

電子ビームを用いた  
ALICE 実験 PHOS 検出器の性能評価

広島大学理学部物理科学科  
クォーク物理学研究室

B034149 岩永 義弘

指導教官 杉立 徹 教授  
主査 杉立 徹 教授  
副査 岡本 宏己 教授

2007年2月

## 概要

2008年にCERN-LHC加速器で、核子対あたりの世界最高衝突エネルギー5.5TeVの鉛+鉛原子核衝突実験が計画されている。LHC加速器で行われるALICE ( *A Large Ion Collider Experiment* ) の測定器は、重イオン衝突に最適化されている。この実験の最重要課題は、ハドロン閉じ込めから開放されたパートンの性質と、カイラル対称性の回復の観点から物質の高温・高密度での詳細な性質を研究することである。

ALICE実験が備える電磁カロリメーターのひとつに光子を検出するPHOS ( *Photon Spectrometer* ) がある。PHOSは5基の同型モジュールから成り、計17,920個の高密度で透明な鉛タングステン酸単結晶とアバランシェフォトダイオードの検出素子で構成されている。

最初モジュール1基が既に製作され、その性能評価のために2006年の7月、8月にCERN-PSのT10ビームラインでテストビーム実験を行った。その中で運動量2GeV/cの電子ビームを当てたデータを用いてゲインのキャリブレーションを行い、図1に示すように3%以下のエネルギー分解能を得ることができた。

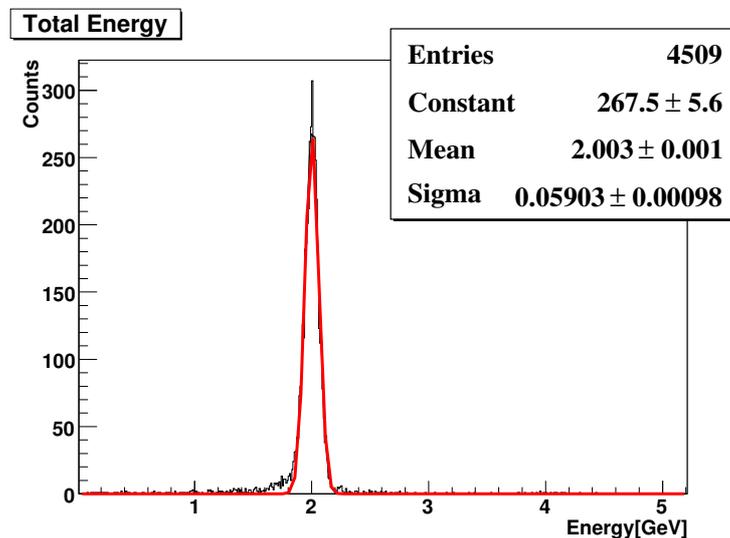


図1: 2GeV/cの電子ビームに対して測定されたエネルギー分布

# 目次

<b>第1章</b>	<b>導入</b>	<b>9</b>
1.1	実験の背景	9
1.1.1	量子色力学 (QCD)	9
1.1.2	クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)	10
1.1.3	LHC 加速器と ALICE 実験	12
1.2	本実験の目的	12
<b>第2章</b>	<b>電磁カロリメーターの原理と PHOS 検出器</b>	<b>14</b>
2.1	エネルギー損失	14
2.1.1	電離損失	15
2.1.2	制動放射	15
2.1.3	対生成	16
2.2	チェレンコフ放射	16
2.3	電磁シャワー	17
2.4	Photon Spectrometer (PHOS)	18
2.4.1	タングステン酸鉛結晶	18
<b>第3章</b>	<b>実験</b>	<b>22</b>
3.1	実験装置	22
3.1.1	CERN PS 加速器	22
3.1.2	実験装置の配置	23
3.1.3	読み出し系	23
3.2	実験内容	26
<b>第4章</b>	<b>解析</b>	<b>28</b>
4.1	解析に用いたデータ	28
4.2	利得の較正	29
4.3	利得の較正の回数の評価	43
4.4	利得の較正方法に対する評価	44

4.5	利得	45
4.6	バックグラウンドビームの除去とその評価	45
4.7	バックグラウンドの見積もり	47
4.8	エネルギー分解能	48
4.9	フィッティング範囲とエネルギー分解能の評価	48
<b>第5章</b>	<b>結果と考察</b>	<b>59</b>
5.1	利得の較正	59
5.2	利得	59
5.3	較正の回数とエネルギー分解能	59
5.4	バックグラウンドの除去方法によるエネルギー分解能と バックグラウンドの割合	64
5.5	エネルギー分解能のエネルギー依存性	66
5.6	検出されたエネルギー分布にみられるテイル	69
<b>第6章</b>	<b>結論</b>	<b>77</b>
<b>第7章</b>	<b>謝辞</b>	<b>78</b>

# 目次

1	2GeV/c の電子ビームに対して測定されたエネルギー分布	1
1.1	2つのクォーク間に働く相互作用: グルーオン同士の相互作用ができるので、クォークはグルーオンを様々なかたちで放出・吸収できる	10
1.2	結合定数のエネルギー依存性。[8] 白丸点が測定値、実線が QCD 計算によって求められた理論値を示す。測定値と理論値が一致していることが分かり、漸近的自由性が証明された。	11
1.3	クォークグルーオンプラズマ相への相転移: 高温・高密度の状態になるとハドロン相から QGP 相へ相転移することが予想されている。	11
2.1	ALICE 実験の検出器: PHOS 検出器は ALICE の検出器の底に配置される。	19
2.2	PbWO <sub>4</sub> 結晶: 密度が高く放射長、モリエール半径が短い	20
2.3	PbWO <sub>4</sub> 結晶の光生成量の温度依存性 [1]: 広い範囲で温度係数は -2 %/ という関係になっている	21
3.1	実験装置のセットアップ: 矢印はビームの向き	23
3.2	データの読み出し	24
3.3	読み出したデータのプロット	26
4.1	典型的な事象のデータ例	29
4.2	ペDESTALの揺らぎ: ペDESTALの最大値と最小値の差を全事象、全チャンネルで計算したもの。ペDESTALの値が 5 [ch] より揺らいでいるものは全体のわずか 1 %未満である。	31

4.3	チャンネル番号 0 から 11 の $ADC_{sum}$ のヒストグラム 1 : 横軸 $ADC_{sum}[ch]$ 、縦軸検出数である。どのチャンネルもおおよそ 300[ch] にピークが立っている . . . . .	32
4.4	チャンネル番号 12 から 23 の $ADC_{sum}$ のヒストグラム : 横軸 $ADC_{sum}[ch]$ 、縦軸検出数 . . . . .	33
4.5	チャンネル番号 24 から 35 の $ADC_{sum}$ のヒストグラム : 横軸 $ADC_{sum}[ch]$ 、縦軸検出数 . . . . .	34
4.6	チャンネル 0 から 11 のガウス関数によるフィッティング : 平均の値を得るため、ガウス関数によるフィッティングを中心値から $\pm 1.5\sigma$ の範囲で行った。チャンネル 8、9、10 に関しては、検出数が少ないため補正係数 $\alpha_1$ を計算する際にフィッティング結果を使用していない。 . . . . .	36
4.7	チャンネル 12 から 23 のガウス関数によるフィッティング : チャンネル 20、21 は検出数が少ないため補正係数を計算する際にフィッティング結果を使用していない . . . . .	37
4.8	チャンネル 24 から 35 のガウス関数によるフィッティング : チャンネル 24、26、29、31、32、33、35 については、検出数が少ないため補正係数を計算する際フィッティング結果を使用していない . . . . .	38
4.9	1 回目較正後の検出されたエネルギー分布 : ビームのエネルギーである 2 GeV 付近に分布が集中している . . . . .	39
4.10	チャンネル 0 から 11 の $E_{sum}$ のヒストグラム . . . . .	40
4.11	チャンネル 12 から 23 の $E_{sum}$ のヒストグラム . . . . .	41
4.12	チャンネル 24 から 35 の $E_{sum}$ のヒストグラム . . . . .	42
4.13	2 回の較正を行った後の検出されたエネルギー分布 . . . . .	43
4.14	較正による補正係数の収束 : 上から較正 1 回目、2 回目... の順になっており、1 に収束している様子が分かる。1 回目の補正係数のみ、2 回目以降の補正係数と比較しやすいように平均値で割っている . . . . .	50
4.15	較正による統計誤差の変化 : 上から較正 1 回目、2 回目... の順になっており、統計誤差は較正の回数で大きな変化はみられない . . . . .	51

4.16	較正の回数と補正係数のばらつき：赤...補正係数のRMS、 緑...補正係数の統計誤差の平均値。このグラフから4回の 較正で補正係数のばらつきは統計誤差程度になっているの で、4回の較正で十分であることが示されている . . . . .	52
4.17	較正方法確認の略図：利得の較正で補正係数 $\alpha_i$ を求めた。 そこに定数 $C_i$ をかけて故意に誤った補正をする。そこか ら再び較正を行う。 . . . . .	53
4.18	ビームが2つ同時にヒットした事象：このグラフ群は、PHOS の出力値をチャンネルの位置通りに並べたものである。ビー ムが2つ同時にヒットすることで、倍のエネルギーを検出 することになる . . . . .	54
4.19	ビームが読み出し領域の端を通過した事象：これはPHOS のデータをチャンネルの位置通りに並べたものである。読 み出し領域の端にヒットした場合、読み出されなかったエ ネルギー分だけ低いエネルギーが検出される . . . . .	55
4.20	最大のエネルギーを検出したチャンネルの行番号と2番目 に大きいエネルギーを検出したチャンネルの行番号の差を 横軸、エネルギーを縦軸で散布図にしたものをエントリー 数で色分けしたもの：横軸が0のとき、同じ行に位置し、 1のとき、隣の行にあることを意味している。横軸が1よ り大きい事象は解析に使用しない。 . . . . .	56
4.21	最大のエネルギーを検出したチャンネルの列番号と2番目 に大きいエネルギーを検出したチャンネルの列番号の差を 横軸、エネルギーを縦軸で散布図にしたものをエントリー 数で色分けしたもの：横軸が0のとき、同じ列に位置し、 1のとき、隣の列にあることを意味している。横軸が1よ り大きい事象は解析に使用しない。 . . . . .	57
4.22	カットによる検出効率の変化：黄色...double1、赤...double2、 緑...readout1、青...readout2 読み出し領域の端にビームが ヒットした事象を取り除くことで実際より低いエネルギー を検出した事象が少なくなる。また、ビームが2つ同時に ヒットした事象を除くことで、ビームのエネルギーより大 きなエネルギーを検出した事象が少なくなっている . . . . .	58

5.1	2 GeV のビームのデータを用いて 4 回の較正後を行った後の検出エネルギー分布：利得の較正によりチャンネル間の利得のばらつきが補正され、ピークが鋭くなっている。	61
5.2	2 GeV ビームで行った利得の較正の回数とエネルギー分解能の変化：較正により、エネルギー分解能が改善された。較正 2 回目以降は誤差の範囲で揺らいでいる。	63
5.3	エネルギー分解能のエネルギー依存性：エネルギーが高くなるほど分解能が向上している	66
5.4	1GeV のビームに対して検出されたエネルギー分布	67
5.5	2GeV のビームに対して検出されたエネルギー分布	67
5.6	4GeV のビームに対して検出されたエネルギー分布	68
5.7	5GeV のビームに対して検出されたエネルギー分布	68
5.8	2 GeV の $P_T$ の生成量を今回の実験で得たエネルギー分布と同じように振り分けた図：同じようなテイルが再現されている	70
5.9	5 GeV の $P_T$ に対して求めた生成量を振り分けた様子：実験では 2 GeV のビームだったが、ここでは全てのエネルギーが同じかたちの分布で検出されることを仮定している。	71
5.10	1GeV から 20GeV の $P_T$ 領域のものを足し合わせた図：これはテイルがあるときに観測されるパイ中間子の生成量スペクトラムである	72
5.11	2 GeV の $P_T$ に対して求めた生成量を正規分布で振り分けた図：理想的に正規分布で検出されるときとの比較するためにつくる	73
5.12	3 GeV の $P_T$ に対して求めた生成量を正規分布で振り分けた図	73
5.13	テイルがある場合とない場合のパイ中間子の生成スペクトラムを重ねて描いたもの：赤がテイルがあるときのスペクトラム、黒は正規分布で検出されることを想定したときのスペクトラムである	74
5.14	各 $P_T$ でテイルがある場合ときのパイ中間子の生成量をテイルがないときの生成量で割った図：テイルのありなしでフォトンの収量が約 0.6 % 程度変わる	75

5.15 重心系衝突エネルギー 5.5TeV での熱光子数の理論予想割合 [3] 全ての光子の数をバックグラウンド光子の数で割ったもの。熱光子は 10GeV までの領域でおおよそ 10 % である。 76

# 表目次

2.1	PHOS と PHENIX EMCal の比較 . . . . .	20
4.1	データのコンディション . . . . .	28
5.1	定数 $C_i$ と再較正による補正係数 $\beta_i$ . . . . .	60
5.2	利得 . . . . .	62
5.3	フィッティング範囲による $\chi^2/NDF$ とエネルギー分解能の 変化 . . . . .	64
5.4	2 GeV ビームでのバックグラウンドの除去方法に対する エネルギー分解能、フォアグラウンドとバックグラウンド の変化 . . . . .	64
5.5	4 GeV ビームでのバックグラウンドの除去方法に対する エネルギー分解能、フォアグラウンドとバックグラウンド の変化 . . . . .	65
5.6	5 GeV ビームでのバックグラウンドの除去方法に対する エネルギー分解能、フォアグラウンドとバックグラウンド の変化 . . . . .	65
5.7	1 GeV ビームでのバックグラウンドの除去方法に対する エネルギー分解能、フォアグラウンドとバックグラウンド の変化 . . . . .	65
5.8	エネルギー分解能のエネルギー依存性 . . . . .	66

# 第1章 導入

2007年から、CERN-LHC 加速器で世界最高の衝突エネルギー 14TeV の陽子+陽子衝突に引き続き、世界最高の衝突エネルギーとなる核子対あたり衝突エネルギー 5.5TeV の鉛+鉛原子核の衝突が計画されている。

この章では、ALICE 実験の研究対象である QGP や、その基礎となる QCD 理論について説明した後、本論文の目的を述べる。

## 1.1 実験の背景

### 1.1.1 量子色力学 (QCD)

物質を構成する基本的な粒子の研究は原子から原子核、原子核から陽子、中性子と進み、現段階において物質を構成する素粒子とされているのはクォークとレプトンである。自然界には電磁相互作用、強い相互作用、弱い相互作用、そして重力相互作用の4つの基本的相互作用がある。そのうちの強い相互作用はクォーク間に作用して原子核を構成する力を担っている。量子色力学 (QCD<sup>1</sup>) は強い相互作用を記述する理論である。QCD では、クォークはカラーとよばれる自由度を持っていて、グルーオンとよばれるゲージボソンを媒介粒子とし、相互にグルーオンを交換して絶え間なくカラーを変え続けることで互いに結び付いている。カラーを持ったクォークはハドロンに閉じ込められており、単独では取り出すことができない。図 1.1 は二つのクォーク間の相互作用を表したものである。媒介粒子であるグルーオンがカラーを持っていることで、グルーオン同士も強い相互作用をすることができる。よってクォークは図 1.1 の右辺で示すようにグルーオンをさまざまな形で放出・吸収できる。この過程の効果によって、QCD ではクォーク間の相互作用は遠距離で強く、近距離では弱い (漸近的自由性) という性質を持つ。この漸近的自由性は 1973 年

---

<sup>1</sup>Quantum Chromo Dynamics

D.J.Politzer、H.D.Gross、F.Wilczek<sup>2</sup>によって証明された。図 1.2 は QCD の結合定数のエネルギー依存性のグラフである。クォークとグルーオン間の有効結合定数（ラグランジアン<sup>1</sup>の結合定数に量子効果を取り込んだもの）が、高エネルギー領域において対数的に弱くなり、クォークとグルーオンを結び付けている力が弱くなることが示されている。QCD は、十分な高温・高エネルギー密度状態においては、クォークとグルーオンは核子による束縛から解放され、自由に飛び回る状態へ相転移が起これると予想されている。

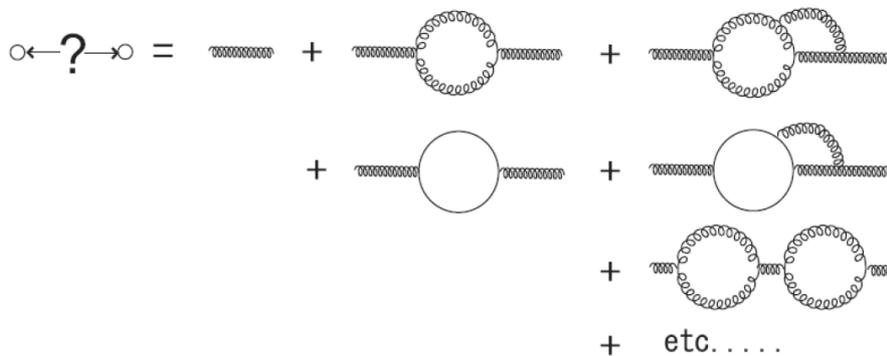


図 1.1: 2つのクォーク間に働く相互作用:グルーオン同士の相互作用ができるので、クォークはグルーオンを様々なかたちで放出・吸収できる

### 1.1.2 クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)

QCD が持つ漸近的自由性の性質から、通常の物質相 (ハドロン相) は、非常に高温・高密度の状態になると閉じ込めから解放され、クォークとグルーオンが自由に飛び回る新しい物質相に相転移することが予想されている。この新しい物質相をクォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) という。(図 1.3 はその概念図) QGP 相が自然に存在できる(した)とされる領域はビッグバン直後 10 マイクロ秒以内の初期宇宙や中性子星内部である。現在地球上で QGP を生成するための唯一の手段は、原子核を光速近くまで加速し、衝突させる高エネルギー重イオン衝突実験であると考え

<sup>2</sup>2004 年ノーベル物理学賞受賞

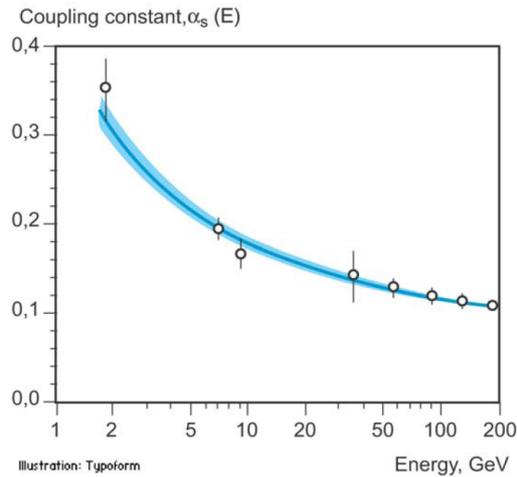


図 1.2: 結合定数のエネルギー依存性。[8] 白丸点が測定値、実線が QCD 計算によって求められた理論値を示す。測定値と理論値が一致していることが分かり、漸近的自由性が証明された。

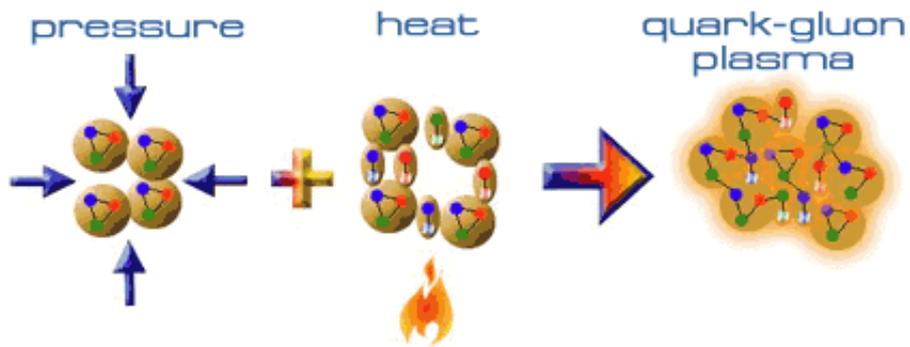


図 1.3: クォークグルーオンプラズマ相への相転移：高温・高密度の状態になるとハドロン相から QGP 相へ相転移することが予想されている。

られている。LHCでは高エネルギー、高密度状態すなわち高温状態においてQGPを生成させようとしている。

### 1.1.3 LHC加速器とALICE実験

CERNは、大型電子陽電子衝突加速器（通称LEP加速器）による電子+陽電子衝突実験のプログラムを終了し、その周長26.66kmのLEP加速器トンネルに新たな大型ハドロン衝突型加速器（通称LHC）を建設している。LHC加速器は重心系衝突エネルギー14TeVの陽子+陽子衝突のみならず、核子対あたり衝突エネルギー5.5TeVの鉛+鉛原子核衝突も可能にする。従来までの最高エネルギーを誇る米国フェルミ加速器研究所テバトロン加速器の陽子+反陽子衝突エネルギー1.8TeV、米国ブルックヘブン研究所RHIC加速器の金+金原子核衝突の核子対あたりの衝突エネルギー200GeVのどちらをもはるかに凌ぐ加速器となる。LHC加速器にはALICE、ATLAS、CMS、LHC-bの4つ実験課題が承認され、加速器の建設と並行して測定器の建設が進められている。

4実験課題の中で、ALICE実験のみが鉛+鉛原子核衝突による現象を主題として取り組む装置であり、クォーク物理学の発展を負託されている。LHC加速器では、RHIC加速器の28倍高い衝突エネルギーを供給することで、より理想的な高温・高エネルギー密度のクォーク物質を長時間形成することができ、クォーク・グルーオン・プラズマ相で引き起こされる現象を明確に調べることができる。ALICE実験は、新たな物質相の物性を定量的に解明するために不可欠であり、その研究成果は非摂動論的クォーク力学の理論的アプローチに指針を与え、宇宙誕生直後、わずか10万分の1秒後の極初期宇宙に起こった時空発展の力学を解き明かす有力な手がかりとなる。

## 1.2 本実験の目的

ALICE実験における鉛原子核同士を中心衝突では膨大な数の粒子が生成されることが予想されている。重イオン衝突実験において、光子は最も積極的に測定される対象のひとつである。高エネルギーの重イオン同士が衝突すると、高温高密度の物質相が形成される。衝突により発生した光子は、衝突後（数fm/c）の系において支配的な強い相互作用の影響を受けることなく検出器に到達するため、衝突初期の情報を保持してい

る。故に、この光子を測定できれば衝突の初期状態や形成された熱相の内部構造を知ることができる。特に、熱相内部のクォークやグルーオンが直接放出する光子は、クォーク・グルーオン・プラズマ相の生成を示す最も有望な信号のひとつで、系の温度を知ることができると考えられている。

高エネルギー原子核衝突実験において、光子や電子のエネルギーを測定する際、電磁カロリメータを使用する。ALICE 実験のような粒子密度の高い環境下において、より正確に光子や電子のエネルギーを測定するには検出器に高いエネルギー分解能と位置分解能が要求される。

ALICE が備える電磁カロリメータとして PHOS 検出器がある。PHOS は5基の同型モジュールから成り、計 17,920 個の鉛タングステン酸単結晶とアバランシェフォトダイオードの検出素子で構成されている。PHOS 検出器については第2章 2.4 節で詳しく説明する。

既に、PHOS 検出器 5 つモジュールうちの最初の 1 つが完成しており、今回、初めてその性能評価を電子ビームを用いて行う。同時に、エネルギーの較正をはじめとする PHOS 検出器を用いた解析法を確立し、PHOS 検出器の性能を評価する。

## 第2章 電磁カロリメーターの原理とPHOS検出器

粒子のエネルギーを測定するという事は、粒子が検出器を構成する物質と相互作用し、その結果検出器に落としたエネルギーを何らかの形で取り出すことである。したがって、粒子と物質の相互作用によって生じる現象を理解する必要がある。

この章では、最初に粒子と物質の相互作用および検出器について述べる。なお、電磁カロリメータの原理ではないが、今回の実験で電子の識別のために使用したガス・チェレンコフ計数器の原理となる、チェレンコフ放射についてもここで説明しておく。その後、今回の実験で使用したPHOS検出器の説明をする。

### 2.1 エネルギー損失

粒子が物質中を通過するとき、物質内での相互作用によりエネルギーを損失する。普通、粒子が距離  $dx$  だけ進んだとき失うエネルギーを  $dE$  として、 $dE/dx$  で単位長さあたりのエネルギー損失を表す。また、この量は粒子が物質に与えるエネルギーという意味で、エネルギー付与と呼ばれることもある。

エネルギー損失の過程は、粒子の種類やエネルギーによって様々であるが、本実験で着目する数 GeV のエネルギー領域で主要な過程についてのみ説明する。荷電粒子の場合は、電離損失及び制動放射が主な損失過程である。また、光子の場合は光電効果や電子陽電子の対生成、コンプトン散乱やレーリー散乱などによってエネルギーを失う。以下、カロリメータの中で主要な反応である電離損失、制動放射、対生成について説明する。

### 2.1.1 電離損失

荷電粒子は、物質を通過する際に物質を構成する原子中の電子が荷電粒子からエネルギーを受け取る。受け取ったエネルギーが電子の束縛エネルギーより大きければ、電子が原子から弾き飛ばされてイオン化し、受け取るエネルギーが小さければ原子は励起状態になる。この反応の繰り返しで荷電粒子はエネルギーを失う。この過程を電離損失という。単位長さあたりに失う平均のエネルギーは、次のベーテ・ブロッホの式で与えられる。

$$-\frac{dE}{dx} = nZz^2 \frac{4\pi\alpha^2(\hbar c)^2}{m_e c^2 \beta^2} \left( \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 \right) \quad (2.1)$$

- $n$  : 物質の密度 [ $cm^3$ ]
- $Z$  : 物質を構成する原子の原子番号
- $m_e$  : 電子の静止質量
- $c$  : 光速
- $\beta$  : 荷電粒子の速度を光速で割ったもの
- $z$  : 荷電粒子の電荷
- $e$  : 電子の電荷量
- $I$  : 物質原子の平均電離ポテンシャル

$I$ は物質ごとに測定値から求められる量であり、 $Z > 1$ の場合、 $I = 16Z^{0.9}[eV]$ という関係がある。この式によれば、電離損失の大きさは相対論的な領域ではほぼ一定だが、非相対論的な領域では速度が小さくなるにつれて大きくなる。

### 2.1.2 制動放射

電子や陽電子のような質量の小さい荷電粒子の場合、制動放射によるエネルギー損失が大きな役割をもつ。荷電粒子は、原子核のクーロン場で制動を受けることにより電磁波（光子）を放出する。この現象を制動放射という。制動放射の断面積は、 $\sigma \propto \frac{Z^2 \alpha^3}{m^2 c^4}$ である。このため、質量の

## 第2章 電磁カロリメーターの原理と PHOS 検出器

大きな粒子では制動放射はほとんど無視できるが、電子・陽電子はその小さい質量のために制動放射によるエネルギー損失が大きい。入射荷電粒子のエネルギーが制動放射によって失われ、はじめの  $1/e$  倍（約 36.8 %）のエネルギーになるまでの距離を放射長と呼ぶ。放射長  $X_0$  は、次の近似式がよく使われる。

$$X_0 = \frac{716.4}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})} \quad (2.2)$$

ここで、 $A$  は原子の質量、 $Z$  は原子番号である。

粒子のエネルギーが高くなるほど電離損失は小さくなり、相対論的領域ではほぼ一定になるのに対して、制動放射による損失は粒子のエネルギーと共に大きくなるので、あるエネルギーで電離損失と制動放射による損失が等しくなる。このエネルギーを臨界エネルギーといい、通過する標的物質の原子番号にほぼ反比例する。光速に近い荷電粒子の場合には、チェレンコフ放射によってエネルギーを損失するが、その量は電離損失に比べてはるかに小さい。

### 2.1.3 対生成

光子の反応の 1 つに、光子が電子と陽電子の対に変換される対生成がある。この反応はエネルギーと運動量の保存則によって真空中では禁止されるが、原子核のクーロン場のおかげで可能になる。光子のエネルギーが電子と陽電子の質量の和である  $2m_e c^2$  を超えると対生成ができるようになる。対生成の反応断面積は次式で表される。

$$\sigma_{pair} = 4\alpha r_e^2 \frac{7}{9} Z^2 \ln \frac{187}{Z^{1/3}} = -\frac{7}{9} \frac{A}{N_A} \frac{1}{X_0} \quad (2.3)$$

この反応により、光子のエネルギーが電子と陽電子に分割される。

## 2.2 チェレンコフ放射

荷電を帯びた粒子が屈折率  $n$  の物質を通過するとき、荷電粒子の速さがその物質内での光の速さ  $c/n$  を超えるとき、光が放射される。これは、物質中の原子が通過した粒子の電荷と電磁相互作用することによって分極し、通過後に分極が解かれて、元の状態に戻るときに光（電磁波）を

放射するために起こる。これをチェレンコフ放射という。運動量が同じ場合、質量の大きな粒子の速度は遅く、電子のような軽い粒子は速い。従って、電子は他の粒子に比べてチェレンコフ放射をしやすい。そこで、今回の実験では、同じ運動量を持った荷電粒子の中から電子を識別するためにガス・チェレンコフ計数器を使用している。

### 2.3 電磁シャワー

電子が物質に入射されると、その制動放射によって放出された高エネルギーの光子が、対生成により高エネルギーの電子・陽電子対に変換される。この電子・陽電子が制動放射に十分なエネルギーを持っている場合、電子・陽電子それぞれが制動放射で光子を放出する。この光子が再び電子・陽電子の対を生成し、というように、制動放射と対生成が繰り返され、電子・陽電子と光子がネズミ算式に生成されていく。しかし、光子のエネルギーは生成する電子・陽電子に分配されるので、ある地点で電子や光子のエネルギーが臨界エネルギーより小さくなり、電離損失によるエネルギー損失が制動放射による損失を上回るようになる。その結果、制動放射が止まり、それによって発生する光子と、その光子から起こる対生成も止まることになり、粒子の増殖が止まり、その後粒子の数は減っていく。

同じく、入射粒子が光子の場合でも、物質に約1放射長進んだところで対生成が起こり同様に電磁シャワーが形成される。ただ、電磁シャワーにより形成される粒子の数が最大になる位置は最初の対生成が生じるまでの長さの分、後方へずれる。

また、電磁シャワーで発生した電子が多重散乱を行うことにより、電磁シャワーは入射方向に対して横の広がりを持つ。入射方向に1放射長入った所での電磁シャワーの横方向への広がり、モリエール半径という。モリエール半径  $R_M$  は、次式で定義される。

$$R_M \equiv \frac{E_s}{E_c} X_0 \quad (2.4)$$

ここで、 $E_c$  は臨界エネルギー、 $E_s$  はスケールエネルギーと呼ばれる量でその値は  $m_e c^2 \sqrt{4\pi/\alpha} = 21.2052 \text{ MeV}$  である。一般的に、 $3R_M$  以内には、電磁シャワーの全エネルギーの99%以上が含まれるとされる。

以上のようにして、電子や光子は物質中でシャワーを起こし、エネルギーを失う。物質の中で電磁シャワーの発達が始まり、持っていたエネルギーを全て失った場合、生成される電子・陽電子による電離、励起エネルギーの総量は平均的に入射粒子のエネルギーに比例する。従って、電磁シャワーを全て閉じ込めることができる大きさをもつ物質を用いて、その電離量、シンチレーション光を測れば、入射粒子の全エネルギーが測定できる。このような原理に基づく検出器が電磁カロリメータである。今回の実験で性能評価の対象になるのが、2.4で説明する電磁カロリメータ、PHOS 検出器である。

### 2.4 Photon Spectrometer ( PHOS )

PHOS 検出器は、新しく開発されたタングステン酸鉛結晶とアバランシェ・フォトダイオードからなる合計 17,920 個の検出素子を、5 基の同型モジュールに分散して構成された電磁カロリメータである。1つのモジュールは 3,584 個の検出素子を 64 行 56 列に配列している。ALICE 実験装置を図 2.1 に示す。PHOS 検出器はビームラインの中心から 4.6m 離れた、ALICE の検出器の中で底の位置に設置され、擬ラピディティ  $|\eta| < 0.12$  の範囲をカバーし、5 モジュールで  $\phi$  方向 100° をカバーする。擬ラピディティとは、粒子の縦方向と横方向の運動を分離して記述するのに便利な量で、粒子のエネルギーを  $E$ 、発生角度 (天頂角) を  $\theta$  とおくと次の式で表される。

$$\eta = \frac{1}{2} \left( \frac{E + E \cos \theta}{E - E \cos \theta} \right) = -\ln \left[ \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (2.5)$$

以下、PHOS の性能を特徴づけるタングステン酸鉛結晶について説明する。

#### 2.4.1 タングステン酸鉛結晶

PHOS 検出器は、無機シンチレーション素材であるタングステン酸鉛結晶  $\text{PbWO}_4$  (以下 PWO) を使用している。

## 第2章 電磁カロリメーターの原理と PHOS 検出器

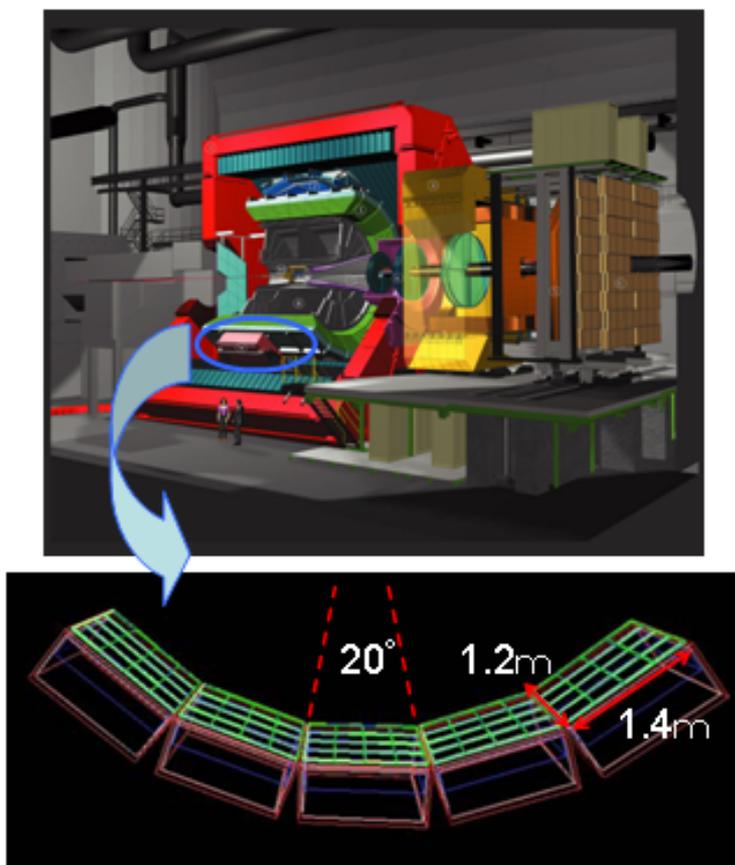


図 2.1: ALICE 実験の検出器 : PHOS 検出器は ALICE の検出器の底に配置される。

PWO 結晶は、鉛とタングステンの酸化物結晶で、比重は  $8.3\text{g/cm}^3$  と重く、放射長が  $0.98\text{cm}$  と短い。そのためビーム入射方向の長さを短くでき、電磁カロリメーターをコンパクトにすることができる。

同時に、モリエール半径も  $2.0\text{cm}$  と短いので、ビーム入射方向に対して垂直方向のサイズを小さくでき、粒子の位置分解能を追求する GeV 領域の電磁カロリメーター素材として優れている。

この2つの優れた性能により、検出器に使用される結晶1つのサイズは  $22\text{mm} \times 22\text{mm} \times 180\text{mm}$  と非常に小さい。ブルックヘブン研究所 RHIC 加速器で行われている PHENIX 実験の電磁カロリメーターに使用されている PbSc、PbI と、この PWO の比較を表 2.1 に示す。

## 第2章 電磁カロリメーターの原理と PHOS 検出器

表 2.1: PHOS と PHENIX EMCAL の比較

	PbWO <sub>4</sub>	PbSc	PbGl
放射長 $X_0$ [mm]	8.9	21	29
モリエール半径 $R_M$ [mm]	20	30	37
1 チャンネルの長さ [mm]	180	375	400
1 チャンネルの断面積 [ $mm^2$ ]	22 × 22	52.5 × 52.5	40 × 40

ただし、蛍光の発光量は他の電磁カロリメータに使用される素材に対して少なく、蛍光の読み出し方法に工夫が必要である。図 2.3 に PWO の蛍光量温度特性を示す。PWO の発光量は温度に強く依存しており、1 下がると 2 % 増加する。そこで、PHOS は - 25 で使用される。温度変化による光量のばらつきを防ぐため、温度安定コンテナシステムにより、 $\pm 0.1$  の精度で一定に保たれる。

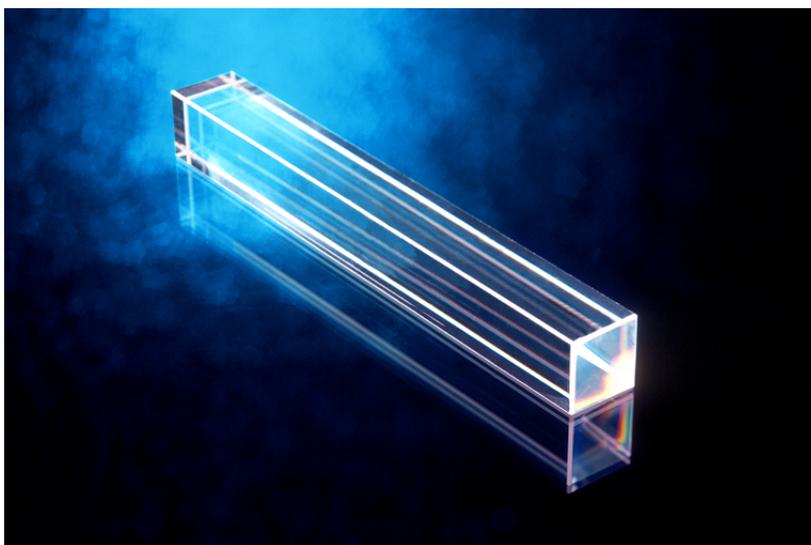


図 2.2: PbWO<sub>4</sub> 結晶：密度が高く放射長、モリエール半径が短い

## 第2章 電磁カロリメーターの原理と PHOS 検出器

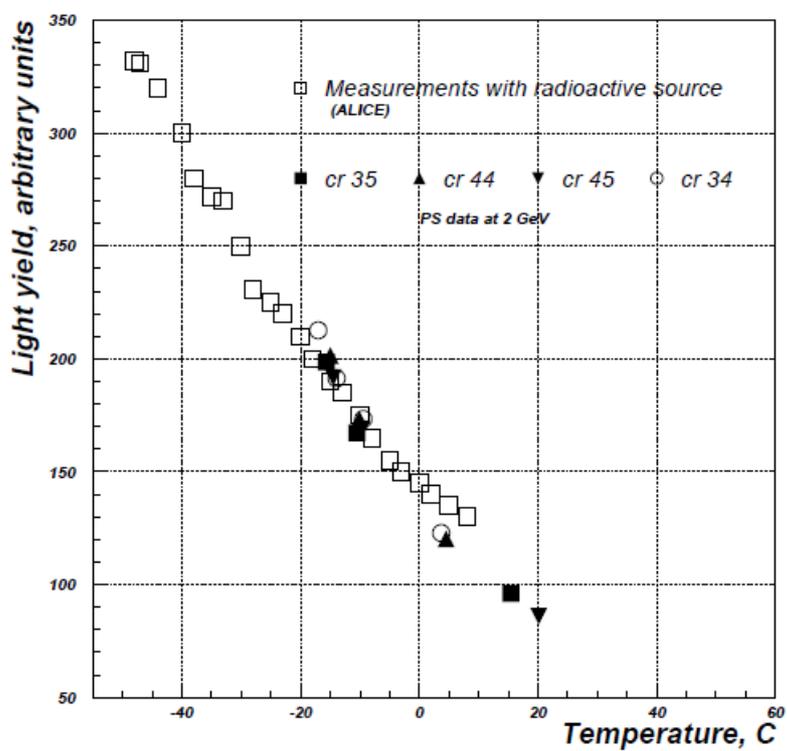


図 2.3: PbWO<sub>4</sub> 結晶の光生成量の温度依存性 [1]: 広い範囲で温度係数は -2 %/°C という関係になっている

## 第3章 実験

### 3.1 実験装置

本章では、実験で使用した CERN PS 加速器を簡単に紹介し、実験で使  
用したビームができるまでを説明する。具体的な測定機器の配置とデー  
タの読み出し方法について述べる。

#### 3.1.1 CERN PS 加速器

今回の実験では、CERN の PS 加速器 ( Proton Synchrotron ) の T-10 ビー  
ムラインを使用した。PS 加速器は、1959 年に最高エネルギー 28GeV の  
陽子加速器として建設され、その陽子ビームは様々な実験に用いられて  
きた。その後、ISR<sup>1</sup> や SPS<sup>2</sup> の前段加速器 ( Booster ) としても利用され、  
LHC 加速器でも同様に利用されるようになっている。

PS 加速器で加速した陽子ビームを固定標的に衝突させ、発生した二次  
粒子をビームラインに輸送して実験に用いる。その二次粒子のうち、負  
の電荷を持った粒子が電場で加速され、ビームライン内に運ばれる。ま  
た、そのビームは 0.5GeV から 7GeV のエネルギー領域を持っているが、  
DC セパレータによって、ある運動量のビームが選り出される。DC セパ  
レータとは、磁場と電場を垂直にかけ、磁場と電場の大きさを調整する  
ことで、ローレンツ力とクーロン力のつり合った粒子 ( 直進する粒子 ) の  
運動量を選び、取り出すことができる装置である。負の電荷のみに仕分  
けされた取り出しビーム内には、主に  $\pi^-$  中間子、K<sup>-</sup> 中間子、反陽子、電  
子などが存在するため、実験用途に応じてビームを識別して用いる必要  
が生じる。本研究では、2 GeV の電子ビームを用いたが、取り出した  
ビームの中で電子を選び出す方法については、次節の 3.1.2 で説明する。

---

<sup>1</sup>Intersecting Storage Rings の略称。世界最初のハドロン衝突実験が行われた。

<sup>2</sup>Super Proton Synchrotron の略称。400GeV の陽子ビームを供給する。

### 3.1.2 実験装置の配置

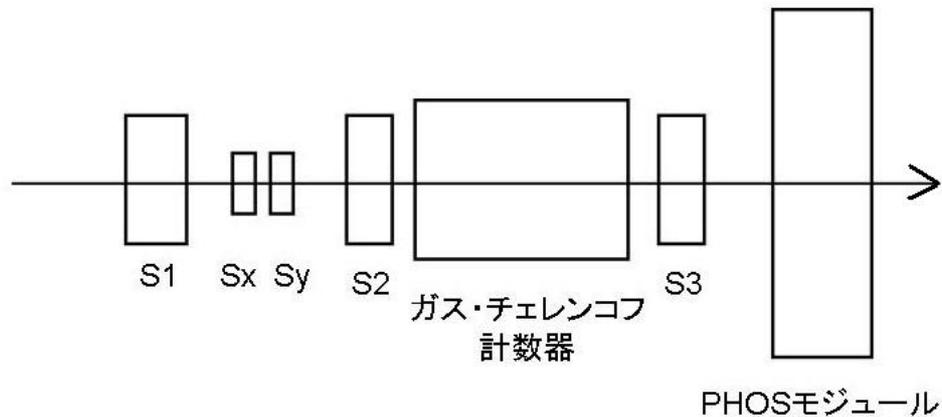


図 3.1: 実験装置のセットアップ：矢印はビームの向き

図 3.1 に実験装置の配置を示す。ビーム上流から、順にシンチレーター S1、Sx、Sy、S2、S3 を配置し、S2 と S3 の間にガス・チェレンコフ・カウンターを置いた。

シンチレーターは、ビームが通過したときにシンチレーション光を発生し、それぞれ独立にフォトマルチプライヤーで電気信号に変換される。これらはすべて、ビームが通過したタイミングの情報として取り出される。

ガス・チェレンコフ・カウンターは、電子を識別するためのもので、これもシンチレーターと同様にタイミングの情報として取り出す。原理は 16 ページの 2.2 で説明した。

電子ビームが通過した合図は、S2、S3、ガス・チェレンコフ計数器を同期させ、3 つが同時に信号が出たときにのみ、トリガー信号を送信するようにした。

### 3.1.3 読み出し系

図 3.2 に読み出しの流れを示す。以下順を追ってデータの読み出し方を説明する。

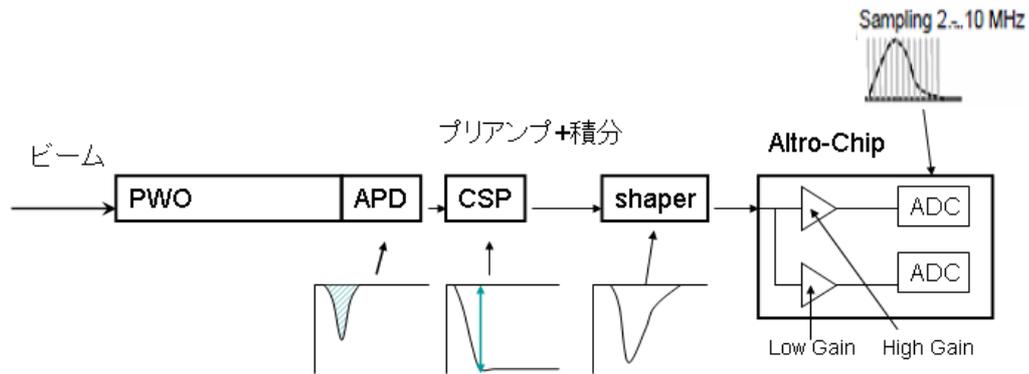


図 3.2: データの読み出し

### タングステン酸鉛結晶部 (PWO)

まず、ビームはPWO内で電磁シャワーを起こし、エネルギーを落とす。落としたエネルギーはPWO内で最終的に光子に変換され、アバランシェ・フォトダイオード (APD) に入る。

### アバランシェ・フォトダイオード部 (APD)

APDに入った光子は、光電面で光電効果を起こし電子に変換される。発生した電子は、空乏層で電子(キャリア)-正孔の対生成を行う。空乏層で生成された電子の数は、APD内の高い電圧勾配領域で加速され、電子なだれ(アバランシェ)を起こして増倍し、電気信号として次のチャージ・センシティブ・プリアンプ(CSP)に到達する。このとき、増倍率は空乏層で生成されたキャリアの数に比例する。

### チャージ・センシティブ・プリアンプ部 (CSP)

CSPは主に積分回路としての役割がある。図のAPD出力後波形のうち、斜線で示した部分を積分する。立ち上がり時間は15~20nsであり、時定数100 $\mu$ sの負還ループにより減衰する。

### シェイパー部 (shaper)

CSPの次は、積分された信号情報から時間及び波高情報を引き出しやすくするため、シェイパーを使って正規分布に近い波形に整形する。具体的には、まず微分回路により、CSP出力で信号量の変化がなくなった時間を検出して、それ以降の信号を2次ベッセルフィルタを通して減衰させ、再び積分して元に戻すものである。この整形された信号は、最後にアルトロ・チップに向かう。

### アルトロ・チップ部 (Altro-Chip)

アルトロ・チップでは、広いエネルギー領域で測定ができるように、まず信号は高利得と低利得の2系統の出力に分岐する。2つの利得比は16倍に設定し、高利得側は5 MeVから5 GeV、低利得側は80MeVから80GeVのそれぞれ3桁のエネルギー領域をカバーする。それぞれの信号は、独立なADC(数値化回路)によって100ナノ秒に1回の速さでサンプリングされる。その後デジタル処理部で波高値と時間を計算し、データ蓄積メモリに蓄えられる。

### トリガーとデータ収集

データ収集は、以下のように行う。APD出力の信号を分岐し、近接する4個の検出素子(2×2)のアナログ和信号を形成させる。このアナログ和信号はTRU(トリガー・リージョン・ユニット)へ送信され、8 bitの数値化素子でレベル0およびレベル2のトリガー信号を形成し、トリガー機能を中枢する判定機構に送信される。事象毎にデータ収集を行うか否かの判断を中枢判定機構で行い、データ記録の必要があると判断されたら、アルトロ素子のメモリに一時的に蓄えられた波高と時間情報をデータ収集ユニットに送信する。

図3.3は、PHOS検出器から読み出した数値をプロットしたもので、横軸が時間、縦軸が出力値である。数値化回路のサンプリング周期である100ns刻みにプロットしている。信号の立ち上がり始めから遡って1200ナノ秒前の分まで記憶しておくことで、最初の12点に数値化回路のペデ

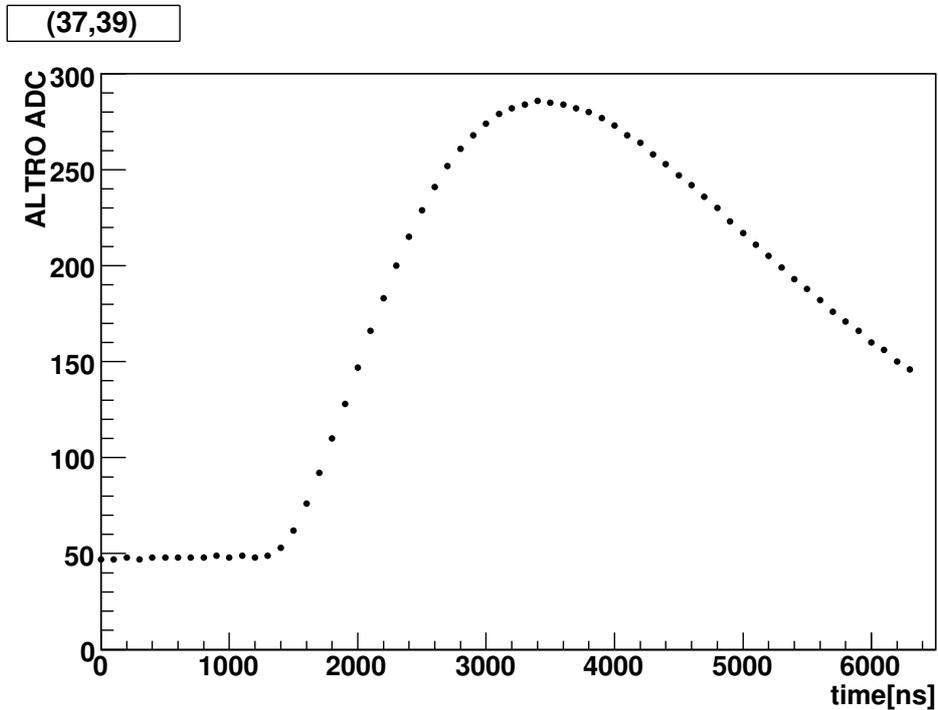


図 3.3: 読み出したデータのプロット

最初の 12 点は数値化回路のペDESTAL 値で、ピーク の値とこのペDESTAL 値を引いた値がそのチャンネルで検出したエネルギーに対応する量となる。

スタル値を記録するように設計している。従って、このグラフのピーク の値とペDESTAL の平均値を引いた値がそのチャンネルで検出したエネルギーに比例する値となる。

## 3.2 実験内容

実験は、以下のビームで行った。温度はすべて -17 である。

- 2 GeV の電子
- 5 GeV の電子
- 4 GeV の電子

- 1 GeV の電子
- 5 GeV の  $\pi^-$  中間子

## 第4章 解析

この章では、今回の実験で得られたデータの解析に焦点をあてる。最初に解析を行ったデータの種類とそのコンディションについて述べる。

具体的な解析内容については、まず、利得の較正の方法について説明をする。続いて較正によって得られる、PWO から数値化装置までの利得について説明していく。その次に、事象の選択方法と、それが結果に与える効果について評価する方法を述べる。そして最後にエネルギー分解能の導出について話をする。

### 4.1 解析に用いたデータ

解析に用いたデータのコンディションを表 4.1 にまとめた。ビームは細く収束されており、PHOS の全チャンネルに満遍なくビームが当たるわけではない。従って、読み出し処理の高速化のために、ビームを当てる場所以外の読み出しは行っていない。表中の読み出し行、列とは、64 行 56 列に配列された検出素子のうちのどの部分を読み出したかを記載している。行は上から下に向かって数え、列は左から右に数える。

それから、本番は - 25 で実験が行われるが、今回のテスト実験では、CERN の停電等の理由で、- 17 で実験を行った。

表 4.1: データのコンディション

RUN 番号	ビーム粒子	ビームの運動量	読み出し行、列	温度 [ ]
3494	電子	2 GeV	34-39、38-43	-17
3743	電子	4 GeV	21-27、35-41	-17
3745	電子	5 GeV	21-27、35-41	-17
3752	電子	1 GeV	21-27、35-41	-17

## 4.2 利得の較正

事前に各チャンネルの利得が同じ値になるように調整をしているが、細かい利得のばらつきは残っている。そのばらつきのために、PHOS 検出器の出力値を単純に足し合わせただけでは正確なエネルギー値が得られない。従って、ゲインの較正は、ALICE 実験において PHOS 検出器を用いてエネルギーを精密に測定するために必要不可欠である。また、利得の較正によって、PWO から数値化回路までの利得を求めることができる。利得については本章の 4.5 節で述べる。

利得の較正は複数回行うことで、その精度を上げていく。一回の較正につき、1 個の補正係数  $\alpha$  が求まる。 $N$  回目の較正で得られた補正係数を  $\alpha_N$  とするならば、測定値 ADC とエネルギー  $E$  は補正係数で次のように結ばれる。

$$E = \alpha_1 \times \alpha_2 \times \dots \times \alpha_N \times ADC \quad (4.1)$$

### 1 回目の較正

2 GeV の電子ビームの利得の較正について説明していく。典型的な事象のデータの例として、図 4.1 を使って説明する。

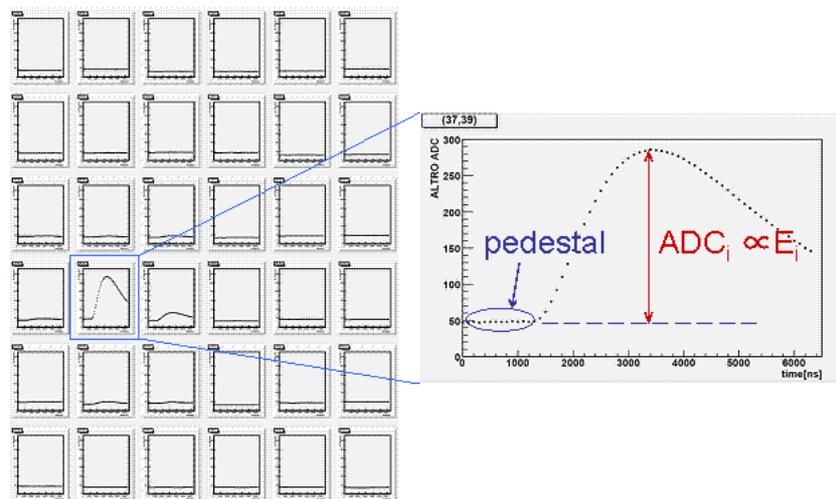


図 4.1: 典型的な事象のデータ例

図4.1の左側のプロット群は、ある1事象に対するPHOS検出器の出力を、チャンネルの位置どおりに並べたものである。エネルギーを検出していないチャンネルはペDESTALを取り続けている。この読み出しエリアの中で、ビームが通過したと思われる37行、39列目にあるチャンネル14のグラフを拡大したのが右の図である。

左側の図で、チャンネル14の周囲にも緩やかな立ち上がりが見られるように、ビームは一般的に複数のチャンネル（検出素子）に跨ってエネルギーを落としている。

チャンネル番号を*i*とし、まずはピーク値とペDESTALの平均値との差 $ADC_i$ を各チャンネルで計算し、その全チャンネル分の総和

$$ADC_{sum} = \sum_i ADC_i \quad (4.2)$$

を求める。この総和 $ADC_{sum}$ は、1事象に検出したビームのエネルギーに対応する量になる。ここで、図4.2に示すように、ペDESTALの値には揺らぎがあるため、ピーク値ペDESTALの平均値が5[ch]以上のときに足し合わせるようにした。 $ADC_i$ が最大だったチャンネル（ $i_{max}$ とする。この事象の場合はチャンネル14）から検出されたとみなす。この $i_{max}$ と $ADC_{sum}$ を1事象につき1ペアづつ、全事象にわたって求める。

次に、検出された $ADC_{sum}$ の平均の値をそれぞれのチャンネルで求める。そのために、まず図4.3~4.5のような $ADC_{sum}$ のヒストグラムを、読み出しを行った全チャンネルで独立に作る。

それぞれのヒストグラムに対して、 $ADC_{sum}$ が正規分布であることを仮定し、ガウス関数

$$f(x) = p_0 \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{x - p_1}{p_2} \right)^2 \right]$$

でフィッティングを行う。ここで、 $p_0$ 、 $p_1$ 、 $p_2$ はフィッティングパラメータである。図4.6~4.8は図4.3~4.5にガウス関数をフィッティングしたときの図である。このとき、一度250[ch]から330[ch]の範囲でガウス関数でフィッティングを行い、フィッティングパラメータを得る。そのガウス関数の中心値から $\pm 1.5\sigma$ の範囲でもう一度ガウス関数でフィッティングすることで、より正確に平均値を得ることができるようにした。フィッティングにより得られたガウス関数のパラメータのうち、中心値 $p_1$ がそのチャンネルで出力された $ADC_{sum}$ の平均値となる。ただし、40事象以下しか検出していないチャンネルについては、統計誤差が大きく、また、フィッ

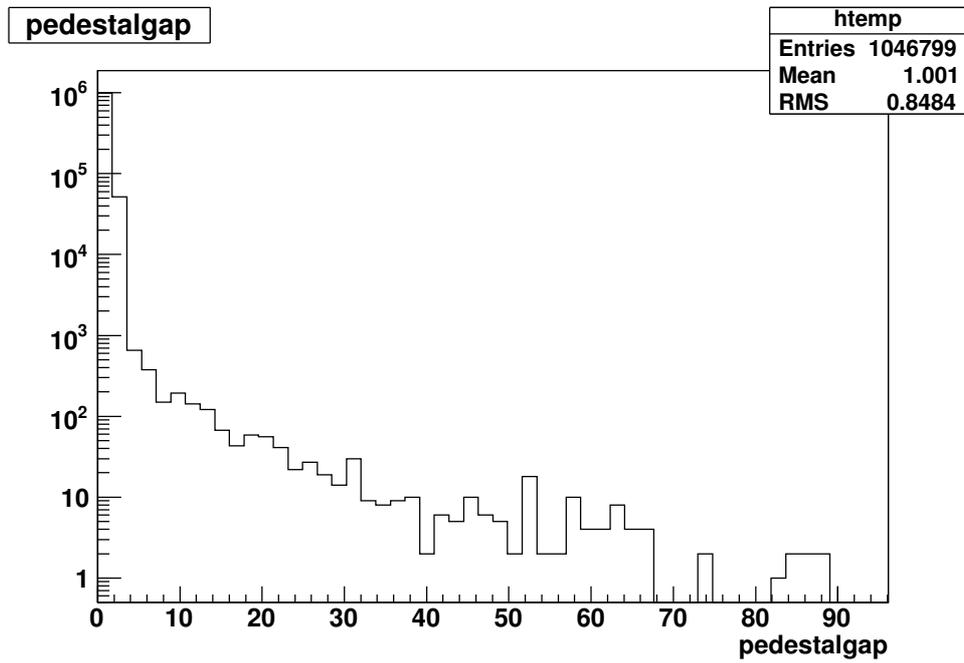


図 4.2: ペDESTALの揺らぎ: ペDESTALの最大値と最小値の差を全事象、全チャンネルで計算したもの。ペDESTALの値が5 [ch]より揺らいでいるものは全体のわずか1%未満である。

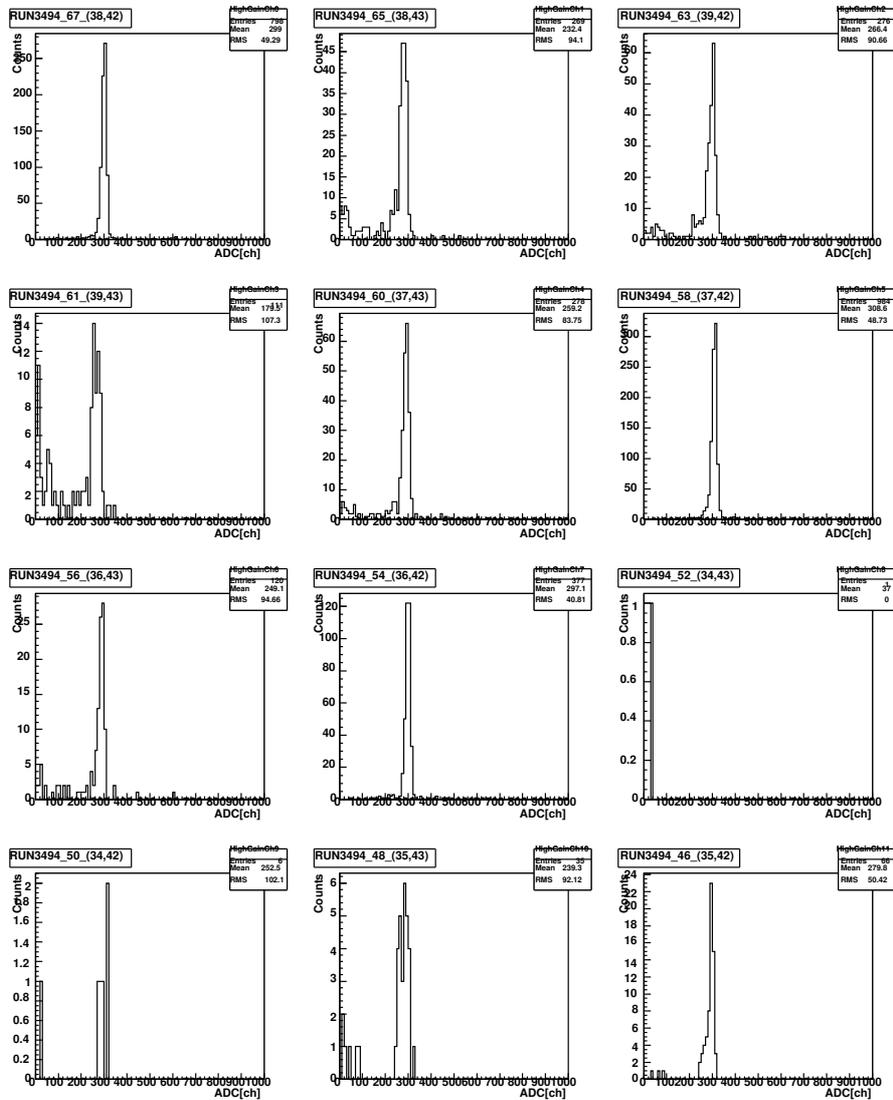


図 4.3: チャンネル番号 0 から 11 の  $ADC_{sum}$  のヒストグラム 1: 横軸  $ADC_{sum}[ch]$ 、縦軸検出数である。どのチャンネルもおよそ 300[ch] にピークが立っている

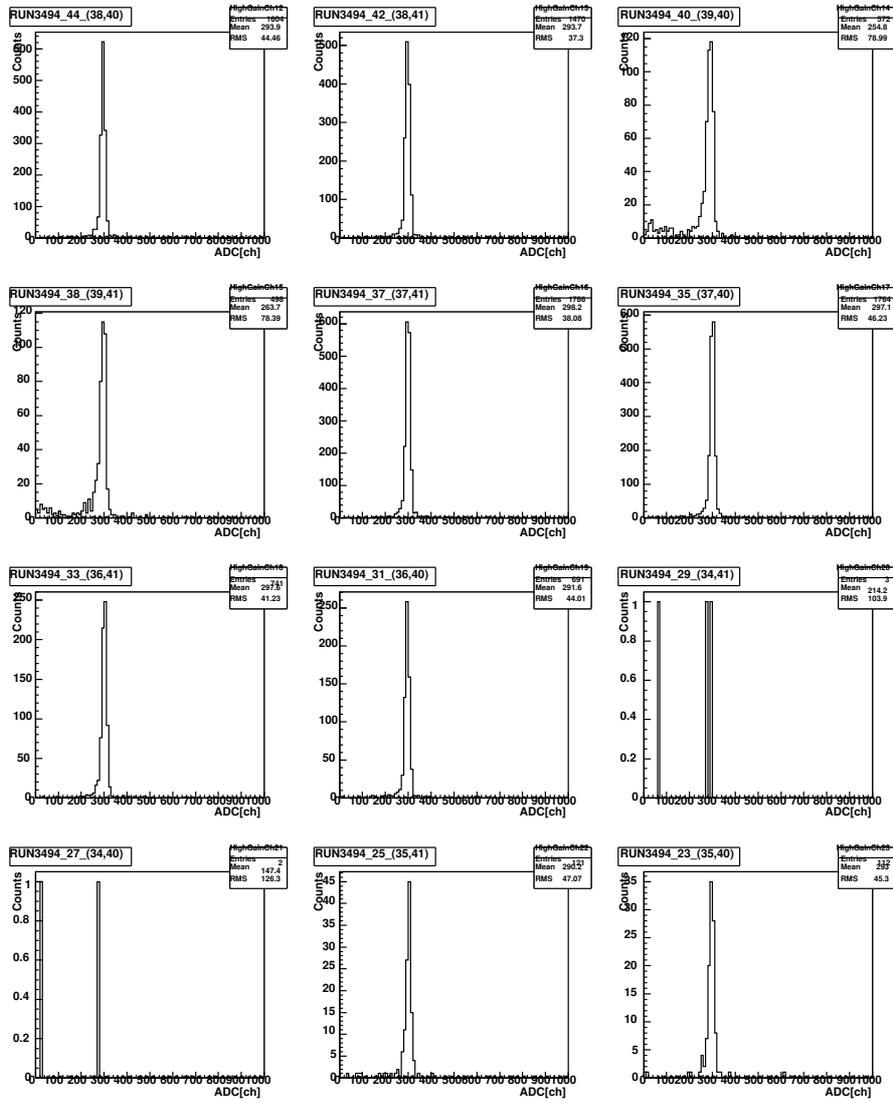


図 4.4: チャンネル番号 12 から 23 の  $ADC_{sum}$  のヒストグラム: 横軸  $ADC_{sum}[ch]$ 、縦軸検出数

## 第4章 解析

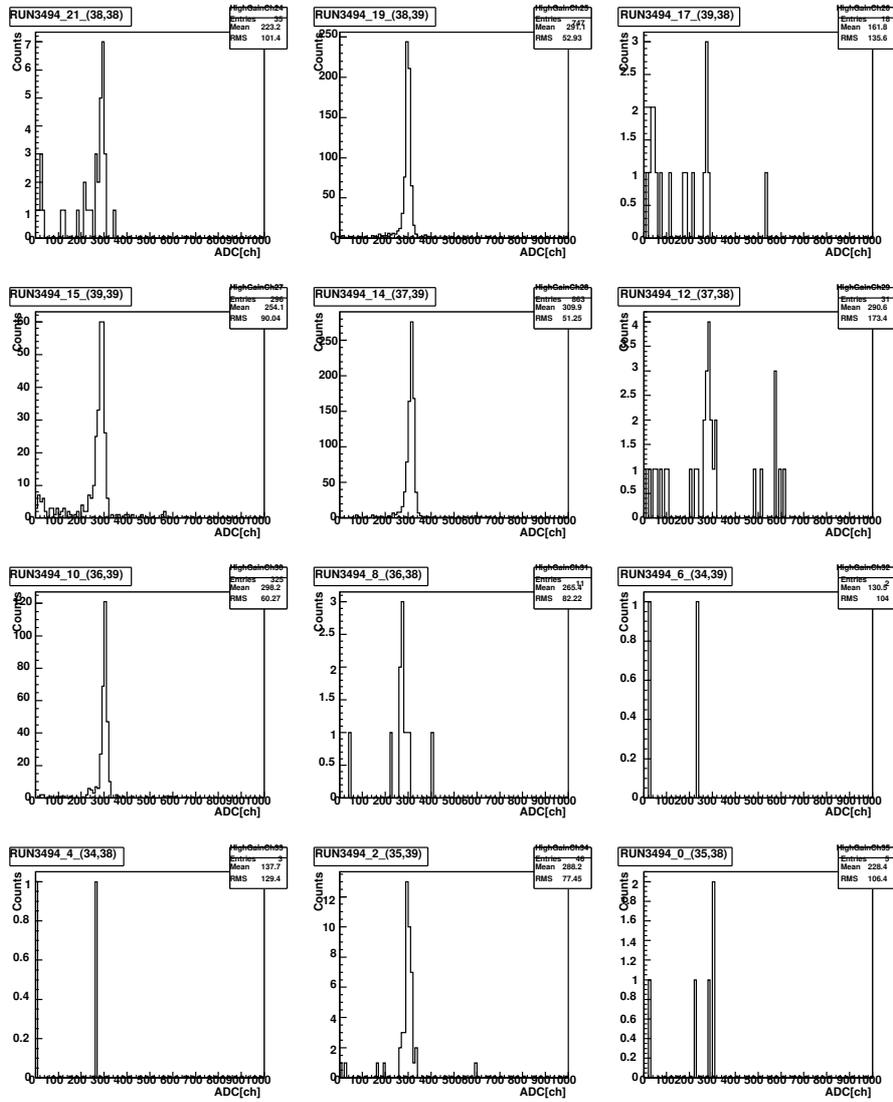


図 4.5: チャンネル番号 24 から 35 の  $ADC_{sum}$  のヒストグラム: 横軸  $ADC_{sum}[ch]$ 、縦軸検出数

ティングにおける  $\chi^2$ /自由度の値 (4.9 参照) が大きいため、他のチャンネルの補正係数を相加平均した値を与える。

各チャンネルで得られた平均値をビームのエネルギーである 2 GeV に変換する係数  $\alpha_1$  を以下の計算から全チャンネル分求める。

$$\begin{aligned}\alpha_1 \times p_1 &= 2\text{GeV} \\ \alpha_1 &= \frac{2}{p_1} \quad [\text{GeV}/\text{ch}]\end{aligned}$$

ここで求めた係数  $\alpha_1$  を ADC 値にかけることで、ADC の値をエネルギーに変換できる。

チャンネル  $i$  で求めた係数  $\alpha_1$  を  $\alpha_{1i}$  とおく。先ほどは

$$ADC_{sum} = \sum_i ADC_i$$

を計算したが、次は  $\alpha_i$  を用いてエネルギーに直すために、

$$E = \sum_i (\alpha_i \times ADC_i) \quad (4.3)$$

を全事象で計算する。検出された全事象のエネルギー分布をヒストグラムにしたものが図 4.9 である。

## 2 回目の較正

まずは、1 回目の較正で得た変換係数を使って全チャンネルの ADC 値をエネルギーの値に直す。

$$E_i = \alpha_i \times ADC_i \quad (4.4)$$

1 回目の較正で行った操作と同様に、 $E_i$  の総和

$$E_{sum} = \sum_i (\alpha_{1i} \times ADC_i) \quad (4.5)$$

を計算する。その事象で  $E_i$  が最も大きなチャンネル  $i_{max}$  を探し、1 回目の較正と同じように、 $i_{max}$  から  $E_{sum}$  が検出されたとみなして、それぞれのチャンネルごとに、検出されたエネルギーを図 4.10 ~ 4.12 のようなヒストグラムにする。

## 第4章 解析

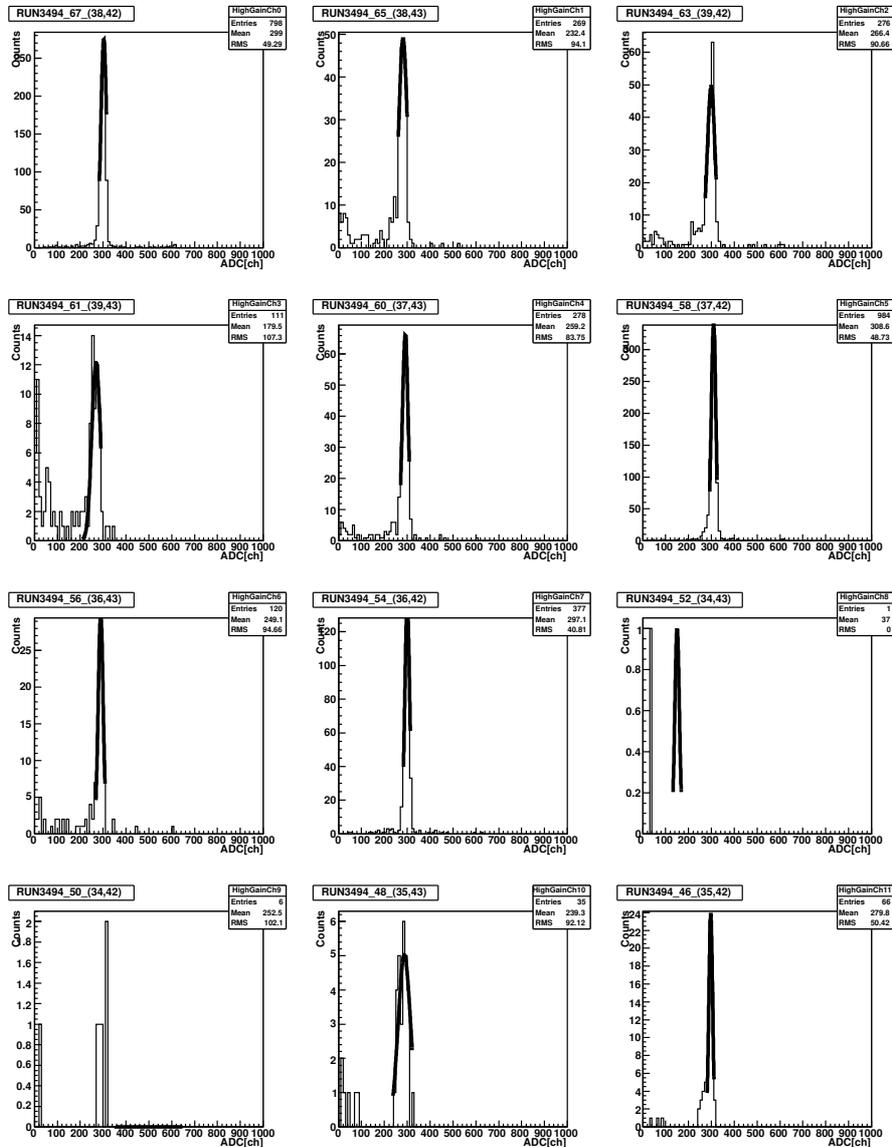


図 4.6: チャンネル0から11のガウス関数によるフィッティング: 平均の値を得るため、ガウス関数によるフィッティングを中心値から $\pm 1.5\sigma$ の範囲で行った。チャンネル8、9、10に関しては、検出数が少ないため補正係数 $\alpha_1$ を計算する際にフィッティング結果を使用していない。

## 第4章 解析

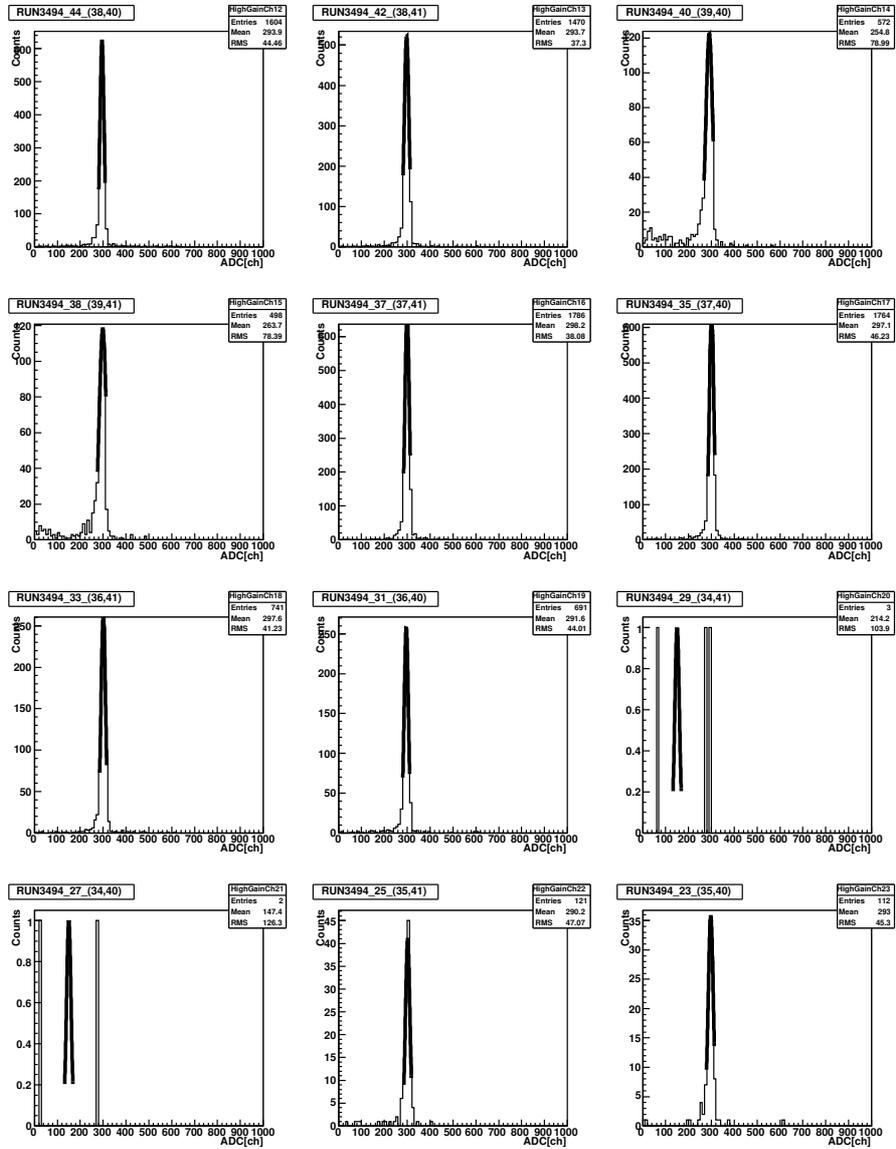


図 4.7: チャンネル 12 から 23 のガウス関数によるフィッティング: チャンネル 20、21 は検出数が少ないため補正係数を計算する際にフィッティング結果を使用していない

## 第4章 解析

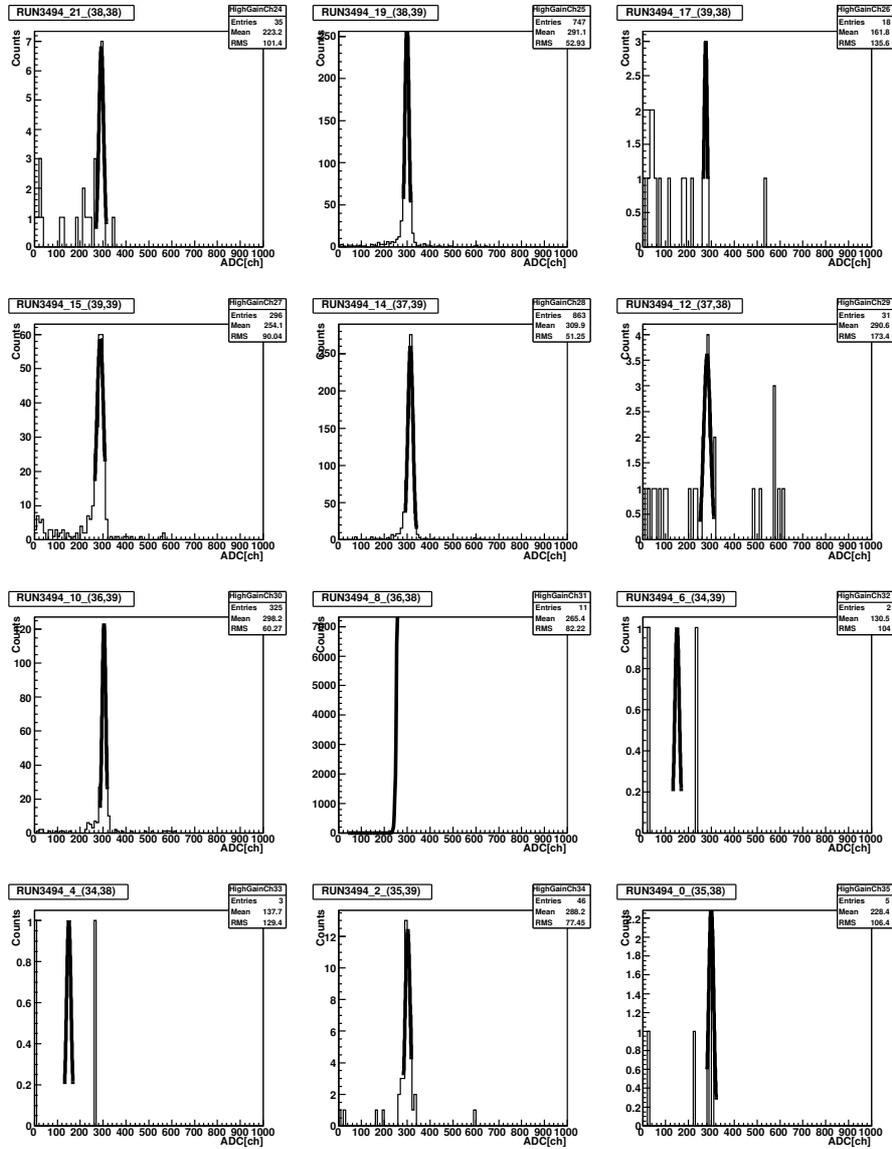


図 4.8: チャンネル 24 から 35 のガウス関数によるフィッティング: チャンネル 24、26、29、31、32、33、35 については、検出数が少ないため補正係数を計算する際フィッティング結果を使用していない

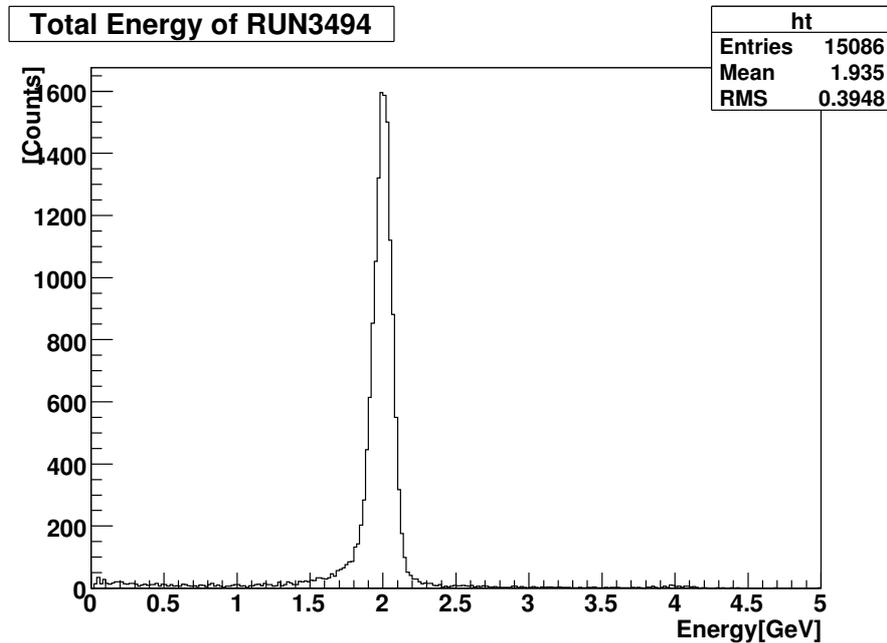


図 4.9: 1 回目較正後の検出されたエネルギー分布：ビームのエネルギーである 2 GeV 付近に分布が集中している

ヒストグラムをガウス関数でフィッティングし、そのガウス関数の中心値を求める。フィッティングにより得られたガウス関数の中心値  $p_1$  を用いて、検出されたエネルギーの値が 2 GeV になるよう、再び先ほどと同じかたちで補正する係数  $\alpha_{2i}$  を全てのチャンネルで求める。

$$2\text{GeV} = \alpha_{2i} \times p_1$$

$$\alpha_{2i} = \frac{2}{\alpha_{1i} \times p_1}$$

新たに得た補正係数を使い、各事象で、

$$\sum_i (\alpha_{2i} \times E_i) = \sum_i (\alpha_{2i} \times \alpha_{1i} \times \text{ADC}_i) \quad (4.6)$$

を計算する。これを全事象で計算し、ヒストグラムにしたものが図 4.13 である。

## 第4章 解析

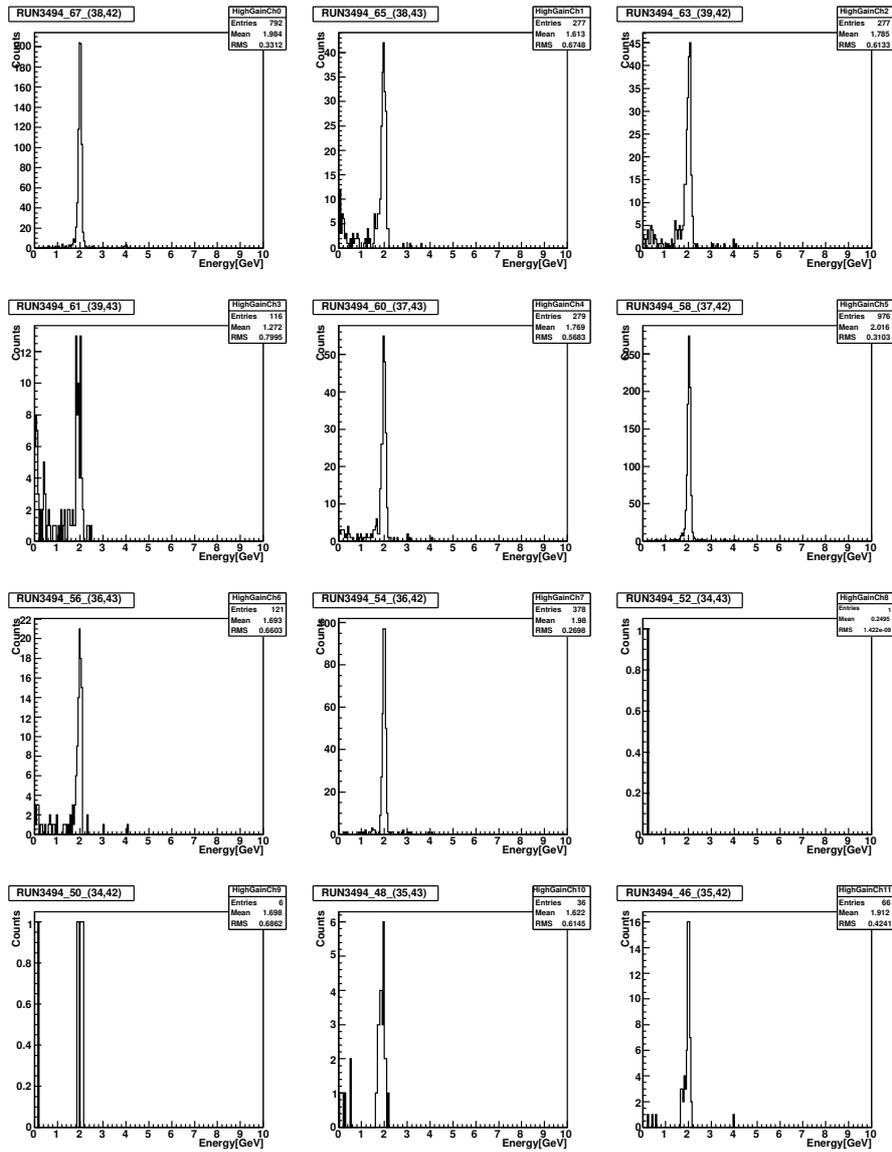


図 4.10: チャンネル0 から 11 の  $E_{sum}$  のヒストグラム

## 第4章 解析

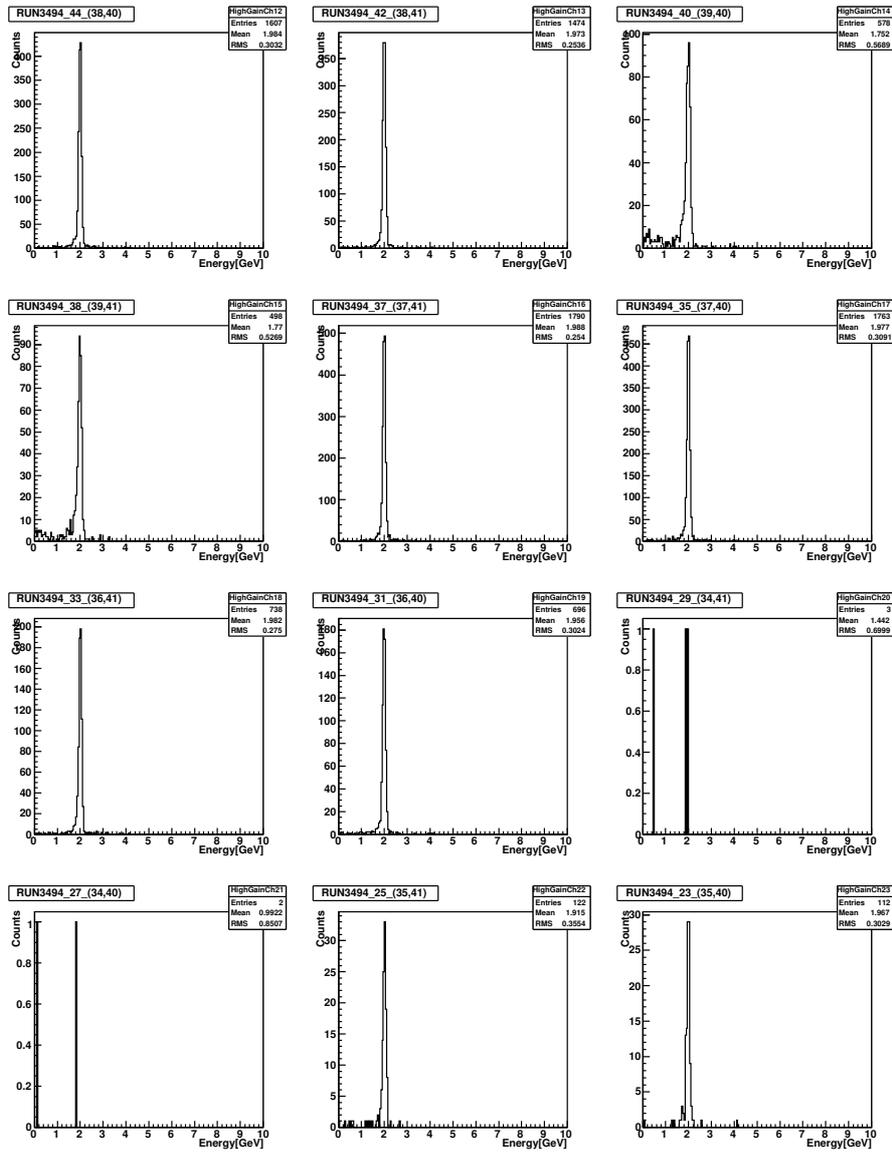


図 4.11: チャンネル 12 から 23 の  $E_{sum}$  のヒストグラム

## 第4章 解析

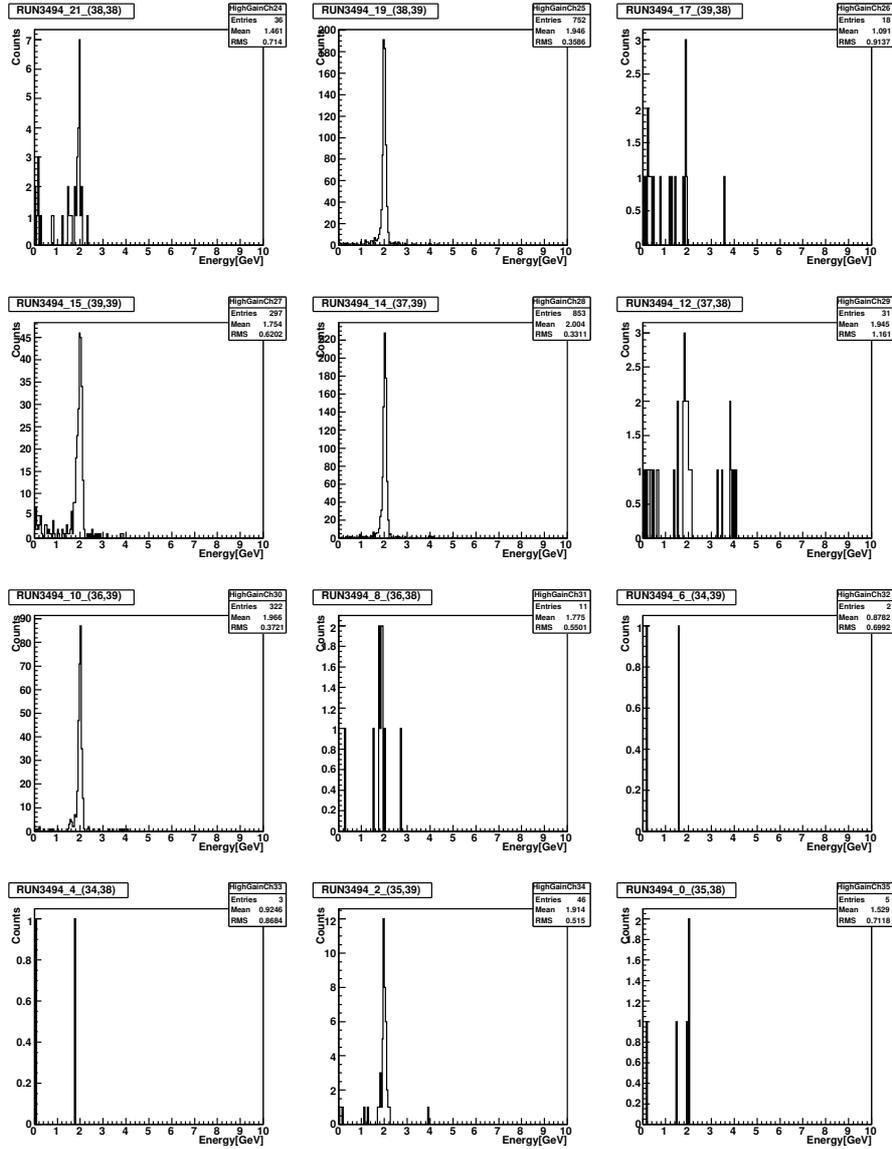


図 4.12: チャンネル 24 から 35 の  $E_{sum}$  のヒストグラム

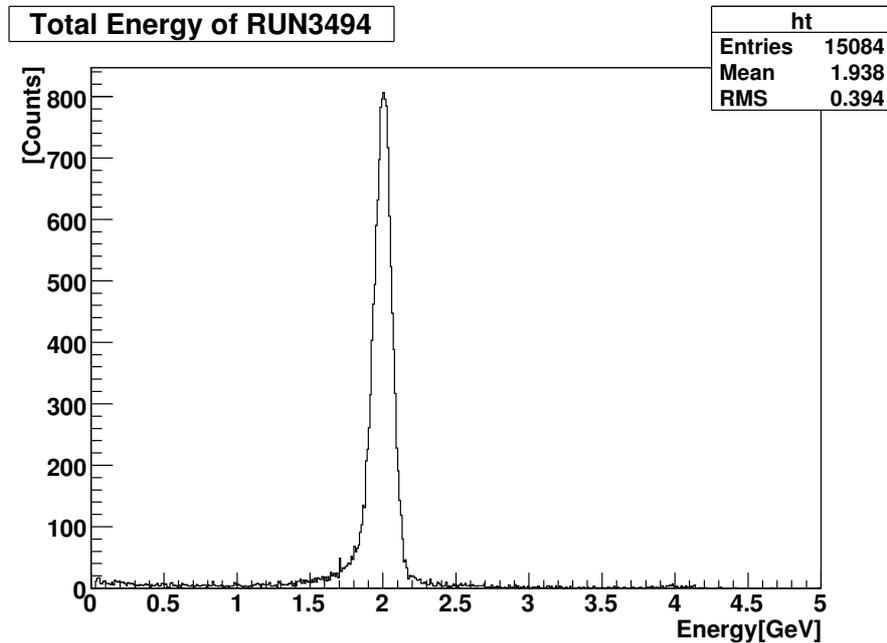


図 4.13: 2回の較正を行った後の検出されたエネルギー分布

### 3回目以降の較正

3回目以降の較正は、2回目の較正とほぼ同じ方法である。今までに求めた補正係数を全て用いて ADC 値をエネルギーに直し、補正する。

$$E_i = \alpha_{3i} \times \alpha_{2i} \times \alpha_{1i} \times ADC_i \quad (4.7)$$

後は同様にして検出したエネルギーのピーク値を各チャンネルでガウス関数をフィットをすることで求め、そのピーク値が 2 GeV になるような補正係数  $\alpha_{4i}$  を求める。

この繰り返しによって、検出されるエネルギーが 2 GeV 付近に鋭く分布していく。

### 4.3 利得の較正の回数の評価

利得の較正は無限回行えば、限りなく真の値に収束する。しかし回数を増やす分だけ多くの時間が必要になる。したがって、較正を何度行えば十分といえるのかという評価が必要である。

評価は、補正係数  $\alpha_{Ni}$  の収束度が材料になる。利得の較正を繰り返し行っていくと、補正係数は1に収束していき、チャンネル間で補正係数のばらつきは小さくなっていく。一方で、補正係数の統計誤差は、較正を繰り返し行っても0に収束することはない。補正係数のばらつき (RMS) が統計誤差程度になると、それ以上較正を行ってももはや統計誤差の範囲内で補正係数のばらつきが小さくなるだけで、意味をなさない。

図4.14は、補正係数のヒストグラムである。較正が繰り返されるにつれ、値が1に収束している様子が分かる。それを示すようにRMSの値も小さくなっている。他の係数と比較がしやすいように、1回目に求めた係数だけ平均値で割ったものになっている。

図4.15は、補正係数の統計誤差をヒストグラムにしたものである。統計誤差の平均値は較正の回数で大きな変化は見られない。

図4.16は、横軸に較正の回数を取り、赤は補正係数のRMSの変化を示したもので、緑は統計誤差の平均値の変化を示したものである。

この図から、4回の較正で補正係数のばらつきは統計誤差程度に収束しており、較正は4回で十分であり、それ以上はあまり意味をなさないことを示している。

したがって、この結果から今回は4回の利得の較正を行ない、その後エネルギー分解能を求めることにする。

## 4.4 利得の較正方法に対する評価

利得の較正が正しい方法で行われ、かつ十分な回数分だけ行われたのかを証明する必要がある。この節では、その方法を説明していく。

図4.17におおまかな流れを模式化した。

4回の較正後に、まず、次式のように PHOS 検出器の出力値をペDESTAL値を含み全てエネルギーの次元に変換する。そこに更に定数  $C_i$  をかけ、最初のデータファイルと同じように保存する。

$$C_i \times E_i \quad (4.8)$$

これは、定数  $C_i$  を故意に手で入れた間違っただけの較正となる。その後再び、同じ方法で4回の較正を行う。間違っただけの較正の後からN回目の較正をしたときのチャンネル  $i$  の補正係数を  $\beta_{Ni}$  とし、その積  $\beta_i$  を

$$\beta_i = \beta_{1i} \times \beta_{2i} \times \cdots \times \beta_{5i} \quad (4.9)$$

とする。もし、最初の4回の較正が正しく行われているならば、以下の式で表すように、補正係数の逆数  $\frac{1}{\beta_i}$  は  $C_i$  に一致するはずである。

$$E_i = 2\text{GeV} \quad (4.10)$$

$$(E_i \times C_i) \times \beta_i = 2\text{GeV} \quad (4.11)$$

$$C_i = \frac{1}{\beta_i} \quad (4.12)$$

$C_i$  と求めた  $\beta_i$  の値は第5章の5.1節で示す。

## 4.5 利得

利得の較正により、ADC値をエネルギーに変換する係数  $\alpha_1$  と、それを補正する係数  $\alpha_2, \alpha_3, \dots$  が算出される。PWOから数値化回路までの利得は、これら利得の較正における補正係数をすべて掛け合わせたものである。4.3で述べたように、5回の較正により5つの補正係数が得られるので、チャンネル番号  $i$  の利得は、次の計算により求める。

$$\text{gain}_i = \alpha_{1i} \times \alpha_{2i} \times \dots \times \alpha_{Ni} \quad (4.13)$$

## 4.6 バックグラウンドビームの除去とその評価

今回の実験では、PHOS検出器に電子が1つヒットした事象と2つ同時にヒットした事象とを、トリガー系の情報で完全に区別し、選択することができない。そのため、電子が2つ同時にヒットした事象では、ビームの2倍のエネルギーを検出することになる。

その他にも、図4.19のような読み出し領域の端にあるチャンネルにビームが当たった事象がある。本章の4.2節でも述べたように、ビームは複数のチャンネルにまたがってエネルギーを落としている。したがって読み出し領域の端にビームがヒットすると、領域外側に落としたエネルギー分は読み出されず、実際より低いエネルギーを検出することになる。

そこで、そういった検出器やビームにの不備に関わる事象を取り除いた上で、解析をする必要がある。

これを踏まえて、以下のように事象を選択した。読み出し領域の端をビームが通過した事象の識別は、最大のエネルギーを検出したチャンネ

ルをビームが通過したチャンネルであるとし、それがどの場所なのかを読み出すことで行う。今回、読み出し領域に関する条件は2種類立てた。1つ目は、読み出し領域最も端で最大のエネルギーを検出していない事象を採用するという方法である（以後 readout1 と呼ぶことにする）。2つ目はさらに厳しくして、読み出し領域の端から2つ目までに最大のエネルギーを検出していない事象を採用するという条件である（以後 readout2）。これにより、実際より低いエネルギーを検出した事象をカットすることができる。

また、ビームが2つ同時にヒットした事象の識別は、最大のエネルギーを検出したチャンネルと2番目に大きいチャンネルの位置関係を利用する。ビームが1つヒットした事象は、最大のエネルギーを検出するチャンネルと2番目に大きいエネルギーを検出するチャンネルは隣同士になる。それに対して、図4.18のように離れた場所にエネルギーを検出する事象はビームが2つ同時にヒットしないと起こりえない。そこで、最大のエネルギーを検出したチャンネルの周囲8つのうちのどれかに2番目に大きいエネルギーを検出している事象を採用することで図4.18のような事象は取り除かれる（この条件を以後 double1 とする）。また、それをもっと厳しくして、最大のエネルギーを検出したチャンネルの上下左右のうちどれかに2番目に大きいエネルギーを検出した事象を採用するという条件（以後 double2）でも解析を行った。図4.20と図4.21にそれぞれの位置関係とそのときの検出エネルギーを示す。

この2つの条件は、ビームのエネルギーを超えるエネルギーを検出した事象を取り除く効果がある。

これら4つの条件を組み合わせて同時にかけることで、解析に使うデータの質は更に上がる。ただし、ある条件をかけて事象を取り除くと、要請した条件に該当しなければ、本物のビームによる事象までも一緒に取り除いてしまう。従って設定した事象の選択手段が意味のあるものかどうかの評価も必要である。

それぞれのカットが検出されたエネルギーのうち、どの領域にどれだけ効いているかをみる。具体的には、検出効率を0.5GeV刻みで以下の式のように計算した。

$$(\text{カットしたときの事象数}) \div (\text{カットなしの事象数})$$

その結果を図4.22に示す。

この図は横軸に検出されたエネルギー、縦軸に前式の計算結果、すなわち事象数の増加率をとっている。増加率が1に近いほどカットの前後で変化がなく、小さいほどそのカットが効いていることを表している。

カットの条件は黄色、赤、緑、青の順に、double1、double2、readout1、readout2である。

期待した通り、赤、黄のような明らかに電子が2つヒットした事象を落とすと、2 GeVをこえるエネルギーを検出した事象が減っており、その数は半分近く落ちている。また、読み出し領域の端にビームがヒットした事象を落とすことで、主に2 GeVより小さいエネルギーを検出した事象が減っている。ただ、読み出しエリアの外側から2つ目までにビームが通過した事象を捨てると、かなりの事象が失われている。これは、読み出し領域がわずか6行6列であるのに対して、条件をかけると中心部のわずか4つのチャンネルにビームがヒットすることを要求していることになるためである。

## 4.7 バックグラウンドの見積もり

検出されたエネルギー分布を見ると、2 GeV周辺以外の領域にも分布がある。ここでは、2 GeV周辺の分布をフォアグラウンド、それ以外の領域の分布をバックグラウンドと呼ぶことにする。ここで、この2 GeV付近の事象数  $N_F$  とそれ以外の領域の事象数  $N_B$  の比率

$$\frac{N_F}{N_B} \quad (4.14)$$

を計算することで、バックグラウンドが何事象に1回の割合で混ざっているかを確認し、4.6節で定義したカットの前後でその割合がどれだけ変化しているかを見ていく。

まず、どの範囲でフォアグラウンドとバックグラウンドを分けるかについてだが、検出されたエネルギー分布のヒストグラムをガウス関数でフィットする。そのとき、一般的にガウス分布では中心値から  $\pm 3\sigma$  の範囲で積分したとき、全面積の99%以上がこの範囲にあるので、この領域内にある事象の数をフォアグラウンドとする。

## 4.8 エネルギー分解能

エネルギー分解能は、検出器の性能を評価する1つの指標であり、検出された粒子のエネルギーをどれだけ精度で求められるかに直接関わってくる量である。エネルギー分解能は入射粒子のエネルギーに依存しており、次のようにパラメータ化することができる。

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\frac{a^2}{E^2} + \frac{b^2}{E} + c^2} \quad (4.15)$$

$E$  は粒子のエネルギーで単位は GeV である。 $a$  は読み出しノイズから決定され、 $b$  はシャワーの成長やシンチレーション光などの確率的な揺らぎに起因する項で、 $c$  は検出器素子や読み出しの不均一さと較正誤差から決定される。

分解能を求めるために、まず全事象の検出されたエネルギー分布をヒストグラムにする。検出されたエネルギー分布がガウス分布であることを仮定し、ガウス関数でフィッティングする。フィットしたガウス関数のフィッティングパラメータから得られる中心値  $p_1$  と幅  $p_2$  を用いて、次の計算により分解能を求めることができる。

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{p_1}{p_2} \quad (4.16)$$

この結果は 4.8 で述べる。

## 4.9 フィッティング範囲とエネルギー分解能の評価

今回、エネルギー分解能を求める際に、ガウス関数をフィットして評価をした。しかし、検出されたエネルギー分布は正規分布ではない。

ガウス関数によるフィッティングが妥当である理由は、正規分布を期待値とする  $\chi^2$  検定で評価していく。

$x_{min}$  から  $x_{max}$  までの範囲でフィッティングを行うときのカイ 2 乗値は、次の式で求めることができる。

$$\chi^2 = \sum_{x_{min}}^{x_{max}} \frac{(O(x) - E(x))^2}{E(x)} \quad (4.17)$$

ここで、 $O(x)$  は観測回数、 $E(x)$  は期待される回数である。この値は、観測数と期待数（ここではガウス関数からのずれ）を、フィットした領域

で足し合わせるもので、平均からのばらつきを表す分散と似ている。式の形から推測できるように、ガウス分布で期待される観測数と実際の観測数が完全に一致すれば、カイ2乗値は0になる。逆に、両者の不一致(ずれ)が大きいほど、カイ2乗値は大きくなる。

フィットするガウス関数は次のように定義する。

$$f(x) = p_0 \exp \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{x - p_1}{p_2} \right)^2 \right] \quad (4.18)$$

ここで、 $p_0$ 、 $p_1$ 、 $p_2$  は定数であり、この3つ定数を変えながらフィットしていく。すなわち、フィッティングをする際の変数の数は3つである。

自由度はフィッティング範囲に含まれるピンの数から変数の数を引いたものである。カイ2乗値をこの自由度で割る理由は、カイ2乗分布が自由度によって変化するため、この操作をすることでカイ2乗値を規格化して大小を評価しやすくなる。

フィッティング範囲を変えていき、カイ2乗/自由度がどう変化するかを調べると同時に、エネルギー分解能の値がどれだけばらつくのかも調べる。その結果から、フィッティングを行う範囲を決定し、以降、その範囲を使用するものとする。

この結果は5.4で述べる。

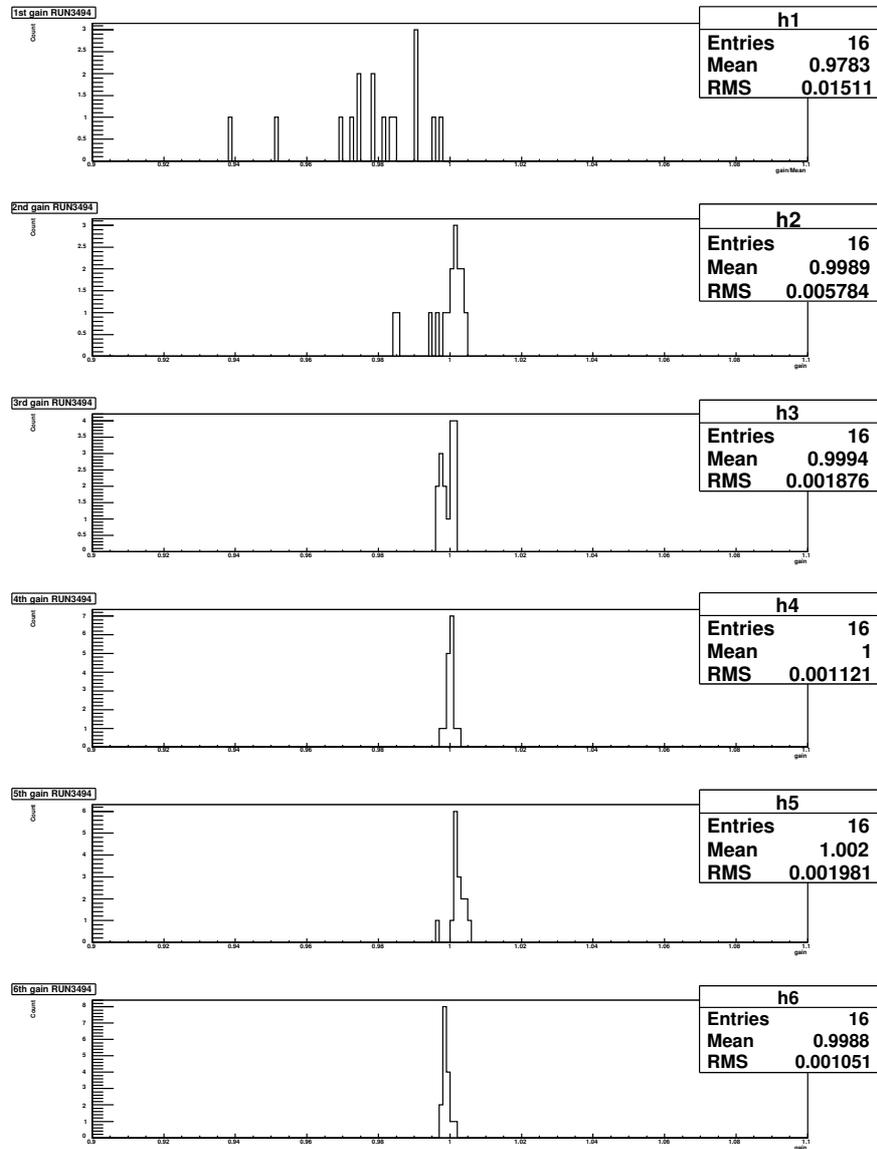


図 4.14: 較正による補正係数の収束：上から較正 1 回目、2 回目...の順になっており、1 に収束している様子が分かる。1 回目の補正係数のみ、2 回目以降の補正係数と比較しやすいように平均値で割っている

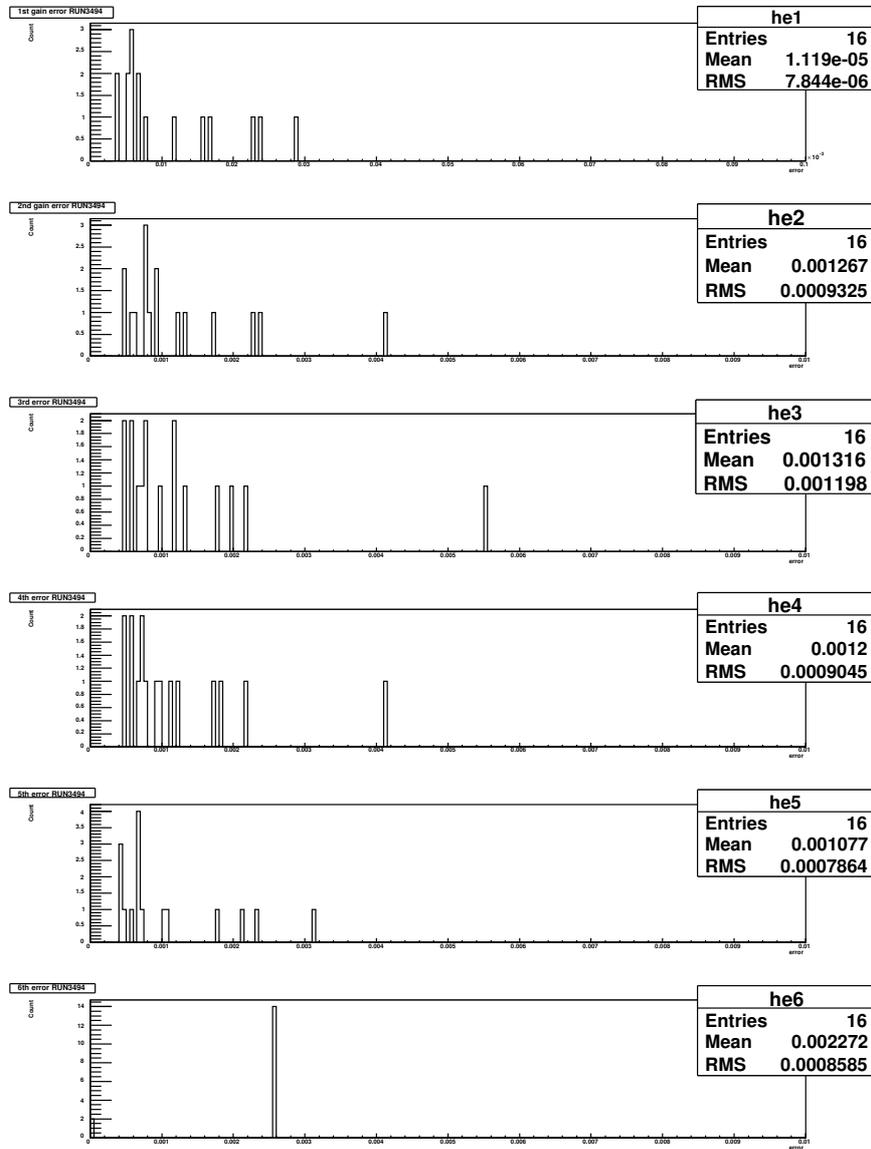


図 4.15: 較正による統計誤差の変化：上から較正 1 回目、2 回目...の順になっており、統計誤差は較正の回数で大きな変化はみられない

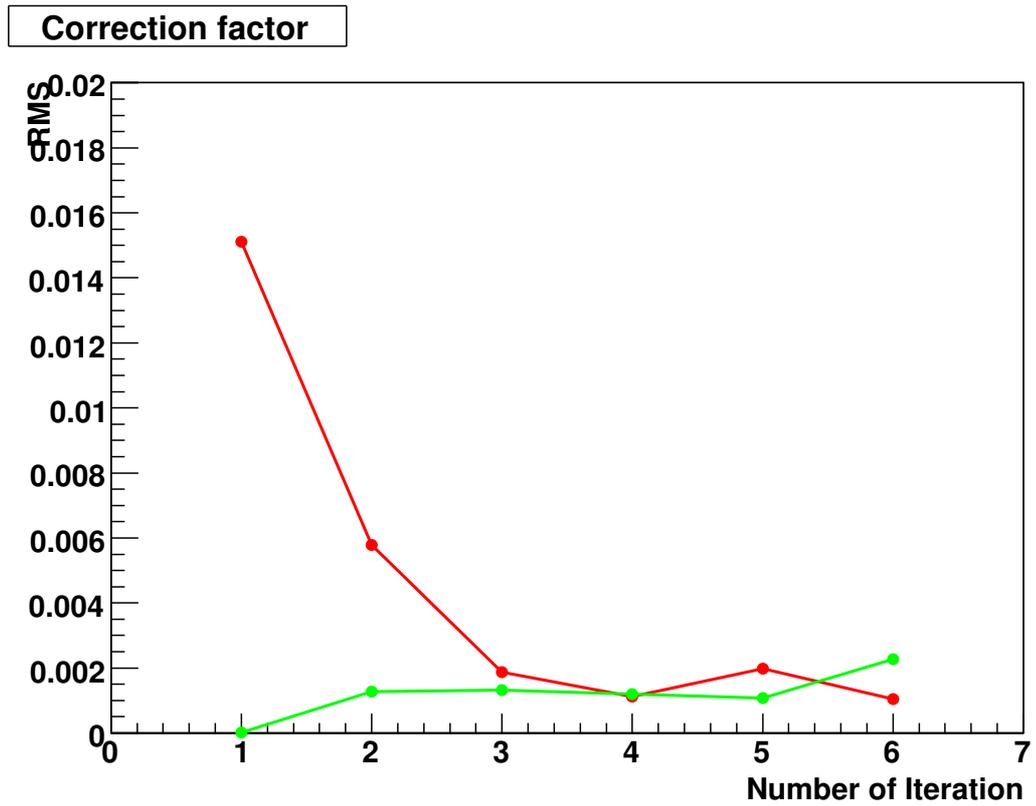


図 4.16: 較正の回数と補正係数のばらつき：赤...補正係数の RMS、緑...補正係数の統計誤差の平均値。このグラフから 4 回の較正で補正係数のばらつきは統計誤差程度になっているので、4 回の較正で十分であることが示されている

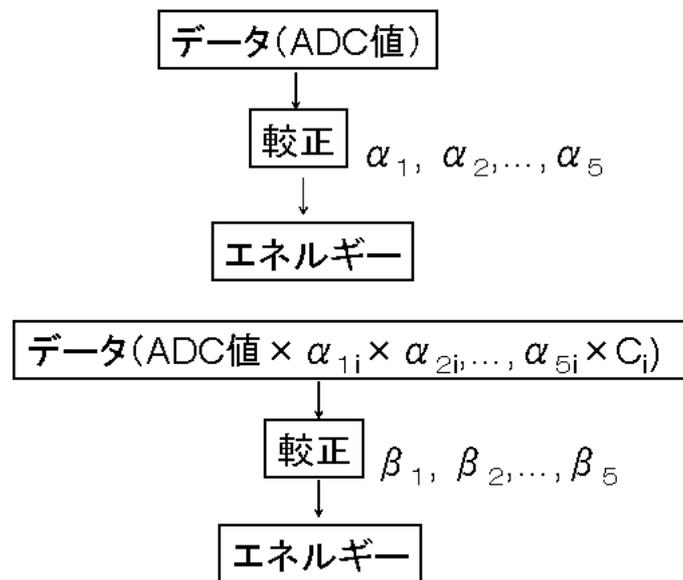


図 4.17: 校正方法確認の略図：利得の校正で補正係数  $\alpha_i$  を求めた。そこに定数  $C_i$  をかけて故意に誤った補正をする。そこから再び校正を行う。

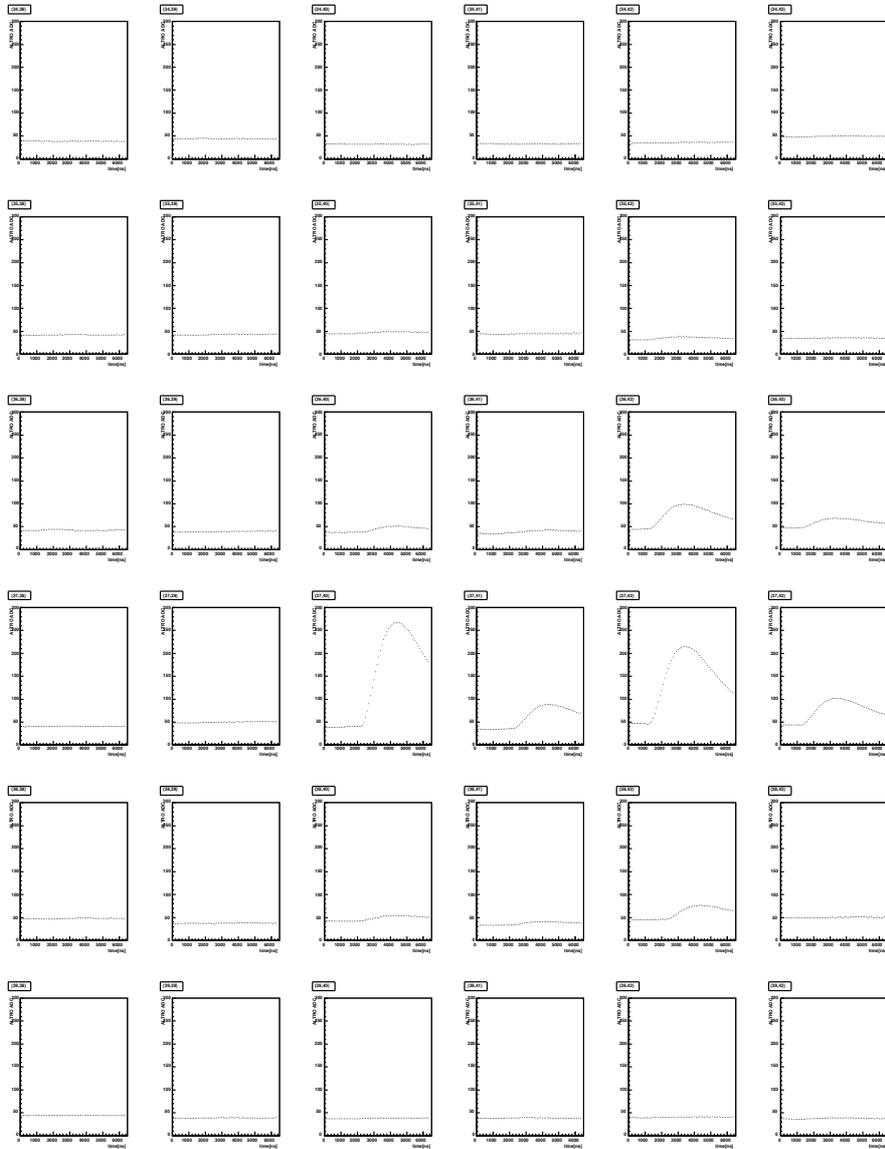


図 4.18: ビームが2つ同時にヒットした事象：このグラフ群は、PHOSの出力値をチャンネルの位置通りに並べたものである。ビームが2つ同時にヒットすることで、倍のエネルギーを検出することになる

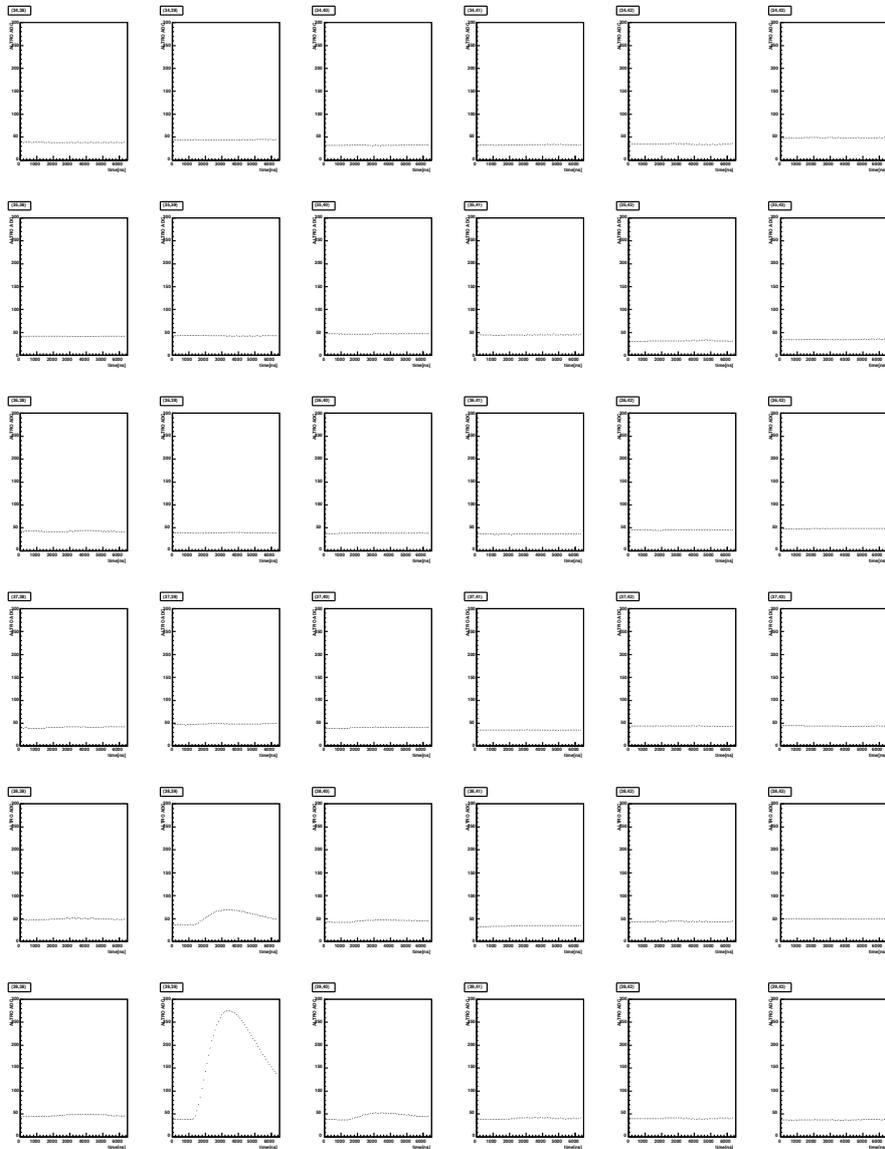


図 4.19: ビームが読み出し領域の端を通過した事象 : これは PHOS のデータをチャンネルの位置通りに並べたものである。読み出し領域の端にヒットした場合、読み出されなかったエネルギー分だけ低いエネルギーが検出される

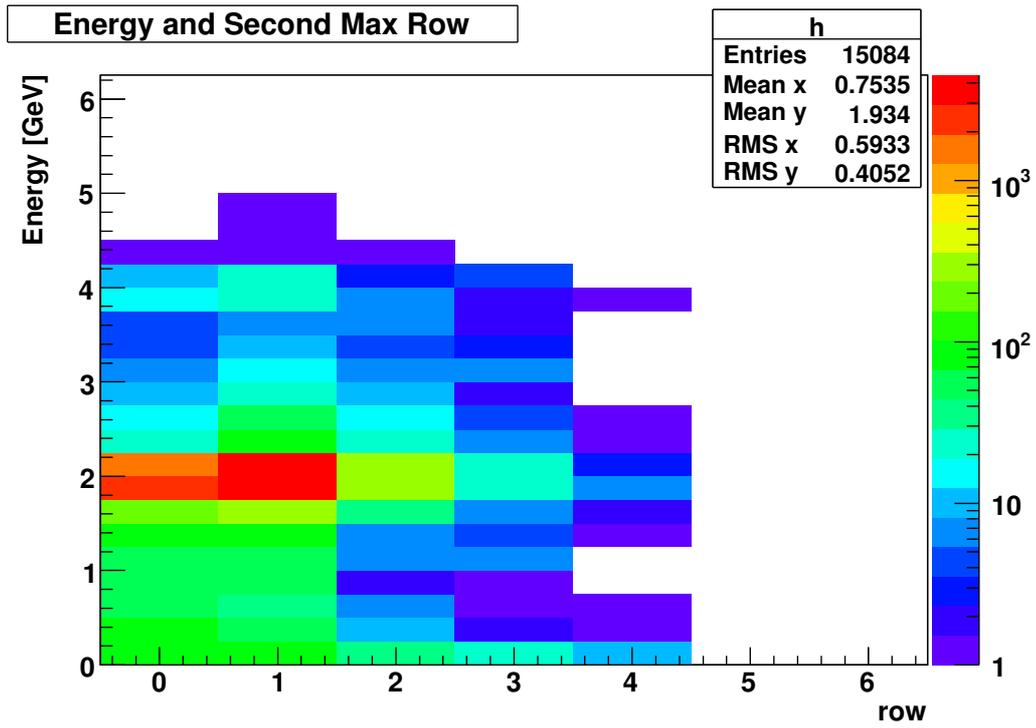


図 4.20: 最大のエネルギーを検出したチャンネルの行番号と2番目に大きいエネルギーを検出したチャンネルの行番号の差を横軸、エネルギーを縦軸で散布図にしたものをエントリー数で色分けしたもの: 横軸が0のとき、同じ行に位置し、1のとき、隣の行にあることを意味している。横軸が1より大きい事象は解析に使用しない。

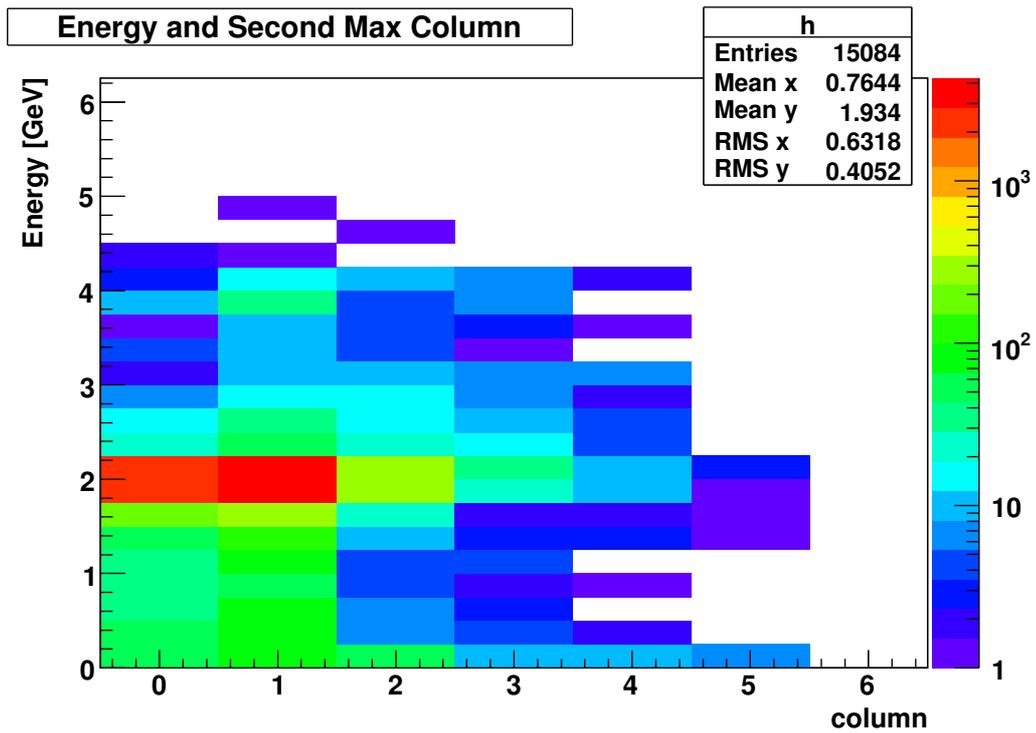


図 4.21: 最大のエネルギーを検出したチャンネルの列番号と2番目に大きいエネルギーを検出したチャンネルの列番号の差を横軸、エネルギーを縦軸で散布図にしたものをエントリー数で色分けしたもの: 横軸が0のとき、同じ列に位置し、1のとき、隣の列にあることを意味している。横軸が1より大きい事象は解析に使用しない。

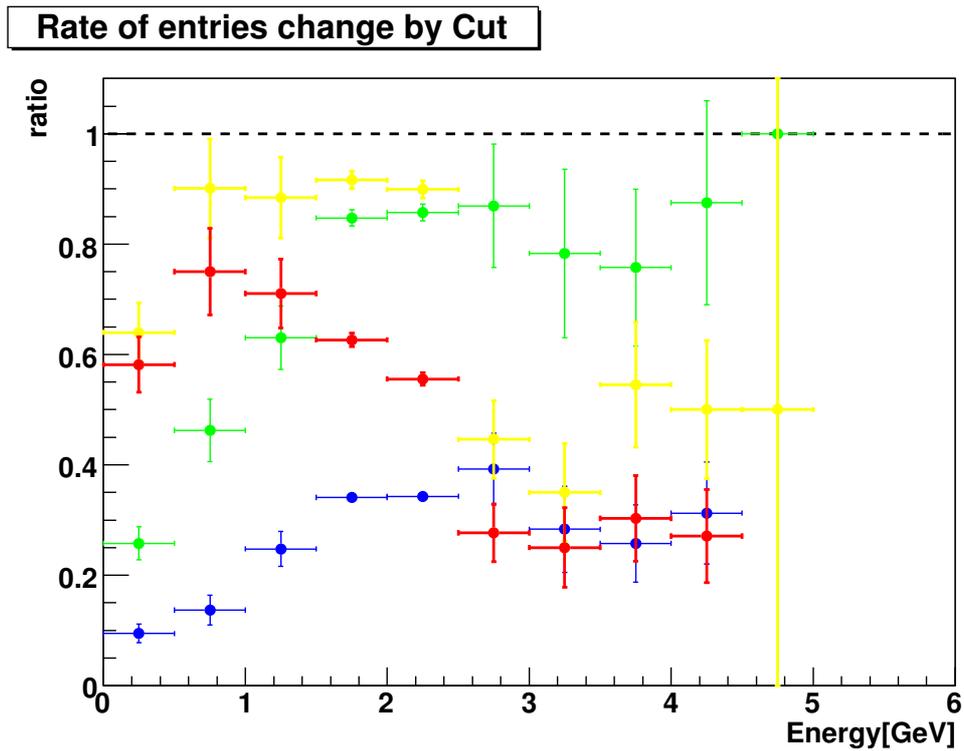


図 4.22: カットによる検出効率の変化:黄色...double1、赤...double2、緑...readout1、青...readout2 読み出し領域の端にビームがヒットした事象を取り除くことで実際より低いエネルギーを検出した事象が少なくなる。また、ビームが2つ同時にヒットした事象を除くことで、ビームのエネルギーより大きなエネルギーを検出した事象が少なくなっている

## 第5章 結果と考察

### 5.1 利得の較正

44 ページの4.4 節の方法で計算した  $C_i$  の値と  $\beta_i$  の逆数を表5.1にした。検出数の少ないチャンネルには他のチャンネルの平均の補正係数を与えているため、記載していない。

表を見ると分かるように、10 %のばらつきを持たせて手で与えた定数  $C_i$  と対応するチャンネルの補正係数の逆数  $\frac{1}{\beta_i}$  が全て2 %の範囲内で一致しているという結果を得た。この結果から、利得の較正が正しい方法で行われ、かつ、今回用いたデータは4回以上の較正を行えば十分であるということが証明された。

これにより、PHOS 検出器の利得較正の手法が確立された。

### 5.2 利得

タングステン酸鉛から数値化回路までの利得は次の表5.2 ような計算結果になった。利得は平均して0.00675で、チャンネル間のばらつきは3 %程度になっている。

### 5.3 較正の回数とエネルギー分解能

2 GeV のビームで行った利得較正の回数とエネルギー分解能のグラフを図5.2に示す。利得の較正の回数の増加とともにエネルギー分解能は向上した。2回目の較正後は誤差の範囲で揺らいでいる。

表 5.1: 定数  $C_i$  と再較正による補正係数  $\beta_i$ 

チャンネル番号	故意に与えた値 $C_i$	補正係数の逆数 $1/\beta_i$	$C_i$ と $1/\beta_i$ の差
0	1.002	1.009	0.007
1	0.948	0.960	0.012
2	1.016	1.034	0.018
3	0.971	0.966	0.004
4	0.889	0.899	0.010
5	0.938	0.939	0.001
6	0.857	0.865	0.008
7	1.100	1.112	0.012
11	0.937	0.988	0.050
12	0.938	0.939	0.001
13	0.001	1.003	0.002
14	1.098	1.102	0.004
15	1.105	1.125	0.020
16	0.811	0.814	0.002
17	0.939	0.943	0.004
18	1.048	1.054	0.006
19	1.053	1.048	0.005
22	1.161	1.166	0.005
23	1.054	1.081	0.027
25	1.071	1.076	0.004
27	1.076	1.088	0.012
28	0.036	1.034	0.002
30	0.987	0.994	0.007
34	1.011	1.039	0.028

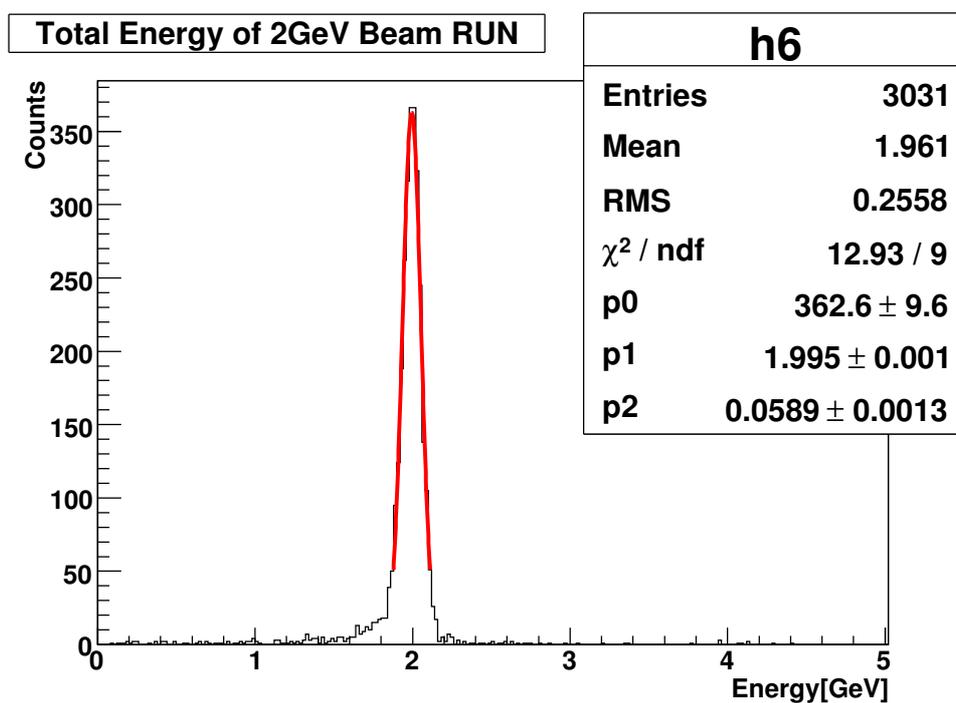


図 5.1: 2 GeV のビームのデータを用いて 4 回の較正後を行った後の検出エネルギー分布：利得の較正によりチャンネル間の利得のばらつきが補正され、ピークが鋭くなっている。

表 5.2: 利得

チャンネル番号	利得 [ $\times 10^{-3}$ ]
0	$6.6 \pm 0.2$
1	$7.25 \pm 0.02$
2	$6.47 \pm 0.02$
3	$7.7 \pm 0.1$
4	$6.88 \pm 0.03$
5	$6.34 \pm 0.02$
6	$6.88 \pm 0.03$
7	$6.70 \pm 0.06$
11	$6.8 \pm 0.3$
12	$6.8 \pm 0.2$
13	$6.7 \pm 0.1$
14	$6.83 \pm 0.04$
15	$6.77 \pm 0.01$
16	$6.7 \pm 0.1$
17	$6.67 \pm 0.08$
18	$6.62 \pm 0.02$
19	$6.8 \pm 0.3$
22	$6.51 \pm 0.02$
23	$6.73 \pm 0.07$
25	$6.7 \pm 0.2$
27	$6.95 \pm 0.04$
28	$6.23 \pm 0.09$
30	$6.58 \pm 0.05$
34	$6.74 \pm 0.08$

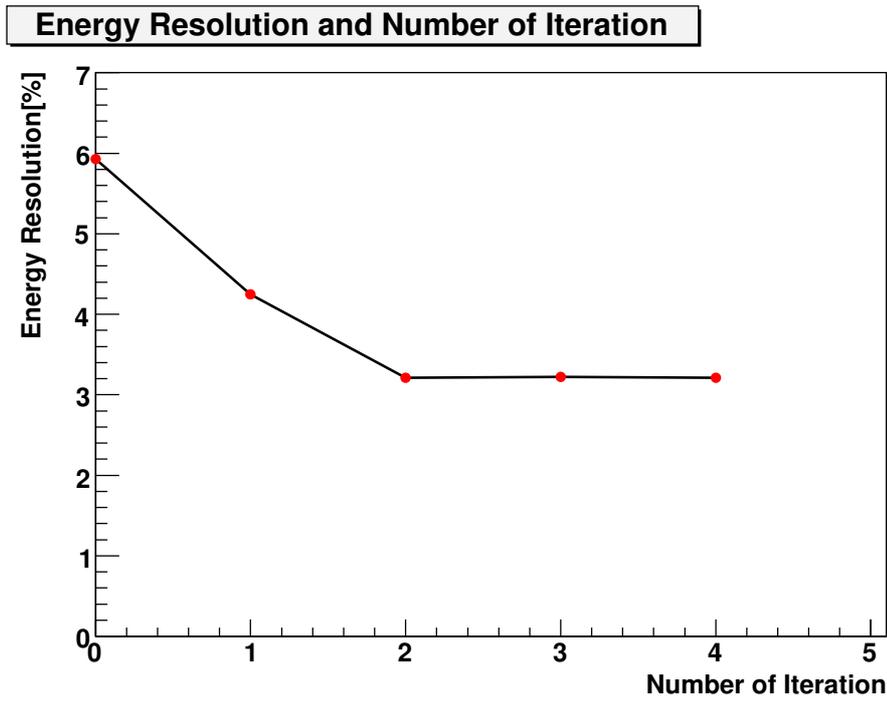


図 5.2: 2 GeV ビームで行った利得の較正の回数とエネルギー分解能の変化: 較正により、エネルギー分解能が改善された。較正 2 回目以降は誤差の範囲で揺らいでいる。

表 5.3: フィッティング範囲による  $\chi^2/NDF$  とエネルギー分解能の変化

フィッティング範囲	$\chi^2/NDF$	エネルギー分解能 [%]
中心値 $\pm 1\sigma$	0.138	$3.0 \pm 0.3$
中心値 $\pm 1.5\sigma$	0.698	$2.8 \pm 0.1$
中心値 $\pm 2\sigma$	1.14	$2.96 \pm 0.06$
中心値 $\pm 2.5\sigma$	1.77	$3.04 \pm 0.05$
中心値 $\pm 3\sigma$	2.42	$3.09 \pm 0.05$
中心値 $\pm 3.5\sigma$	2.75	$3.11 \pm 0.05$

表 5.4: 2 GeV ビームでのバックグラウンドの除去方法に対するエネルギー分解能、フォアグラウンドとバックグラウンドの変化

カットの条件	エネルギー分解能 [%]	S/B
なし	$3.20 \pm 0.03$	$7.3 \pm 0.2$
readout1	$3.04 \pm 0.04$	$10.1 \pm 0.3$
readout1 かつ double1	$3.02 \pm 0.04$	$12.2 \pm 0.5$
readout1 かつ double2	$2.97 \pm 0.04$	$11.4 \pm 0.5$
readout2	$2.99 \pm 0.05$	$10.5 \pm 0.5$
readout2 かつ double1	$2.97 \pm 0.05$	$12.7 \pm 0.7$
readout2 かつ double2	$2.95 \pm 0.06$	$11.6 \pm 0.8$

## 5.4 バックグラウンドの除去方法によるエネルギー分解能とバックグラウンドの割合

ガウス関数のフィッティング範囲による  $\chi^2$ /自由度 とエネルギー分解能の値は表 5.3 に示す。

この結果から、エネルギー分解能を求める際のフィッティングは、 $\chi^2/NDF$  の値が 1 を超え始める、中心値から  $\pm 2\sigma$  の範囲で行う。

事象の選択方法によるエネルギー分解能と、バックグラウンドの割合の変化を表 5.4 に示す。

読み出し領域による検出器の不備と、電子が明らかに 2 つヒットした事象を取り除くことで、フォアグラウンドとバックグラウンドの比が向上し、バックグラウンドが除去され、エネルギー分解能が上がっている。

表 5.5: 4 GeV ビームでのバックグラウンドの除去方法に対するエネルギー分解能、フォアグラウンドとバックグラウンドの変化

カットの条件	エネルギー分解能 [%]	S/B
なし	$2.29 \pm 0.05$	$3.1 \pm 0.1$
readout1	$2.29 \pm 0.05$	$3.2 \pm 0.1$
readout1 かつ double1	$2.22 \pm 0.06$	$3.8 \pm 0.2$
readout1 かつ double2	$2.11 \pm 0.06$	$3.5 \pm 0.2$
readout2	$2.24 \pm 0.05$	$3.3 \pm 0.2$
readout2 かつ double1	$2.21 \pm 0.06$	$4.0 \pm 0.2$
readout2 かつ double2	$2.09 \pm 0.06$	$3.6 \pm 0.2$

表 5.6: 5 GeV ビームでのバックグラウンドの除去方法に対するエネルギー分解能、フォアグラウンドとバックグラウンドの変化

カットの条件	エネルギー分解能 [%]	S/B
なし	$1.76 \pm 0.09$	$0.184 \pm 0.009$
readout1	$1.79 \pm 0.09$	$0.195 \pm 0.005$
readout1 かつ double1	$1.64 \pm 0.09$	$0.32 \pm 0.02$
readout1 かつ double2	$1.6 \pm 0.1$	$0.32 \pm 0.02$
readout2	$1.7 \pm 0.1$	$3.2 \pm 0.2$
readout2 かつ double1	$1.5 \pm 0.1$	$0.31 \pm 0.02$
readout2 かつ double2	$1.5 \pm 0.1$	$0.30 \pm 0.02$

表 5.7: 1 GeV ビームでのバックグラウンドの除去方法に対するエネルギー分解能、フォアグラウンドとバックグラウンドの変化

カットの条件	エネルギー分解能 [%]	S/B
なし	$5.3 \pm 0.1$	$5.3 \pm 0.2$
readout1	$5.2 \pm 0.1$	$6.6 \pm 0.3$
readout1 かつ double1	$5.3 \pm 0.1$	$8.0 \pm 0.5$
readout1 かつ double2	$5.1 \pm 0.1$	$7.5 \pm 0.5$
readout2	$5.2 \pm 0.2$	$6.0 \pm 0.4$
readout2 かつ double1	$5.3 \pm 0.1$	$7.1 \pm 0.6$
readout2 かつ double2	$5.0 \pm 0.2$	$6.6 \pm 0.6$

表 5.8: エネルギー分解能のエネルギー依存性

エネルギー [GeV]	エネルギー分解能 [%]
1	$5.1 \pm 0.2$
2	$2.95 \pm 0.06$
4	$2.09 \pm 0.06$
5	$1.5 \pm 0.1$

## 5.5 エネルギー分解能のエネルギー依存性

バックグラウンドビームを除去する際、最も厳しい条件で事象選択を選択したときのビームのエネルギーとエネルギー分解能の関係を表 5.8 と図 5.3 に示す。エネルギーが高くなるほどエネルギー分解能が向上していることが示されている。また、この条件で事象選択したときの検出エネルギー分布を図に示す。

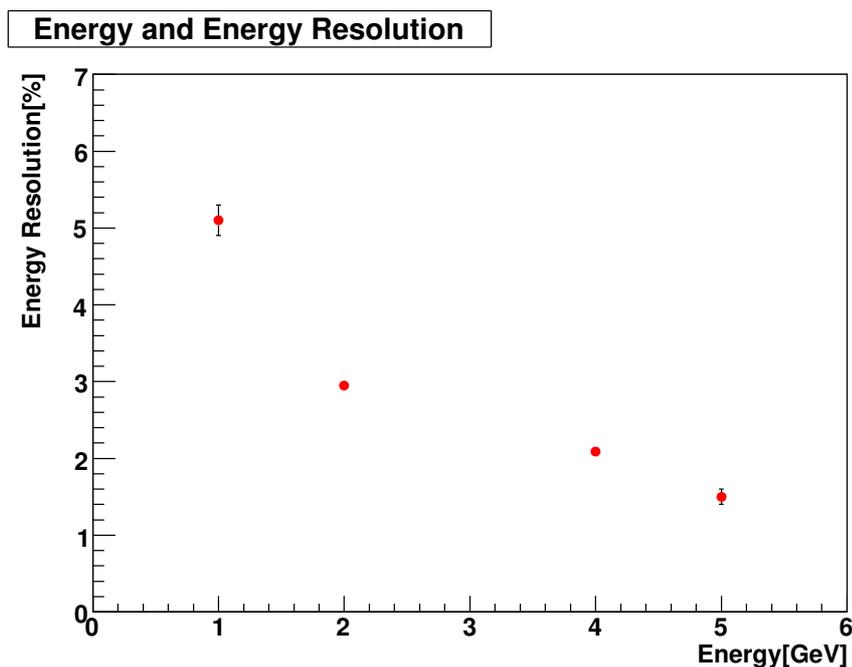


図 5.3: エネルギー分解能のエネルギー依存性：エネルギーが高くなるほど分解能が向上している

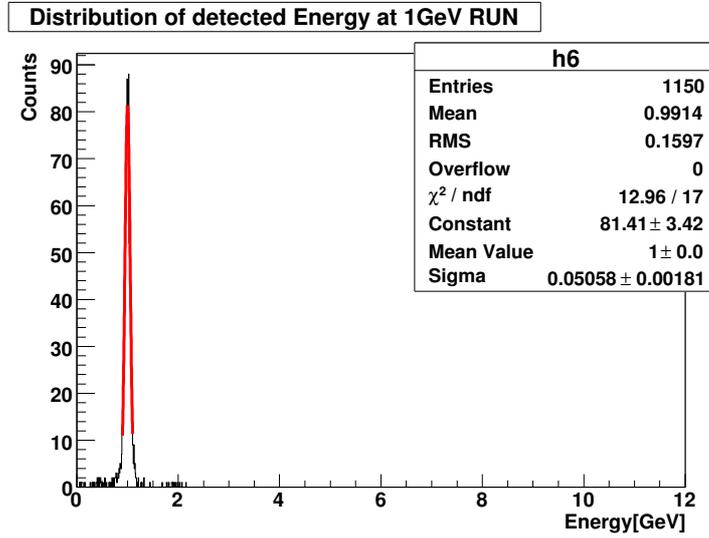


図 5.4: 1GeV のビームに対して検出されたエネルギー分布

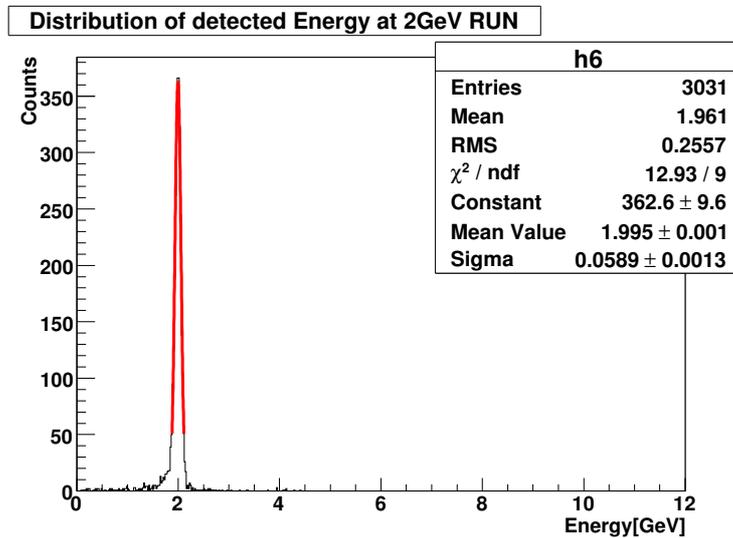


図 5.5: 2GeV のビームに対して検出されたエネルギー分布

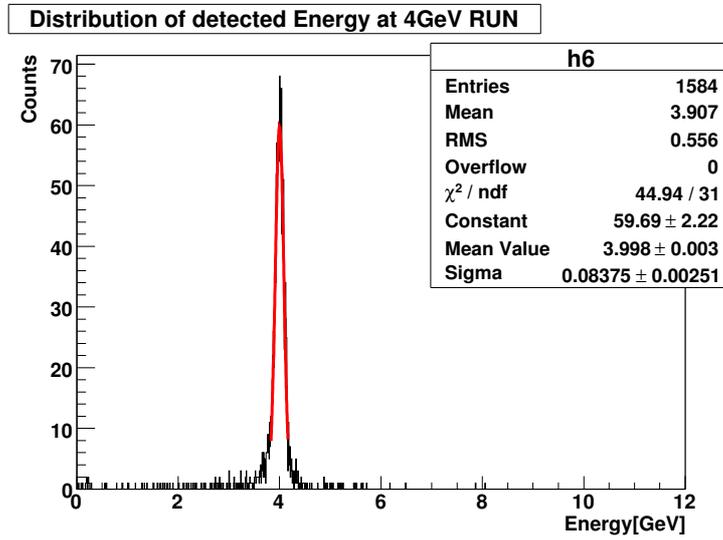


図 5.6: 4GeV のビームに対して検出されたエネルギー分布

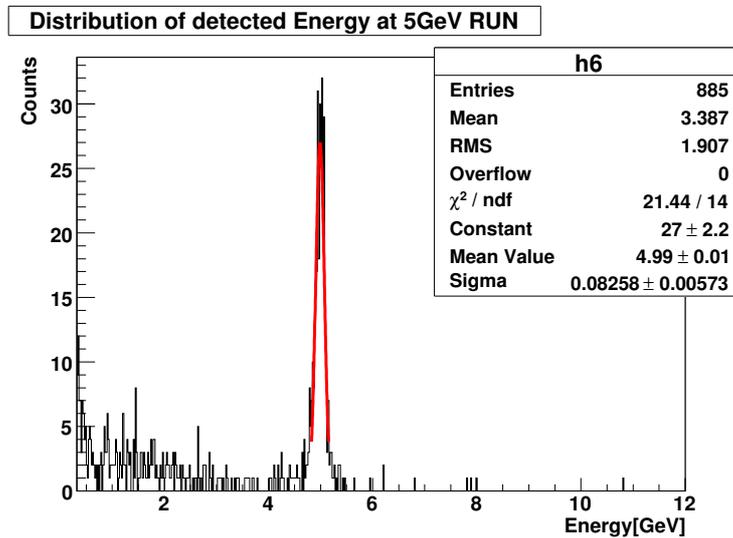


図 5.7: 5GeV のビームに対して検出されたエネルギー分布

## 5.6 検出されたエネルギー分布にみられるテイル

検出したエネルギー分布の中で、2 GeV よりやや低い 1.8 GeV 付近の領域に膨らみがみられる。この分布は較正や事象選択でも取り除くことはできなかった。この分布はエネルギー分解能を低下させるため、実際の光子測定にどれだけ影響を与えるのかを考察する。

実際の重イオン衝突実験で観測される光子は、パイ中間子が2つの光子に崩壊することで発生する崩壊光子が全体の98%を占める。従って、この崩壊光子はQGP相から直接出てくる光子に対して大きなバックグラウンドとなる。QGP相からくる熱光子の観測のためには、パイ中間子によるバックグラウンドを取り除くことが不可欠である。一度観測された光子からパイ中間子を再構成し、それを引くという手法がとられる。このときに今回みられる低域の分布がどれだけ影響を与えるのかを見積もる。

2 GeV 以外のエネルギー領域でも同じ割合でこの分布が発生するものと仮定する。パイ中間子の微分断面積は以下の式で与えられる。

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{1}{2\pi P_T d\eta} \frac{1}{L} \frac{dN_{\pi^0}}{dP_T} \quad (5.1)$$

ここで、 $dN_{\pi^0}$  はパイ中間子の生成量、 $P_T$  は横方向の運動量、 $L$  はルミノシティである。この式から

$$\frac{dN_{\pi^0}}{dP_T} \propto P_T \times E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \times (2\pi dP_T d\eta L) \quad (5.2)$$

という形がに直すことができ、パイ中間子の生成量は、微分断面積に  $P_T$  をかけたものに比例する。 $P_T$  には 5.5 TeV の陽子+陽子衝突から生成されるパイ中間子の微分断面積から見積もったバックグラウンド光子のスペクトラムを使う [2]。

まず、最初に今回の実験で検出されたエネルギー分布を関数で表せるようにおおまかにフィッティングし、検出  $P_T$  と微分断面積の積から生成量を 1 GeV から 20 GeV まで 1 GeV 刻みで求める。その生成量を、図 5.8、5.9 のように今回の実験でみられたフォアグラウンドとバックグラウンドと同じ比率で分布させ、PHOS で観測したときのようなエネルギー Spektrum を再現する。その図 5.10 のように分布を全  $P_T$  で足し合わせ、擬似的にパイ中間子を PHOS で検出したときの生成量分布を求める。同時に、図 5.11、5.12 のようなテイルのない理想的な正規分布で検出されたときとの違いを比較するために、生成量を正規分布に分布させたものを

用意する。これも 1GeV から 20GeV 分を足し合わせてスペクトラムを作る。各エネルギー領域で両者の生成量の比を取ることで、テイルがあるときとないときのずれが計算できる。

その結果を図 5.14 に示す。この図から、今回の実験で見られるテイルはパイ中間子の崩壊光子の分布を低  $P_T$  領域側にシフトさせ、2 GeV 付近では、パイ中間子からの光子の数に約 0.6 % の違いが起こりうるということが言える。図 5.15 は熱光子を含む全ての光子の数を、バックグラウンドであるパイ中間子の崩壊光子の数で割ったものである。熱光子は 10 % の比率で混ざっており、それに対して今回の計算結果 0.6 % という数は小さい。従って、今回見られた裾のテイルは ALICE 実験の鉛+鉛衝突での熱光子観測に大きな影響を与えることはないと考えられる。

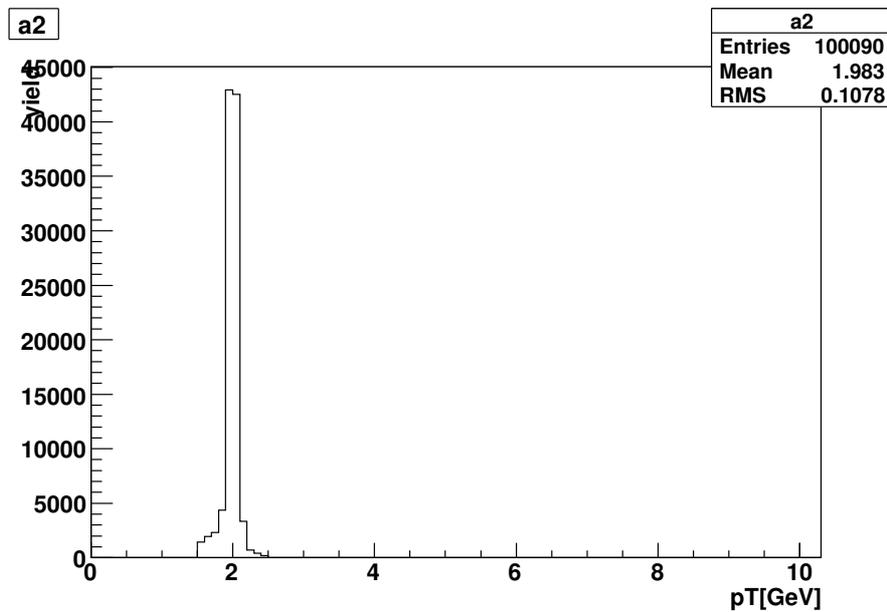


図 5.8: 2 GeV の  $P_T$  の生成量を今回の実験で得たエネルギー分布と同じように振り分けた図：同じようなテイルが再現されている

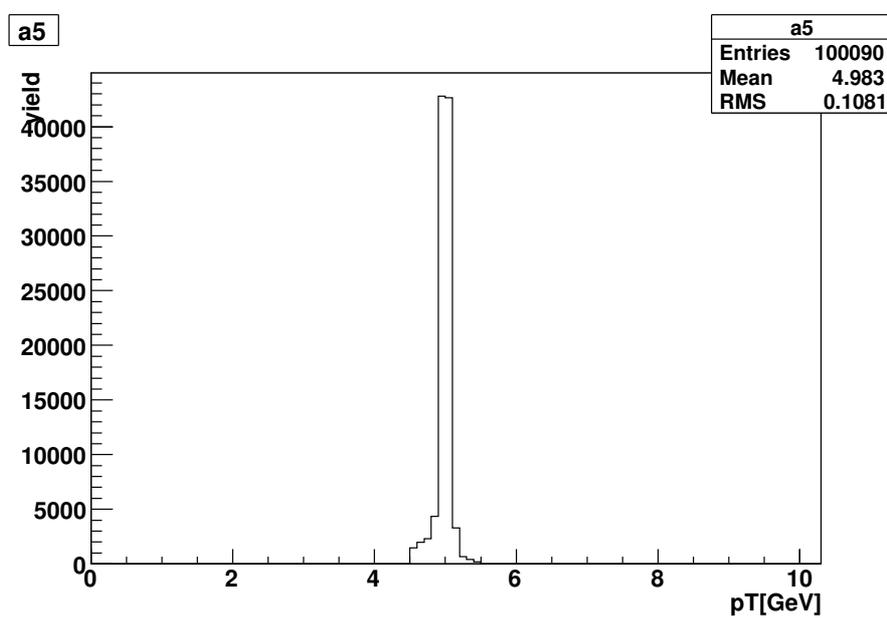


図 5.9: 5 GeV の  $P_T$  に対して求めた生成量を振り分けた様子：実験では 2 GeV のビームだったが、ここでは全てのエネルギーが同じかたちの分布で検出されることを仮定している。

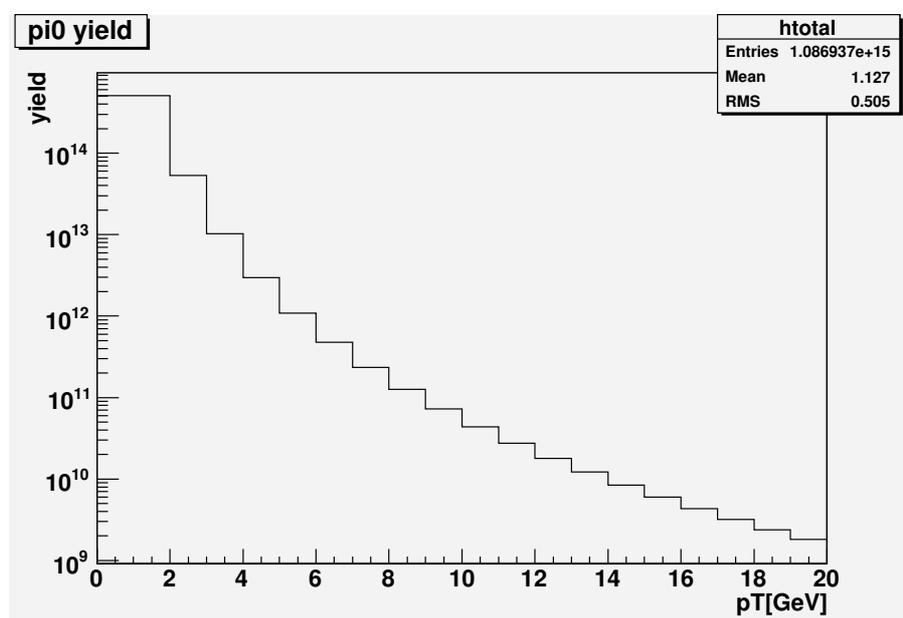


図 5.10: 1GeV から 20GeV の  $P_T$  領域のものを足し合わせた図：これはテイルがあるときに観測されるパイ中間子の生成量スペクトラムである

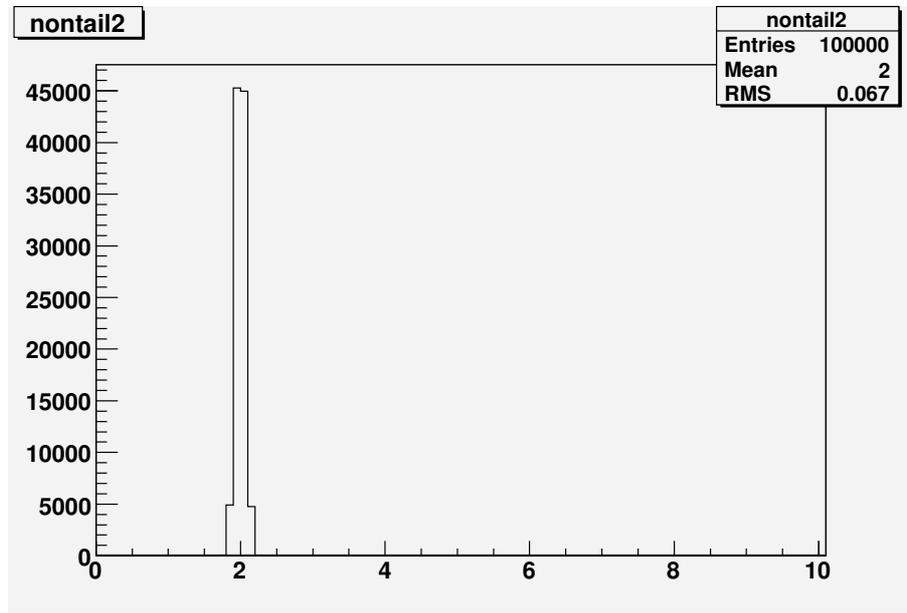


図 5.11: 2 GeV の  $P_T$  に対して求めた生成量を正規分布で振り分けた図 : 理想的に正規分布で検出されるときとの比較するためにつくる

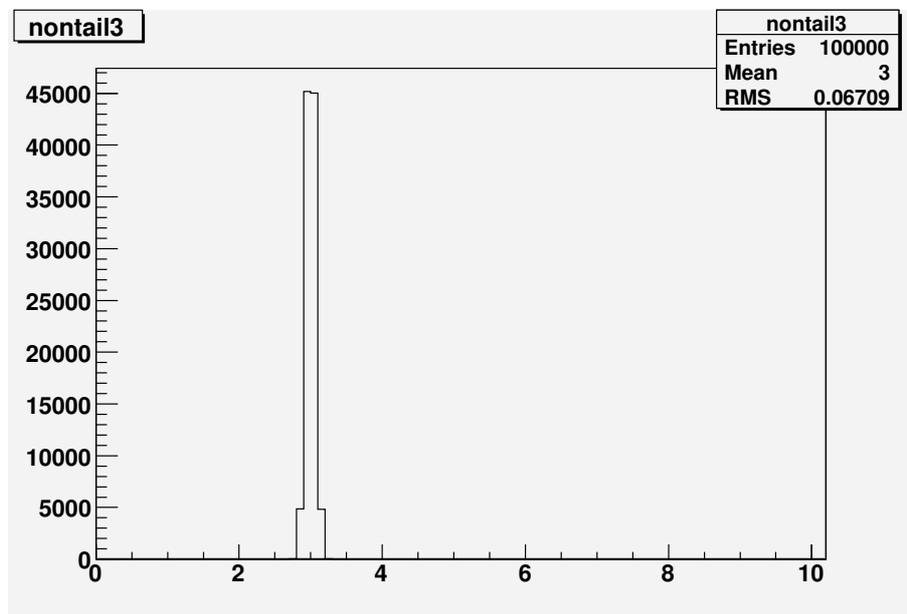


図 5.12: 3 GeV の  $P_T$  に対して求めた生成量を正規分布で振り分けた図

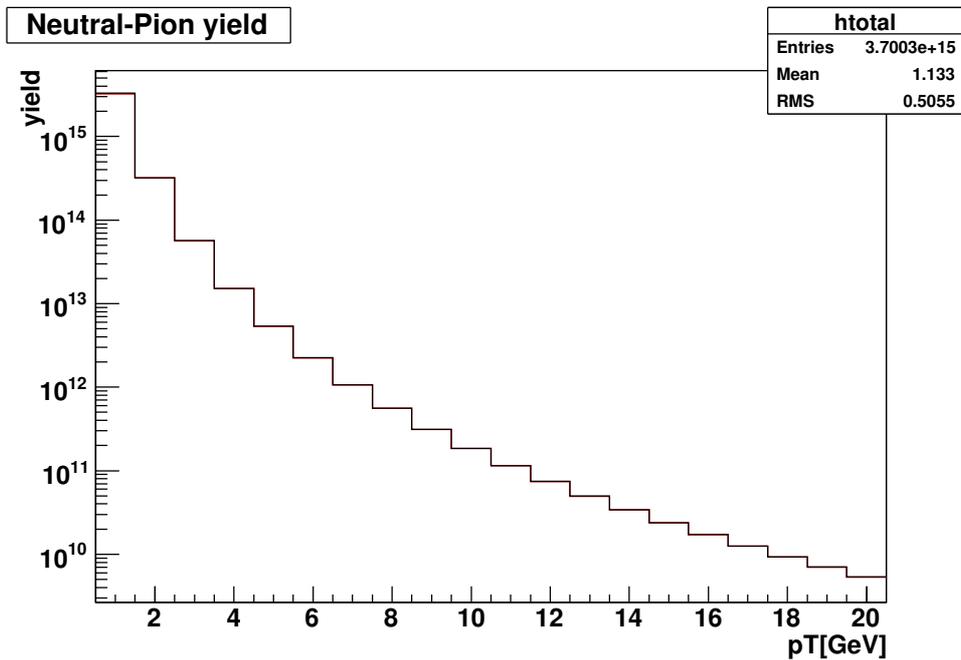


図 5.13: テイルがある場合とない場合のパイ中間子の生成スペクトラムを重ねて描いたもの：赤がテイルがあるときのスペクトラム、黒は正規分布で検出されることを想定したときのスペクトラムである

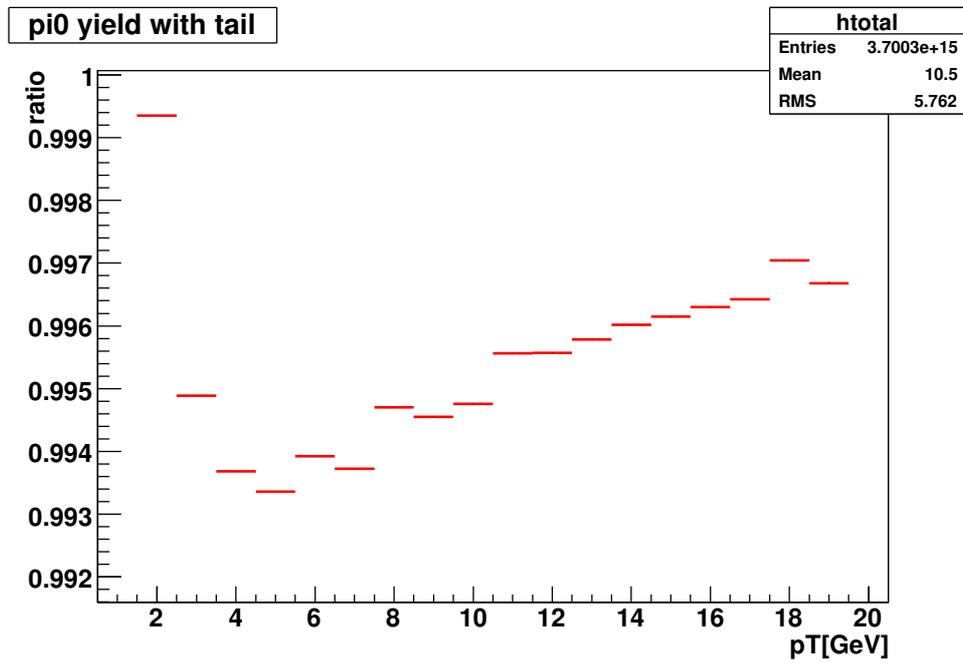


図 5.14: 各  $P_T$  でテイルがある場合ときのパイ中間子の生成量をテイルがないときの生成量で割った図: テイルのありなしでフォトンの収量が約 0.6 %程度変わる

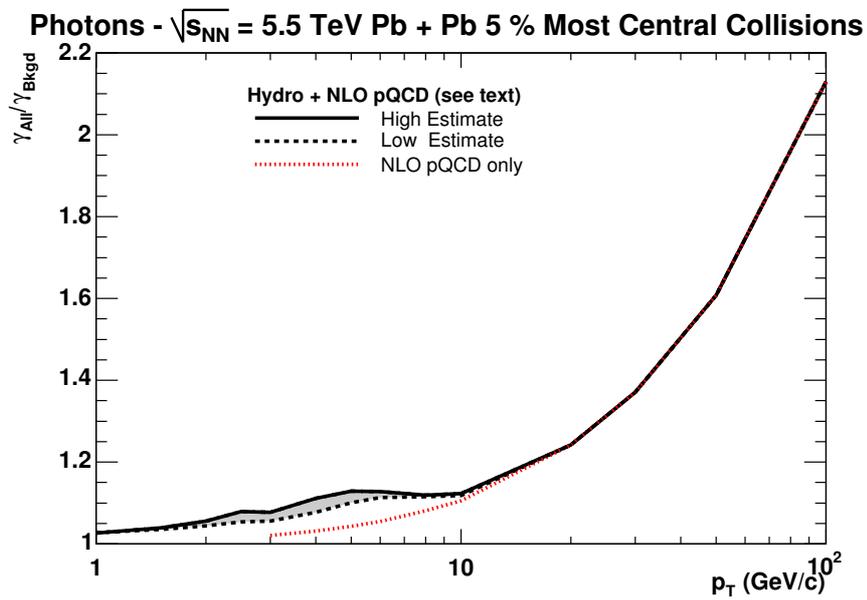


図 5.15: 重心系衝突エネルギー 5.5TeV での熱光子数の理論予想割合 [3] 全ての光子の数をバックグラウンド光子の数で割ったもの。熱光子は10GeVまでの領域でおおよそ10%である。

## 第6章 結論

本実験で、CERN-PS 加速器 T10 ビームラインにて ALICE 実験で実際に使用される PHOS 検出器の性能評価を初めて行った。-17 で運動量 1 ~ 5 GeV/c の電子ビームをあて、計 85 チャンネルのデータの解析を行った。

PHOS 検出器の出力値の読み出しに成功し、正しく動作していることを確認した。また、PHOS 検出器の PWO 結晶から数値化回路までの利得の較正をはじめとした、PHOS 検出器を用いた解析手法を確立した。

PHOS 検出器の性能を表す 1 つの指標となるエネルギー分解能を算出した結果、2 GeV に対して 6 % 程度だったが、利得の較正とバックグラウンドビームを検出した事象の除去を行うことによって  $2.95 \pm 0.06$  % にまで改善された。他の運動量のビームに対してもエネルギー分解能を計算し、エネルギーが高くなるほど分解能が向上するという結果を得た。

また、今回の実験でビームのエネルギーよりやや低い領域に分布があることが確認された。しかし、そのテイルの寄与は熱光子測定のバックグラウンドとなるパイ中間子の崩壊光子の検出数に 5 GeV 付近で最大約 0.6 % 程度の誤差を与えると見積もられた。従って、バックグラウンド数に対する熱光子数の比の予測値である 10 % と比較すると、この裾部分のテイルは熱光子測定に大きな影響を与えるものではないといえる。

## 第7章 謝辞

まず、本研究を行うにあたって多くの指導と助言をいただいた先生、スタッフの方々に感謝します。ミーティングでは、いつもの確な指摘でこの解析の指導をしていただいた杉立先生、ありがとうございます。行き詰ったときや困ったとき、いつも相談にのっていただいた志垣先生、これからもよろしくお願ひします。いつも面白い物理のトピックの話をしていただき、いろいろな知識を与えてくださった本間先生、ありがとうございます。

クォーク物理学研究室の皆さんにもお世話になりました。特に鳥井さんにはカロリメータの解析の手法を一から教えていただいただけでなく、ALICE CLUB を立ち上げて PHOS 検出器に関する多くの情報を提供して下さいました。また、2月に入ってから、パパになったばかりで多忙な時期にもかかわらず、メールやスカイプでアドバイスをしていただき、ありがとうございました。槌本さんには、まだプログラミング初心者の私にはほぼ毎日のように丁寧な指導をしていただきました。洞口さんからは、この論文を書く際に多くのアドバイスと笑いを頂き、いつも朝方まで指導をしていただきました。中村さんには解析マクロで困っている時や論文を書く時、書いた後まで多くの面で指導をしていただきました。渡辺さんはできた論文のチェックをして下さり、多くの誤字・脱字を発見していただきました。原田さんは遠く離れた茨城県からメールにて実験施設のことを教えていただきました。そして、4年生のみんなが支えあってくれて、この研究をしていく原動力になりました。

たくさんの方々の支えがあってこの研究を進めることができました。ここにお世話になった全ての方に感謝の意を表します。

## 参考文献

- [1] CERN/LHCC99-4,ALICE TDR2 (Technical Design Report of the Photon spectrometer)
- [2] P. Aurenche *et al.*, Eur. Phys. J. **C13** (2000) 347, hep-ph/9910252
- [3] F. Arleo et al., hep-ph/0311131
- [4] Hisayuki Torii , Ph.D thesis,Department of Physics,Kyoto University
- [5] Takuma Horaguchi , Ph.D thesis,Doctor of Science,Tokyo Institute of Technology
- [6] Ryota Kohara , Lead-tungstate crystals for a high performance electromagnetic calorimeter,Department of Physical Science , Hiroshima University
- [7] 大内田美沙紀 , 高エネルギー重イオン衝突実験 PHENIX における光子データ解析
- [8] The Nobel Prize in Physics 2004-Information for the Public : <http://nobelprize.org/physics/laureates/2004/public.html>
- [9] 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の物理
- [10] 渡辺大輔 , タングステン酸鉛結晶とアバランシェフォトダイオードを用いた電磁カロリメーターの性能評価
- [11] F.Arleo et al.,hep-ph/0311131v3, PHOTON PHYSICS IN HEAVY ION COLLISIONS AT THE LHC
- [12] detectors for particle radiation (second edition) : Konrad Kleinknecht

[13] Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments : W.R.Leo

[14] [http://wwwlapp.in2p3.fr/lapth/PHOX\\_FAMILY/readme\\_inc.html](http://wwwlapp.in2p3.fr/lapth/PHOX_FAMILY/readme_inc.html)

[15] QUARKS & LEPTONS : F. Halzen, A.D.Martin

[16] 原子核物理学 : 永江知文, 永宫正治 共著

[17] 原子核物理学 : 原康夫 著