

平成 23 年度卒業論文

多チャンネル読み出し電磁カロリメーターの
エネルギー較正法

広島大学理学部物理科学科
クォーク物理学研究室
B086199 久米 一輝

平成 24 年 2 月 10 日

指導教官 杉立 徹 教授
主査 本間 謙輔 助教
副査 岡本 宏己 教授

概要

高エネルギー重イオン衝突実験では、非常に高温高エネルギー密度な状態を再現でき、クォークやグルオンが閉じ込めから解放されたクォーク・グルオンプラズマ (QGP)、と呼ばれる状態に相転移することが期待できる。QGP 相の温度を測る上で、光子エネルギーの精密測定が重要であるが、そのためには光子エネルギーを測定する電磁カロリメーターの、正確なエネルギー較正が要求される。エネルギー較正は、レーザーなどの光源や実機による実データを用いて行われる。実データを用いたものでは、エネルギー損失が既知の値として知られている宇宙線や、中性中間子などが挙げられる。中性中間子は二つの光子に崩壊するため、測定された二つの光子をもとにして中性中間子の質量を計算でき、物理的に決まっている粒子質量を用いると、エネルギー較正に利用できる。しかし、原因は複数考えられるが、主に低エネルギー側において、エネルギーに対して応答が線形ではなくなることが知られており、中性中間子の不変質量分布の幅を広げる要因の一つになっている。この非線形な応答を補正できれば、より正確なエネルギー較正、つまり精密なエネルギー測定が可能となる。

本研究では実際に宇宙線を用いた電磁カロリメーターのエネルギー較正を行った。この作業を通して、宇宙線を用いたエネルギー較正には不定性を多く含むことを知り、中性中間子を用いたより正確なエネルギー較正について研究する。

実験室系において大きく非対称なエネルギーをもつ二つの光子に崩壊した中性中間子に注目する。非線形な応答は、高エネルギー側でその影響が小さくなることが知られているため、高エネルギーの光子に対しては比較的正確な測定が期待できる。よって、高エネルギーの光子と低エネルギーの光子が観測された事象では、高エネルギー光子の粒子情報を用いて、この手法により他方の光子のエネルギーの推定が可能である。推定されたエネルギーと直接測定されたエネルギーの比較により、非線形な応答を補正することが期待される。

本論文では、中性中間子を用いた非線形応答の補正について研究を行い、この手法を用いて各セルで非線形関数を導くことができた。

目次

第1章 導入	3
1.1 クォーク・グル オンプラズマ (QGP)	3
1.2 ALICE 実験	4
1.3 PHOS 検出器	5
1.4 鉛タングステン酸単結晶 (PWO)	6
1.5 電磁カロリメーター	6
1.5.1 シンチレーター	6
1.5.2 光検出器	7
1.5.3 電磁カロリメーター	8
1.6 非線形な応答	8
1.7 中性 中間子	10
第2章 目的	11
第3章 宇宙線を用いた エネルギー較正	12
3.1 セットアップ	12
3.2 解析手法	13
3.2.1 クラスタ法	14
3.3 エネルギー較正	15
3.4 解析結果	16
3.5 考察	19
第4章 中性 中間子を用いた 非線形応答の補正	20
4.1 中性 中間子を用いた非線形応答の補正の原理	21
4.2 解析手法	23
4.3 解析結果	23
4.3.1 エネルギー分解能	23

4.3.2	位置分解能	25
4.3.3	真値と再構成値	27
4.3.4	非線形応答の再現	29
4.4	考察	31
第 5 章	結論	34
付 録 A	荷電粒子または光子と物質の相互作用	36
A.1	イオン化	36
A.2	制動放射	37
A.3	電子陽電子対生成	38
A.4	電磁シャワー	38
付 録 B	第 3 章 宇宙線を用いたエネルギー較正	39
B.1	測定手順	39
B.2	測定結果	39
B.3	MIP ピークのばらつき	44
付 録 C	第 4 章 中性 中間子を用いた非線形応答の補正	45
C.1	エネルギー誤差の伝搬	45
C.2	角度誤差の伝搬	46

第1章 導入

本研究を知る上で必要な基礎知識について説明する。

1.1 クォーク・グルオンプラズマ (QGP)

高エネルギー原子核衝突実験では、衝突時に高温高エネルギー密度状態が形成されていることが期待できる。通常クォークはハドロンの中に閉じ込められているが、高温高エネルギー密度な状況下ではクォークは閉じ込めから解放され、クォークや反クォーク、そしてグルオンが非常にたくさん存在する多体系となり、全く新しい相が形成されていると考えられる。QGP相は熱平衡状態にあると考えられており、熱平衡状態では黒体輻射によって光子が放出される。光子の平均エネルギーは $E \sim kT$ (k はボルツマン定数) と決まっており、そのエネルギー分布はプランク分布によって決まっている。つまり、光子のエネルギーを精密に測定することで、QGP相の温度を測定できる。

QGP相は宇宙初期に存在していたのではないかと予想されている。つまり、QGP相の性質を探ることは宇宙初期の状態を解明することにつながり、非常に興味深い内容であるといえる。

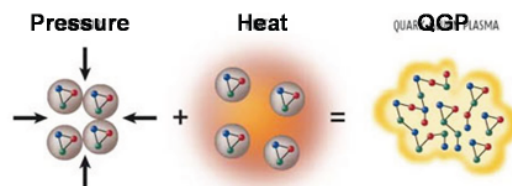


図 1.1: 高温・高密度での QGP 相転移 [4]

1.2 ALICE 実験

スイスとフランスの国境にある LHC 加速器で展開される実験の一つに、ALICE(A Large Ion Collider Experiment) がある。ALICE 実験では、重イオン衝突を行い、ビッグバン直後の状態を研究室内で再現・観測することを目的としている。QGP 相が観測されれば、現在の宇宙を構成している物質が、ビッグバンの後どういう過程によって生成されたかを知る手掛かりになる。QGP 相観測のためには、重イオン同士の衝突によって多数発生する粒子をそれぞれ判別し、運動量やエネルギーを精密に測定しなければならない。検出器としては、勿論、高い検出効率やエネルギー・位置分解能が要求される。装置全体では、高さ 16m、幅 16m、奥行き 26m、という巨大な検出器となっている。この実験には、世界 30ヶ国の人々が参加し、97 の研究機関から構成される、大規模な実験となっている。

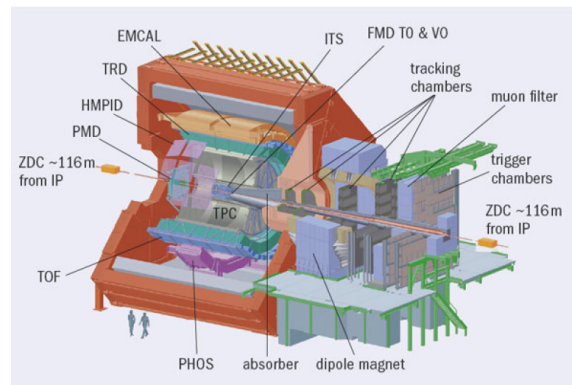


図 1.2: ALICE 実験の検出器。ビーム衝突点を円筒形に囲むように 17 種類の検出器が配置されている。[4]

1.3 PHOS 検出器

PHOton Spectrometer(PHOS) は ALICE 実験の検出器の中で最も外側にある電磁カロリメーターである。ALICE 実験での主な目的は光子を測定することで、ハドロンが崩壊してできた光子を検出して崩壊前の粒子を再構成することが可能である。また、QGP 相から出てくる直接光子を検出することも大きな目的である。

PWO 結晶を用いているため、高い位置分解能とエネルギー分解能を実現している。そのため、より高い運動量のハドロンから崩壊してできた 2 つの光子を識別することができ、QGP 相の存在の証拠として現れる、ジェットクエンチングの観測を行うことができる。

1 個のモジュールは $64 \times 56=3584$ 個のクリスタルから構成されており、現状では 3 モジュールが ALICE 実験で使用されている。

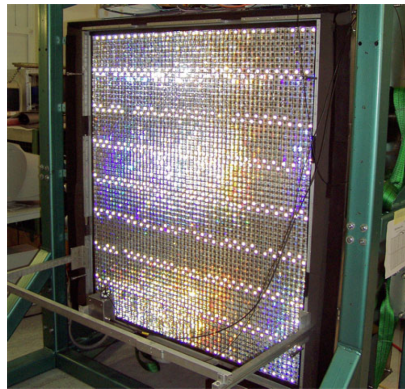


図 1.3: PHOS 1 モジュールの写真 [4]

1.4 鉛タングステン酸単結晶 (PWO)

本実験で用いた電磁カロリメーターに使われている結晶は、PWO 結晶と呼ばれるものである。PWO 結晶は、無機シンチレータである鉛タングステン酸単結晶 (PbWO_4) を $22 \times 22 \times 180\text{mm}^3$ に加工した結晶である。図 1.4 を見ると分かるように、電磁シャワーの広がりのパラメーターである、モリエール半径が 2.0cm と短いことが特徴であり、2 粒子分離分解能を追究する GeV 領域の電磁カロリメーター素材として優れている。欠点としては、蛍光量が他の無機シンチレータと比べて小さいことが挙げられ、それを改善する工夫が必要である。その工夫の一つとして、結晶の温度を下げるという工夫があり、温度が 1°C 下がるごとに蛍光量が 3% 増加するということが知られている。宇宙線の測定は、結晶を大型冷蔵庫の中で -25°C まで冷やした状態で行った。

物質	密度 [g/cm^3]	放射長 [cm]	モリエール半径 [cm]	減衰時間 [ns]	光量 [NaI] 比
NaI	3.67	2.59	4.13	230	1
PWO	8.3	0.89	2.00	10^f 50^s	0.006^f 0.001^s
BGO	7.13	1.12	2.23	300	0.9
CsI	4.51	1.86	3.57	6^f 35^s	2.3^f 5.6^s

図 1.4: PWO 結晶と、他の無機シンチレータとの比較。PWO 結晶の密度は高く、モリエール半径が小さいことが分かる。[5]

1.5 電磁カロリメーター

1.5.1 シンチレータ

放射線が物質中を通過する際に失ったエネルギーの一部が蛍光（シンチレーション光）として観測される物質をシンチレータと呼ぶ。シンチレータは、その化学的な組成から、無機シンチレータと有機シンチレータに分類できる。無機シンチレータの特徴として、密度が大きく蛍光量が多いので、エネルギー分解能が優れている。また、有機シ

シンチレーターは、粒子のエネルギー損失から発光するまでの時間が短く、時間分解能が優れているのが特徴である。

1.5.2 光検出器

光電子増倍管 (PMT) やアバランシェフォトダイオード (APD) などが挙げられる。シンチレーション光を読み取るセンサーとして使われることが多い。光検出器は光子を光電子に変換する役割を持ち、電圧を印加して使用する。PMT では約 1500V、APD では約 400V と、APD の方が低い電圧である。この電圧値は光電子の増幅率に影響するが、印加電圧があまりに大きすぎるとオーバーフローを起こすので、高すぎても良くない。また、この電圧値はエネルギー較正と深く関わる値でもある。本研究で用いた電磁カロリメーターは APD を使用しているので、APD について少し触れておく。

光検出器の本質的な役割としては、シンチレーション光を読み取って光電子を誘起し、それを増幅させることである。APD においては、電子なだれ (アバランシェ) を利用して光電子を増倍させている。特徴としては、量子効率が高く、磁場の影響を受けないことであり、また温度を下げることで増幅率が上がることが知られている。本研究で用いた電磁カロリメーターに使われている PWO 結晶の蛍光量は小さいため、PMT よりも量子効率の高い APD を用いている。

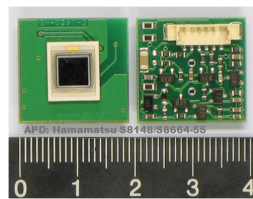


図 1.5: APD の写真。PMT に比べて小型で、受光面は小さい [1]

1.5.3 電磁カロリメーター

電磁カロリメーターは、電磁シャワーを用いて電子と光子のエネルギーを測定する検出器である。基本的には、光子や電子が入射するとシンチレーション光によって粒子を検出するシンチレーターと、そのシンチレーション光を読み取るための光検出器、APDからのアナログ信号をデジタル信号に変換する回路素子から構成され、この1セットをセル、もしくはチャンネルと呼ぶ。

データとして出力される主な流れを記述する。電子や光子が入射すると電磁シャワーが発生し、その終状態でイオン化によって結晶からシンチレーション光が発生する。これをAPDで受光し、光電子に変換する。光電子を電気信号として読み取り、アナログ信号からデジタル信号へと変換する、というのが簡単な流れである。しかし、このデジタル値というのは物理量ではないため、これを物理量(ここではエネルギー)に変換しなければならない。それを行うものが、エネルギー較正と呼ばれるものであるが、この詳細については第3章で述べることにする。

理想的には、可能な限り結晶を細かくして多チャンネル化できればよい。なぜなら、そうすることで、エネルギー分解能と位置分解能が向上され、多数の粒子を同時に測定することが可能となるからである。同時に多数の粒子を測定できることは、例えば多くの粒子に崩壊するようなハドロンを再構成することが可能であり、物理の自由度が広がるといってもよい。

1.6 非線形な応答

真値のエネルギーに対して測定されたエネルギーが非線形な関数系で表されることを、ここでは非線形な応答とよぶことにする。様々な原因があり非線形な応答が実現していると考えられるが、その全ての原因については把握できていない。例えば、電磁シャワーの発展の深さは入射光子のエネルギーに依存するが、入射光子のエネルギーが小さいときは電磁シャワーの発展も浅いため、シンチレーション光がAPDに届くまでの距離が長くなる。この場合、シンチレーション光がAPDに届くまでの過程で光が減衰してしまうことも考えられ、真値に対して測定値は低く見積もられてしまう。また、光子が結晶と結晶の隙間に入射したときなども、全てのエネルギーを結晶内で落とすことができず、エネルギーの

測定値は真値に対して低いはずである。一般的に、非線形な応答はエネルギーが低いほど、その影響が大きくなることが知られている。

非線形な応答を関数で表すと

$$f(E) = \frac{1}{1 + \frac{a}{1 + \frac{E^2}{b^2}}} \quad (1.1)$$

となることが、経験的に知られている [6]。 $a, b(\text{GeV})$ は定数である。

図 4.1 は非線形な応答を示した図である。10GeV 付近でほぼ線形で、低エネルギー側では非線形になっていることが分かる。また、より高いエネルギー領域では電磁シャワーが結晶から漏れ出てしまうために、真値に対して測定値が低くなっている。

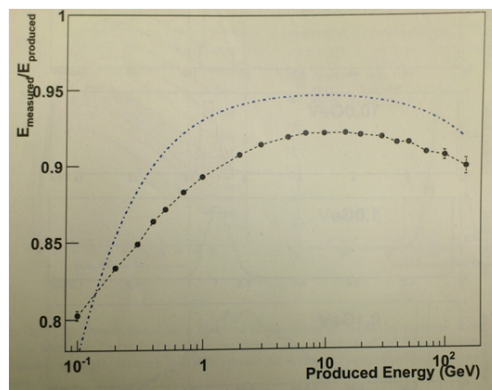


図 1.6: シミュレーションでの非線形な応答。縦軸に入射光子エネルギーと測定されたエネルギーの比、横軸に入射光子のエネルギーをとったもの。黒い点線は測定値に補正がかかっていないものを示している。青い破線は v4-06-00 の aliroot での非線形な応答の補正値を考慮したものである。 [2]

1.7 中性 中間子

中性 中間子はクォークと反クォークから構成される素粒子である。中性 中間子は98.8%の割合で2つの光子へと崩壊し、1.1%の割合で1つの光子と電子陽電子対に崩壊する。崩壊寿命は $8.4 \times 10^{-17} s$ と短く、生成されてすぐに崩壊する。このように、ほとんどの崩壊は二つの光子への崩壊であり、この崩壊チャンネルを用いて中性 中間子の不変質量を組む。

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \quad (98.8\%) \quad (1.2)$$

$$\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^- \quad (1.1\%) \quad (1.3)$$

中性 中間子の4元運動量は不変質量 M_{π^0} を用いて以下のように表される。

$$|p_{\pi^0}| = M_{\pi^0} = \sqrt{E_{\pi^0}^{*2} - p_{\pi^0}^{*2}} \quad (1.4)$$

実験室系において、崩壊の前後でエネルギーと運動量はそれぞれ保存している。よって

$$M_{\pi^0} = \sqrt{(E_{\gamma_1}^* + E_{\gamma_2}^*)^2 - (p_{\gamma_1}^* + p_{\gamma_2}^*)^2} \quad (1.5)$$

$$\begin{aligned} M_{\pi^0}^2 &= (E_{\gamma_1}^{*2} - p_{\gamma_1}^{*2}) + (E_{\gamma_2}^{*2} - p_{\gamma_2}^{*2}) \\ &\quad + 2(E_{\gamma_1}^* E_{\gamma_2}^* - p_{\gamma_1}^* \cdot p_{\gamma_2}^*) \end{aligned} \quad (1.6)$$

となり、光子は質量を持たないので $E_{\gamma}^* = |p_{\gamma}^*|$ とでき、以上を代入すると

$$M_{\pi^0} = \sqrt{2E_{\gamma_1}^* E_{\gamma_2}^* (1 - \cos \theta)} \quad (1.7)$$

となる。 $\cos \theta$ は、崩壊した二つの光子の成す角である。電磁カロリメーターによって二つの光子のエネルギーと位置を測定することができる。中性 中間子の寿命は短く、光子が生成された場所は衝突点としてよいので、 $\cos \theta$ も計算できる。(1.7)式によって、不変質量を計算し中性 中間子の再構成を行う。

第2章 目的

QGP 相の温度を測定するには、光子のエネルギーを精密に測定する必要がある。そのためには電磁カロリメーターの分解能を上げる必要があるが、光の減衰やクラスタリングなどの多様な要因で、主に低エネルギー領域で、真値のエネルギーに対して出力が非線形になることが知られている。この非線形な応答の影響で低エネルギー領域のエネルギー較正を難しくしている。本研究では、エネルギー較正に関する基礎的な知識や技能の習得と、中性中間子を用いた非線形な応答の補正を実現し光子エネルギーの精密測定を行うことを目的とする。

第3章 宇宙線を用いたエネルギー較正

多チャンネル読み出し電磁カロリメーターの、宇宙線を用いたエネルギー較正を行った。今回、宇宙線を測定するのに用いた電磁カロリメーターは、現在 CERN で行われている ALICE 実験の PHOS 検出器を再現した検出器 (テストベンチ) である。このテストベンチは、 6×5 の配列で結晶が入っており、30 チャンネルの読み出しが可能である。

宇宙線はほぼ光速で飛来し、物質中でのエネルギー損失が一定になることが知られている。この性質を利用してエネルギー較正を行う。なお、測定手順や測定においてのカット条件などは、付録 B にて詳細を記述する。

なお、この章での目的はエネルギー較正についての基礎知識の理解と技能の習得である。第 4 章で行った中性中間子を用いた非線形応答の補正は、エネルギー較正の次の段階として行われるべき過程である。従って、まずはエネルギー較正を実際に行った。

3.1 セットアップ

図 3.1 のように、シンチレーターを PWO 結晶の上下に設置する。図 3.2 のように、大型冷蔵庫の中には 6×5 に配列化した PWO 結晶が入っている。

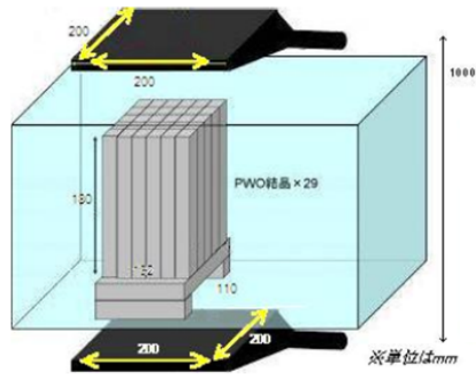


図 3.1: 実験機器の配置。PWO 結晶 6×5 のうち、角にある一つには結晶は入っていない。[1]

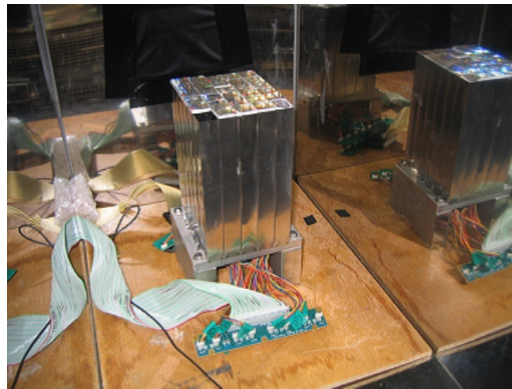


図 3.2: PWO 結晶の配置図。角の結晶は入っていない。[1]

3.2 解析手法

測定されたデータは図 3.3 のように表す。波形の高さを p_0 と呼ぶことにする。出力値からペDESTALの値を引いたこの値は、エネルギーに比例している。解析にはこの値を用いる。

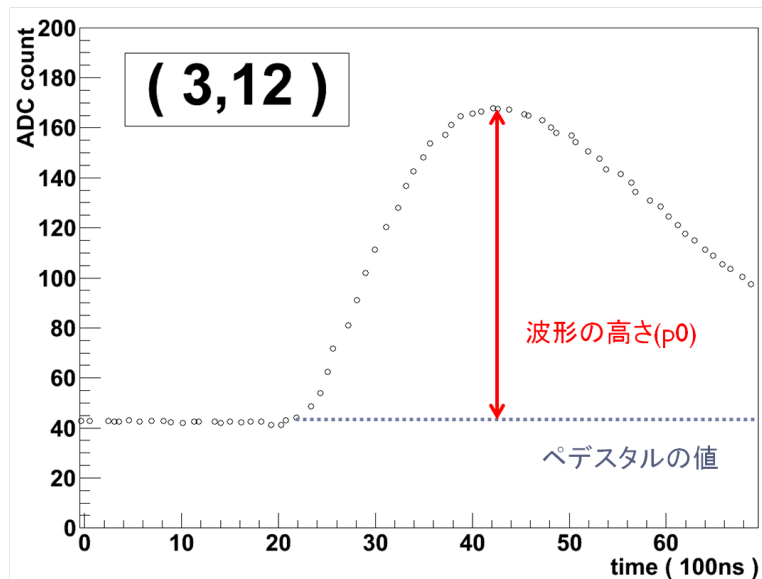


図 3.3: ある一つのセルでの、一回の信号の出力。横軸は時間で、縦軸は ADC Count で表される。

3.2.1 クラスタ法

宇宙線が結晶に対して角度を持って飛来してきた場合などは、宇宙線は複数の結晶を通過するので、その宇宙線が落としたエネルギーは複数の結晶からの出力の和となる。出力が宇宙線由来のものと思われる複数の結晶をひとまとめにし、クラスタと呼び、その作業をクラスタリングと呼ぶ。

1 イベント中で、閾値を超えた p_0 の中で一番大きな値があった結晶を中心に、その結晶と周囲の結晶からの出力を全て足し合わせるようなクラスタリングを行う。このクラスタのエネルギーを、中心の結晶のエネルギーとして解析を行う。例えば、図 3.4 のような p_0 の値のとき、 $10 + 5 + 4 + 4 + 3 + 3 = 29$ をクラスタエネルギーとして用いる。この手法の利点は、比較的少ない統計量からでも、宇宙線のピークを出せることである。また欠点として、エネルギー損失の正確な値が分からないという不定性を持つことである。

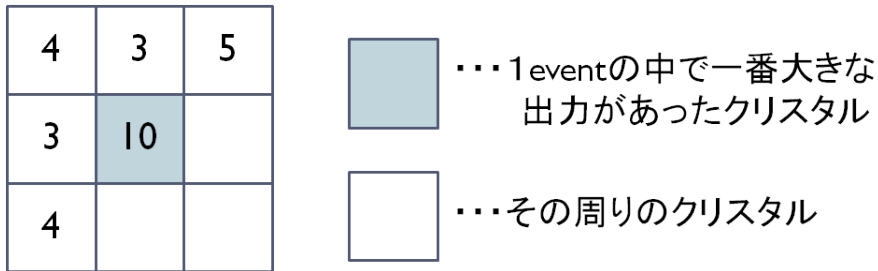


図 3.4: クラスタ法での簡略図

3.3 エネルギー較正

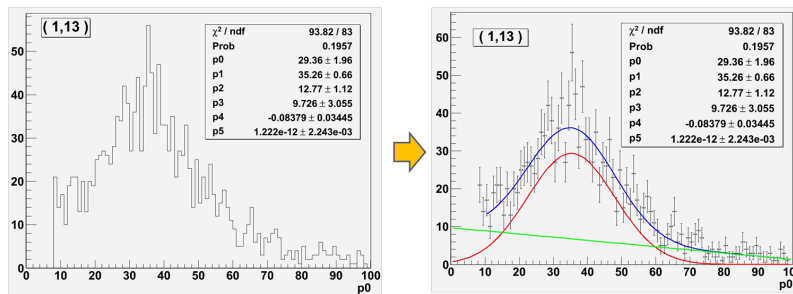


図 3.5: エネルギー較正手順簡略図。フィッティング関数にはガウス分布+二次関数を用いた。赤い線はガウス分布、緑の線は二次関数、青い線は全体の関数、をそれぞれ表している。

図 3.5 は、ある一つのセルの p_0 分布を示したものである。ペDESTALランで閾値を設定したため(付録 B 参照)、ノイズの影響は小さい。よって、これは MIP ピークと期待でき、これにガウス分布+二次関数でフィッティングを行う。図 3.5 の右図の青い線がフィッティングを行った結果である。例えば、この図の場合はガウス分布の平均値が 35.26(p_1)となっているが、この値を基準に何倍かの補正値を掛けてエネルギーを較正する。表 3.1 より、宇宙線のエネルギー損失は 18cm の長さでは約 180MeV と計算でき、今回、1ADC Count を 5MeV とすると、36ADC Count がその値に相当する。よって、36/35.26 という補正値をかけることで MIP ピークの位置と 36ADC Count を合わせることとなり、つまりエネルギーを較正することにつながる。

補正值の掛け方として、大きく分けて二種類ある。一つは APD にかける電圧の値を変えてエネルギー較正を行う方法 (オンラインでのエネルギー較正) と、もう一つはデータとして出力された後でエネルギー較正を行う方法 (オフラインでのエネルギー較正)、の二種類である。今回はオンラインでのエネルギー較正を 1 度行った後、オフラインのエネルギー較正を行った。

物質	密度 (g/cm)	dE/dx (MeV/cm)
$PbWO_4$	8.3	10.1

表 3.1: $PbWO_4$ の密度と単位長さあたりのエネルギー損失の値。Particle Date Group から値を引用。[3]

3.4 解析結果

クラスター法での p_0 分布を示す。

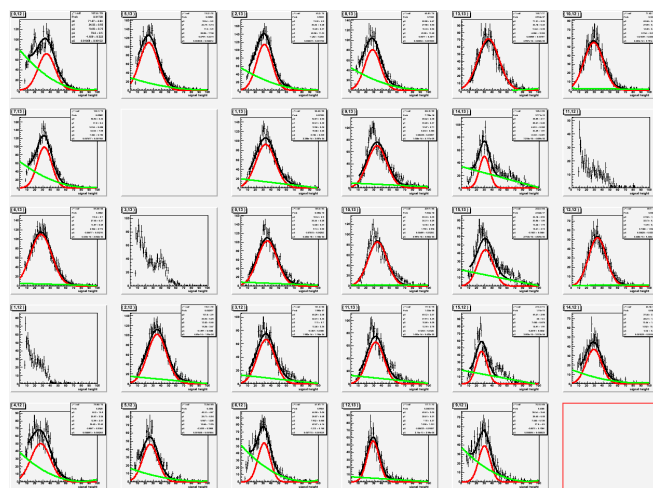


図 3.6: クラスター法での p_0 分布

図 3.6 で、 p_0 の分布が表れていない箇所は、結晶が入っていないチャン

ネルと、バッドチャンネルとされる場所である (付録 B 参照)。黒い線が全体としてのフィッティング、赤い線がガウス分布、緑の線が二次関数に、それぞれ相当する。宇宙線のピークが見えていない箇所 (フィッティングできていない箇所) があるが、これは APD に印加する電圧が低いためだと考えられる。この結果をもとに、一度電圧の値を調節してから、再度測定を行った。図 3.6 の結果を用いて、オンラインで一度目のエネルギー較正を行った結果を下の図に示す。

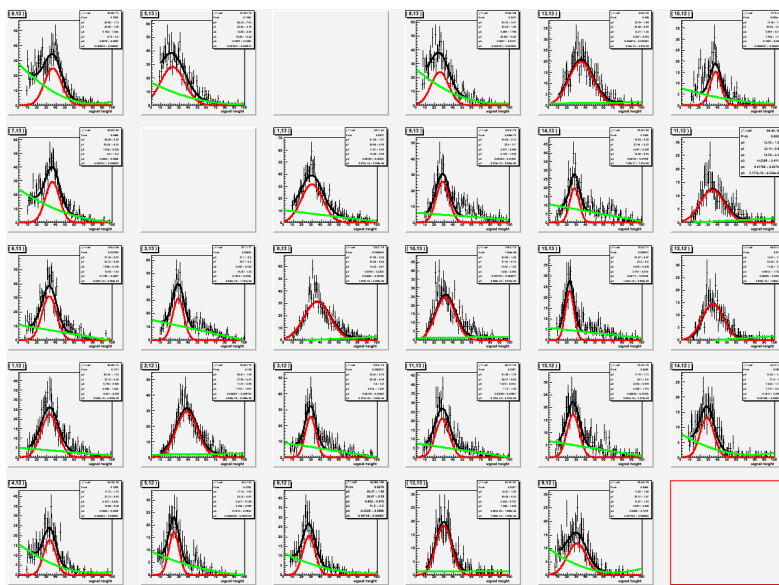


図 3.7: クラスター法での p_0 分布。オンラインでエネルギー較正

図 3.7 では図 3.6 で見えなかったチャンネルでピークが見えていることが分かる。この作業の間に、図 3.6 で一番上の行の左から三番目の列のチャンネルがバッドチャンネルとなってしまった。この結果から、次はオフラインでのエネルギー較正を行った結果を図 3.8 に示す。

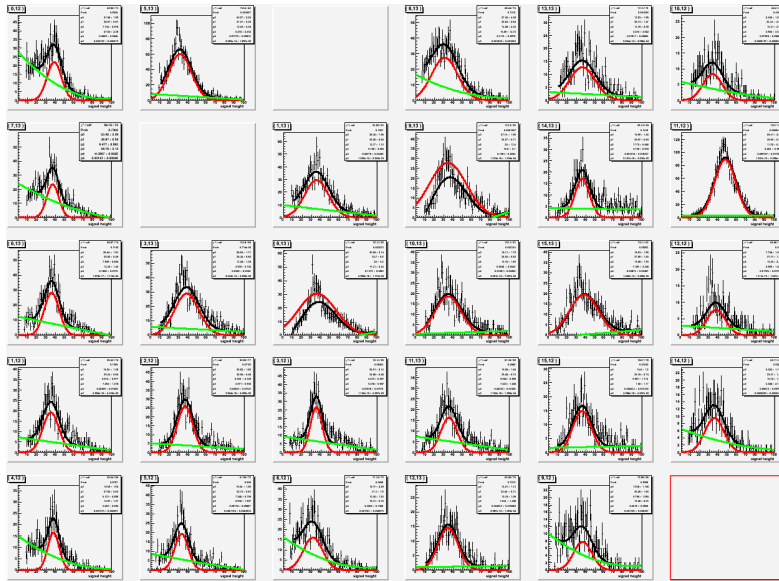


図 3.8: クラスタ法での p0 分布。オフラインでエネルギー較正

図 3.6・図 3.7・図 3.8 での MIP peak の位置のばらつきを図 3.9 に示す。

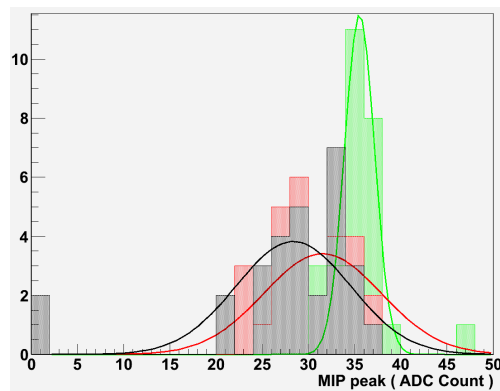


図 3.9: MIP peak のばらつき。黒が図 3.6、赤が図 3.7、緑が図 3.8 にそれぞれ対応する

クラスタ法を用いた場合は、複数のセルの値を用いるため、この図から、一回のエネルギー較正では全体のばらつきを揃えることができないのが分かる。また、オンラインでのエネルギー較正によってある程度

出力が揃っていないと、オフラインでのエネルギー較正を何度繰り返したところで、あまり効果がない。このように何回かエネルギー較正を行って、各チャンネルからの出力を揃える。この作業をイタレーションと呼ぶ。

3.5 考察

宇宙線を用いたエネルギー較正では、エネルギー損失の値が正確には分からないという不定性を持つ。平均エネルギー損失の値は計算式から導かれたもので、ビームテストなどをしない限りはその値がどれだけ正確であるのかも分からない。平均化された値であるため揺らぎを多く含み、現れる MIP ピークにも比較的大きな幅が存在してしまう。第1章でも述べたように、エネルギー較正では非線形な応答も考慮する必要がある。以上のことを踏まえて、宇宙線を用いたエネルギー較正は比較的大まかなエネルギー較正と言える。

第4章 中性 中間子を用いた 非線形応答の補正

粒子のエネルギー損失を用いたエネルギー較正は不定性を多く含むため正しくできない。統計量が充分あり、不定性が小さな粒子をエネルギー較正に使いたい、その一つとして中性 中間子の不変質量を用いたものがある。しかし、いかに不定性を小さくしても、検出器側の要因として非線形な応答などが存在するため、正確なエネルギー較正を行うことができない。この効果はエネルギーに依存しているため、第3章の際に用いたような、単純に何倍かの補正値をかけるだけでは較正できない。また、この振る舞いは各セルで異なっているため、全体(図4.1)から求まる非線形関数に基づいて補正値をかけただけでは、正しいエネルギー較正とは言えない。各セルの補正を可能にする手法として、中性 中間子を用いた手法を提唱し、この手法について研究を行った。

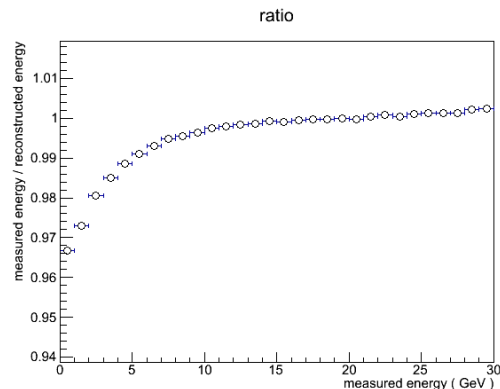


図 4.1: 本研究に用いたシミュレーションでの非線形関数。縦軸に真値と測定値の比、横軸に測定値を示しており、全セルを統合した図。後に述べるが、クラスタリング寄与による非線形な応答を表している。

4.1 中性 中間子を用いた非線形応答の補正の原理

第1章でも述べたように、低エネルギー領域においては非線形な応答が知られているため、正しくエネルギー較正を行うことは難しい。しかし、高エネルギーにおいては非線形な応答の影響が小さくなることもまた知られており、本研究ではその点に注目し、非線形な応答の補正を検討する。

中性 中間子の崩壊において、高横方向運動量領域においては、低エネルギー光子と高エネルギー光子に崩壊するような場合も存在する。このとき、測定されたエネルギーのうち、高エネルギー光子が作ったと思われるクラスターエネルギーとクラスターポジション（光子が入射したと思われる座標）は真値に近いことが期待できる。中性 中間子の質量は物理的に決まっていることを利用して、高エネルギー光子と中性 中間子の質量から、低エネルギー光子のエネルギーを推定する。この値は、高エネルギー光子と二つのクラスターポジションが非常に正確に測定できていたならば、真値に近い値を持つと期待できる。この値と実際に測定されたクラスターエネルギーの比較により、非線形関数を導出でき、非線形な応答の補正を行うことが可能である。

まず初めの手順として、中性 中間子であることを利用するため、図4.2の上部のようなクラスターが要求されるイベントから、中性 中間子の不変質量を組む。中性 中間子の不変質量は以下の式を用いる。中性 中間子の不変質量の値は、 $134.9\text{MeV} \pm 10\text{MeV}$ を要求する。これは、不変質量を組むのに用いた二つの光子が、中性 中間子起源であることを保障するための要求である。

$$M_{\pi^0} = \sqrt{2E_l E_h (1 - \cos\theta)} \quad (4.1)$$

E_l = 測定されたクラスターエネルギー
(*Low Energy Cluster*)

E_h = 測定されたクラスターエネルギー
(*High Energy Cluster*)

次に、図4.2の下部のように、中性 中間子の不変質量と高エネルギークラスターと位置情報から、低エネルギークラスターを再構成する。再

構成は以下の式を用いる。

$$E_{rec} = \frac{m_{\pi^0}^2}{2E_h(1 - \cos\theta)} \quad (4.2)$$

E_{rec} = 再構成されたクラスターエネルギー
(*Reconstructed Low Energy Cluster*)

m_{π^0} = 中性 中間子の質量 (134.9MeV)

E_l と E_{rec} を比較して、非線形な応答の補正を行う。

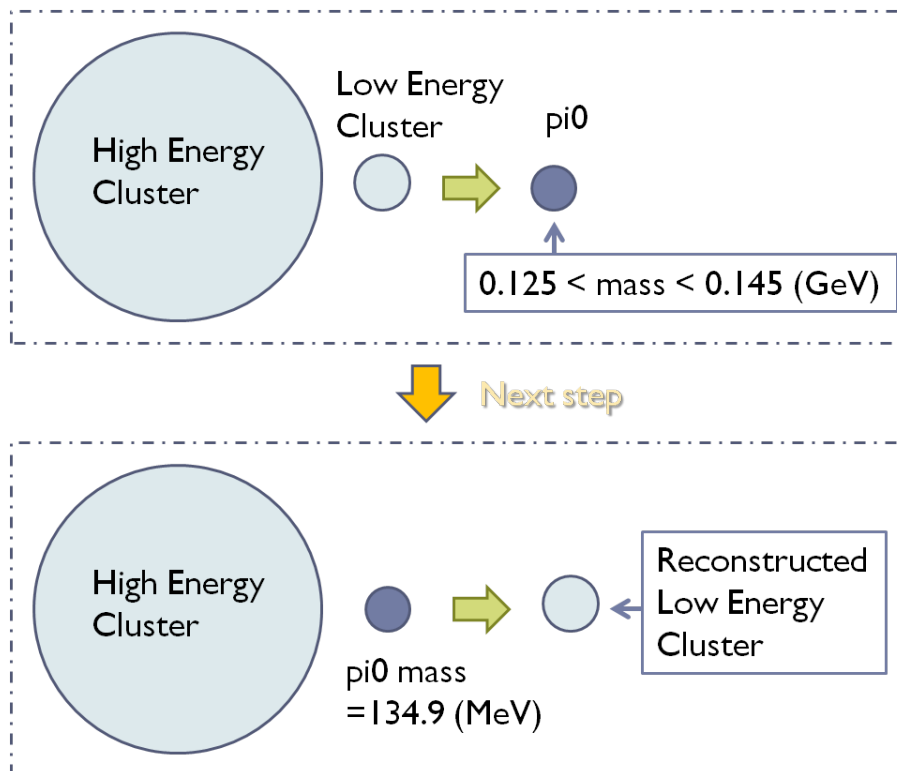


図 4.2: エネルギー再構成手順の簡略図

4.2 解析手法

真値と比較できるようにシミュレーションを用いて検証を行った。行ったシミュレーションは単中性 中間子シミュレーションであり、これは1 イベントにつき1つの中性 中間子を生成し、検出器に向けて飛ばすものである。検出器にはPHOS 検出器のみを設置し、中性 中間子の横方向運動量は0~100GeVでランダムに生成した。統計量としては、 2×10^6 イベントを使って解析した。

また、本シミュレーションではノイズや光の減衰といった影響は考慮されておらず、本シミュレーションで見えている非線形な応答(図4.1)は、ほとんどのものが、クラスタリングによる寄与であると予想されることを先に述べておく。

4.3 解析結果

初めに、高エネルギーでのエネルギー分解能と位置分解能が本当に良いのか、という検証を行う。

4.3.1 エネルギー分解能

シミュレーションにおいて、真値と測定値との比をとったものを図4.3に示す。

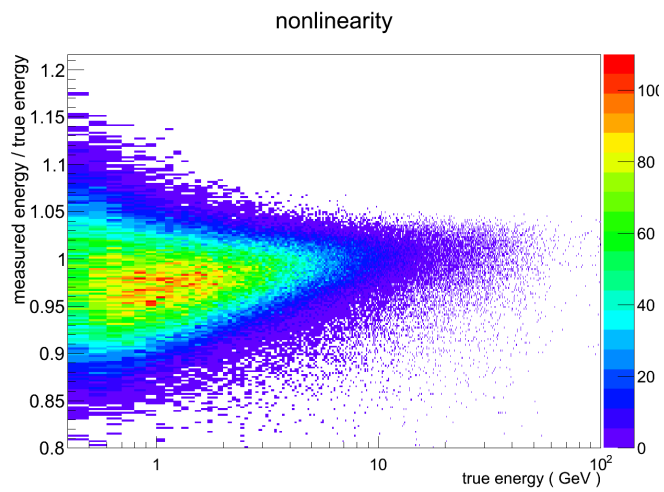


図 4.3: 縦軸に真値と測定値の比、横軸に真値、を示す。

図 4.3 は、本手法で用いるイベントを使ってプロットしたものである。高エネルギーになるに従って、比率が 1 に近づいている。続いて、高エネルギー (10 ~ 20GeV) での比を見たものを図 4.4 に示す

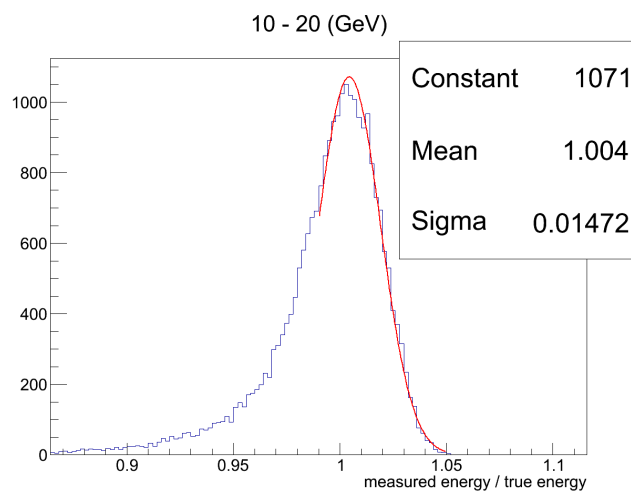


図 4.4: 10 ~ 20GeV での真値と測定値の比

図4.4で示されているように、高エネルギーにおいては、ガウス分布によるフィッティングから、1.5%の精度で測定されていることが分かる。この値が再構成されるエネルギーの精度に伝搬する(付録C参照)。このように、高エネルギーで測定の精度は良く、ガウス分布の平均値もほぼ1となっているため、前提としている高エネルギーでのエネルギー分解能は良い、という条件を満たしていることが分かる。高エネルギーの条件は図4.1より、 $E_h > 10 \text{ GeV}$ とした。

4.3.2 位置分解能

高エネルギー光子がつくるクラスターの場合、電磁シャワーの広がりも大きくなり、その重心位置の精度は良いものと期待できる。しかし、低エネルギー光子がつくるクラスターの場合は電磁シャワーの広がりも小さく、エネルギーが非常に小さい場合はクラスタリングの閾値によって認識されないセルもあるので、重心位置の精度は悪いと考えられる。

シミュレーションでは、崩壊した光子の運動量が分かるため光子が入射した真の位置と測定された位置が分かるため、測定された位置からの実際のズレが計算できる。クラスターを構成するセルの数とそのズレを計算した値の比較を図4.5、図4.6に示す。

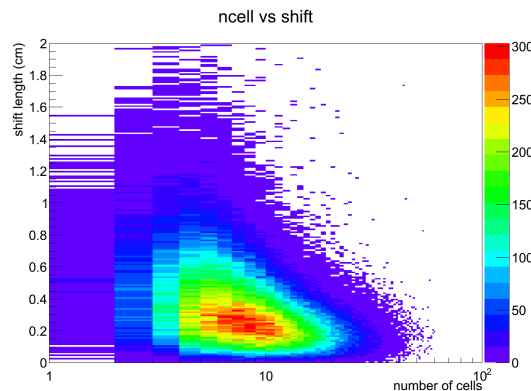


図 4.5: 縦軸に測定された位置からのズレ、横軸に1クラスターを構成するセルの数、を示す。

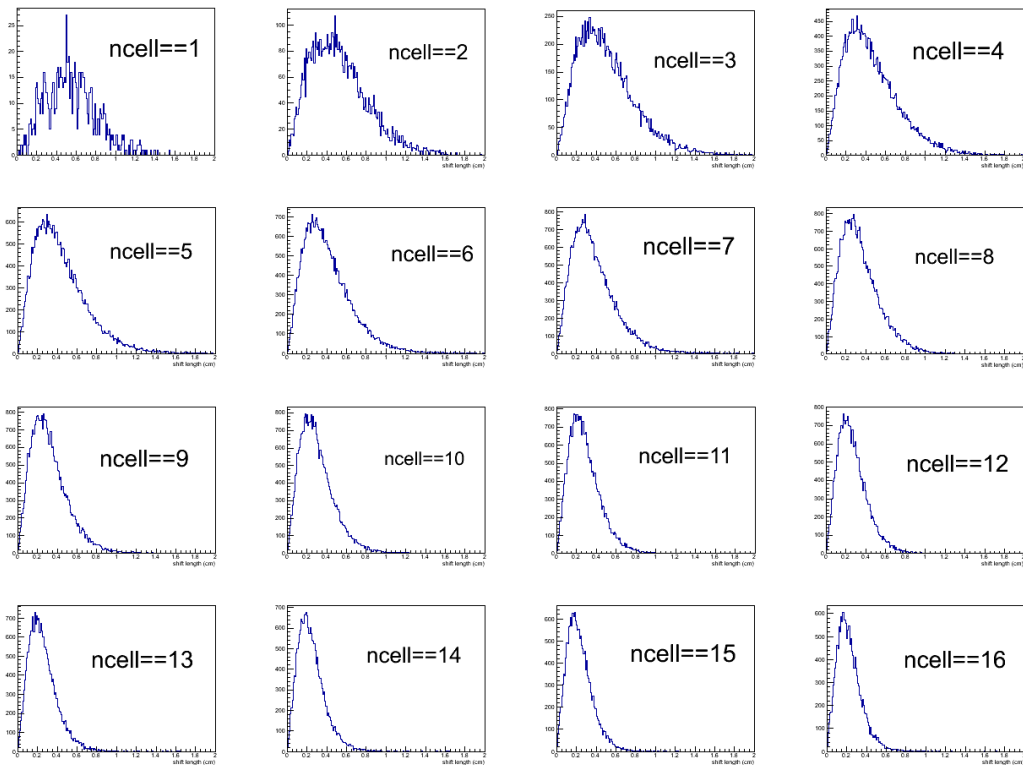


図 4.6: 図 4.5 をセルの数毎に見たもので、測定された位置からのズレ、を示す。

図 4.6 から、セルの数が多くなるにつれて測定された位置からのズレが小さくなっているのが分かる。このように、高エネルギーでは位置分解能が良いという前提も満たしている。

低エネルギークラスターでのセルの数は図 4.7 のような分布になっている。位置分解能の良い低エネルギーのクラスターを採用しようとして、例えばセルの数 > 5 を要求したとしても、図 4.6 と図 4.7 を考慮すればそれほど効果があるとは思わず、統計量として損すると考え、セルに対しての要求はセルの数 > 2 とする。この値は、図 4.6 において、セルの数 ≤ 2 では他に比べて分布の幅が大きいので、その値を最低限のセルの数の要求とする。

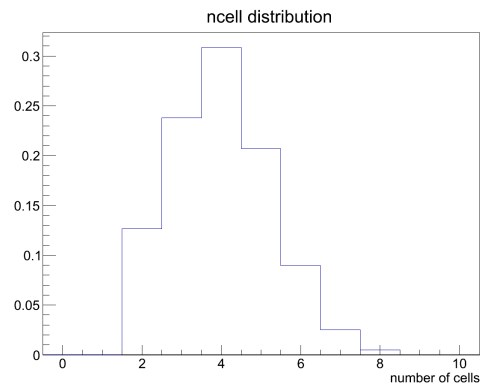


図 4.7: 低エネルギークラスターを構成するセルの数の分布

4.3.3 真値と再構成値

実際に再構成されたクラスターエネルギーと真値との比較を行ってみる。図 4.8 は、真値と再構成されたエネルギーとの比をとったものである。また、図 4.9 は図 4.8 を測定エネルギーごとに細かく分けてフィッティングを行い、平均値をプロットしたものである。

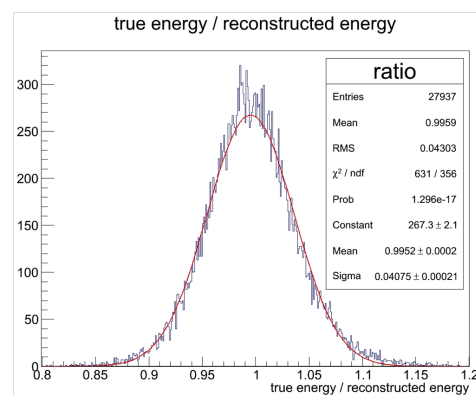


図 4.8: 真値/再構成値 の図。どの程度まで真値の再現ができているかを示す。

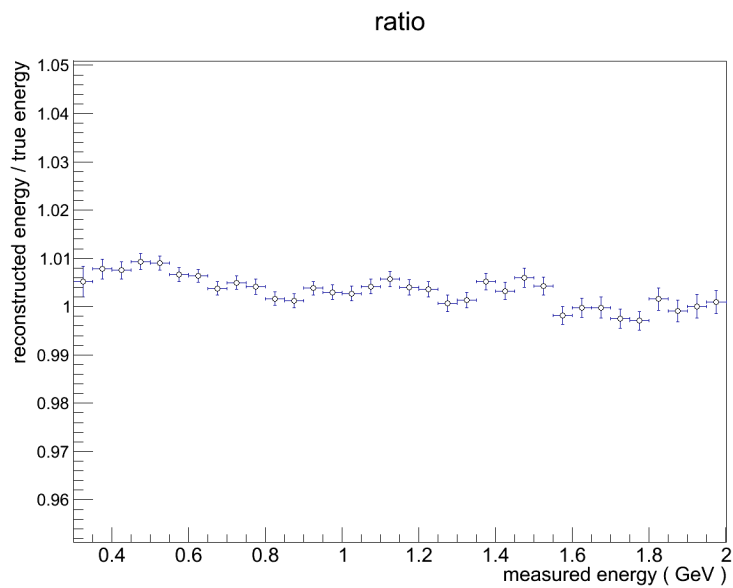


図 4.9: 図 4.8 を測定されたエネルギー毎に分けて、図 4.8 のようにガウス分布でフィッティングを行い、その平均値をプロットしたもの。

図 4.8 より、ガウス分布でフィッティングを行った結果が、平均値 0.995 と 4 % の揺らぎがあることが分かる。また、図 4.9 より、ほとんどのエネルギー領域で 1 % 以内の平均値を再現できていることが分かる。誤差が大きい場合は統計量で補うことができるので、原理的にはこの手法で非線形関数の導出が可能といえる。

4.3.4 非線形応答の再現

この結果をもとに、実際に非線形な応答の再現を試みた。まずはセル全体の傾向を再現する。

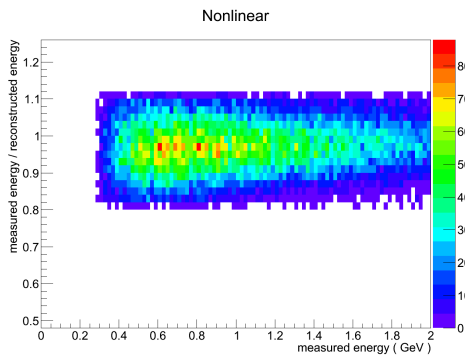


図 4.10: 測定値/再構成値

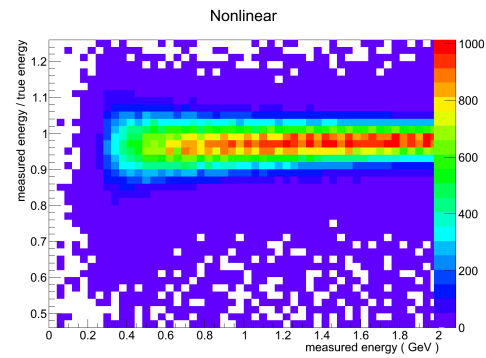


図 4.11: 測定値/真値

図 4.10 では、 $0.125 < \text{不変質量} < 0.145(\text{GeV})$ という質量のカットをかけているため、上下で切れているような形になっている。また、 $E_l < 1\text{GeV}$ としたため、左図の右上で切れている形になっている。

図 4.10・図 4.11 で、 0.05GeV 毎でそれぞれガウス分布でフィッティングをかけて平均値を示したものを図 4.12 に示す。

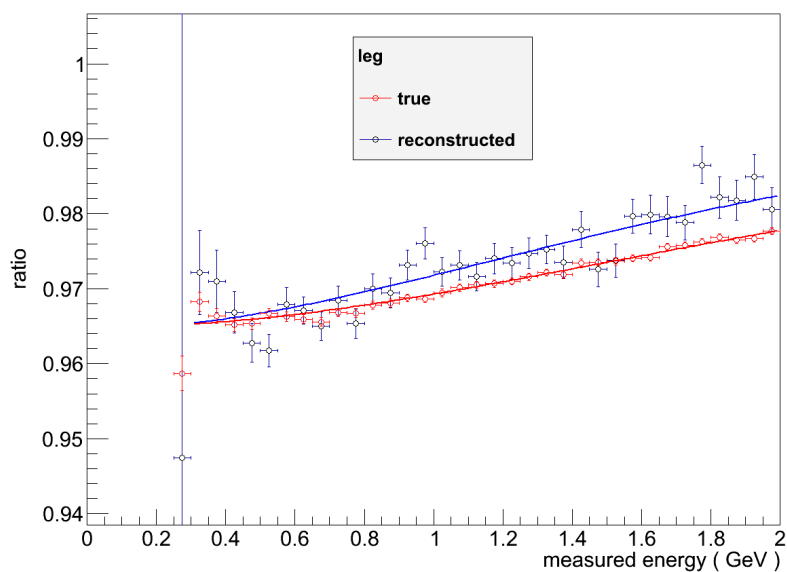


図 4.12: 図 4.10 と図 4.11 で、横軸のエネルギーを 0.05GeV 毎に区切ったものを、それぞれガウス分布でフィッティングを行い、中心値をプロットしたもの。誤差は、フィッティング誤差を用いた。さらに式 (1.1) でフィッティングを行った。

図 4.12 の赤と青の点の比が、図 4.9 に類似するものである。図 4.9 は本手法で要求するカットをかけたイベントのみを用いたプロットであり、図 4.12 の赤い点の方は全てのイベントを用いたプロットである。図 4.12 で、約 1% の精度では真値を再現できていることが分かる。ただ、この手法では、真値の比よりも再構成値の比の方が全体的に上にシフトするような形となっている。これはこの手法でかかる補正のようなものであり、実際に非線形関数から補正値を導くときは考慮すべき問題である。

4.4 考察

非線形な応答のセル全体の傾向を求めただけでは、目的は達成していない。各セルでの非線形な応答を求めることが、本研究の目的であり、本手法の特徴である。注意すべきことは、本シミュレーションでは各セルで応答が変化しないことである。しかし、各セルで振る舞いが違うことを考慮するより以前に、今の統計量で各セルで図 4.12 のような非線形関数が出せるのかどうかを、確かめる必要がある。

問題は、今まで見ていたものはクラスターエネルギーを横軸とした非線形関数であって、今回導こうとしているのは各セルのエネルギーを横軸にした非線形関数であるということだ。クラスターはセルの集まりである。よって、ここは簡単に、クラスターを構成するセルの中で一番大きなエネルギーを持ったセルのエネルギーを、測定値として使うことにする。つまり、図 4.12 の横軸をクラスターエネルギーからセルエネルギーに変えて、各セルでの非線形な応答を見ようとしている。また、セルエネルギー/クラスターエネルギー > 0.8 を要求した。セルエネルギーで見ることによって、クラスターエネルギーを横軸にした非線形関数と比べて、横軸が約 0.8 倍ほど縮小された非線形関数になると予想される。と図 4.13 にそれを示す。

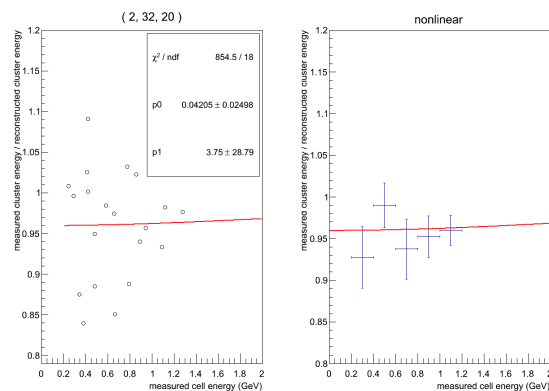


図 4.13: 縦軸はクラスターエネルギーの測定値/再構成値、横軸はセルエネルギーの測定値をプロットしている。左図で 18 個の点がプロットしてある。右図では 0.2GeV 毎に平均をとり、誤差は平均自乗誤差を用いた。赤い曲線は式 (1.1) を用いて、尤度関数でフィッティングを行った結果である。左図に示している $p0$ は式 (1.1) のパラメータ a 、 $p1$ は b に対応する。

18個の点をプロットするのに、 4.5×10^6 イベントを用いた。図 4.13 の右図において、ほとんど誤差の範囲内にある。このフィッティングによって求めた非線形関数を図 4.12 に重ねたものを図 4.14 に示す。

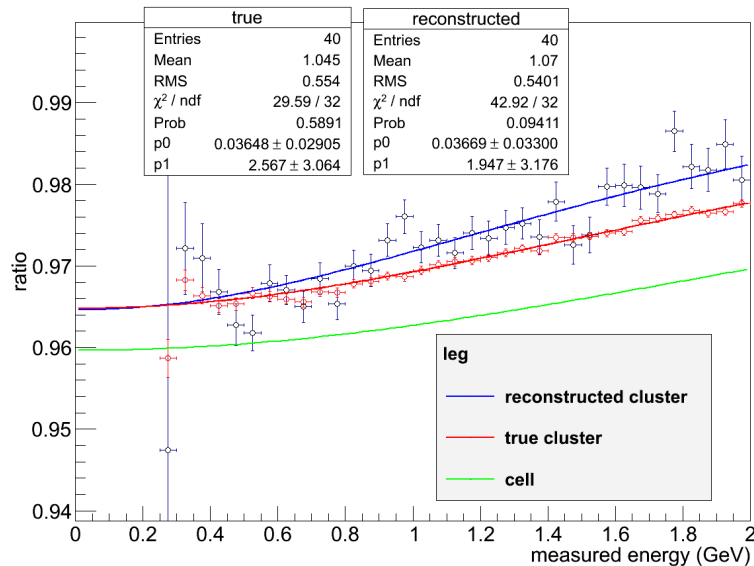


図 4.14: 図 4.12 に図 4.13 で求めた一つのセルでの非線形関数を比べたもの。横軸をセルエネルギーからクラスターエネルギーにスケールするため、非線形関数で $x \rightarrow 1.1 \times x$ とした。

図 4.14 で、全体的に 1% ほど低く見積もられている。一方で、関数の形としてはフィッティングの誤差内で一致している。従って、18 点からでも非線形関数を求めることが可能である。

次の段階としては、今回得られた各セルでの非線形関数を補正值として各セルに割り振り、各クラスターエネルギーを再度再構成し、この考察での作業を繰り返していく。そうすると、一回目のときよりも二回目の方がフィッティング誤差が小さくなるのが期待でき、さらに高エネルギークラスターの閾値を少しずつ下げることができ統計量も増える。これを繰り返していくと、それ以上誤差が小さくならないようなフィッティングパラメータに収束するはずである。そのフィッティングパラメータと誤差こそが、現統計量においての最終的な非線形関数になっているといえる。

今回行ったシミュレーションは単中性 中間子シミュレーションであり、作られたクラスターが中性 中間子起源だということも保障されており、クリスタルのノイズの影響はなく、エネルギー較正もほぼ理想的な状態で行っているものである。実際のデータを用いた際は、ノイズは勿論のこと、宇宙線でのエネルギー較正の章で見せたような不良のチャンネルも存在するなど、考慮すべき問題は大きくなる。その一方で、非線形な応答の影響は今回のシミュレーションの結果よりも大きいことが期待できる。なぜなら、このシミュレーションには考慮されていない非線形な応答が実データには含まれるからである。

実データで非線形な応答の補正を行う前に、まずはシミュレーションを用いてこの手法を完結させる必要がある。今後は、ノイズを考慮するなど、実データにより近づいたシミュレーションを用いて解析を進めていく。

第5章 結論

本研究は、非線形な応答の補正を目的とし、その過程として二つのことを行った。ひとつは、宇宙線を用いて実際にエネルギー較正を行ったことである。MIP ピークを求めて、オフラインとオンラインのエネルギー較正を繰り返すことで、各セルでの出力のばらつきをなくしていく。しかし、宇宙線を用いたエネルギー較正は不定性を多く含み、正確なエネルギー較正を行うには限界がある。より正確なエネルギー較正ということで、もうひとつ行ったことが、中性中間子を用いた各セルの非線形応答の補正である。中性中間子が高エネルギー光子と低エネルギー光子に崩壊する事象に注目し、高エネルギークラスターから低エネルギークラスターを再構成するという手法である。シミュレーションの結果から、全体としての非線形関数を1%の精度で導くことができた。さらに、 4.5×10^6 イベントを用いて、各セルでの非線形関数を導くこともできた。しかし、現段階で非線形関数の精度が良いとは言えず、今後の方針はイタレーションで非線形関数の精度を向上させることである。

謝辞

最後に、この卒業研究を行うにあたってご指導して下さった皆様に感謝の言葉を述べます。

指導教官の杉立先生には、実験を行う上での心構や基礎について多くご指導いただき、本当にありがとうございます。志垣先生におかれましては、ラボエクササイズでの指導の他、解析ミーティングにいつも出席して下さりまして、数々の貴重なご意見ありがとうございます。本間先生におかれましては、この卒業論文の構成から物理の内容まで親身になって考えていただき、この卒業論文を書き終えることができたのは本間先生のおかげといっても過言ではありません。本当にありがとうございます。

また、研究室の先輩方には、感謝の言葉だけでは足りないくらい、本当にお世話になりました。的外れな質問してしまった時も丁寧に答えて下さったり、研究に行き詰った時なども親身になって考えてくださりました。先輩方なくしてこの卒業研究は成り立たなかったと思います。それくらい、本当に感謝しています。研究以外に関しても、一緒に食事に行ったりと、先輩方と楽しい時間を過ごせて僕は幸せ者です。来年からいなくなる先輩方のことを思うと、さみしくて仕方ありません。

そして、同じ四年生のみなさま、ある意味一番お世話になったかもしれませんが、特に大久保君、いつも昼ごはんの時に車を出してくれてありがとうございます。いつかお返しします。そして来年もよろしくお願いします。

ここまで皆様の多くのご支援、本当にありがとうございました。

付録 A 荷電粒子または光子と物質の相互作用

A.1 イオン化

10MeV/c ~ 10GeV/c の運動量を持つ荷電粒子は、物質中でイオン化や原子の励起などでエネルギーを損失する。単位質量 ($\xi = \rho x$) あたりのイオン化損失によって失われる平均エネルギーは以下のベーテプロットの式 (A.1) によって求めることができる。

$$-\frac{dE}{d\xi} = D \frac{Z}{A} \left(\frac{z}{\beta}\right)^2 \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\right) \quad (\text{A.1})$$

記号	定義	単位 (値)
$-\frac{dE}{d\xi}$	単位質量あたりの損失エネルギー	MeV/g·cm ²
D	$4\pi N_A \tau m c^2$	0.3071 MeV * cm ² /g
N_A	アボガドロ数	$6.022 * 10^{23}/g$
τ_e	電子の古典半径	$e^2/(4\pi\epsilon_0 m c^2)$
m_e	電子の静止質量	0.5109989 MeV/c ²
Z, A	原子番号、原子質量	
I	平均イオン化ポテンシャル	$16Z^{0.9} eV$
z	粒子の電荷	$z = 1 = \text{電子の電荷量}$

式 (A.1) から分かるように、エネルギー損失は Z/A に比例し、ほとんど物質にはよらない。また、入射粒子の速度 $\beta (= v/c)$ のみの関数であることも分かる。図 A.1 に、エネルギー損失を速度の関数として物質ごとに示す。

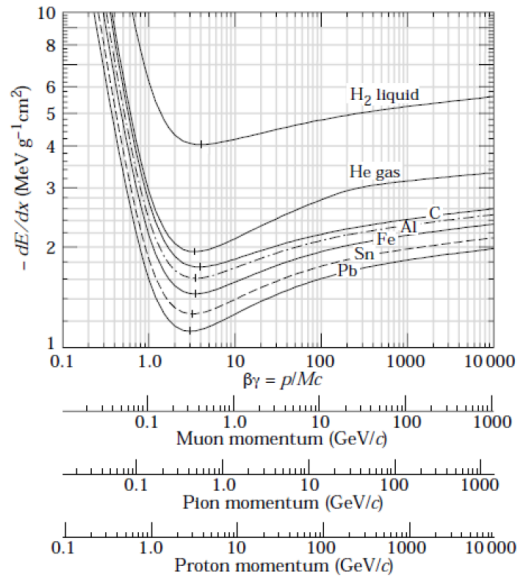


図 A.1: 物質ごとの平均エネルギー損失

δ は密度の効果を表す量で、 γ の大きくなるところで $dE/d\xi$ を定数に近づける作用を持つ。図 A.1 のように、粒子の速度が大きくなって $\beta \sim 0.96$ 程度になると、エネルギー損失は粒子の電荷が等しければほぼ一定値となる最小値をとる。このような粒子を最小電離粒子 (MIP) とよぶ。電荷 1 の粒子については式 (A.2) のように近似できる。

$$-\frac{dE}{d\xi} \approx 2 \text{MeV}/g \cdot \text{cm}^2 \quad (\text{A.2})$$

A.2 制動放射

制動放射とは、高速の荷電粒子が原子核のつくる電場によって減速されて光子を放出する過程のことである。制動放射の反応断面積は $(Z/m)^2$ に比例し、電子の質量は小さいため、エネルギー損失の割合はイオン化損失よりも制動放射による寄与が大きい。制動放射のエネルギー損失は、以下の式 (A.3) に表される。

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0}$$

$$E = E_0 \exp\left(\frac{x}{X_0}\right) \quad (\text{A.3})$$

X_0 は放射長と呼び、入射電子のエネルギーを $1/e$ にする物質の厚さに等しい。電子の初期エネルギーが E_0 で、物質に入射してから x cm 進んだとき、粒子のエネルギーは E となる。これには臨界エネルギー E_c が存在し、 $E_c \sim 580/Z$ MeV のとき、イオン化と制動放射によるエネルギー損失の値が等しくなる。

A.3 電子陽電子対生成

高エネルギー光子が、電子と陽電子の対に変換される現象のことをいう。物質中において、光子が原子核からの電場と相互作用することで、対生成が行われるが、これは反応の前後で運動量が保存されている。真空中では運動量が保存しないので対生成は発生しない。光子のエネルギーが電子と陽電子の質量の和である $2m_e c^2$ を超えると対生成は起きる。

A.4 電磁シャワー

高エネルギーの電子が物質に入射すると、制動放射を起こして光子が発生する。発生した光子は高いエネルギーを持ち、電子陽電子対生成を起こし、発生した電子は制動放射を起こして光子を、陽電子は電子と対消滅を起こして光子を、それぞれ発生させる。このように次々と電子や光子が発生してシャワーのように広がり、電子はそのエネルギーが臨海エネルギー E_c に達するまで反応を繰り返し、その後はイオン化損失によってエネルギーを失っていく。入射したのが高エネルギー光子の場合は、初めの過程が電子陽電子対生成となるだけで、後の過程は同じである。このように二次的な電子や光子を発生させてエネルギーを損失する過程を電磁シャワーとよぶ。

シャワーの横方向の広がり、式 (A.4) のモリエール半径 R_M という単位で表される。

$$R_M = X_0 \frac{21.2 \text{ MeV}}{E_c} \quad (\text{A.4})$$

付録B 第3章 宇宙線を用いたエネルギー較正

B.1 測定手順

宇宙線を測定する手順として、まず初めにLEDランを行う。LEDランとは、LEDの光源を用いて行う測定のこと、各チャンネルで光を測定してデータとして出力できているかの確認を行う。次にペDESTALランを行う。ADCでは常に信号にオフセットがあり、得られる値はそのオフセット分大きな値になる。そのオフセットの積分値をペDESTALと呼ぶが、測定された値はペDESTALの値が乗っているため、まずはそのペDESTALを見積もる必要がある。ペDESTALランは、その時のコンディションによって変化するため、宇宙線測定を行う直前に行われるべきものである。その後、宇宙線測定を開始する。宇宙線はほぼ光速で飛来してくるため、宇宙線の測定を開始するためのトリガーは、結晶の上下にセットしたシンチレータが同時に鳴ったことを要求してよい。

B.2 測定結果

まずは、-25 でのLEDランとペDESTALランの測定結果を図B.1・図B.2に示す。

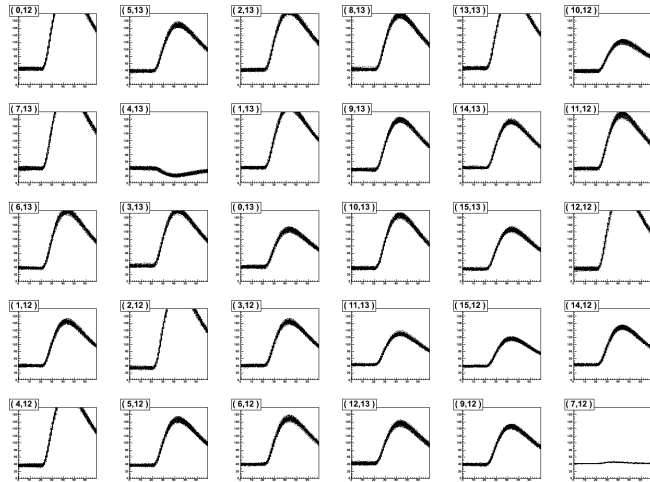


図 B.1: LED ランの測定結果

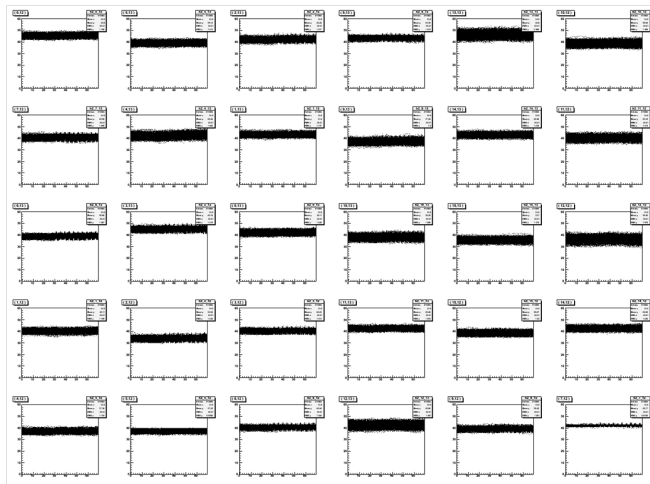


図 B.2: ペDESTAL ランの測定結果

図B.1・図B.2とも6×5の形で並んでいるが、これは実際のクリスタルと同じ配置である。図B.1のLEDランにおいて、各チャンネルで波形が表れているが、これはAPDのアナログ信号からデジタル信号への変換、そしてデータの取得までがうまくいっている証拠である。反対に、一番右下の結晶の波形が他のものと違うことが分かる。この箇所に結晶は入っていないため、LEDランにおいて波形の形が違っている。また、(4,13)において波形の形が他のものと個なっているが、この箇所には結晶は入っ

ている。しかし、このチャンネルからの出力部分の接触不良や、APD への電圧の印加がうまくできていない、などが原因でこのような波形となりデータとして信頼できないため、Bad channel としてこの箇所は取り扱うことにする。

また、図 B.2 のペDESTALランにおいて、各チャンネルでペDESTALが幅を持っていることが分かる。また、ペDESTALの値や幅の大きさは各チャンネルで異なっており、いくら同じ種類のモノから構成されていようが、それぞれで性質が違っていることをここで理解しておく。この性質の違いが、各セルで非線形関数が異なっていることの原因にもなっている。

ここで、ノイズと区別するために最低限の p_0 の値を設定しておく。その値をどう決めるかだが、本研究では、ペDESTALの値の揺らぎを基準に設定する。

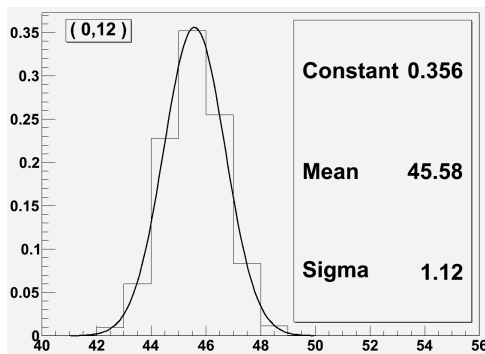


図 B.3 は、一つのチャンネルでのペDESTAL分布を示した図である。各チャンネルのペDESTALランで、同様にガウス分布でフィッティングをし、結果から得られた「Sigma=分散」の値を用いることにする。例えば、図 B.3 では分散=1.12 となっているが、この2倍の値である 2.24 を最低限の p_0 の値として用いる。

図 B.3: ペDESTALの分布

図 B.4 に各チャンネルでの p_0 の最低値を示しておく。

2.37	2.41	2.54	2.02	4.11	3.16
2.58	3.26	2.3	2.99	2.45	3.19
2.12	2.4	2.45	3.2	2.73	3.9
2.38	2.44	1.99	2.12	2.43	2.38
2.3	1.81	2.05	3.57	2.17	0.98

図 B.4: 各チャンネルでの p_0 の最低値

次に、ペDESTALランでの p_0 分布を図 B.5 に示す。

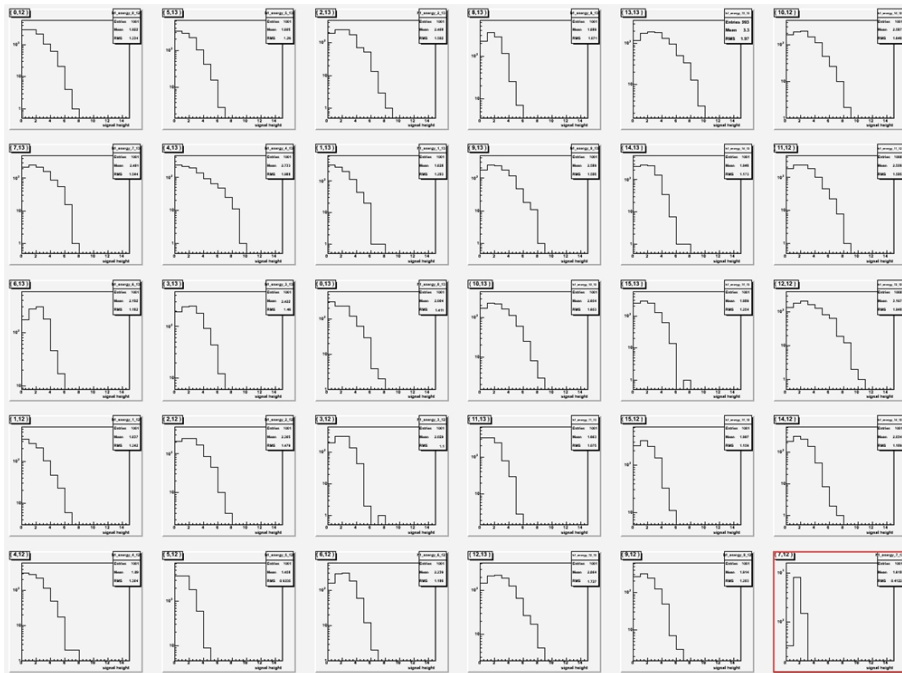


図 B.5: ペDESTALランでの p_0 分布

このように、ペDESTALランにおいてもある程度の大きさを持った p_0 があることが分かる。この結果は解析を行う際の、宇宙線とペDESTALとを識別する閾値を決めるときに用いる。設定した閾値の値を図 B.6 に示す。

6	6	7	5	11	8
7	8	6	8	6	8
5	6	6	8	7	10
6	6	5	5	6	6
6	4	5	9	5	2

図 B.6: 各チャンネルの、宇宙線と識別するための閾値

B.3 MIP ピークのばらつき

中性 中間子を例に出すと、各チャンネルで出力がばらついていた場合は、図 B.7 のように不変質量は幅を持ってしまう結果となり、不変質量ピークが見えづらくなってしまう。よって、エネルギー較正で出力のばらつきを揃えることは、バックグラウンドと識別するためにも必要である。

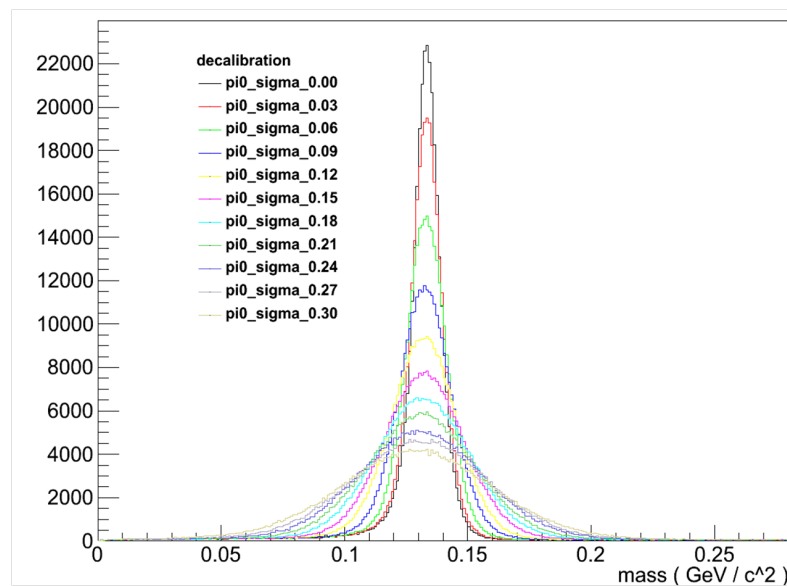


図 B.7: 横軸は中性 中間子の不変質量。各チャンネルの出力のばらつきがガウス分布に基づくとき、ガウス分布を広げていくと不変質量の幅も広がっている様子。各チャンネルの出力が全くばらついていないときを 1 として、1 を平均値としたときのガウス分布の分散を σ として表している。 σ は図 3.9 のガウス分布の幅と対応している。

付録C 第4章 中性 中間子 を用いた非線形応答の 補正

本手法が原理的に可能かどうかを検証するうえで、誤差の伝搬について考慮する。誤差は以下の式のように伝搬すると考えられる。

$$\Delta E_{rec}(E_h, \theta) = \sqrt{\left(\frac{\partial E_{rec}}{\partial E_h}\right)^2 \Delta E_h^2 + \left(\frac{\partial E_{rec}}{\partial \theta}\right)^2 \Delta \theta^2} \quad (C.1)$$

$$\frac{\partial E_{rec}}{\partial E_h} = \frac{-m_{\pi^0}^2}{2E_h^2(1 - \cos\theta)} \quad (C.2)$$

$$\frac{\partial E_{rec}}{\partial \theta} = \frac{m_{\pi^0}^2 \cdot \sin\theta}{2E_h(1 - \cos\theta)^2} \quad (C.3)$$

C.1 エネルギー誤差の伝搬

まずは、 E_h からの誤差の寄与を検討する。

$$\begin{aligned} \frac{\Delta E_{rec}(E_h)}{E_{rec}} &= \frac{m_{\pi^0}^2}{2E_h E_{rec}(1 - \cos\theta)} \frac{\Delta E_h}{E_h} \\ &= \frac{\Delta E_h}{E_h} \end{aligned} \quad (C.4)$$

この式変形は、エネルギーの測定精度がそのまま、再構成されたエネルギーの精度として伝搬するというものである。図4.4より、約1.5%の精度がそのまま再構成されたエネルギーに伝搬すると考えられる。

C.2 角度誤差の伝搬

角度による誤差が懸念される。なぜなら、高横方向運動量を要求していることから、中性中間子から二つの光子への崩壊において、実験室系での崩壊角は小さいと考えられ、少しのクラスターポジションのズレが、角度誤差として再構成されるクラスターエネルギーに大きく効いてくると考えられるからである。低エネルギー光子がつくるクラスターの場合は電磁シャワーの広がりも小さく、エネルギーが非常に小さい場合は閾値によって測定されないチャンネルもあるので、重心位置の精度は悪いと考えられる。角度からの誤差は以下の式になる。

$$\Delta E_{rec}(\theta) = \frac{m_{\pi^0}^2 \sin\theta}{2E_h(1 - \cos\theta)^2} \Delta\theta \quad (C.5)$$

シミュレーションでは光子がどの方向に飛んだかが分かるため、実際に測定された位置と比較して角度誤差を導き、再構成されるエネルギーに対してどの程度の精度で求まるのかを計算し、図 C.1 に示す。また、それをエネルギー毎での分布を示したものを図 C.2 に示す。

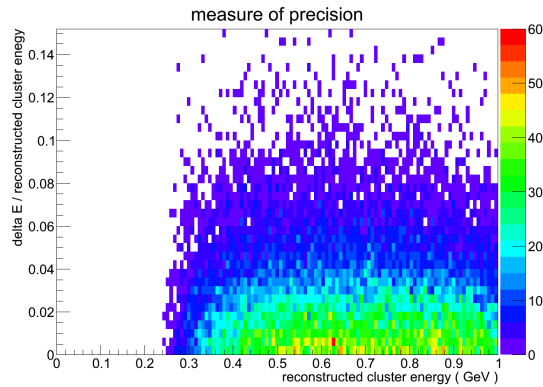


図 C.1: 縦軸に再構成されたエネルギーとその誤差、横軸に再構成されたエネルギー、を示す。再構成された値に対して、何%の精度で測定できるか、を表している。

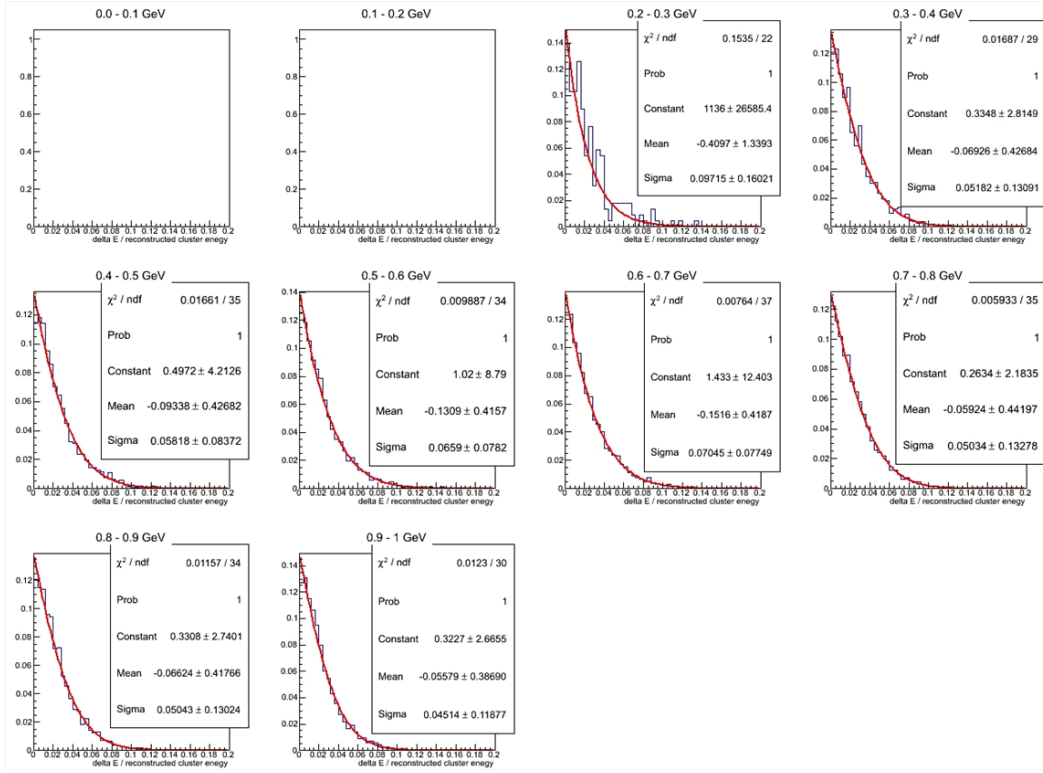


図 C.2: 図 C.1 において、エネルギー毎に区切ったもの

図 C.2 から、再構成されるエネルギーに対して約 4 % の精度があると言える。よって、エネルギーからの誤差で約 1.5 % あると考え、全体としてはその二乗和の平方根で効いてくるので約 4.5 % の精度で求まる。

$$\frac{\Delta E_{rec}(\theta)}{E_{rec}} = \frac{\sin\theta}{(1 - \cos\theta)} \Delta\theta \quad (\text{C.6})$$

$$= (1 + \cos\theta) \frac{\theta}{\sin\theta} \frac{\Delta\theta}{\theta} \quad (\text{C.7})$$

今、高横方向運動量を要求しているため、崩壊角は小さい。よって、 $\theta \rightarrow 0$ の極限をとると

$$\frac{\Delta E_{rec}(\theta)}{E_{rec}} \cong 2 \frac{\Delta\theta}{\theta} \quad (\text{C.8})$$

となり、角度の精度とエネルギーの精度は簡単な関係式で結びついている。

関連図書

- [1] 櫻井貞義「PWO シンチレータ電磁カロリメータの発光量位置依存性測定のための研究」(広島大学卒業論文、2011)
- [2] Calibration Methods of PHOS Modules
- [3] K Nakamura (Particle Data Group) J.Phys. G:Nucl.Part.Phys.37(2010)075021
- [4] 翠 純平「ALICE 実験 PHOS 検出器による運動量凍結温度測定法」(広島大学卒業論文、2010)
- [5] 中馬 文広「ALICE 実験 PHOS 検出器の宇宙線を用いたエネルギー較正」(広島大学卒業論文、2008)
- [6] D.Aleksandrov 「Analysis of inclusive π^0 production in pp collisions at $\sqrt{s} = 900\text{GeV}$ and 7TeV measured with ALICE PHOS」