

平成19年度 卒業論文
ALICE 実験 PHOS 検出器
動作パラメータ最適化手法の考察

日栄綾子 B044341

広島大学理学部物理科学科
クォーク物理学研究室

主査 杉立徹 教授
副査 木村昭夫 准教授
指導教官 杉立徹 教授

2008年2月

概要

本研究は本研究グループが国際協力のもと開発し、ALICE 実験に導入した PHOS 検出器の動作パラメータを最適化する手法を確立することを目的とする。

PHOS テストベンチに PHOS 検出器の検出部からデータ収集回路・データ収集システムに到るまでを再現した後、動作パラメータ最適化からエネルギー較正に到るまでの一連の操作を PHOS テストベンチに対して実施し、どれだけ補正されたかを検証する。検出部からデータ収集系まで再現した PHOS テストベンチでよい結果が出せた手法は、PHOS 検出器にも有効な手法と言える。

さらに PHOS 検出器で収集した物理データを用いて、最終的なエネルギー較正を行う方法を考察した。事前のエネルギー較正に何らかの理由により不具合が生じたとき、エネルギー測定値に誤まりが生じ、結果 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 崩壊過程による π^0 再構成質量分布のピーク値のずれが予想される。その場合のエネルギーの補正には、このずれを利用した補正が有効と考えられるが、そもそもエネルギー較正が完璧であった場合に、その他の要因によってピーク値が揺らがないかは事前に調べる必要がある。本研究ではエネルギー較正が完璧の状態での pp14TeV 衝突のシミュレーションを行い、 π^0 の質量分布を再構成した。左図はその分布を示している。さらに再構成に用いる線の検出器位置依存性について検証する。

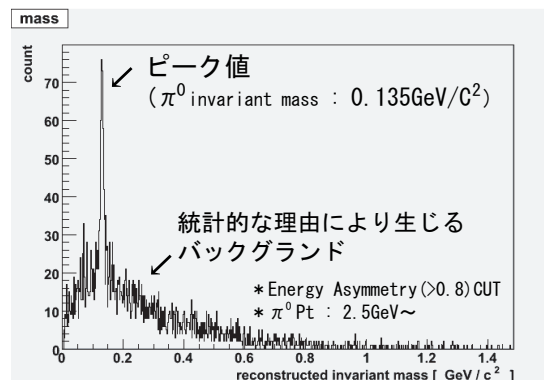


図 1: π^0 再構成質量分布

はじめに

世界を構成する基本粒子はなんなのか。

ある時にはその答えは原子であり、またある時には原子核であった。現在ではクォークやレプトンなどが基本粒子と考えられている。もちろん、それらを構成するさらに基本的な粒子がないという証拠はない。しかし基本粒子に対する理解は時代と共に確実に深まってきており、それに伴い私たちはさらに多くの疑問を抱く様になった。

世界を構成する基本粒子とはなんなのか。

そもそもどうやってその基本粒子は生まれたのか。

そしてどうしてこの様な世界を構成するに到ったのか。

空間や物質、質量とはそもそもどういう仕組みを持っているのか。

重さがある、こんな当たり前のことも我々はまだ完全には理解できていないのである。

このような途方もない謎を実験的な切り口から解き明かそうと取り組んでいるのが、高エネルギー物理学である。

現在、世界を構成する基本粒子・そしてそれらが受ける力は「標準理論」で記述されている。多くの素粒子現象はこの理論を用いることで説明することができる。しかし、ダークマターや反物質、ニュートリノ、力の統一、また極初期の宇宙の様子についてなど、まだまだ分かっていないことは多い。

それらの解決の糸口として行われているのが素粒子実験である。加速器や、地下観測所、宇宙空間に打ち上げた観測機器などを用い、多くの研究者が日々研究を続けている。

私の所属するクォーク物理学研究室が抱えている実験の一つに ALICE 実験という実験があるが、これは加速器を用いた実験である。ここで用いられる加速器はスイス・フランスの国境地域に建設されている LHC 加速器で、まさに今年 2008 年から運転が開始される予定の加速器である。LHC 加速器の最大の特徴は、その衝突エネルギーにある。予定されている陽子-陽子衝突 14TeV、鉛-鉛衝突 5.5TeV という重心系衝突エネルギーは、今までに類をみないほどの大きさである。

この利点を活かし、クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) の探索・解明

を主たる目的としているのが ALICE 実験である。QGP とは、宇宙誕生から 0.1 マイクロ秒後の極初期宇宙で実現されていたであろうと言われているある相のことである。大きなエネルギーを持った粒子同士を衝突させることで QGP を実験室上に再現し、更にその性質を解明しようという壮大な計画は、LHC 加速器の運転と共に構想・準備の段階から物理データ収集・解析の段階へと移行する。世界最高の衝突エネルギーから得られる粒子衝突のデータから得られるであろう様々な物理に今、大きな期待がかけられている。

このような国際的共同実験の進行状況を背景に、ALICE 実験 PHOS 検出器を用いて正確な物理データを収集することを目標として進められたのが、本研究である。

目次

はじめに	2
第I部 目的・意義	10
第II部 実験の背景	14
第1章 現在の素粒子像と 高エネルギー加速器実験	16
1.1 標準理論による世界の記述	17
1.1.1 基本粒子	17
1.1.2 ワインバーグ・サラム理論	20
1.1.3 量子色力学	20
1.2 クォーク・グルーオン・プラズマ	22
1.3 高エネルギー原子核衝突実験	23
1.3.1 QCD 相図と高エネルギー衝突実験	23
1.4 光子測定的重要性	26
第2章 LHC 加速器・ALICE 実験	28
2.1 LHC 加速器	29
2.2 ALICE 実験	30
2.3 PHOS 検出器	32
2.3.1 検出部	32
2.3.2 データ収集システム	35
第III部 動作パラメータ最適化及び較正手法の考察	36
第3章 PHOS 検出器を用いたデータ収集に向けて	38
3.1 動作パラメータ最適化及び較正手法の考察	39

	5
3.2 較正手法の考察	45
3.3 実験データを用いた較正手法の提案	46
第4章 PHOS テストベンチを用いた宇宙線計測実験	47
4.1 目的と方法	47
4.2 宇宙線計測実験に向けて	48
4.2.1 PHOS 実機の宇宙線データの解析	48
4.2.2 読み出し回路および読み出しシステムの再現	57
第5章 ALICE Simulation	58
5.1 目的と方法	58
5.2 原理	59
5.2.1 ALICE Simulation	59
5.2.2 0 の不变質量の再構成	59
5.2.3 0 の運動量の再構成	61
5.2.4 0 の横運動量の再構成	62
5.2.5 Energy Aysmmetry CUT	63
5.3 結果	64
5.3.1 PHOS 検出器の再現	64
5.3.2 0 崩壊過程を利用した再構成	64
5.3.3 <i>combinatorialbackground</i>	68
5.4 pp14TeV 衝突シミュレーション	71
5.5 pp14TeV 衝突シミュレーション	79
5.5.1 0 <i>reconstruction</i> の位置依存性	82
第IV部 考察・結論	84
第6章 結論	86
謝辞	88
付録A Rapidity: y と Pseudorapidity: η の定義	89

目次

1	π^0 再構成質量分布	1
1.1	我々の世界と基本粒子	18
1.2	R, G, B および $\bar{R}, \bar{G}, \bar{B}$ が示す色	21
1.3	<i>QCDPhesediagram</i>	22
1.4	QCD 図	24
1.5	重イオン衝突後イメージ	25
1.6	重イオン衝突後の時空的発展	25
2.1	CERN 研究所 (メイラン地区)	28
2.2	空から見た LHC 加速器	28
2.3	陽子が LHC 加速器に入射されるまでの流れ	29
2.4	ALICE 実験の検出器セットアップ	31
2.5	PHOS 検出器 (<i>PTOtonSpectrometer</i>)	33
2.6	$PbWO_4$ 結晶	34
3.1	データの流れ	40
3.2	PWO 結晶の LY の温度依存性	40
3.3	地球の高度と宇宙線のフラックス	44
3.4	エネルギー損失の速度と運動量依存性	44
4.1	PHOS テストベンチイメージ	47
4.2	宇宙線測定イメージ	49
4.3	電子線入射実験データ	49
4.4	宇宙線測定データ	49
4.5	宇宙線測定データ	49
4.6	データ構造	50
4.7	あるイベントの中のある位置から得られる Time と Signal(ADCcount) のグラフのイメージ	51
4.8	解析 1 : 方針	51

4.9	解析 1 : 結果	53
4.10	解析 1 : 結果	53
4.11	解析 2 : 方針	55
4.12	解析 2 : 結果	55
4.13	解析 2 : 結果	56
4.14	解析 2 : 結果	56
4.15	PHOS テストベンチ (読み出し回路)	57
4.16	PHOS テストベンチ (読み出しシステム)	57
5.1	0 崩壊	60
5.2	横軸 x 軸・縦軸 z 軸	64
5.3	拡大図	64
5.4	発生させた 0 の横運動量	66
5.5	PHOS で測定された粒子のエネルギー	66
5.6	0 の再構成不変質量	66
5.7	0 の再構成運動量	66
5.8	エネルギー分解能のエネルギー依存性 (2002 年 ~ 2006 年)	67
5.9	検出されたエネルギー	69
5.10	再構成不変質量分布	69
5.11	再構成運動量分布	69
5.12	検出されたエネルギー	69
5.13	再構成不変質量分布	69
5.14	再構成運動量分布	69
5.15	検出されたエネルギー	69
5.16	再構成不変質量分布	69
5.17	再構成運動量分布	69
5.18	検出されたエネルギー	69
5.19	再構成不変質量分布	69
5.20	再構成運動量分布	69
5.21	pp 衝突の生成断面積	71
5.22	衝突によって発生した粒子の pT 分布	74
5.23	検出器に測定された粒子の pT 分布	74
5.24	0 の不変質量分布	75
5.25	全ての組み合わせ	75
5.26	2 クラスタが同じモジュールに入っている組み合わせ	76
5.27	2 クラスタが隣のモジュールに入っている組み合わせ	76

5.28	2 クラスタが 2 個隣のモジュールに入っている組み合わせ	77
5.29	2 クラスタが 3 個隣のモジュールに入っている組み合わせ	77
5.30	2 クラスタが 4 個隣のモジュールに入っている) 組み合わせ	77
5.31	pT 分布 (ただし < 0.8)	78
5.32	$pT < 1.0$ (ただし < 0.8)	78
5.33	$1.0 \leq pT < 2.5$ (ただし < 0.8)	78
5.34	$2.5 \leq pT$ (ただし < 0.8)	78
5.35	衝突によって発生した粒子の pT 分布	80
5.36	検出器に測定された粒子の pT 分布	80
5.37	不変質量分布 (カットなし)	81
5.38	不変質量分布 ($Pt \geq 1GeV$ < 0.8)	81
5.39	ある 8×7 の領域に依存した不変質量分布	83
5.40	図 5.39 とは別の 8×7 の領域に依存した不変質量分布	83
6.1	ある 8×7 の領域に依存した不変質量分布	87
6.2	左図とは別の 8×7 の領域に依存した不変質量分布	87

表 目 次

1.1	4つの力とその特徴	19
2.1	無機シンチレータとして用いられる代表的な物質とその性質 .	33

第I部

目的・意義

目的・意義

本研究の最終的な目的は本年度 LHC 加速器を用いて行われる ALICE 実験にて使用される PHOS 検出器の動作パラメータを最適化し、PHOS 検出器を用いて正確なデータ収集をすることである。

そもそも PHOS 検出器は鉛タンゲステン結晶を用いた電磁力ロリメータで、結晶と粒子の反応を利用して粒子のエネルギーを測定する為の装置である。PHOS 検出器から測定される値は、PHOS 検出器を動かす為に与える様々なパラメータ (様々な電圧や温度など) を操作することで最適な状態にすることができる。本研究で考察したのは PHOS 検出器の読み出しに用いられている APD に与える電圧の最適値を、PHOS 検出器の応答から求める手法である。

APD は PHOS 検出器の一部として組み込まれている為、APD のみを取り出して与える電圧の最適値を求めることはできない。かつ、APD に与えるべき電圧は各 APD ごとに違う為、PHOS 検出器の応答からそれぞれの最適値を求める手法を確立する必要があるのである。それと同時に必要なのが較正である。PHOS 検出器から実際に出力されるのは、入射粒子のエネルギーに対応したデジタルな数値である。つまりその数値がどれだけの何に対応しているのかを知って初めて、PHOS 検出器による粒子のエネルギーの測定が可能になるのである。

つまり、検出器から正確なデータを収集する為には、動作パラメータを最適化した上で較正を行う必要があり、この方法を確立させることは PHOS 検出器の運転に必要不可欠である。

これらの手法を考察する為に今回用いるのが PHOS テストベンチである。本研究グループが所有する PHOS テストベンチに、PHOS 検出器の検出部からデータ収集回路・データ収集システムに到るまでを再現し、PHOS テストベンチの動作パラメータを最適化した上でエネルギー較正も行い、その手法の評価を行う。検出部からデータ収集系までが再現された PHOS テストベンチを用いてよい結果の出せた手法は、PHOS 検出器にも有効な手段と言える。

具体的に行うのは宇宙線測定であり、アップグレードした仕様で実際に宇宙線を観測するのは本実験が初めてとなる。PHOS テストベンチの動作確認の上でも宇宙線観測は重要な測定と言える。またそのデータを用いて、動作

パラメータが最適化され、較正が完了するということは、PHOS テストベンチが PHOS 検出器と全くシステムを持った検出器として機能するという事を意味する。それは今後例えば PHOS 検出器のアップグレードをする際に、オプション追加テストが広島でできるということの意味し、今後の PHOS 検出器の運転に役立つと考えている。

さらに、実験データを得た後にそのデータを用いて事前の較正に修正を加える手法も考察する。PHOS 検出器の運転は事前に検出器の出力を較正した上で行われるわけだが、その事前のエネルギー較正に何らかの理由で不具合が生じたとき、測定値に誤まりが生じる可能性がある。その際そのデータ利用することでエネルギー較正をする方法として重イオン衝突で発生する⁰の不変質量を利用する方法の可能性をシミュレーションを用いて検証する。

第II部

実験の背景

第1章 現在の素粒子像と 高エネルギー加速器実験

本研究は、今年から本格的に始動する LHC 加速器を用いて行われる ALICE 実験に関連している。ALICE 実験はクォーク多体系現象を実験的に検証し、強い相互作用の性質を調べることで宇宙誕生の謎および物質宇宙の起源に迫ることを目指して行われる国際的共同実験である。LHC 加速器および ALICE 実験についての説明は第2章ですることとし、ここでは理論的な背景として、素粒子物理学の分野で広く信じられている素粒子像 (標準理論) と高エネルギー加速器実験の関係について記す。

まずは現在の素粒子像として標準理論の説明を行い、それを元に ALICE 実験の目的とする強い相互作用の理解に向けて実験室上に再現するクォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) について記す。QGP とは物質を高温ないし高圧にすることで実現されるとされている層で、この内部では普段ハドロンの束縛を強く受けているクォークやグルーオンがその閉じ込めから解放されることが予言されている。つまり QGP 内部ではクォークやグルーオンに働く強い相互作用が支配的となると考えられる為、QGP の検証は強い相互作用の理解およびそれを記述する量子色力学の構築に有効な手段と考えられるのである。QGP は極初期宇宙や中性子星、クォーク星内部で実現されていると予言されているが、それを実験室上で検証する方法は今のところ、高エネルギー粒子加速器を利用した高エネルギー衝突実験しかない。

高エネルギー衝突実験では高エネルギーを与えた粒子を衝突されることで QGP を作り出すことができると期待されている。特に世界最高の重心系衝突エネルギーを実現するであろう LHC 加速器による衝突では、QGP の生成条件を満たすとされており、QGP の理解と量子色力学の完成に向けて大きな期待がかけられている。そこでまずは QGP の生成条件を検証し、LHC 加速器により再現されるであろう QGP の予想される状態について記す。再現された QGP はまたたく間に崩壊し、最終的に測定できるのは崩壊と共に生成された何万もの粒子である。その中から物理的な意味を持った粒子を見つけ出し、QGP の性質解明に繋げるのが ALICE 実験の目的である。中でも注目す

べきは強い力を全く受けずに検出器まで届く光子である。QGP が崩壊と共に踏む各段階で、その段階ごとの重要な物理情報を取り込んだ上で検出される光子は、QGP の性質解明の為のよいプローブになると考えられている。そこで最後に広島大学が ALICE 実験に導入した PHOS 検出器で測定できる光子の測定の重要性について記す。

1.1 標準理論による世界の記述

現在、我々の世界を構成する基本粒子とそれらの相互作用的は標準理論を用いて記述されている。物質はそれぞれ6種類のクォークとレプトン、そしてそれらの反粒子によって構成されており、更にそれらは媒介粒子を交換することで相互に作用する。相互作用的は4種類に分類することができ、その中で標準理論に組み込まれている相互作用は強い力、電磁力、弱い力の3つである。強い力は量子色力学で、電磁力・弱い力はワインバーグ・サラム理論で記述される。

このような素粒子像をもってすると、現在までに発見された多くの素粒子現象を精度よく記述することができ、同時に多くの予言を与えることができる。

1.1.1 基本粒子

そもそも基本粒子とは、他の粒子を構成し、それ自身は分割できない粒子のことである。

基本粒子と呼ばれる粒子は、原子から原子核、原子核から陽子・中性子と科学の発展と共に変化し、現在標準理論の中で基本粒子とされているのはクォーク・レプトン・ゲージボソンである。

図 1.1 は、我々の世界がどのような基本粒子から構成されているのかを示すイメージ図である。

身の周りを見回してみれば、そこには物質があふれており、それらの形や色は実に多種多様である。しかし、その基本的構成は同一のものである。全ての物質はいくつかの原子が集まってできており、そして原子は原子核と電子から成る。そのうち電子は現在、基本粒子と考えられており、レプトン族に分類されている。また、原子核は核子(陽子・中性子)から出来ており、それらはハドロン族に分類されている。ハドロンとは、基本粒子の1つであるクォークの複合体¹である。含まれるクォークの数や種類により、ハドロンは

¹厳密にはクォーク間に及ぶ力はグルーオンが伝える為、ハドロンはクォークとグルーオンの複合体と言う方が現実に近い。

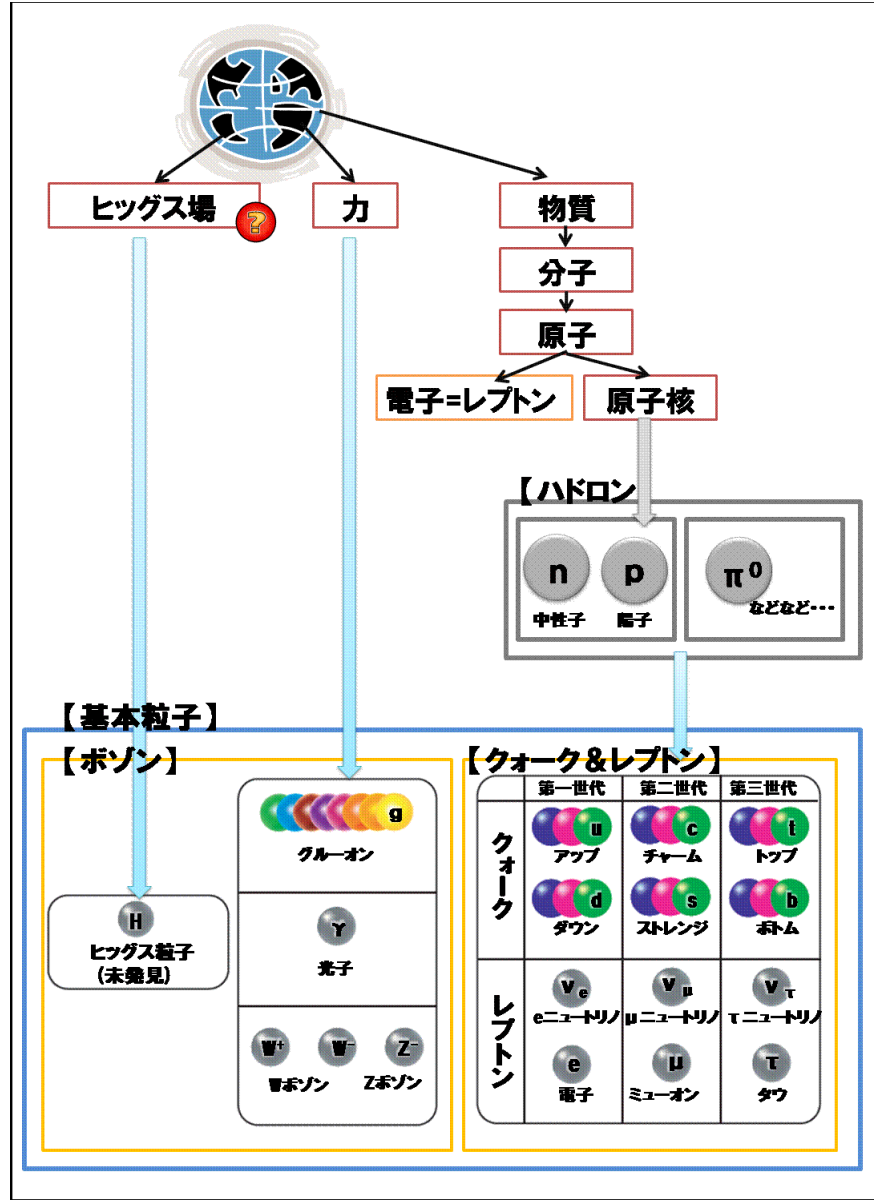


図 1.1: 我々の世界と基本粒子

色のついた粒子が色電荷を持つ粒子に対応している。現在、基本粒子と呼ばれている粒子はクォーク・レプトン・ゲージボゾンである。また、全ての基本粒子は、それと同じ質量を持ち、符号を持つ加算的量子数 (例えば電荷) が正反対であるような反粒子の相棒を持つ。符号を持つ加算的量子数がない粒子の場合は、自分自身が自分自身の反粒子だと見なせる。

バリオンとメソンに大別される。バリオンは3つのクォークから構成されているハドロンで、核子(陽子・中性子)はこれに分類される。メソンは2つのクォークから構成されているハドロンで、代表的なメソンとしては π^0 などが挙げられる。

つまり、世界には数え切れない程沢山の種類の物質であふれているが、実はそれらはたった数10種類のクォークとレプトンから出来ているのである。

そして、それらを支配するのが4種類の力(強い力・電磁力・弱い力・重力)である。それらは異なる範囲に関して働き、異なる強さを持っている。それを担う粒子²、さらにその力の強さを図1.1の表に示した。

力の種類	力の伝達粒子	相対的な強さ	到達距離
強い力	グルーオン	1	$\sim 1 \text{ fm}$
電磁力	光子	$\sim 10^{-2}$	∞
弱い力	$W^+ \cdot W^- \cdot Z^0$ ボソン	$\sim 10^{-5}$	$\sim 10^{-39}$
重力	重力子	$\sim 10^{-39}$	∞

表 1.1: 4つの力とその特徴

この中でも我々の世界に馴染みの深い力の重力は、現在の標準理論には組み込まれていない。重力は遮られることなく無限遠まで働くが、他の力と比べて非常に弱い。それに加え、重力は質量に比例して大きくなる性質を持つ為、現在の加速器で探索されているような素粒子現象における重力の寄与はとて小さく、無視する事ができる。しかし、ビッグバンによる宇宙創成直後を考察する場合、その寄与を無視する事はできない。よって、標準理論に重力を組み込む事は素粒子物理学に課せられた大きな課題の1つである。現在、重力の伝達粒子は重力子と言われているが、実験的に存在が確かめられているわけではない。

標準理論に組み込まれている力の内、最も強力な強い力は全ての色電荷を持つ粒子に働く力である。図1.1の色をついた粒子は、色電荷を持つ粒子に対応している。この相互作用は量子色力学で記述されている。

また、電磁力と弱い力については、力の伝達粒子や相対的な力は全く違うものの同じ理論を用いて記述することができる。それがワインバーグ・サラム理論である。

さらに図1.1に記されている質量場(ヒッグス場)は、標準理論の要求として予言される粒子に質量を与える場である。標準理論が成立する為には最低1

²全ての力は粒子の交換によって働くと考えられている。

種類のヒッグス粒子が存在していると言われており、ヒッグス粒子はその存在を多くの人に信じられているものの、実験的には未だ未発見である。ALICE 実験と並行して走る ATRAS 実験・CMS 実験はヒッグス粒子の探索に焦点を当てた実験で、LHC 加速器の本格的始動に伴って発見が大いに期待される。

1.1.2 ワインバーグ・サラム理論

ワインバーグ・サラム理論とは弱い相互作用と電磁相互作用を統一する理論で、電弱統一理論とも言われる。名前からも類推できるように、この理論の基礎理論は弱い相互作用と電磁相互作用である。

そもそも電磁相互作用は光子の交換によって働く電気・磁気力のことを指す。光子は質量を持たないので、遮られない限り無限に作用する。原子内で原子核と電子を結びつけているのも、分子内で原子と原子を結びつけているのも電磁相互作用による。さらには私たちの現代のエレクトロニクス文明も電磁相互作用を利用したものであり、一般に非常になじみ深い力であると言える。

それとは対照的に日常生活において、弱い相互作用はあまり目にするものではないかもしれない。弱い相互作用はとても短い距離の間でのみ働く相互作用であり、電磁気力よりもはるかに弱いので弱い相互作用と呼ばれる。しかし4つの力のうち一番弱いわけではなく、2番目に弱い相互作用に位置づけられている。(図 1.1 参照) この力は全てのクォーク・レプトンに働き、原子核の崩壊や中性子・パイ中間子などの粒子の崩壊の原因となる。

これらの力をゲージ場の考え方を用いて一つの理論にまとめ上げた理論がワインバーグ・サラム理論である。この理論が予言した W^+ ・ W^- ・ Z ボソンは1983年 CERN の SPS を用いた UA-1 実験にてその存在が確認され、現在では電磁気力と弱い相互作用を記述する理論として、標準理論の基礎をなしている。

1.1.3 量子色力学

ではここで標準理論の中で力を記述する理論の一つであり、ALICE 実験にて検証されることになる量子色力学についてさらに説明を加える。

量子色力学 (*Quantum Chromodynamics, QCD*) は強い相互作用を記述する理論である。この理論ではクォークに3種類 (R, G, B) の色電荷を定義し、グルーオンと呼ばれるゲージボソンを媒介粒子とすることで強い相互作用を記

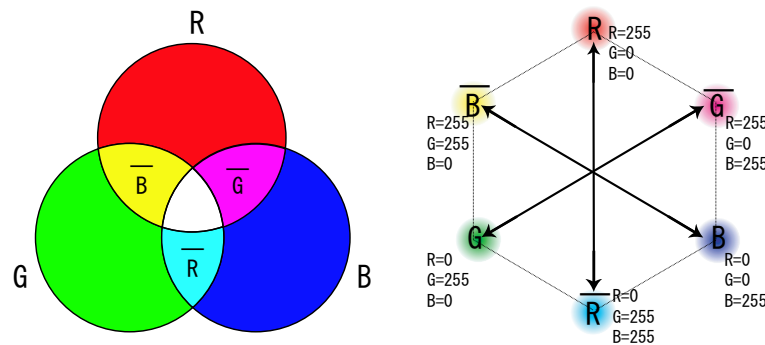
述する。(図 1.2 参照) グルーオンには 8 種類の色³ 電荷が定義されており、クォークはグルーオンを相互に交換し、絶えず色を変え続けることで結びついている。

グルーオンは 3 原色 (R, G, B) の 1 つと 3 補色 ($\bar{R}, \bar{G}, \bar{B}$) の 1 つを帯びており、具体的には以下のような色電荷を持つとされている。

$$R\bar{G}, R\bar{B}, G\bar{R}, G\bar{B}, B\bar{R}, B\bar{G}, B\bar{G}, R\bar{R}, G\bar{G}, \frac{R\bar{R}-G\bar{G}}{\sqrt{2}}, \frac{R\bar{R}+G\bar{G}-2B\bar{B}}{\sqrt{6}}$$

色電荷をもつクォークやグルーオンは単独では測定できず、複数の粒子が集まって全体として”無色”となった状態だけが粒子として観測されることとなる。

これを「カラーの閉じ込め」「クォークの(ハドロンへの)閉じ込め」という。



caption QCD Phesediagram

図 1.2: R, G, B および $\bar{R}, \bar{G}, \bar{B}$ が示す色

単独のクォークの取り出しに成功した例は今日までに 1 つとしてなく、仮にハドロンにエネルギーを与えて分解しようとしても、与えたエネルギーがクォーク・反クォークペアの生成に使われ、2 つのそれぞれ”無色”のハドロンを得るのみである。

この理論は量子電磁気学 (QED, Quantum. Electrodynamics) をベースにしており、クォークの持つ漸近的自由性という性質を仮定として設定している。漸近的自由性とは強い力が近距離で弱く離れると強くなるという性質で、この性質を利用し高エネルギー領域で摂動展開をし、高エネルギー領域の物理を記述するのが摂動 QCD (p-QCD) と呼ばれる分野であり、高エネルギー領域の強い力を近似的に説明できる。さらに摂動展開が使えないハドロンの静的な性質 (質量など) を記述する為に、別方向からのアプローチを試みている格

³量子色力学ではクォークやグルーオンの持つ対称性を数学的に表わす為に、群論を用いている。”色”とは実際に我々が目にする色とは関はなく、群論の持つ対称性に色を当てはめて比喩的に表現しているだけである

子 QCD という分野もあり、QCD を基礎にした様々な理論が構築されているが、未だクォークやグルーオンを支配する力を完全に記述することはできていない。そこで理論に先駆けて強い力の性質を明らかにする試みが、高エネルギー加速器を用いて行われている。まさしく LHC 加速器を用いた ALICE 実験は強い力が自由に働く空間、クォーク・グルーオン・プラズマを作り出し、その性質解明を目指しているのである。

1.2 クォーク・グルーオン・プラズマ

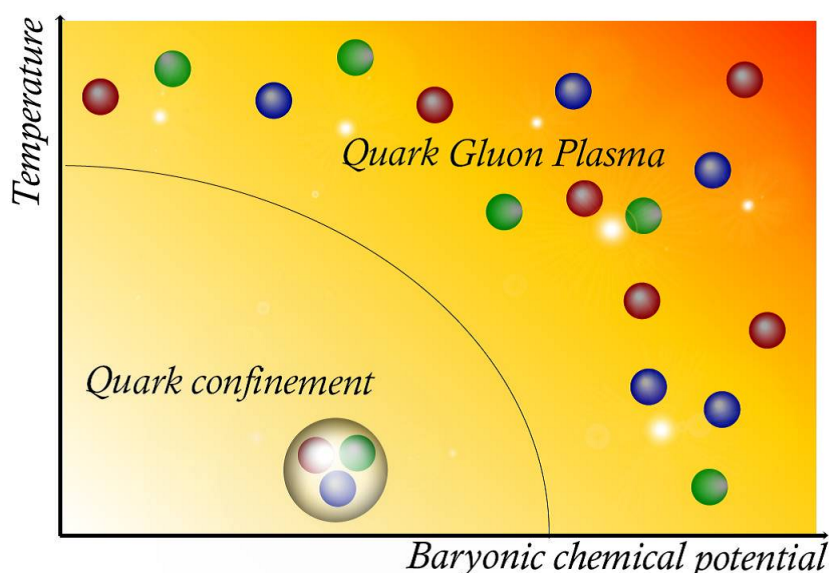


図 1.3: QCD Phase diagram

横軸：バリオン化学ポテンシャル・縦軸：温度にとった場合に量子色力学から予想される相変化。

以上のような素粒子像 (標準理論) は、物質を高温または高密度にすることでクォーク・グルーオン・プラズマ (*Quark Gluon Plasma*, QGP) という新しい相が形成されるという予言を我々に与える。QGP が実現されるためには、クォークやグルーオンがその閉じ込めを破る程に高温高密度である必要がある。

その相が実現されていたであろうと言われているのが、極初期の宇宙である。さらには現在も中性子星やクォーク星で実現されていると言われている。

これはQCDの予言によるもので、ハドロンを非常に高温・あるいは高密度にすると、クォークの閉じ込めが破れ、色電荷を持ったクォークやグルーオンなどの基本粒子が解放され自由に飛び回る相が実現されると言われているのである。ビッグバン直後の極初期宇宙は非常に高温・高密度状態であったと考えられる為、クォークやグルーオンが解放されて自由に飛び回る相、QGPが実現されていたであろうと考えられているのである。

よってハドロンをその閉じ込めを破る程に高温・高密度にすることができれば、実験室上にQGPを再現することが可能である。二つの条件をそれぞれ横軸・バリオン化学ポテンシャル⁴⁾と縦軸・温度にとり、その相図を書くと図1.3のようになると考えられる。

ハドロン閉じ込め領域とQGP相の境界の具体的な数値は、QCD・摂動QCD・格子QCP・バグモデルなど様々な理論・モデルを使って予言がなされている。

次節の図1.4は格子QCDの計算から与えられたグラフであり、これによるとクォークが閉じ込めから解放される臨界温度はバリオン化学密度 $\mu_B = 0$ の時 154MeV 、さらに温度 $T = 0$ の時の臨界バリオン化学ポテンシャルは 1.2GeV から 1.5GeV 程度と見積もられている。通常のバリオンはだいたい温度 $T=0\text{MeV}$ 、バリオン化学ポテンシャル $\mu_B = 1\text{GeV}$ の領域内で表わされることを考えると、地球上でこの臨界線を越える状態を作り出す為の唯一の手段は、今のところ高エネルギー原子核衝突実験のみである。

1.3 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加速器を用い、粒子に高いエネルギーを与えた上で衝突させる実験である。QGP相への転移を可能にする程の温度・密度を実現する方法は今のところ、高エネルギー原子核衝突しかない。

QGPの性質を調べるために、実験室上にQGPを再現し直接その性質を探るといのは、高エネルギー原子核衝突実験の大きな実験テーマの一つとなっている。

QGP再現にあたり、衝突の結果得られる温度・密度が果たしてQCDから予言される値を超える可能性があるのかは事前に検証する必要がある。

1.3.1 QCD相図と高エネルギー衝突実験

⁴バリオン化学ポテンシャルとは、バリオン(1.1.1『基本粒子』参照)に割り当てられた等温等圧下での自由エネルギーのことであり、バリオン化学ポテンシャルが高いということは、密度が高いということを意味する。

図 1.4 は格子 QCD から与えられた相図に、SIS(Heavy Ion Synchrotron)、AGS(Alternating Gradient Synchrtron)、SPS(Super Proton Synchrotron) を用いた重イオン衝突でハドロン化学凍結 (chemical freeze out) が生じた点がプロットされている。また、斜線部は格子 QCD をもとに計算された相境界である。さらに SPS の実験から計算された熱的凍結 (thermal freeze out) のラインも示されている。斜線部は格子 QCD の計算から予言される QGP 層との境界である。

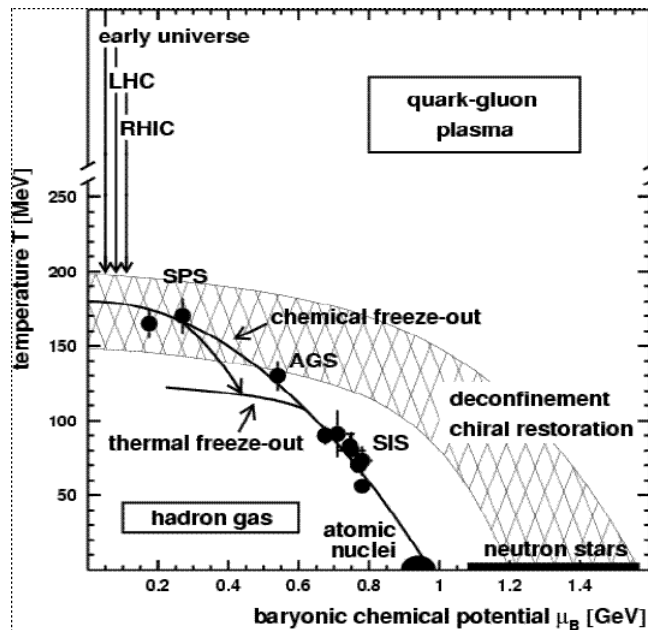


図 1.4: QCD 図

(参考文献 [3] *J.Stachel* "Towards the Quark-Gluon-Plasma" より)

ここでの化学凍結、熱的凍結とは重イオン衝突後の結果作られる物質が迎える段階的な変化の過程で起こる現象のことである。その変化の過程のイメージ図を図 1.5 に示した。

重イオン衝突で衝突させるのは自然にある高密度の物質の塊”原子核”である。複数個の原子核をひとまとめにしたバンチという単位で加速する。光速近くまで加速されたバンチは相対論的效果により球でなく平たい円盤のようになる。バンチの衝突によって、バンチに含まれる原子核を構成する陽子や中性子が互いに衝突し、陽子や中性子の中に閉じ込められていたクォークはその閉じ込めから解放され、クォークとグルーオンが自由に動き回る超高温高密度状態 QGP が形成されるのである。ただし、ここで言う自由とはハド

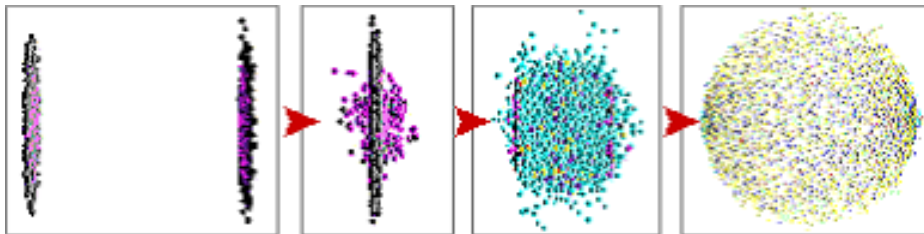


図 1.5: 重イオン衝突後イメージ

(参考文献 [7] "RHIC HP" より)

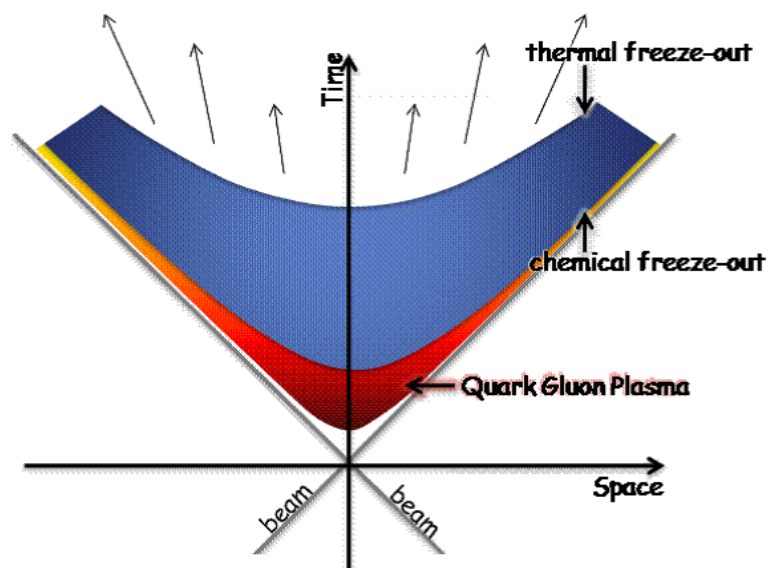


図 1.6: 重イオン衝突後の時空的発展

ロンからの束縛からの自由であり、周囲を取り巻く粒子とは強い相互作用をする。それはクォークやグルーオンが色電荷を持つ為であるが、クォークやグルーオンの非弾性散乱の結果放出される光子は強い相互作用の影響を受けずに初期の情報を保持することとなる。

その後 QGP 状態にあった物質は膨張し、再びクォークやグルーオンがハドロンの中に閉じ込められる。これがハドロン化学凍結と呼ばれている。つまりハドロン化学凍結とはクォークとグルーオンの非弾性散乱の終わりを意味し、この凍結の結果ハドロンの数が固定される。

その次に起こるのがハドロン同士の弾性散乱である。だがそれも膨張とともに終結し、運動量分布が固定される。これを熱的凍結と呼ぶ。

化学凍結と熱的凍結のラインを横軸を空間、縦軸を時間にとって示したのが図 1.6 である。バンチ (ビーム) とバンチ (ビーム) の衝突により QGP が形成され、それが空間的に広がり化学凍結をする。ここでハドロン数が固定され、ハドロンの散乱が始まる。それも空間的な広がりとともにおさまり熱的凍結を経て、四方八方に粒子が飛び散る。

この各段階で様々な粒子が生成され、それぞれが物理的な情報を保持することとなるが、中でも強い相互作用をしない光子は QGP の性質解明への直接的なプローブとなることが期待されている。

1.4 光子測定的重要性

§1.3.1 で説明したように、衝突実験から作られる QGP は様々な過程を踏みながら崩壊する。我々が大量に観測できるのは崩壊の結果測定される粒子、主にハドロンである。しかしながらハドロンは QGP が崩壊し系が冷却される過程において生成されるため、は QGP 自体を直接測定することはできない。

そこでより直接的な QGP 観測に向けて、期待されているのが光子測定である。

光子は作られた QGP が迎える各過程で、各過程の重要な物理情報を取り込みながら放出される。しかも色電荷を持たない為、強い相互作用の影響を受けずに検出される。よって各過程ごとに放出される光子を選別できれば、その光子をプローブにしてより直接的に QGP の性質に迫れるのである。

各過程ごとに放出される光子はその起源によって大分されている。

衝突直後、クォークとグルーオンのコンプトン散乱や制動放射、対生成などによって発生する直接光子 (prompt photon)。物質が熱的平衡状態に達し QGP 層が形成されたことで、クォークやグルーオンが衝突・散乱し放出され

る熱光子 (thermal photon)。また QGP 層内部でクォークやグルーオンが強く散乱されることで発生するジェットから発生する光子。さらに QGP 層の崩壊・ハドロン化に伴い、ハドロンの崩壊によって発生する崩壊光子 (hadron decay photon) などである。

なかでも QGP 層内部の情報を豊富に持つのは直接光子や熱光子などであるが、高エネルギー衝突により生成される短寿命の小さな系から放出されるこれらの光子は、全体として放出される光子の量と比べるととても少なく、測定は容易ではない。

事実、核子対あたりの重心系衝突エネルギー 200GeV を達成した BNL 研究所 RHIC 加速器を用いた PHENIX 実験による熱光子測定も、明確な信号検出を断定するには至っていない。しかし CERN 研究所 LHC 加速器にて実現される衝突エネルギーは 5.5TeV 、RHIC 加速器の約 30 倍にも及ぶ。その為実現される密度は RHIC の 10~20 倍、温度は 2 倍近くなると予想されている。このことから再現される QGP も RHIC に比べて長寿命と予想される為に放出される熱光子自体の量が増え、明確な熱光子の信号が測定されることが期待されているのである。

第2章 LHC加速器・ALICE実験

LHC加速器とは欧州原子核機構(CERN)が建設している衝突型円形加速器のことを指す。そもそもCERNとは欧州の国々¹が共同出資して1954年に設立された素粒子・原子核の研究所のことである。スイスのジュネーブ郊外にあるこの研究所は28GeV陽子シンクロトロン(1959年)を始めとして高エネルギー加速器を次々に建設し、素粒子物理学に関する多くの歴史的発見に貢献してきた研究所である。この研究所が現在建設に取り組んでいるのがLarge Hadron Collider(大型ハドロン衝突型加速器、略称・LHC加速器)である。



図 2.1: CERN 研究所 (メイラン地区)

CERN 研究所はジュネーブ郊外のスイス・フランス国境に位置する。周りにはぶどう畑が広がり、奥にはジュラ山脈が見える。

(写真提供: CERN 研究所)

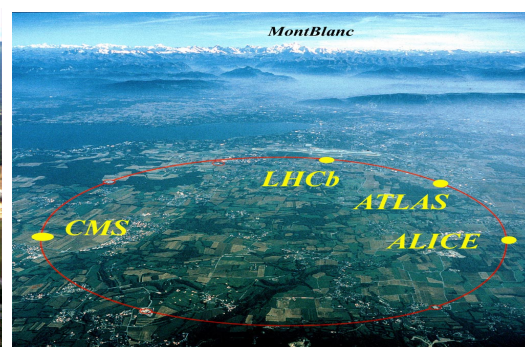


図 2.2: 空から見た LHC 加速器

赤い線が LHC 加速器のメインリングを表している。実際のリングは地下 100 メートルであり、地上からは見えない。

(写真提供: CERN 研究所)

地下 100m に掘られた周長 27km の加速管を用いて達成される重心系衝突エネルギーは 14TeV。これは今まで Tevatron(フェルミ国立加速器研究所保有の加速器)が達成していた世界最高重心系衝突エネルギー 2TeV をはるかに上回る大きさであり、多くの新発見につながるのではと大きな期待がかけられている。

LHC 加速器で行われる実験は全部で 6 つ²。その中で唯一重イオン衝突に

¹英・独・仏・伊など 12 カ国。その後メンバー国は増え、現在では 20 カ国共同で運営している。

²ALICE・ATLAS・CMS・LHCb・TOTEM・LHCf

最適化された実験が ALICE 実験である。本研究は ALICE 実験で使用される PHOS 検出器の最適化を行う為に行われたものである。そこでこの章では実験の背景として、LHC 加速器および ALICE 実験、またそこで使用される検出器 (主に PHOS 検出器) について説明する。

2.1 LHC 加速器

LHC 加速器は世界最大の重心系衝突エネルギーを実現する為に、今までにつくられた様々な加速器を利用している。

例えば陽子の場合、まずは陽子イオン源から供給され、線形加速器を經由し BOOSTER・PS・SPS で加速・蓄積されることとなる。その後この陽子ビームは SPS でバンチ化され、最終的に LHC 加速器へと入射され更に加速される。(図 2.3 参照) 最終的に 7TeV に加速された陽子ビームは 4 つの衝突点で正面衝突するように操作される。それぞれの場所には違う目的と戦略を持った 6 つの実験グループが様々な検出器を設置し、衝突後の反応から色々な物理情報を得ようと待ち構えている。

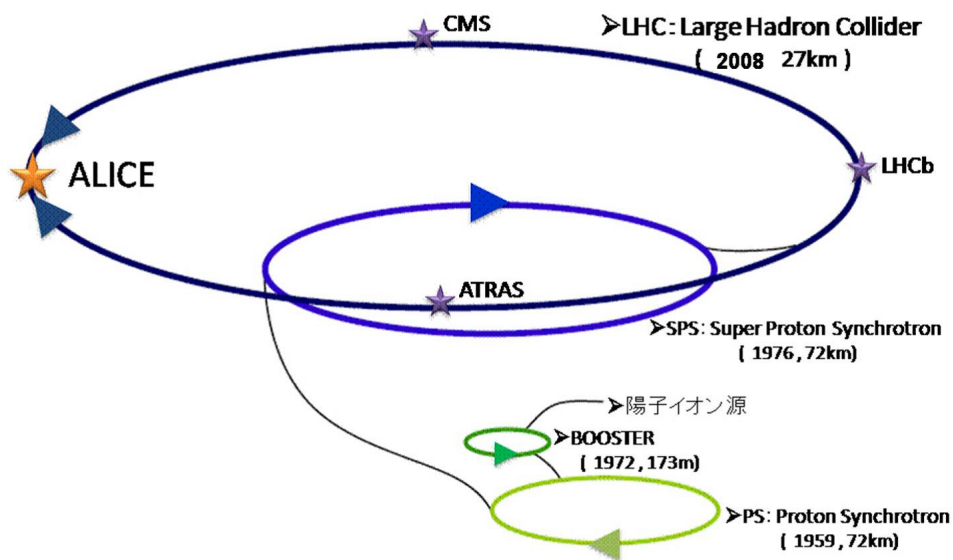


図 2.3: 陽子が LHC 加速器に入射されるまでの流れ

図中に年代・周長とともに示されているのが加速器の名称である。年代は運転が開始された年で、LHC 加速器に限っては運転予定の年が書かれている。

全ての実験は世界中の研究所・研究者の協力によって運営される国際的な共同実験である。それぞれの実験の主な目的は以下の通りである。

- ◇ ALICE (A Large Ion Collider Experiment)
主な目的は QGP の探索とその性質の解明である。QGP の理解は世界を構成する粒子がどのように生じるかの研究につながると考えられており、さらに極初期宇宙の状態の解明にもつながると考えられている。6 つの実験の中で唯一重イオン衝突に焦点を当てた実験である。
- ◇ ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS)
ヒッグス粒子や暗黒物質のもととなる粒子の探索を行うことを主な目的としている。CMS と同様に汎用な検出器を備え、広い範囲で反応を捉えることができるのが特徴である。
- ◇ CMS (Compact Muon Solenoid)
主な目的は ATLAS と同様で、さらに汎用な検出器を備えているという特徴も似ているが、もちろん ATLAS からは独立した実験である。ATLAS とは違う戦略のもと、CMS 独自の検出器で反応を捉える。
- ◇ LHCb (LHC-beauty)
主な目的は対称性の破れの解明であり、最終的には私たちの世界が何故物質で満たされているか、何故反物質が自然界に存在しないかの理解を助けることになると考えられている。
- ◇ TOTEM (Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation)
この実験ではビーム軸方向に飛び出す粒子に注目し、ビームにより近い範囲に生まれた粒子を検知する検出器を持つ。一連の実験により陽子のサイズを正確に特定し、LHC ビームの luminosity を導出し、他の実験の結果を補足する事を期待されている。
- ◇ LHCf (LHC-forward)
LHC の内部で発生する粒子を起源とする擬似的な宇宙線を研究することを目的とする。擬似的な宇宙線のカスケードを研究することは、何千キロメートルという広範囲をカバーするような大規模な宇宙線観測実験の解釈と発展の助けとなることを期待されている。

この中で本研究に関連するのは重イオン衝突に特化した検出器を備える ALICE 実験である。

2.2 ALICE 実験

ALICE 実験における検出器のセットアップを図 2.4 に示した。

粒子の衝突と共に作られるであろう QGP の振舞いをつぶさに捉える為の様々な装置は全体で高さ 16m・幅 16m・奥行き 26m、重さにして 10000 トンにもなる。小さな反応を捉える巨大な装置を支えるのは、30 カ国の 97 の研究機関から集まった 1000 人を超える科学者・技術者達である。(2007.Jan)

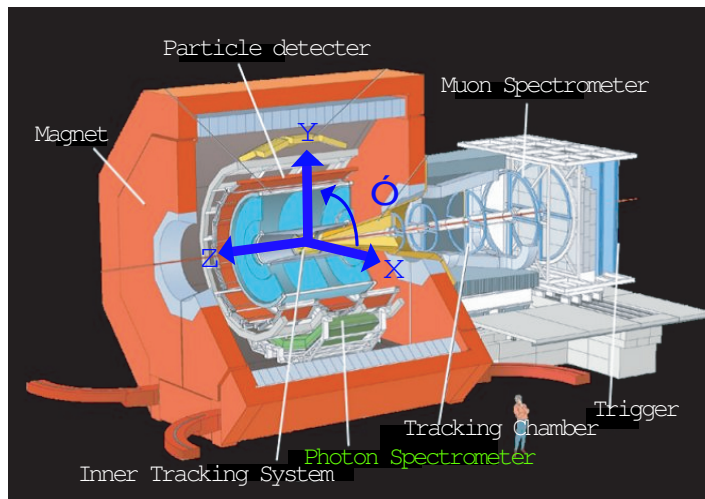


図 2.4: ALICE 実験の検出器セットアップ
(写真提供: CERN 研究所)

ALICE 実験グループはその研究目的を達成する為に、重イオン衝突で作られる何万個もの粒子から、欲しい情報を持つ粒子を選別し、かつその粒子から欲しい物理量を取り出さねばならない。

その為に備えつけられた複数の検出器の中で、荷電粒子の飛跡の情報を与える装置が ITS (Inner Tracking System) ・ TPC (Time Projection Chamber) ・ TRD (Transition Radiation Detector) である。これらは円筒形に衝突反応点を取り囲んでいる。それらと同様に円筒形をした検出器にもう一つ TOF (Time Of Flight) がある。これは高い時間分解能を備えた粒子の飛行時間を測る検出器である。さらに HMPID (high momentum particle identification) は高速で飛ぶ粒子の情報を得る為の検出器である。

そして TOF ・ HMPID と ITS ・ TPC ・ TRD の情報を組み合わせることで、粒子の種類を特定することができるのである。

しかし μ 粒子については他の物質と相互作用しにくいので、検出が難しい。そこで ALICE 実験では巨大な専用のスペクトロメータを用いて、 μ 粒子の飛跡を測定する。

以上の検出器が測定できるのはほとんど荷電粒子のみで、電荷を持たない例えば光子などの情報は得ることが難しい。QGP の性質の解明に光子測定は欠かせないもので、その情報を得るための検出器が PHOS 検出器 (*PHOton Spectrometer*) である。

2.3 PHOS 検出器

第1章 1.4 で示した様に光子測定は QGP 解明に欠かせないものである。QGP の発する光をこれまでにない高精度で検出できる PHOS 検出器は、広島大学が国際協力のもとに開発し、導入された電磁カロリメータが PHOS 検出器である。これは結晶と粒子の相互作用を利用して、粒子のエネルギーを測定することができる検出器である。

PHOS 検出器は、5つのモジュールから構成されており、図 2.4 の様に座標軸をとった場合の、

- ◇ : $-0.12 \sim 0.12 \Leftrightarrow \theta : \text{約 } 98^\circ \sim \text{約 } 82^\circ$
- ◇ : $220^\circ \sim 340^\circ$

の領域をカバーしている。(: 付録 A 参照)

PHOS 検出器は1モジュールの中でも、大きく検出部と読み出し回路に分けることができる。

2.3.1 検出部

そもそも電磁カロリメータとは粒子が物質と相互作用をして引き起こす電磁カスケードシャワーを利用して、粒子のエネルギーを測る測定器である。電磁カスケードシャワーとは入射粒子が、物質中の粒子と制動放射・電子陽電子対生成を連鎖的に起こしエネルギーを失う現象である。シャワーの結果出てくる光子の数は入射エネルギーと比例しており、光子の数を電気的な信号に変換することで入射粒子のエネルギーを測定する。

このシャワーの大きさを特徴づけるのがモリエール半径 R_M と放射長 X_0 である。 R_M はシャワーの横方向の広がりを表す量で、一般にモリエール半径の3倍の範囲に、入射粒子の持っていたエネルギーの99%が含まれる。 R_M が小さいということはシャワーが横方向にコンパクトになり、2粒子位置分解能を上げることができることを意味する。さらに X_0 は、シャワーの縦方向の広がりの特徴づける。その定義は、粒子のエネルギーが制動放射による損失により、元のエネルギーの $1/e$ になるまでに粒子が進む距離とされている。

つまり R_M は電磁カロリメータの位置分解、 X_0 は物質の厚さの決定に効いてくる重要な量である。

電磁カロリメータに使われる主な物質についての R_M 、 X_0 等の情報を図 2.1 に記した。

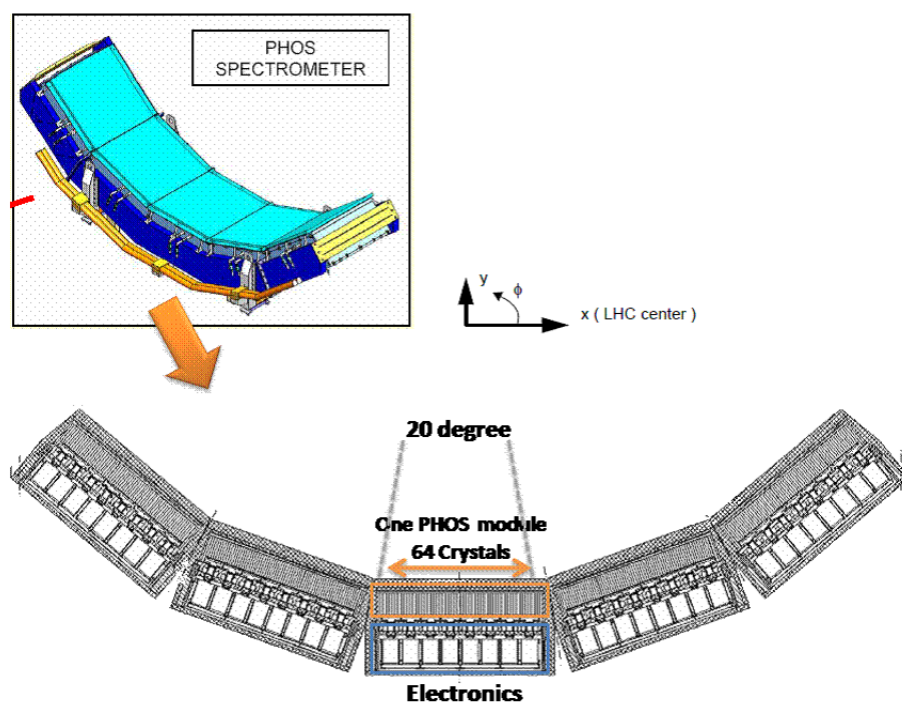


図 2.5: PHOS 検出器 (*PTOtonSpectrometer*)

橙色の枠で囲まれているのが検出部で、青色の枠に囲まれているのが読み出し回路の部分である。効率良く検出する為に、検出部のみ-25度に保たれている。

(参考文献 [6] PHOS User Manual より)

物質名	密度 (g/cm)	$R_M(cm)$	$X_0(cm)$	減衰時間 (ns)	光量 (NAL 比)
PbWO ₄	8.28	2.2	0.89	5-15	0.01
NAL(Tl)	3.63	4.5	2.59	250	1.00
BGO	7.13	2.4	1.12	300	0.15
CsI(Tl)	4.53	3.8	1.85	1000	1.80
CeF ₃	6.16	2.6	1.68	10-30	0.10

表 2.1: 無機シンチレータとして用いられる代表的な物質とその性質

無機シンチレータとして用いる物質は、位置分解能・反応効率を上げる為に $R_M(cm)$ と $X_0(cm)$ が小さい(つまり電磁シャワーが小さい)ことが望ましい。また時間分解能の為に減衰時間が少ない方がよい。また、光量が多い方が検出しやすい。よって無機シンチレータの条件として好ましいのは $R_M(cm) \cdot X_0(cm) \cdot$ 減衰時間が小さく、光の量が多いものである。は各項目の中で一番条件が良いものを示している。

この中で PHOS 検出器の検出部に使われているのは $PbWO_4$ (鉛タングステン) である。この物質は他の物質と比べて非常に小さい R_M と X_0 を持っている。つまり $PbWO_4$ を検出部に使用することで、高い位置分解能が期待できる。それに加え、 $PbWO_4$ の減衰時間³はとても小さいの、高い時間分解能も期待できる。ただし発光量が他の物質から比べてもとても少ないので、読み出しに工夫⁴が必要である。

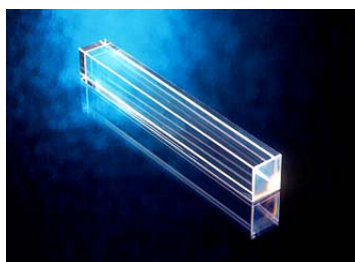


図 2.6: $PbWO_4$ 結晶

PHOS 検出器の検出部に用いられている $PbWO_4$ 結晶は $22 \times 22 \times 180\text{mm}$ の立方体。それが PHOS 検出器全体で 17920 本も使われている。

(参考文献 [6] PHOS User Manual より)

PHOS 検出器に用いられる $PbWO_4$ の結晶は $22 \times 22 \times 180\text{mm}$ の立方体である。それを 1 モジュールに 56×64 個配置し、5 モジュールを図 2.4・図 2.5 の様に配置している。

崩壊光子をバックグラウンドとして除く為には二体崩壊による崩壊光子を特定する必要がある。重心系では 2 体崩壊により放出される粒子は反対方向に放出される。しかし放出される粒子が高い運動量を持つ場合、実際観測する系では相対的な効果により開き角が小さく観測される。PHOS 検出器が図 2.4・図 2.5 のように配置されているのは、これまでの重イオン衝突実験の経験から高い運動量領域に焦点を当てているからである。

この様に配置された結晶と粒子の反応から、粒子のエネルギーを得るためには、結晶の光の情報を電気信号に変え検出できる量にする必要がある。それを実現しているのが読み出し回路である。

本実験では読み出し回路に使われている APD の動作パラメータを最適化することを目的としている為、APD および APD を用いた読み出し回路の流れは後に詳しく記すこととする。

³シンチレーション光が発光してから減衰されるまでの時間

⁴ $PbWO_4$ は低温でその発光量が増加することが知られている。その為 PHOS 検出器では検出部を -25° に保つ設計がなされている

2.3.2 データ収集システム

今まで説明してきたように ALICE 実験は重イオン衝突に焦点を当てた様々な検出器を揃えている。多くの検出器を操作する ALICE 実験の為のデータ収集システムは”DATE(*ALICE Data Acquisition and Test Environment*)”と呼ばれている。

DATE の特徴は様々な違いをもったモードで動かすことができることである。LHC 加速器で加速され衝突する粒子の種類は一種類ではなく、その種類に応じたトリガーを設定する必要があるのである。トリガーとは膨大な量のデータの中から、必要な情報のみを選別し記録する為のもので、データテイクの引き金という意味をもつ。トリガーが正しく動くことで、反応から見たい情報を取り出すことが可能になるのである。

PHOS 検出器のコントロールももちろん DATE を通して行われる。PHOS 検出器・読み出し回路内には D-RORC⁵が設置されており、LDC⁶や TTC⁷、LTU⁸、CTP⁹ などを通して DATE にコントロールされることになる。

⁵*DAQRead – OutReceiverCard*

⁶*LocalDataConcentrators*

⁷*TimingTriggerandControl*

⁸*LocalTriggerUnit*

⁹*CenterTriggerProcessor*

第III部

動作パラメータ最適化及び較正手法 の考察

第3章 PHOS 検出器を用いたデータ収集に向けて

私は PHOS 検出器を用いて正しく粒子のエネルギーを測るためには大きく分けて以下のような二つの操作が必要であると考えている。

◇ 動作パラメータの最適化

◇ エネルギー較正

本研究で扱う動作パラメータとは PHOS 検出器の APD(Avalanche Photo Diode, 図 3.1 参照) に与える電圧のことであり、この電圧により APD の信号増幅率を操作することができる。このとき増幅率のことを利得 M という。最適な信号の増幅率(利得 M) は、PN 接合半導体特有の雑音が熱雑音に対し顕著にならない範囲であるという要求を満たすように決定されるべきである。ALICE 実験 PHOS 検出器の読み出しとして本研究グループが導入した APD の場合、利得 M を 10 から 100 の間に設定するのが適切とされており、PHOS 検出器の読み出し回路設計では、高いエネルギー分解能と長期に渡る安定した動作を保障する為に利得 $M=50$ を最適値としている。

この利得 $M=50$ を与える電圧値は APD ごとの個体差があり、それぞれに適切な電圧を与える必要がある。PHOS 検出器には全部で 17920 本、それぞれに APD 装着され、全部で 17920 個の APD が検出器の一部を成している。つまり PHOS 検出器からの応答から、それぞれの利得 $M=50$ を与える電圧値を決定する必要がある、その手法を確立する必要があるのである。

さらに APD に与える電圧値の最適化と同様に必要不可欠な操作がエネルギー較正である。エネルギー較正とは最終的に得られる ADC からの出力の 1count が果たして何 eV に対応しているかを調べることである。利得 $M=50$ を与えた時点でその理論値は決定されるが、実際には必ずしも利得 $M=50$ の状態で運転されるとは限らない。これは後に詳しく述べることであるが、その為に各クリスタルごとにその対応関係は変化することが予想される。その為に各クリスタルごとの補正項を求めることは、PHOS 検出器を用いて正確にデータを取得する上で重要なことである。

つまり PHOS 検出器を用いて正しく粒子のエネルギーを測る為には動作パラメータを最適化し、出力値の較正を行う必要があるのである。

これからそれぞれ、動作パラメータ最適化手法・エネルギー較正手法について考察した結果について記す。また、実験データとしてエネルギー較正を行う手法についての提案も行う。

3.1 動作パラメータ最適化及び較正手法の考察

動作パラメータ最適化及び較正手法の考察は、PHOS 検出器にエネルギーが既知の粒子を入射させ、その応答から求めるという方針で進める。

そもそも PHOS 検出器で用いられる APD とはなだれ降伏 (avalanche breakdown) を利用し、受光感度を上昇させたフォトダイオードである。フォトダイオードとは、光を受光し電流に変換する働きをする光検出器として働く半導体ダイオードである。

本研究グループは PHOS 検出器の検出部にて光として得た粒子の情報を電氣的な信号として取り出す為に、APD を導入した。この APD が読み出し回路中のどこに使用されているのか、図 3.1 に読み出し回路中の簡単なシグナルの流れのイメージと共に示した。この図 3.1 を用いて考察を進めて行く。

図 3.1 にはある宇宙線が PWO 結晶に入射し光を発生した場合の信号の増幅のイメージ図が示されている。この様にエネルギーを持って入射した粒子のエネルギーの情報は、様々に変換されて最終的に取り出される。

まず初めに PWO 結晶中で入射粒子のエネルギー情報が光子の数の情報に変換される。光子を光電子増倍管 (Photo multiplier tube, PMT) で光電子の数の情報に変換し、エネルギーごとに表したのが LY (Light Yield) である。

$$LY = \frac{\text{number of photoelectron (pe)}}{\text{energy unit}}$$

LY は PWO の作成法によって変わる値であり ALICE 実験で使われる PWO 結晶は、 $LY = 5 \sim 8 [\text{pe/MeV}]$ である。ただしこれは、量子効率 25 % の光電子増倍管を用い室温 (+25 °) の状態で、420nm の波長の光を計測した結果の値である。ここで量子効率とは入射光子が 1 つ入射したときに、光電子が放出される確率のことである。この値を用いて APD から出力される電子の数を見積もることができる。APD から出力される 1MeV あたりの電子の数を N_{APD} とおき、PMT から出力される電子の数を N_{PMT} とおく。ただし室温 25 ° でかつ利得 $M = 1$ 、さらに入射エネルギーを 1MeV のときの数とする。この

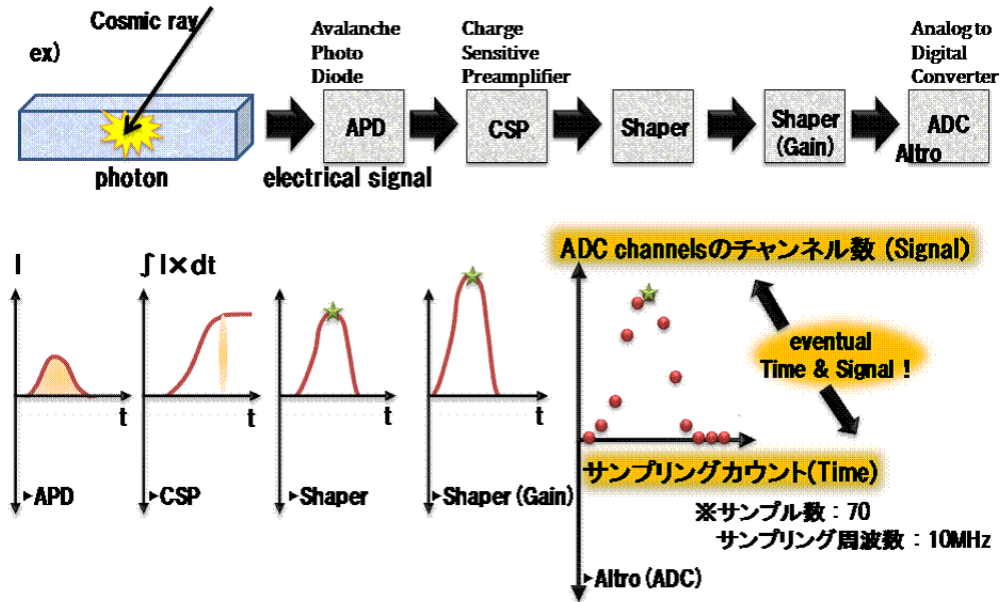


図 3.1: データの流れ

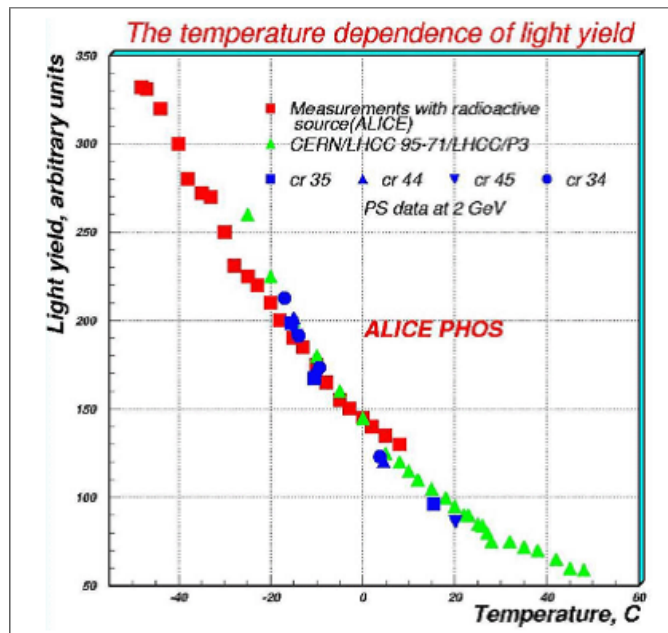


図 3.2: PWO 結晶の LY の温度依存性

場合の N_{PMT} は $LY = 5 \sim 8 [pe/MeV]$ より $N_{PMT} = 5 \sim 8 [e^-]$ となる。さらに PMT から APD と光電子増倍管の量子効率をそれぞれ $E_{APD} \cdot E_{PMT}$ 、面積を $S_{APD} \cdot S_{PMT}$ とおく。これらを用いて PMT と APD の違いである量子効率と受光面積の割合から N_{APD} を以下の式で表すことができる。

$$N_{APD} = N_{PMT} \frac{S_{APD}}{S_{PMT}} \frac{E_{APD}}{E_{PMT}} \quad (3.3)$$

式 (3.3) にそれぞれの値を代入することで、 $LY=10 \cdot +25^\circ$ のときの N_{APD} が以下のように求められる。

$$N_{APD} = 0.72 \sim 1.45 [e^-/MeV] (LY = 10, +25^\circ) \quad (3.4)$$

(N_{APD} : $M = 1$ のときの $1MeV$ あたりの ADC の出力から得られる電子の数)

実際には PHOS 検出器は PWO 結晶の発光量をあげる為に -25° で運転される。PWO 結晶の LY は温度に依存した量であり、それを示しているのが図 3.2 である。ここから温度を $+25^\circ$ から -25° にした場合に 2.5 から 3 倍 LY が増加することがわかる。つまり -25° の場合の N_{APD} は式 (3.4) にその因子を掛け合わせた量と書くことができ、以下の値であると考えられる。

$$N_{APD} = 1.8 \sim 4.5 [e^-/MeV] (LY = 10, -25^\circ) \quad (3.5)$$

(N_{APD} : $M = 1$ のときの $1MeV$ あたりの ADC の出力から得られる電子の数)

これで PHOS 検出器の運転環境 -25° かつ利得 $M=1$ のときに、PWO 結晶から光として得られる入射粒子の情報が、APD でいくつの電子の情報として得られるのが計算できた。以後簡単の為に、 $N_{APD} = 4 [e^-/MeV]$ としてさらに考察を進める。

例えば入射粒子によって PWO 結晶に $1GeV$ のエネルギーを与えられた場合に得られる PWO 結晶からの光は、APD の受光面 (光電子変換層) に 4000 個の光電子を生成させる。このとき統計的揺らぎに起因する統計誤差は $= \sqrt{4000} = 63.2$ 個となる。この避けられない統計的揺らぎはエネルギー分解能に $\Delta E = 63.2/4000 = 1.58\%$ だけ影響を与える。これは入射粒子のエネルギーが高ければ生成される光電子数が増える為、無視できるほど小さくなる。

$1GeV$ の粒子が結晶に入射することで生成される 4000 個の電子は、利得 $M=50$ の時には 4000×50 個に増幅される。1 個の電子は $1.602 \times 10^{-19} [C]$ の電荷を持っている為、合計で $4000 \times 50 \times 1.602 = 3.2 \times 10^{-14} C$ の電荷が出力

され、それは $63.2 \times 50 \times 1.602 = 5.1 \times 10^{-16} [C]$ の統計的な揺らぎを含んでいる。

このような過程を経て、結晶から光として検出された粒子のエネルギー情報は APD によって電荷量に変換される。しかしその電荷量は微弱である為、さらに増幅する必要がある。そこで CSP (Charge Sensitive Preamplifier) を用いて増幅を行う。だがあつかう電気信号が小さい為、電気回路ノイズの影響を受けやすい。増幅される電荷量のうちノイズによる電荷を等価雑音電荷 (Equivalent Noise Charge, ENC) という。ENC は増幅器に使われるコンデンサの静電容量 C_f を用いて、 $200e^- + 3.2e^- [pF] \times C_f [pF]$ で表せられることが過去の実験から分っている。この事実と APD 出力電荷の統計的にさけられない誤差を考慮し測定下限の 5MeV の光子に対しても許されるエネルギー分解能を保つ為に、 C_f が $1.2pF$ とされた。

以上の事実を踏まえると、CSP の出力電圧は要求する検出エネルギーの上限值 80GeV では、APD 出力電荷の統計的な揺らぎと ENC を合わせて 1MeV あたり 520 電子程の揺らぎを持つこととなる。

このノイズを考慮した CSP の出力電圧 U_{CSP} は以下の式で表わされる。

$$U_{CSP}/E = \frac{(M \cdot N_{APD} \pm 520)e^-}{C_f} [MeV] \quad (3.6)$$

$$= \frac{(M \cdot 4 \pm 520) \times 1.602 \times 10^{-19}}{1.2 \times 10^{-12}} \left[\frac{C}{(C/V) \cdot MeV} \right]$$

$$= (M \cdot 0.534 \pm 69.420) \times 10^{-6} [V/MeV] \quad (3.7)$$

$$(3.8)$$

CSP では増幅と同時に、信号を電荷量と時間の積分量に変換する。さらに CSP には帰還ループがループが組み込まれており、その出力からは 10-15ns という短い時間で立ち上がったのちしばらく一定値 (最大値) を持って、その後なだらかに減衰するようなシグナルを得ることができる。CSP は積分回路なので、この一定値 (最大値) に電荷と時間の情報が含まれることになる。さらにその後信号は Shaper を経て最大値を残すようにシェイプされ、かつ検出できるまでに増幅される。その後 Altro チップ上の ADC (Analog to Digital Converter) でアナログ信号からデジタル信号に変換される。CSP によって入射粒子に対応した電荷情報は ADC 出力の最大値を持つこととなる。つまり 1 シグナル中の最大 ADC カウント値が入射粒子のエネルギーと対応することとなる。

このアナログ信号の 1 カウントは CSP の出力電圧 0.142mV と決められてお

り、ここから PHOS 検出器の出力として得られる ADCcount を $ADCout_{PHOS}$ とすると式 (3.8) を用いて以下の関係式が得られる。

$$\begin{aligned}
 ADCout_{PHOS} &= \frac{U_{CSP}}{0.142} \left[\frac{\mu V}{mV} \cdot /MeV \right] \\
 &= \frac{(M \cdot 0.534 \pm 69.420)}{0.142} \left[\frac{\mu V}{mV} \cdot /MeV \right] \\
 &= \frac{(M \cdot 0.534 \pm 69.420)}{0.142} \times 10^{-3} [MeV] \quad (3.9)
 \end{aligned}$$

この式を使えば、PHOS 検出器にエネルギーが既知の粒子を入射させた場合の ADC 出力の理論値が変数 M を残した形で求められる。よって PHOS 検出器の出力： $ADCcount_{PHOS}$ を測定することで M が求められるのである。

つまりある電圧値 V_{APD} を与えた場合の利得 M が求められることとなる。

電圧値 V_{APD} と利得 M は以下の関数で与えられることが分かっているので、式 (3.9) から V_{APD} と M の一点を決めればフィットから利得 $M = 50$ を与える電圧値が求められると考えられる。

$$M = 10^{\exp(-8.089+0.023 \cdot HV)} \times (31.794-0.1491HV+0.0001787HV^2) \quad (3.10)$$

式 (3.9) を用いた V_{APD} と M の導出に用いる既知のエネルギーを持った粒子の測定には、宇宙線の MIP ピーク (*Minimum Ionizing Particle Peak*) を用いる方法が考えられる。

宇宙線とは宇宙空間に存在する超新星爆発などの天体現象に起因すると考えられている高エネルギーを持った放射線のことであり、その中で地球に入射してきた宇宙線を一次宇宙線と呼んでいる。 10^9 から $10^{20} eV$ にもなるエネルギーを持った一次宇宙線の約 90 % は陽子であり残りは *He* などの軽い原子核である。この高エネルギーの陽子や原子核は、地球の大気中で窒素や酸素の原子核と衝突を繰り返し、中間子や *K* 中間などの中間子を発生させる。さらにその発生した中性子も再び大気中の原子核と衝突したり、崩壊することによりさらに多くの粒子を発生させる。特に核子や π ・*K* 中間子などのハドロンは大気中を核反応平均自由行程である約 $90 [g/cm^2]$ を通過するごとに核反応を一回起こす。これは大気の厚さ約 $1000 [g/cm^2]$ より十分小さいので、反応生成粒子は核反応を何度も繰り返し、崩壊し、エネルギーを失いながら地表まで到達する。このように一つの高エネルギー放射線に起因して発生した粒子はシャワーのように広がっていく。

横軸を大気の距離にとり、楕軸を単位 sr 単位時間あたりに垂直に通過する粒子の数として表したのが図 3.3 である。

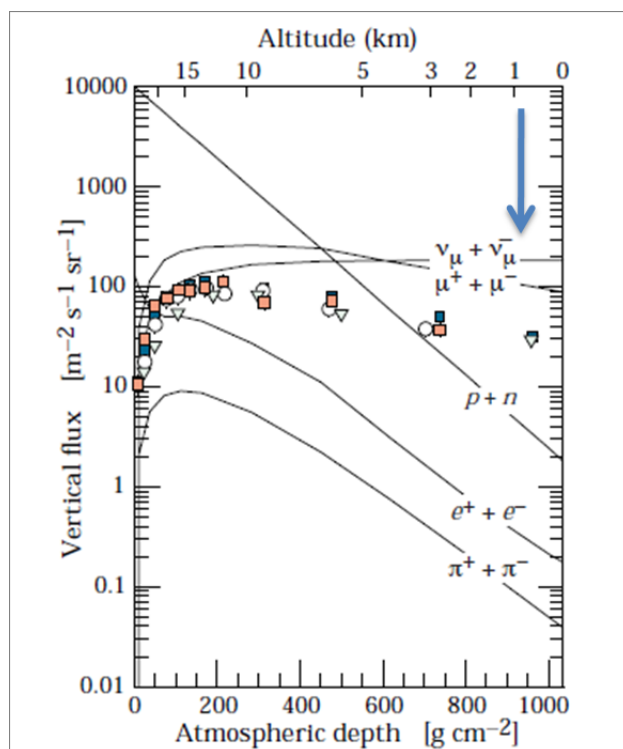


図 3.3: 地球の高度と宇宙線のフラックス

地表付近では電子や中間子に比べ、透過性が高い上に寿命が比較的長くかつ崩壊から生成される μ 粒子や ν 粒子が宇宙線の多くを占めることが分る

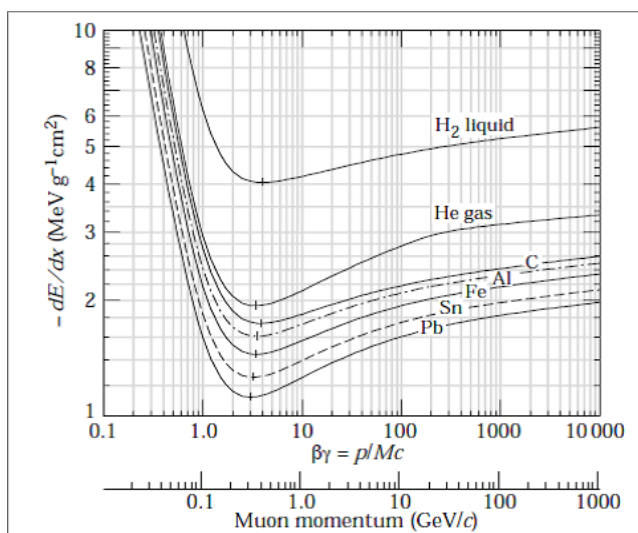


図 3.4: エネルギー損失の速度と運動量依存性

この中で地表付近で宇宙線の多くを占めるのは μ 粒子である。 μ 粒子は透過性が高く建物さえも透過する。しかし、透過する際には必ず物質内の電子とのクーロン作用によって電子にエネルギーを与え、粒子自身のエネルギーを失う。電子が受け取ったエネルギーにより原子・分子は励起され、イオン化 (Ionization) する。この影響から μ 粒子が走る距離に応じて失うエネルギー ($-dE/dx$) と、 μ 粒子の持つ運動量との関係を図3.4に示した。この中でエネルギー損失が最大になる領域での値を最少電離 (Minimum Ionization) と呼び、物質ごとに固有の値を持つ。

PWO結晶の場合のMIPの値は $-dE/dx \simeq 2[MeV/gcm^{-2}]$ である。適当なトリガーを用いて μ 粒子を計測することで、 μ 粒子を既知のエネルギーを持った粒子に位置づけることができる。つまり宇宙線計測からAPDに与える電圧値の調節が可能と考えられる。

PHOS検出器は地下100メートルの地点で遠隔操作にて運転される予定である。よって自然と降り注ぐ宇宙線を用いて動作パラメータが最適化できるというのは大きな利点である。

以上の方法を用いればPHOS検出器の動作パラメータの一つ、APDに与える電圧値を最適化できると考えられる。

しかしPHOS検出器の動作パラメータはAPDに与える電圧値のみではない。全ての動作パラメータをその最適値にすることは難しく、全てが許容範囲に収まるようにそれぞれの動作パラメータを調節する必要が出てくる。APDの場合、利得Mの最適値は50に決定されているが許容範囲は10-100の間である。つまりAPDに与える最適な電圧値は利得M=50を与える値ではあるが、APDの電圧値の要求としてはある範囲を持たせた上で、その値は全体との兼ね合いから決定されるべきなのである。しかしその範囲を決定する為には式(3.9)が既知である必要がある為、上記の手法を用いて式(3.9)を導出することは必要な操作と言える。

3.2 較正手法の考察

前節ではPHOS検出器の動作パラメータの一つであるAPDに与える電圧値の最適化について考察した結果を述べた。その結果、APDに与える電圧値は他の動作パラメータの要求も満たす為、必ずしも利得M=50を与える電圧値で運転されるわけではないという結論に至った。利得M=50のときのPHOS検出器からの出力される1ADCカウントの理論値は5MeVとなっているが、実際には利得Mの値は50でないことも十分ありうる為、その値が変

化することも十分ありうる。その場合その値を得るためには、前節で求めた式 (3.9) を使うことが有効と考えられる。

APD の動作パラメータを含む全ての動作パラメータが決定され、それぞれに適した値が代入されている状態で、既知のエネルギーを持った粒子を計測しその出力 ADC カウントと比較することで 1ADC カウントがどれだけのエネルギーに相当するかを調べることができると考えられる。

以上が PHOS 検出器の運転に際して必要と考えられる動作パラメータおよび較正手法について考察した結果である。今回は本手法を用いることで正しく動作パラメータを最適化でき、較正まで行うことができるのかを検証する為に、本研究グループが所有する PHOS テストベンチを用いて実際にその手法を施してみようと試みた。その結果を第 4 章に記した。

3.3 実験データを用いた較正手法の提案

さらに今回は実験データを用いた較正法の提案を行う。

前節までの方法を用いれば、動作パラメータ最適化から較正まで行うことは可能である。しかし実際 PHOS 検出器の運転に際して、例えば事前のエネルギー較正の後に何らかの理由で不具合が生じた結果、エネルギー測定値に謝りが生じてしまう事態なども予想される。その結果を用いて解析をすることによって、結果に影響が及ぶ可能性がある。その場合の補正方法として、その解析結果を利用するという方法が考えられる。

衝突実験から放出される光子の内、一番多く放出されるのはハドロンの崩壊による崩壊光子である。なかでも π^0 を起源に持つ光子が一番多く観測される。そこで π^0 崩壊過程を利用した π^0 再構成質量¹ 分布のピーク値に注目した場合に、そのピーク値が再構成に用いる PHOS 線の検出器の位置にどう依存するかを調べることでこのピーク値を用いた較正が可能なのではないかと考えている。この方法を確立する為にはさまざまな条件でシミュレーションを行う必要があるが、その前にまずはエネルギー構成が完璧であった場合にその他の要因によってピーク値が揺らがないという裏付けが必要である。その為に第 4 章で $pp14TeV$ 衝突データのシミュレーションデータを用いて、それを検証した結果を記す。

¹測定された π^0 のエネルギーと位置の情報から求められた、 π^0 の親となる

第4章 PHOSテストベンチを用いた宇宙線計測実験

4.1 目的と方法

この章で行ったことの目的は、第3章で考察したAPDの動作パラメータ最適化および較正手法が有効な手法と言えるかを検証することである。その為に、本研究グループが所有するPHOSテストベンチに検出部のみでなくデータ収集回路からデータ収集システムまでを再現し、それを用いて考察した一連の操作を施し、検証を行うことを目的として行った結果について記す。

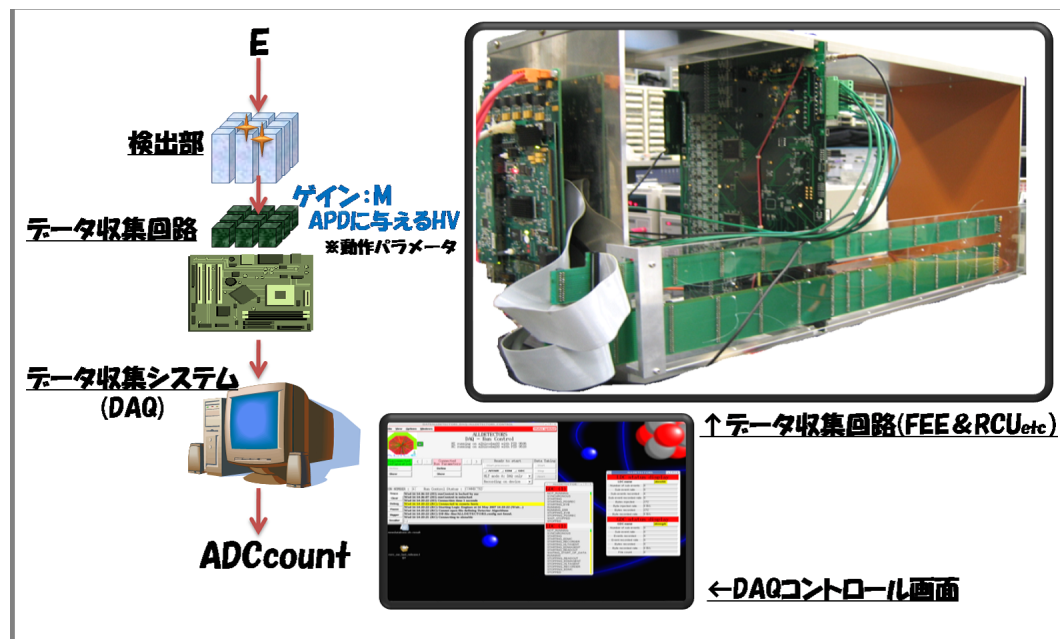


図 4.1: PHOS テストベンチイメージ

4.2 宇宙線計測実験に向けて

PHOS テストベンチに PHOS 検出器のデータ収集回路およびデータ収集システムを再現することと並行して、PHOS テストベンチで取得するデータと PHOS 検出器のデータを比べる為に、2007 年に CERN にて取られた PHOS 検出器を用いた宇宙線測定データの解析を行った。その結果についてまずは述べる。その後 PHOS テストベンチセットアップの進捗状況について述べる。

4.2.1 PHOS 実機の宇宙線データの解析

今回使ったデータは宇宙線測定を行う為の事前測定データである。運転温度は -25° ではなく、室温である。さらに 1module の一部のデータである。

このデータの解析する過程でエネルギー導出の手法を確立し、最終目的である PHOS テストベンチを用いた宇宙線計測に活そうと考えている。

以下、PHOS 検出器の宇宙線データ解析について記す。

解析手法

例えば PHOS 検出器にある粒子が入射した際、その粒子が引き起こす電磁シャワーは複数のクリスタルにまたがって広がり、複数のクリスタルにエネルギーを落とす。よって解析から粒子のエネルギーの合計を求める場合、近接のクリスタルに落としたエネルギーを加算する必要がある。

その例を図 4.2・図 4.3 に示した。これは 2006 年に取られた宇宙線測定データの中で結晶と電磁シャワーを起こしているイベントに注目し、結晶の位置とその位置に粒子が落としたエネルギーについて示した図である。電磁シャワーが複数のクリスタルに広がり複数のクリスタルにエネルギーを落としていることがわかる。

地表で観測できる宇宙線は主に $\mu^{\pm} \cdot e^{\pm}$ であるが、その中で 75% を占めるのが μ 粒子である。 μ 粒子は物質とあまり相互作用をしない物質であるが、その通過距離と通過物質の種類に依存したエネルギーを必ず落とす。その場合シャワーは起こさないで、図 4.4 の様に主に 1 つの結晶にエネルギーを落とす。

更に宇宙線の中でも稀なハドロンが入射粒子である場合に起こる様々なプロセスが連鎖的に起こるシャワーで、電磁シャワーに比べてシャワーがより広く長くなる。その様子が図 4.5 である。

この様に入射粒子によって検出のされ方が違い、目的に合った解析を行う必要がある。

今回宇宙線計測で計測したいのは μ 粒子である。つまり、なるべく図の様なイベントを取り出す工夫をする必要がある。

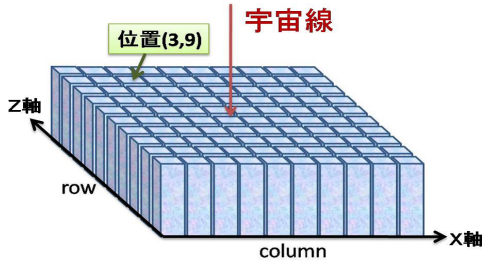


図 4.2: 宇宙線測定イメージ

図 2.5 での z 軸方向が column、y 軸方向が row(単位：結晶の個数)で表されている。1 モジュール中の位置は column と row で示される。

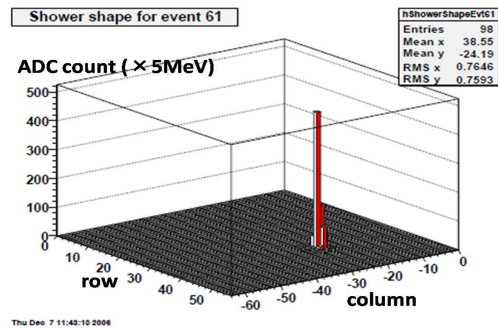


図 4.3: 電子線入射実験データ

宇宙線が電磁シャワーを引き起こした時の様子。(参考文献 [6] PHOS User Manual より)

z 軸はエネルギーに対応する ADC カウント数に対応している。

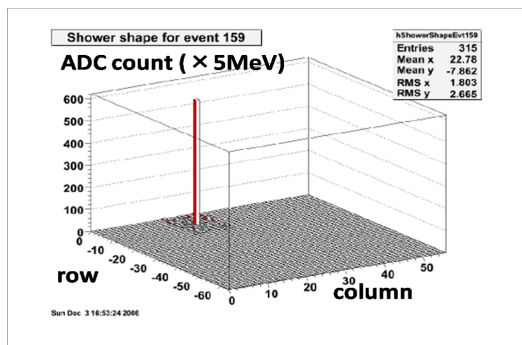


図 4.4: 宇宙線測定データ

宇宙線が結晶とシャワーを起こさず、通り抜けた時の様子。

(参考文献 [6] PHOS User Manual より)

z 軸はエネルギーに対応する ADC カウント数に対応している。

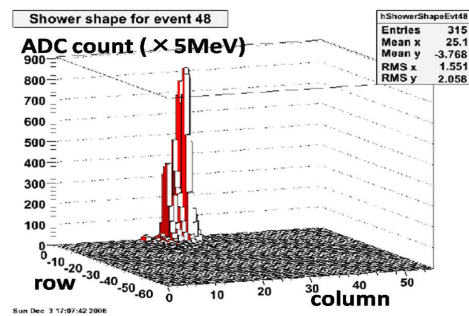


図 4.5: 宇宙線測定データ

宇宙線がハドロニックシャワーを引き起こした時の様子。

(参考文献 [6] PHOS User Manual より)

z 軸はエネルギーに対応する ADC カウント数に対応している。

解析手法

以上のことを心得た上で、データ解析に移る。PHOS 検出器から得られるデータのイメージを図 4.6 に示した。どこかに宇宙線らしき信号が入ったというトリガーが入ると、データを取ることを設定した結晶全ての情報がデータ

として記録される。これを1イベントと呼ぶ。1イベント中には1module分のデータの中にはそれぞれの位置 (row,column) の情報が入っている。その中にさらにその位置での時間情報とそれに対応した ADC 値が入っている。例えば、ADC の値に変化がなくとも「ADC 値には変化がありませんでした」という情報が入っている。

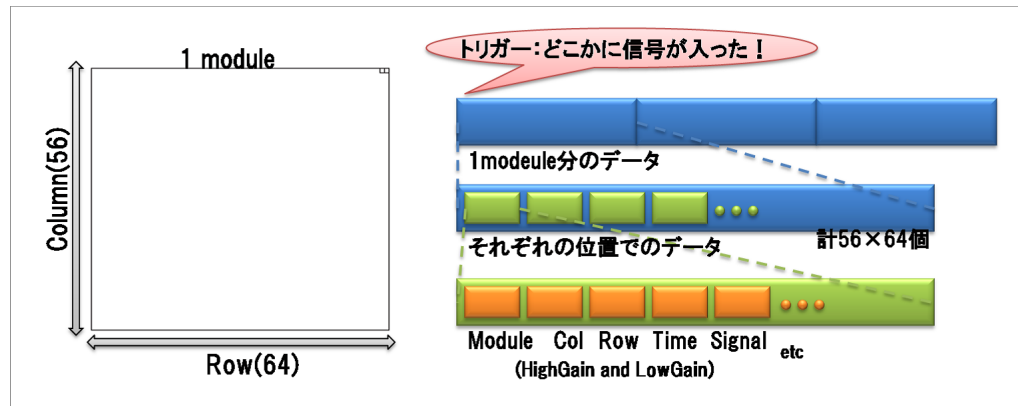


図 4.6: データ構造

ある1イベント1module中のある位置でのADCの値は10MHzのサンプリングレートでもって70点記録されている。あるイベント1module中のある位置で横軸をTime(10MHzのサンプリングカウント)、縦軸をSignal(ADCカウント値)でとると図??のようなグラフを描くことができる。70サンプルのうち初めの10サンプルの平均をペDESTAL (Pedestal) という。これは得られるADCカウント値がノイズの影響でマイナスの値を持たないようにあらかじめ与える値であり、ADCカウント値の最大値とペDESTALの差分が入射粒子のエネルギーに対応した値となる。ゲイン $M=50$ の時には1ADCカウント=5MeVであるが、まだ動作パラメータも最適化されていない上に較正もされていないので、実際何MeVなのかは分からない。

このような前提のもと解析1としてデータすべてのADCカウント値数をrow:0から64、column:0から56の2次元平面にとってみた。例えば4.8のようにrow40column50のところに140の立ち上がりがあるということは、この場所で $140/70 = 2$ イベントが測定されたということを意味する。トリガーがかかると計測が行われている全ての場所で70点のADCカウント値が記録される為、データが取られている場所で一定の値を持ち取られていない場所で0の値を持つ2次元ヒストグラムが測定されるはずである。

この解析の結果をこの図4.9図に示した。期待に反して (row, column) が

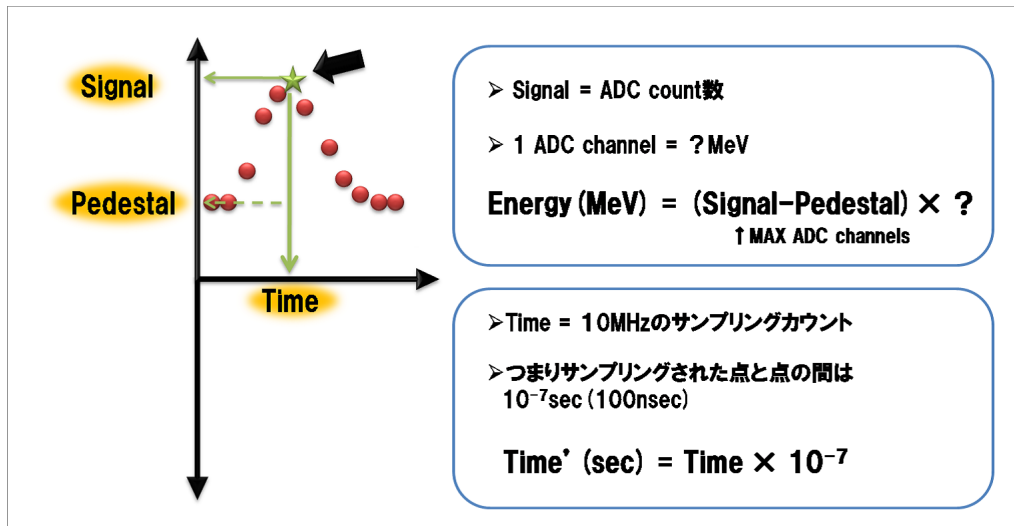


図 4.7: あるイベントの中のある位置から得られる Time と Signal(ADCcount) のグラフのイメージ

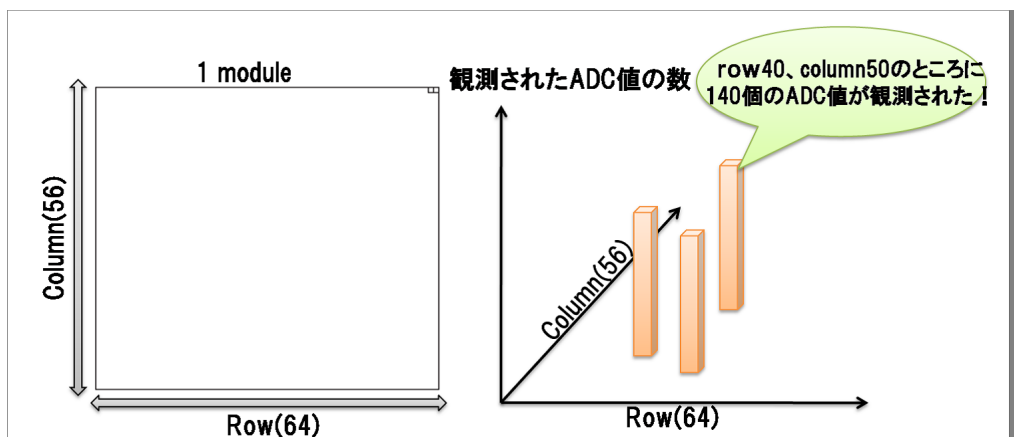


図 4.8: 解析 1 : 方針

(49, 17)(50, 17)(48, 15)(49, 15)(50, 15) の位置にて一定値から外れる結果となった。しかし今回のデータ構造上この様な振舞いはありえない。実際にこれらについて詳しく見たところ、サンプル数を超える値が記録されていることが分かった為、この5つの場所は異常な振舞いをしている場所として今後省いていくという方針をたててさらに解析を進めた。

さらにこの結果からデータを取られた場所が特定できる。もちろんデータが取られた場所は事前に分っていたのだが、データの振る舞いが期待される位置でデータが取られていることが確認できた。具体的にデータが取られていた位置は以下の通りである。

◇ row 32 ~ 59

◇ column 0 ~ 41

さらにこの情報を元に、データがとられた位置を指定し、ADC カウント値に何か反応があるときのイベントについての ADC カウント値とサンプリングカウンタの関係を表す図を導出する。

具体的には図 4.7 に示された様なグラフである。ここで図 4.6 で示した今回扱っているデータの構造を改めて考える。ここで示されているサンプリングカウンタに対応する Time には全イベント全ての位置で共通のサンプリング番号がふられている。具体的なサンプリング番号は 0 から 69 までの整数である。このときある位置を指定し、横軸 Time・縦軸 Signal(ADC カウント) でグラフを書いた場合に得られるグラフは図 4.11 のグラフ A ようになると考えられる。つまりその位置での全イベントの重ね合わせのグラフが出力されるはずで、全イベントの中には粒子のエネルギーを観測した結果 ADC カウント値のピークが見えるイベント、あるいは何もエネルギーを観測せずにペDESTAL 値のみしか見えないイベント等である。

このグラフ A を用いて ADC カウント値に何か反応があるときのイベントについての ADC カウント値とサンプリングカウンタの関係を表す図を出力する方法を図 4.11 を用いて説明する。例えば今 (row, column) が (40, 20) の位置を指定しグラフ A を出したとする。このとき例えば 32ADC カウント以上の Signal が来ている場合を見つけ出しそのイベント数を導出すれば、位置情報に加えてイベント数も指定することができる為、目的の図を導出することができるのである。

図 4.12 はそのようにして求めたグラフ A に対応している。位置 (row, column) は (40, 15) の場合である。サンプリング数 × イベント数が Entry 数になる為、Entry 数はサンプリング数 70 の倍数になっている。四角いポイントの大きさ

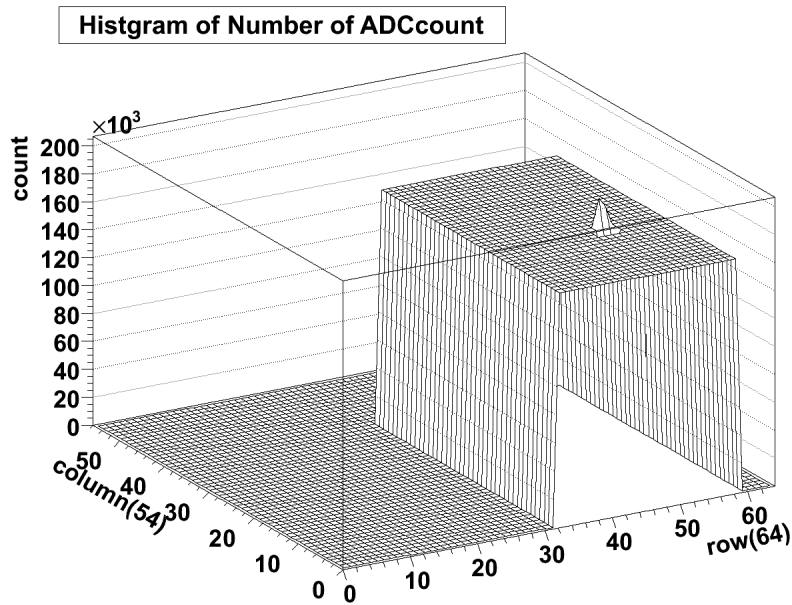


図 4.9: 解析 1 : 結果

(x, y) 2次元平面をクリスタルの位置を示す $(row, column)$ に対応させ、各位置で得られたADC カウント値の数を z 軸で表した 2次元ヒストグラム

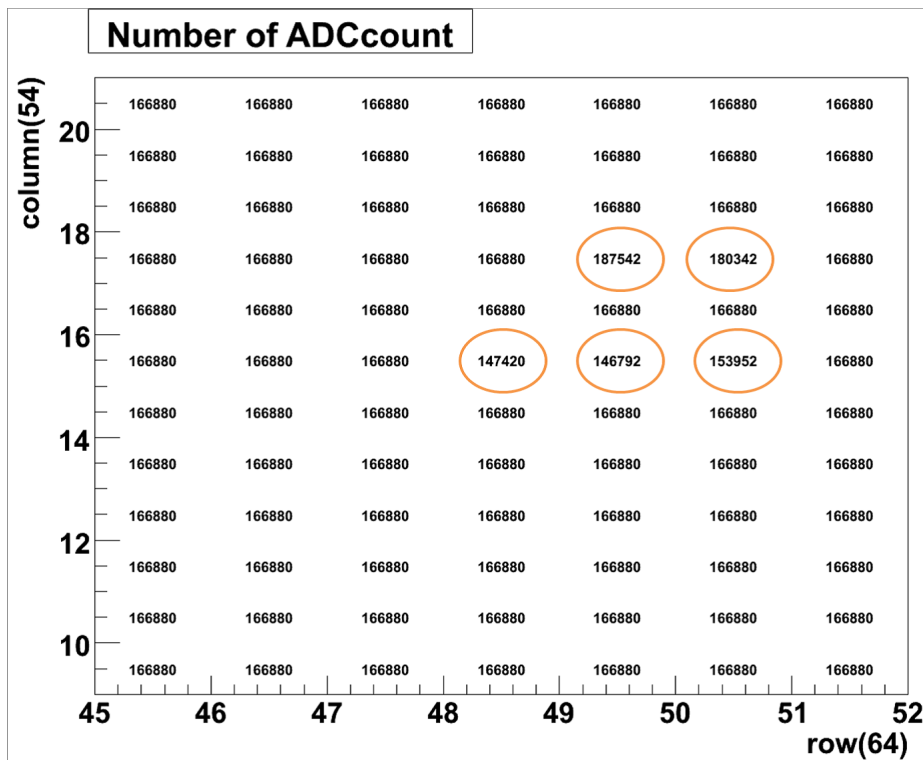


図 4.10: 解析 1 : 結果

(x, y) 2次元平面をクリスタルの位置を示す $(row, column)$ に対応させ、各位置で得られたADC カウント値の数が数字で示されたグラフ

が、そこにあるイベント数の多さを示している。つまり多くのイベントが約 35ADC カウントのペDESTAL 値しかを示しておらず、数個イベントが来ていると考えられる。

この中で ADC カウント値が 60 を超えるイベントを測定したイベントは一つだけであった。この位置のこのイベントについて、ADC カウント値とサンプリングカウントの関係を表したのが図 4.16 である。さらに隣接するクリスタルについて同様のグラフを示したのが 4.14 である。

これらの図はある粒子がこの 3×3 のクリスタルの中央 (40,15) に粒子が通り抜け、そこにのみ約 19ADC カウント (ADC カウント値の最大値とペDESTAL 値の差分) に対応するエネルギーを落としていった結果であると推察できる。これはまさしく 4.4 で示したような宇宙線が電磁シャワーを起こさずに通り抜けたイベントと考えられる。

このようなイベントを選び出し、結晶ごとに ADO カウントの最大値とペDESTAL の差を導出してヒストグラムにしそのピークを出し、と MIP ピークの理論値から利得 M と電圧値 V_{APD} の関係を導出することができる。

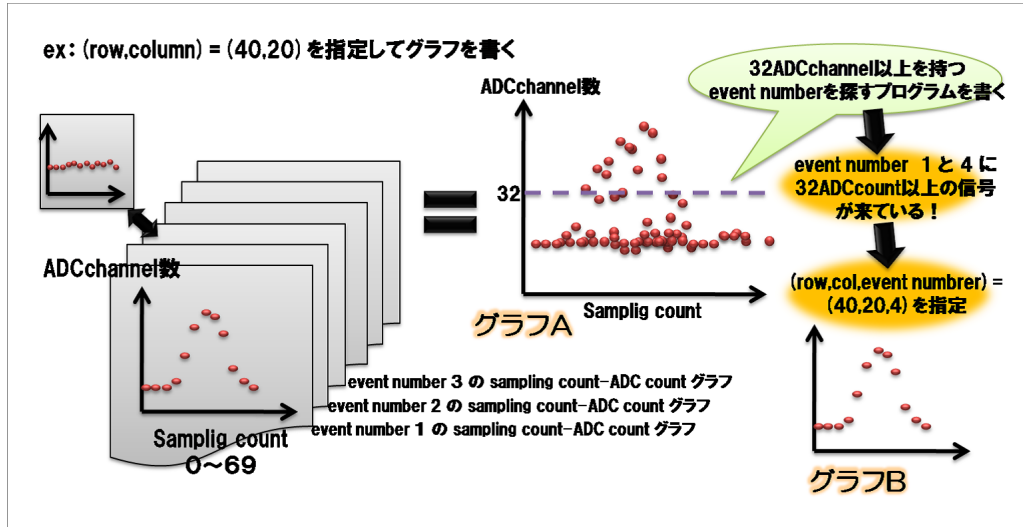


図 4.11: 解析 2 :方針

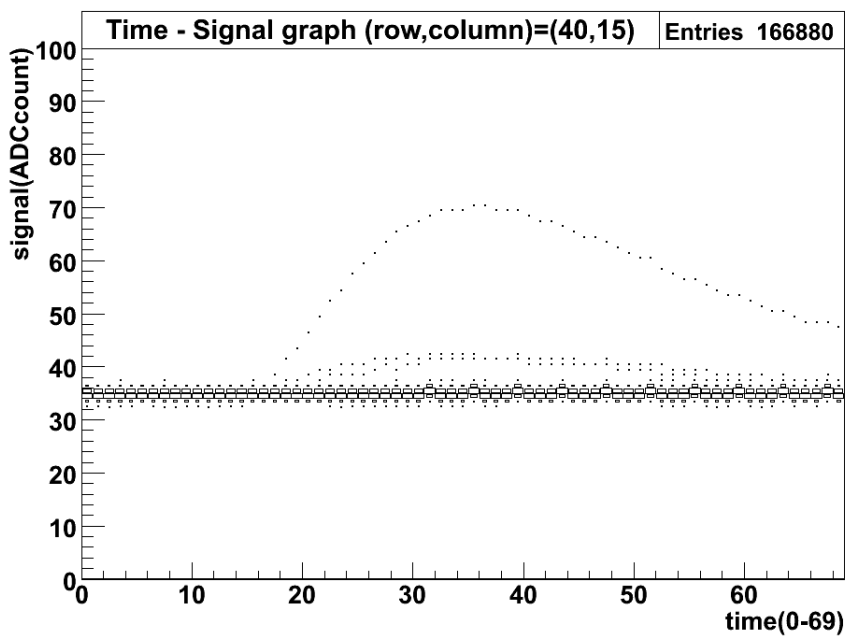


図 4.12: 解析 2 : 結果

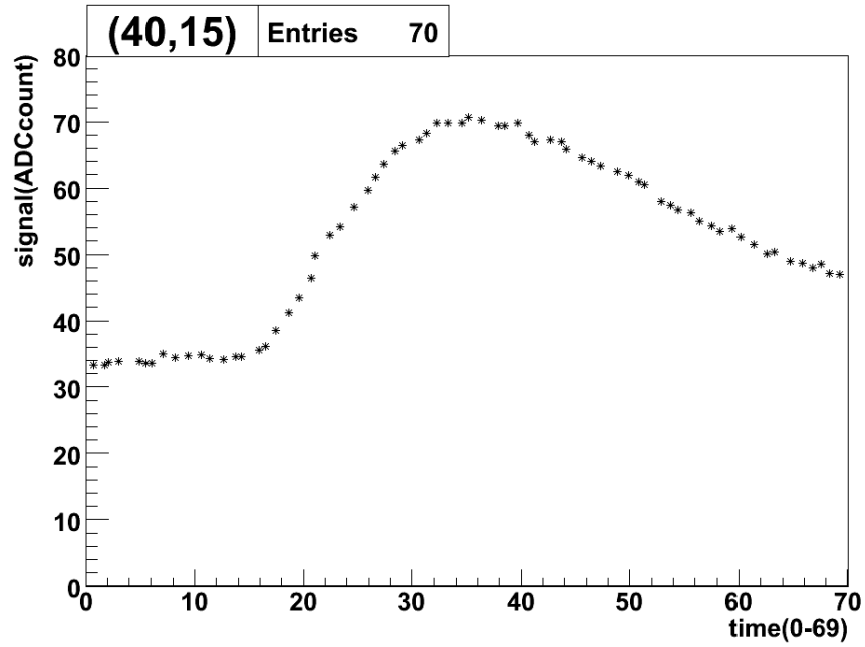


図 4.13: 解析 2 : 結果

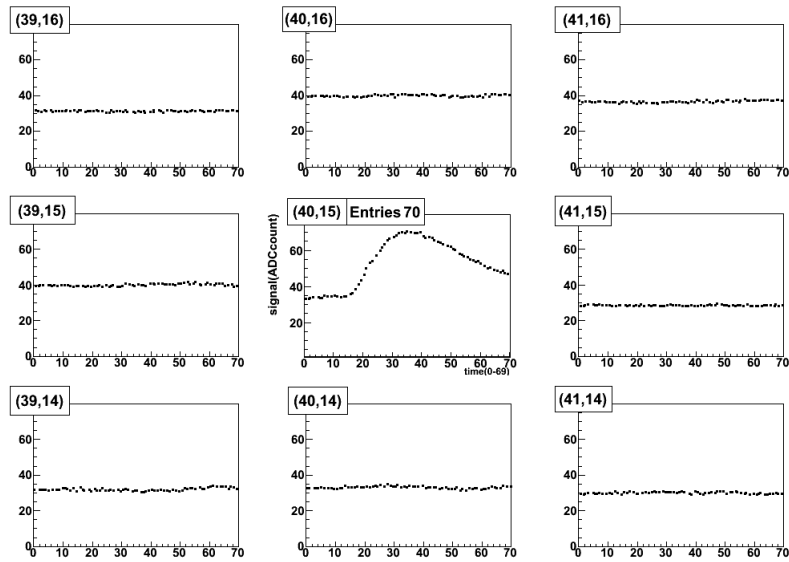


図 4.14: 解析 2 : 結果

4.2.2 読み出し回路および読み出しシステムの再現

以上で、解析の準備は整った。解析と同時に進めてきた PHOS テストベンチの再現は完成し、宇宙線計測のデータ統計をためている段階である。

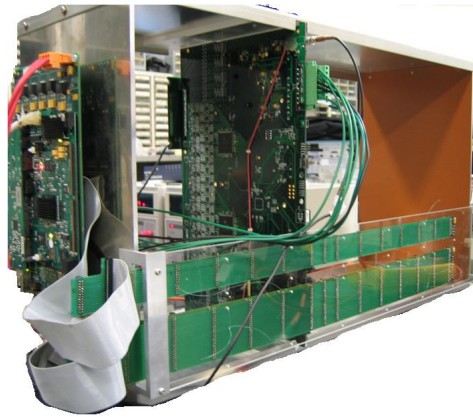


図 4.15: PHOS テストベンチ (読み出し回路)

CSP や Shaper がのっている FEE ボードが専用に制作したケースに入れられ、ボードをコントロールする RCU が側面に取り付けられている。それらは GTL バスを通して情報をやり取りする。

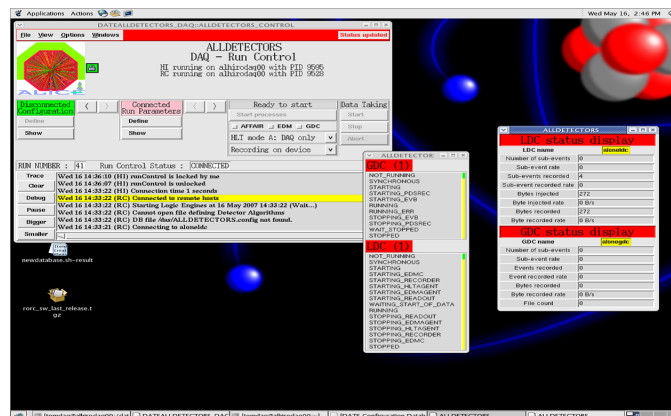


図 4.16: PHOS テストベンチ (読み出しシステム)

さらに専用の PC 内に DAQ システムを構築した。読み出し回路の制御はこの DAQ を用いて行う。この絵は DAQ の立ち上がっている画面である。

第5章 ALICE Simulation

5.1 目的と方法

本章で説明するシミュレーションは第3章で提案した実験データを用いた較正手法の可能性について考察する為に行ったものである。今年実験が予定されている pp14TeV 衝突のシミュレーションを行い、そのデータを解析し、 0 の不変質量ピークを見る。またその不変質量ピークが位置に依存して揺らがないかを検証する。

位置依存性を見る際の理想は1クリスタルについての位置依存性を見ることであるが、その為には膨大な統計が必要であるため、今回は PHOS5module を 320 区画、 8×7 クリスタルに分けて位置依存性を見る。 8×7 のクリスタル中の 56 個のクリスタルは同一の性質を示すと仮定するのである。

8×7 領域内とその領域内とそれ以外の組み合わせで不変質量分布を出し、そのピーク値の中心値を比べる。

5.2 原理

ここで、走らせたシミュレーションの流れについて明記しておく。また、シミュレーションデータの解析の際に用いる式について導出方法をまとめた。

5.2.1 ALICE Simulation

今回のシミュレーションは、ALICE 実験で使用される環境を本研究グループの所有する PC 内に仮想的に構築し行った。検出器のジオメトリと検出部における粒子と物質の相互作用の再現は GEANT3 と呼ばれるプログラムを使用した。

GEANT3 で再現した PHOS 検出器および ALICE 実験の様々な検出器に EventGenerator で作り出した粒子を入射させる。その反応が読み出し回路の中でどのように処理されて、それがどのようにデジタル信号に変えられるかまで細かくシミュレートできる。もちろん検出器検出部以外の物質との相互作用も考慮に入れることができる。ここから得られるデジタル情報を検出器からの粒子情報に変換したデータを用いて解析を行った。

5.2.2 π^0 の不変質量の再構成

本研究で用いるのは π^0 の崩壊過程を利用して再構成する π^0 の不変質量である。検出された 2 つの π^0 の位置とエネルギーの情報を用いて、2 つの π^0 の親粒子である π^0 の不変質量を以下の式で求める。

$$M_{\pi^0} = \sqrt{2E_1 E_2 (1 - \cos\theta)} \quad (5.1)$$

$$\left\{ \begin{array}{ll} M & \pi^0 \text{ の再構成不変質量} \\ E_1 & \text{検出された 2 つの } \pi^0 \text{ の内の 1 つの } \pi^0 \text{ のエネルギー} \\ E_2 & \text{検出された 2 つの } \pi^0 \text{ の内のもう 1 つの } \pi^0 \text{ のエネルギー} \\ \theta & \text{検出された 2 つの } \pi^0 \text{ の開き角} \quad \text{中心点：衝突点} \end{array} \right.$$

それぞれの π^0 のエネルギー $E_1 \cdot E_2$ は PHOS 検出器で測定され、さらにその測定されたエネルギーの位置情報から θ を求める。 π^0 の中心点を衝突点とすれば、 M_{π^0} は導出可能なのである。

ここで、検出された 2 つの π^0 の開き角の中心点を衝突点とできるのは、 π^0 の寿命が非常に短い為である。 π^0 は発生してから Mean life $\tau = (8.4 \pm 0.6) \times 10^{-17} \text{ s}$

で崩壊し、かつ $(98.798 \pm 0.032) \%$ の確率で2つの π^0 に崩壊する。つまりほとんどの π^0 はほぼ衝突点で2 π^0 に崩壊すると考えられるのである。

ではこれから式 (5.1) を、不変質量が CM 系と LAB 系間のローレンツ変換に対して不変であることを利用して導出する。

まずは例として図 5.1 のような崩壊を考える。ここでの CM 系とは π^0 の重心系を指し、LAB 系とは実際に測定する際の実験室系を指す。原子核衝突によって発生する粒子は高い運動量を持つ為、相対論的に運動を考える必要がある。

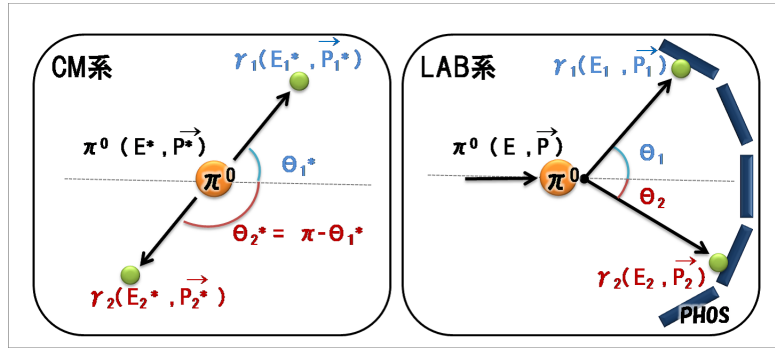


図 5.1: π^0 の崩壊

今自然単位系¹で CM 系での π^0 の四次元運動量を $(E^*_0, \vec{P}^*_0) = (E^*_0, p_x^*_0, p_y^*_0, p_z^*_0)$ とし、 π^0 の不変質量を M_0 とおくと、以下の式が成り立つ。

$$E^*_0 = \sqrt{M^2_0 + \vec{P}^{*2}_0} \quad (5.2)$$

さらに、LAB 系での π^0 の四次元運動量を $(E_0, \vec{P}_0) = (E_0, p_x_0, p_y_0, p_z_0)$ としたとき、 (E_0, \vec{P}_0) はローレンツ変換に従い、かつ π^0 の不変質量 M はローレンツ不変量なので、以下の式も成り立つ。

$$E_0 = \sqrt{M^2_0 + \vec{P}^2_0} \quad (5.3)$$

式 (5.2) ・ 式 (5.3) より、以下の式が導出できる。

$$E^{*2}_0 - \vec{P}^{*2}_0 = E^2_0 - \vec{P}^2_0 \quad (5.4)$$

π^0 の CM 系では $\vec{P}^*_0 = 0$ 、よって $E^*_0 = M_0$ である。さらに、LAB 系で π^0 の崩壊を考え、LAB 系でのそれぞれの π^0 のエネルギーを E_1, E_2 、

¹付録 C 参照

運動量を $\vec{P}_1 \cdot \vec{P}_2$ とすると、式 (5.4) は以下のように書き換えることができる

$$\begin{aligned} M^2_0 &= (E_1 + E_2)^2 - (\vec{P}_1^2 + \vec{P}_2^2) \\ &= E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 - \vec{P}_1^2 - \vec{P}_2^2 - 2\vec{P}_1\vec{P}_2 \quad (5.5) \end{aligned}$$

ここで \vec{P}_1 について同様に考えれば $E_1 = \sqrt{m^2 + \vec{P}_1^2}$ 、 $E_2 = \sqrt{m^2 + \vec{P}_2^2}$ が成り立つ。 m は質量を持たない為、 $E_1 = |\vec{P}_1|$ 、 $E_2 = |\vec{P}_2|$ である。これを式 (5.4) に代入することで式 (5.1) が導出できる。

$$\begin{aligned} M^2_0 &= E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 - E_1^2 - E_2^2 - 2\vec{P}_1\vec{P}_2 \\ &= 2E_1E_2 - 2\vec{P}_1\vec{P}_2 \\ &= 2E_1E_2 - 2|\vec{P}_1||\vec{P}_2|\cos\theta \\ &= 2E_1E_2 - 2E_1E_2\cos\theta \\ &= 2E_1E_2(1 - \cos\theta) \\ \Leftrightarrow M_0 &= \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos\theta)} \quad (5.6) \end{aligned}$$

2つのベクトル \vec{a}, \vec{b} の内積は $\vec{a} \cdot \vec{b} = |a||b|\cos\theta$ より

この式は π^0 の崩壊過程を利用すれば、 π^0 のエネルギーと位置の測定から π^0 の不変質量 M_0 が再構成できることを意味する。本論文では再構成して求めた場合の π^0 の不変質量を M とおき、式 (5.1) としている。

5.2.3 π^0 の運動量の再構成

さらに π^0 の崩壊過程を利用して、親 π^0 の再構成全運動量の大きさ $|\vec{P}|$ を以下の式から導出することができる。

$$|\vec{P}| = \sqrt{E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2\cos\theta} \quad (5.7)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} P \quad \pi^0 \text{ の再構成全運動量} \\ E_1 \quad \text{検出された 2 つの } \pi^0 \text{ の内の 1 つの } \pi^0 \text{ のエネルギー} \\ E_2 \quad \text{検出された 2 つの } \pi^0 \text{ の内の もう 1 つの } \pi^0 \text{ のエネルギー} \\ \theta \quad \text{検出された 2 つの } \pi^0 \text{ の開き角} \quad \text{中心点：衝突点} \end{array} \right.$$

この式は 0 の崩壊過程での運動量保存側を解くことから導出できる。親 0 の全運動量を P_0 とし、崩壊の結果放出される2つの 1 の持つ運動量をそれぞれ \vec{P}_1, \vec{P}_2 とおいた場合、以下の式が成り立つ。

$$\vec{P}_0 = \vec{P}_1 + \vec{P}_2 \quad (5.8)$$

この式 (5.8) の両辺を2乗し、質量を持たない 1 の場合に成り立つ $E_1 = |\vec{P}_1| \cdot c, E_2 = |\vec{P}_2| \cdot c$ を代入することで式 (5.7) が導出できる。

$$\begin{aligned} \vec{P}_0^2 &= \vec{P}_1^2 + \vec{P}_2^2 + 2\vec{P}_1 \cdot \vec{P}_2 \\ &= E_1^2 + E_2^2 + 2\vec{P}_1 \cdot \vec{P}_2 \\ &= E_1^2 + E_2^2 + 2|\vec{P}_1||\vec{P}_2|\cos\theta \\ &= E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2\cos\theta \\ \Leftrightarrow P_0 &= \sqrt{E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2\cos\theta} \end{aligned} \quad (5.9)$$

2つのベクトル \vec{a}, \vec{b} の内積は $\vec{a} \cdot \vec{b} = |\vec{a}||\vec{b}|\cos\theta$ より

この式は 0 の崩壊過程を利用すれば、 1 のエネルギーと位置の測定から 0 の全運動量 P_0 も再構成できることを意味する。本論文では再構成して求めた場合の 0 の全運動量を P とおき、式 (5.7) としている。

5.2.4 0 の横運動量の再構成

横運動量とはビーム軸を z 軸ととった時の xy 方向への運動量のことを指し、高エネルギー物理学の世界では、transverse momentum, p_T と言う。つまりこのような定義から、それぞれの光子の運動量は

$$\vec{P}_1 = \left(\frac{x}{l} E_{1x}, \frac{y}{l} E_{1y}, \frac{z}{l} E_{1z} \right) \quad (5.10)$$

$$\vec{P}_2 = \left(\frac{x}{l} E_{2x}, \frac{y}{l} E_{2y}, \frac{z}{l} E_{2z} \right) \quad (5.11)$$

で表わされる。この関係式から p_T は以下の式を用いて求める事ができる。

$$|\vec{p}_T| = \sqrt{(P_{1x} + P_{2x})^2 + (P_{1y} + P_{2y})^2} \quad (5.12)$$

5.2.5 Energy Asymmetry CUT

今回のシミュレーションでは Energy Asymmetry CUT というカットを加えている。Energy Asymmetry: は以下の式で定義される量で、ここでは CUT 値を 0.8 とした。

$$= \frac{|E_1 - E_2|}{E_1 + E_2} \quad (5.13)$$

$$= |\cos \theta^*| \quad (5.14)$$

は式 (5.13) より E_1 のエネルギーを代入することで求められる。さらには式 (5.14) より θ^* の関数と言うことが言える。 θ^* とは CM 系での θ^0 の進行方向に対する 1 つの θ^0 の放出角である。つまり θ^0 の分布は一定であるはずなので本来 θ^0 は 0 から 1 の間の中でどの値の θ^0 も等しい確率で検出されるはずである。だが実際には組み合わせによるバックグラウンドの寄与で 1 に近い値を持った θ^0 が高い確率を持つ。つまり 1 に近いものは間違っている可能性が高い。さらにアクセプタンスの関係で 1 に近い値を持った θ^0 の組み合わせで崩壊光子が検出される可能性は低い。そこで慣習的に使われている 0.8 の CUT 値を採用し、本シミュレーションデータ解析に使用した。

5.3 結果

5.3.1 PHOS 検出器の再現

まずは PHOS 検出器のみを再現し、その PHOS 検出器に向かって 0 を発生させた場合に 0 崩壊の結果、PHOS 検出器で測定される 0 から 0 の不変質量・運動量・横運動量を再構成し値が妥当か検討する。

シミュレーションで再現した PHOS 検出器が図 5.2 である。

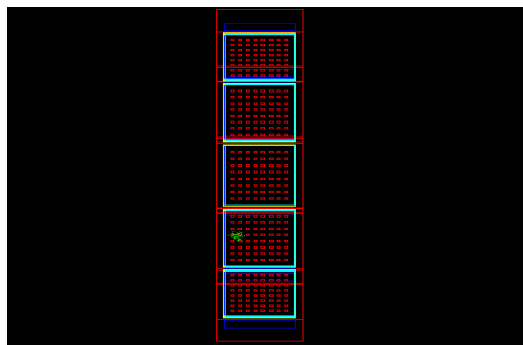


図 5.2: 横軸 x 軸・縦軸 z 軸

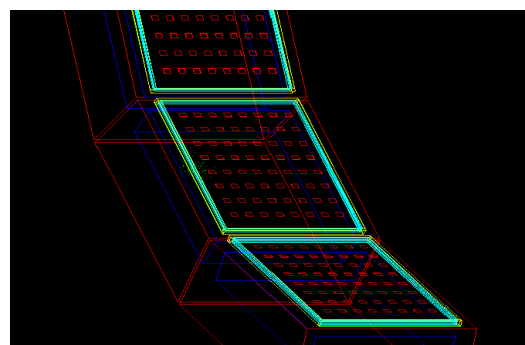


図 5.3: 拡大図

紺色で示されているのがクリスタルで、それを覆うように赤く示されているのが PHOS 検出器 1 モジュールを囲うフレームである。また黄色く示されているのが PHOS コントロールの為に CPV であり、小さな赤い四角で描かれているのが CPV の読み出しチップである。この図ではクリスタル 1 つ 1 つまでは描かれてはいないが、実際には 1 つ 1 つの読み出し部分まで細部に至るまでが再現されている。

5.3.2 0 崩壊過程を利用した再構成

この様に再現された PHOS 検出器を用いて、横運動量 10GeV を持つ 1 つの 0 を以下の範囲に発生させ、それを PHOS 検出器で測定をするシミュレーションを行った。座標軸は図 2.4 の座標軸を基準にしている。

◇ η : $-0.12 \sim 0.12 \Leftrightarrow \theta$: 約 $98^\circ \sim$ 約 82°

◇ ϕ : $220^\circ \sim 340^\circ$

(ϕ : 付録 A 参照)

その結果、様々な情報を得ることができた。

図 5.4 は発生させた 0 の横運動量を示すヒストグラムである。設定したとおり発生させた 0 が 10GeV の横運動量を持っていることが確認できる。さ

らに図 5.5 は PHOS 検出器に検出されたエネルギーを示すヒストグラムである。これは 2 つの粒子が PHOS 検出器で検出されたことを示している。 Λ^0 が $(98.798 \pm 0.032) \%$ の確率で 2 に崩壊することを考えると、 Λ^0 2 の崩壊の結果観測された Λ^0 であると考えられる。その場合 Λ^0 2 の間でエネルギー保存側が成立している必要があり、自然単位系のもとで Λ^0 のエネルギーは不変質量 134MeV (文献 [3] より) と与えた横運動量 10GeV の足し合わせで書くことができる。つまりここから Λ^0 の崩壊から放出される Λ^0 のエネルギーが 11.34GeV を超えることはないと言える。つまり図 5.5 は運動力学的にありうる測定結果と言える。

ちなみに今回のシミュレーションの結果を視覚化したのが図 5.2 である。この図上の黄緑色が入射粒子と PHOS 検出器の検出部が反応したことを示している。今回の場合、2 つの Λ^0 の開き角は非常に小さかった為 1 つの粒子のように見えるが、出力データでは 2 つの粒子のエネルギーが測定されている。

さらにそれぞれのエネルギーが観測された場所の情報を用いて式 (5.1) を解くことで、親粒子 Λ^0 の不変質量を計算することができる。また、式 () を用いる事で Λ^0 の運動量も計算することができる。その結果を以下に示し、それぞれをヒストグラムにして図 5.6 および図 5.7 に示した。

$$\diamond \text{ 不変質量 } 0.131 \pm 0.001[\text{GeV}/c^2]$$

$$\diamond \text{ 全運動量 } 9.81 \pm 0.04[\text{GeV}/c]$$

Λ^0 との不変質量の文献値は $134.9766 \pm 0.0006\text{MeV}$ より妥当な値である。さらに Λ^0 に与えた横運動量は 10GeV で、縦運動量は与えていない。よって与えた横運動量が全運動量に相当する為、2 つの Λ^0 から再構成した Λ^0 の全運動量も妥当な値と言える。

ここで加えられている誤差は、PHOS のエネルギー分解能からの寄与のみの影響の誤差を誤差伝搬の法則を用いて計算したものである。(付録参照)

PHOS 検出器のエネルギー分解能の導出には 2002 年から 2004 年にかけて行われたテストビーム実験から得られた式 (5.15) を用いた。

$$\frac{E}{E} = \sqrt{\frac{a^2}{E^2} + \frac{b^2}{E} + c^2} \quad (5.15)$$

$$\begin{cases} a & 13 \pm 0.7 [\text{MeV}] \\ b & 0.00358 \pm 0.002 [\text{GeV}^{0.5}] \\ c & 0.0112 \pm 0.003 \end{cases} \quad (5.16)$$

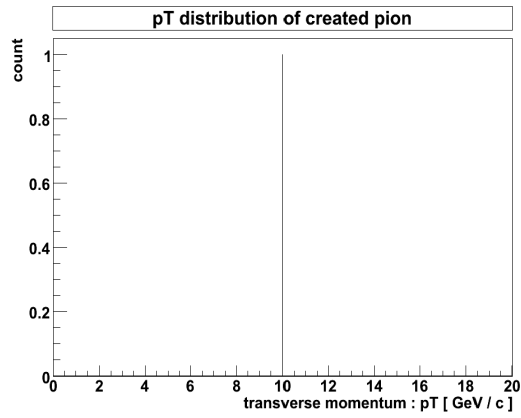
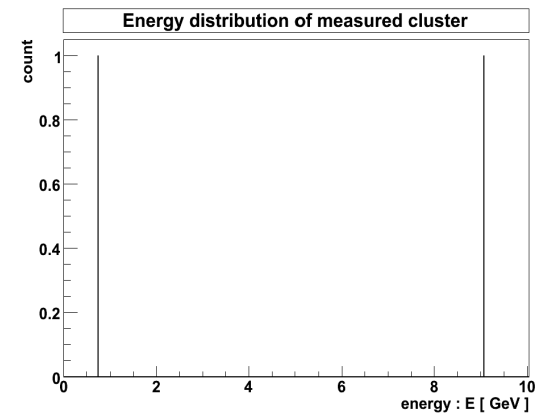
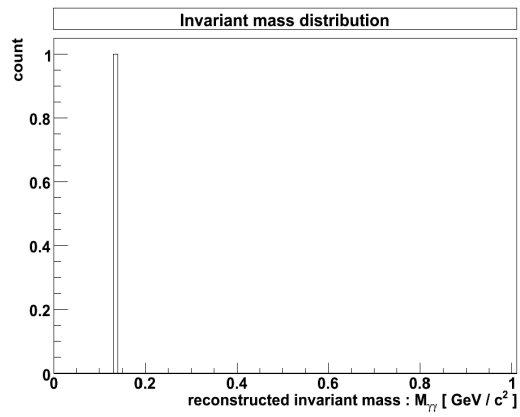
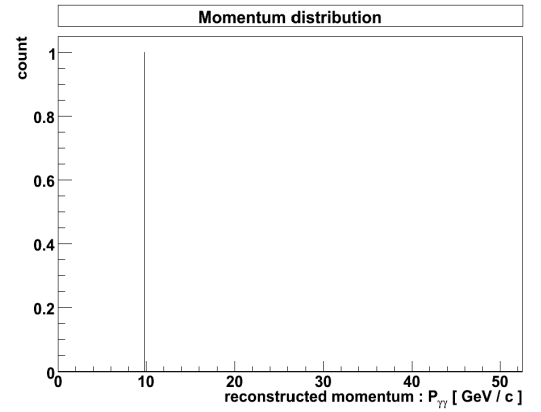
図 5.4: 発生させた π^0 の横運動量

図 5.5: PHOS で測定された粒子のエネルギー

図 5.6: π^0 の再構成不変質量図 5.7: π^0 の再構成運動量

ここで a は主に低エネルギー領域に支配的な電子工学的ノイズにより発生するパラメータで、具体的には APD の暗電流や CSP よるものである。PHOS 検出器は主に電磁シャワーが 3×3 の結晶に収まることを想定している為、 3×3 クリスタルに対応した全ての検出回路のノイズが a を決定している。さらに b は主に中～高領域に支配的なパラメータで、電磁シャワーの統計的な揺らぎにと APD のショットノイズに起因した項である。また、 c は全ての領域に等しく関与するパラメータで、その要因も多岐に及ぶ。シャワーの漏れや、温度や与える高電圧による非線形性や非統一性に代表される不安定さなどである。

これらの値は実際の測定によるフィットから得ることができる。図 5.8 に 2002 年・2003 年・2006 年と行われたビームテスト実験により測定されたエネルギー分解能をエネルギーごとに示した。式 (5.15) のパラメータは 2002 年・2003 年と行われた実験データのフィットから得られた値である。PHOS 検出器の電子回路は 2006 年に新しい仕様が変わったため、さらにこれよりもよい分解能が期待される。新しい仕様の電子回路を用いた実験データが十分に揃い次第、パラメータを改める必要がある。

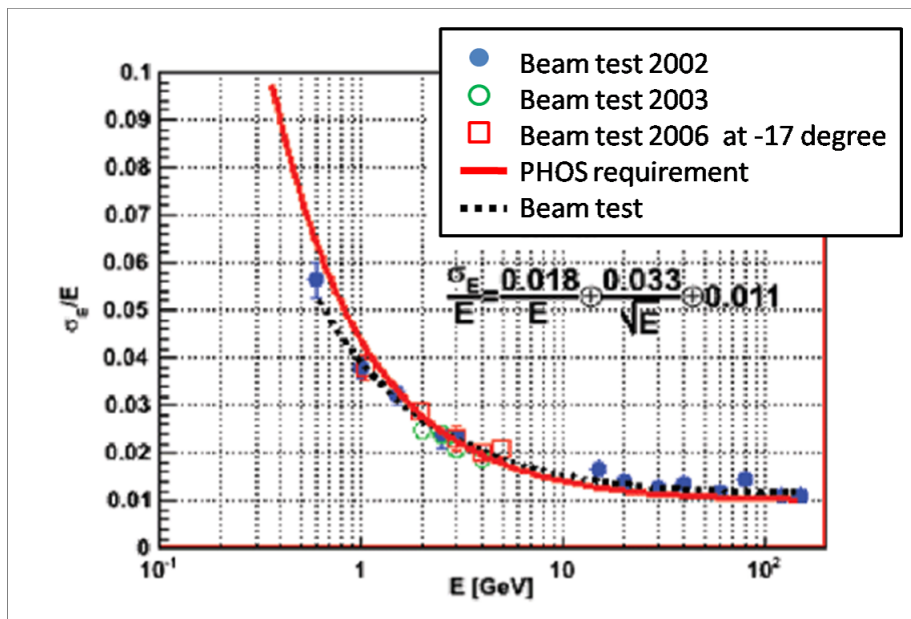


図 5.8: エネルギー分解能のエネルギー依存性 (2002 年～2006 年)

(参考文献 [6] PHOS User Manual より)

以上のように導出された (5.15) から計算されるエネルギー分解能の式 (5.15) から、検出された 2 つそれぞれについてエネルギー分解能 E_1 、 E_2

を導出し、誤差伝搬の法則より以下の式 (5.17) に式 (5.1) 式 () をそれぞれ代入し誤差を導出した。

$$\sigma_{m_0}^2 = \left(\frac{\partial m_0}{\partial E_1} \right)^2 \left(\frac{E_1}{E_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial m_0}{\partial E_2} \right)^2 \left(\frac{E_2}{E_2} \right)^2 \quad (5.17)$$

以上の結果から、 π^0 崩壊過程を利用することにより π^0 の不変質量や運動量などを再構成できることが証明できた。しかしながら今回のシミュレーションで発生させた π^0 はたった1つである。その為 π^0 から発生した2つの π^0 を一意に特定することができたのである。

例えば2つの π^0 がそれぞれ π^0 崩壊をした場合に発生する4つの π^0 がすべて検出されたとしてもどの組み合わせが正しい組み合わせなのかは測定結果から判断することはできない。つまり X 個の π^0 の崩壊から $2X$ 個の π^0 が測定された結果から再構成を行う場合に、 ${}_{2X}C_2 - X$ 通りの間違っただ組み合わせの再構成結果がバックグラウンドとして計算されてしまうことは避けようがないのである。さらに π^0 の崩壊による2つの π^0 の内1つの π^0 のみが検出されて、もう1つの π^0 が検出されなかった場合、それを用いた組み合わせは全てバックグラウンドとして計算されてしまう。このように統計を上げることで必然的に計算されるバックグラウンドを *combinatorialbackground* と呼ぶ。

具体的に発生させる π^0 の個数によって、*combinatorialbackground* がどのように測定されるかを検証した。

5.3.3 *combinatorialbackground*

PHOS 検出器の設定、 π^0 を発生させる範囲、さらに π^0 に与える横運動量の設定は変更せず、一度に発生させる個数を増やしていった場合に PHOS に検出されるエネルギーの分布、そこから再構成される π^0 の不変質量分布、再構成運動量分布を発生させた π^0 の個数ごとに分けて図 5.9 から図 5.20 に示した。

ここから一度に検出される数が増えることによって、2つの π^0 の組み合わせの数が増え、バックグラウンドが増加してしまうことが分かる。今 64 個の π^0 を一度に発生させた場合の振舞いに注目してみる。この場合、64 個の π^0 が全て 2 π^0 崩壊をしたとすると、128 個の π^0 が放出されるはずである。だが実際に測定されたのは 57 個であり、いくつかの崩壊で 2 π^0 のうち1つの π^0 もしくは両方が検出されなかったと考えられる。この 57 個を使ってできる全ての組み合わせについて不変質量を再構成すると、 π^0 を親粒子に持つ π^0 の

2個の γ^0 を発生させた場合

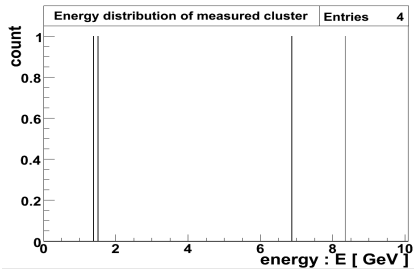


図 5.9: 検出されたエネルギー

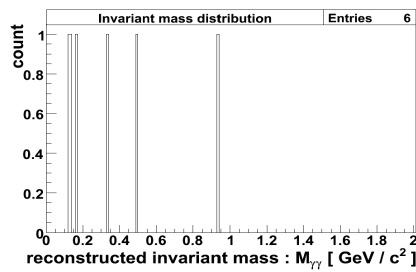


図 5.10: 再構成不変質量分布

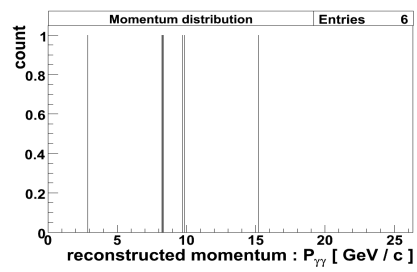


図 5.11: 再構成運動量分布

8個の γ^0 を発生させた場合

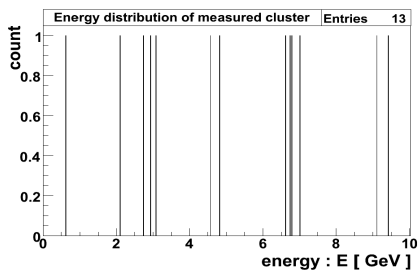


図 5.12: 検出されたエネルギー

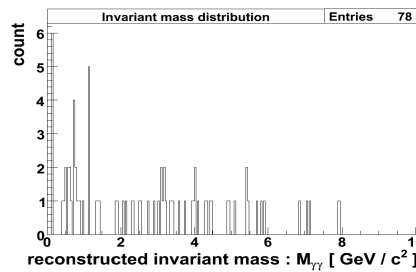


図 5.13: 再構成不変質量分布

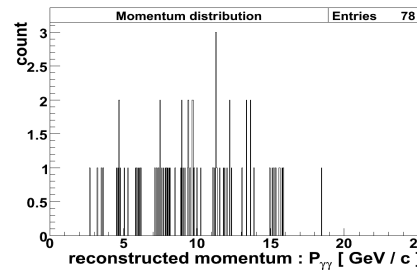


図 5.14: 再構成運動量分布

32個の γ^0 を発生させた場合

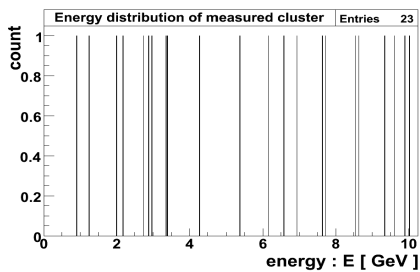


図 5.15: 検出されたエネルギー

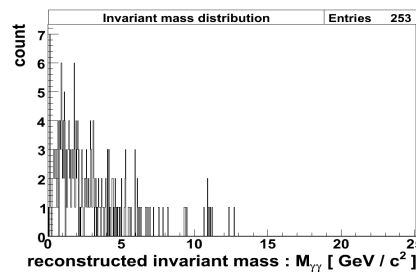


図 5.16: 再構成不変質量分布

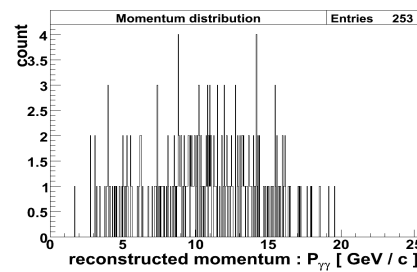


図 5.17: 再構成運動量分布

64個の γ^0 を発生させた場合

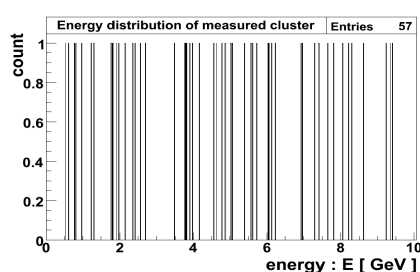


図 5.18: 検出されたエネルギー

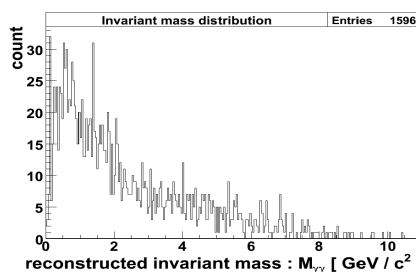


図 5.19: 再構成不変質量分布

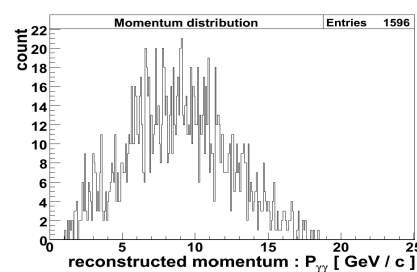


図 5.20: 再構成運動量分布

組み合わせのときのみ正しく不変質量し、それ以外の組み合わせからは 0 の不変質量ではない値が計算される。図 5.19 を見てみると 0 の不変質量である 1.35GeV あたりを指す組み合わせがいくつかあることがわかるが、バックグラウンドとの区別がつかない。

そこで統計を増やすことでバックグラウンドと不変質量ピークを区別することができる。pp 衝突シミュレーションをする際にも、衝突回数を増やしイベント回数を増やすことでより不変質量ピークをクリアに見ることができる。

5.4 pp14TeV 衝突シミュレーション

これまでの結果を活かして、pp14TeV 実験のシミュレーションを行い、2 を再構成した不変質量分布から π^0 の不変質量のピーク値を導出する。今回シミュレーションした pp14TeV の衝突実験の条件は以下の通りである。

- ◇ 設置した検出器 - TOF と TRD を除いた全ての検出器
- ◇ Event Generator - PHYSIA
- ◇ Event バイアス - NON Minimum Bias
(Jet Event Jet pT 10.0 ~ 10.1[GeV/c] Jet η :-0.13 ~ 0.13)
- ◇ Event 数 - 87150

pp14TeV とは陽子と陽子を衝突させる際の重心系衝突エネルギーが 14TeV である、という意味である。図 5.21 より pp14TeV 衝突におけるトータルの生成断面積は約 104mb である。

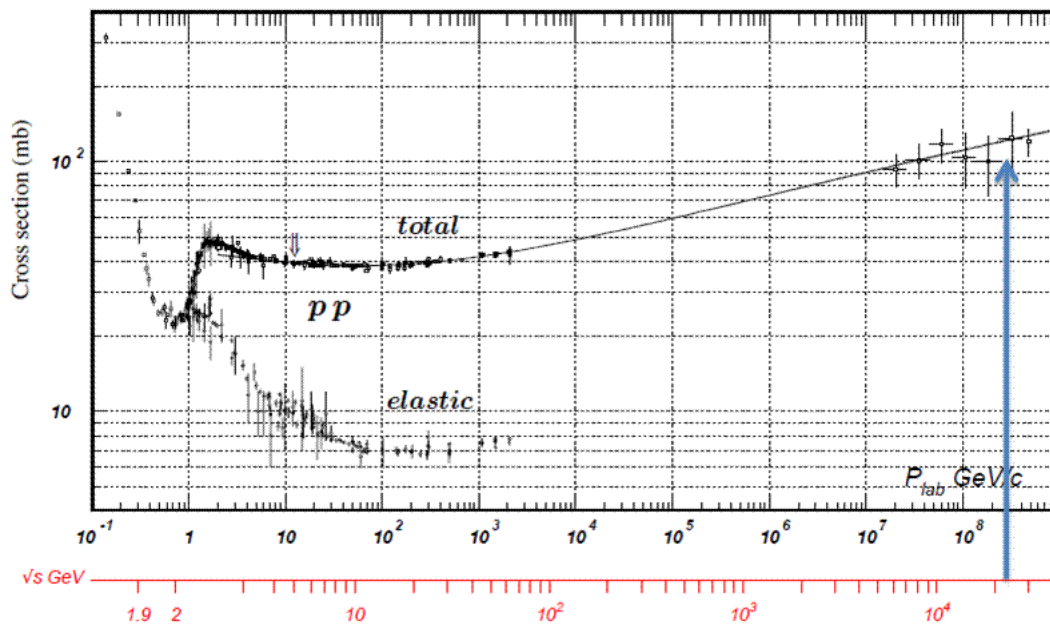


図 5.21: pp 衝突の生成断面積
(参考文献 [1]Review of Particle Physics より)

衝突から発生し検出された粒子のデータの中から欲しい情報を手に入れる為にトリガーを用いることになるが、用いるトリガーによって発生する粒子の内のどれだけの粒子のデータを取得できるかが決まってくる。Minimum Biasとはできるだけ多くの粒子のデータを取得できるトリガーを用いてデータを取得するという意味である。

今回はより多くの ϕ のピークを見る為に *MinimumBias* ではなく、*JetEvent* のみを発生させ、さらにその *Jet* の pT や η を限定した。

この時衝突により生成された粒子

の pT の分布を示したのが図 5.22 で、

さらに検出器に測定された粒子の pT

の分布を示したのが図 5.23 である。

このデータを用いて ϕ の不変質量

を再構成したのが図 5.24 である。見

たい ϕ の不変質量ピークは理論的

は $1.35 MeV$ にあるはずで、そのよう

なピークは見えていない。しかし、い

くつかの高さの違う山が重なってい

るのが見える。なぜこの様な山が見

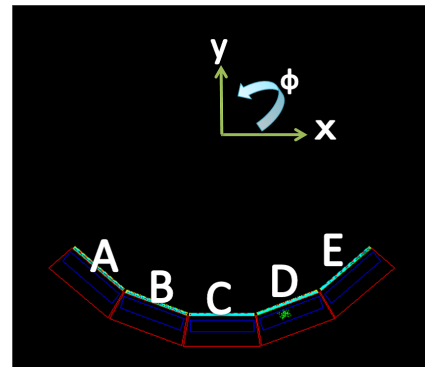
えるかは、再構成に使用するクラス

タの位置の条件を分けてヒストグラムを作ることで理解できるようになった

。図??は再構成に用いるクラスタの場所ごとに色分けた再構成不変質量分布

である。それぞれの条件は右上の図のように5つのモジュールそれぞれに A

$\sim E$ という名前をつけた場合の以下のような条件である。



1. ABCDE-ABCDE

全ての組み合わせ

2. A-A B-B C-C D-D E-E

2 クラスタが同じモジュールに入っている組み合わせ

3. A-B B-C C-D D-E

2 クラスタが隣のモジュールに入っている組み合わせ

4. A-C B-D C-E

2 クラスタが2個隣のモジュールに入っている組み合わせ

5. A-D B-E

2 クラスタが3個隣のモジュールに入っている組み合わせ

6. A-E

2 クラスタが4個隣のモジュールに入っている組み合わせ

(2)(3)(4)(5) の組み合わせは同じ振舞をしている為、改め得て図 5.26 ~ 5.30 として示してある。ここから言えることは、

- ◇ (2) (6) の順で中心値が高くなっていること
- ◇ (2) に比べて (3)(4)(5)(6) の方が数が多いこと

である。

まず 1 番目は、不変質量の計算に用いる式 (5.1) が関係していると考えられる。この式の中で使われている α は (2) (6) の順に大きくなる組み合わせとなっている。その為、以上のような順番に対し中心値が大きくなる傾向がみらると考察できる。

さらに 2 番目は組み合わせに用いるクラスタ数の違いによる効果であると考えられる。例えばあるイベントで A にエネルギーが検出されたクラスタの個数を N_A とし、B の場合を N_B とすると、A - A の組み合わせは $N_A \times (N_A - 1)/2$ 通りで、A - B の組み合わせは $N_A \times N_B$ 通りである。つまり、(2) に比べて (3)(4)(5)(6) の方が一つ一つの組み合わせで検出される個数は多くて当然なのである。

しかしトータルで見ると、組み合わせの数の多い (6) (1) の順で組み合わせ数は増える為、結果的に (1) のような分布が得られると考えられる。

さらに、図 5.22 より、pp 衝突からは低い p_T を持つ粒子が多く生成されていることが分かる。その影響から図 5.22 では低い p_T を持つ粒子が多く検出されている。よって低エネルギー同士の組み合わせで不変質量を計算した場合は、combinatorial background が増え、 γ のピークが埋もれてしまうことが考えられる。

そこで、2 つのクラスタの組み合わせから計算される γ の p_T を計算し、 p_T の領域で分けることで、 γ のシグナルをよりクリアに見ることができると考え、以下の p_T 領域で区切ってみた。

- ◇ $p_T < 1.0$
- ◇ $1.0 \leq p_T < 2.5$
- ◇ $2.5 \leq p_T$

全ての組み合わせから計算された p_T の分布を図 5.31 に示し、さらに上記の p_T で分けた場合の不変質量分布を図 5.32 から図 5.34 に示す。結果、 γ の不変質量ピークを確認することができた。

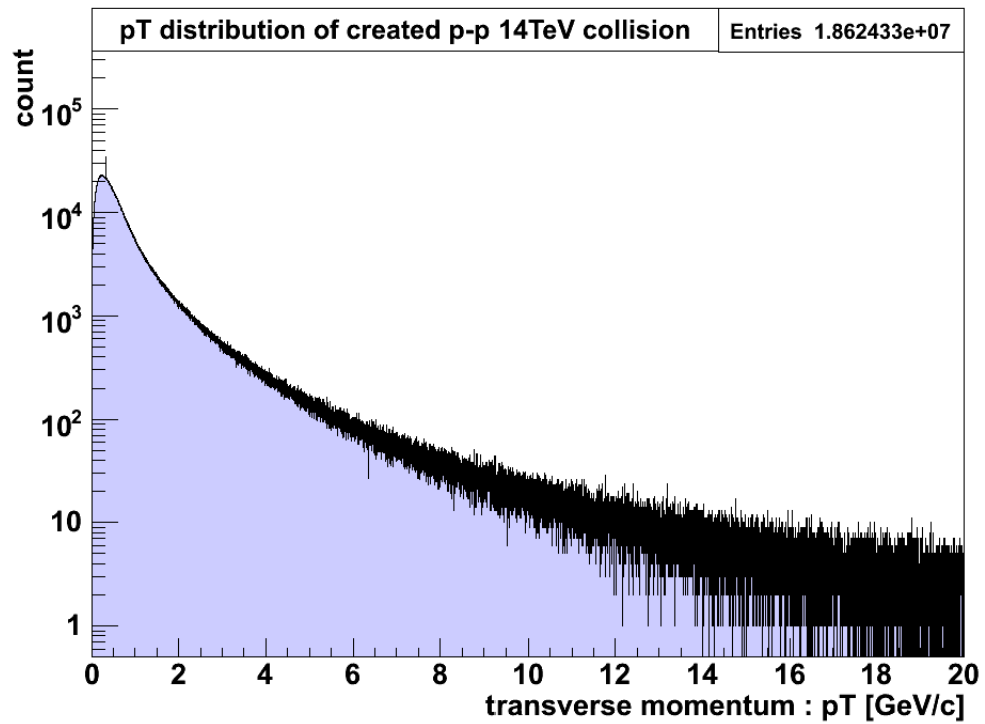


図 5.22: 衝突によって発生した粒子の pT 分布

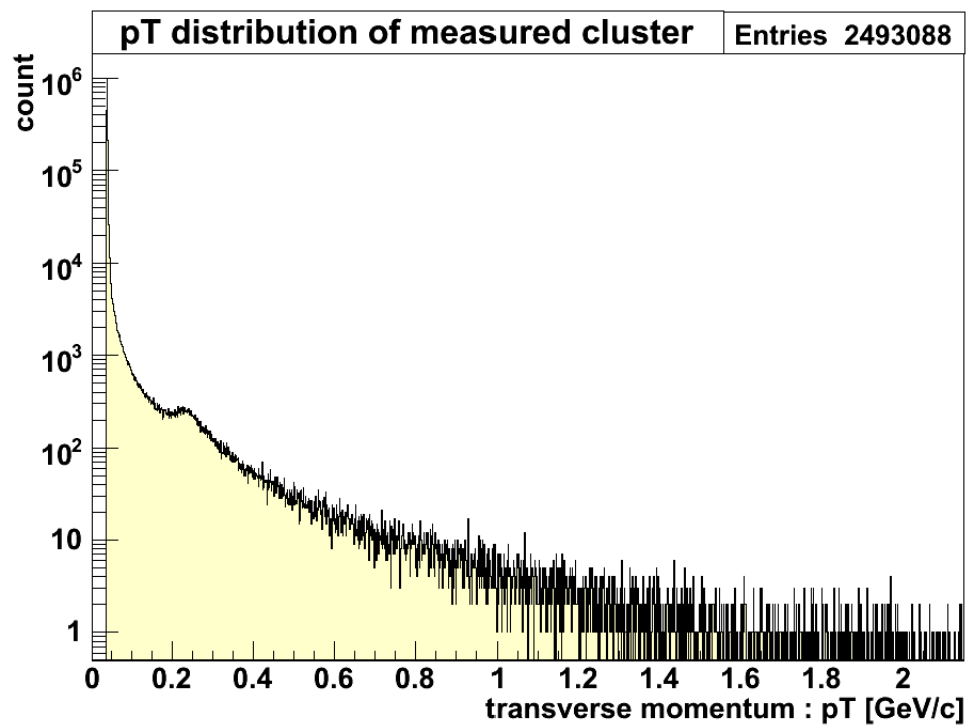


図 5.23: 検出器に測定された粒子の pT 分布

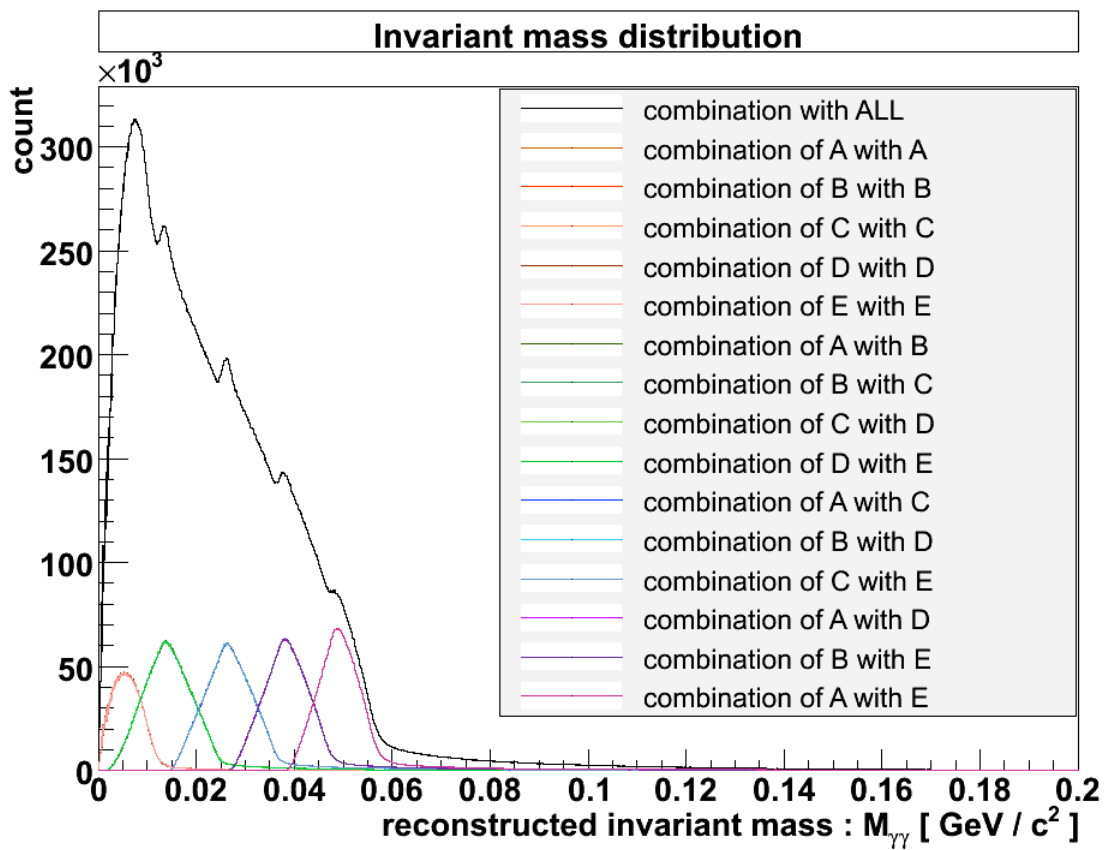
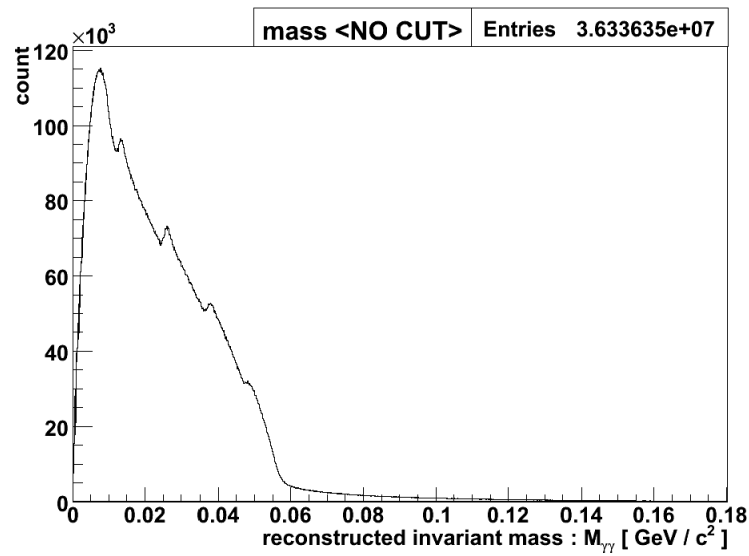


図 5.25: 全ての組み合わせ

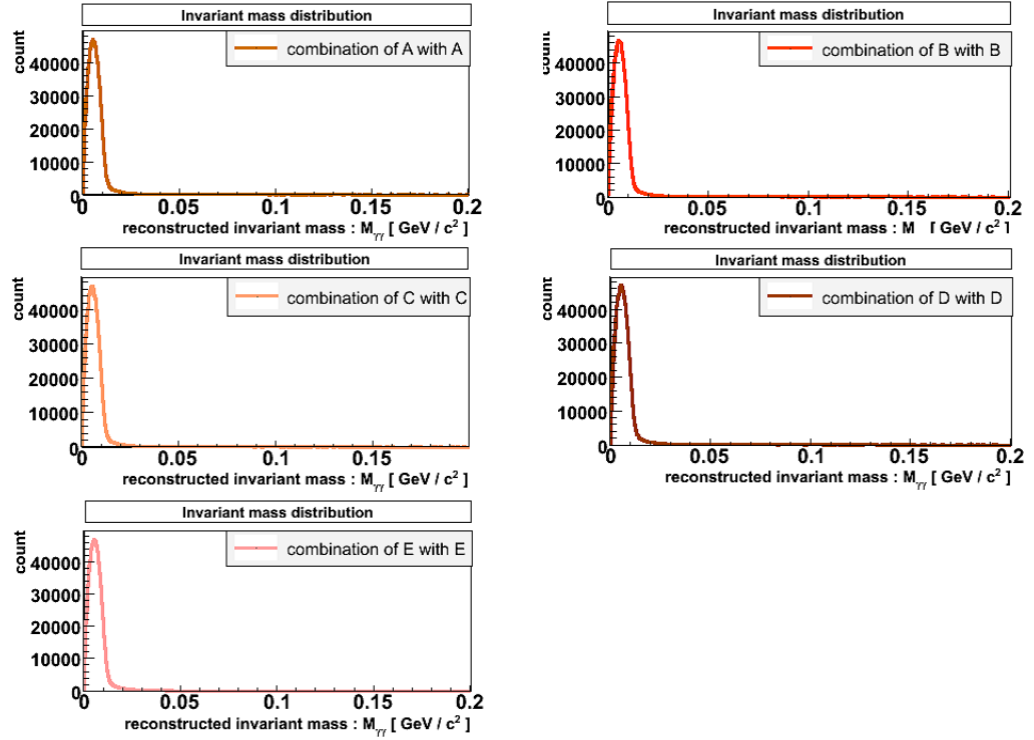


図 5.26: 2 クラスタが同じモジュールに入っている組み合わせ

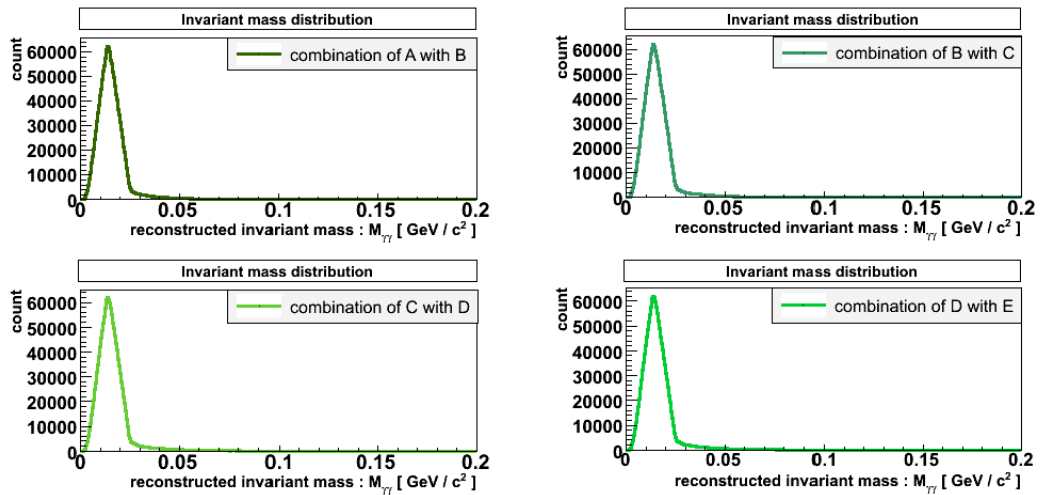


図 5.27: 2 クラスタが隣のモジュールに入っている組み合わせ

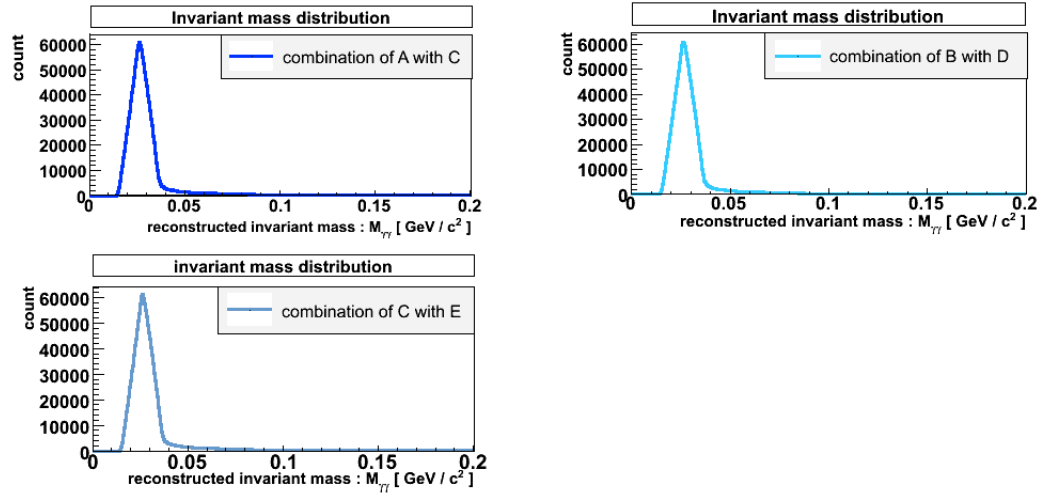


図 5.28: 2 クラスタが 2 個隣のモジュールに入っている組み合わせ

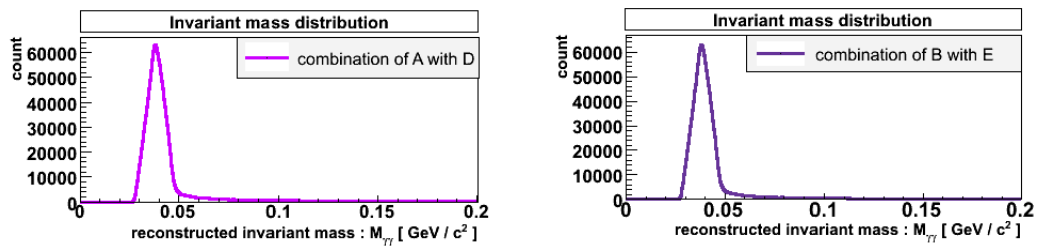


図 5.29: 2 クラスタが 3 個隣のモジュールに入っている組み合わせ

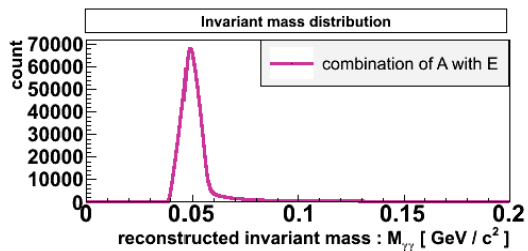


図 5.30: 2 クラスタが 4 個隣のモジュールに入っている) 組み合わせ

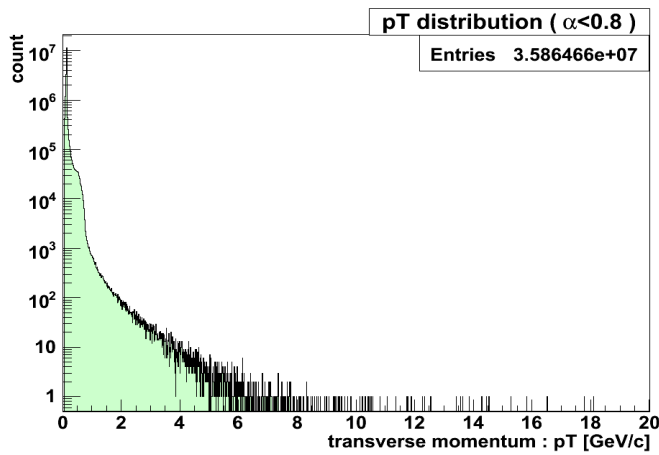


図 5.31: pT 分布 (ただし $\alpha < 0.8$)

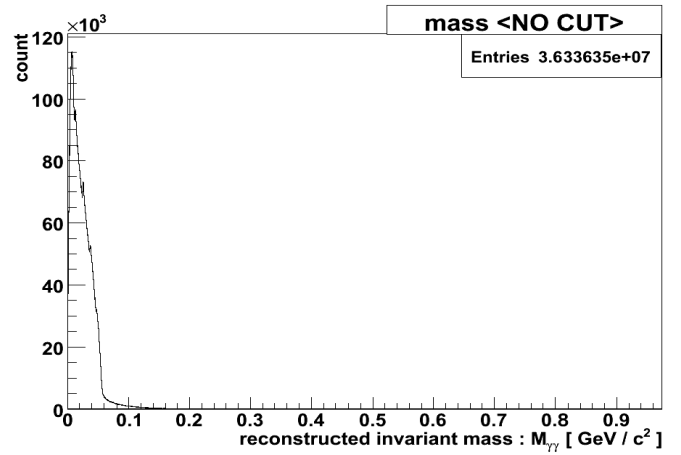


図 5.32: $pT < 1.0$ (ただし $\alpha < 0.8$)

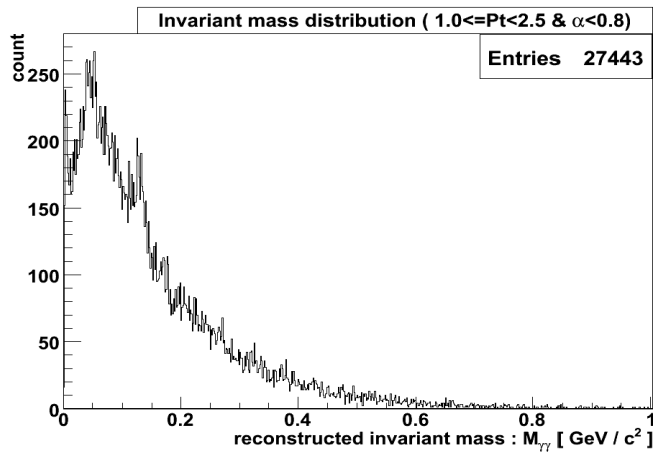


図 5.33: $1.0 \leq pT < 2.5$ (ただし $\alpha < 0.8$)

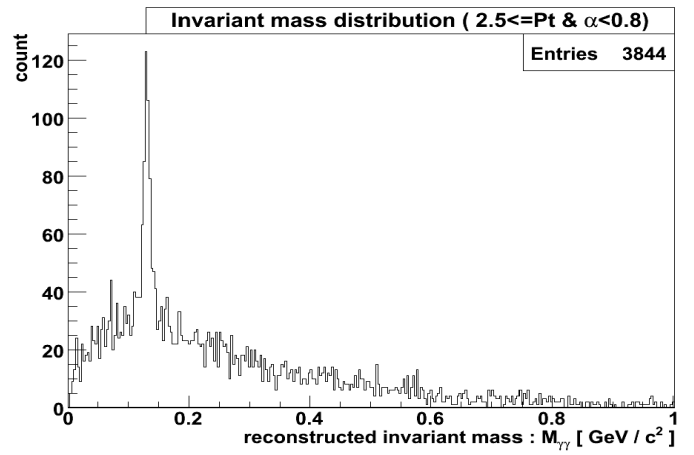


図 5.34: $2.5 \leq pT$ (ただし $\alpha < 0.8$)

5.5 pp14TeV 衝突シミュレーション

それでは、これまでの結果を活かして、pp14TeV 実験のシミュレーションを行い、 2 を再構成した不変質量分布から 0 の不変質量のピーク値を導出する。今回シミュレーションした $pp14TeV$ の衝突実験の条件は以下の通りである。

- ◇ 設置した検出器 - PHOS 検出器のみ
- ◇ Event Generator - PHYSIA
- ◇ Event バイアス - Minimum Bias
- ◇ Event 数 - 4000000

この条件で pp14TeV 衝突シミュレーションを行ったところ、生成された粒子の pT 分布が図 5.35 となり、PHOS 検出器で測定された pT の分布は図 5.36 のようになった。

ここから 0 の不変質量を再構成した結果が図 5.38 である。それに前節の結果を踏まえ $Pt1GeV$ 、 < 0.8 の条件をかけたのが図である。

ここでフィットはした関数はである。

$$y = P_0 \exp\left(-0.5\left(\frac{x - P_1}{P_2}\right)^2\right) + P_3 + P_4 x \quad (5.18)$$

バックグラウンドを近似的に直線と置いている。このようにバックグラウンドを近似し、フィットから導出した中心値から 3 を 0 としその数を見積もった結果が、 18769 ± 941 個である。

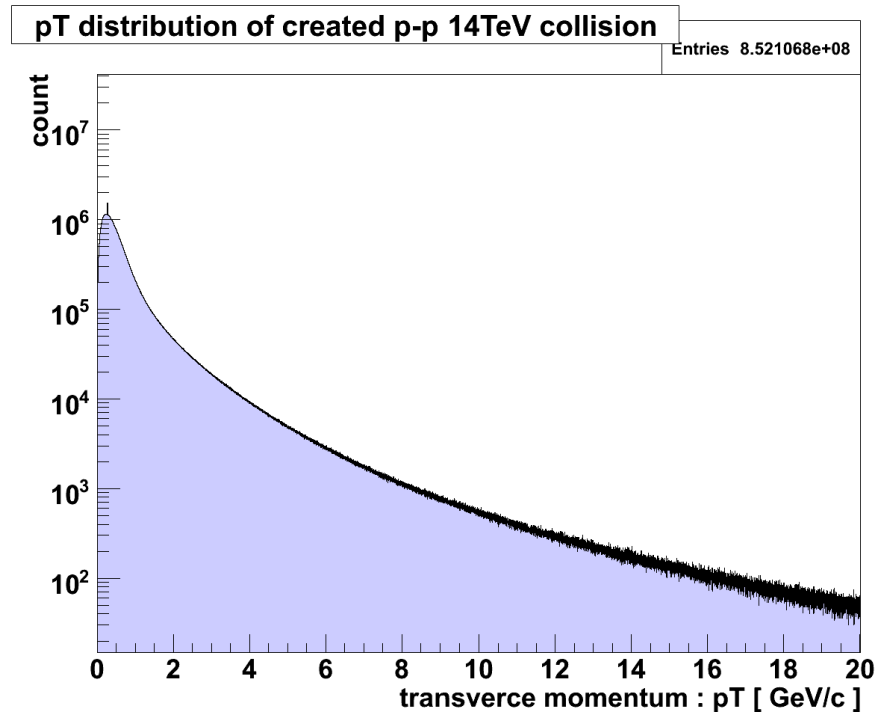


図 5.35: 衝突によって発生した粒子の pT 分布

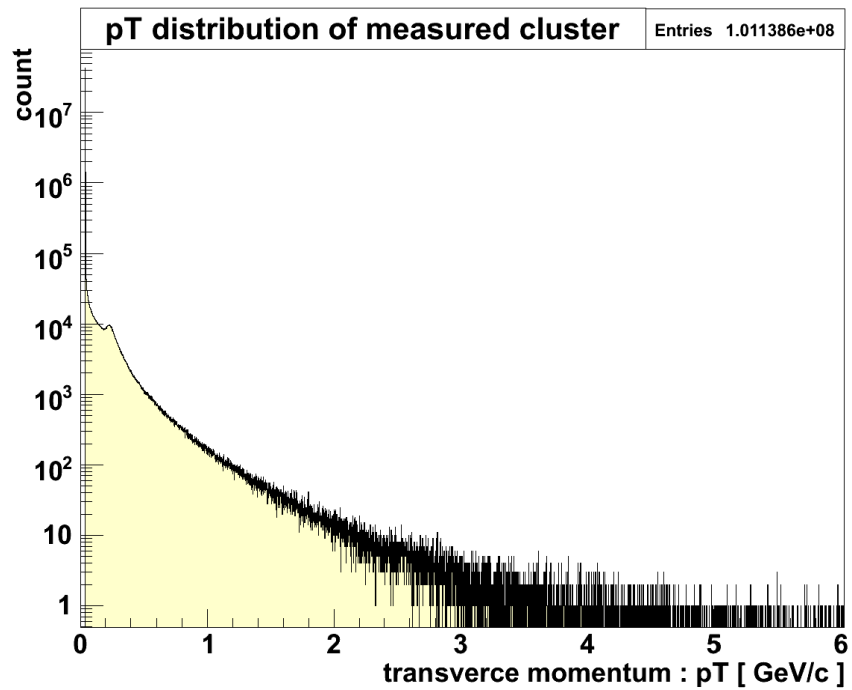


図 5.36: 検出器に測定された粒子の pT 分布

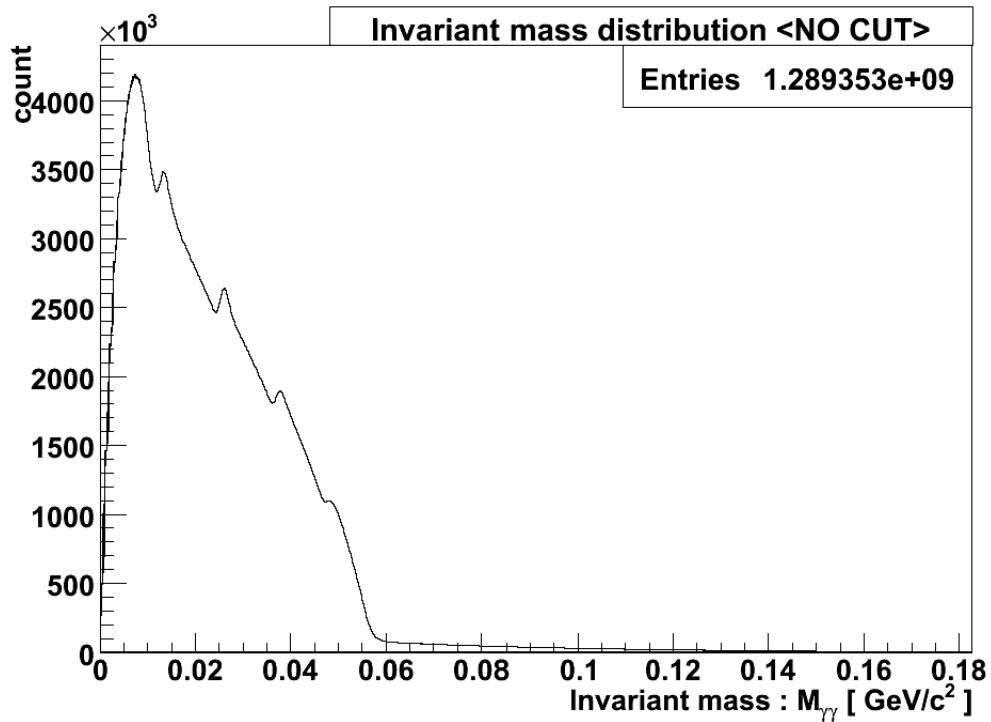
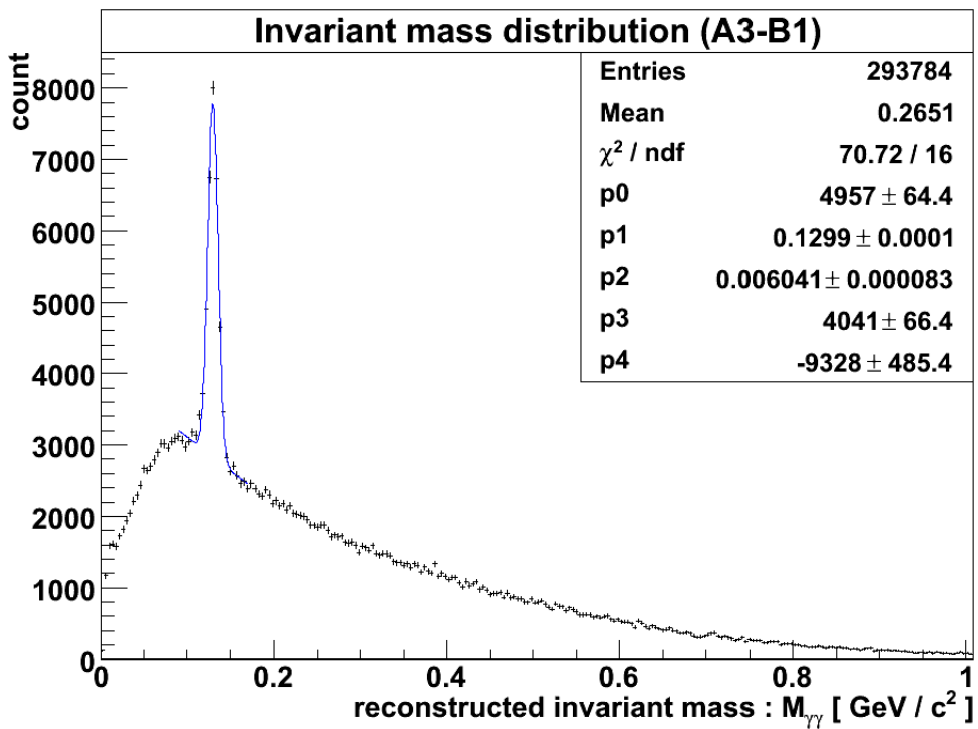


図 5.37: 不変質量分布 (カットなし)

図 5.38: 不変質量分布 ($P_t \geq 1\text{GeV}$ < 0.8)

5.5.1 π^0 reconstruction の位置依存性

同様のデータを用いて、2 を利用して再構成する不変質量がその位置によって揺らがないかを検証した結果が図 5.39 および図 5.40 である。それぞれを以下の関数を用いてフィットした。

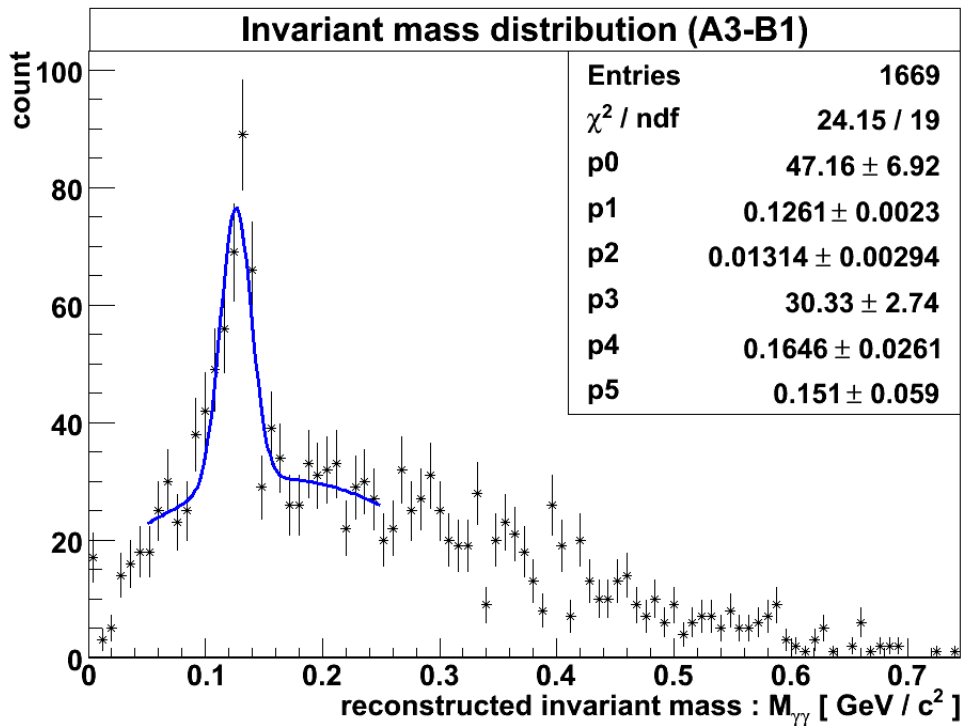
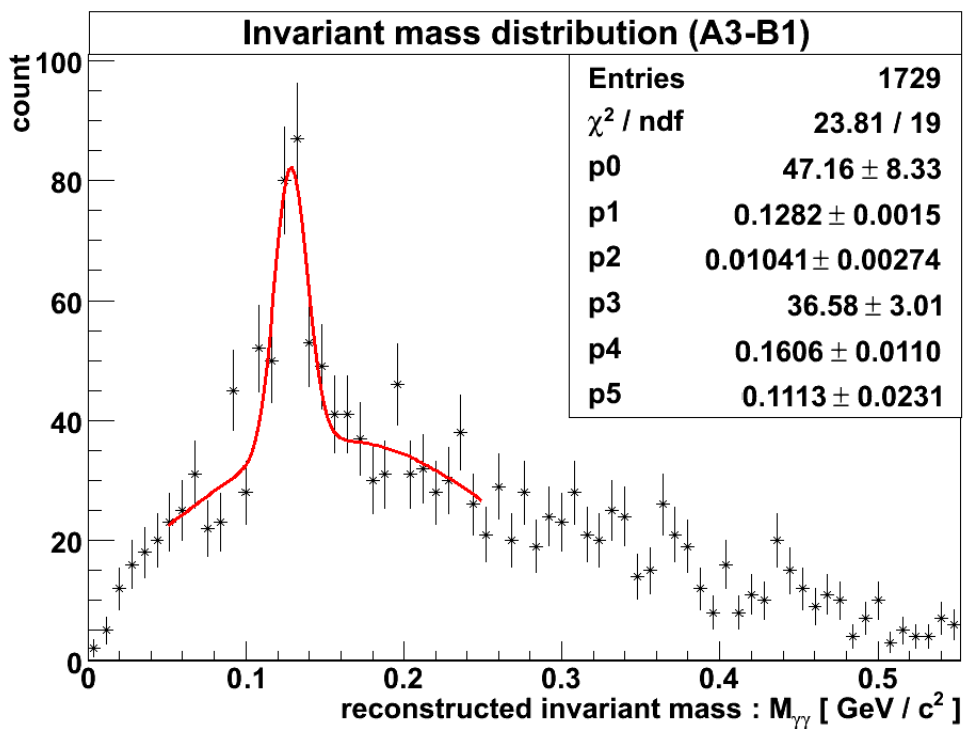
$$y = P_0 \exp\left(-0.5\left(\frac{x - P_1}{P_2}\right)^2\right) + P_3 \exp\left(-0.5\left(\frac{x - P_4}{P_5}\right)^2\right) \quad (5.19)$$

それぞれの π^0 の再構成不変質量のピーク値は、

$$\diamond 0.1261 \pm 0.0023 \text{ GeV}$$

$$\diamond 0.1282 \pm 0.0015 \text{ GeV}$$

となり、それぞれは誤差の範囲内で一致することが分かった。

図 5.39: ある 8×7 の領域に依存した不変質量分布図 5.40: 図 5.39 とは別の 8×7 の領域に依存した不変質量分布

第IV部

考察・結論

第6章 結論

私の本研究対象であった PHOS 検出器の動作パラメータ (APD に与える電圧値) の最適化の手法の考察は、PHOS 検出器検出部から得ることのできる粒子のエネルギーを反映した光情報が、PHOS 検出器の読み出し回路内でどのように処理されるのかを深く考えることで完了した。

考察の結果から得られた式：

$$ADCout_{PHOS} = \frac{(M \cdot 0.534 \pm 69.420)}{0.142} \times 10^{-3} [MeV] \quad (6.1)$$

を用いれば、既知の入射粒子のエネルギーに対しての PHOS 検出器の応答から、現在の利得 M の値が導出できる。APD に与えている電圧値と利得 M の関数はすでに知られたのもであり、その対応関係が一点でも判明すれば、以下の式：

$$M = 10^{\exp(-8.089 + 0.023 \cdot HV) \times (31.794 - 0.1491HV + 0.0001787HV^2)} \quad (6.2)$$

を用いて、その APD の HV に対する利得 M のカーブが書ける為、ここからある利得 M を与える電圧を調べることができるという結論に達した。

つまりこの関係式を持ちいれば APD にとって一番適当な利得 $M=50$ を与える電圧値が求められるということである。APD 利得 M の最適値 50 は、要求される高いエネルギー分解能と長期に渡る安定した動作から決定された量であるが、実際には 10 ~ 100 までの許された変動範囲がある。PHOS 検出器の動作パラメータは APD に与える電圧以外にもある為、他の動作パラメータの要求を満たす為に、APD を利得 $M=50$ の最適値に設定することが必ずしも得策とは限らない。その許された利得範囲に対応した電圧領域も上記の式から導出することが可能である。

さらにその後必要な操作である較正に際しても同様の関係式を用いて、行うことができると考えられる為、以上の考察をもって ALICE 実験 PHOS 検出器動作パラメータ最適化手法およびエネルギー較正手法の考察は完了とした。

そこで次の目的が PHOS テストベンチで宇宙線測定を行い実際にその手法を施すことで、その評価を行うことであった。今回評価に使う PHOS テスト

ベンチは数々の努力のが実り、ちょうど今セットアップが完了したところである。さらに、データ解析の手法はPHOS検出器実機でとられたデータ解析を通して、データが取れ次第解析が始められる状態にまですることができた。今後この考察結果を検証する為にPHOSテストベンチを用いた宇宙線実験が予定されており、まさにこれが今後の展望である。

さらにALICE実験PHOS検出器のエネルギー較正手法に関して、実験データを利用した較正法の可能性についてのシミュレーション結果からは以下のようなグラフを得るに至った。

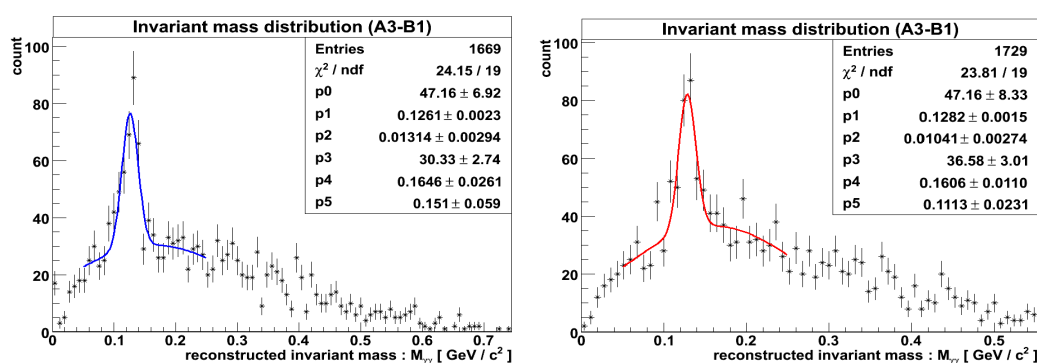


図 6.1: ある 8×7 の領域に依存した不変質量分布
 図 6.2: 左図とは別の 8×7 の領域に依存した不変質量分布

つまりキャリブレーションが完璧であるなら、クリスタルの 8×7 の領域に区切ったある 2 つの領域を用いて再構成した不変質量のピーク値は誤差の範囲で一致することが分かった。つまり実験データを用いたエネルギー較正の可能性はこの結果からはあると言える。ただこの 2 つのプロットから全ての場所についてその質量ピークが揺らがないと断言するのは危険である。そこで今後の展望として、 8×7 クリスタルに分けた場合の 320 区画全てで同様のプロットを作成し、中心値の振舞いを更に注目する必要がある。もし 320 区画全ての場所で求めた不変質量分布のピークの中心値が誤差の範囲で一致することが証明された場合には、不変質量ピーク値を利用したエネルギー較正のより確かな可能性が示せる。この可能性のもとでこのエネルギー較正手法を確立する為には、その後エネルギー較正不備と中心値の関係やクラスタリングに伴って発生する様々な問題などに一つ一つ向き合っていく必要がある。つまり、最終的な目標はまだまだ先にあり、本論文は長い長い道のりの中の一つのマイルストーンを達成したにすぎない。が一つのマイルストーンを達成できたということは、今後につながっていくという上で重要な一歩であると言える。

謝辞

最後となりましたが、この研究を支えてくれた多くの方々に感謝の意を表します。

まず本研究についての様々な相談に快くのって下さった指導教官である杉立教授。杉立教授には本研究に纏わる話だけでなく、そもそも研究をする上での心構えや、基礎から最先端に到るまでの様々な物理のお話をして頂きました。杉立教授の話を通して高エネルギー粒子物理学への理解が深まると共に、より一層この分野に興味を抱くようになりました。ありがとうございました。

また志垣准教授には様々な最先端の物理に触れる沢山の機会を与えて下さったことに感謝しています。志垣准教授が企画して下さいましたシンポジウムや、他大学と連携した勉強会、さらに他大学の教授を招いてのセミナーなど、実際に最先端の物理の話を生で聞く貴重な機会を通して物理の楽しさを改めて知ることができました。

さらに助教である本間先生からは、ユニークな着眼点を持つおもしろい物理の話をして頂きました。また解析方法に関して鋭いご指摘いただきまして、ありがとうございました。

そして特に研究員である鳥井さんには大変お世話になりました。鳥井さんからご指導いただいたシミュレーションや解析に纏わる知識やテクニックがなければ本卒論を仕上げることはできませんでした。出張の際にもメールでご助言していただき本当にありがとうございました。

また特任助教である洞口さんはお忙しい時間を割いて、コンピュータの使い方や物理の話を丁寧に教えて下さいました。さらに研究室内の解析環境を整えて下さりありがとうございました。

そして同研究室の先輩方は慣れない解析環境に戸惑う私に様々な助言を下されました。ありがとうございます。なかでも榎本さんからは格別のご援助をいただきました。心より感謝致します。

では最後となりましたが、同じ研究室の四年生として苦楽を共にした仲間たちに感謝を表します。共に議論したり、冗談を言い合ったりすることが、研究生生活のいい刺激となりました。本当にありがとうございました。

付録A Rapidity: y と Pseudorapidity: の定義

粒子の Rapidity: y は以下の様に定義される物理量である。

$$y \equiv \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + P_{\parallel}}{E - P_{\parallel}} \right)$$

y	<i>rapidity</i>
E	粒子の持つエネルギー
$P_{\parallel} = \vec{P} \cos \theta$	粒子の縦 (z) 方向の運動量
$P_{\perp} = \vec{P} \sin \theta$	粒子の横 (xy) 方向の運動量
θ	粒子の持つ運動量の方向と縦 (z) 方向の開き角
m	粒子の質量

この物理量は運動量の関数となっていることから、速さの目安として扱うことができる。相対論的な領域では、速さはローレンツ変換に対し加算的ではなくなるが、この rapidity という物理量はローレンツ変換に対して加算的に扱うことができる。その為相対論的領域を扱っている高エネルギー物理学の分野でよく使われる。

例えば、エネルギー E と縦方向の運動量 P_{\parallel} を持つ粒子に、 z 方向へ速度のローレンツ変換を行った場合のエネルギーと縦方向の運動量を E' と P'_{\parallel} で表すと、それらは以下関係式を満たすことになる。

$$\begin{pmatrix} E' \\ P'_{\parallel} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} & - \\ - & \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ P_{\parallel} \end{pmatrix}$$

この関係式を用いて、ローレンツ変換に対する rapidity の変化は、

$$y' \equiv \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E' + P'_{\parallel}}{E' - P'_{\parallel}} \right)$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\left(\frac{E - P_{\parallel}}{E + P_{\parallel}} \right) + \left(\frac{P_{\parallel} - E}{P_{\parallel} + E} \right)}{\left(\frac{E - P_{\parallel}}{E + P_{\parallel}} \right) - \left(\frac{P_{\parallel} - E}{P_{\parallel} + E} \right)} \right) \\
&= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{(E + P_{\parallel})(1 + \beta)}{(E - P_{\parallel})(1 - \beta)} \right) \\
&= y + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) \\
&= y + \tanh^{-1} \beta
\end{aligned}$$

この様になり、大変扱いやすい量であることがわかる。

更に現象が超相対論的になり $P \gg m$ で表せる時には Pseudorapidity: で表せるようになる。

$$\begin{aligned}
&\equiv y \quad P \gg m \\
&= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + P_{\parallel}}{E - P_{\parallel}} \right) \\
&= -\frac{1}{2} \ln \left(\frac{P + P_{\parallel}}{P - P_{\parallel}} \right) \quad E = \sqrt{m^2 + P^2} \text{ かつ } P \gg m \text{ より} \\
&= -\frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \right) \\
&= -\frac{1}{2} \ln \left(\tan^2 \frac{\theta}{2} \right)
\end{aligned}$$

つまり、Pseudorapidity: は粒子の持つ運動量の方向と縦 (z) 方向の開き角 θ のみに依存する量となる。

ただし、は $P \gg m$ の関係が成り立つ場合のみでなく、粒子の種類が分らない時にもちいられる物理量である。

参考文献

- [1] S. Eidelman *et al.* [Particle Data Group], Phys. Lett. B **592**, 1 (2004).
(URL: <http://pdg.lbl.gov>)
- [2] J.Stachel, "Towards the Quark-Gluon-Plasma", Nucl.Phys.A654(1999)119
- [3] William R.Leo, "Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiment 2nd Edition", Springer-Verlag
- [4] B.Povh K.Rith C.Scholz F.Zetsche , 柴田利明 (訳), "素粒子・原子核物理入門"
- [5] KEK website , "http://www.kek.jp/kids/index.html"
- [6] PHOS User Manual , PHOS basics for users , Revision 2.1 , 4 January 2007
(<http://cern.ch/hmuller/PHOSdownloads/PHOS-User-Manual.pdf>)
- [7] RHIC website , "http://www.bnl.gov/RHIC/"
- [8] 宇田川眞行, 永井克彦, 星野公三 (編), "物理学基礎実験", 第二版、共立出版株式会社
- [9] 小寺平治, "ゼロから学ぶ統計解析"
- [10] 長谷川智子, "大型ハドロン加速器 LHC における超高エネルギー重イオン衝突物理"
- [11] 岩永義弘, "電子ビームを用いた ALICE 実験 PHOS 検出器の性能評価 "
- [12] 溝口謙太, "アバランシェ・フォトダイオード読み出しによる鉛タンゲステン酸結晶を用いた電磁カロリメータの性能評価"
- [13] 岡田裕介, "ALICE 実験 PHOS 検出器による π^0 検出効率"
- [14] 丸山 悠, "アバランシェ・フォトダイオードの低温領域における特性 "