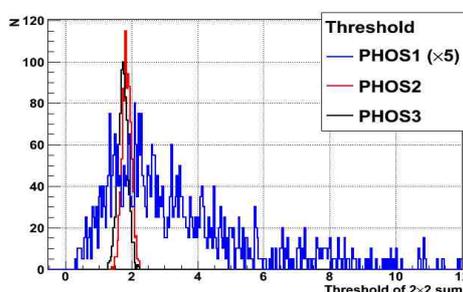


図 7.2.1 フィッティングの結果の微分形

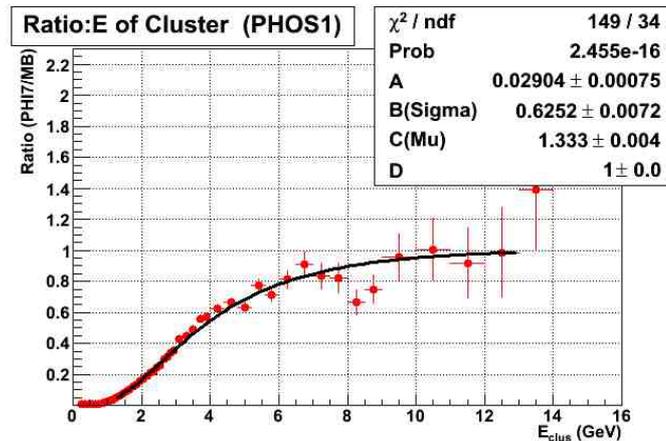


図 7.2.2 PHOS1 のトリガー効率曲線

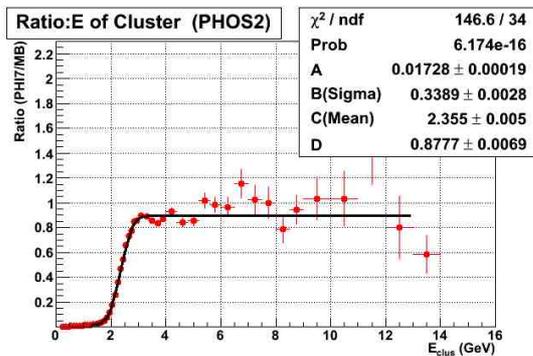


図 7.2.3 PHOS2 のトリガー効率曲線

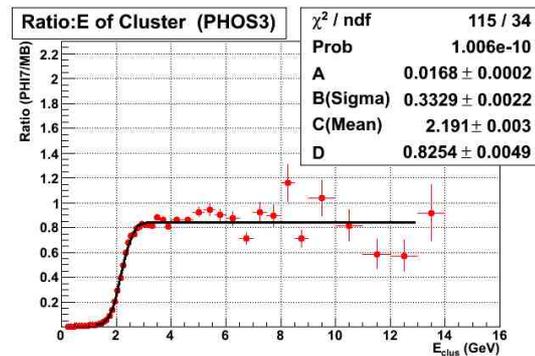


図 7.2.4 PHOS3 のトリガー効率曲線

またシミュレーションの中で TRU の回路は再現されていないため、PHOS の物理測定に用いられる AliESDCaloCells のクラスでの Amplitude を TRU のシグナルの強度に見立てて、 $2 \times 2Sum$  の計算を行った。この合計値がそれぞれの位置で設定した閾値を超えた場合、そのイベントは PHOS トリガーイベントとして扱った。

またフィッティングで得られた関数の上限が 1 に一致しないことも考慮しなくてはならない。これはトリガーの回路が反応しないことや、測定時に不自然な振る舞いを示した  $2 \times 2$  を trigger の候補から外す (trigger mask)、という事も行われていたことに起因すると推測した。これらは、各イベントで 0~1 の範囲で乱数を振り、ある値以上の時にその  $2 \times 2Sum$  を使わない、という事で再現を試みた。

また最後にシミュレーションの中でも Dead Map の再現を行った。今回は Simulation を作る段階から Dead Map の再現を行っており、例えばセルの無いところに電磁シャワーが漏れた際には、クラスターのエネルギー測定自体もゆがませるようになり、より現実的なシミュレーションに工夫している。

こうして全てのイベント (AliESDCaloCells の Amplitude の合計に関係なく) での各モジュールで測定されたクラスターのエネルギー分布と、PHOS トリガーイベントでのエネルギー分布を比較した。この比が現実の比に近くなれば、現実の PHOS の状態を再現できているとして、トリガー効率を見積もる解析へと進んだ。

実際はすぐにこの比を再現することはできなかった。その原因として、以下のいくつかの要因が考えられる。

- 今回用いた AliESDCaloCells とクラスターのエネルギーの対応関係が、実際の TRU の回路のゲインとクラスターのエネルギーの対応関係と異なるため。
- シミュレーションの中でももともと有限な精度で AliESDCaloCells の Amplitude が揺らいでいるため、よりずれを大きくしている。
- ゲインのばらつき方の近似的な再現に正規分布や対数正規分布を用いたが、そもそも関数として間違っている。

そこで、乱数の入力値を変化させて出力 (モジュール毎の物理性能) の変化を確認する、という繰り返しを行った。そして 12 回目の繰り返しで最も実データの比を再現する入力値を見つけ出した。(本論文では、この繰り返しの過程は割愛させていただく。) しかし、まだ  $2\sigma$  の範囲ではずれがあり、上記の要因が大きく関わっていると考えられる。しかし完全な再現とはいかなかったが、本研究ではこの残ったずれをトリガー効率の系統誤差に押し込める方針にした。以下が最終的な入力値とその結果である。カーブの形状について、MC の出力と実データの結果は近くなっている。しかしその高さのバランスはまだ調整が必要である。

モジュール	乱数生成関数	Mean( $\mu$ )	Sigma	$T_{mask}$
PHOS1	対数正規分布	1.089	0.6693	0.985
PHOS2	正規分布	1.852	0.1436	0.962
PHOS3	正規分布	1.743	0.1602	0.917

表 7.2.2 最適化後 MC の入力乱数値。この乱数によって  $2 \times 2$  の閾値をばらけさせるとよく実際のトリガー効率を再現する。

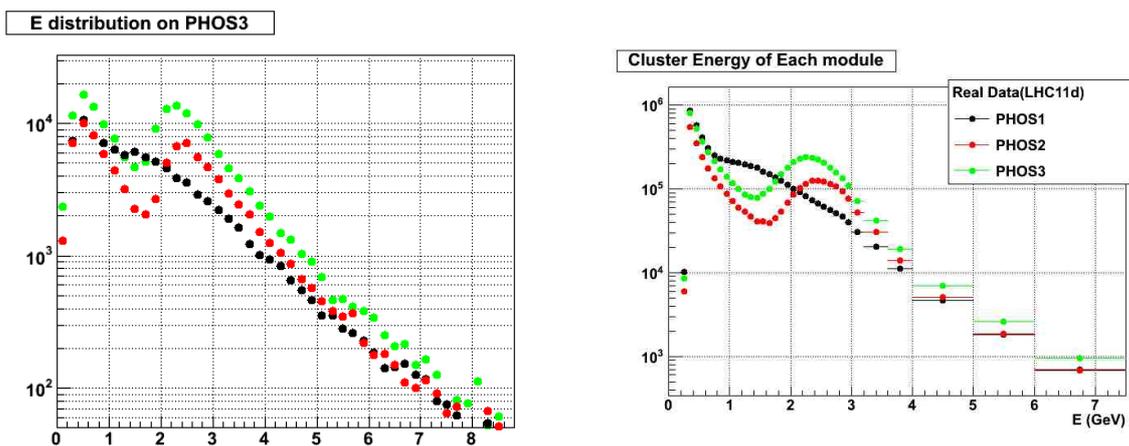


図 7.2.5 最適化後 MC と実データの各モジュール毎の測定エネルギー分布の比較。高さに違いはあるが、その形状などは近くなっている。

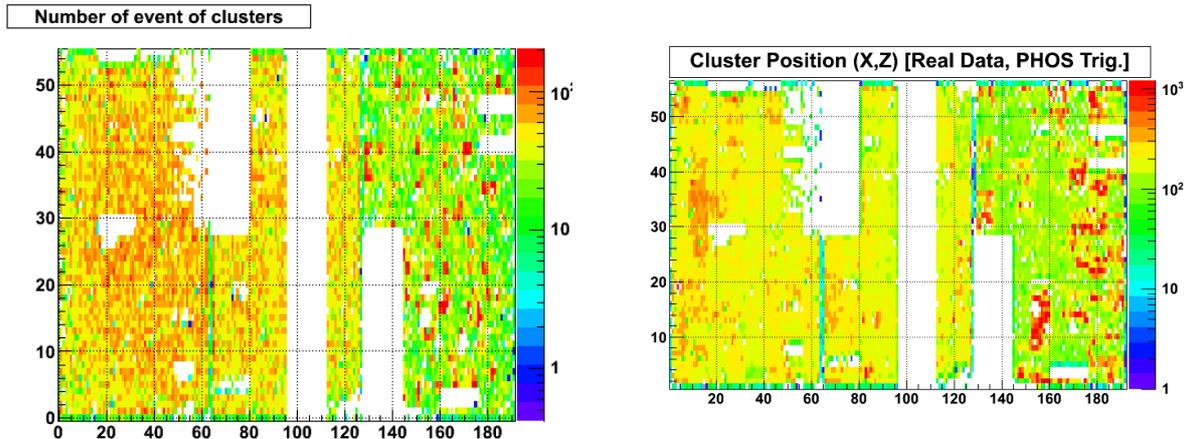


図 7.2.6 最適化後 MC と実データの PHOS 占有度の比較。とくにモジュール毎のクラスター数のばらつきが近くなっている。

### 7.3 粒子別 PHOS トリガー効率

粒子別 PHOS トリガー効率として以下のような比を MC で計算している。これによって、PHOS トリガーをならした粒子だけにとどまらず、ならした粒子と同時に PHOS に入った粒子の要素も考慮でき、収量に直接適用できる補正関数になる。

$$\varepsilon = \frac{\text{MC - PHOS トリガーイベントで、全崩壊光子が PHOS のアクセプタンスの中に入った粒子数}}{\text{全イベントの中で、全崩壊光子が PHOS のアクセプタンスの中に入った粒子数}} \quad (7.3.1)$$

この時、対象とする中性中間子に合わせて崩壊光子の数は変化する。また、本解析の中で「PHOS のアクセプタンスの中に入った」という意味は、以下の条件を突破した粒子の事を指す。

- MC 中で生成された単中間子が崩壊してできた娘粒子で、その PDG コードが 22 (=光子) であり、その進行方向が PHOS のモジュールのある  $\phi$  と  $\eta$  である。
- 粒子の進行方向で PHOS 上にクラスターが存在する。

1 つ目の条件を分母と分子の両方に要求することで、測定効率の中のアクセプタンスの条件とそろえている。また 2 つ目の条件によって、PHOS の Dead Map や Conversion などの効果と分離することができる。

さらに本解析手法では PYTHIA の MB イベントシミュレーションを用いてトリガー効率を見積もるが、このアクセプタンスの条件によって統計を貯めるのが非常に困難になっている。そのため中性中間子それぞれの見積もり用に、各中性中間子が PHOS のアクセプタンスの中に存在するイベントを選択的に増倍させたシミュレーションを独立に生成し、独立に解析を行った。これは、上記の式の分母は、中性中間子が PHOS に向かって飛んでいなければその粒子数は一切増えないため、意図的にイベントを選択することにした。それぞれの粒子用シミュレーションでは以下のような条件・統計で生成した。横運動量の条件が粒子ごとに異なっているのは、質量の差によって PHOS のアクセプタンスの中に全ての崩壊光子が入る横運動量の下限値がそれぞれで異なっているためである。(なお、この PYTHIA での粒子トリガーのオプションはデフォルトの AliPythia には入っておらず、本研究用に AliPythia を modify してこのオプションを追加設定している。)

メソン	横運動量	$ \phi $	$\eta$	統計
$\pi^0$	$> 1.0\text{GeV}/c$	$260^\circ \sim 320^\circ$	$< 0.15$	2.38Meve.
$\eta$	$> 1.5\text{GeV}/c$	$260^\circ \sim 320^\circ$	$< 0.15$	0.69Meve.
$\omega$	$> 2.5\text{GeV}/c$	$260^\circ \sim 320^\circ$	$< 0.15$	2.35Meve.

表 7.3.1 本解析用シミュレーションの特殊条件

これより粒子毎のトリガー効率の解析結果を図 7.3.1 に示す。今回はシミュレーションで見積もった上記の比の横運動量分布を以下の式でフィッティングを行った。パラメーターは 5 個あり、その形状の概要は以下の図で示す。

$$f(x) = A + \left( \frac{D}{(1 + (x/c)^B)^E} \right) \quad (7.3.2)$$

- A 下限の漸近線
- B 傾き
- C 中間領域
- D 上限の漸近線
- E 非対称因子

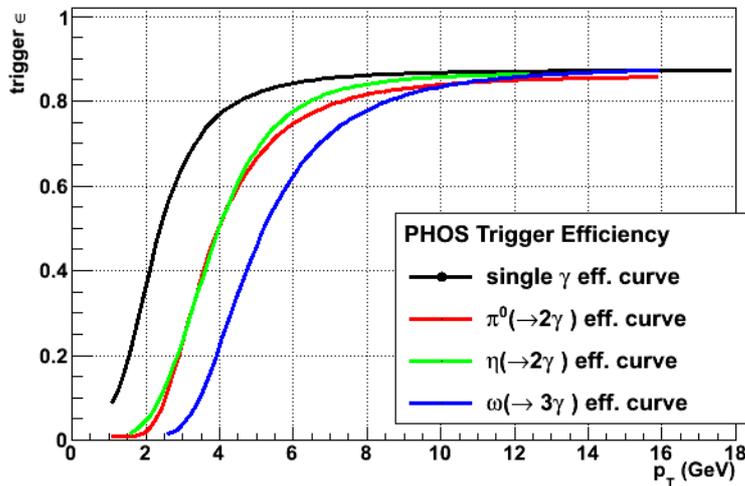
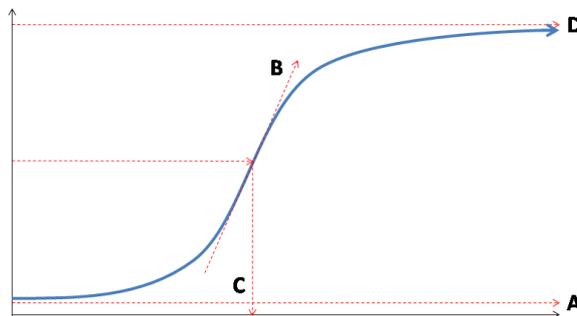


図 7.3.1 粒子別トリガー効率の結果。その構造は崩壊モードに大きく依存していることがわかる。

まずそれぞれの効率曲線の構造について考察する。真っ先に言える事として効率曲線は粒子の崩壊モードに最も依存し、粒子の質量にはそれほど強く影響を受けていない。2つの光子に崩壊する  $\pi^0$  と  $\eta$  は同じ横運動量で立ち上がり、中間 (~60% 位) までほぼ同じ曲線をたどる。しかし、3つの光子に崩壊する  $\omega$  は横に広げ

たような形になっている。これは崩壊した光子の数に応じて、その中でエネルギーの配分が異なっているためだと考えられる。一方質量の差は閾値の 2GeV に対して十分小さいため、曲線に影響が無いと考えられる。

以下に示すのは、横軸に中間子の横運動量、縦軸にその時の崩壊光子の中で最も高いエネルギーを表している。灰色は  $\pi^0$  の相関、緑色は  $\eta$  の相関、そして青色は  $\omega$  の相関をそれぞれ表している。それらを  $pol1(p0 + p1 \times x)$  でフィッティングをした。すると、 $\pi^0$  と  $\eta$  の相関はほぼ同じ直線でフィットでき、 $\omega$  は  $\pi^0$  に比べて傾きがゆるくなっていることが分かった。このように崩壊モードに依存して崩壊光子のエネルギー配分が異なっている。一方図 7.3.1 を見るとがクラスタ の効率曲線はおおよそ 5GeV で平坦になっているが、例えば  $\eta$  の崩壊光子の中で高いクラスタが典型的に 4GeV となるのは  $p_T$  が 7.63GeV/c とフィッティングの結果の関数から分かる。同時に  $\omega$  についても  $p_T$  が 9.36GeV/c と計算から求まる。これはそれぞれの効率曲線が平坦になる横運動量とおおよそ一致している。以上の理由で、粒子毎でトリガー効率が異なっている事が説明できる。

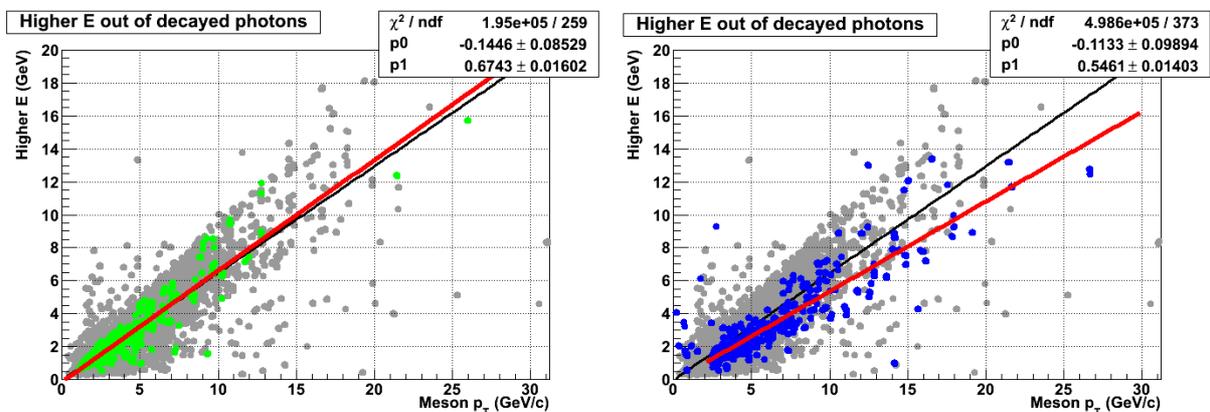


図 7.3.2 各中間子の横運動量と崩壊光子のエネルギーの相関。(  $\pi^0$  ) 灰色の点と黒色の直線、(  $\eta$  ) 緑色の点と左図の赤色の直線、(  $\omega$  ) 青色の点と右図の赤色の直線。

一方  $\pi^0$  に関しては、MB トリガーでの収量は 2010 年の高統計 MB データから、PHOS トリガーデータでの収量は 2011 年の LHC11d 以降から、と既にその比を知っている。そのため次に、シミュレーションから得られた効率曲線を実際に測定した  $\pi^0$  の収量比と比較した。また低横運動量では、これまでに用いていた関数だとあまり上手く再現していなかったため、 $p_T < 2.5\text{GeV}/c$  を指数関数で別途フィッティングを行い、分けて検証することにした。また今回系統誤差の検証のために、シミュレーションの繰り返しの中で 2 番目に良い再現性だった入力値の回に導出された関数でも同じように比較を行った。比較として実データの収量比とフィッティングより得られた補正関数の比を見た。この値が 1 と一致している箇所は統計誤差の範囲でシミュレーションと一致しているといえる。

緑は高横運動量領域をフィッティングした結果のため、その範囲には良い再現性である。一方青の低横運動量領域は 2GeV の時点では一致しているのに対し、低くなるにつれて少しさがっている。しかし、実データの低横運動量領域の測定収量には大きな系統誤差 (主な要因はエネルギーの非線形性) が既にあり、それを考慮するとこのずれ方は誤差の範囲内と言える。そのため誤差の過剰見積もりを避けるために、高横運動量の比を定数でフィッティングし、そのずれの大きさである 2% をトリガー効率の系統誤差の上限値として収量の誤差を考慮した。また  $\eta$  についても同様の手法であるため、同一の系統誤差として見積もった。

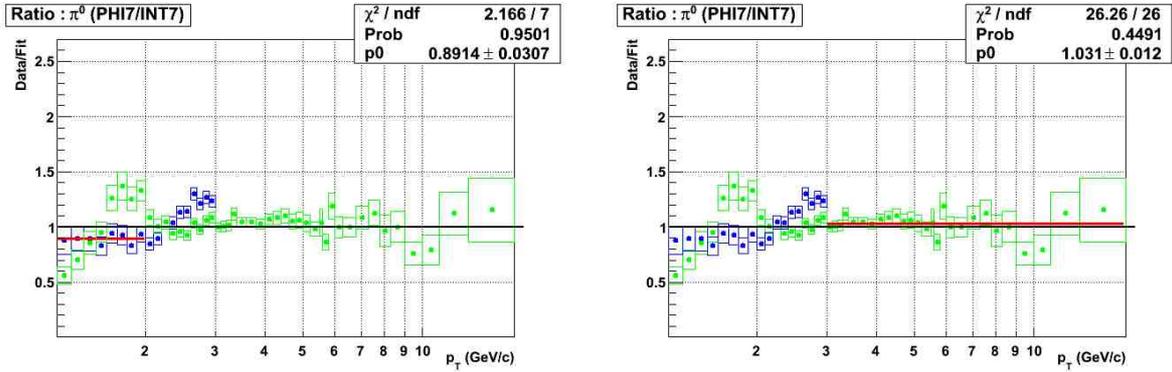


図 7.3.3 実際に測定された PHOS トリガーでの  $\pi^0$  の収量比 (Data) と導出した補正関数 (Fit) の比較。  
青色が  $2\text{GeV}/c$  以下の指数関数の比較結果。緑色が  $2\text{GeV}/c$  以上の関数の結果の比較

PHOS トリガー効率の最終結果

$\pi^0$  のトリガー効率 (横運動量  $p_T < 2.0\text{GeV}/c$ )

$$\text{関数形: } f(x) = \exp(a + b \times x)$$

系統誤差 < 2%

- $a = -7.246$
- $b = 1.794$

$\pi^0$  のトリガー効率 (横運動量  $p_T > 2.0\text{GeV}/c$ )

$$\text{関数形: } f(x) = A + \frac{D}{(1+(x/c)^B)^E}$$

系統誤差 < 2%

- $A = 0.01254$
- $B = -3.302$
- $C = 1.668$
- $D = 0.8481$
- $E = 10$

$\eta$  のトリガー効率 (横運動量  $p_T > 2.0\text{GeV}/c$ )

$$\text{関数形: } f(x) = A + \frac{D}{(1+(x/c)^B)^E}$$

系統誤差 < 2%

- $A = 0.001$
- $B = -3.181$
- $C = 1.651$
- $D = 0.9108$
- $E = 90985$

## 第 8 章 PHOS トリガーデータを用いた測定結果

この章では、PHOS トリガーデータでの中性中間子の収量を測定し、ここまで求めてきた測定効率を基にそれぞれの中性中間子の不変生成断面積まで導出する。またそれぞれの不変生成断面積は Tsallis 関数が成り立つと仮定し、物理量に換算して粒子生成について議論する。

### 8.1 最終的な系統誤差

ここまで補正係数を MC の結果から見積もってきた。しかし実際の測定が MC と同等かの検証がまだ不十分である (MC 中の物質量についてのみ第 5 章にて検証し十分に再現性が確認された)。そこで実際のデータにて測定された  $\pi^0$ 、 $\eta$  のピークパラメータの  $p_T$  依存性を実際の測定と MC での結果を比較した。

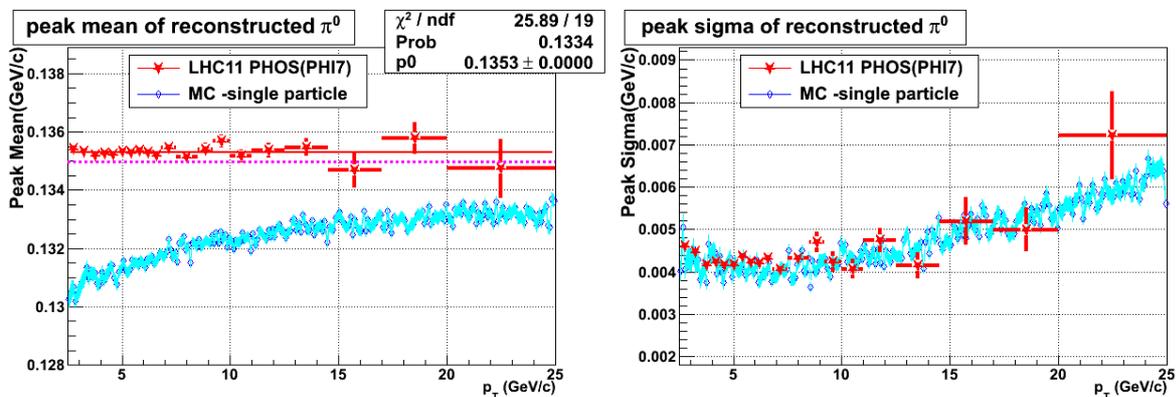


図 8.1.1 実データと補正関数を導出した MC の  $\pi^0$  ピークの中心値と幅の比較。中心値が大きくずれ MC に非線形性などのエネルギー較正についての考慮が必要なことを示唆している。

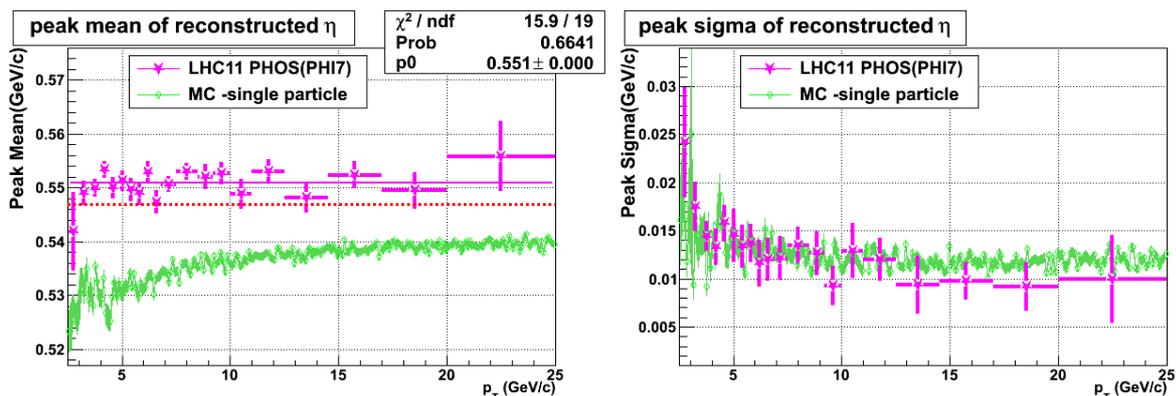


図 8.1.2 実データと補正関数を導出した MC の  $\eta$  ピークの中心値と幅の比較。中心値が大きくずれ MC に非線形性などのエネルギー較正についての考慮が必要なことを示唆している。

第 6 章の QA においても、これらピークパラメータを用いた検証を行ったが、ここでは PHOS の性能を評価する指標に用いる。ピークの中心は PHOS の絶対的なエネルギー較正の精度やエネルギー非線形効果の指標、ピークの幅は PHOS における各素子の相対的なエネルギー較正 (各素子の性能の均一性) の精度やエネ

ルギー分解能の指標と考えることができる。またここでの指標は、オフラインでのエネルギー較正後の結果である。つまり第 6 章で問題となったように、各素子の HV バイアスは不完全なもので、そのゲインは偏りを持っているので、それらを各素子毎に補正した後の物である。

左右の内左側がピークの中心値の  $p_T$  依存性、右側がピークの幅の  $p_T$  依存性を表している。またピークの幅における赤い点線は、それぞれの中間子の静止質量を表している。以上の通り、LHC11 の PHOS トリガーデータからの結果として、ピークの中心値はほぼ誤差の範囲で静止質量と一致し、 $p_T$  依存性も見られず平坦な分布をしている。ピークの幅は安定した振る舞いを見せており、誤差の範囲で MC の結果と一致している。問題は MC の結果でのピークの中心値の振る舞いである。明らかにそれぞれの中間子の静止質量と一致せず、系統的に低く見積もられている。

これは実データのオフラインでエネルギー非線形性の効果も考慮されて較正されたために、理想的な (ノイズなどの無い) 状態の MC を上回る優れた性能となってしまっている。この事自体は極めて喜ばしいことなのだが、その結果シミュレーションでの結果の信憑性が失われ、補正係数に不確かさが生じてしまった。なぜならシミュレーションの中では、エネルギーを小さく見積もっていたため、横運動量の測定値なども小さく見積もり、全体として左にシフトした分布をみていたことになる。すると、例えば低い横運動量領域ではアクセプタンスが急激に変化しており、少し横にシフトするだけでその値は大きく変化する。高横運動量領域でもマーキング効果でその分布に傾きを持っているため、横にシフトすればその値は変化しうる。そのため大きな系統誤差の要因となってしまった。

物理解析グループでは MC シミュレーションの中の測定されたクラスターのエネルギーに、以下の内容を考慮して補正し、MC での結果が実際の  $p_T$  依存性を再現するようにする試みも行われた。

定数倍の補正 最も単純な補正で、ピークの中心値が全て下回っているので、エネルギーの底上げを行うという事である。これは実際のエネルギー較正で大きくしすぎてしまっている事に起因している。

デキャリブレーション (decalibration) これは意図的に (乱数を用いて) 各素子のエネルギー較正を間違えさせ、均一性を崩すものである。これによって、ピークの幅が広がっていく事になる。また不変質量は 2 つのクラスターの複合で導出するために、均一性が大きく崩れるとピークの中心値が下に下がる傾向にあるという報告結果もある。

非線形性 (Non-linearity) 補正 この性質の起源は、モジュールの末端による効果やクラスタリングの時の閾値の効果、結晶内での光の減衰効果など様々で複合的に関わっている。そのため  $p_T$  依存性の大きな要因となっており、この再現が最も困難であり課題である。

本研究でも少なからず近づける努力を行った。まずデキャリブレーションはピークの幅の  $p_T$  依存性が一致していることから 0 とした。また定数倍の補正を少なからず小さく行い、非線形の効果も含めた再現を狙って、以下の関数を導入してそのエネルギーを変化させた。

$$E_{corr} = E \cdot f(E), f(E) = A \times \left(1 + \frac{B}{1 + E^2/C^2}\right) \quad (8.1.1)$$

結果として差を近づけることにはつながったが、再現することには遠く及ばなかった。そのため共同物理解析グループの解析ノートの結果を引用し、そこで見積もられた系統誤差を本研究の系統誤差として加えた。またこの系統誤差は  $p_T$  に依存して低横運動量になるにつれてその不定性が大きくなる、以下の式を用いた。

$$\sigma_{nl} = \sqrt{0.02^2/p_T^2 + 0.045^2/p_T} \quad (8.1.2)$$

またその他にも系統誤差の要因があり、例えば不変生成断面積への換算するためのルミノシティの値は、

PHOS トリガーを用いた $\pi^0$ 測定で考慮した誤差 (%)		
横運動量	$p_T = 1.3(GeV/c)$	$p_T = 4.0(GeV/c)$
統計誤差	11	1.3
アクセプタンス	1.2	< 1
測定効率	5	1.4
コンバージョン	3.1	3.1
トリガー	< 2	< 2
収量抽出	2.1	2.5
非線形	9.0	1.5
エネルギー較正	< 1	1
ルミノシティ	4	4

 表 8.1.1 PHOS トリガーデータの  $\pi^0$  の結果に考慮した誤差の内訳

$\eta$ 測定で考慮した誤差 (%)	
横運動量	$p_T = 4.0(GeV/c)$
統計誤差	12
アクセプタンス	3
測定効率	4
コンバージョン	3.1
光子識別	2
トリガー	< 2
ルミノシティ	4

 表 8.1.2 PHOS トリガーデータの  $\eta$  の結果に考慮した誤差の内訳

van-der-Meer Scan による実測値 [2] である。本研究の測定収量には、以上の非線形やルミノシティの不確かさも含めた、全ての二乗和を取ることにによって最終的な系統誤差とする事にした。今回  $\pi^0$  測定で考慮した誤差については表の通りである。なお後半の項目は共同物理解析グループの解析ノート [13] から値を参照して本解析に適用している。

また同様に  $\eta$  測定で考慮した誤差の内訳も示しておく。現状においても誤差の主な要因は統計によるものが大きい。また非線形性などの効果は低横運動量領域にアクセプタンスが無く測定ができていないため、ここでは省略している。

## 8.2 不変生成断面積： $\pi^0$ & $\eta$ 中間子

$\pi^0$  中間子の不変生成断面積は、以下のような関係式を用いて収量から導出する。

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{1}{2\pi p_T} \frac{1}{\int L dt} \frac{1}{A \cdot \epsilon \cdot Br} \frac{d^2 N^{\pi^0}}{dy dp_T} \quad (8.2.1)$$

- $\int Ldt = \frac{N_{events}}{\sigma_{INT7(VBAND)}}$  : 積分ルミノシティ
- $A$  : アクセプタンス (幾何学的検出効率)
- $\epsilon = \epsilon_{rec} \times \epsilon_{conv} \times \epsilon_{trigger}$  : 測定効率
- $Br (= 98.82 \pm 0.03\%)$  : 崩壊分岐比 (Branching Ratio)

測定効率は、本研究の第 4 章や第 5 章、第 7 章で導いたものを用いている。また  $\pi^0$  に関しては、無用な系統誤差を生まないためにも、光子識別を行わずに収量を計算した。その結果図 8.2.1 のような不変生成断面積の結果が得られた。比較のために、LHC10MB を解析した結果も 10 分の 1 にスケールリングして重ね書きしている。得られた不変生成断面積は Tsallis 関数によって、 $1 < p_T < 20 \text{ GeV}/c$  と  $1 < p_T < 35 \text{ GeV}/c$  の範囲でそれぞれフィッティングを行った。その結果は後程  $\eta$  中間子とまとめて表 8.2.1 で示す。

続けて  $\eta$  中間子の測定結果である。 $\eta$  中間子の不変生成断面積も、基本的に同様の関係式で導出する。ただし中に入る値が異なっている。

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{1}{2\pi p_T} \frac{1}{\int Ldt} \frac{1}{A \cdot \epsilon \cdot Br} \frac{d^2N^{\pi^0}}{dy dp_T} \quad (8.2.2)$$

- $\epsilon = \epsilon_{rec} \times \epsilon_{conv} \times \epsilon_{PID} \times \epsilon_{trigger}$  : 測定効率
- $Br (39.31 = \pm 0.20\%)$  : 崩壊分岐比 (Branching Ratio)

注意して頂きたいのが、 $\eta$  には  $\pi^0$  の時に導入していなかった光子識別を導入していることである。これは経験的に光子識別を行わなければ (特に 2010 年の MB で) ピークの形がきれいなガウス分布にならなかったためである。光子識別の効果の補正には  $\pi^0$  の光子識別有無での収量の差から見積もった。

メソン	Data	$dN/dy$	$T(\text{GeV}/c^2)$	n
$\pi^0$	LHC10MB	$5.0 \pm 0.8$	$0.110 \pm 0.01$	$6.66 \pm 0.05$
$\pi^0$	LHC11PHI7	$4.2 \pm 0.5$	$0.105 \pm 0.009$	$6.57 \pm 0.02$
$\eta$	LHC10MB	$0.36 \pm 0.11$	$0.179 \pm 0.029$	$6.9 \pm 0.6$
$\eta$	LHC11PHI7	$0.62 \pm 0.14$	$0.151 \pm 0.024$	$6.67 \pm 0.22$

表 8.2.1 本研究で導出した  $\pi^0$  と  $\eta$  の Tsallis パラメーター。

フィッティングの結果、本解析で Tsallis 関数のパラメータの精度を 2010 年の結果に比べて上げることはできなかった。なぜなら Tsallis 関数の特徴でもあるが、低い横運動量の領域が  $dN/dy$  や  $C$  の値を決めているためだと考えられる。PHOS トリガーを解析した結果には、横運動量の低い領域に系統的な誤差が含まれる事も寄与していると考えられる。しかし、今回 2011 年の結果で高横運動量を測定できたために  $n$  の値は誤差が小さくなっている。

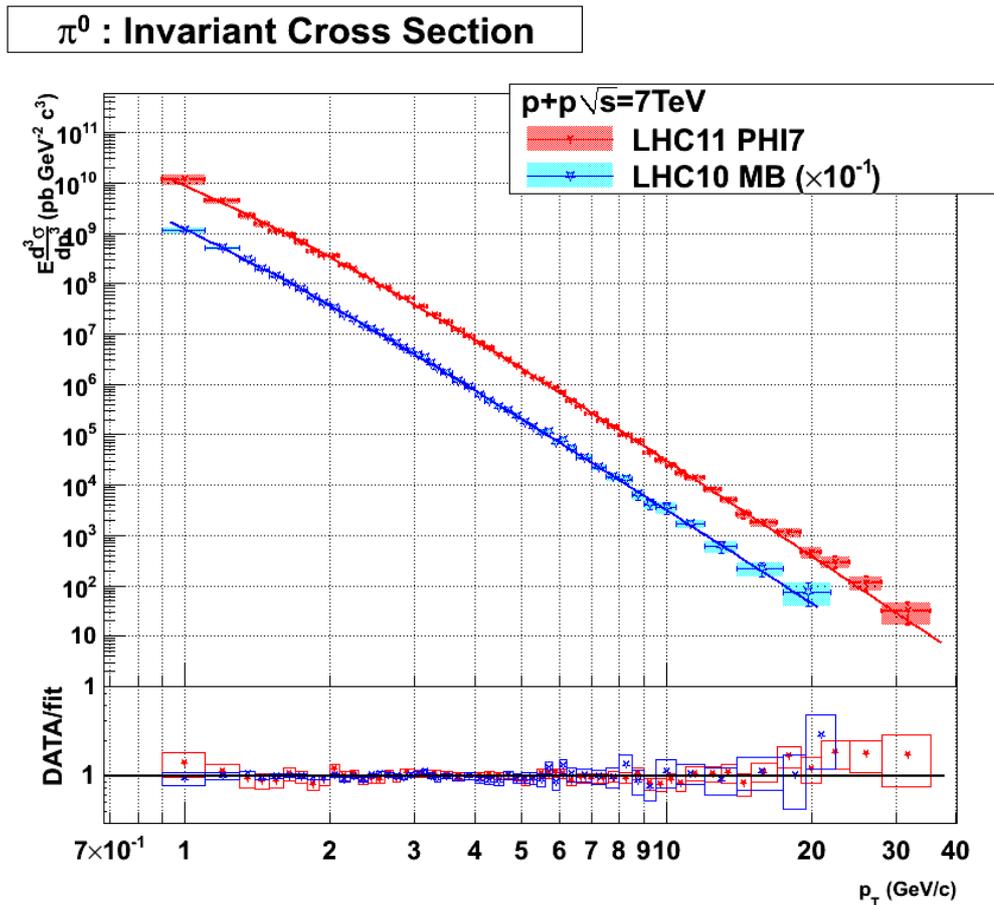
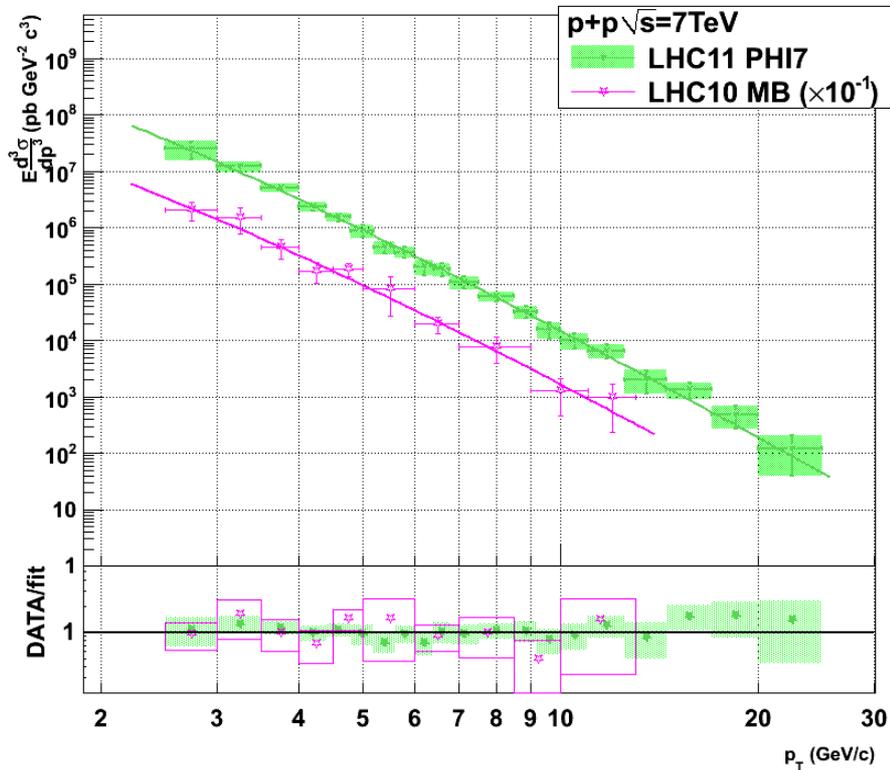


図 8.2.1 本研究で導出した p+p7TeV 衝突における  $\pi^0$  の不変生成断面積

まず本研究の目的でもある測定到達横運動量に注目する。その結果、LHC11 の PHOS トリガーデータでは 30 GeV/c を超える点までの測定に成功した。断面積にして 1/10 の値であるため、単純に 2010 年の測定だと 10 倍の統計が必要な事を意味しており、極めて飛躍的な進歩である。

また中間横運動量領域 ( $3 < p_T < 20 \text{ GeV/c}$ ) でも誤差が小さく、LHC10MB と比較してその測定精度が向上している。この点でも PHOS トリガーデータでの優位性を示す結果となった。

しかし一方、低横運動量領域 ( $p_T < 3 \text{ GeV/c}$ ) に注目する。すると LHC10MB の方が誤差が小さいことがわかる。この領域の  $\pi^0$  はトリガーを鳴らして記録されたものではなく、偶然他の光子によってトリガーがなった事象の時に記録された  $\pi^0$  である事が考えられる。そのため統計としてトリガーのバイアスを受けておらず、誤差が統計として妥当なものとなっている。またさらにトリガー効率の系統誤差も足されており、定性的にその誤差が大きくなる事が考えられる。全体としては LHC10MB と LHC11PHOS という独立な測定にも関わらず良い一致を示しており、本解析の正しさを示している。

**$\eta$  : Invariant Cross Section**

 図 8.2.2 本研究で導出した p+p7TeV 衝突における  $\eta$  の不変生成断面積

ここで RHIC の陽子陽子衝突 200GeV と Tsallis パラメーター T と n の値を比較する。

メソン	Data	$T(\text{MeV}/c^2)$	n ( $=-1/(1-q)$ )
$\pi^0$	LHC11PHI7	$105 \pm 9$	$6.57 \pm 0.02$
$\eta$	LHC11PHI7	$151 \pm 24$	$6.67 \pm 0.22$
$\pi$	RHIC	$112.6 \pm 2.1 \pm 2.8$	$9.57 \pm 0.10$
K	RHIC	$125.4 \pm 0.9 \pm 5.3$	$9.81 \pm 0.13$
$\eta$	RHIC	$124 \pm 2 \pm 12$	$9.84 \pm 0.14$
$\omega$	RHIC	$115.5 \pm 2.1 \pm 6.8$	$10.00 \pm 0.22$
$\Phi$	RHIC	$123.4 \pm 3.0 \pm 8.3$	$10.16 \pm 0.31$

表 8.2.2 本研究で導出したの Tsallis パラメーターと RHIC の陽子陽子衝突 200GeV での結果との比較結果。n の値が明らかに LHC と RHIC で異なっている。

### 8.3 粒子生成比： $\eta/\pi^0$

$\pi^0$  と  $\eta$  の不変生成断面積から、 $\eta$  と  $\pi^0$  の生成比を求めた。本解析では従来の結果と比べてより高い横運動量領域まで拡張することに成功した。その結果が図 8.3.1 である。

本解析の結果を評価するために、PYTHIA での計算結果を参照する。今回、PYTHIA で 4.45GeV の重心系衝突エネルギー 7TeV の陽子陽子衝突の MB イベントを生成した。そこで単位ラピディティに生成された  $\pi^0$  と  $\eta$  の横運動量分布を作り、その比を計算した。しかし、シミュレーションでこれ以上の統計を作るには厳しく、横運動量が 12GeV 以上では誤差が大きくなり、安定した比較対象にならなかった。そのため誤差が大きくなる途中から曲線を描くのを止めている。

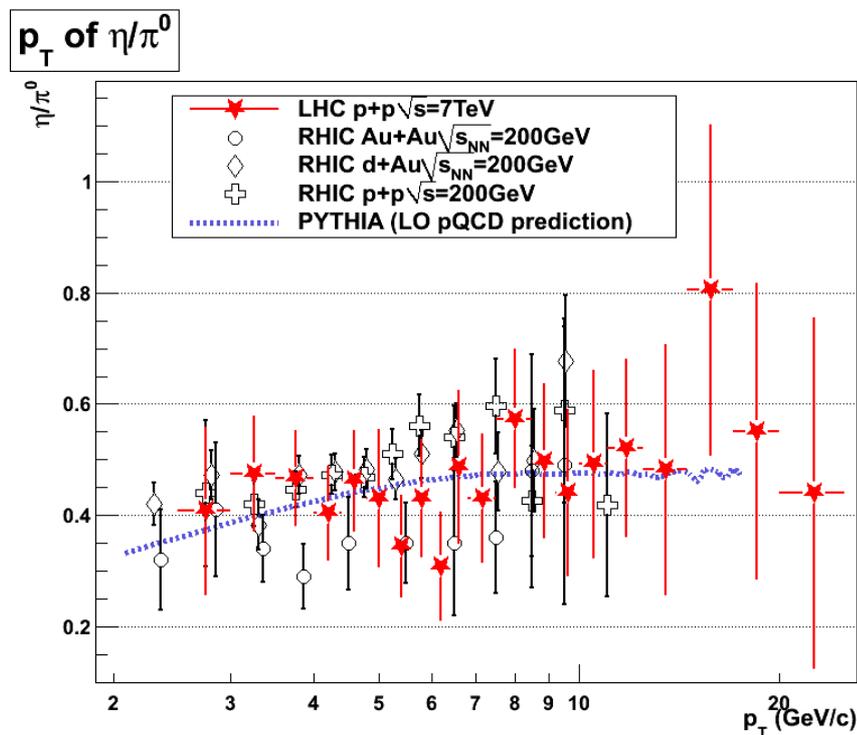


図 8.3.1  $\eta/\pi^0$  比結果。衝突エネルギーが大きく違うにも関わらず、RHIC の陽子陽子、重陽子金、金金衝突での測定結果と誤差の範囲で一致している。

結果として、PYTHIA(Leading Order の QCD) の計算する曲線と誤差の範囲で一致している。また全横運動量の範囲を定数でフィッティングを行うと、全体として  $44.1 \pm 2.7\%$  という値になり、これまでの 0.5 という値に近い結果となった。この結果より、 $\pi^0$  と  $\eta$  は現在の LHC エネルギーの陽子陽子においてもその生成メカニズムはジェットなどハドロン の破砕が支配的で、pQCD の正しさを示唆する結果だと考える。

## 第 9 章 考察・結論

本論文の結論として PHOS トリガーデータの解析結果を通じて、PHOS トリガーを用いる優位性について議論する。その他に、ここまでの本研究の流れと少し外れるが、その他に行った荷電粒子多重度を用いた中性中間子生成の研究で得られた知見を報告する。最後に今後の見通しについて考察し、本研究の結論としてまとめる。

### 9.1 PHOS トリガーデータ解析について

ここでは PHOS トリガーデータを用いて得られた解析結果について考察する。まず示すのが、LHC10MB(INT1),LHC11MB(INT7),LHC11PHOS(PHI7) のそれぞれのデータセットで得られた  $\pi^0$  の補正前の収量 (積分ルミノシティで規格化) とそのピークパラメーターである。それぞれの統計は以下の通りで、PHOS トリガーデータは LHC10MB の 0.5% という非常に低統計である。

データセット	トリガーファンクション	統計
LHC10MB	V0a && V0c	302.48Mevent
LHC11MB	V0a && V0c	4.7Mevent
LHC11PHOS	V0a && V0c &&PHOS	1.52Mevent

表 9.1.1 用いたデータセットの統計値の比較

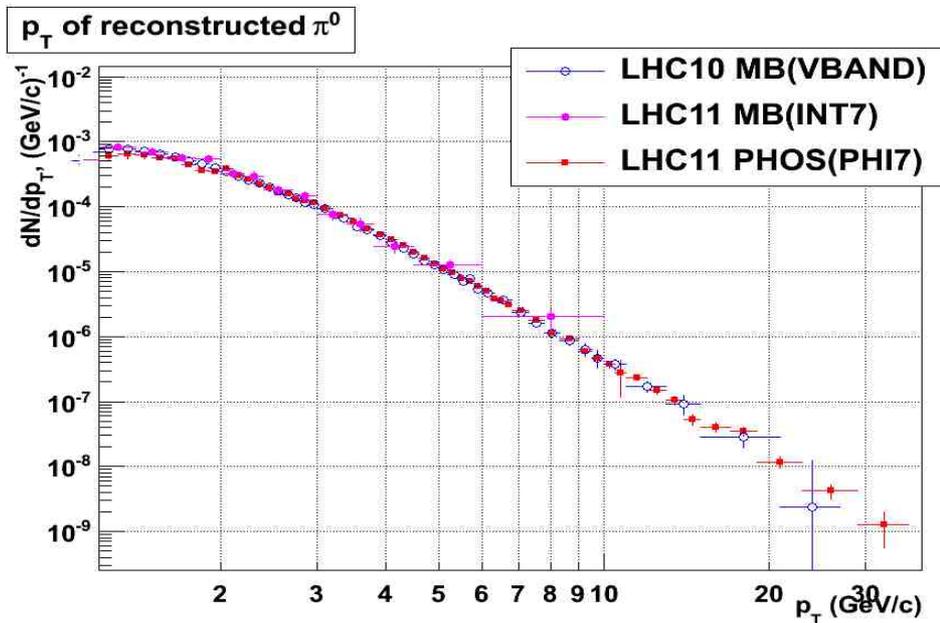


図 9.1.1 各データセットでの  $\pi^0$  の不変収量の横運動量分布。最高到達横運動量は異なるが、それぞれ独立な解析に関わらずその結果は一致した。

収量の値としてはどのデータセットでも誤差の範囲で一致している。しかし到達最高横運動量に明らかな違いがあり、PHOS トリガーデータはその少ない統計量にも関わらず最も高い領域まで測定ができています。これは、第 6 章の QA でも明らかなように、PHOS トリガーデータでは 20 イベントに 1 つの  $\pi^0$  が検出されており、 $\pi^0$  の測定効率を非常に良くしていることが理由としてある。

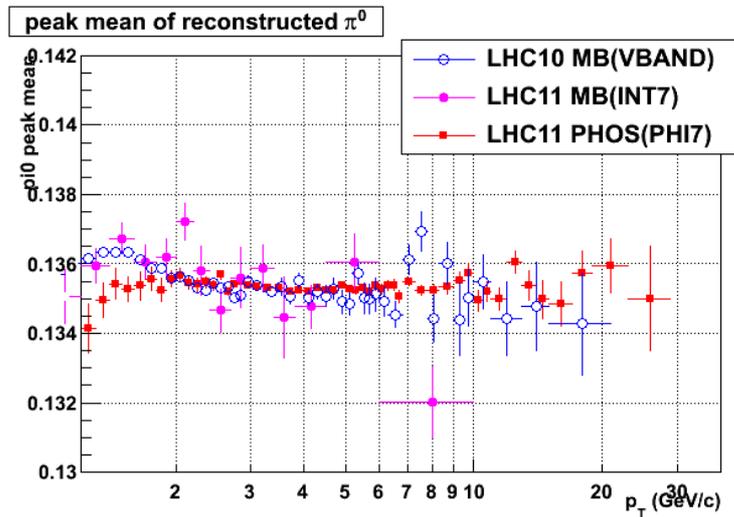


図 9.1.2 各データセットでの  $\pi^0$  ピークの中心値の横運動量分布。どのデータセットも 135MeV という静止質量の値と誤差の範囲で一致している。ただし横運動量依存性はデータセットで異なっている。

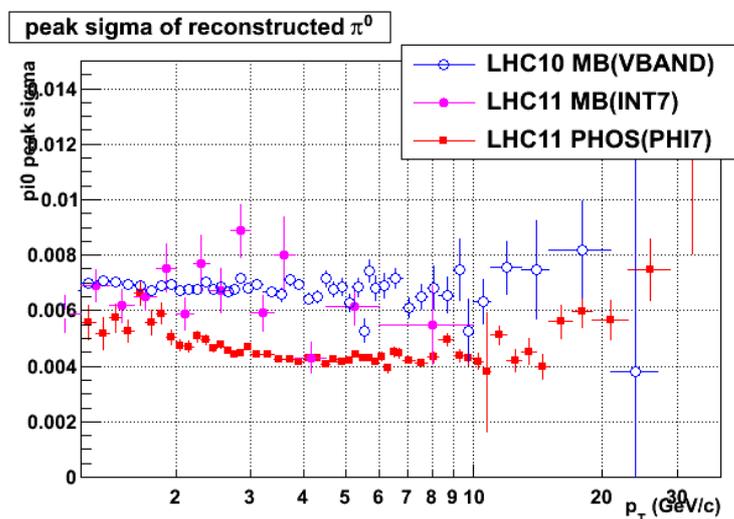


図 9.1.3 各データセットでの  $\pi^0$  ピーク幅の横運動量分布。

次に、PHOS トリガーデータが  $\pi^0$  の質量分布に与える影響を調べた。その結果、図 9.1.2 のようにどのデータセットも 135MeV という  $\pi^0$  の静止質量の値と誤差の範囲で一致している。ただし横運動量依存性の振る舞いはデータセットで微妙に異なっている。また本研究で用いた LHC11MB は低統計だったために議論が難しいが、PHOS トリガーデータのピークの幅は顕著な違いがあり、明らかに狭くなっている事がわかった。

これは PHOS トリガー特有の長所と言えるかもしれない。

幅が狭くなる理由は端的には、PHOS トリガーが高エネルギー光子の存在するイベントを優先的に選ぶため、相対的にエネルギー分解能の良いエネルギー領域の光子が  $\pi^0$  の再構成に使われるためであると考えられる。本研究ではさらに原因を明らかにするために、 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  の運動学を考慮に入れ、崩壊光子対のエネルギーアシンメトリーを尺度とし、データとシミュレーションでの比較を行った。

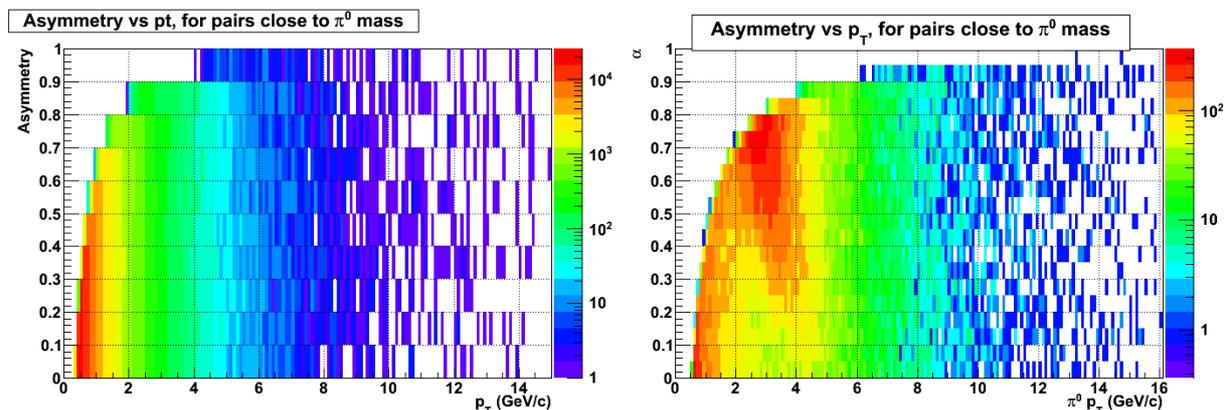


図 9.1.4 実データでの  $\pi^0$  の質量付近に来るクラスター対のエネルギーアシンメトリー分布。(左図)2010年の MB トリガーイベント。(右図)2011年の PHOS トリガーイベント。

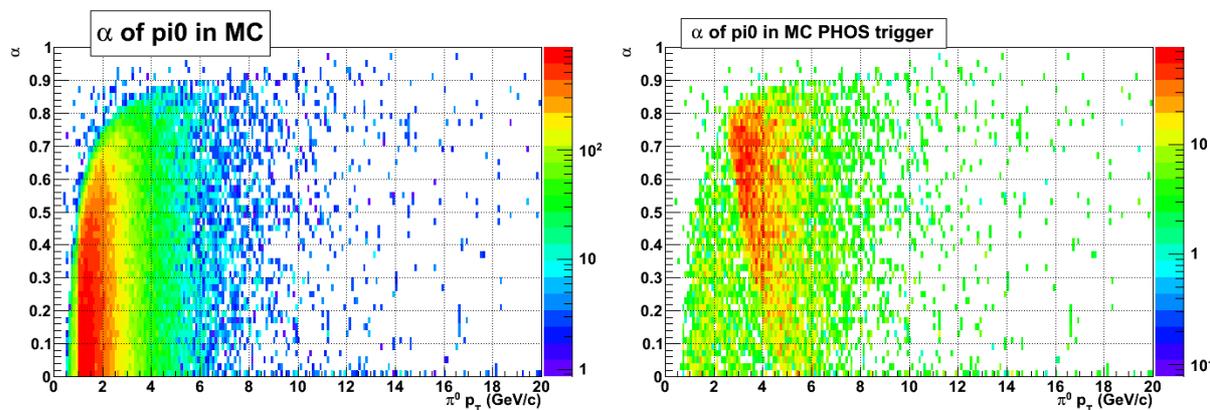


図 9.1.5 MC でのパイ 0 崩壊光子対のエネルギーアシンメトリー分布。(左図)MC での MB トリガーイベント。(右図)MC の PHOS トリガーイベント。

図 9.1.4 ~ 9.1.5 はエネルギーアシンメトリーの横運動量依存性を示したものであり、さらに左図は全てのイベントにおける分布を示し、右図は PHOS トリガーイベントにおける分布を示す。

比較の結果、まず低横運動量領域 ( $p_T < 2\text{GeV}/c$ ) に注目すると、エネルギーアシンメトリーの分布がどちらのトリガーでも一様になっていることがわかる。これは主として  $\pi^0$  起源でない光子が PHOS トリガーを鳴らし、そのイベント内で偶然検出された  $\pi^0$  が PHOS トリガーのバイアスに影響を受けないことが考えられる。したがって PHOS トリガーデータと MB と似た傾向を示す。

次に高横運動量領域 ( $p_T > 6\text{GeV}/c$ ) に着目する。 $\pi^0$  が十分に高い (PHOS トリガー閾値  $2\text{GeV}$  の 2 倍の) エネルギーを持っているため、崩壊光子対も高い運動量を持つ。よって、対称的にエネルギーが分配されても

十分トリガー閾値を超え、トリガーをならす。そのためエネルギーアシンメトリー分布が一様になりうる。

特に着目すべきは中間横運動量領域 ( $2 < p_T < 6 \text{ GeV}/c$ ) である。この領域の崩壊光子対は片方が高エネルギーの時にはトリガーを鳴らすため、 $\pi^0$  光子対崩壊の運動学の制限から、崩壊光子のエネルギー非対称度が大きくなると考えられる。実データにおいても、MC 中においても PHOS トリガーでの分布にはその傾向が見られた。これにより、エネルギー分解能の良い高エネルギー光子が再構成の時に使われるため、ピークの幅が狭くなると考えられる。

さらに検証のため、以下のような条件を課し、それぞれのデータセットでの不変質量分布を比較した。

- $p_T : 1.5 \sim 3.0 \text{ GeV}/c$
- $\alpha > 0.7$
- Both PID (SS カット && CPV)

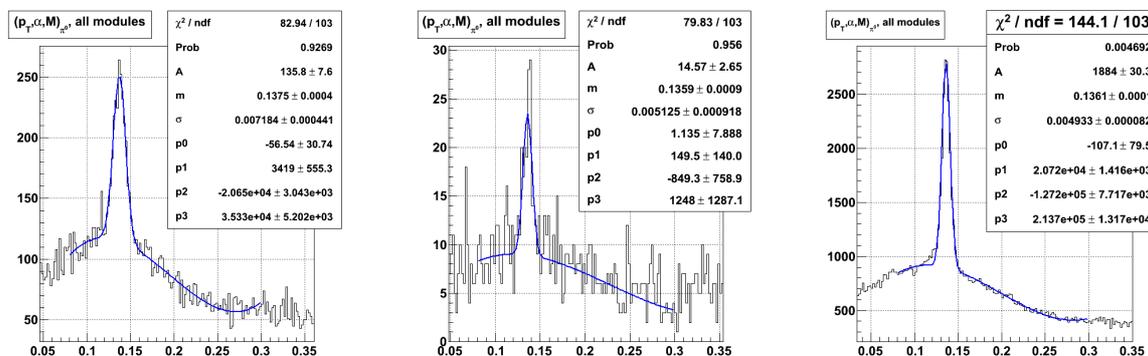


図 9.1.6 エネルギーアシンメトリーの大きい光子対の不変質量分布の比較。

比較の結果、 $\pi^0$  ピークの幅は LHC10MB のみ  $7 \text{ MeV}$  で、LHC11MB と LHC11PHOS はどちらも  $5 \text{ MeV}$  近傍となり一致した。当初の理解通り PHOS のエネルギー較正としては 2010 年と 2011 年のデータでギャップがあり、測定された  $\pi^0$  のピークとしては PHOS トリガーの効果でさらにその幅が狭くなっていったとわかった。また仮に非対称な光子対を用いた解析であれば、PHOS トリガーデータは非常に有効なデータセットとなりうることも言える。

まとめると、PHOS トリガーデータを解析した結果には以下の長所が言える。

- 短期間の低統計でも効率よく物理測定が行える。
- より高い横運動量の中性中間子の測定を実現できる。
- トリガーで高いエネルギーのクラスターを要求しているため、非対称なエネルギーバランスの光子対を増幅させ、ピークの幅も鋭く S/N が良い。

ただし低い横運動量の中性中間子に対しては、偶然高い横運動量の中性中間子と一緒に PHOS で検出されない限り測定できないため、統計としては貯めにくい。またトリガー効率の系統誤差も比較的大きくなり、測定には不向きである。対象とする物理に合わせて使い分ける必要がある。

## 9.2 $\pi^0$ 中間子収量の荷電粒子多重度依存性

これまでの解析とは少し離れるが、 $\pi^0$  の収量が荷電粒子多重度にどのように依存するかも研究した。測定としては、PHOS の内側の ITS、TPC、TOF で検出された荷電粒子の飛跡の数でイベントクラス分けをして、それぞれのクラス毎に PHOS での  $\pi^0$  の収量を測定した。

### 9.2.1 2010 年 MB トリガーでの解析

検出器物質内での二次生成粒子の寄与を除き、衝突で生成された荷電粒子の作る飛跡を選別するために、以下のような選択 (AliESDtrackcuts::StandardITSTPCTrackCuts2010) を適用した。

- 衝突点に対して Distance to Closest Approach(DCA) を行いその距離が 2cm 以下である。
- 擬ラピディティが  $|\eta| < 0.8$  である。
- 横運動量の閾値として 0.15GeV/c。
- ( TPC 内の飛跡の場合、) クラスタの数が 70 以上。
- クラスタの飛跡のフィッティングの  $\chi^2$  が 4 よりも小さい。

以上の選択を適用して、2010 年の MB トリガーデータで得られた粒子多重度分布が以下の通りである。

本研究では各クラス毎の測定到達横運動量が均等になるように、以下のような粒子多重度によるイベントクラスの分類を行った。

粒子多重度	平均	イベント数
MB	6.93	283.7Meve.
$4 \leq N_{ch} < 9$	6.178	90.8Meve.
$9 \leq N_{ch} < 15$	11.579	48.0Meve.
$15 \leq N_{ch} < 23$	18.167	22.5Meve.
$23 \leq N_{ch} < 31$	26.058	5.6Meve.
$31 \leq N_{ch}$	35.661	1.4Meve.

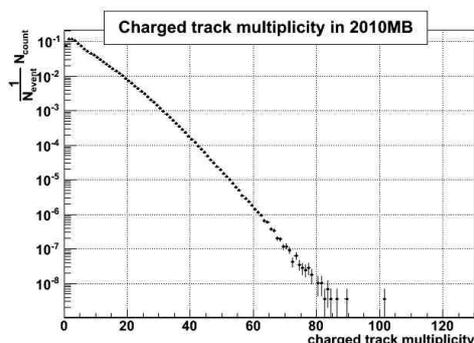


図 9.2.1 2010 年の粒子多重度分布

$\pi^0$  の測定としてこれまでと同様の解析を行い、粒子多重度イベントクラス毎の  $\pi^0$  の横運動量分布を導出した。まずそれぞれでの  $\pi^0$  のパラメータの横運動量分布を図 9.2.2 示す。

高い粒子多重度においてもその影響は見られず、 $\pi^0$  ピークの中心値も幅も変化がなかった。

まず 1 イベントあたりの収量では、一見すると MB トリガーでの分布に対してどれも並行に見える。また各クラス毎に粒子多重度の平均で規格化を行うと、低横運動量では誤差の範囲で一致した。

現実的には、粒子多重度の平均とは低横運動量の荷電パイ中間子が大部分を占めていることが予測される。そのため、平均粒子多重度で低横運動量がスケールしたものは、 $\pi^0$  と荷電パイ中間子の生成比が粒子多重度に依存せず近いことに起因していると考えられる。

次に MB トリガーとの比をとった結果を図 9.2.5 に示す。すると高横運動量領域での比は、高粒子多重度であるほど差が大きく広がっているのが露になった。これは高粒子多重度のイベントは、ハード散乱が元となる

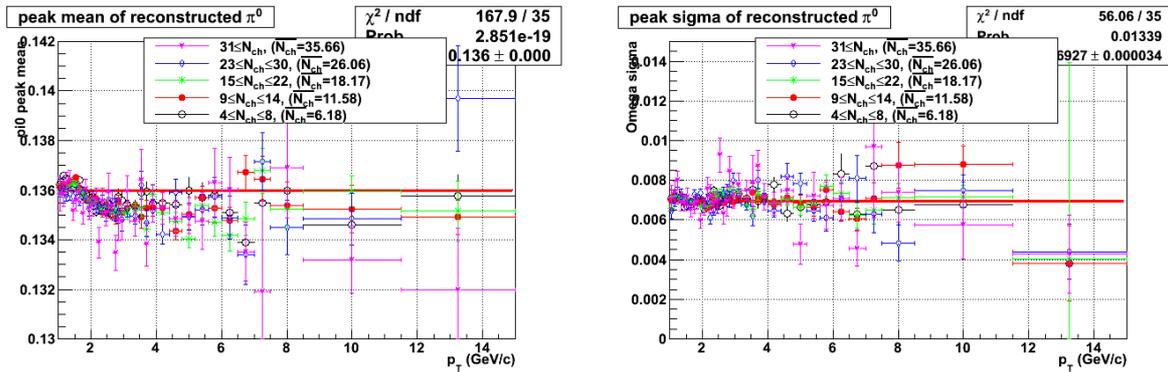


図 9.2.2 2010 年の荷電粒子多重度依存性解析中のピークパラメーターの横運動量分布。(左図) $\pi^0$  ピークの中心値。(右図) $\pi^0$  ピークの幅。

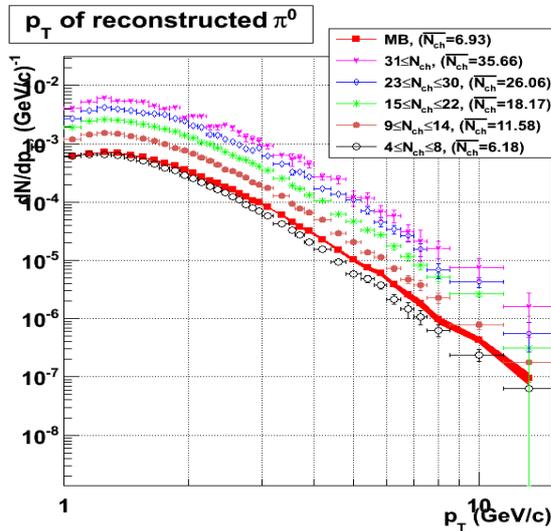


図 9.2.3 粒子多重度イベントクラス毎の 1 イベントあたりの収量

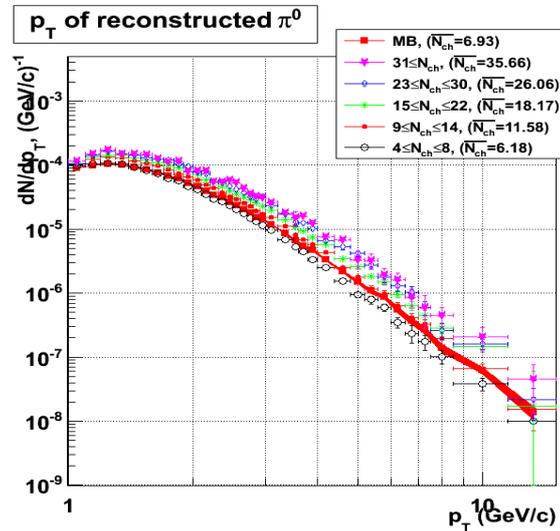


図 9.2.4 平均粒子多重度で規格化後の 1 イベントあたりの収量

ジェットなどの要素が多くなるからだと考えられる。逆に低粒子多重度のイベントは、熱統計的振る舞いが主な成分となっており、 $\pi^0$  の横運動量分布の傾きを変化させていると考えられる。ジェットなどの明らかなハードプロセスのバイアスを取り除くには、荷電粒子多重度を PHOS と同様の領域で測定しなければ良いと考えられる。例えば、擬ラピディティの高い領域にある検出器 (例えば V0 検出器) などを用いて、衝突毎の粒子多重度を測定し、イベントを選択して  $\pi^0$  の横運動量分布にすると、振る舞いは異なるかも知れない。また ALICE では高粒子多重度トリガーも導入されている。粒子多重度の高い事象は、実験内外からも注目されているので、今後の解析に期待したい。

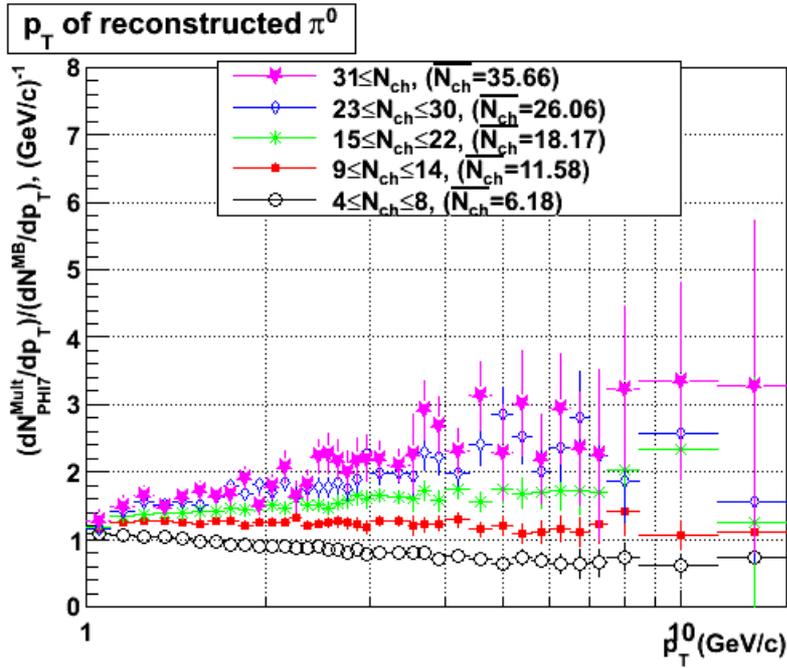


図 9.2.5 各粒子多重度イベントクラス毎と MB での収量比。

### 9.2.2 2011 年 PHOS トリガーでの解析

次に 2011 年の PHOS トリガーのデータに関しても同様の解析を試みた。荷電粒子の飛跡の選択も 2010 年と同様の条件を適用し、各粒子多重度のクラスは以下ようになった。

粒子多重度	平均	イベント数
MB	7.268	1.52Meve.
$4 \leq N_{ch} < 9$	6.624	230eve.
$9 \leq N_{ch} < 15$	11.844	269keve.
$15 \leq N_{ch} < 23$	18.372	194keve.
$23 \leq N_{ch} < 31$	26.137	61keve.
$31 \leq N_{ch}$	35.723	17keve.

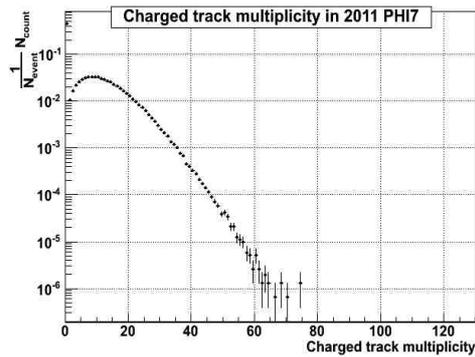


図 9.2.6 2011 年 PHOS トリガーでの粒子多重度分布

その結果、各粒子多重度毎での  $\pi^0$  の横運動量分布を導出することができた。左の図は 2010MB で成功を収めた平均粒子多重度のスケールリングまで施した絵である。2011 年の PHO7 で各粒子多重度のクラスでの  $\pi^0$  の収量と、2010 年の MB での結果とを重ね書きして比較している。PHO7 での収量のため PHOS トリガー効率で補正する必要は必ずあるものである。しかし、結果として高粒子多重度のイベントの方が系統的に小さくなっている。右図では、各クラス毎に 2010 年 MB との比を取っている。

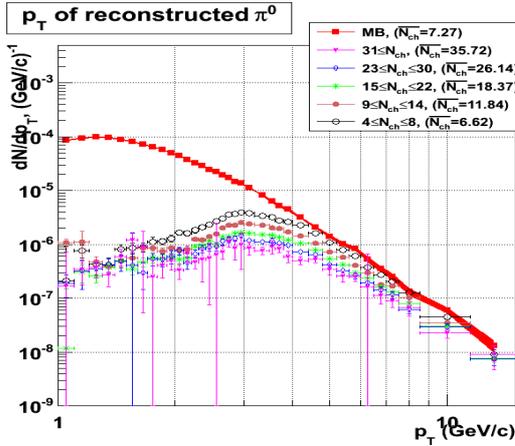


図 9.2.7 粒子多重度イベントクラス毎の平均粒子多重度で規格化後の 1 イベントあたりの収量

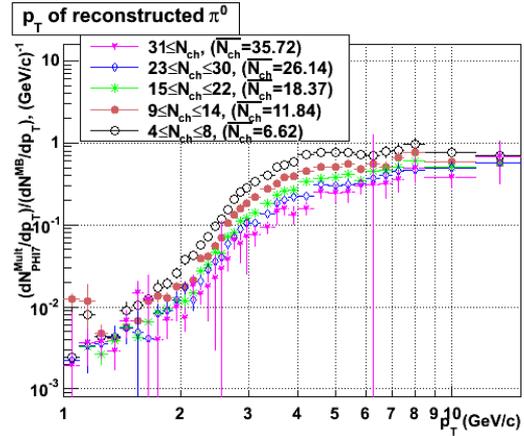


図 9.2.8 規格化後の 1 イベントあたりと MB トリガーとの収量比

次に、2010 年 MB と 2011 年 PHI7 の同じ粒子多重度の横運動量分布の比をそれぞれで求め、PHOS トリガー効率の時に用いた式でフィッティングを行った。すると、最も粒子多重度の小さいグループ [4~9] は MB と同様の曲線を描いているが、粒子多重度が大きくなるにつれて、曲線の形は変える事無く、上限の値が下がっているのが確認された。つまりトリガーでの効率が下がっている。これは高粒子多重度のイベントでは、対象の粒子 (今回は  $\pi^0$ ) 以外でトリガーが鳴った事象が多くなり、結果としてイベント数に対して収量が少なく見えているのだと考えられる。

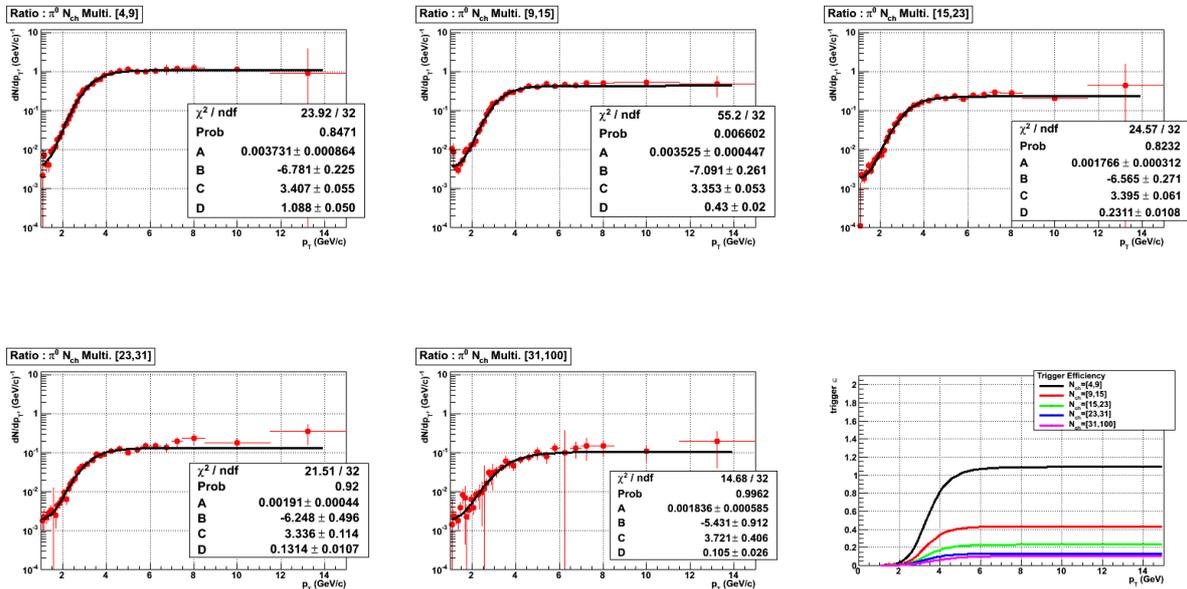


図 9.2.9 粒子多重度イベントクラス毎の LHC11/LHC10 の収量比。(右下) フィッティングを行った結果の重ね書き。粒子多重度が高くなるにつれてトリガー効率が下がっていることが見える。

以上より、MB の時の効率曲線しか知らない今の現状では、PHOS トリガーデータを用いて荷電粒子多重度依存性の測定ができないことが分かった。これを改善するには、各粒子多重度ごと、その条件毎の曲線を知る、という手段もありうる。しかしもっとシンプルには、各 PHOS トリガーデータの事象ごとに PHOS の

の TRU で L0 トリガーが作られたか、という情報を取り出し、トリガーを鳴らした位置のクラスターだけを用いて不変質量を再構成するという手法が、より賢明だと考えられる。これならば、単  $\pi^0$  シミュレーションでのトリガー効率を知るだけでいかなる条件で得られた収量に関しても、補正を行うことが可能のはずである。TRU での L0 トリガーの情報は、現在の ESD には入力されておらず、そのような物理解析をすることが不可能であるため、改善が必要である。

### 9.3 今後の見通し

今回 2011 年に収集した PHOS トリガーデータを解析し、 $\pi^0$  と  $\eta$  の不変生成断面積の測定を行った。本研究を通して、PHOS トリガーデータは高エネルギー原子核衝突実験における光子測定に強力なツールとなることが明らかとなり、これまで RHIC ではもちろん、2010 年の LHC でも未到達だった高横運動量領域の  $\pi^0$  の測定に成功した。 $\pi^0/\eta$  中間子の測定は今後統計がさらに貯まるのに比例して飛躍的に進んでいくと期待できる。 $\omega$  やそれより重い中間子の光子対崩壊過程を用いた測定も可能となるに違いない。衝突の初期段階で生成されるプロンプト光子 (直接単光子) の測定には、このトリガーを使わなければ不可能に思われる。

そして 2011 年の重イオン衝突 (LHC11h, Pb+Pb  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{TeV}$ ) にも PHOS トリガーがフルに使用されている (閾値は 4GeV)。そこでの解析も進行中であり、既に優位な  $\pi^0$  のシグナルが抽出されている。そのため重イオン衝突においても、RHIC で未到達な横運動量領域の測定が行われ、より高い横運動量の  $R_{AA}$  が示されるのは、もう間もなくである。

一方、PHOS トリガーにはいくつかの課題も見えている。一つは 2011 年の後半に LHC のルミノシティが上がっていったときに、PHOS トリガーを入れた測定はあまりされなかった。それは、PHOS トリガーでは高いルミノシティの測定に対応ができない、という事情がある。この改善には PHOS トリガーに使用されているハードウェア付随するソフトウェアの両方が共に改善され、より速いトリガーにならなくてはならないだろう。また今回 TRU のゲインが十分に較正されていない状態での測定であった。実際の物理性能を反映させたシミュレーションを行う事でトリガー効率を結果的に見積もることができた。しかし少なからず統計として損をしているのは確かであり、本来不必要だった低いエネルギーの光子に反応しているという事実も明らかだった。今後 PHOS トリガーが、より最大限の効力を発揮するためにも、TRU のゲインの較正が十分に行われることは必要だろう。そのためには、TRU の Fake ALTRO のデータ解析の必要性は明らかである。これらが今後のランで改善され、願わくば ALICE の PHOS から、新たな物理の知見が開かれることを期待したい。

## 参考文献

- [1] ALICE Gamma Conversion Group .  
Twiki cite "https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/ALICE/ConversionApprovedPlots"
- [2] ALICE Collaboration .  
"Luminosity determination for the  $J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$  analysis in p+p interactions at  $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ " ALICE Scientific Note-2011-001
- [3] PHENIX Collaboration .  
Phys. Rev. D 83,052004(2011),"Measurement of neutral mesons in p+p collisions at  $\sqrt{s}=200\text{GeV}$  and scaling properties of hadron production"
- [4] Renzhuo Wan  
"Neutral meson measurement in ALICE with EM-calorimeters in pp collisions at LHC energies"  
(2011) Doctoral dissertation.
- [5] Lijiao Liu  
"L0/L1 trigger generation by the ALICE PHOS detector" (2011) Doctor thesis.
- [6] Alexandru Florin Dobrin  
"R-hadron Searches and Charged Pion Spectra at High Transverse Momentum in Proton - Proton Collisions at the LHC using the ALICE Detector" (2010) Doctoral Dissertation.
- [7] Lijiao Liu for the ALICE Collaboration  
"Commissioning of the ALICE-PHOS trigger" (2010) J. Phys. Conf. Ser. 293 012062.
- [8] Dong Wang  
"Level-0 trigger algorithms for the ALICE PHOS detector" (2010) Nucl. Instrum. and Meth. A 629, 80(2011).
- [9] Yaxian Mao  
"Two Particle Correlations with Photon Triggers to Study Hot QCD Medium in ALICE at LHC"  
(2011) Doctoral Dissertation.
- [10] PHENIX Collaboration .  
"High transverse momentum  $\eta$  meson production in p+p, d+Au, and Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ " Phys. Rev. C 75 024909 (2007)
- [11] PHENIX Collaboration .  
"Production of  $\omega$  mesons in p+p, d+Au, Cu+Cu, and Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ " Phys. Rev. C 84 044902 (2011)
- [12] ALICE Collaboration .  
"ALICE Technical Design Report of the Computing"
- [13] ALICE collaboration .  
"Analysis of inclusive  $\pi^0$  and  $\eta$  meson production in pp collisions at  $\sqrt{s}=900\text{GeV}$  and 7 TeV measured with ALICE PHOS" internal analysis note.
- [14] Hans Hjerasing Dalsgaard .  
"Pseudorapidity Densities in p+p and Pb+Pb collisions at LHC measured with the ALICE experi-

- ment” (2012) Doctoral Dissertation.
- [15] F. Karsch, Lect. Notes Phys. 583 (2002) 209.
- [16] Hans Muller .  
”PHOS Users Manual” (2007) ALICE internal note.
- [17] 尾林 秀幸「ALICE 実験 PHOS 検出器による直接光子測定に向けた解析技術の開発」(2012) 広島大学理学研究科修士論文
- [18] 丸山 悠「ALICE 実験のための PHOS 性能評価機の開発研究」(2009) 広島大学理学研究科修士論文
- [19] 溝口 謙太「荷電粒子を用いた ALICE 実験 PHOS 検出器のエネルギー較正手法の確立」(2009) 広島大学理学研究科修士論文
- [20] 中馬 文広「LHC 加速器での重心系衝突エネルギー 900GeV 陽子陽子衝突における平均横方向生成エネルギーの最初の測定」(2010) 広島大学理学研究科修士論文
- [21] 日栄 綾子「LHC 加速器での鉛鉛衝突における中性  $\pi$  および  $\omega$  中間子測定の最適化」(2010) 広島大学理学研究科修士論文
- [22] 横山 広樹「LHC-ALICE 実験における QGP 研究のためのクォーク/グルオン・ジェット識別能力の評価」(2010) 筑波大学大学院博士前期課程数理物質科学研究科修士論文
- [23] 濱崎 菜都美「パンチスルーを用いたシリコンセンサー保護機能の評価」(2011) 筑波大学大学院博士前期課程数理物質科学研究科修士論文
- [24] 永江知文・永宮正治「原子核物理学」裳華房
- [25] 政池明「素粒子を探る粒子検出器」岩波書店
- [26] Yasuo Make「Quark-Gluon Plasma」(2005)Cambridge university press
- [27] Particle Data Group 「REVIEW OF PARTICLE PHYSICS」
- [28] ALICE Home Page <http://aliceinfo.cern.ch>
- [29] BNL PHENIX home page <http://www.phenix.bnl.gov/>
- [30] LHC Commissioning with Beam. <http://lhc-commissioning.web.cern.ch/lhc-commissioning/>

## 謝辞

最後に、これまでの私の研究生生活に関わり、支えてくださった方々に心より感謝申し上げます。広島大学クォーク物理学研究室での3年間は非常に充実した、生涯忘れられない至高の時間となりました。

中でも杉立先生には多くの事を学ばせて頂きました。研究者という狭い世界だけでなく、どこの世界でも通用する基礎的なことを、極めて教育的に指導して頂いたと痛感しております。今後の私の人生の中で幾度となくその言葉の数々を思い出すことでしょう。

また研究において、鳥井さんの力なくここまで来られませんでした。常に親身に話を聞いてくださり、考えた事を尊重して頂きつつ、時には厳しく間違いを正して導いてくださりました。スイスで共に過ごした1か月もとても有意義な時間で良い思い出となりました。

またこのクォーク研ではとても素晴らしい先輩方に巡り合ってきました。一番お世話になったのはやはり中宮さんです。幾度となく気をかけていただき、本論文に関しても唯一添削をしていただきました。生意気な先輩だったかもしれませんが、暖かく見守って下さった御恩はいつまでも忘れません。また来島さんには、自分が困っている時にだけ一方的に頼ってしまい、手のかかる先輩だったかもしれません。本当に感謝しております。また坂口さんとは広島大学入学時からのとても長い付き合いとなりました。公私ともにお世話になり励ましもいただき、日々の愚痴から個人的な考えまで何でも言える関係でいてくださりとても貴重な存在に思います。その他既に卒業・修了されたOB・OGの方々も含め、唯一の特技が「先輩に躊躇なく質問する事」だけだった至らぬ私を、本当に公私ともに多方面で助けていただきました。少しでもポテンシャルの高い先輩方に近づけるようにと、ここまで頑張り続ける励みにもなりました。本当に全ての方々に感謝しております。

クォーク研では同期の存在も貴重でした。悩んだ時・疑問に思った時、常に一緒に頭をひねってくれた尾林君の存在は欠かせないものでした。物理をここまで楽しめたのも彼の存在があつてこそだと思います。今後とも尾林君らしさが失われる事無く、多方面で活躍していく事を期待しています。

本論文・研究生生活を通しての本当の結論は、「物理は難しいけど、一生懸命真面目に取り組めばそれなりにおもしろい。ただ周囲の環境・助けは重要で、何でも議論できる先輩・仲間が大切である。」です。後輩たちには、自分が先輩からしていただいたほどの事を教え伝えることはできず、立派な背中を見せられなかったと思いますが、自由に自分の興味で研究できる幸せをかみしめて、今後とも活発に活躍してほしいと願っています。

翠 純平

## 付録 A データセット

### A.1 磁場有無依存性データセット (第 5 章)

陽子陽子衝突  $\sqrt{s} = 7TeV$  磁場有 -LHC10c pass1

run index	Run Number	Date	Analyzed Number(kevents)
1	116198	2010/4/13	324
2	116203	2010/4/13	80
3	116204	2010/4/13	39
4	118503	2010/5/2	203
5	118504	2010/5/2	29
6	118506	2010/5/2	1400
7	118507	2010/5/2	197
8	118512	2010/5/2	104
9	118518	2010/5/2	466
10	118556	2010/5/3	1000
11	118557	2010/5/3	705
12	118558	2010/5/3	960
13	118560	2010/5/3	857
14	118561	2010/5/3	581
15	119156	2010/5/10	2100
16	119159	2010/5/10	1300
17	119161	2010/5/10	2400
18	119163	2010/5/10	1700
19	119838	2010/5/14	1500
20	119841	2010/5/14	329
21	119842	2010/5/14	2300
22	119844	2010/5/14	296
23	119845	2010/5/14	1800
24	119846	2010/5/14	2800
25	119849	2010/5/14	1000
26	119853	2010/5/14	689
27	119856	2010/5/14	1200
28	119859	2010/5/14	349

陽子陽子衝突  $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$  磁場無 -LHC10c pass1

run index	Run Number	Date	Analyzed Number(kevents)
1	119037	2010/5/9	1500
2	119039	2010/5/9	1200
3	119041	2010/5/9	2300
4	119047	2010/5/9	2400
5	119061	2010/5/9	1500
6	119067	2010/5/9	174
7	119077	2010/5/9	498
8	119079	2010/5/9	602
9	119084	2010/5/9	701
10	119085	2010/5/9	946
11	119086	2010/5/9	633

## A.2 Run by Run PHOS QA データセット (第 6 章)

ALICE Data Taking Periods

LHC10b Trigger::kMB

index	Run#	Date	Analyzed#
1	117223	2010/4/26	784726
2	117222	2010/4/26	1100730
3	117221	2010/4/26	19408
4	117220	2010/4/26	78255
5	117121	2010/4/25	1552350
6	117120	2010/4/25	2104040
7	117119	2010/4/25	1063820
8	117118	2010/4/25	1602530
9	117117	2010/4/25	0
10	117116	2010/4/25	1552354
11	117113	2010/4/25	0
12	117112	2010/4/25	2104045
13	117110	2010/4/24	0
14	117109	2010/4/24	1063820
15	117100	2010/4/24	0
16	117099	2010/4/24	1602528
17	117098	2010/4/24	115668
18	117092	2010/4/24	451662
19	117086	2010/4/24	495895
20	117082	2010/4/24	28447
21	117078	2010/4/24	0
22	117077	2010/4/24	140956
23	117065	2010/4/24	853257
24	117064	2010/4/24	0
25	117063	2010/4/24	498310
26	117061	2010/4/24	0
27	117060	2010/4/24	748039
28	117059	2010/4/24	555623
29	117054	2010/4/24	570925
30	117053	2010/4/24	436523
31	117052	2010/4/24	288056
32	117051	2010/4/24	0
33	117050	2010/4/24	327098
34	117049	2010/4/24	0
35	117048	2010/4/24	773023
36	117046	2010/4/24	0
37	117045	2010/4/24	16227

38	117042	2010/4/24	0	66	116372	2010/4/14	0
39	117041	2010/4/24	132597	67	116360	2010/4/14	0
40	117039	2010/4/24	18879	68	116358	2010/4/14	0
41	117035	2010/4/24	0	69	116288	2010/4/14	393564
42	117034	2010/4/24	50305	70	116287	2010/4/14	74624
43	116684	2010/4/19	63610	71	116204	2010/4/13	32807
44	116682	2010/4/19	25847	72	116203	2010/4/13	53492
45	116681	2010/4/19	151	73	116198	2010/4/13	520484
46	116645	2010/4/18	86568	74	116197	2010/4/13	1090
47	116644	2010/4/18	24406	75	116134	2010/4/12	46802
48	116643	2010/4/18	101741	76	116130	2010/4/12	0
49	116642	2010/4/18	83785	77	116123	2010/4/12	106880
50	116640	2010/4/18	11015	78	116118	2010/4/12	115748
51	116611	2010/4/18	10578	79	116112	2010/4/12	18796
52	116610	2010/4/18	13538	80	116111	2010/4/12	37533
53	116609	2010/4/18	10824	81	116102	2010/4/12	110688
54	116574	2010/4/17	304537	82	116081	2010/4/12	15897
55	116572	2010/4/17	70985	83	116079	2010/4/12	99704
56	116571	2010/4/17	140979	84	115892	2010/4/10	17753
57	116562	2010/4/17	355800	85	115890	2010/4/10	101518
58	116561	2010/4/17	16742	86	115889	2010/4/10	33233
59	116559	2010/4/17	5794	87	115888	2010/4/10	0
60	116432	2010/4/16	0	88	115887	2010/4/10	52389
61	116431	2010/4/16	0	89	115882	2010/4/10	17201
62	116429	2010/4/16	0	90	115881	2010/4/10	426361
63	116403	2010/4/16	69855	91	115880	2010/4/10	226440
64	116402	2010/4/16	58129				
65	116401	2010/4/14	25039				

ALICE Data Taking Periods

LHC10c Trigger::kMB

index	Run#	Date	Analyzed#
1	120829	2010/5/25	2975704
2	120828	2010/5/25	15706
3	120825	2010/5/25	2277461
5	120823	2010/5/25	347749
7	120821	2010/5/25	279971
8	120820	2010/5/25	88049
9	120819	2010/5/25	0
10	120818	2010/5/25	176452
11	120758	2010/5/24	884169
12	120750	2010/5/24	1033636
13	120746	2010/5/24	0

14	120744	2010/5/24	646000		54	120495	2010/5/22	0
15	120743	2010/5/24	0		55	120494	2010/5/22	0
16	120742	2010/5/24	551311		56	120493	2010/5/22	0
17	120741	2010/5/24	107911		57	120492	2010/5/22	0
18	120693	2010/5/24	0		58	120490	2010/5/22	0
19	120692	2010/5/24	0		59	120489	2010/5/22	0
20	120691	2010/5/24	0		60	120488	2010/5/22	0
21	120689	2010/5/23	0		61	120487	2010/5/22	0
22	120688	2010/5/23	0		62	120486	2010/5/22	0
23	120687	2010/5/23	0		63	120485	2010/5/22	0
24	120685	2010/5/23	0		64	120483	2010/5/22	0
25	120683	2010/5/23	0		65	120482	2010/5/22	0
26	120682	2010/5/23	0		66	120481	2010/5/22	0
27	120681	2010/5/23	0		67	120480	2010/5/22	0
28	120679	2010/5/23	0		68	120479	2010/5/22	0
29	120678	2010/5/23	0		69	120476	2010/5/22	0
30	120677	2010/5/23	0		70	120281	2010/5/20	0
31	120675	2010/5/23	0		71	120275	2010/5/20	0
32	120673	2010/5/23	0		72	120244	2010/5/19	1837362
33	120672	2010/5/23	989910		73	120243	2010/5/19	0
34	120671	2010/5/23	614464		74	120242	2010/5/19	178039
35	120670	2010/5/23	0		75	120241	2010/5/19	0
36	120625	2010/5/23	0		76	120079	2010/5/17	795794
37	120624	2010/5/23	0		77	120078	2010/5/17	0
38	120622	2010/5/23	0		78	120076	2010/5/17	2574167
39	120619	2010/5/23	0		79	120075	2010/5/17	0
40	120618	2010/5/23	0		80	120073	2010/5/17	2581938
41	120617	2010/5/23	1230529		81	120072	2010/5/17	2174820
42	120616	2010/5/23	3958325		82	120071	2010/5/17	0
43	120615	2010/5/23	51538		83	120069	2010/5/17	1133528
44	120613	2010/5/23	584743		84	120068	2010/5/17	0
45	120613	2010/5/23	584743		85	120067	2010/5/17	1478028
46	120612	2010/5/23	0		86	120066	2010/5/17	724304
47	120611	2010/5/23	763475		87	120065	2010/5/17	0
48	120505	2010/5/22	2391232		88	120064	2010/5/17	273911
49	120504	2010/5/22	2108200		89	120004	2010/5/16	2076
50	120503	2010/5/22	884499		90	120003	2010/5/16	2099
51	120500	2010/5/22	0		91	120002	2010/5/16	2920
52	120498	2010/5/22	0		92	120001	2010/5/16	0
53	120496	2010/5/22	0					

93	120000	2010/5/16	2288	121	119913	2010/5/15	412712
94	119999	2010/5/16	24	122	119912	2010/5/15	0
95	119998	2010/5/16	2965	123	119909	2010/5/15	712948
96	119994	2010/5/16	0	124	119907	2010/5/15	766204
97	119979	2010/5/16	4072	125	119904	2010/5/15	182109
98	119978	2010/5/16	0	126	119903	2010/5/15	0
99	119973	2010/5/16	0	127	119902	2010/5/15	453
100	119971	2010/5/16	1176716	128	119865	2010/5/14	0
101	119970	2010/5/16	0	129	119859	2010/5/14	213053
102	119969	2010/5/16	2753821	130	119856	2010/5/14	805482
103	119967	2010/5/16	0	131	119854	2010/5/14	0
104	119965	2010/5/16	4336417	132	119853	2010/5/14	486688
105	119963	2010/5/16	0	133	119849	2010/5/14	695922
106	119961	2010/5/16	3312743	134	119846	2010/5/14	2573587
107	119959	2010/5/16	815680	135	119845	2010/5/14	1496750
108	119954	2010/5/16	0	136	119844	2010/5/14	200502
109	119952	2010/5/16	559531	137	119843	2010/5/14	0
110	119948	2010/5/16	639998	138	119842	2010/5/14	1896568
111	119946	2010/5/15	0	139	119841	2010/5/14	219849
112	119941	2010/5/15	2140972	140	119840	2010/5/14	0
113	119935	2010/5/15	571019	141	119838	2010/5/14	1093710
114	119934	2010/5/15	31182	142	119837	2010/5/14	1046
115	119932	2010/5/15	0	143	119164	2010/5/10	0
116	119926	2010/5/15	1901481	144	119162	2010/5/10	0
117	119924	2010/5/15	162487	145	119161	2010/5/10	2522291
118	119923	2010/5/15	382146	146	119160	2010/5/10	0
119	119917	2010/5/15	758733	147	119159	2010/5/10	1186636
120	119915	2010/5/15	0	148	119158	2010/5/10	0

ALICE Data Taking Periods

LHC10d Trigger::kMB

index	Run#	Date	Analyzed#
1	122374	2010/6/5	3275255
2	122375	2010/6/5	641511
3	124183	2010/6/25	40264
5	124187	2010/6/25	202324
6	124355	2010/6/26	283090
7	124358	2010/6/26	860785
8	124359	2010/6/26	73865
10	124362	2010/6/26	179722
13	124374	2010/6/27	1151901
14	124378	2010/6/27	872459

16	124381	2010/6/27	682063	57	126004	2010/7/13	436167
17	124383	2010/6/27	2690752	59	126008	2010/7/13	273402
20	124600	2010/6/29	355818	60	126073	2010/7/14	1134210
21	124603	2010/6/29	46437	61	126078	2010/7/14	2096796
22	124604	2010/6/29	153062	62	126081	2010/7/14	791561
25	124607	2010/6/29	297433	63	126082	2010/7/14	4259607
26	124608	2010/6/29	359224	64	126086	2010/7/14	438073
27	124751	2010/7/1	257144	65	126087	2010/7/14	275033
28	125023	2010/7/4	52751	66	126088	2010/7/14	5481018
29	125083	2010/7/4	193470	67	126090	2010/7/14	5384689
30	125085	2010/7/4	2118960	68	126097	2010/7/14	1065438
31	125097	2010/7/4	1600501	69	126158	2010/7/15	5517578
33	125101	2010/7/4	0	70	126160	2010/7/15	1499118
34	125131	2010/7/5	469423	71	126162	2010/7/15	282986
35	125133	2010/7/5	482248	72	126167	2010/7/15	966028
36	125134	2010/7/5	2685835	73	126168	2010/7/15	1564083
37	125139	2010/7/5	4574974	74	126177	2010/7/15	1434967
38	125140	2010/7/5	1707281	75	126283	2010/7/17	1090946
39	125156	2010/7/5	126281	76	126284	2010/7/17	5208222
40	125186	2010/7/5	1205547	77	126285	2010/7/17	167111
41	125292	2010/7/5	46876	78	126350	2010/7/17	70757
42	125295	2010/7/5	1610743	79	126351	2010/7/17	3175630
43	125296	2010/7/6	4553103	80	126352	2010/7/17	1623626
44	125628	2010/7/9	2437618	81	126359	2010/7/18	969693
45	125630	2010/7/9	1573401	82	126403	2010/7/18	301358
46	125632	2010/7/9	2171768	83	126404	2010/7/18	4421863
47	125633	2010/7/9	592722	84	126405	2010/7/18	230738
48	125842	2010/7/12	1940283	85	126406	2010/7/18	3288144
49	125843	2010/7/12	198547	86	126407	2010/7/18	3730650
50	125844	2010/7/12	121953	87	126408	2010/7/18	980076
51	125847	2010/7/12	509796	88	126409	2010/7/18	1133740
52	125848	2010/7/12	531503	89	126422	2010/7/18	3156002
53	125849	2010/7/12	1523309	90	126424	2010/7/18	1958612
54	125850	2010/7/12	1782767	91	126425	2010/7/19	1122671
55	125851	2010/7/12	1295878	92	126432	2010/7/19	5705135
56	125855	2010/7/12	2066877				

ALICE Data Taking Periods

## LHC10e Trigger::kMB

index	Run#	Date	Analyzed#
1	130840	2010/8/29	357695
2	130834	2010/8/29	623468
3	130833	2010/8/29	14332
4	130831	2010/8/29	88712
5	130804	2010/8/29	209306
6	130803	2010/8/29	1351028
7	130802	2010/8/29	522758
8	130799	2010/8/29	823601
9	130798	2010/8/29	217217
10	130795	2010/8/29	5962271
11	130793	2010/8/28	1079640
12	130704	2010/8/27	1592994
13	130696	2010/8/27	1043934
14	130640	2010/8/26	48438
15	130628	2010/8/26	1040624
16	130627	2010/8/26	29065
17	130623	2010/8/26	1569784
18	130620	2010/8/26	587754
19	130609	2010/8/26	85990
20	130526	2010/8/25	696786
21	130519	2010/8/24	2091270
22	130517	2010/8/24	3171741
23	130480	2010/8/24	1398343
24	130369	2010/8/23	1789150
25	130365	2010/8/23	43918
26	130360	2010/8/23	404268
27	130358	2010/8/23	2180887
28	130356	2010/8/23	1056505
29	130354	2010/8/23	105432
30	130353	2010/8/23	40785
31	130348	2010/8/23	110606
32	130343	2010/8/23	801947
33	130342	2010/8/23	184074
34	130179	2010/8/20	0
35	130178	2010/8/20	1472688
36	130172	2010/8/20	508492
37	130168	2010/8/20	55683
38	130158	2010/8/20	1366494
39	130157	2010/8/20	1468031
40	130156	2010/8/20	12254
41	130149	2010/8/20	1357508
42	130148	2010/8/19	626165
43	129983	2010/8/18	0
44	129962	2010/8/18	549588
45	129961	2010/8/18	2769190
46	129960	2010/8/18	522348
47	129959	2010/8/18	340893
48	129763	2010/8/16	32912
49	129760	2010/8/16	43048
50	129750	2010/8/16	34501
51	129748	2010/8/16	81554
52	129747	2010/8/16	38615
53	129745	2010/8/16	40663
54	129744	2010/8/16	419915
55	129742	2010/8/16	420635
56	129738	2010/8/16	592000
57	129736	2010/8/16	886125
58	129735	2010/8/16	857343
59	129734	2010/8/16	71968
60	129731	2010/8/16	25170
61	129729	2010/8/16	624473
62	129726	2010/8/16	414104
63	129725	2010/8/15	121069
64	129723	2010/8/15	122753
65	129667	2010/8/15	0
66	129666	2010/8/15	443964
67	129665	2010/8/15	25656
68	129659	2010/8/15	250443
69	129655	2010/8/15	18416
70	129654	2010/8/15	3614881
71	129653	2010/8/15	478486
72	129652	2010/8/15	367439
73	129651	2010/8/15	46717
74	129650	2010/8/15	289556

75	129649	2010/8/15	27427	114	128814	2010/8/08	9587
76	129648	2010/8/15	29028	115	128813	2010/8/08	72890
77	129647	2010/8/15	422163	116	128778	2010/8/08	509791
78	129641	2010/8/15	783598	117	128777	2010/8/07	777000
79	129639	2010/8/15	77459	118	128776	2010/8/07	34958
80	129598	2010/8/14	30618	119	128678	2010/8/07	236054
81	129587	2010/8/14	459114	120	128677	2010/8/07	67786
82	129586	2010/8/14	382027	121	128615	2010/8/06	501569
83	129541	2010/8/14	0	122	128611	2010/8/06	294225
84	129540	2010/8/14	1195521	123	128610	2010/8/06	9687
85	129529	2010/8/14	54751	124	128609	2010/8/06	2788880
86	129528	2010/8/14	494643	125	128605	2010/8/06	265299
87	129527	2010/8/14	213493	126	128590	2010/8/06	509245
88	129526	2010/8/14	39894	127	128589	2010/8/06	57006
89	129523	2010/8/14	631986	128	128582	2010/8/06	301117
90	129522	2010/8/14	27846	129	128581	2010/8/06	62750
91	129520	2010/8/14	649123	130	128507	2010/8/05	0
92	129514	2010/8/14	385474	131	128504	2010/8/05	2243905
93	129513	2010/8/14	294735	132	128503	2010/8/05	3622107
94	129512	2010/8/14	252496	133	128495	2010/8/05	285356
95	129510	2010/8/14	22027	134	128494	2010/8/05	522368
96	129508	2010/8/13	53296	135	128486	2010/8/04	837558
97	129041	2010/8/10	192413	136	128483	2010/8/04	214229
98	128913	2010/8/09	419168	137	128452	2010/8/04	2659205
99	128911	2010/8/09	376810	138	128366	2010/8/04	678977
100	128910	2010/8/09	54170	139	128359	2010/8/04	47247
101	128855	2010/8/08	802178	140	128357	2010/8/04	26512
102	128853	2010/8/08	575792	141	128262	2010/8/03	50238
103	128849	2010/8/08	54296	142	128260	2010/8/03	776435
104	128843	2010/8/08	598684	143	128256	2010/8/03	27916
105	128836	2010/8/08	841937	144	128192	2010/8/02	319683
106	128835	2010/8/08	56804	145	128191	2010/8/02	610420
107	128834	2010/8/08	122092	146	128190	2010/8/02	27804
108	128833	2010/8/08	715047	147	128189	2010/8/02	3122301
109	128824	2010/8/08	844051	148	128186	2010/8/02	1087064
110	128823	2010/8/08	240562	149	128185	2010/8/02	879514
111	128820	2010/8/08	484231	150	128183	2010/8/02	26540
112	128818	2010/8/08	2988	151	128182	2010/8/02	1072627
113	128817	2010/8/08	22455	152	128180	2010/8/02	1598004

153	128175	2010/8/01	433106	162	127933	2010/7/31	701581
154	128053	2010/8/01	2230	163	127932	2010/7/31	198493
155	128050	2010/8/01	3872	164	127822	2010/7/30	585065
156	127942	2010/7/31	1791510	165	127820	2010/7/30	33330
157	127941	2010/7/31	449363	166	127813	2010/7/30	122656
158	127940	2010/7/31	28446	167	127723	2010/7/29	22327
159	127937	2010/7/31	1006137	168	127715	2010/7/29	1333
160	127936	2010/7/31	1008072	169	127714	2010/7/29	520599
161	127935	2010/7/31	697137	170	127712	2010/7/29	626789

## ALICE Data Taking Periods

LHC11a Trigger::kMB

index	Run#	Date	Analyzed#
1	146292	2011/3/21	0
2	146291	2011/3/21	0
3	146287	2011/3/21	299663
4	146285	2011/3/21	0
8	146277	2011/3/21	80992
9	146276	2011/3/21	0
10	146275	2011/3/21	0
11	146273	2011/3/20	452506
12	146272	2011/3/20	330657
13	146223	2011/3/20	1062594
14	146220	2011/3/20	259936
15	146208	2011/3/20	159137
16	146205	2011/3/20	168248
17	146158	2011/3/20	139299
18	146156	2011/3/20	114113
19	146153	2011/3/20	245141
20	146152	2011/3/20	69825
21	146148	2011/3/20	117965
22	146147	2011/3/20	56552
23	146146	2011/3/20	0
24	146144	2011/3/20	7933
25	146141	2011/3/19	558666
26	146105	2011/3/19	79906

27	146099	2011/3/19	63061
28	146097	2011/3/19	0
41	146071	2011/3/19	474127
42	146068	2011/3/19	0
47	146026	2011/3/19	134434
61	145957	2011/3/18	538454
63	145955	2011/3/18	550283
64	145954	2011/3/18	822204
70	145680	2011/3/16	4085
71	145679	2011/3/16	2434
72	145674	2011/3/16	459038
73	145455	2011/3/15	152259
74	145454	2011/3/15	93244
76	145385	2011/3/14	159281
77	145384	2011/3/14	1033727
78	145383	2011/3/14	302198
79	145379	2011/3/14	503157
80	145355	2011/3/14	949116
81	145354	2011/3/14	459251
82	145353	2011/3/14	391226
83	145314	2011/3/14	617829
84	145309	2011/3/13	172
85	145300	2011/3/13	139779
88	145292	2011/3/13	829988
92	145288	2011/3/13	133307

ALICE Data Taking Periods  
LHC11b Trigger::kMB

index	Run#	Date	Analyzed#
1	148531	2011/4/15	22697
2	148541	2011/4/15	122656
3	148544	2011/4/15	291526
4	148648	2011/4/15	198084
5	148800	2011/4/16	344624
6	148835	2011/4/17	0
7	148839	2011/4/17	0
8	148845	2011/4/17	0
9	148847	2011/4/17	207949
10	148857	2011/4/17	727247
11	149102	2011/4/19	205563
12	149664	2011/4/23	0
13	149678	2011/4/23	0
14	149687	2011/4/23	0
15	149725	2011/4/23	0
16	149732	2011/4/23	0
17	149736	2011/4/23	0
18	149740	2011/4/23	0
19	149748	2011/4/23	0
20	149757	2011/4/23	0
21	149761	2011/4/23	0
22	149767	2011/4/23	111602
23	149771	2011/4/23	0
24	149772	2011/4/23	0
25	149773	2011/4/23	0
26	149775	2011/4/24	0
27	149781	2011/4/24	0
28	149789	2011/4/24	0
29	149790	2011/4/24	0

ALICE Data Taking Periods  
LHC11c Trigger::kMB

index	Run#	Date	Analyzed#
1	151636	2011/5/15	87668
2	151638	2011/5/15	120965
3	151655	2011/5/15	59942
4	151660	2011/5/15	104721
5	151661	2011/5/15	426181
6	151689	2011/5/15	75690
7	151724	2011/5/16	1029223
8	151732	2011/5/16	342049
9	151751	2011/5/16	73070
10	151752	2011/5/16	123293
11	151809	2011/5/17	419517
12	151810	2011/5/17	218237
13	151849	2011/5/18	26
14	151850	2011/5/18	140
15	151851	2011/5/18	42
16	151852	2011/5/18	93
17	152208	2011/5/22	2744
18	152256	2011/5/22	10
19	152284	2011/5/23	796514
20	152306	2011/5/23	340308
21	152309	2011/5/23	331
22	152311	2011/5/23	744800
23	152312	2011/5/23	14779
24	152319	2011/5/23	215201
25	152320	2011/5/23	97352
26	152321	2011/5/23	527
27	152322	2011/5/23	262
28	152367	2011/5/24	2537700
29	152368	2011/5/24	439262
30	152369	2011/5/24	629655

31	152371	2011/5/24	2362960	36	152513	2011/5/25	193942
32	152377	2011/5/24	12150	37	152581	2011/5/26	0
33	152455	2011/5/24	6818	38	152695	2011/5/28	6203
34	152488	2011/5/25	1331448	39	152716	2011/5/28	11966
35	152512	2011/5/25	1834882				

ALICE Data Taking Periods

LHC11d Trigger::kINT7

index	Run#	Date	Analyzed#
1	158794	2011/8/9	0
2	158844	2011/8/10	16522
3	158848	2011/8/10	1319
4	158856	2011/8/10	10804
5	158868	2011/8/10	3319
6	158875	2011/8/10	20307
7	158876	2011/8/10	1555
8	158877	2011/8/10	4473
9	158878	2011/8/10	2176
10	158879	2011/8/10	3693
11	159040	2011/8/12	58982
12	159042	2011/8/12	1417
13	159044	2011/8/12	2363
14	159076	2011/8/13	52213
15	159085	2011/8/13	9078
16	159090	2011/8/13	18761
17	159254	2011/8/17	12361
18	159255	2011/8/17	1287
19	159259	2011/8/17	5495
20	159260	2011/8/17	69
21	159283	2011/8/17	23498

22	159285	2011/8/17	1972
23	159286	2011/8/17	15462
24	159318	2011/8/17	14323
25	159378	2011/8/18	22514
26	159379	2011/8/18	56711
27	159532	2011/8/21	14419
28	159535	2011/8/21	22470
29	159536	2011/8/21	976
30	159538	2011/8/21	33555
31	159539	2011/8/21	26150
32	159571	2011/8/22	221
33	159575	2011/8/22	4362
34	159577	2011/8/22	15790
35	159580	2011/8/22	33427
36	159581	2011/8/22	12273
37	159582	2011/8/22	71775
38	159586	2011/8/22	38037
39	159593	2011/8/22	1417
40	159595	2011/8/22	21960
41	159599	2011/8/22	4212
42	159602	2011/8/22	3958
43	159606	2011/8/22	4505

ALICE Data Taking Periods

LHC11e Trigger::kINT7

index	Run#	Date	Analyzed#
2	162731	2011/10/5	11528
4	162729	2011/10/5	7763
5	162724	2011/10/5	394
6	162723	2011/10/5	6
7	162717	2011/10/4	7407
8	162714	2011/10/4	7281
9	162713	2011/10/4	2494
10	162711	2011/10/4	223
11	162644	2011/10/4	17946
12	162643	2011/10/4	424
13	162642	2011/10/4	11081
14	162640	2011/10/4	2116
15	162638	2011/10/4	62
16	162636	2011/10/4	3910
17	162635	2011/10/4	6314
18	162633	2011/10/4	3344
19	162632	2011/10/4	1925
20	162630	2011/10/4	3910
21	162629	2011/10/4	3808
22	162628	2011/10/4	23984
23	162627	2011/10/4	43994
24	162626	2011/10/4	5259
25	162625	2011/10/4	20048
26	162550	2011/10/2	44561
27	162548	2011/10/2	37752
28	162547	2011/10/2	25768
29	162545	2011/10/2	42520
30	162504	2011/10/2	14804
31	162500	2011/10/2	31777
32	162497	2011/10/2	4
33	162494	2011/10/2	57649
34	162493	2011/10/2	7787
35	162492	2011/10/2	3366
36	162491	2011/10/2	9628
37	162490	2011/10/2	0
38	162487	2011/10/1	11680
39	162340	2011/9/30	4149
40	162339	2011/9/30	16778
41	162338	2011/9/30	5827
42	162335	2011/9/30	1770
43	162329	2011/9/30	996
44	162328	2011/9/30	1460
45	162181	2011/9/29	0
46	162180	2011/9/29	8328
47	162179	2011/9/29	5602
48	162178	2011/9/29	1148
49	161937	2011/9/27	16730
50	161827	2011/9/26	9651
51	161826	2011/9/26	5953
52	161825	2011/9/26	5336
53	161822	2011/9/26	15189
54	161586	2011/9/21	1838
55	161585	2011/9/21	2332
56	161583	2011/9/21	0
57	161581	2011/9/21	1291
58	161580	2011/9/21	2001
59	161577	2011/9/21	567
60	161573	2011/9/21	2152
61	161567	2011/9/21	3890
62	161562	2011/9/21	4398
63	161148	2011/9/14	7562
64	161147	2011/9/14	7668
65	161145	2011/9/14	5581
66	161139	2011/9/14	13724
67	161129	2011/9/14	0
68	161088	2011/9/13	0
69	160757	2011/9/8	0
70	160730	2011/9/8	0
71	160726	2011/9/8	0
72	160724	2011/9/8	0
73	160723	2011/9/8	0

ALICE Data Taking Periods

LHC11f Trigger::kINT7

index	Run#	Date	Analyzed#
2	164598	2011/10/21	0
3	164594	2011/10/21	0
4	164593	2011/10/21	0
5	163986	2011/10/15	0
6	163959	2011/10/15	9220
7	163958	2011/10/15	19128
8	163957	2011/10/15	6086
9	163911	2011/10/15	5340
10	163910	2011/10/15	2152
11	163908	2011/10/15	1900
12	163794	2011/10/14	57094
13	163793	2011/10/14	8142
14	163792	2011/10/14	4185
15	163791	2011/10/14	1025
16	163790	2011/10/14	32039
17	163680	2011/10/13	7672
18	163678	2011/10/13	3546
19	163674	2011/10/13	2855
20	163672	2011/10/13	821
21	163671	2011/10/13	1631
22	163670	2011/10/13	0
23	163668	2011/10/13	0
24	163667	2011/10/13	0
25	163666	2011/10/13	5
26	163661	2011/10/13	5114

27	163658	2011/10/13	527
28	163568	2011/10/12	6755
29	163536	2011/10/12	0
30	163534	2011/10/12	0
31	163533	2011/10/12	0
33	163531	2011/10/12	8808
34	163530	2011/10/12	29337
35	163527	2011/10/12	35924
36	163270	2011/10/10	39
37	163268	2011/10/10	91
38	163267	2011/10/10	94
39	163266	2011/10/10	20359
40	163265	2011/10/10	4633
41	163263	2011/10/10	13103
42	163250	2011/10/10	3734
43	163210	2011/10/9	19
44	163208	2011/10/9	9054
45	163146	2011/10/9	27475
46	163133	2011/10/8	174
47	163132	2011/10/8	0
48	163124	2011/10/8	1
49	163101	2011/10/8	17586
50	163100	2011/10/8	5838
51	163096	2011/10/8	9393
52	163073	2011/10/8	911
53	163071	2011/10/8	12421
54	162936	2011/10/7	0

### A.3 中性中間子測定データセット (第5・7章)

Selected Physics Runs at 2010

index	Run#	Date	Analyzed#
1	115880	LHC10b	226440
2	115881	LHC10b	426361

3	115882	LHC10b	17201
4	115887	LHC10b	52389
5	115889	LHC10b	33233
6	115890	LHC10b	101518

7	115892	LHC10b	17753	46	117054	LHC10b	570925
8	116079	LHC10b	99704	47	117059	LHC10b	555623
9	116081	LHC10b	15897	48	117063	LHC10b	498310
10	116102	LHC10b	110688	49	117065	LHC10b	853257
11	116111	LHC10b	37533	50	117077	LHC10b	140956
12	116112	LHC10b	18796	51	117082	LHC10b	28447
13	116118	LHC10b	115748	52	117086	LHC10b	495895
14	116123	LHC10b	106880	53	117092	LHC10b	451662
15	116134	LHC10b	46802	54	117098	LHC10b	115668
16	116198	LHC10b	520484	55	117099	LHC10b	1602528
17	116203	LHC10b	53492	56	117109	LHC10b	1063820
18	116204	LHC10b	32807	57	117112	LHC10b	2104045
19	116287	LHC10b	74624	58	117116	LHC10b	1552354
20	116288	LHC10b	393564	59	117118	LHC10b	78255
21	116401	LHC10b	25039	60	117220	LHC10b	1100731
22	116402	LHC10b	58129	61	117222	LHC10b	784726
23	116403	LHC10b	69855	62	119159	LHC10c	1186636
24	116561	LHC10b	16742	63	119161	LHC10c	2522291
25	116562	LHC10b	355800	64	119838	LHC10c	1093710
26	116571	LHC10b	140979	65	119841	LHC10c	219849
27	116572	LHC10b	70985	66	119842	LHC10c	1896568
28	116574	LHC10b	304537	67	119844	LHC10c	200502
29	116610	LHC10b	13538	68	119845	LHC10c	1496750
30	116611	LHC10b	10578	69	119846	LHC10c	2573587
31	116640	LHC10b	11015	70	119849	LHC10c	695922
32	116642	LHC10b	83785	71	119853	LHC10c	486688
33	116643	LHC10b	101741	72	119856	LHC10c	805482
34	116644	LHC10b	24406	73	119859	LHC10c	213053
35	116645	LHC10b	86568	74	119904	LHC10c	182109
36	116682	LHC10b	25847	75	119907	LHC10c	766204
37	116684	LHC10b	63610	76	119909	LHC10c	712948
38	117034	LHC10b	50305	77	119913	LHC10c	412712
39	117039	LHC10b	18879	78	119917	LHC10c	758733
40	117041	LHC10b	132597	79	119923	LHC10c	382146
41	117045	LHC10b	16227	80	119924	LHC10c	162487
42	117048	LHC10b	773023	81	119926	LHC10c	1901481
43	117050	LHC10b	327098	82	119934	LHC10c	31182
44	117052	LHC10b	288056	83	119935	LHC10c	571019
45	117053	LHC10b	436523	84	119941	LHC10c	2140972

85	119948	LHC10c	639998	124	122375	LHC10d	641511
86	119952	LHC10c	559531	125	124183	LHC10d	40264
87	119959	LHC10c	815680	126	124187	LHC10d	202324
88	119961	LHC10c	3312743	127	124355	LHC10d	283090
89	119965	LHC10c	4336417	128	124358	LHC10d	860785
90	119969	LHC10c	2753821	129	124359	LHC10d	73865
91	119971	LHC10c	1176716	130	124362	LHC10d	179722
92	120064	LHC10c	273911	131	124374	LHC10d	1151901
93	120066	LHC10c	724304	132	124378	LHC10d	872459
94	120067	LHC10c	1478028	133	124381	LHC10d	682063
95	120069	LHC10c	1133528	134	124383	LHC10d	2690752
96	120072	LHC10c	2174820	135	124600	LHC10d	355818
97	120073	LHC10c	2581938	136	124603	LHC10d	46437
98	120076	LHC10c	2574167	137	124604	LHC10d	153062
99	120079	LHC10c	795794	138	124607	LHC10d	297433
100	120242	LHC10c	178039	139	124608	LHC10d	359224
101	120244	LHC10c	1837362	140	124751	LHC10d	257144
102	120503	LHC10c	884499	141	125023	LHC10d	52751
103	120504	LHC10c	2108200	142	125083	LHC10d	193470
104	120505	LHC10c	2391232	143	125085	LHC10d	2118960
105	120611	LHC10c	763475	144	125097	LHC10d	1600501
106	120613	LHC10c	584743	145	125131	LHC10d	469423
107	120615	LHC10c	51538	146	125133	LHC10d	482248
108	120616	LHC10c	3958325	147	125134	LHC10d	2685835
109	120617	LHC10c	1230529	148	125139	LHC10d	4574974
110	120671	LHC10c	614464	149	125140	LHC10d	1707281
111	120672	LHC10c	989910	150	125156	LHC10d	126281
112	120741	LHC10c	107911	151	125186	LHC10d	1205547
113	120742	LHC10c	551311	152	125292	LHC10d	46876
114	120744	LHC10c	646000	153	125295	LHC10d	1610743
115	120750	LHC10c	1033636	154	125296	LHC10d	4553103
116	120758	LHC10c	884169	155	125628	LHC10d	2437618
117	120818	LHC10c	176452	156	125630	LHC10d	1573401
118	120820	LHC10c	88049	157	125632	LHC10d	2171768
119	120821	LHC10c	279971	158	125633	LHC10d	592722
120	120825	LHC10c	2277461	159	125842	LHC10d	1940283
121	120828	LHC10c	15706	160	125843	LHC10d	198547
122	120829	LHC10c	2975704	161	125844	LHC10d	121953
123	122374	LHC10d	3275255	162	125847	LHC10d	509796

163	125848	LHC10d	531503	202	126432	LHC10d	5705135
164	125849	LHC10d	1523309	203	127712	LHC10e	626789
165	125850	LHC10d	1782767	204	127714	LHC10e	520599
166	125851	LHC10d	1295878	205	127715	LHC10e	1333
167	125855	LHC10d	2066877	206	127723	LHC10e	22327
168	126004	LHC10d	436167	207	127813	LHC10e	122656
169	126008	LHC10d	273402	208	127820	LHC10e	33330
170	126073	LHC10d	1134210	209	127822	LHC10e	585065
171	126078	LHC10d	2096796	210	127932	LHC10e	198493
172	126081	LHC10d	791561	211	127933	LHC10e	701581
173	126082	LHC10d	4259607	212	127935	LHC10e	697137
174	126086	LHC10d	438073	213	127936	LHC10e	1008072
175	126087	LHC10d	275033	214	127937	LHC10e	1006137
176	126088	LHC10d	5481018	215	127940	LHC10e	28446
177	126090	LHC10d	5384689	216	127941	LHC10e	449363
178	126097	LHC10d	1065438	217	127942	LHC10e	1791510
179	126158	LHC10d	5517578	218	128050	LHC10e	3872
180	126160	LHC10d	1499118	219	128053	LHC10e	2230
181	126162	LHC10d	282986	220	128175	LHC10e	433106
182	126167	LHC10d	966028	221	128180	LHC10e	1598004
183	126168	LHC10d	1564083	222	128182	LHC10e	1072627
184	126177	LHC10d	1434967	223	128183	LHC10e	26540
185	126283	LHC10d	1090946	224	128185	LHC10e	879514
186	126284	LHC10d	5208222	225	128186	LHC10e	1087064
187	126285	LHC10d	167111	226	128189	LHC10e	3122301
188	126350	LHC10d	70757	227	128190	LHC10e	27804
189	126351	LHC10d	3175630	228	128191	LHC10e	610420
190	126352	LHC10d	1623626	229	128192	LHC10e	319683
191	126359	LHC10d	969693	230	128256	LHC10e	27916
192	126403	LHC10d	301358	231	128260	LHC10e	776435
193	126404	LHC10d	4421863	232	128262	LHC10e	50238
194	126405	LHC10d	230738	233	128357	LHC10e	26512
195	126406	LHC10d	3288144	234	128359	LHC10e	47247
196	126407	LHC10d	3730650	235	128366	LHC10e	678977
197	126408	LHC10d	980076	236	128452	LHC10e	2659205
198	126409	LHC10d	1133740	237	128483	LHC10e	214229
199	126422	LHC10d	3156002	238	128486	LHC10e	837558
200	126424	LHC10d	1958612	239	128494	LHC10e	522368
201	126425	LHC10d	1122671	240	128495	LHC10e	285356

241	128503	LHC10e	3622107	280	129526	LHC10e	39894
242	128504	LHC10e	2243905	281	129527	LHC10e	213493
243	128581	LHC10e	62750	282	129528	LHC10e	494643
244	128582	LHC10e	301117	283	129529	LHC10e	54751
245	128589	LHC10e	57006	284	129540	LHC10e	1195521
246	128590	LHC10e	509245	285	129586	LHC10e	382027
247	128605	LHC10e	265299	286	129587	LHC10e	459114
248	128609	LHC10e	2788880	287	129598	LHC10e	30618
249	128610	LHC10e	9687	288	129639	LHC10e	77459
250	128611	LHC10e	294225	289	129641	LHC10e	783598
251	128615	LHC10e	501569	290	129647	LHC10e	422163
252	128677	LHC10e	67786	291	129648	LHC10e	29028
253	128678	LHC10e	236054	292	129649	LHC10e	27427
254	128776	LHC10e	34958	293	129650	LHC10e	289556
255	128777	LHC10e	777000	294	129651	LHC10e	46717
256	128778	LHC10e	509791	295	129652	LHC10e	367439
257	128813	LHC10e	72890	296	129653	LHC10e	478486
258	128814	LHC10e	9587	297	129654	LHC10e	3614881
259	128817	LHC10e	22455	298	129655	LHC10e	18416
260	128818	LHC10e	2988	299	129659	LHC10e	250443
261	128820	LHC10e	484231	300	129665	LHC10e	25656
262	128823	LHC10e	240562	301	129666	LHC10e	443964
263	128824	LHC10e	844051	302	129723	LHC10e	122753
264	128833	LHC10e	715047	303	129725	LHC10e	121069
265	128834	LHC10e	122092	304	129726	LHC10e	414104
266	128835	LHC10e	56804	305	129729	LHC10e	624473
267	128836	LHC10e	841937	306	129731	LHC10e	25170
268	128843	LHC10e	598684	307	129734	LHC10e	71968
269	128849	LHC10e	54296	308	129735	LHC10e	857343
270	128853	LHC10e	575792	309	129736	LHC10e	886125
271	128855	LHC10e	802178	310	129738	LHC10e	592000
272	128910	LHC10e	54170	311	129742	LHC10e	420635
273	128911	LHC10e	376810	312	129744	LHC10e	419915
274	128913	LHC10e	419168	313	129745	LHC10e	40663
275	129513	LHC10e	294735	314	129747	LHC10e	38615
276	129514	LHC10e	385474	315	129748	LHC10e	81554
277	129520	LHC10e	649123	316	129750	LHC10e	34501
278	129522	LHC10e	27846	317	129760	LHC10e	43048
279	129523	LHC10e	631986	318	129763	LHC10e	32912

319	129959	LHC10e	340893	336	130526	LHC10e	696786
320	129960	LHC10e	522348	337	130627	LHC10e	29065
321	129961	LHC10e	2769190	338	130628	LHC10e	1040624
322	129962	LHC10e	549588	339	130640	LHC10e	48438
323	130148	LHC10e	626165	340	130696	LHC10e	1043934
324	130149	LHC10e	1357508	341	130704	LHC10e	1592994
325	130156	LHC10e	12254	342	130793	LHC10e	1079640
326	130157	LHC10e	1468031	343	130795	LHC10e	5962271
327	130158	LHC10e	1366494	344	130798	LHC10e	217217
328	130168	LHC10e	55683	345	130799	LHC10e	823601
329	130172	LHC10e	508492	346	130802	LHC10e	522758
330	130178	LHC10e	1472688	347	130803	LHC10e	1351028
331	130342	LHC10e	184074	348	130804	LHC10e	209306
332	130343	LHC10e	801947	349	130831	LHC10e	88712
333	130480	LHC10e	1398343	350	130833	LHC10e	14332
334	130517	LHC10e	3171741	351	130834	LHC10e	623468
335	130519	LHC10e	2091270	352	130840	LHC10e	357695

## Selected Physics Runs at 2011

index	Run#	Period	Analyzed#
1	145288	LHC11a	133307
2	145292	LHC11a	829988
3	145300	LHC11a	139779
4	145314	LHC11a	617829
5	145354	LHC11a	459251
6	145355	LHC11a	949116
7	145379	LHC11a	503157
8	145383	LHC11a	302198
9	145384	LHC11a	1033727
10	145385	LHC11a	159281
11	145454	LHC11a	93244
12	145455	LHC11a	152259
13	145954	LHC11a	822204
14	145955	LHC11a	550283
15	145957	LHC11a	538454
16	146026	LHC11a	134434
17	146141	LHC11a	558666
18	146144	LHC11a	7933
19	146147	LHC11a	56552
20	146148	LHC11a	117965
21	146152	LHC11a	69825
22	146153	LHC11a	245141
23	146156	LHC11a	114113
24	146158	LHC11a	139299
25	146205	LHC11a	168248
26	146208	LHC11a	159137
27	146220	LHC11a	259936
28	146223	LHC11a	1062594
29	146272	LHC11a	330657
30	146273	LHC11a	452506
31	146277	LHC11a	80992
32	146287	LHC11a	299663
33	148531	LHC11b	22697
34	148541	LHC11b	122656

35	148544	LHC11b	291526		74	159076	LHC11d	52213
36	149767	LHC11b	111602		75	159085	LHC11d	9078
37	151636	LHC11c	87668		76	159090	LHC11d	18761
38	151636	LHC11c	87668		77	159254	LHC11d	12361
39	151636	LHC11c	87668		78	159255	LHC11d	1287
40	151638	LHC11c	120965		79	159259	LHC11d	5495
41	151751	LHC11c	73070		80	159260	LHC11d	69
42	151752	LHC11c	123293		81	159283	LHC11d	23498
43	151849	LHC11c	26		82	159285	LHC11d	1972
44	151850	LHC11c	140		83	159286	LHC11d	15462
45	151851	LHC11c	42		84	159318	LHC11d	14323
46	151852	LHC11c	93		85	159378	LHC11d	22514
47	152208	LHC11c	2744		86	159379	LHC11d	56711
48	152256	LHC11c	10		87	159532	LHC11d	14419
49	152284	LHC11c	796514		88	159535	LHC11d	22470
50	152306	LHC11c	340308		89	159536	LHC11d	976
51	152309	LHC11c	331		90	159538	LHC11d	33555
52	152311	LHC11c	744800		91	159539	LHC11d	26150
53	152312	LHC11c	14779		92	159571	LHC11d	221
54	152377	LHC11c	12150		93	159575	LHC11d	4362
55	152455	LHC11c	6818		94	159577	LHC11d	15790
56	152488	LHC11c	1331448		95	159580	LHC11d	33427
57	152512	LHC11c	1834882		96	159581	LHC11d	12273
58	152513	LHC11c	193942		97	159582	LHC11d	71775
59	152695	LHC11c	6203		98	159586	LHC11d	38037
60	152716	LHC11c	11966		99	159593	LHC11d	1417
61	152718	LHC11c	1191400		100	159595	LHC11d	21960
62	158844	LHC11d	16522		101	159599	LHC11d	4212
63	158848	LHC11d	1319		102	159602	LHC11d	3958
64	158856	LHC11d	10804		103	159606	LHC11d	4505
65	158868	LHC11d	3319		104	161139	LHC11e	13724
66	158875	LHC11d	20307		105	161145	LHC11e	5581
67	158876	LHC11d	1555		106	161147	LHC11e	7668
68	158877	LHC11d	4473		107	161148	LHC11e	7562
69	158878	LHC11d	2176		108	161562	LHC11e	4398
70	158879	LHC11d	3693		109	161567	LHC11e	3890
71	159040	LHC11d	58982		110	161573	LHC11e	2152
72	159042	LHC11d	1417		111	161577	LHC11e	567
73	159044	LHC11d	2363		112	161580	LHC11e	2001

113	161581	LHC11e	1291	152	162638	LHC11e	62
114	161585	LHC11e	2332	153	162640	LHC11e	2116
115	161586	LHC11e	1838	154	162642	LHC11e	11081
116	161822	LHC11e	15189	155	162643	LHC11e	424
117	161825	LHC11e	5336	156	162644	LHC11e	17946
118	161826	LHC11e	5953	157	162711	LHC11e	223
119	161827	LHC11e	9651	158	162713	LHC11e	2494
120	161937	LHC11e	16730	159	162714	LHC11e	7281
121	162178	LHC11e	1148	160	162717	LHC11e	7407
122	162179	LHC11e	5602	161	162723	LHC11e	6
123	162180	LHC11e	8328	162	162724	LHC11e	394
124	162328	LHC11e	1460	163	162729	LHC11e	7763
125	162329	LHC11e	996	164	162731	LHC11e	11528
126	162335	LHC11e	1770	165	163071	LHC11f	12421
127	162338	LHC11e	5827	166	163073	LHC11f	911
128	162339	LHC11e	16778	167	163096	LHC11f	9393
129	162340	LHC11e	4149	168	163100	LHC11f	5838
130	162487	LHC11e	11680	169	163101	LHC11f	17586
131	162491	LHC11e	9628	170	163133	LHC11f	174
132	162492	LHC11e	3366	171	163146	LHC11f	27475
133	162493	LHC11e	7787	172	163208	LHC11f	9054
134	162494	LHC11e	57649	173	163210	LHC11f	19
135	162497	LHC11e	4	174	163250	LHC11f	3734
136	162500	LHC11e	31777	175	163263	LHC11f	13103
137	162504	LHC11e	14804	176	163265	LHC11f	4633
138	162545	LHC11e	42520	177	163266	LHC11f	20359
139	162547	LHC11e	25768	178	163267	LHC11f	94
140	162548	LHC11e	37752	179	163268	LHC11f	91
141	162550	LHC11e	44561	180	163270	LHC11f	39
142	162625	LHC11e	20048	181	163527	LHC11f	35924
143	162626	LHC11e	5259	182	163530	LHC11f	29337
144	162627	LHC11e	43994	183	163531	LHC11f	8808
145	162628	LHC11e	23984	184	163568	LHC11f	6755
146	162629	LHC11e	3808	185	163658	LHC11f	527
147	162630	LHC11e	3910	186	163661	LHC11f	5114
148	162632	LHC11e	1925	187	163666	LHC11f	5
149	162633	LHC11e	3344	188	163671	LHC11f	1631
150	162635	LHC11e	6314	189	163672	LHC11f	821
151	162636	LHC11e	3910	190	163674	LHC11f	2855

191	163678	LHC11f	3546		198	163908	LHC11f	1900
192	163680	LHC11f	7672		199	163910	LHC11f	2152
193	163790	LHC11f	32039		200	163911	LHC11f	5340
194	163791	LHC11f	1025		201	163957	LHC11f	6086
195	163792	LHC11f	4185		202	163958	LHC11f	19128
196	163793	LHC11f	8142		203	163959	LHC11f	9220
197	163794	LHC11f	57094					