

学位論文

テレスコープアレイ地表検出器による  
極限エネルギー宇宙線スペクトルの測定

The measurement of extremely high energy cosmic ray energy  
spectrum by Telescope Array surface detector

平成 23 年 12 月博士 (理学) 申請

東京大学大学院理学系研究科  
物理学専攻

武多 昭道



## Abstract

テレスコープアレイは  $900\text{km}^2\text{sr}$  を超える有効検出面積を持つ、現在北半球最大の極高エネルギー宇宙線観測装置である。テレスコープアレイはその巨大な検出面積を活かし、 $10^{18}\text{eV}$  から  $10^{21}\text{eV}$  までの極高エネルギー宇宙線を、前世代の宇宙線観測装置 AGASA の 5 倍以上の感度で観測する。

極高エネルギー宇宙線は、宇宙背景輻射との相互作用でエネルギーを失うため、エネルギースペクトルにはカットオフがあると予測されている。地表検出器アレイを用いた AGASA 実験では、カットオフが存在しないという結果となり、大気蛍光望遠鏡を用いた HiRes 実験では、カットオフが存在しているという結果が得られている。本論文の主題は、AGASA と同型の、テレスコープアレイ地表検出器アレイを用いて極高エネルギー宇宙線スペクトルを作成し、カットオフの有無を確認することである。

本論文ではテレスコープアレイのトリガー DAQ システムの開発、ミュオンを用いた地表検出器較正、観測データの解析結果について述べる。

地表検出器のトリガー DAQ システムは、その広大な検出面積のため、有線接続による通信や電力供給ができない。したがって無線通信を用いてシステムを構築する必要がある。また、各検出器は独立に自立稼働する必要がある。上記の要請を満たすように、無線 LAN 規格 802.11 を用いて地表検出器のトリガー DAQ システム、および検出器のオペレーションシステムを構築した。

ミュオンを用いた検出器較正では、ミュオンスペクトルの収集システムを開発し、ADC カウントから検出器における単位エネルギー損失 (MeV) への較正係数を求めた。較正係数の誤差は系統誤差を含めて 3% 程度に抑えられており、ミュオンスペクトルの形状、ピーク位置、フラックスはモンテカルロシミュレーションと良く一致した。

歴史的には地表検出器の較正係数は MIP (Minimum Ionization Particle) ないし VEM (Vertical Equivalent Muon) が用いられてきたが、空気シャワーの粒子組成はコアからの距離や入射角度に依存し、上記のような単位では検出器の応答を表現できない。特にシャワーコアから 800m 程度の距離では、粒子組成はガンマ線が支配的であり、上記のような単位を用いて表現することは適切ではない。ADC カウントからエネルギー損失量 (MeV) への較正係数を用いることで、入射粒子のエネルギーを再構築する際に、空気シャワーモンテカルロに起因する系統誤差を小さくすることができた。

また、ミュオンスペクトルはすべての検出器から、10 分ごとに収集されており、リアルタイムでの較正が可能となっている。これにより、較正係数の温度補正が不要となり、より高い精度で検出器を較正できるようになった。

テレスコープアレイ地表検出器は 2008 年 3 月より稼働を開始し、2 か月のコミッショニング期間を経て、2008 年 5 月より観測を開始した。本論文における解析では 2008 年 5 月から 2010 年 9 月までのデータを用いて、極高エネルギー宇宙線のスペクトルを得た。エネルギーの再構成では、インパクトパラメータ、宇宙線の入射角度の依存性に加え、シャワー軸に対する回転角、エネルギーの依存性を含む空気シャワーモデル関数をモンテカルロシミュレーションから作成し、事象再構成を行った。

・要旨の抜粋 !!! 解析の結果, 連続スペクトルの仮説, つまりカットオフが存在しないという仮説は, 3.2 シグマの有意度で棄却されることが分かった.

Telescope Array (TA) is the largest detector for Extremely High Energy Cosmic Ray (EHECR) in the northern hemisphere. Its effective area is larger than  $900\text{km}^2\text{sr}$  and TA observe from  $10^{18}\text{eV}$  to  $10^{21}\text{eV}$  EHECR using its huge effective area.

In this thesis, trigger and DAQ system of TA, calibration method for surface detector (SD) using muon, and analysis result of observation data are presented.

For SD array, the communication and the power supply by the cable are not possible because of its huge detection area. So wireless communication system and solar power supply are required. And all detectors must work stand alone. To fill those request, we developed the trigger and DAQ system for SD array using IEEE802.11 and operation system for each SD.

We developed DAQ system for the background muon spectrum and developed the new calibration method using muon. In this calibration, we calculated the calibration constant from ADC count to energy deposition unit (MeV). We reduced the systematic error of calibration constant until 3%. The background muon spectrum shape, peak position and flux are consistent to Monte-Carlo simulation.

Historically, the calibration constant for SD is MIP (Minimum Ionization Particle) or VEM (Vertical Equivalent Muon). But particle composition in air shower depends the distance from shower core and incident angle, so those kind of unit cannot explain the detector response. Especially 800m distance from shower core, gamma ray dominates composition. So using MIP or VEM for detector response is not appropriate. Using new calibration constant from ADC count to energy deposition (MeV), We could reduce the systematic error of energy determination coming from detector calibration.

The background muon spectrum is corrected from all detectors per 10 minutes, so real-time calibration become possible and temperature correction of calibration constant is not required. As a result, the calibration accuracy becomes better.

TA SD started data taking from March. 2008, and started observation from May 2008 after 2 month commissioning. We analyzed the observation data from May. 2008 to Sep. 2010, and calculated the energy spectrum of EHECR. We reconstructed the events using new air shower model function, which has rotational angle dependence from shower axis and energy dependence in addition to impact parameter dependence and incident angle dependence.

As a result of the analysis, continues spectrum hypothesis, in other words, cutoff absence hypothesis dismissed by more than 3 sigma significant level.



# Contents

<b>1</b>	<b>序論</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>極高エネルギー宇宙線物理学</b>	<b>4</b>
2.1	EHECR の粒子種, 伝播について	4
2.2	EHECR の起源について	7
2.3	空気シャワー生成について	8
2.4	観測手法について	10
<b>3</b>	<b>テレスコープアレイ検出器</b>	<b>12</b>
3.1	建設場所	12
3.2	地表検出器	13
3.2.1	地表検出器基本構成	13
3.2.2	通信塔基本構成	14
3.2.3	地表検出器電子回路	14
3.3	大気蛍光望遠鏡	16
3.3.1	配置及び構造体	16
3.3.2	PMT カメラ	17
3.3.3	電子回路	19
<b>4</b>	<b>地表検出器トリガー DAQ システム, 及びモニタリングシステム</b>	<b>27</b>
4.1	デジタル回路概観	27
4.2	無線 LAN	28
4.2.1	通信塔と検出器との通信	28
4.2.2	通信塔同士の通信	28
4.3	トリガー DAQ サイクル概観	29
4.4	各検出器におけるデータバッファリングとレベル1トリガー	29
4.4.1	データバッファリング(レベル0トリガー)	29
4.4.2	レベル1トリガー	30
4.5	通信塔におけるレベル2トリガー	31
4.6	境界トリガー	31
4.7	モニタリングシステム	32
4.7.1	モニター項目	32
4.7.2	ペDESTルのヒストグラム	33
4.7.3	バックグラウンドミュオン・のスペクトル	33
4.7.4	PMT 波高のヒストグラム	34

<b>5</b>	<b>地表検出器の較正</b>	<b>35</b>
5.1	ミュオンを用いた絶対ゲイン較正	35
5.1.1	モンテカルロシミュレーションによるバックグラウンド粒子生成	36
5.1.2	実データ解析	38
5.2	リニアリティ較正	41
5.3	不調検出器の除去	44
<b>6</b>	<b>モンテカルロシミュレーションによる空気シャワーのモデル化</b>	<b>46</b>
6.1	空気シャワーシミュレーション	47
6.1.1	多重スケルトンフレッシュ法	47
6.1.2	シミュレーションデータベース	49
6.1.3	重率補正	49
6.2	検出器シミュレーション	51
6.3	空気シャワーのモデル化	52
6.3.1	エネルギー損失の横方向分布	53
6.3.2	エネルギー損失の標準偏差	58
6.3.3	粒子の到来時間分布	60
6.3.4	粒子の到来時間の標準偏差	62
<b>7</b>	<b>宇宙線事象再構成</b>	<b>64</b>
7.1	再構成プログラム	64
7.1.1	検出器レベルのクオリティーカット	64
7.1.2	波形からエネルギー損失及び粒子の到来時間への変換	65
7.1.3	モデル関数を用いた事象再構成	69
7.1.4	再構成事象レベルのクオリティーカット	70
7.2	モンテカルロシミュレーションを用いた再構成プログラムの性能評価	71
7.2.1	モンテカルロシミュレーションを用いた擬似イベント生成	71
7.2.2	空気シャワーコア位置の決定精度	72
7.2.3	到来方向の決定精度	74
7.2.4	エネルギーの決定精度	76
7.2.5	$\chi^2$ 分布	78
7.3	露出量及び再構成効率の見積り	78
7.4	擬似スペクトルデータセットの再構成	81
<b>8</b>	<b>極高エネルギー宇宙線データ解析</b>	<b>83</b>
8.1	観測データ	83
8.2	実事象再構成事例	84
8.3	実事象の統計情報	88
8.4	実データとシミュレーションとの比較	89
8.5	天頂角分布のエネルギー依存性	91
8.6	エネルギースペクトル	93
8.6.1	エネルギースペクトルの作成	94
8.6.2	エネルギースペクトルの評価	95
8.6.3	他実験との比較	96

8.6.4	等天頂角法を用いたエネルギースペクトル . . . . .	97
8.6.5	積分エネルギースペクトル . . . . .	98
8.6.6	積分数スペクトル . . . . .	98
8.7	系統誤差の見積り . . . . .	100
8.7.1	検出器の較正に起因する系統誤差 . . . . .	100
8.7.2	モンテカルロシミュレーションに起因する系統誤差 . . . . .	100
8.7.3	微分フラックスの系統誤差 . . . . .	101
<b>9</b>	<b>議論</b> . . . . .	<b>103</b>
9.1	陽子起源スペクトルとの比較 . . . . .	103
9.1.1	陽子起源スペクトルの計算 . . . . .	103
9.1.2	陽子起源スペクトルを用いたエネルギースペクトルのフィット . . . . .	103
9.2	鉄起源スペクトルとの比較 . . . . .	104
9.2.1	鉄起源スペクトルの計算 . . . . .	104
9.2.2	鉄起源スペクトルを用いたエネルギースペクトルのフィット . . . . .	105
<b>10</b>	<b>結論</b> . . . . .	<b>108</b>
Appendix A	陽子起源エネルギースペクトルの式 . . . . .	110
Appendix B	鉄起源エネルギースペクトルの式 . . . . .	110

# Chapter 1

## 序論

1965年にPenzias, Wilsonらにより宇宙背景輻射が発見され, 最近では2001年に精密測定のためWMAP衛星が打ち上げられた. その結果現在では宇宙背景輻射は2.725Kの黒体輻射であるということが分かっている [1].

$10^{20}$ eV以上の極高エネルギー宇宙線(以下EHECR, Extremely High Energy Cosmic Rayの略)はこの宇宙背景輻射との相互作用でエネルギーを失うため, フラックスは急速に減少する, つまりスペクトルにカットオフがあると予測されている [2], [3]. この予測は宇宙背景輻射の発見の翌年, Greisen, Zatsepin, Kuzminによって提示された. このスペクトルのカットオフは, 3氏の頭文字をとってGZKカットオフと呼ばれている. 3氏は $p + \gamma \rightarrow \Delta(1232) \rightarrow N + \pi$ のプロセスに限定して計算を行った. EHECRの源は宇宙空間に一様に分布しており, EHECRの組成は全て陽子からなると仮定した場合のEHECRスペクトルのカットオフエネルギーは $10^{19.6}$ eVとなることを予測した.

EHECRの粒子種は現在まだ明らかになっていない. しかし,  $10^{20}$ eVのエネルギーだと, 最もエネルギー損失距離 $E/(dE/dx)$ が長いのは陽子であるため, 陽子が最も有力なEHECR候補となっている. 原子核は背景赤外輻射との相互作用で光分解を起こすことにより,  $10^{18}$ eVを超えるエネルギーの光子はサブミリ波背景輻射との相互作用 $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$ のプロセスにより, 電子は磁場でのシンクロトロン放射によりエネルギーを失う. 原子核の場合, エネルギーの増加に伴ってエネルギー損失距離が急速に減少するため, 陽子と同様スペクトルにカットオフを生じる. 原子核のカットオフエネルギーは陽子のカットオフエネルギー $10^{19.6}$ eVと同程度である. 電子, 光子は,  $10^{16}$ eV以上ではエネルギーの増加に伴ってエネルギー損失距離が伸びるためにカットオフは生じないが, エネルギー損失距離は $10^{20}$ eVで陽子と比べ1桁以上小さい.

現在EHECRスペクトルの測定結果がAGASAグループ, HiResグループ, Augerグループから発表されている(図1.1).

AGASA (Akeno Giant Air Shower Array) は, 日本の明野高原に設置された, 地表検出器アレイである [4]. 地表検出器としてはプラスチックシンチレータが用いられており, 有効検出面積は $100\text{km}^2$ である. AGASAは1990年から2004年までに,  $10^{20}$ eV以上のEHECRを11例観測した. これに対しGZKカットオフが存在する場合の理論予測値は2例であり, AGASAの観測結果は4シグマ以上の信頼度でGZK

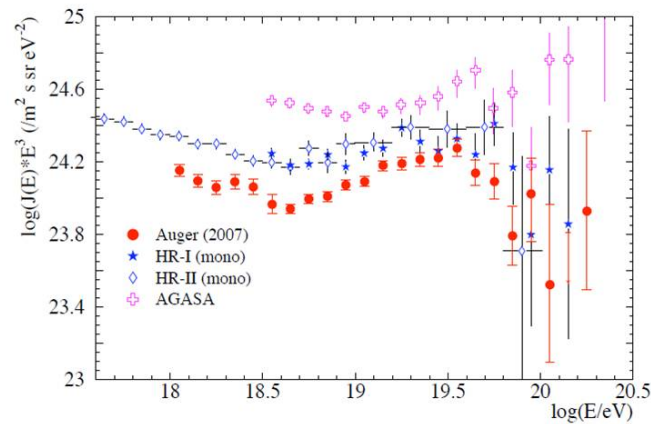


図 1.1: EHECR のエネルギースペクトル, 縦軸にはエネルギーの 3 乗を掛けてある.

カットオフの存在を棄却している.

HiRes (High Resolution Fly 's Eye) は, 米国ユタ州に設置された, 大気蛍光望遠鏡である [5]. HiRes は 1994 年に観測を開始し, GZK 理論予測と矛盾しない結果を得た.

Auger (Pierre Auger Observatory) は, アルゼンチンのマラガに設置された, 地表検出器アレイと大気蛍光望遠鏡とを組み合わせた複合観測装置である [6]. 地表検出器としては水タンクが用いられており, 有効検出面積は  $3000\text{km}^2$  である. Auger は 2004 年に観測を開始し, カットオフの存在を確認したが, そのエネルギーは GZK 理論予測値より 30%程度低い値であった.

AGASA グループの EHECR スペクトルが発表された 1998 年から現在に至るまで, GZK カットオフの存否は多くの物理学者の論議を呼んできた. HiRes は GZK 理論予測と矛盾しない結果を得てはいるものの, AGASA と HiRes の統計誤差および系統誤差は同程度である. Auger の統計誤差は上記の 2 実験と比べて小さいが, Auger のカットオフエネルギースケールは, GZK 理論予測と比べて低い.

空気シャワーアレイは, 地表における空気シャワー粒子の密度分布からエネルギーを決定するものであり, 空気シャワー粒子を直接検出する手法である. これに対し, 大気蛍光望遠鏡は, 空気シャワー軸に沿った荷電粒子密度を, 窒素による蛍光を通じて, 間接的に測定するものである. また, 同じ地表検出器でも, 水タンクはプラスチックシンチレータと比べ, よりミューオンに対する感度が高い. カットオフの存在を確認した HiRes, Auger は, AGASA とは異なる測定手法を用いた実験であり, 共にエネルギースケールの決定には大気蛍光望遠鏡を用いている. AGASA の結果が正しいのかどうか, つまりカットオフの有無が実験手法によるものなのかどうか確認するためには, プラスチックシンチレータ型検出器アレイと, 大気蛍光望遠鏡とを, 直接比較する必要がある.

テレスコープアレイは, 米国ユタ州に設置された, 地表検出器アレイと大気蛍光

望遠鏡とを組み合わせた複合観測装置である。地表検出器としては AGASA と同じくプラスチックシンチレータが用いられており、有効検出面積は  $700\text{km}^2$  である。

テレスコープアレイ (以下 TA) 実験の主目的は、GZK カットオフの存否を明らかにし、EHECR の起源を知るために EHECR の

- エネルギースペクトル
- 到来方向
- 粒子種

を、AGASA と同じくプラスチックシンチレータ型地表検出器アレイを用いて、測定することである。

この論文では TA 地表検出器により得られたエネルギースペクトルについて報告する。まず次章では、極高エネルギー宇宙線物理学を概説する。3 章ではテレスコープアレイ検出器の概要について、4 章では地表検出気のトリガー DAQ システム、モニタリングシステムについて述べる。5 章ではミューオンを用いた検出器の較正について、6 章では検出器シミュレーションについて述べる。7 章では事象再構成の方法、8 章ではデータ解析の方法とその結果について述べる。9 章ではこれらの結果に対する議論を行い、10 章で上記の総括を行う。

# Chapter 2

## 極高エネルギー宇宙線物理学

### 2.1 EHECRの粒子種, 伝播について

EHECR(本論文では,  $10^{18}$  eV を超えるエネルギーの宇宙線を意味する)の粒子種はまだ良く分かっていない. しかし,  $10^{13}$  eV までは一次宇宙線の直接観測により, その大部分が陽子, 原子核であると判明している [10].  $10^{20}$  eV のミュオン粒子, 荷電パイ中間子の飛程はそれぞれ  $2.0 \times 10^{-2}$  pc,  $1.8 \times 10^{-6}$  pc であり, 地球のごく近傍で生成していなければ地球に到達することはできない. また, EHECR は, 自身が大気との衝突で生成する電磁シャワーを通して観測されるので, 大気との反応断面積が十分大きい粒子でなければならない. 上記の制約から, 予測される粒子種は陽子, 原子核, 電子, 光子となる.

陽子, 原子核, 電子, 光子は, 宇宙背景輻射と相互作用しエネルギーを失う. また, 電子は磁場によるシンクロトロン放射によってもエネルギーを失う. 以下に陽子, 電子, 光子のエネルギー損失距離を示す [11].

図 2.1 では, 電子のエネルギー損失は逆コンプトン散乱によるものとして計算しているが, 実際には数  $\mu$ G の銀河磁場中でのシンクロトロン放射の寄与が支配的となる. 電子の磁場中でのエネルギー損失距離は

$$\begin{aligned} x_{\text{loss}}(E) &= E \left( \frac{4}{3} \frac{B^2}{2\mu_0} \sigma_T c \gamma^2 \beta^2 \right)^{-1} \\ &= 2.56 \times 10^{18} E^{-1} B^{-2} \text{ [pc]} \end{aligned} \quad (2.1)$$

で与えられる. ここで,  $E$  は電子のエネルギー [eV],  $B$  は銀河磁場の強度 [ $\mu$ G],  $\mu_0$  は真空の透磁率,  $\sigma_T$  はトムソン散乱の断面積,  $c$  は真空中での光速,  $\beta$  は粒子の速度を  $c$  で割ったもの,  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$  である. 銀河磁場強度が  $3\mu$ G 程度だとすると, エネルギー損失距離は  $10^{18}$  eV では  $0.85$  pc,  $10^{20}$  eV では  $8.5 \times 10^{-3}$  pc となる. 従って銀河外から到来した EHE の電子は銀河磁場を通過して地球に到来することができない.

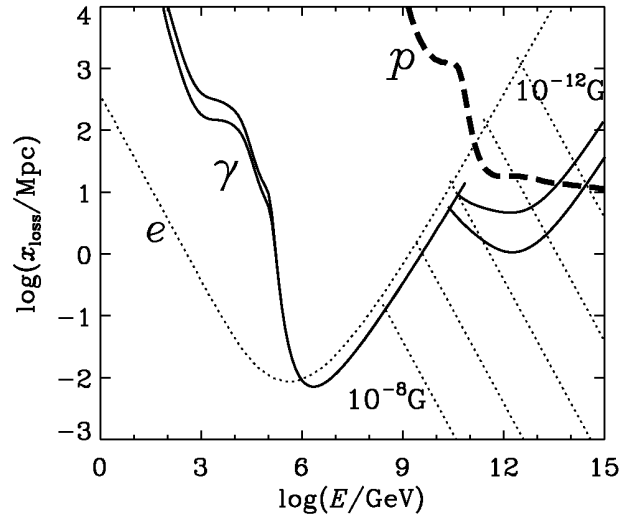


図 2.1: 陽子, 電子, 光子の宇宙背景輻射内でのエネルギー損失距離.  $x_{\text{loss}} = E/(-dE/dx)$  である. エネルギー損失は, 陽子ではパイ粒子生成と電子対生成について, 電子では逆コンプトン散乱と  $10^{-12}\text{G}$  から  $10^{-8}\text{G}$  までの磁場中でのシンクロトロン放射について, 光子では電子対生成について計算している. 宇宙背景輻射のスペクトルは,  $2.7\text{K}$  の黒体輻射に加え, 銀河からの赤外輻射及び電波を含んでいる.

次に陽子と光子の伝播について考える. 伝播距離とエネルギーとは

$$l(E) = \int_E^{E_i} \frac{x_{\text{loss}}(\epsilon)}{\epsilon} d\epsilon \quad (2.2)$$

の関係がある. ここで  $E_i$  は初期条件でのエネルギーである. 図 2.1 のエネルギー損失をもとに, 陽子, 光子の背景輻射内での伝播距離とエネルギーとの関係を計算した. 結果を図 2.2 に示す.

図 2.2 から,  $10^{22}\text{eV}$  以下の陽子は  $100\text{Mpc}$  以内に起源を持つ, また,  $10^{22}\text{eV}$  以下の光子は  $40\text{Mpc}$  以内に起源を持つことがいえる. 光子の伝播距離は銀河からの電波放射強度のモデルに依存する. また, この計算は赤方偏移によるエネルギーの減少を考慮していない. 宇宙は平坦とした場合の赤方偏移によるエネルギー損失距離は  $5\text{Gpc}$  であり, 赤方偏移の効果を入れると,  $100\text{Mpc}$  以遠でのエネルギーの減少はより大きくなる. また, 陽子の伝播距離は陽子の運動に沿って計算したものである.  $10^{19}\text{eV}$  を超えると視線距離と一致するが, それ以下のエネルギーでは銀河磁場によって曲げられるので, 伝播距離は視線距離に比べより大きくなる.



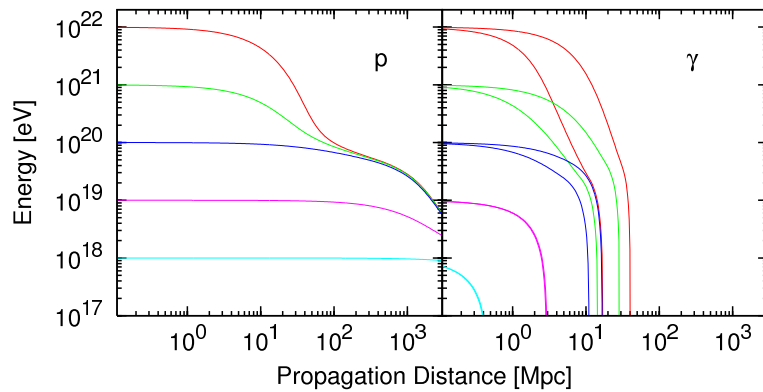


図 2.2: 宇宙空間に存在する輻射内による EHECR のエネルギー変化. 左図は陽子, 右図は光子のものである. **光子の場合に実線が 2 本あるのは, 電波銀河の輻射量の不定性による違いである.** この計算は図 2.1 の値を用いて計算したものである.  $10^{22}$ eV の陽子は 30Mpc 伝播すると, そのエネルギーの 70% を失ってしまう.

次に, 原子核の伝播について考える. 原子核の宇宙空間の輻射によるエネルギー損失は光分解によるものと電子対生成によるものがある [12]. 図 2.3 に鉄の原子核のエネルギースペクトルの変化を示す. エネルギーの低い鉄原子核は, 磁場により曲

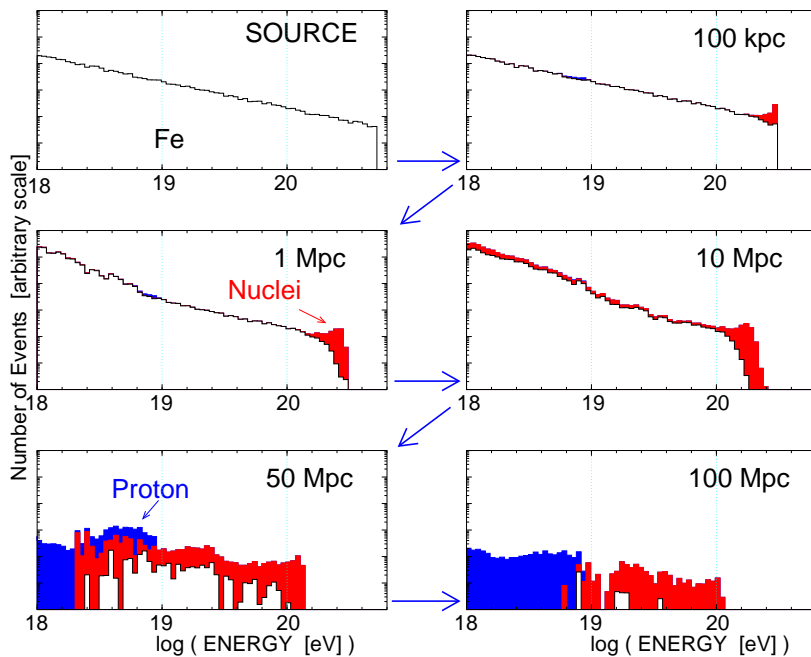


図 2.3: 鉄のエネルギースペクトルが宇宙空間内の伝播により変化を示す様子を表すシミュレーション [12]. 距離は観測点から宇宙線起源までの視線距離である. 白のヒストグラムは鉄原子核, 赤は光分解により派生した原子核 (陽子, 中性子は除く), 青は光分解により派生した陽子, 中性子である.

げられ伝播距離が長くなる。そのため図 2.3 では  $10^{19}$  eV より  $10^{18}$  eV 付近のエネルギーの方が減衰が大きくなっている。

## 2.2 EHECR の起源について

現在 EHECR の起源は、高エネルギー天体における衝撃波による加速を起源とする説と、超重粒子の崩壊または対消滅を起源とする説とに大きく分けられる。EHECR

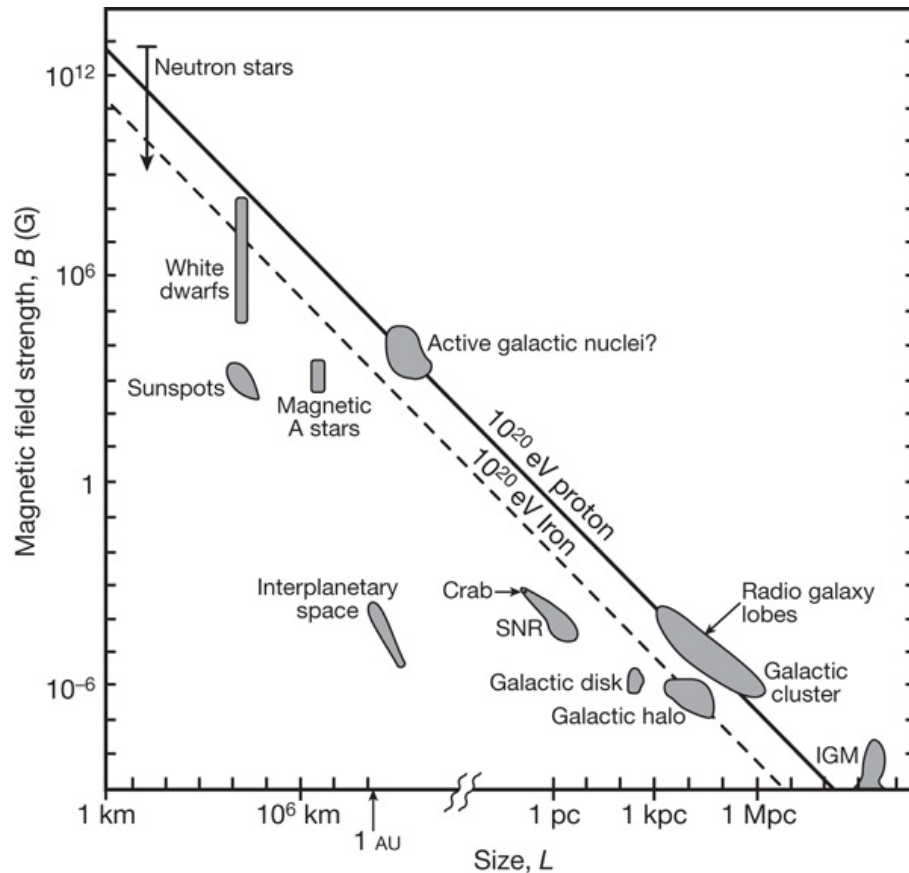


図 2.4: 天体の磁場およびサイズと、最大加速エネルギーの関係を表した図 [13]. 図中の SNR は超新星残骸 (Super Nova Remnant), IGM は銀河間物質 (Inter Galactic Medium) の略である。

は荷電粒子であるとする、粒子の加速限界は磁場の強さに比例し、天体のサイズに反比例する。図 2.4 にいくつかの EHECR の起源の候補となる天体の磁場とサイズとの関係を示す。

図 2.4 から、候補となる天体は中性子星、活動銀河核、ガンマ線バースト、電波銀河、銀河団などであるといえる。いずれの場合も磁場に補足された状態で衝撃波により加速されるため、粒子の電荷が大きいほど最大加速エネルギーは大きくなる。

銀河団や電波銀河は磁場の強さとサイズだけ考えれば候補に含めることができるが、加速に必要な衝撃波面の形成メカニズムや、銀河団内部の磁場の強さに対する不

定性のため、現状では  $10^{20}\text{eV}$  まで加速可能かどうかは不明である。

中性子星は銀河内に数多く分布しており、他の候補天体と比べて地球との距離が近いので、EHECR はエネルギーをそれほど失わずに地球に飛来することができる。ただし最大加速エネルギーは中性子星周囲の磁場の構造やプラズマの密度に依存し、実際に  $10^{20}\text{eV}$  まで加速可能かどうかは不明である。

活動銀河中心核 (Active Galactic Nuclei, AGN) の電磁ローブと呼ばれる領域では、中心核から放射されるジェットと銀河間空間ガスの衝突によって強い衝撃波が生じており、そこでは  $10^{20}\text{eV}$  まで粒子加速が可能であると考えられている。その中で特に強い電磁波が放射されている領域 (radio hot-spot) では、光子、物質ともに密度が低くエネルギー損失が少なく、かつ粒子を封じ込めるだけの十分な強さの乱流磁場が存在していることが電波観測から予想されている。

AGN それ自身も、中心にあるブラックホールに降着する物質の質量エネルギーを加速粒子のエネルギーとして解放する EHECR 加速源の候補天体として挙げられる。粒子加速は回転する磁場によって生じる電場によっておこる。

そのほか、ダークマターやその他の素粒子が起源であるというモデルも提案されているが、EHECR の粒子種が同定されていないため、現状ではモデルに制限を付けることができない。今後の極高エネルギーのガンマ線、ニュートリノの観測により、より現実的なモデルが採択されてゆくであろう。

## 2.3 空気シャワー生成について

地球に入射した EHECR は、大気原子核と衝突して多数の二次粒子を生成する。これらの二次粒子はさらに大気原子核と衝突して同様の粒子を生成する。このプロセスが繰り返されることにより、一次粒子のエネルギーが細分化されて粒子群となることを空気シャワーと呼ぶ。空気シャワーの発達は電磁相互作用によるプロセスと原子核相互作用によるプロセスに大別できる。以下にそれぞれの主な特徴について述べる。

まず、電磁相互作用について述べる。空気シャワー発達に関連する主な電磁相互作用のプロセスは、電子対生成、制動放射、電離損失、クーロン散乱である。

電子は制動放射により光子を発生し、この光子は電子対生成を起こす。このプロセスにより多数の電子陽電子対を生成する。このプロセスを電磁カスケードと呼ぶ。空気シャワーの最大発達点では、空気シャワーのエネルギーの 90% 以上は電磁カスケードとなっている。

制動放射によって、電子のエネルギーが  $1/e$  となる物質の厚さを放射長  $X_0$  とすると、空気の放射長は  $37.1\text{ g/cm}^2$  となる。また、電子対生成の平均自由行程は  $9/7X_0$  であるので、 $X_0$  は電磁カスケードの発達を表すのに良い単位としてしばしば用いられる。また、電離損失と放射によるエネルギー損失が等しくなるような電子のエネルギーを臨界エネルギー  $\epsilon_0$  と呼ぶ。大気の臨界エネルギーは  $81\text{MeV}$  である。電子の平均エネルギーがこの臨界エネルギー以下になると、空気シャワー中の粒子数は減少に向かう。電磁カスケードの発達曲線としては、次の近似式 [14] が用いられる。

$$N_e(E, X) = \frac{0.31}{\sqrt{\ln(E/\epsilon_0)}} \exp \left[ \frac{X}{\lambda_{rl}} \left( 1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right], \quad (2.3)$$

$$s = \frac{3X}{X + 2\lambda_{rl} \ln(E/\epsilon_0)} \quad (2.4)$$

ここで  $N_e(E, X)$  は電子数,  $E$  は一次粒子のエネルギー,  $X$  は電磁カスケードが通過した物質の厚さ,  $\lambda_{rl}$  は大気中での電子の輻射長,  $s$  はエイジパラメータと呼ばれ, 電磁カスケードは  $s < 1$  の際は成長段階にあり,  $s > 1$  の際には減衰段階にある.

電磁カスケードは電子の受けるクーロン散乱により横方向に広がりを持つ. 散乱角の平均値  $\sqrt{\langle \theta^2(E) \rangle}$  は

$$\sqrt{\langle \theta^2(E) \rangle} = E_S/E \quad (2.5)$$

で表される. ここで  $E$  は電子のエネルギー,  $E_S = 21[\text{MeV}]$  である. また, 電磁カスケードの横方向広がり

$$\rho_e(R) = N_e C \left( \frac{R}{R_m} \right)^{-\alpha} \left( 1 + \frac{R}{R_m} \right)^{-(\eta-\alpha)}, \quad (2.6)$$

$$C = \frac{\Gamma(\eta - \alpha)}{2\pi\Gamma(2 - \alpha)\Gamma(\eta - 2)},$$

$$R_m = \sqrt{\langle \theta^2(\epsilon_0) \rangle} X_0 = \frac{E_S}{\epsilon_0} X_0 \quad (2.7)$$

と近似される [14]. ここで,  $\alpha, \eta$  はエイジパラメータの関数であり,  $\alpha \sim 2 - s, \eta \sim 6.5 - 2s$  である.

次に, 原子核相互作用について述べる. 原子核相互作用により生成した中間子は, 大気原子核と衝突して新たな中間子を生成する. このプロセスを繰り返すことにより多数の中間子を生成する. このプロセスを核カスケードと呼ぶ. ただし,  $\pi^0$  は, 飛程が  $25\gamma\text{nm}$  と短いので, 発達のごく初期の状態を除いて, 大気原子核と衝突する前に2つの光子に崩壊する. この光子はさらに電磁カスケードを引き起こす. 中間子のエネルギーの細分化が進むと, 中間子の飛程は短くなり大気原子核と衝突する前に崩壊してしまうため, 原子核と衝突して新たな中間子を生成するプロセスよりも崩壊プロセスの方が優先し, 核カスケードは最終的に多数の  $\mu^\pm$  となる.

空気シャワーは上記の電磁カスケードと核カスケードの複合プロセスであり, 入射する EHECR がハドロンの場合, 電子数の発達曲線は

$$N_e(E, X) = S_0 \frac{E}{\epsilon_0} \exp\left(\frac{X_{max}}{\lambda_{at}} - 1\right) \left(\frac{X}{X_{max} - \lambda_{at}}\right)^{\frac{X_{max}}{\lambda_{at}} - 1} \exp\left(-\frac{X}{\lambda_{at}}\right), \quad (2.8)$$

$$S_0 = 0.045 \left(1 + 0.0217 \ln\left(\frac{E}{100[\text{TeV}]}\right)\right), \quad (2.9)$$

$$X_{max} = 58 \log\left(\frac{E}{1[\text{eV}]}\right) - 297 \quad [\text{g/cm}^2] \quad (2.10)$$

で近似される [14]. ここで,  $X$  は EHECR が最初に大気原子核と衝突した場所を起点とした大気深さ  $[\text{g/cm}^2]$ ,  $\lambda_{at}$  は空気シャワーの減衰長  $70[\text{g/cm}^2]$  である. この近似式は修正 Gaisser-Hillas 関数と呼ばれる. 空気シャワーの横方向広がりには式 2.6 を用いることができる.

## 2.4 観測手法について

EHECRの観測手法には、大きく分けて2種類ある。一方は空気シャワーに含まれる粒子を地表で直接検出する方法であり、この目的で作られた検出器を空気シャワーアレイと呼ぶ。もう一方は空気シャワーに含まれる荷電粒子が励起した大気中の窒素分子からの蛍光を検出する方法で、この目的で作られた検出器を大気蛍光望遠鏡と呼ぶ。この他、空気シャワーが発生する電波を検出するという方法も試みられている。

空気シャワーアレイの粒子検出器としてはプラスチックシンチレーターを用いたシンチレーター検出器が一般的に用いられている。この場合、観測される粒子は電磁カスケード成分とミュオン成分である。ミュオン成分を選択的に検出するために、シールドされたシンチレーター検出器や、水チェレンコフカロリメータを別に設置する場合もある。さらに、空気シャワーの中心部分に多いハドロン成分を観測するためにハドロンカロリメータを備えている空気シャワーアレイもある。空気シャワーアレイが観測するのは地表面での粒子数密度であるので、この粒子数密度を式2.6に当てはめることにより  $N_e$  を決定し、さらに式2.8を用いることによりエネルギーを決定する。

地表検出器のエネルギー測定の実験誤差の主要項は、検出器起因のものを除くと空気シャワーの最大発達点の不定性に起因するものである。これは高エネルギーのハドロン相互作用のモデル依存性、大気原子核との最初の衝突点の不定性、粒子種の不定性から生じている。しかし地表検出器は大気蛍光望遠鏡に比べ安価に検出面積を広く取ることができ、24時間365日安定に稼働させることができるという利点もある。

次に大気蛍光望遠鏡について述べる。大気蛍光望遠鏡が観測するのは窒素分子の発光量である。発光量は電離損失に発光効率を掛けたものである。励起した窒素分子は酸素分子との衝突で励起エネルギーを失い蛍光を発しなくなるため、気圧が高いと発光効率は減少する。従って荷電粒子が大気1mを通過する際に発生する光子数は、エネルギーや気圧にあまり依存しない。また、その値は約4.5個/mである。電子の電離損失は10MeVから1GeVの間でほとんど変化しないため、このエネルギー範囲では電子のエネルギーと発光量は比例する。図2.5に大気蛍光の波長分布及び80MeVの電子が空気中を1m通過する際の発光量を示す。

望遠鏡では窒素分子の発光量から空気シャワーの電子成分のエネルギーを決定する。この方法は大気を吸収体として用いたカロリメータであり、空気シャワーの幾何学配置と大気の透明度が分かれば、空気シャワーの電子成分のエネルギーを知ることができる。ミュオンとニュートリノが持ち去るエネルギーの比率は1TeV以下の領域でほぼ分かっているので、特殊な素粒子相互作用が空気シャワー発達初期で起こっていないければ、入射粒子のエネルギーは空気シャワーアレイに比べて高い精度で測定できる。また、発達曲線は粒子種別に異なるため、発達曲線から粒子種の推定も可能である。

大気蛍光望遠鏡による空気シャワー測定は大気を用いた測定であるため、大気の透明度の系統誤差がエネルギーの系統誤差の主要項となる。高い精度でエネルギーの測定を行うためには、大気の透明度を高精度で測定する必要がある。単眼観測の場合は望遠鏡に対する空気シャワーの幾何学配置の不定性が大きいいため、遠くの高エ

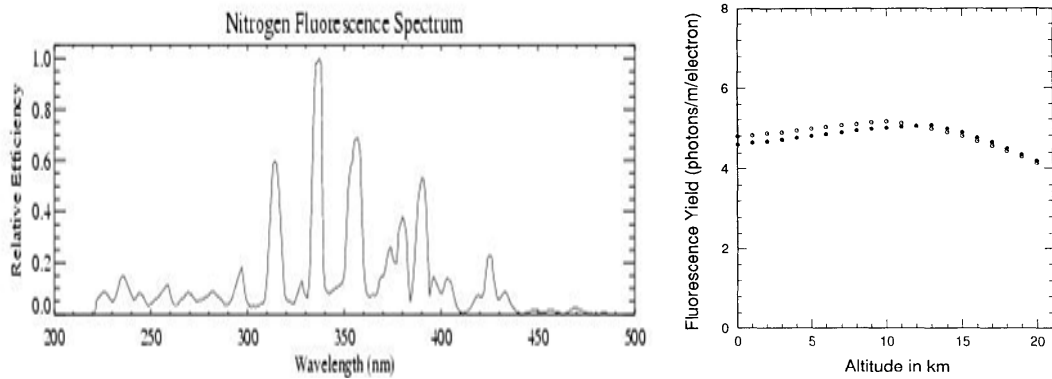


図 2.5: 左図 [8] は大気蛍光の波長分布である。蛍光体は乾燥空気であり、電子の平均エネルギーは 0.85MeV である。右図 [9] は 80MeV の電子が空気中を 1m 通過する際の発光量の高度分布である。白丸は摂氏 23 度、黒丸は摂氏 0 度の値である。

エネルギーの空気シャワーを近くの低エネルギーのものと誤解してしまう可能性がある。空気シャワーの光量は非常に小さいため、観測も新月期の晴れた夜に限られる。

上記のように、大気蛍光望遠鏡と空気シャワーアレイは測定原理が異なるが、2つの検出器を用いて同時観測を行うことで空気シャワーのエネルギーを相補的に測定することになる。空気シャワーアレイのエネルギー決定精度は、 $X_{max}$  を大気蛍光望遠鏡が与えることにより改善する。エネルギー決定性能に優れる大気蛍光望遠鏡は単眼では幾何学配置を決めることができないが、地表での空気シャワーの到達時間を空気シャワーアレイが与えることで幾何学配置を決定できる。また、大気蛍光望遠鏡は空気シャワー中心軸付近（軸から ~ 100 m 以内）でのエネルギー損失をシャワーの縦方向発達に沿って観測する。これに対して、地表検出器は  $X_{max}$  付近の平面内でシャワー軸から数 100 m - 数 km の範囲において粒子密度の横方向の広がりを測定する。各々の方法は単独で宇宙線粒子のエネルギーと到来方向を決定できるが、空気シャワー現象が統一的に理解されていれば、結果が一致するはずである。

# Chapter 3

## テレスコープアレイ検出器

TA 検出器は、3 台の大気蛍光望遠鏡と、507 台のシンチレーションカウンターを用いた  $700\text{km}^2$  の空気シャワーアレイとで構成された複合検出器である。エネルギー決定精度にシミュレーション依存性の少ない大気蛍光望遠鏡と、稼働時間が長く大きな統計量の蓄積が見込める空気シャワーアレイとのお互いの利点を生かし、高統計、高精度の実験を行う。また、大気蛍光望遠鏡は HiRes 実験で、空気シャワーアレイは AGASA 実験で用いられており、両者の不一致の原因を突き止める事にもなる。望遠鏡ステーションのうち 1 台は、HiRes 実験で使われたものをそのまま移設したものであり、AGASA と HiRes との齟齬を理解する上で、重要な検出器となっている。

本章では、検出器の基本デザインについて述べる。

### 3.1 建設場所

大気蛍光望遠鏡 (以下 FD, Fluorescence Detector の略) の建設場所は、下記のような条件を満たしていることが望ましい。

- 観測時間を長く取るため、晴天率の良い地域である
- 測定のノイズ源となる人口光が少ない
- 大気の透明度の高い地域である
- 周囲に視野をさえぎるものが無い

空気シャワーアレイ用地表検出器 (以下 SD, Surface Detector の略) の設置場所はできるだけ平坦な地形であることが望ましい。これらの条件から、TA の建設場所は米国ユタ州、ソルトレイク市の南西 200 キロにある砂漠に決定された。この地域は年間降雨量 250mm、晴天率 60 % と理想的な気候であり、人口光も極めて少ない。HiRes グループの大気透明度測定から、FD の建設地域は米国の標準的な砂漠よりも大気透明度が高いということが分かっている。建設位置は北緯 39 度、西経 113 度、平均標高 1,400m である。地形は広大な平野の周辺に小高い丘があるという SD, FD 双方にとって好ましい地形となっている。図 3.1 に TA の検出器配置を示す。



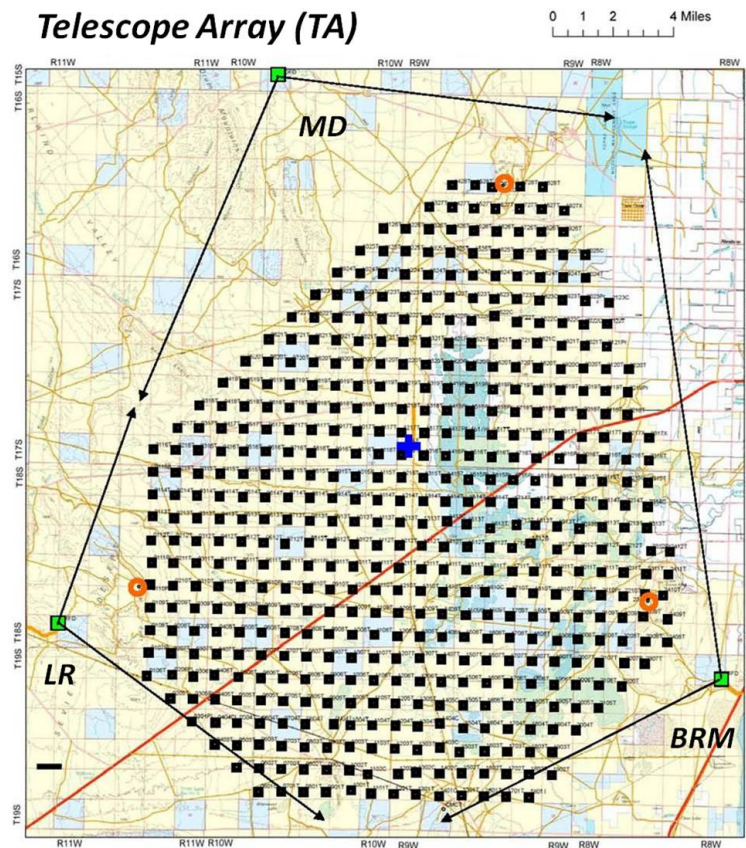


図 3.1: TA の検出器配置. 黒四角は SD 敷設点, 緑四角は FD 建設用地, 橙丸は通信塔, 青十字はキャリブレーション用レーザーの用地である. 黒矢印は個々の FD ステーションの視野を表す.

## 3.2 地表検出器

TA の空気シャワーアレイは間隔 1.2km の碁盤目状に 507 台の地表検出器を並べ, 入射角  $45^\circ$  以下で検出面積  $1300\text{km}^2\text{sr}$  となっている. これらの地表検出器は, 3 基の通信塔と無線 LAN 通信を通じて接続されている. 従って, TA の空気シャワーアレイは 3 つ領域の部分アレイから構成されている. 運用当初は, 3 つの部分アレイはそれぞれ独立に稼働していた. 2008 年 11 月には 3 基の通信塔は互いに無線 LAN を通じて接続され, それ以降は 507 台の地表検出器は 1 つの空気シャワーアレイとして運用されている. この節では, 地表検出器および通信塔の基本構成と, 電子回路の概観についてのみ述べる. トリガー DAQ システムについては, 次章で詳説する.

### 3.2.1 地表検出器基本構成

空気シャワーアレイに用いる地表検出器は, 厚さ 1.2cm, 面積  $3.0\text{m}^2$  のシンチレータ (CI 工業社製 CIMS-G2) を 2 層重ねたものを用いる. 2 枚のシンチレータからの信号のコインシデンスをとることにより, 環境ガンマ線からの雑音信号と荷電粒子からの信号を効果的に弁別できる. なお, 1 層のシンチレータは 8 枚の部分シンチレータ



で構成されている。図 3.2 に、地表検出器シンチレータの構成図を示す。

シンチレータで発生した光は、各層ごとに、104本の波長変換光ファイバー (Kuraray 社製 Y-11) を通じて光電子増倍管 (Electron-tubes 社製 9124SA) (以下 PMT, PhotoMultiplier Tube の略) に導かれる。

上記のシンチレータ、ファイバー、PMT は、シートで遮光した上で、厚さ 1.2mm のステンレス製の箱に収納されている。

PMT の出力はフラッシュADC(AD9235BRU-65)により、上下層の各チャンネルごとに、12bit, 50MHz のサンプリング周波数でデジタル化して記録している。各検出器には GPS 受信機 (Motorola M12+) を搭載しており、14ns 程度の相対精度で同期化されている。

トリガーとデータ収集には商用の無線 LAN モデム (規格 802.11) を使用している。このモデムと指向性アンテナを用いて、すべての検出器と 2Mbps の通信速度が達成されている。電力源としては 120W の太陽電池パネル (京セラ社製 KC120J) と蓄電池 (DYNASTY 社製 DCS-100L) を用い、365 日 24 時間の運用が可能となっている。上記のように個々の地表検出器は電力線、通信線などを用いずに完全に自立して運用されるので、環境負荷は非常に小さい。設置の際も環境負荷を最小にするべくヘリコプター輸送を行った。



図 3.2: TA 地表検出器。左は現地に設置した検出器の写真、右はシンチレータ等の設置図である。

### 3.2.2 通信塔基本構成

通信塔は、主に地表検出器と通信するための無指向性アンテナと電子機器、トリガー用電子機器、DAQ用の産業用PC、通信塔同士が通信するための指向性アンテナと電子機器 (Motorola 社製 Canopy PTP100)、発電用太陽電池と蓄電池からなる。通信塔では、部分アレイのトリガー判定を行っている。1基の通信塔では、部分アレイ境界のトリガー判定と、トリガー配信を行っている。

### 3.2.3 地表検出器電子回路

地表検出器の電子回路は、主に以下のような機能を持つ。

- 電力コントロール

- PMT ゲインコントロール
- 温湿度, 電力モニター
- PMT 信号用アナログフィルター
- PMT 信号のデジタル化
- PMT デジタル波形信号処理
- PMT デジタル波形保存
- GPS による絶対時間取得, 位置取得
- 無線 LAN による通信

アナログフィルターは時間方向のエイリアシングエラーを 1%以下に抑えるために用いられている. デルタ関数に対する応答関数は

$$R(t) = \frac{t^3 e^{-\frac{t}{\tau_0}}}{\tau_0^4}, \quad \tau_0 = 32[\text{ns}] \quad (3.1)$$

となっている.

その他のデジタル回路群の詳細については, 次章で述べる.

### 3.3 大気蛍光望遠鏡

TA の FD は新規に 2 ステーション建設した. さらに HiRes 検出器を 1 ステーション移設することにより計 3 ステーションで観測を行っている. この節では, 望遠鏡の基本構成について概説する.

#### 3.3.1 配置及び構造体

以下に各ステーションの座標及び相対距離を示す.

FD ステーション名	緯度	経度	標高 [m]	相対距離 [km]
Black Rock Mesa(TA)	39.18830N	-112.71170W	1417	0
Long Ridge(TA)	39.20792N	-113.12147W	1559	35.2
Drum Mountain(HiRes)	39.47292N	-112.99366W	1619	39.8

表 3.1: TA ステーション座標及び相対距離

各ステーションは  $10^{20}$ eV の空気シャワーが視野内に落ちたときに必ず複数のステーションで観測できるよう, 40km 以内の相対距離で配置した. 図 3.3 に FD ステーションの図面, 図 3.5 に写真を示す.

各ステーションの視野は仰角  $3^{\circ}$ - $34^{\circ}$ , 方位角  $108^{\circ}$  となっており, ほぼ全ての地表検出器を視野内に収めるように方位を選んである. 建物の高さは約 10m あり, 望遠鏡設置室とコントロール室に分かれる. 望遠鏡設置室には 6 基の望遠鏡架台が設置される. コントロール室は結露を防ぎエレクトロニクス群の使用温度範囲を守るために, 外気から遮断されており, 空調設備を持つ. また, 建物外部に重油発電機を備えており, これからステーション運用に必要な電力が供給されている. 各ステーションには無線 LAN ネットワークを配備しており, これにより遠隔地からの操作, モニターが可能となっている. また, 地表検出器のデータ収集, 通信制御は FD ステーションより行う.

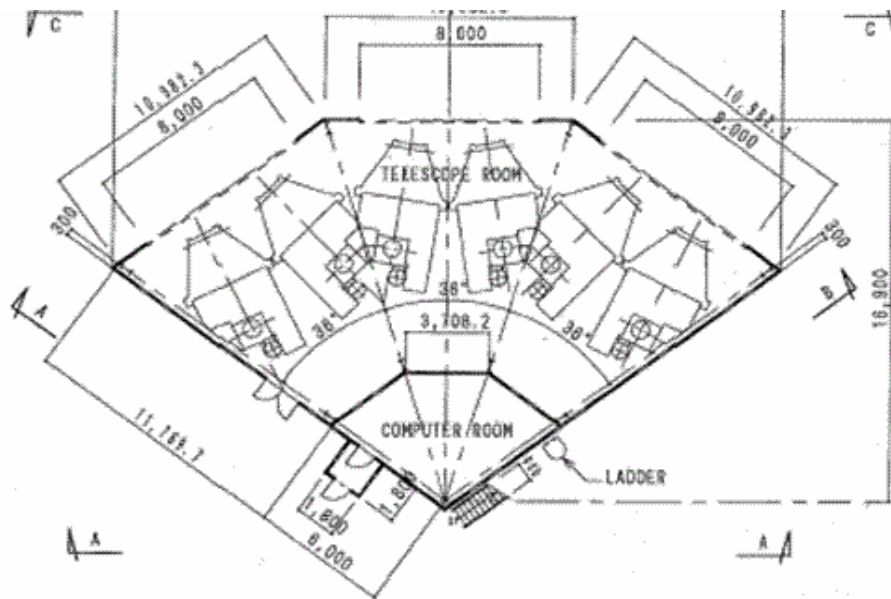


図 3.3: FD ステーションの図面

各望遠鏡架台には上下に反射鏡とカメラが1対ずつ設置された(図 3.4)。1つのFDステーションには反射鏡, カメラがそれぞれ12台ずつ設置された(図 3.3)。反射鏡は曲率半径6,067mm, 口径約3mの球面鏡であり, 部分鏡18枚から構成されている。各部分鏡は平面ガラス(Schott Tempax glass)を金型を用いて焼きなます方式で製作されている。表面はアルミニウム蒸着を行った後, 化学処理を行い $\text{Al}_2\text{O}_3$ の酸化皮膜を形成させている。背面には架台への取付治具が紫外線硬化型接着剤を用いて取り付けられている。合成鏡を球面に保つため, この取付持具には2つの調整軸を持たせてある。TA実験に用いる各々の部分鏡は, その全てについて焦点距離, 焦点距離におけるスポットサイズを測定し, スポットサイズが20mm以下のもののみが用いられるよう品質検査を行っている。図 3.4に望遠鏡架台の図面, 図 3.5に写真を示す。

### 3.3.2 PMT カメラ

鏡の焦点面には16x16本の6角形PMT(浜松ホトニクス社製R6234)からなる撮像カメラが取り付けられている。図 3.6にFDカメラ, 各PMTの写真を示す。PMT1本当たりの視野は仰角 $1^\circ$ , 方位角 $1^\circ$ であり, これが望遠鏡の分解能となる。各カメラの視野は仰角 $15.6^\circ$ , 方位角 $16^\circ$ であり, 上下, 左右の隣り合うカメラはそれぞれPMT1本分ずつ視野が重なるように配置される。PMTの光電面側には4.0mm厚の紫外透過型フィルター(Schott BG3)が取り付けられており, これにより500nmから680nmまでの夜光が排除される。BG3の透過率を図 3.7に示す。光電面の量子効率(図 3.7)は400nm付近で最大(約28%)となり, 大気蛍光の発光スペクトル(図 2.5左)に適している。

カメラ前面にはこのフィルターを砂塵から保護するため, 紫外透過型アクリル板(クラレ社製パラグラス)の窓を取り付けてある。TA-FDで用いるPMTは8段ダイ

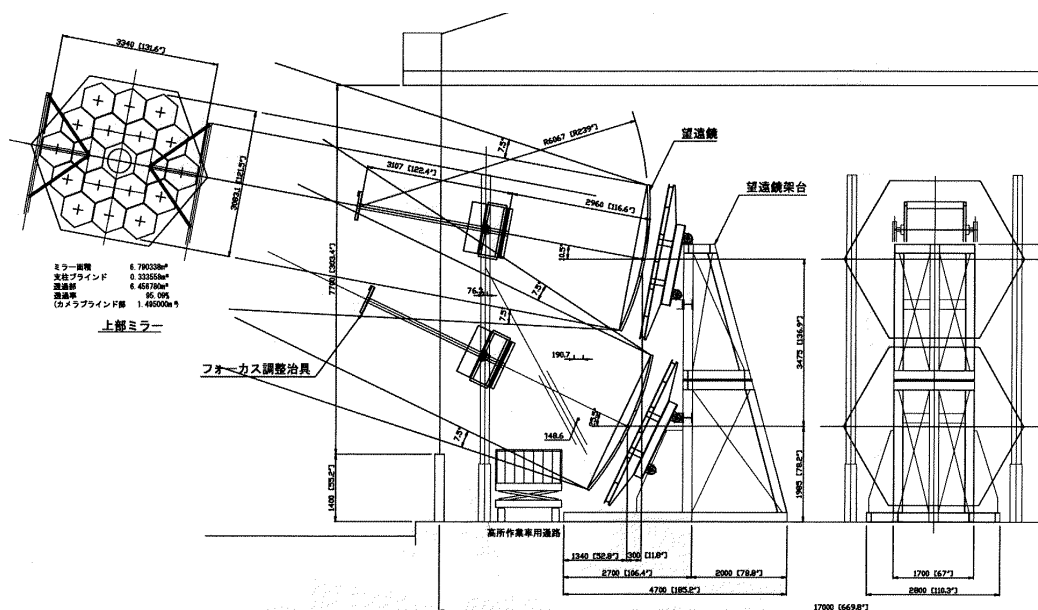


図 3.4: FD 望遠鏡架台の図面



図 3.5: FD ステーションの写真 (左) および望遠鏡架台の写真 (右)

ノード型であり、ヘッド基板にはブリーダー回路及びプリアンプ回路が搭載されている。PMT のオペレーションゲインは YAP 及びキセノン発光管を用いて  $8 \times 10^4$  に設定した。現地で測定した夜光量は  $70 \sim 150 \text{ p.e. (photo electron)}/\mu\text{s}$  であり、これは上記のオペレーションゲインでは  $0.9 \sim 1.9 \mu\text{A}$  に相当している。夜光バックグラウンドの無い場合、ブリーダー回路に流れる電流量は  $100 \mu\text{A} (@ 900\text{V})$  である。従って夜光量の変動により全電流量は 1% 変動する。この電流量の変動はゲインの変動をもたらす。このため、ブリーダー回路の第 7, 第 8 ダイノードにはブリーダー抵抗と並列にツェナーダイオードが接続されている。図 3.8 にブリーダー回路の回路図を示す。PMT のロード抵抗は  $510 \Omega$  となっている。PMT の信号は  $50 \Omega$  同軸ケーブルを介さずに直接プリアンプに入力されるので、このような方法が可能である。

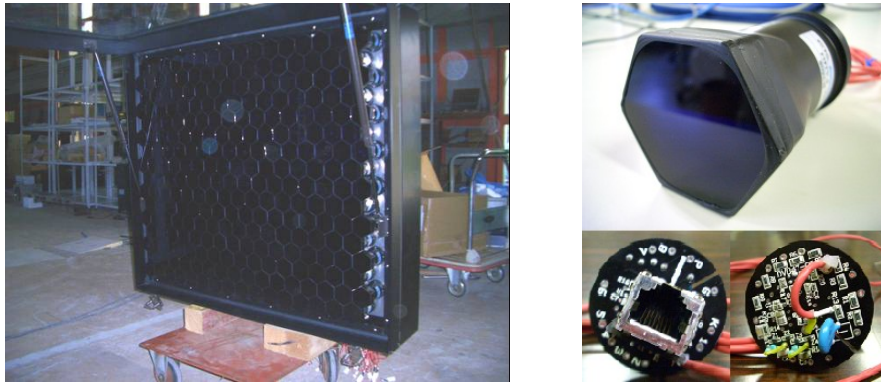


図 3.6: FD カメラ (左) 及び PMT (右) の写真. 写真ではカメラの窓は開放されている.

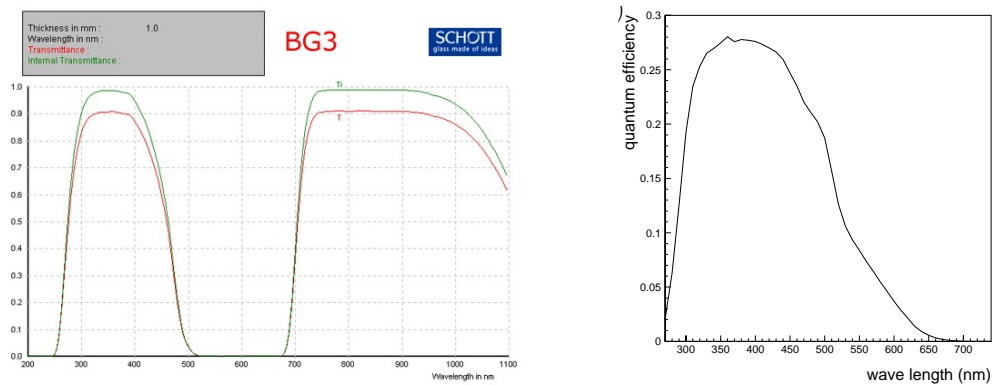


図 3.7: BG3 の透過率 (左) 及び PMT 光電面の量子効率 (右). 左図の緑線は 1mm 厚のフィルターの内部透過率であり, 赤線はフィルター表面における反射も含めた全透過率である.

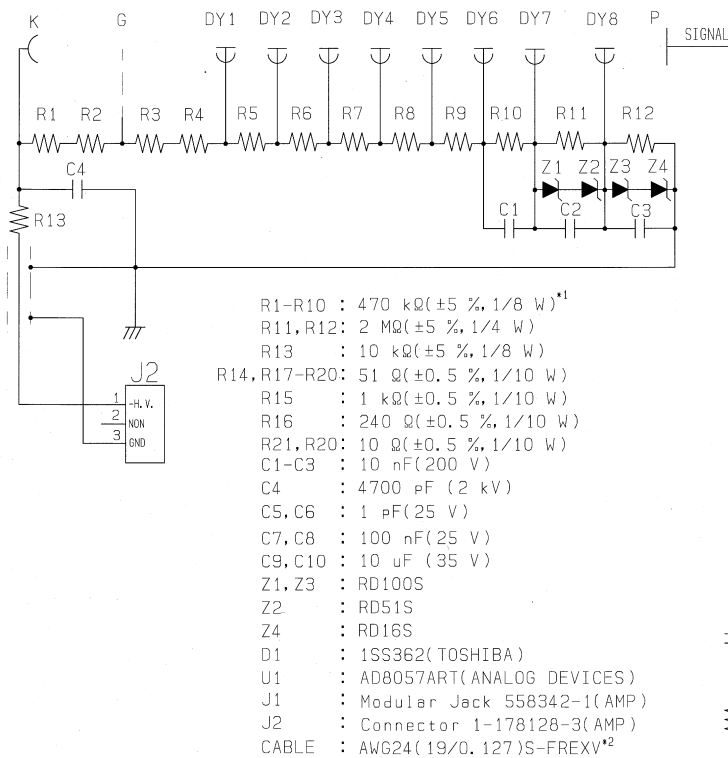


図 3.8: PMT プリダー回路図

### 3.3.3 電子回路

#### 全体設計

1. 大気蛍光望遠鏡は米国 Utah 州の砂漠に配置される。このため日本からリモートコントロールが可能でなければならない。また、問題が生じた場合に自動復旧ができなければならない。
2. FD ステーションの読み出し装置は地表検出器及び他の FD ステーションとの相対精度 100ns 以下で時間波形を記録できなければならない。しかし、ステーション間の距離は 30km 程度あり、有線接続を行うのは環境負荷、費用の点で好ましくない。以上の理由から、各ステーションは GPS を用いて絶対時間のモニターを行うこととした。
3. 各ステーションは単一のシステムクロックを用いて動作している。なお、システムクロックは 40MHz である。これは、3000 チャンネルを越える個数の FADC が、40MHz の単一のクロックで同期して動作していることであり、特筆すべきことである。
4. PMT は DC 結合で用いており、従って印加電圧は負電圧とした。DC 結合は AC 結合に比べ光電子数測定の精度が良いため、また、バックグラウンドの光量を知ることで、星を使った望遠鏡のキャリブレーションや、大気の状態をモニターできるためである。PMT が夜光バックグラウンドに暴露される場合、歴史的に



は印加電圧は正電圧、結合は AC 結合であった。正印加電圧を用いてきた理由は、光電面から入射窓を通じて放電や漏れ電流が生じ、ノイズ源となる問題があったためであり、AC 結合を用いてきた理由は変動する夜光バックグラウンドに対応できるトリガーを構築できなかったからである。しかし、TA 実験ではこの歴史を追従せず、放電や漏れ電流が生じないように注意深く PMT の絶縁を行い、新しい電子回路の作成により夜光バックグラウンドの変動に対応した。

5. 大気蛍光望遠鏡は、検出器の容積に対するチャンネル数が加速器実験などに比べて少ない。このため受光部 (PMT カメラ) と読み出し、トリガー部分を分離して配置することが可能である。分離して配置することで、外気に暴露されず、故障率を下げるができる。PMT カメラから読み出し、トリガー用電子回路までは 25m のツイストペアケーブルを用いて接続する。読み出し、トリガー用電子回路は空調管理され、望遠鏡と分離された部屋に配置される。同様に、高圧電源、低圧電源もこの部屋に配置され、電源は 25m のケーブルを用いて PMT に配給される。
6. PMT の電流出力を、差動ケーブルを用いて読み出しトリガー用電子回路まで送るために、PMT ヘッドには擬似差動アンプを搭載する。
7. FD ステーションへの電力供給は、各ステーションに備え付けられた 75kW の発電機で行う。電子回路が消費する総電力量は発電機の出力以下でなければならない。

TA 実験に用いられる主な電子回路を品目別に分けると以下のようなになる。

- PMT 用プリアンプ
- Signal Digitizer and Finder (通称 SDF, 信号のデジタル化及び大気蛍光信号認識用)
- Track Finder(通称 TF, 空気シャワー飛跡認識用)
- Central Trigger Distributor(通称 CTD, トリガーとクロック分配, 絶対時間記録用)
- VME バスコントローラ (型名 SBS model 620-3, 通称 bit3)
- 高圧電源供給・分配器 (HVPS, High Voltage Power Supply and Distributor)
- PC 群

SDF, TF, CTD は 9U の VME ボードであるが、バックプレーンは一般に用いられる 64bit-VME bus ではなく、KEK9U VME bus と呼ばれる特殊仕様のものを用いる。これは通常の 6U VME バスに加えて J0, J3 という拡張バスを持つ。J0 は 6U VME バスの J1, J2 バスの中間に配置され、 $\pm 3.3V$ ,  $-5V$  供給およびデータ通信に用いられる。J3 は J2 バスの下に配置され、データ通信に用いられる。J0, J3 を通じてのデータ通信は VME 規格の TTL 信号ではなく、LVDS 信号を用いる。



bit3 は 6U の VME ボードであり, J1, J2 とのみ接続される. データ通信は 32bit で行う. 通信速度は PIO 転送で 1.4MBps(Mega Byte per second), non-block DMA 転送で 7MBps を達成した.

HVPS は VME9U クレートを使っているが, VME モジュールではない. 高電圧生成部が VME クレイトに内蔵されている. このモジュールは各 PMT 独立で HV 値の設定, モニターを行うことができる. 最大供給電圧は-1400V, 電圧設定単位は 1V であり, LAN ネットワークで PC と接続される.

図 3.9 に, データ取得の概略図を示す.

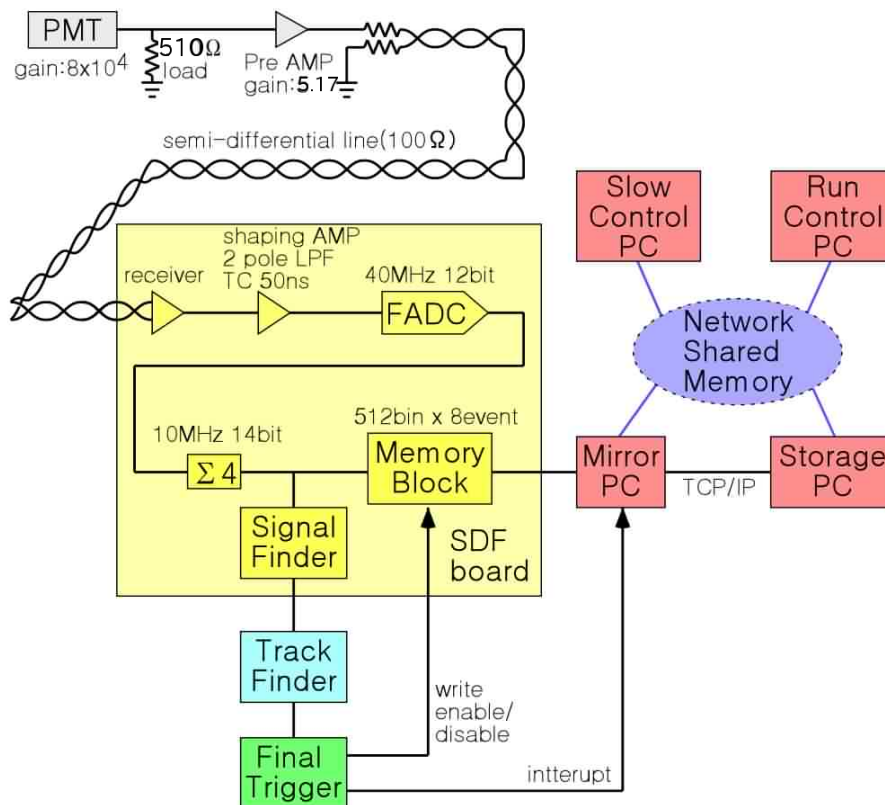


図 3.9: FD シグナルプロセッシングダイアグラム

## アナログ部

FD アナログ部に要求される機能は、以下のようになる。

1. PMT のゲインは、PMT からの全出力電荷量が 28C となるまで使用した後では、13 % 減少する [15]。FD は 10 年程度の運用期間を見込んでおり、その間のゲインの減少は 20 % 以下であることが期待される。ここから、PMT の運転時のゲインは  $8 \times 10^4$  に選ばれた。この場合、7 年間の運転で 13 % ゲインが減少することとなる。
2. 回路の雑音レベルは夜光雑音に比べて十分小さくしなければならない。回路系のゲインはこの要請を満たすように設定しなければならない。上記の要請から、回路系のゲインは 50 とした。
3. TA 実験では、空気シャワーのエネルギー決定精度は 10 % 以下を目標にしている。電子回路全体の線形性はこの値より十分小さくしなければならない。
4. 空気シャワーの角度決定精度を 1 度以下にするべく、読み出し時間分解能は 100ns 以下でなければならない。

以上の要請を元に FD アナログ部が設計された。図 3.10 に FD アナログ部の等価回路を示す。PMT からの電流信号はまず 510Ω の抵抗で電圧変換され、プリアンプに入力される。プリアンプはゲイン 5.17 倍の非反転アンプである。オペアンプには AD8057 を用いている。帰還抵抗と並列に接続されたコンデンサーはオペアンプの固有ノイズ(イントリンジックノイズ)の減少の目的で配置された。プリアンプの出力は擬似差動信号として 25m の 100 オーム差動ケーブルを通じて読み出し用ボードに送られる。今後この読み出しボードを SDF ボード (Signal Digitizer and Finder) と呼ぶ。プリアンプから SDF ボードに信号が送られる途中、16 チャンネル分のケーブルを 1 本にまとめるためパッチパネルを通るが、パッチパネル内部では信号処理は行わない。パッチパネルはケーブルをまとめるという機能のほかに、PMT ヘッド上のプリアンプに  $\pm 5V$  電源、グラウンドを供給するという機能を持つ。

SDF ボードは 16 チャンネル分の擬似差動信号を受け取る。フロントパネルからの差動信号はまず最初にレシーバーアンプでシングルエンド信号に変換される。レシーバーアンプの出力は、波形整形アンプ (WFSA, Wave Form Shaping Amplifier の略) 及び信号積算アンプ (サムアンプ) に送られる。波形整形アンプの応答関数  $R(t)$  は

$$R(t) = \frac{te^{-\frac{t}{\tau_0}}}{\tau_0^2} \quad (3.2)$$

であたえられる。ここで  $\tau_0$  は回路の時定数である。 $\tau_0$  はデルタ関数入力に対しエイリアシングエラーが  $10^{-3}$  以下になるよう、50ns に設定されている。サムアンプは 16 チャンネル分の信号を全て足し合わせて 16 分の 1 にする。これは WFSA の最大出力は 3.8V であるのに対し、FADC (Flash Analog Digital Converter) の最大レンジが 2V までであるためである。WFSA の出力が 2V を超える場合はサムアンプの出力を用いてそのチャンネルの入力電荷の再構成を行う。飽和する WFSA が 1 ボードにつき 1 チャンネルのみの場合は飽和した WFSA の波形を再構成できる。飽和する WFSA が 1 ボードにつき 2 チャンネル以上の場合は波形を再構成できないが、入力電荷量は

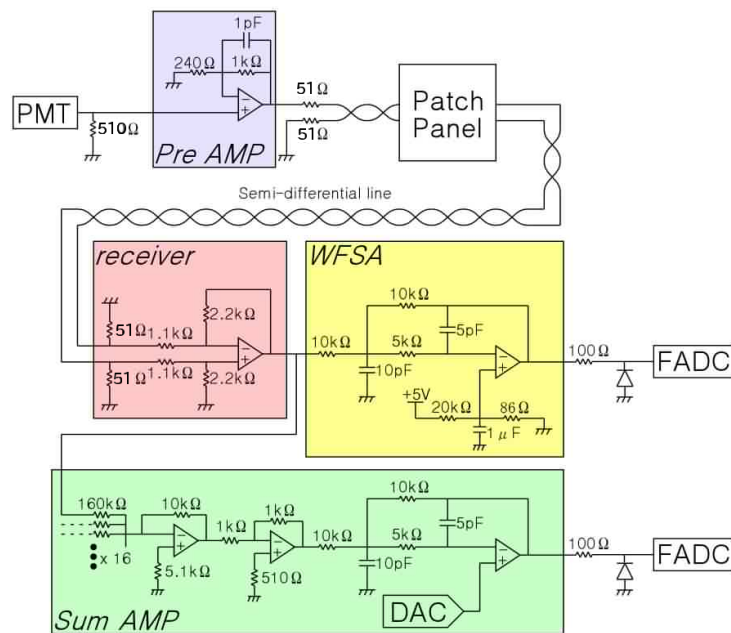


図 3.10: FD アナログ部回路図

保存されるので、エネルギー決定には問題は生じない。各チャンネルから見るとサムアンプはWFSAと同じ応答関数を持つが、ゲインがWFSAと比べて1/16となっている。レシーバーアンプ、WFSAのオペアンプはプリアンプと同じAD8057を用いている。

WFSA、サムアンプの出力はそれぞれFADC(AD9224)に送られ、デジタル変換される。従ってSDFボードは計17個のFADCが搭載されている。PMTのシグナルは負極性であるが、FADC直前では正極性のシグナルに変換されている。FADCは12bit精度、40MHzでデジタル変換を行う。変換レンジは0 to 2V, 従ってLSBは0.5mV相当である。

## デジタル部

FADCの出力はFPGA(Field Programmable Gate Array)内部のロジックコアに送られる。このロジックコアを我々はスレーブコアと呼ぶ。スレーブコアの主な役割は大気蛍光信号の時間波形解析およびデータ保持である。スレーブコア内部ではまずFADCのデータを4bin分積算する。この積算後の14bit精度、10MHzのデータが基本データとなり、トリガー系統および読み出し系統に送られる。FPGAはXilinx社製スパルタンIIE2s400を用いた。ゲート数は40万ゲート、メモリー容量は20kByteである。

## トリガー系統

まず、トリガー部について説明する。トリガー判定は時間波形判定、飛跡判定、最終判定の順に行われる。また、トリガー判定は  $12.8\mu\text{s}$  毎に行われる。トリガー判定は  $25.6\mu\text{s}$  分のデータを用いて行われる (図 3.11 参照)。

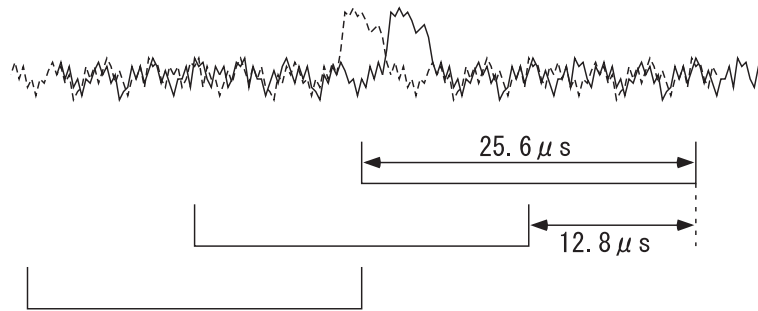


図 3.11: トリガー周期の模式図

図 3.12 に FD トリガー系統のダイアグラムを示す。

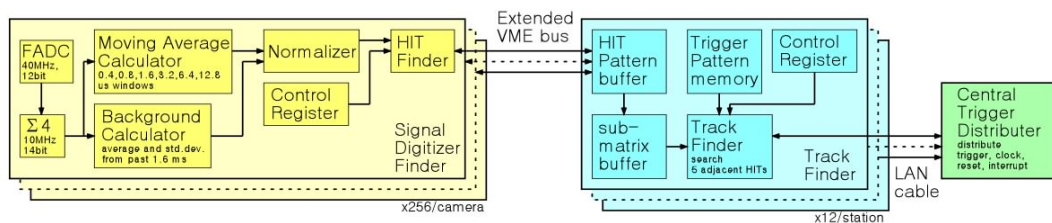


図 3.12: トリガー部ダイアグラム

時間波形認識では、夜光バックグラウンドの平均値及び分散値を用いて大気蛍光信号を分離している。大気蛍光信号があれば 0/1 の HIT 情報として  $12.8\mu\text{s}$  毎に TF ボードに送信する。また、FADC の値がある電圧スレッシュホールドより大きければ、0/1 の NC (Non Conditional) 情報として TF ボードに送信する。NC 情報は非常に大きな光量が PMT に入射した場合にトリガーを生成するために用いられる。この理由は以下ようになる。空気シャワー軸と PMT の視野方向とのなす角が非常に小さい場合、非常に大きな光量が PMT に入射することとなる。また、このような場合空気シャワーはカメラの視野中で長い飛跡を作らない。従って大光量が入射した場合は飛跡認識を行わずにトリガーを生成する必要がある。

TF ボードは SDF ボードから送られた  $16 \times 16$  個の HIT 情報を元に飛跡認識を行う。飛跡認識は、まず  $16 \times 16$  bit の HIT 情報から  $5 \times 5$  bit を切り出し、隣接して 5 本以上の PMT から HIT があれば、大気蛍光信号の飛跡として認識し、トリガー信号 (Full Track トリガー) を CTD ボードに送信する。また、カメラの端で隣接 3 本以上

の PMT から HIT があれば, Partial Track フラグを立て, CTD ボードに送信する. Partial Track フラグは 2 つのカメラの視野をまたがるような空気シャワーに対応するため導入された. NC 情報が 1 つでもあれば, NC トリガーを CTD ボードに送信する.

CTD ボードは以下の 4 つの条件のいずれかが満たされている場合にトリガー ( Final Trigger ) を生成する.

- Full Track トリガーを受信したとき
- 隣り合うカメラに対応する 2 枚の TF ボードから送られてきた情報が共に Partial Track であるとき
- NC トリガーを受信したとき
- 外部トリガーを受信したとき

ただし, トリガーを生成してから  $51.2\mu\text{s}$  の間は次のトリガーを生成しない. この  $51.2\mu\text{s}$  は SDF のイベントバッファのサイズである. また, CTD は飛行機や雷など, 継続時間が  $100\mu\text{s}$  を超えるイベントを除去する機能も持つ.

Final Trigger はまず TF ボードに送信される. TF ボードは Final Trigger 受信すると, SDF ボードに Trigger を送信し, 各カメラの読み出しを担当する PC (Mirror PC) に割り込みをかける. さらに, Final Trigger を受信した際のカウント値, HIT 情報をメモリーに記録する. SDF ボードは Final Trigger を受信するとイベントバッファの 1 つを書き込み不可にする. PC は割り込みを取得すると最初に TF のカウント値, HIT 情報を読み出す. TF はこの操作が行われると割り込みを解除する. 次に, SDF のメモリーブロックから波形データを読み出し, 読み出しが終了すると TF に割り込み発行許可を与える. 読み出す波形の時間幅は各チャンネルにつき  $51.2\mu\text{s}$  分である. 波形の記録はトリガーの生じた時刻が  $12.8\mu\text{s}$  から  $25.6\mu\text{s}$  の間になるようにする. 従って, イベントバッファの 1 つを書き込み不可にするタイミングは, CTD からトリガーが配信された  $25.6\mu\text{s}$  後となる. この値は  $0, 12.8, 25.6, 38.4\mu\text{s}$  の 4 つから選ぶことが可能である.

また, CTD ボードは Final Trigger が発生した際の GPS の時刻及びクロック数を記録し, ステーション間の同期をとる. GPS は 1 秒に 1 回パルスが発生するが, このパルスと世界標準時との誤差は  $\pm 20\text{ns}$  程度であり, 各ステーションで用いられる共通クロックの周期  $25\text{ns}$  ( $=40\text{MHz}$ ) よりも小さい. 共通クロックは CTD から配信される. トリガー, クロック, 及びリセット信号は CTD から TF を経由して, SDF まで配信される. 上記の 3 つの信号は TF ボード上で FPGA 内部を通過するので, CTD から SDF まではハードワイヤーで結ばれるわけではないが, ラッチや演算を行わず, 極力ハードワイヤー接続に近い形とした.

### データ取得系統

$\Sigma 4$  ブロックの出力は SDF ボード上の FPGA 内部の Memory Block に保存される. Memory Block には各 PMT につき 512 タイムスライス ( $51.2\mu\text{s}$  相当) のリングバッ

ファが 8 個並列に存在している。Σ4 ブロックの出力は 14bit であるが、読み出しは Byte 単位で行われるため、HIT 情報と、シリアル変換されたモニターデータを 1bit ずつ付け加えて 16bit のデータとして Memory Block に保存する。記録されるモニターデータはバックグラウンドの平均値、分散、トリガーレート等がある。データサイズは 1 イベント、1PMT につき 1kByte であり、1 カメラでは TF のモニターデータをあわせて 257kByte である。

FPGA は VME バストランシーバ (トリステートバッファ, SN54LVTH16245A) を通じて VME バスに接続されており、VME バスコントローラ (SBS model620, 通称 bit3), 光ケーブルを通じて各カメラの読み出しを担当する PC (Mirror PC) に転送される。光信号の受信は bit3 とセットになっている PCI ボードで行う。データ転送は non-block DMA 転送方式で行う。転送速度は 7MByte/s であり、26Hz でイベントデータの転送が可能となっている。

## Chapter 4

# 地表検出器トリガーDAQシステム、及びモニタリングシステム

地表検出器のトリガーは、8 マイクロ秒の時間幅の間で、隣接 3 台以上の検出器に 50 カウント以上の信号がある、と言うごく単純なものではあるが、有線接続が無く、通信速度は 2Mbps と限られている。また、トリガー、DAQ、モニタリングに用いる経路は単一である。この帯域に収まるように、各種データの収集を行ってトリガーをかけなければならない。

この章では、本実験のために開発した、地表検出器アレイトリガー DAQ システム、モニタリングシステムについて述べる。

以下、デジタル回路の概観、無線 LAN 通信、トリガー DAQ サイクルの概観、各検出器におけるデータバッファリングとレベル 1 トリガー、通信塔におけるレベル 2 トリガー、部分アレイの境界で起こったイベントをトリガーするための境界トリガー、モニタリングシステムの順で述べる。

### 4.1 デジタル回路概観

地表検出器のデジタル回路は、主に以下の項目からなる。

- PMT 波形のデジタル化のための FADC. 12bit, 50MHz サンプリングのものが上下層のシンチレータ用に 2 チャンネルあるため、情報量は 1.2Gbps となる。
- 高速信号処理のための FPGA(Xilinx 社製 XC3S1000), ゲート数は 100 万である。主に PMT 波形の処理と保存, PMT 印加電圧コントロール, シリアルインターフェースコントロール, 無線 LAN 通信の初段処理, GPS 通信の初段処理に用いられる。
- 複雑な処理を行うための CPU(ルネサステクノロジー社製 SH7750, 通称 SH4). 動作周波数は 150MHz である。大半の情報処理はこれを用いて行われる。
- 全体機能統括用 CPLD(Xilinx 社製 XC2C256). 主に CPU のブートコントロール, FPGA ブートコントロール, 電源コントロールに用いられる。
- 位置情報, 絶対時間情報取得のための GPS

- 無線 LAN 通信のための電波発生装置

旧来の ADC+TDC ではなく、FADC を用いている理由は、ゲート幅を可変にすることで、シャワーフロントから遅れてくる中性子の影響を減少させることができるためである。中性子とシンチレータとの反応確率は荷電粒子やガンマ線と比べて小さいが、反応した際のエネルギー損失は他の粒子よりも大きい。これによりエネルギー再構成の精度が落ちてしまう。また、空気シャワーが生成する中性子のフラックスは、高エネルギー核反応モデルの依存性が大きく、系統誤差の要因になってしまう。

## 4.2 無線 LAN

### 4.2.1 通信塔と検出器との通信

無線 LAN は当時最速であった、IEEE802.11g 規格の機器を使用した。ただし、無線 LAN の通信プロトコルとして通常用いられている TCP/IP は、通信オーバーヘッドの大きさから用いてない。1 台の通信塔は 1 秒間に 200 台程度の地表検出器と通信せねばならず、許容されるオーバーヘッドは検出器 1 台あたりわずか 5ms である。CPU の動作周波数は 150MHz であり、TCP/IP を用いて、5ms 以下のオーバーヘッドを達成するのは極めて困難であると考え、シリアル転送装置として無線 LAN 機器を使用することとした。

この機器が持つ通信速度は、ストリーミングモードを除くと、1.0Mbps, 2.0Mbps, 5.5Mbps である。通信速度が大きい方が DAQ システム構築に有利であり、かつトリガースレッシュホールドを下げることもできるのだが、パケットロスの確率が大きければ、実効的な通信速度は小さくなる。図 4.1 に、10km の距離で測定した通信速度を示す。送受信のパケットサイズは同じにしてある。試験の結果、オーバーヘッドは 0.9ms、実効通信速度は機器の持つ最大通信速度の 75% 程度であることが分かった。また、5.5Mbps モードではパケットロスとなる確率が高いことも分かった。この試験では 5.5Mbps モードでのパケットロスは許容範囲であったが、パケットロスの確率は気象条件その他の外的要因で変化するので、安全を見て、トリガー用の通信では 2.0Mbps で、DAQ では 1.0Mbps で運用することとした。DAQ では 1 度の通信におけるパケットサイズが大きいため、パケットロスが起こった際の時間のロスが大きいためである。

一般に用いられる無線 LAN 機器では、自動的に通信モードを切り替える機能がついている。我々も同様の機能を実装して試験したのだが、切り替えに必要な時間がハードウェア側で 50ms 以上かかっていたため、個別の検出器ごとに通信モードを切り替えることは行わなかった。

### 4.2.2 通信塔同士の通信

通信塔と検出器とは、2.4GHz 帯域で通信しているので、干渉を咲けるため、通信塔同士は異なる帯域で通信することが望ましい。このため、通信塔同士は 5.7GHz 帯域で通信することとした。通信塔には産業用 PC が設置されているので、市販の無線 LAN 機器を使用することとした。



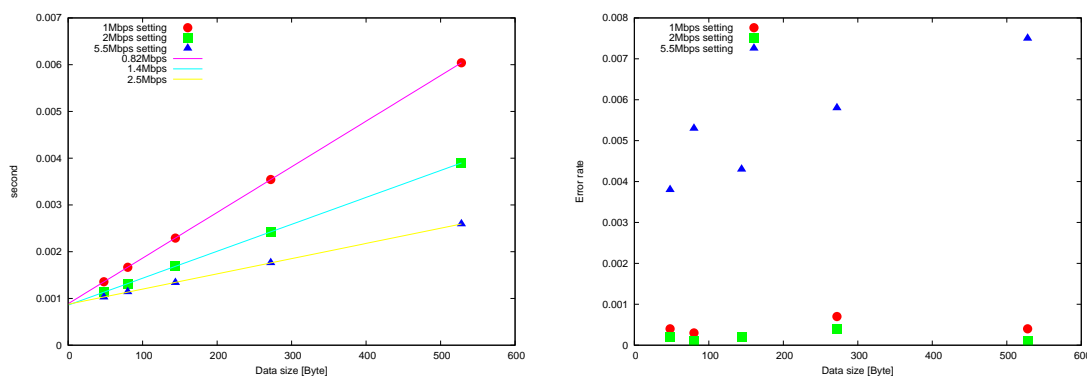


図 4.1: 左の図は, 横軸が送受信パケットサイズ, 縦軸が所要時間である. 従って, 直線でフィットした際の傾きの逆数が通信速度となり, 切片がオーバーヘッドとなる. 右の図は, 横軸が送受信パケットサイズ, 縦軸が通信に失敗した試行の割合である.

### 4.3 トリガー DAQ サイクル概観

地表検出器のトリガー DAQ サイクルを時系列にそって書き下すと, 図 4.2 のようになる. トリガーサイクルは 3 段のパイプラインとなっている. また, オーバーヘッドを減らすために, 異なる情報の送受信をまとめて同時に行っている.

次節から, パイプラインの各項目についての説明を行う.

## 4.4 各検出器におけるデータバッファリングとレベル 1 トリガー

1 秒間に 1 台の検出器から通信塔に送信できるデータ量の上限は, 500Byte 程度である. 送るべき情報は, 自分自身の ID とトリガー時刻だけであり, 必要なトリガー時刻の分解能は, ゲート幅が  $8\mu\text{s}$  なので,  $1\mu\text{s}$  あれば十分である. 従って 1 つのレベル 1 トリガーに対しては 3Byte あれば十分で, 各検出器に対して 100Hz 程度のレベル 1 トリガーに対応できる. しかし, ミューオンイベントレートは 700Hz 程度であり, 小さなシグナルも余すところ無く取得するためには, レベル 1 トリガーよりも低いスレッシュホールドの, データバッファリング用のトリガーが必要となる. 本節では, このデータバッファリング用のトリガーをレベル 0 トリガーと呼ぶ.

### 4.4.1 データバッファリング (レベル 0 トリガー)

空気シャワーに含まれる荷電粒子の大半は, 上下層のシンチレータを通過する. 従って, トリガーは上下層のコインシデンスでかければ良い. 積分ゲート幅は S/N が最大となるよう, 8 タイムスライス (=160ns) を選んだ. スレッシュホールドは, ミューオンシグナルの  $1/3$  程度となるよう, 15 カウントとした. また, 波形の記録幅は 2560ns とした. 継続時間の長い信号は, 単に連続した複数の波形として保存される. これは DAQ の際のパケットサイズを大きくしすぎないためである.

以下に, データバッファリングの手順について示す. なお, 以下の手順はすべて FPGA で行われる.

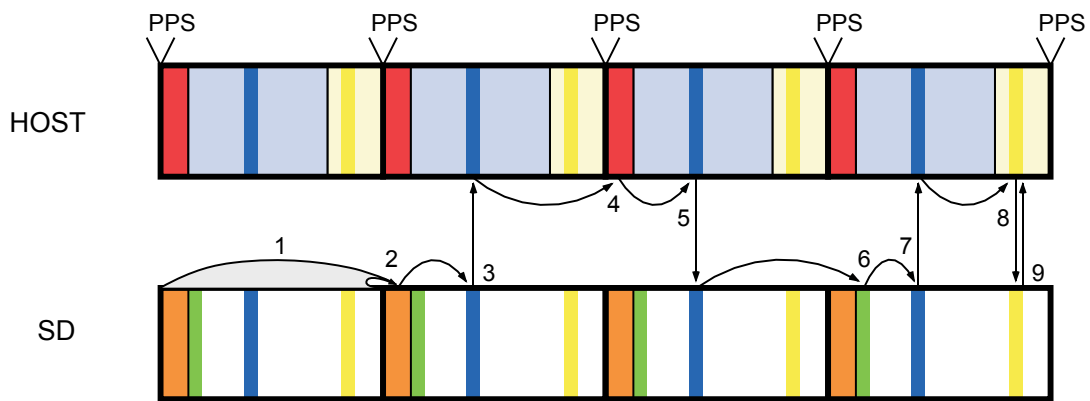


図 4.2: 地表検出器トリガー DAQ パイプライン概念図. 上のブロックは通信塔での処理, 下のブロックは各検出器における処理を表す. 1 から 5 まではトリガーサイクル, 6 から 9 までは DAQ サイクルを意味する. 1 では PMT 波形信号処理, 2 ではレベル1トリガーの判定, 3 ではレベル1トリガー情報の送受信, 4 ではレベル2トリガー, 5 ではトリガーの送信を行っている. また, 6 ではトリガーに対応する波形の探索, 7 では探索結果の送信, 8 では波形送信命令, 9 では波形の送信を行っている. ただし, DAQ が 1 秒で終わらなかった場合は, 8, 9 のサイクルのみが継続される.

1. 1 秒間での 8 タイムスライスの積算値の最頻値を計算する. この値をペDESTAL レベルとする.
2. 8 タイムスライスのゲート幅で, 移動和を計算し, 移動和の値からペDESTAL レベルを差し引いた値が上下層共にスレSSHヨLD よりも大きければ, レベル0 トリガーを発行する. トリガーから 1280ns 以内に起こった次のトリガーは無効化される.
3. レベル0 トリガーが発行されると, その波形を波形記録専用の SDRAM に転送する. 波形はトリガーの 640ns 以前から 1920ns 以後まで保存される. この間に次のトリガーがあった場合, 波形の重複を防ぐため, トリガーは 2560ns 遅らされる. SDRAM への転送と同時に, 波形の積分値, 波形の最大値, クロック数, 波形番号を保存する. これらの情報は, 10ms 毎に CPU と共有の SDRAM に DMA 転送される. また, これらの情報をレベル0 トリガーテーブルと呼ぶ.

#### 4.4.2 レベル1トリガー

レベル1トリガーのスレSSHヨLD は 150 カウント, 積分ゲート幅は波形の記録幅と同じ 128 タイムスライス (=2560ns) とした. このスレSSHヨLD は物理上の要請ではなく, 通信バンド幅で決まっている.

レベル0 トリガーテーブルを元にして, 通信塔に送信するためのレベル1トリガーのリストを作る手順について示す. なお, 以下の手順はすべて CPU で行われる.

1. GPS の 1PPS と同時に CPU に割り込みがかかる. 割り込み処理と同時に, 1PPS

間のクロック数, トリガーレート, ペDESTALレベル, 波形番号の最初と最後を FPGA から読み込む.

2. DMA 転送中であればそれが終了するまで待った後, レベル0トリガーの処理を開始する. 処理の内訳は, クロック数から  $\mu\text{s}$  への変換, DMA 転送が正しく行われたかどうかの確認, モニターデータの生成である. クロック数をそのまま使うのではなく  $\mu\text{s}$  とする理由は, データサイズを小さくするため, また, クロック周波数が少しずつ異なる検出器同士で同期をとるためである. 同時に, 波形の積分値からペDESTALレベルを差し引いた値が, スレッシュホールドよりも大きければ, レベル1トリガーを発行する.
3. レベル1トリガーがあると, マイクロ秒 (20 ビット) と波形の積分値の上下層の平均 (4 ビット) を組み合わせ, 3 バイトのデータとして記録する. また, このリストをレベル1トリガーテーブルと呼ぶ.

## 4.5 通信塔におけるレベル2トリガー

通信塔では, 各検出器からレベル1トリガーテーブルを収集し, レベル1トリガーが8マイクロ秒の時間内で, 3台以上隣接する検出器から見つかりとレベル2トリガーを発行する. レベル2トリガーがあると, その時刻はDAQリストに登録される. 即座にトリガーを各検出器に配信しない理由は, 通信オーバーヘッドを減らすためである.

以下に, レベル2トリガー判定の手順を示す.

1. レベル1トリガーテーブルを検出器から取得する. これと同時に, モニターデータ (後述) も取得する, DAQリストが空でなければ, 最も古いDAQリストの送信も行う.
2. 境界トリガーのため, 部分アレイの境界に接している検出器のレベル1トリガーテーブルを送出する.
3. GPSの1PPSと同時にCPUに割り込みがかかる. この後, レベル1トリガーテーブルのマイクロ秒 (20 ビット) と, 検出器座標番号 (12 ビット) を組み合わせ, さらに時刻順に並び替えて, アレイ全体のトリガーテーブルを生成する. 1PPSと同期させて処理を行う理由は, 検出器のトリガーサイクルと同期させることで, 無駄な待ち時間を発生させないためである.
4. このトリガーテーブルを, 8マイクロ秒のゲート幅で走査し, レベル1トリガーが3つ以上ある場合は, 隣接条件を満たすかどうかの確認を行う. 3台以上の隣接条件を満たしていれば, レベル2トリガーを発行し, DAQリストへの登録を行う. また, レベル2トリガーは, 境界トリガーシステムを通じて他の部分アレイに送信される.

## 4.6 境界トリガー

3つの部分アレイを独立に運用すると, 主に以下の2つの問題がある.

- 部分アレイの境界ではトリガー効率が低下する,
- 境界付近に落ちた空気シャワーイベントで、一つの部分アレイでのみトリガーが発行された場合には、情報が欠損する.

従って、アレイ全域でトリガー効率が一定となるよう、部分アレイの境界に特化したトリガーを構築する必要がある、また、他の部分アレイにトリガーを配信する機能が必要である。

1つの通信塔で、3つの部分アレイから境界トリガー情報とレベル2トリガーを収集し、境界トリガーの発行と、トリガーの配信を行う。

以下に、境界トリガー判定の手順を示す。

1. レベル1トリガーテーブルとレベル2トリガーを各部分アレイから収集する.
2. レベル1トリガーテーブルを用いて、レベル2トリガーと同じ方式で、境界トリガーの判定を行う。境界トリガーが見つければ、レベル2トリガーと同時に各部分アレイに送信する.
3. さらに、隣接2台で、上記のトリガー判定にかからなかった場合はプレトリガーを発行し、対応する2つの部分アレイに、他のトリガーと同時に送信する。これは、収集しているトリガーテーブルが境界から1列分だけであるためである.
4. 各部分アレイは、プレトリガーを受け取ると、境界から2列目のトリガーテーブルを走査し、境界トリガー判定を行う.

## 4.7 モニタリングシステム

通信帯域の狭さから、豊富なモニター情報を任意のタイミングですべての検出器から収集することは不可能である。そこで、レベル1トリガーテーブルの収集の際、ヘッダー情報と共に、モニター情報を分割して送信することとした。モニター情報は9kByte程度であり、トリガーDAQに負荷をかけないように、600分割して、毎秒16Byteずつ送信する。

### 4.7.1 モニター項目

以下に、モニターデータとして取得されている項目を示す。時間分解能は、1秒のもの、1分のもの、10分のものがある。ただし、時間分解能が1秒のものは、分割されずに毎秒取得される、つまり、上記の9kByteには含まれていない。

- 毎秒取得されるデータ
  - 1PPS間のクロック数。GPS及びクロックの安定性の確認に用いる。
  - GPSタイムスタンプ。1PPSが継続して出力されつづけているか、つまり検出器間で同期がとれているかどうか確認するために用いる。
  - レベル1トリガーテーブルの数。ホットチャンネル、デッドチャンネルの識別に用いる。

- 時間分解能 1 分のデータ

- レベル 0 トリガー数. トリガーサイクルの安定性, ゲインが適切に設定されているかの確認に用いる.
- バッテリー電圧. 解析には用いられないが, 検出器の安定稼働のために重要な項目である.
- 充電電流
- 太陽電池の出力電圧
- 温湿度

- 時間分解能 10 分のデータ

- バックグラウンドミュオンスペクトル, 低レンジのもの. 検出器の較正に用いられる.
- ペDESTALのヒストグラム. 検出器の較正に用いられる.
- バックグラウンドミュオンスペクトル, 高レンジのもの. リニアリティの検査に用いられる予定であったが, 現在は用いられていない.
- PMT 波高のヒストグラム. これを用いてダイナミックレンジを決める.
- GPS の状態を表すフラグ
- GPS がデータを取得している衛星数

以下では, ペDESTALのヒストグラム, バックグラウンドミュオンスペクトル (低レンジ, 高レンジ), PMT 波高のヒストグラムの取得方法について説明する.

#### 4.7.2 ペDESTALのヒストグラム

先に述べたように, ペDESTALレベルを得るため, FPGA 内部では 1 秒毎に 8 タイムスライスの積和のヒストグラムを生成している. CPU はこのヒストグラムを 1 秒ごとに読み取り, 10 分間積算する. 分解能は 1 カウント, レンジは 0 から 256 カウントまでである.

#### 4.7.3 バックグラウンドミュオンスペクトル

##### 低レンジ

レベル 0 トリガー毎に, FPGA 内部では波形の積分値を記録し, ヒストグラム化している. 積分ゲート幅は 240ns, 波高の最大値の前 80ns, 後 160ns である. CPU はこのヒストグラムを 1 秒ごとに読み取り, 10 分間積算する. 分解能は 1 カウント, レンジは 0 から 512 カウントまでである.

### 高レンジ

FPGA から DMA 転送された波形の積算値を, CPU 側でヒストグラム化する. 積分ゲート幅は波形保存と同じ 2560ns であり, 分解能はログステップ, レンジは 0 から 65536 までである.

#### 4.7.4 PMT 波高のヒストグラム

FPGA から DMA 転送された波形の最大値を, CPU 側でヒストグラム化する. 分解能は 32 カウント, レンジは 0 から 4096 までである.

# Chapter 5

## 地表検出器の較正

EHECR エネルギー再構成の際, 地表検出器の較正で得に重要なものは, 以下の2点である.

- 検出器全体としての絶対ゲイン
- PMT 及び電子回路のリニアリティー

地表検出器の較正は, 上記2つとも, バックグラウンドミュオンを用いて行う. ミューオンのスペクトルは, すべての検出器に対して同一であることから, スタンドアードキャンドルとして用いることができるためである.

また, 地表検出器 DAQ システムは, 10 分の時精度で全ての検出器から較正用モニターデータを取得している. これはつまり, 10 分の時間精度で較正が可能であることを意味している. 歴史的には PMT その他の温度係数を調べ, 検出器周辺の温度を用いて補正を行っていたのであるが, 我々の解析ではそれは不要となっている.

この章では, 順に絶対ゲイン較正, リニアリティー較正について述べる.

### 5.1 ミューオンを用いた絶対ゲイン較正

ここで, 絶対ゲインは, FADC カウントからエネルギー損失 (MeV) への変換係数とした. 旧来の MIP (Minimum Ionization Particle) や VEM (Vertical Equivalent Muon) で行う較正と比べて, 今回の較正では以下のような利点がある.

- 各 PMT の量子効率に依存しない較正が可能
- 空気シャワーに含まれるガンマ線は MIP とはみなせず, また, ガンマ線の割合は空気シャワー軸からの距離により異なる. この影響を無視することができる.
- MIP や VEM の定義は曖昧である. MeV での表現は誤解を招きにくい.

絶対ゲイン較正は以下の手順で行った.

1. AMS[20] による粒子のエネルギースペクトル及び空気シャワーシミュレータ (COSMOS[16]) を用いて, 地表でのバックグラウンドとなる粒子を生成する.

2. 生成された粒子が、シンチレータを通過した際のエネルギー損失のスペクトルを、検出器シミュレータ (GEANT4[19][21]) を用いて計算する。
3. 実データを、エネルギー損失スペクトルを用いてフィットする。フィットに用いるパラメータは入射粒子数、エネルギー損失から FADC カウントへの変換計数、エネルギー損失から光子数への変換計数である。

以下、バックグラウンド粒子の生成とエネルギー損失の計算、実データの解析に分けて詳説する。

### 5.1.1 モンテカルロシミュレーションによるバックグラウンド粒子生成

まず、ミューオンフラックスの大まかな振る舞いを調べるため、100km 上空から陽子を地表 (標高 1400m) の固定点に向けて一様に放射し、どの程度ミューオンが地上に到達するか調べた。空気シャワーシミュレータとして、高エネルギー原子核相互作用モデルは、80GeV 以上では QGSjet-II[17] または DPMjet3[18] それ以下では DPMjet3 を使用した。80GeV 以下のエネルギーで QGSjet-II を用いない理由は、計算速度の向上のためである。80GeV 以下のエネルギー領域では加速器によって相互作用モデルの確認が行われており、このエネルギーレンジでは相互作用モデルの依存性は無視できる。図 5.1 に、シミュレーションの結果を示す。

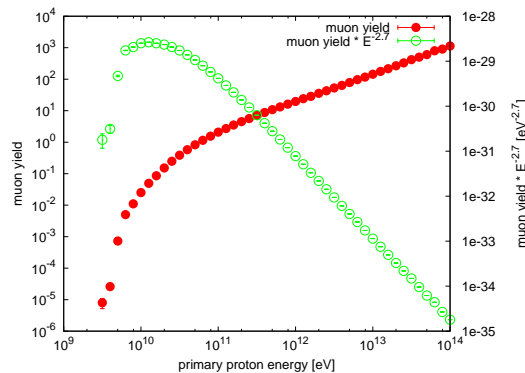


図 5.1: 赤点が 1 個の陽子に対するミューオンの生成数, 緑点はそれに陽子のエネルギースペクトル (エネルギーの-2.7 乗) を掛けたものである。

この図から、シミュレートすべきエネルギー領域は、3GeV から 1TeV の領域であることが分かる。今回は安全をみてエネルギー範囲を 3GeV から 30TeV ととった。

次に、AMS のエネルギースペクトルを用いて、バックグラウンド粒子の生成を行った。入射した粒子は陽子、ヘリウム、炭素、窒素、酸素である。その他の粒子は最終結果に 1% 以下の影響しかもたらさないため無視した。ただし、陽子とヘリウムについては、100GeV 以上ではエネルギーの-2.7 乗を用いて外挿した。また、CNO は陽子のエネルギースペクトルと、化学組成比率 [22] を用いて作成した。入射粒子数は合計で  $5 \times 10^8$  とした。



図 5.2 に、シミュレーションの結果得られた全粒子のエネルギースペクトル及び入射角分布を、図 5.3 に、シミュレーションの結果得られたミューオンのエネルギースペクトル及び入射角分布を示す。

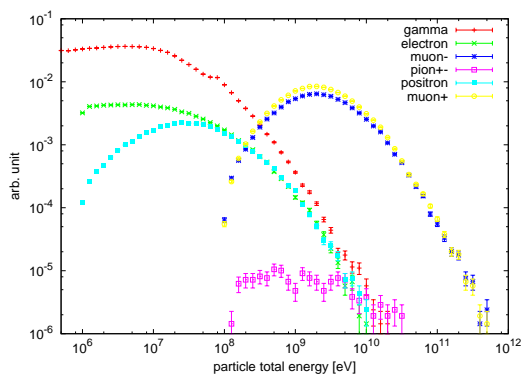


図 5.2: TA サイトに置けるバックグラウンド粒子のエネルギースペクトル. 赤, 緑, 青, 紫, 水色, 黄色がそれぞれガンマ線, 電子,  $\mu^-$ ,  $\pi^{+-}$ , 陽電子,  $\mu^+$  に対応する.

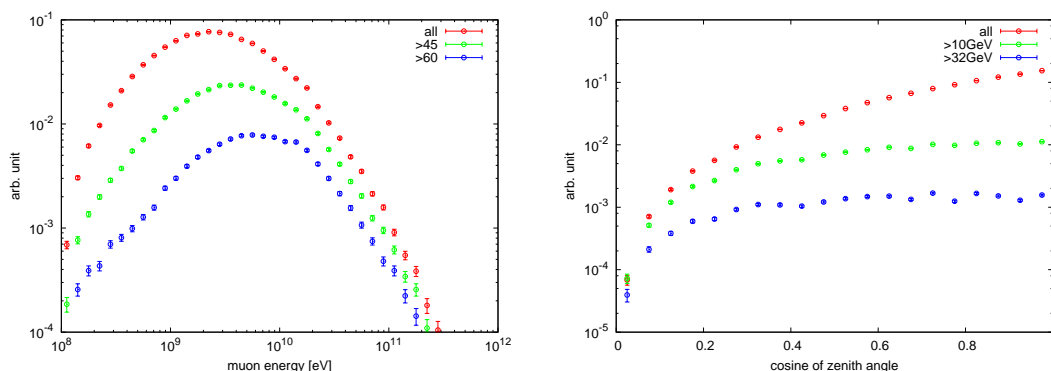


図 5.3: 左図は赤点が全角度範囲でのミューオンのエネルギースペクトル, 緑点及び青点はそれぞれ入射角 45 度以上, 60 度以上のミューオンのエネルギースペクトルである. 右図は赤点が全エネルギー範囲でのミューオンの入射角分布, 緑点及び青点はそれぞれエネルギー 10GeV 以上, 32GeV 以上のミューオンの入射角分布である.

次に、シミュレーションの結果得られたバックグラウンド粒子を、検出器シミュレータに入力し、シンチレータ内部でのエネルギー損失量を計算した。結果を図 5.4 に示す。粒子数ではガンマ線が支配的であるが、シンチレータ内部でのエネルギー損失に変換すると、スペクトルのピーク部分ではミューオンが支配的であり、スペクトルの裾では電子及びガンマ線が支配的になることが分かる。上下層の差は、スペクトルのピーク部分では見られないが、裾では下層のエネルギー損失が大きくなっていることが分かる。これは、上層のシンチレータ内部または上下層の間の物質でガンマ線が電子に変換されたことによる効果である。

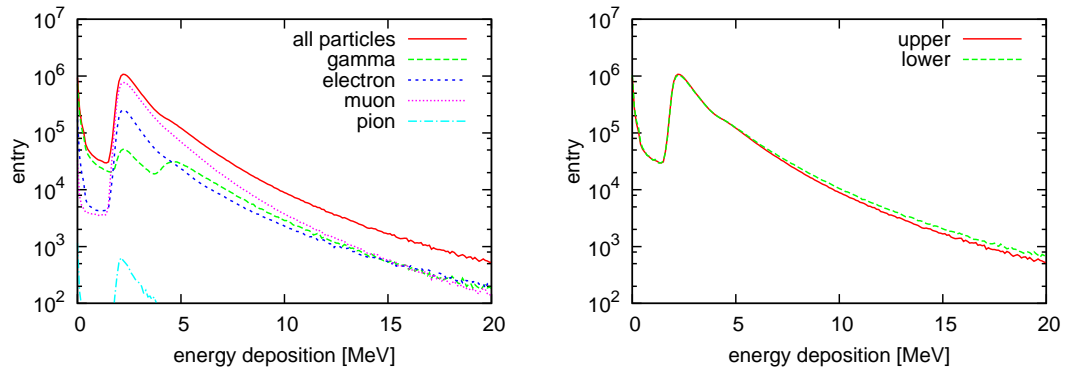


図 5.4: 左図は赤, 緑, 青, 紫, 水色がそれぞれ全粒子, ガンマ線, 電子, ミューオン, パイ粒子のエネルギー損失スペクトルである. 右図は赤が上層のシンチレータの全粒子エネルギー損失スペクトル, 緑が下層のシンチレータの全粒子エネルギー損失スペクトルである.

### 5.1.2 実データ解析

本小節では, 前小節で得られたエネルギー損失スペクトルを用いて行った, 実データの解析に付いて述べる. 実データの解析は本節冒頭で述べた通りエネルギー損失スペクトル  $F_0(E)$  を用いて, バックグラウンド FADC ヒストグラム  $H(C)$  のフィットを行うというものであるが, 詳しくは以下のような手順で行った.

1. ペDESTALのヒストグラムを, ガウス分布を用いてフィットし, 平均値及び標準偏差を求める.
2. バックグラウンド FADC ヒストグラムから, ペDESTALの平均値を差し引く
3.  $F(E)$  を光子数に変換する. その際, 検出器の非一様性を考慮し, 7%の正規分布で  $F_0(E)$  を畳み込み積分を行う. 7%は測定により得られた結果である. この積分結果を  $F_1(N_{photon})$  とする.
4.  $F_1(N_{photon})$  を光電子数に変換する. 量子効率をフィッティングパラメータである. この変換結果を  $F_2(N_{p.e.})$  とする.
5.  $F_2(N_{p.e.})$  を電荷量に変換する. 電荷量に変換する際, PMT の増幅率のばらつきを考慮し, 標準偏差が  $a + bx + cx^2 + dx^3$ ,  $x = \log_{10}(G)$ ,  $a = 1.93$ ,  $b = -0.48$ ,  $c = 0.049$ ,  $d = -0.0019$  となる正規分布で畳み込み積分を行う.  $G$  は PMT の増幅率である. 積分結果を  $F_3(Q)$  とする.
6.  $F_3(Q)$  を FADC カウント値に変換する. その際, 1. で求められたペDESTALの標準偏差によるばらつきを加える. また, レベル0トリガーを適用する. この結果を  $F_4(C)$  とする.
7.  $F_4(C)$  の縦軸, 横軸を,  $\chi^2 = \sum_C ((H(C) - F_4(C))^2 / H(C))$  が最小になるようにスケールさせる.
8.  $\chi^2$  が最小になるように, 3. から 7. の手順を繰り返す

この操作により、最終的にエネルギー損失から光電子数への変換係数、及びエネルギー損失から FADC カウント値への変換係数が得られる。図 5.5 に、フィットの結果を示す。この図から、ピーク周辺では極めてよくフィットできていることが分かる。また、スペクトルの裾ではデータとシミュレーションとの差が開くことが分かる。スペクトルの裾でデータとシミュレーションが一致しない主な理由としては、以下のようなことが考えられる。

- 今回のシミュレーションでは地球の曲率を考慮していない。このため、大角度の粒子の数を過小評価しており、結果大きなエネルギー損失を与えるイベントを過少評価してしまっている。
- 粒子の同時係数確率がシミュレーションと実際のデータとで異なる。

ただし、空気シャワーイベントのエネルギー再構成において重要なのは、エネルギー損失から FADC カウント値の変換係数であり、この値は統計量の少ないスペクトルの裾のイベントによって変化しない。したがって、この影響は無視できる。

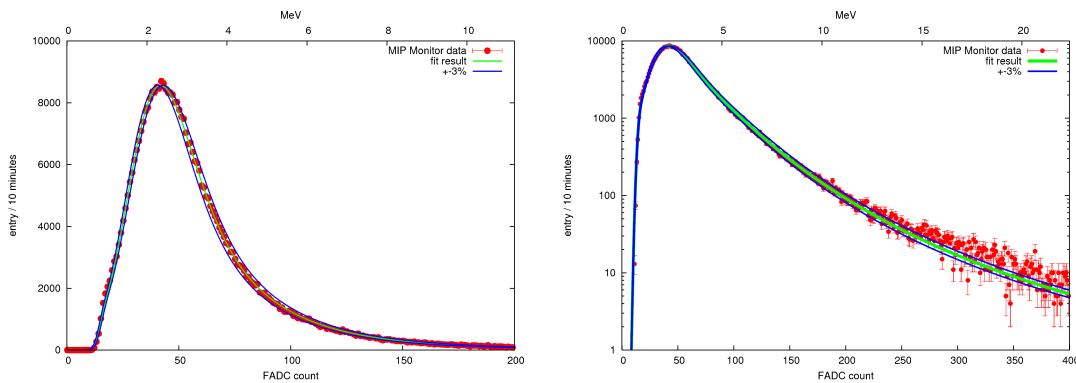


図 5.5: 左図は赤点が FADC ヒストグラムの実データ、緑線がフィットの結果得られた関数 ( $F_4(C)$ ), 青線は  $F_4(C)$  の横軸を 3% スケールさせた結果である。右図は左図をログスケールで表示したものである。データは検出器番号 1301 上層のシンチレータ、2009 年 3 月 1 日、00:00:00 から 00:09:59(UTC) の期間のものである。

次に、変換係数の時間変化を調べた。結果を図 5.6 に示す。この図から、MeV あたりの FADC カウント値は、温度と逆相関を示すこと、また、MeV あたりの光電子数は安定であるが、弱く温度と逆相関を示すことが分かる。図ではフィットに失敗している点があるが、これらは解析に適用させる際に、隣り合った点から内挿した値を用いている。また、フィットに失敗するのはデータが欠損している場合のみであり、図に示された期間では 99% 以上の確率でフィットに成功している。

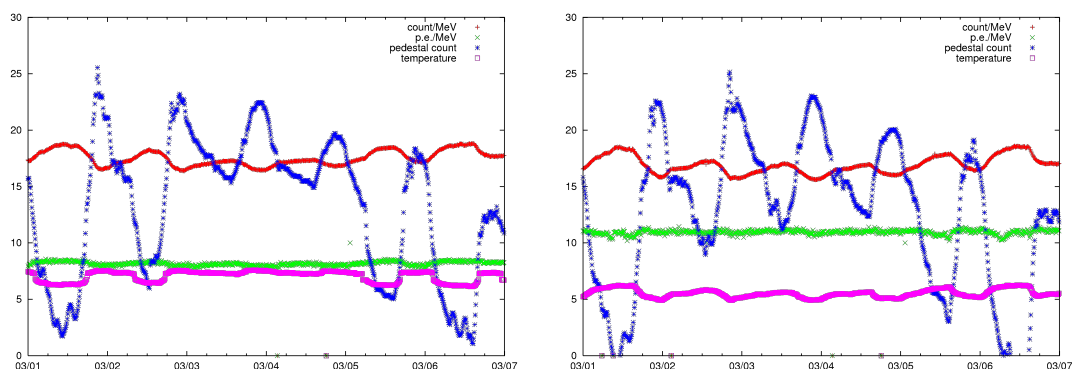


図 5.6: 左図は赤が MeV あたりの FADC カウント値, 緑が MeV あたりの光電子数, 青が温度 (摂氏), 紫がペDESTALの平均値である. データは検出器番号 1301 上層のシンチレータ, 2009 年 3 月 1 日 00:00:00 から 2009 年 3 月 6 日 23:59:59(UTC) の期間のものである. 右図は検出器番号 2210 下層のシンチレータの結果である.

最後に, 変換係数の分布を調べた. 結果を 5.7 に示す. これらの図から, 検出器のゲインはイベント再構成解析に使用するためには十分に揃っているが, 1 日の間で 15% 程度の変動を持つ, また, 光電子数は 1 日の間でほとんど変化しないことが分かる. 光電子数が 0 となっている PMT が 6 本, 検出器台数にして 3 台あるが, これらはこの時期稼働を停止していたものである.

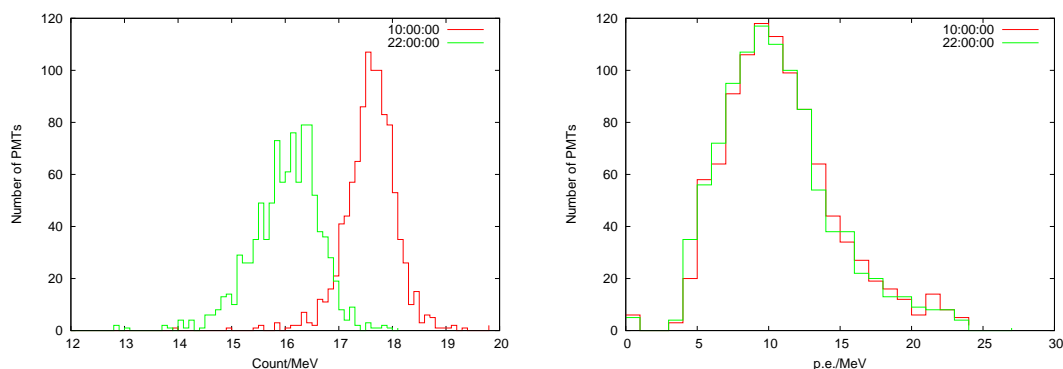


図 5.7: 左図は MeV あたりの FADC カウント値の PMT 毎の分布である. 上層, 下層をともに含む. 赤が 2009 年 3 月 2 日 10:00:00(UTC) から 10:09:59 までのデータ, 緑が 2009 年 3 月 2 日 22:00:00(UTC) から 22:09:59 までのデータに対応する. 右図は MeV あたりの光電子数である. 赤, 緑の対応は左の図と同じである.

## 5.2 リニアリティー較正

地表検出器のリニアリティーは, PMT のリニアリティーによって決まっており [23], PMT のリニアリティーは空間電荷効果で決まっている, また, PMT の線型応答は印加電圧の 1.5 乗でスケール可能であり, 温度依存性は検出できないレベルであることが LED による測定から分かっている [24]. リニアリティーが空間電荷効果で決まっていることは, リニアリティーの測定は PMT 出力波形の積分値ではなく, 最大値で行わなければならないことを意味する.

LED によるリニアリティー較正システムは地表検出器に実装されており, 輸送直前にすべての検出器に対してリニアリティー較正を行っているが, 検出器輸送, 設置の際の振動により機能しなくなったものが 2 割程度存在する. また, この較正を行うためには, データ収集を 1 日程度止めなければならず, 多くても 100 日に 1 度程度しか較正を行うことができない. 従ってリアルタイムでの較正ができない.

上記の理由から, 我々は LED によるリニアリティー較正に加え, ミューオンによるリニアリティー較正を行うこととした. また, この較正は異なる手法を用いたリニアリティー較正を相互に比較するという点でも重要である.

LED によるリニアリティー較正は以下のような手順で行った.

1. 2 個の LED をシンチレータに接続する. LED への入力電流をそれぞれ  $I_A$ ,  $I_B$  とする. また, LED に各々に電流を入力した際の PMT の出力電圧の最大値をそれぞれ  $V(I_A)$ ,  $V(I_B)$  とし, 2 個の LED に同時に電流を入力した際の PMT の出力電圧の最大値を  $V(I_A + I_B)$  とする.
2.  $I_A$ ,  $I_B$  を変化させながら,  $R = V(I_A + I_B)/(V(I_A) + V(I_B))$  を測定する. この  $R$  が線形性の指標となる.

ミューオンによるリニアリティー較正は以下のような手順で行った.

1. PMT 波高のヒストグラムから, ペDESTALの平均値を差し引き, PMT への印加電圧が同じ期間積算する. この結果得られたヒストグラムを  $H_i(C)$  とする.
2. 上下 25% を切り捨てた  $H_i(C)$  の平均を計算する. この平均値を基準 PMT ヒストグラム ( $A(C)$ ) とする. 平均をとる際は, 上層と下層の PMT は別々に取り扱っている. つまり,  $A(C)$  は上層と下層の PMT それぞれについて計算する.
3.  $A(C)$  からのずれ  $\chi^2 = \sum_C (H_i(C) - a_i \cdot A(C \cdot b_i))^2 / H_i(C)$  が最小となるように, 全ての PMT について規格化定数  $a_i$ ,  $b_i$  を決める.  $a_i$ ,  $b_i$  はそれぞれ感度補正值, ゲイン補正值と考えることが出来る. ただし,  $C$  の範囲は 300FADC カウント以上, 3000FADC カウント以下とする. 300 カウント以下であれば, PMT は常に線形であると仮定して良く, 3000 カウント以上では, 統計的に有意な値が得られない(後述).
4. 上下 25% を切り捨てた  $H_i(C/b_i)/a_i$  の平均を計算し,  $A(C)$  を更新する.  $A(C)$  が収束するまでこの手順を繰り返す.

5. あるフラックス  $F$  に対し,  $F = A(C) = H_i(c_i/b_i)/a_i$  を  $C, c_i$  について解く.  $c_i(C)$  が, PMT の線型性を示す指標となる. つまり, PMT が線型であれば,  $c_i(C)/b_i = C$  となる.
6. 線形からのずれ  $T = \max\{|c_i(C)/b_i/C - 1|, 300 < C < 3000\}$  が最大となる PMT を選び, リストから除外して,  $A(C)$  を更新して手順 5. を行う.
7.  $T$  の値が 0.07 を下回るまで, 手順 6. を繰り返す. ここで 0.07 という数字を選んだ理由は, 最終的に 1 割 (50 本) 以上の PMT を残すためである.
8. 最終的に得られた  $A(C)$  を用いて, 全ての PMT について  $c_i(C)$  を計算する. 上記の手順までに残った PMT の入力応答が  $C$  の最大値 3000 まで線型であると仮定すると, ここで得られた  $c_i(C)$  は, PMT の線型応答とみなすことができる. また, 3000FADC カウント以上では  $A(C)$  は FADC カウントのべき乗による外挿値を用いてある.

上記の手順により得られた PMT の非線形性を図 5.8 に示す. また, 解析により得られた PMT の直線範囲の最大値を, ミューオンと LED とで比較した. PMT 直線範囲 (linear range) の最大値は, 非線形性が 5% を超える値とした. 結果を図 5.9 に示す.

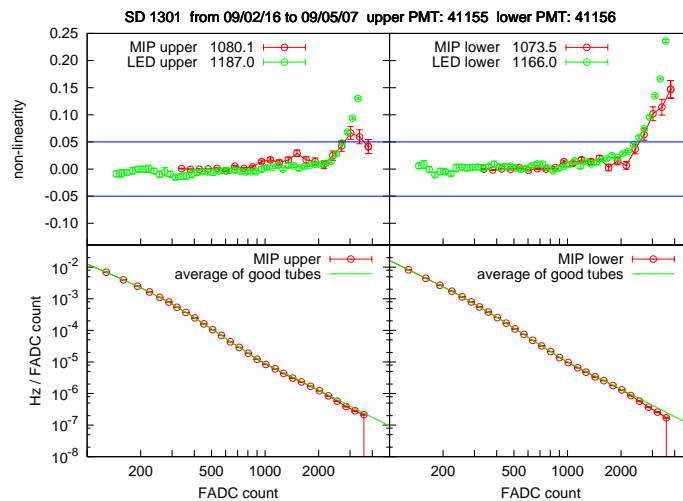


図 5.8: 左上図は PMT 応答の非線形成分を示す. 赤は 2009 年 2 月 16 日から 5 月 7 日までの, 検出器番号 1301 上層のシンチレータの値であり, 緑は LED によって得られた値である. 左下図はシグナル波高スペクトルである. 赤はデータ, 緑は解析で得られた  $A(C)$  である. 右の図はそれぞれ下層のデータである.

解析の結果, LED で得られた PMT 非線形性と, ミューオンにより得られた非線形性は, 3000 FADC カウントまで概ね一致し, 3000 FADC カウントを超えると一致しないことが分かった. 一致しない理由は主に外挿に用いた関数が正確でないためであると考えられる. 実際の測定からこの関数を得ることが望ましいのであるが, 現時点では統計量の不測のため得ることができない. このため, 最大波高が 3000FADC カ

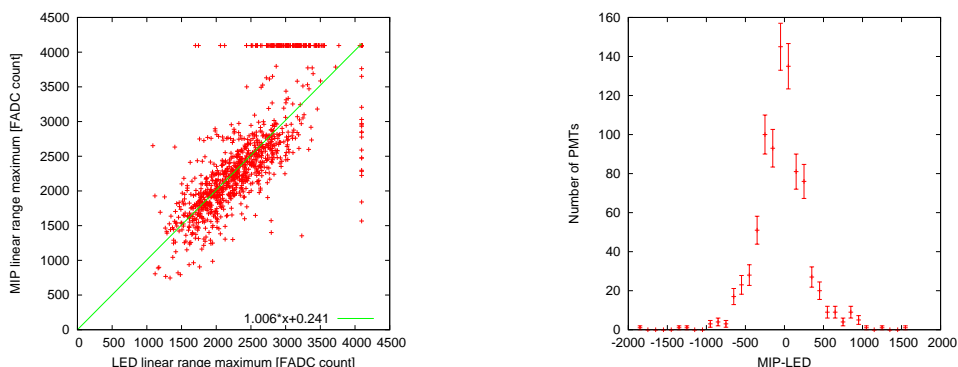


図 5.9: 左図は PMT 応答の線型範囲の最大値の分布である。横軸は LED により得られた値, 縦軸はミュオンにより得られた値である。この値は 2009 年 3 月 1 日現在での値であり, 使用した日時の範囲は PMT によって異なるが, 概ね 2ヶ月間程度である。右図は左図の縦軸から横軸の値を差し引いたものをヒストグラム化したものである。ただし値が FADC カウントの最大値 4096 を超える, つまり解析によって線型範囲を求めることができなかつた PMT は除いてある。平均値は -49, 標準偏差は 260FADC カウントとなっている。

ウント以上となる検出器は, 一律に使用しないこととした。また, イベント再構成に用いる PMT 線型範囲 (linear range) の最大値は, ミュオンまたは LED により得られた非線形値のいずれか一方が 5% を超える値とした。

最後に, 最終的にイベント再構成に用いる線型範囲の分布を, 図 5.10 に示す。図から, LED を用いた場合と, ミュオンを用いた場合とで, 全体の分布の形状は変化しないことが分かる。

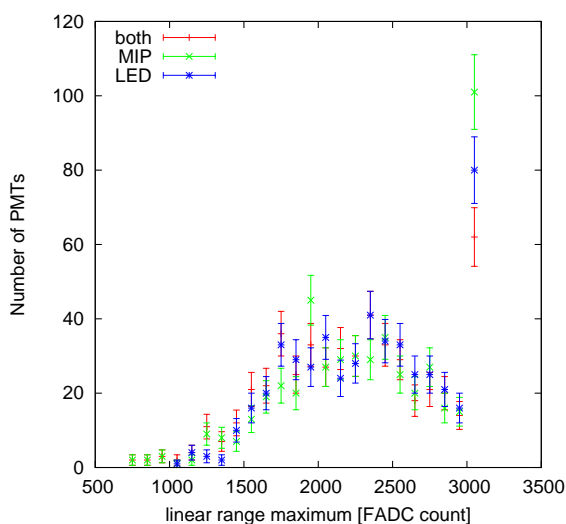


図 5.10: PMT 応答の線型範囲の最大値の分布。緑はミュオンにより得られた結果, 青は LED により得られた結果, 赤は両者の結果を共に用いた結果である。図から, 測定方法によって分布の形は変化しないことが分かる。



## 5.3 不調検出器の除去

地表検出器の稼働率は97%を超えているが、残念ながら500台を超える全ての検出器を常時完全に動作させるには至っていない。一部の地表検出器は、いくつかの原因により、まれに解析に用いることができない、不調状態に陥る。このような検出器のデータをそのまま解析に用いると、再構成の質の悪化が起こり、物理結果に悪影響を与える。それを未然に防ぐため、第4章で述べたモニターデータを用いて、不調検出器の除去を行う。

検出器の好不調の判断は以下の項目について行う。

- 検出器のゲイン (ここでは単位エネルギー損失 [MeV] あたりの FADC カウント値) が 6 以上 54 以下である。典型値は 17 である。
- 検出器の発光量 (ここでは単位エネルギー損失 [MeV] あたりの光電子数) が 1 以上である。典型値は 10 である。
- FADC のオフセットの値が 1 以上 20 以下である。典型値は 5 である。
- トリガーレートが 500Hz 以上 1000Hz 以下である。典型値は 740Hz である。
- GPS が故障していない、かつ GPS が検知している衛星数が 3 以上である。
- 1PPS 間のクロック数のばらつきによる時刻の不定性が 100ns 以下である。
- 電源ユニットから供給される電圧値が、既定値の 90%以上、110%以下である。

上記の制限を全て満たす検出器のみを、解析に用いることとした。上記の手続きにより得られた、2009年6月における検出器の不調度の平均値を、図5.11に示す。



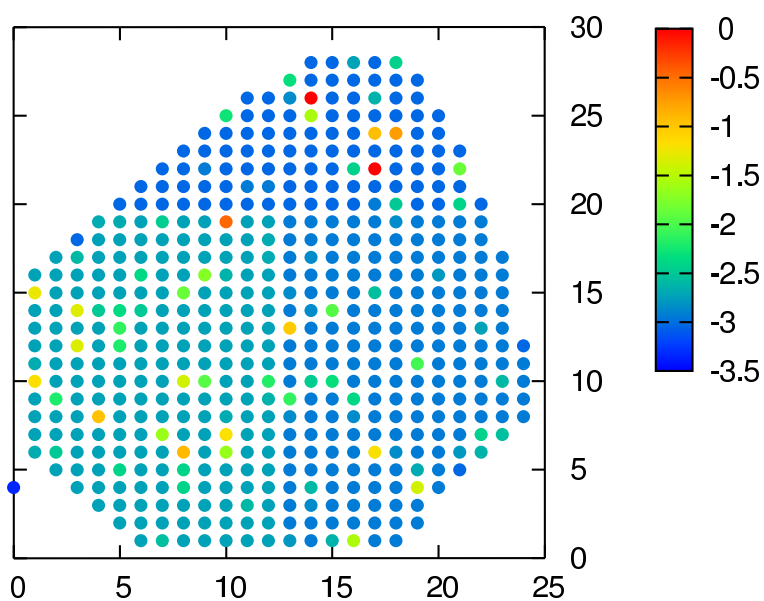


図 5.11: 検出器の不調度の分布. 縦軸, 横軸は各々検出器の座標に対応しており, 色は検出器の不調度の対数に対応する. 0(図の赤色) が 100%の不調を示しており, -2 が 1%の不調を示している. この図から, 大部分の検出器が 99%以上好調であったことが分かる.

## Chapter 6

# モンテカルロシミュレーションによる 空気シャワーのモデル化

地表アレイによる極高エネルギー宇宙線事象再構成では、モンテカルロシミュレーションが極めて重要な意味を持つ。TA 実験で対象としている宇宙線のエネルギーは  $10^{18}$ eV を超えるものであり、現時点ではこのようなエネルギーの粒子を人工的に生成することができないためである。テレスコープアレイ検出器は大気蛍光望遠鏡と地表アレイとを用いたハイブリッド検出器であるため、従来の地表アレイを用いた極高エネルギー宇宙線観測実験よりも、モンテカルロシミュレーションへの依存度を小さくすることが可能であるが、依存性を完全に除去することはできない。

以下に、モンテカルロシミュレーションの用途を挙げる。

- エネルギー再構成  
地表アレイ単独でエネルギーを再構成するためには、モンテカルロシミュレーションが不可欠である。大気蛍光望遠鏡を用いて地表検出器のエネルギーを補正するのであれば、シミュレーションに依存しないエネルギー再構成を行うことが可能であるが、我々は AGASA と HiRes の系統誤差の原因を理解することを目指しているため、本解析ではモンテカルロシミュレーションを元にしてエネルギー再構成を行った。
- アクセプタンス、トリガー効率、事象再構成効率の見積り  
上記は将来的にはハイブリッド事象を用いて得ることができるのだが、現時点ではハイブリッド事象は十分な統計数が得られていない。このため、上記の値を得るため、シミュレーションを用いた。
- 事象再構成プログラムの評価  
ここではエネルギー分解能、入射角分解能、入射角の系統誤差についての評価を指す。上記も同様にハイブリッド事象から評価することができる。しかし、高エネルギー領域においては統計数が足りないため、十分な評価が出来ない。これを補うため、シミュレーションを用いた。
- 空気シャワー現象に対する理解を深め、より精緻な空気シャワーのモデル化を行う  
近年の CPU パワーの増大に伴い、より詳細な空気シャワーシミュレーション

が可能となった。同時に、第5章に見られるように、空気シャワーシミュレーション自体も精緻化した。その結果、精緻な空気シャワーのモデル化を行うことができた。また、過去の実験が行ったシミュレーション結果および空気シャワーモデリングの検証を行った。

上記のように、地表アレイを用いた事象再構成は、モンテカルロシミュレーションに依存せざるを得ない部分がある。従って、モンテカルロシミュレーションが測定データと一致していることを複数の視点から確認しておくことが重要となる。

本章では、データ解析に用いる空気シャワーシミュレーションについて述べる。第1節では、空気シャワー生成プログラム、特にシニングの方法について、第2節ではデータベースから検出器に入射される粒子を再生成する方法について、第3節ではシミュレーションを用いた空気シャワーのモデル化について述べる。

## 6.1 空気シャワーシミュレーション

TA 実験で対象としている宇宙線のエネルギーは  $10^{18}\text{eV}$  を超えるものであり、単一の  $10^{18}\text{eV}$  の陽子事象を完全にシミュレートするためには、 $3\text{Gflops}$  の CPU を用いて、80 日程度必要である。従って、このような宇宙線をシミュレートするためには、シニング (thinning) が不可欠である。私は本解析のため、新しいシニングの方法を開発した。このシニングの方法を多重スケルトンフレッシュ法と名づけた。空気シャワーシミュレーションには、COSMOS[16] を用いた。原子核相互作用については、 $80\text{GeV}$  以上では QGSjet-II または DPMjet3 それ以下では DPMjet3 を使用した。本節では、私が開発した空気シャワーシミュレーションの構成について述べる。

### 6.1.1 多重スケルトンフレッシュ法

以下に多重スケルトンフレッシュ法の概要を述べる。

1. 全ての粒子のエネルギーが入射粒子のエネルギーの  $10^{-5}$  以下となるまで、空気シャワーのフルシミュレーションを行う。つまり、粒子  $A_i$  を大気中で反応させ、 $A_i$  のエネルギーが  $E_{min} = E_{A_i} \times 10^{-5}$  より小さくなる、または地面に衝突するまで、シミュレーションを行う。この際に生成された2次粒子は、全てリストに登録しておく。次に、各々の2次粒子についても、同様のシミュレーションを行う。ただし、リストに登録する際には、地面に衝突したものとそうでないものを分けておく。最終的に生成された粒子のリストで、地面に衝突しなかったものを、ここでは1次スケルトンと呼ぶ。 $E_{min}$  を入射粒子のエネルギーの  $10^{-5}$  とした理由は、スケルトンに含まれる主要な粒子のうち最も数が少ないもの (ここでは  $K^\pm$ ) の数が  $10^4$  個を超えるようにするためである。
2. 次に、1次スケルトンをエネルギーの高い順に並び替え、100分割する。ただし、リストの1番と200番が同じ組、2番と199番が同じ組、といった具合に、できるだけ分割後の総エネルギーが同じになるように分割する。
3. 分割後の100組からランダムに10組を選び出し、 $E_{min}$  を  $1/10$  にして、1次スケルトンに含まれる各々の粒子について、1., 2. と同様のシミュレーションを行

う. 同時に, 地面に衝突した粒子の重率を 10 倍にする. ここで作られた粒子のリストを, 2 次スケルトン, 3 次スケルトンと呼ぶ.

4. 2 次スケルトンから 3 次スケルトンを生成, 3 次スケルトンから 4 次スケルトンを生成し, 最終的に粒子の重率が所定の値になった時点で,  $E_{min}$  を 100keV にし, 1. のシミュレーションを行う. 地面に落ちた粒子は, コア位置から 300m 以上では, ニュートリノを除いて全て記録する. 300m 以内では, 粒子数のヒストグラムとして記録する. これは, コア位置から 300m 以内の検出器は, PMT が飽和してしまい再構成に使うことが出来ないが, 大部分の粒子はコア位置から 300m 以内に存在する. 従って, データサイズが大きくなりすぎないようにするため, 300m 以内の個々の粒子は保存しないこととした. 空気中に残った粒子については全て電離損失によってエネルギーを失うと仮定する. また, シミュレーションの過程で粒子が電離損失により失ったエネルギーは, 3 次的に記録されている. 同様に, 各高度における粒子数と全エネルギーも, 3 次的に記録されている.

上記の手続きをとることで, 地面に衝突したほぼ全ての粒子が同じ整数の重率を持つこととなる. 重率は  $10^{18}\text{eV}$  から  $10^{20.1}\text{eV}$  までは  $10^4$ ,  $10^{20.1}\text{eV}$  を超えるエネルギーについては  $10^5$ ,  $10^{18}\text{eV}$  を下回るエネルギーについては  $10^3$  とした.

### 6.1.2 シミュレーションデータベース

モンテカルロシミュレーションにより生成した空気シャワーを、複数の用途で繰り返し用いるため、シミュレーション結果のデータベース化を行った。データベースに登録した空気シャワーイベントは以下の通りである。

- 原子核相互作用モデルは、80GeV 以上では QGSjet-II または DPMjet3、それ以下では DPMjet3 の 2 種類
- 入射粒子は陽子または鉄の 2 種類
- エネルギーは  $10^{17.1}$ eV から  $10^{20.5}$ eV まで、刻み幅は対数ステップで 0.1 ずつの計 35 種類
- 入射角は 0 度から 60 度まで、刻み幅は余弦ステップで 0.01 ずつの計 51 種類
- 同一条件のイベントを 25 個ずつ生成

### 6.1.3 重率補正

空気シャワーシミュレーションにより生成された粒子は、各々重率を持っている。つまり、真の粒子数に対して実際に生成された粒子数は重率の分だけ少なくなっている。従って、粒子は実際の検出器のサイズよりも大きな範囲から取得して、検出器シミュレータに入力する必要がある。また、その際、実際の検出器と異なる場所から粒子を取得するので、粒子の角度及びタイミングを補正する必要がある。以下、順に粒子の取得方法、タイミングの補正方法について詳説する。

粒子の取得方法は、以下の通りである。

1. 空気シャワーコア位置からの距離を  $x$ 、空気シャワー軸を地面に投影した半直線を基線とする回転角を  $\phi$  とし (図 6.1 参照)、検出器の位置における  $x$ 、 $\phi$  をそれぞれ  $X$ 、 $\Phi$  とする。また、検出器シミュレータに粒子を入射する際の入射範囲の面積を  $S$ 、粒子の重率を  $W$  とする。重率を補正するためには、粒子は  $W \times S$  の面積から取得する必要があるため、まず、  
 $x_{min} < x < x_{max}$ 、 $\Phi - \phi_0 < \phi < \Phi + \phi_0$  を満たす領域から粒子を取得する。ここで、 $x_{min}$ 、 $x_{max}$ 、 $\phi_0$  は、領域内の粒子位置の重心が、検出器の位置と最も近くなるように、また、領域の面積が  $W \times S$  と等しくなるように設定する。ただし、 $x_{min} > 0.9X$ 、 $x_{max} < 1.1X$ 、 $\phi_0 < 15^\circ$  という条件を課しており、領域の面積  $K$  が  $W \times S$  よりも小さい場合は、粒子の重率を  $W \times S / K$  とする。
2. 粒子の入射位置の回転角を検出器の回転角に変換する。その際、粒子の方向ベクトルも同時に変換する。

タイミングの補正は、以下の手続きに従って行われる。

1. 空気シャワー軸から検出器までの距離を  $R$  とし、空気シャワー軸に垂直で、かつ空気シャワーコアを通過する平面 (シャワー平面) と、検出器との距離を  $H$  とする。まず、  
 $0.75X < x < 1.25X$ 、 $\Phi - 15^\circ < \phi < \Phi + 15^\circ$  を満たす領域内の粒子を抜き出す。

2. 抜き出した粒子を, 光子, 電子, ミューオン, ハドロンに弁別する.
3. 粒子の到来時間には,  $R$  依存性があるため, 粒子の到来時間分布の 10%点及び 50%点の  $R$  依存性を求め, それを用いて各粒子の到来時間を補正する. 詳細は以下の通りである. 各々の粒子が地面に落下した位置から空気シャワー軸までの距離を  $r_i$ , 落下した時刻を  $t_i$ , 空気シャワー軸に垂直で, かつ空気シャワーコアを通過する平面 (シャワー平面) と, 粒子が落下した位置との距離を  $h_i$  とする.  $r_i$  と  $t_i - h_i/c$  ( $c$  は光速) の, 中央値を返す関数 ( $f_{50}(r)$ ), 25%点を返す関数 ( $f_{25}(r)$ ), 12.5%点を返す関数 ( $f_{12.5}(r)$ ), 6.25%点を返す関数 ( $f_{6.25}(r)$ ), を, 各々の粒子種について計算する.  $f_{50}(r)$  は,  $\sum_i |t_i - h_i/c - f_{50}(r_i)|$  を最小化することにより得る.  $f_{25}(r)$  は,  $t_i - h_i/c$  が  $f_{50}(r_i)$  よりも小さい粒子について, 上記と同様の手順を行い,  $f_{25}(r)$  を得る. これを繰り返して  $f_{12.5}(r)$ ,  $f_{6.25}(r)$  も得る. 次に,  $f_{12.5}(r)$  と  $f_{6.25}(r)$  を用いて, 10%点を返す関数 ( $f_{10}(r)$ ) を計算する. 具体的には,  $f_{10}(r) = 0.6f_{12.5}(r) + 0.4f_{6.25}(r)$  とした.
4.  $f_{50}(r)$ ,  $f_{10}(r)$  を用いて,  $t_i$  を補正する. 具体的には,  $t_i$  を  $(t_i - h_i/c - f_{50}(r_i))(f_{10}(R) - f_{50}(R))/(f_{10}(r_i) - f_{50}(r_i)) + f_{50}(R) + H/c$  と変換する.

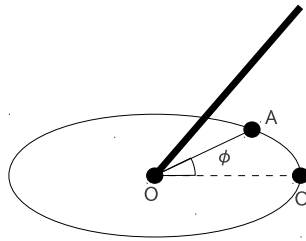


図 6.1: 計算に用いた座標系の模式図. 太線は空気シャワー軸, 点  $O$  は空気シャワーのコア位置, 点  $A$  は検出器または粒子の位置を示す. 点線は空気シャワー軸を地面に投影したものである.

図 6.2 に,  $10^{19}\text{eV}$ ,  $10^{20}\text{eV}$  の, シャワーコアから 800m 離れた地点での空気シャワー粒子のエネルギースペクトル, 及びタイミングの分布を示す. ハドロン相互作用モデルは QGSJet-II を用いており, 空気シャワーは地面に垂直に入射させている.

この図から, 最初に粒子が検出器に入射してから,  $2.5\mu\text{s}$  後では, 荷電粒子の数よりも中性子の数の方が多くなっていることが分かる. 中性子の生成数は原子核相互作用モデルによる不定性が大きく, また, 検出器と反応すると, シンチレータの片側だけに大きなエネルギー損失を与える. このため, エネルギー再構成の精度や, 系統誤差に悪影響を与える. この影響をできるだけ排除するため, 後述する波形の積分ゲート幅は, 検出器に最初に粒子が通過してから,  $2.5\mu\text{s}$  とした.

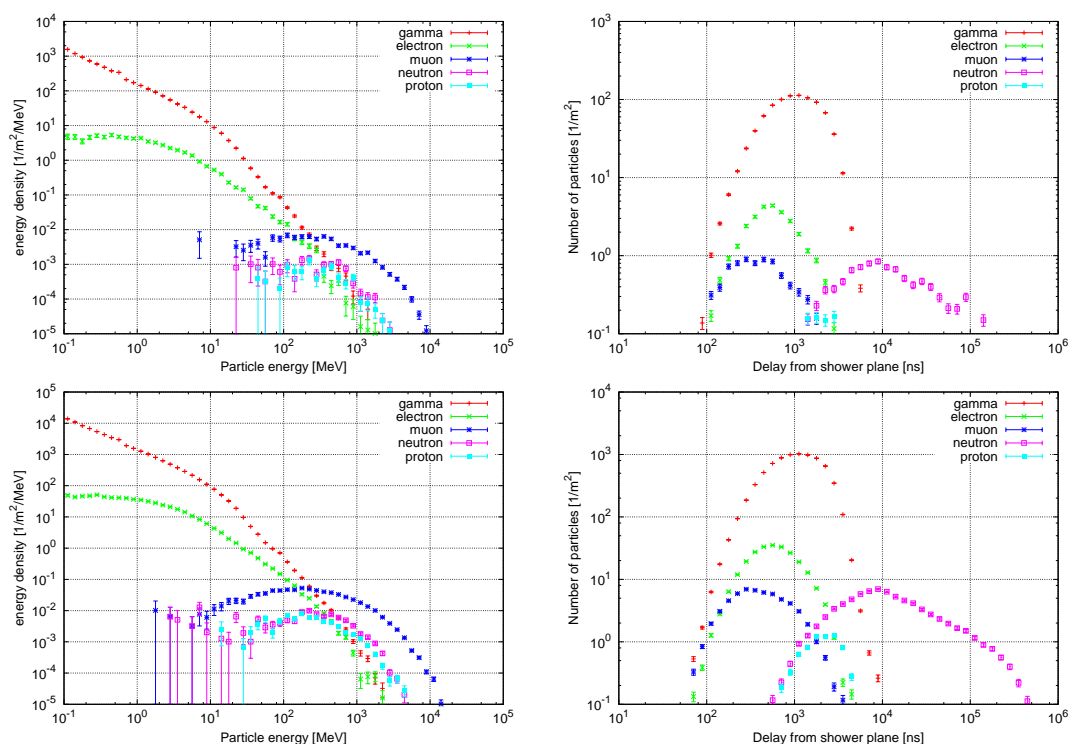


図 6.2: 左上図は  $10^{19}$ eV の各空気シャワー粒子の、シャワーコアから 800m 離れた位置でのエネルギースペクトルである。横軸は粒子の運動エネルギーである。右上図は空気シャワー粒子の到来時間分布である。赤は光子、緑は電子、青はミューオン、紫は中性子、水色は陽子に対応している。右下図は  $10^{20}$ eV の空気シャワー粒子のエネルギースペクトル、左下図は到来時間分布である。

## 6.2 検出器シミュレーション

空気シャワーシミュレーションで生成された粒子は、重率を補正した後に、検出器の反応をシミュレートして実際の FADC 波形に変換するまでの検出器シミュレーションを経る。検出器シミュレーションは主に 3 つの部分に分かれている。一つは粒子を検出器に入射し、シンチレータ内部でのエネルギー損失に変換する部分、一つはエネルギー損失を FADC 波形に変換する部分、一つはトリガーを生成する部分である。粒子からエネルギー損失に変換する部分は、第 5 章で述べた、Geant4 を用いた検出器シミュレータを用いている。トリガー生成は、検出器に使用しているものと完全に一致させている。エネルギー損失から FADC 波形への変換は、以下のような手続きで行った。なお、変換の際には、第 5 章で得られた 10 分毎の較正係数を、各検出器毎に適用させている。

1. 較正係数  $C_1$ [FADC カウント/MeV],  $C_2$ [光電子数/MeV] は既に得られているとする。
2. エネルギー損失から光電子への変換。変換系数は  $C_2$  を用いる。光電子数のばらつきは、ポアソン分布を用いて与える。光電子発生タイミングのばらつきは、粒子がシンチレータに入射した時間を基準として、時定数 40ns の指数分布で

与える。ここで、40ns とは、シンチレータの発光時定数、WLSF の発光時定数、PMT による光電子発生が遅れの時定数を加えたものである。

3. 光電子から電荷量への変換.PMT の増幅率は光電子毎に異なるため、各々の光電子に対し、標準偏差が  $a + bx + cx^2 + dx^3$ ,  $x = \log_{10}(G)$ ,  $a = 1.93$ ,  $b = -0.48$ ,  $c = 0.049$ ,  $d = -0.0019$  となる正規分布でばらつきを与える。ただし、電荷量にはばらつきを与えるだけであり、電荷の次元 [C] には変換しない。G は PMT の増幅率であり、 $C_1/C_2$ [FADC カウント/光電子] を用いて計算された値である。ここではタイミングにはばらつきを与えない。
4. 電荷量から FADC 波形への変換. まず、電荷量を  $C_1/C_2$  を用いて、FADC カウントの積分値に変換する。次に、FADC カウントの積分値を、1 光電子による FADC 波形  $f(t) = Ct^s \left( \frac{e^{-at/2} - e^{-bt/2}}{b-a} \right)^2$  を用いて、波形へと変換する。ただし、 $C = 7.29 \times 10^{-6}$ ,  $s = 1.06$ ,  $a = 4.89 \times 10^{-2}$ ,  $b = 7.61 \times 10^{-2}$  である。これを全ての入力電荷に対して行い、得られた全ての波形を重ね合わせる。その後、校正により得られたペDESTAL の平均値を加え、ペDESTAL の標準偏差を用いて FADC 波形にばらつきを与える。最後に、デジタル化を行う。

## 6.3 空気シャワーのモデル化

地表検出器から得られる情報は、主に、粒子の入射時刻、シンチレータ内部でのエネルギー損失量、検出器の座標である。これらの情報を用いて、宇宙線のエネルギー、到来方向を再構成する必要がある。従って、地表検出器の実データを再構成するには、上記の情報を結びつける表すモデル関数が必要となる。モデル関数の作成には、大きく分けて二通りの方法が考えられる。一つは、実イベントの平均値からモデル関数を作成し、実イベントの再構成を通してモデル関数の最適化を行う方法、もう一方はシミュレーションからモデル関数を作成する方法である。前者はシミュレーションに起因する系統誤差を小さくすることができるが、十分な統計量が必要となる。また、統計量が最大となる比較的低エネルギー宇宙線による空気シャワーの形状がモデル関数を決定するので、モデル関数にエネルギー依存性があり、かつ、高エネルギー宇宙線の統計量が少ない場合には、再構成による誤差が大きくなる。後者はシミュレーションによる系統誤差をより多く含むが、より精緻なモデル関数の構築が可能である。

現状の統計量では、TA 実験で最も重要な  $10^{20}$ eV 付近での空気シャワーのモデリングを、実イベントを用いて行うことは不可能であるため、私はシミュレーションを用いてモデル関数を作成し、後に実イベントを用いてモデル関数の評価を行うこととした。

今回作成したモデル関数は以下の 4 つである。

- シンチレータ内部でのエネルギー損失 ( $Q$ ) の横方向分布。入力パラメータは宇宙線のエネルギー ( $E$ ) と入射角 ( $\theta$ )、空気シャワー軸から検出器までの距離 ( $r$ )、空気シャワー軸地面に投影した半直線を基線とした際の検出器の回転角 ( $\phi$ ) である。



- 検出器に最初に到達する粒子の到来時間分布 ( $T$ ). 入力パラメータは  $E, \theta, r$  である.
- エネルギー損失量の標準偏差 ( $\Delta Q$ ). 入力パラメータは  $Q, \theta, \phi$  である.
- 粒子の到来時間の標準偏差 ( $\Delta T$ ). 入力パラメータは  $E, \theta, r$  である.

以下,  $Q, \Delta Q, T, \Delta T$  の順に, これらのモデル関数作成の手続きを説明する.

### 6.3.1 エネルギー損失の横方向分布

今小節では, 宇宙線のエネルギー再構成にとって最も重要な, エネルギー損失の横方向分布関数の導出について述べる. ここでは,  $E, \theta, r, \phi$  をパラメータとして, 空気シャワー粒子がシンチレータ内部で失うエネルギー量を関数化する. 関数作成のため, 以下の条件でシミュレーションを行った.

- 空気シャワーを同じエネルギー, 同じ角度で 25 イベント生成する. 原子核相互作用モデルは QGSjet-II, 空気シャワーシミュレータは COSMOS を用いた. 入射粒子は鉄を用いた. エネルギーの範囲は  $10^{18}$  eV から  $10^{20.2}$  eV まで, 対数ステップで 0.2 ずつ変化させた. 角度の範囲は 0 度から 50 度まで, 余弦ステップで 0.05 ずつ変化させた.
- 同じ空気シャワーイベントを, 100 回検出器シミュレータに入力し, 検出器の応答を調べた. 検出器配置は,  $r$  が 500m から 3000m の範囲で 100m 刻み,  $\phi$  が 0 度から 360 度の範囲で 45 度刻みとした. また, 上下層のシンチレータ両方にエネルギー損失があったイベントのみを選択し, 一方のシンチレータのみにエネルギー損失があった場合は, トリガーが発生し無いため, エネルギー損失の値を 0 とした. また, 積分範囲は最初にエネルギー損失が起こった時間から,  $2.5\mu\text{s}$  以降までとした. それ以降のエネルギー損失は加算しないこととした.
- 各々のイベントの 100 試行に対して, エネルギー損失の平均値  $q_i$  および標準偏差  $\Delta q_i$  を計算する.
- 25 イベント 100 試行, 全 2500 試行に対して, エネルギー損失の平均値  $Q$ , 粒子の到来時間の平均値  $T$ , 粒子の到来時間の標準偏差  $\Delta T$  を計算する

まず,  $r$  について関数化を行った. 元となる関数は, 以下の AGASA の実験式 [25] である.

$$LDF(r) = C \left( \frac{r}{r_M} \right)^{-1.2} \left( 1 + \frac{r}{r_M} \right)^{-(\eta-1.2)} \left( 1 + \left( \frac{r}{1\text{km}} \right)^2 \right)^{-\delta} \quad (6.1)$$

ここで,  $r_M$  はモリエールユニットである. この関数を, 使い勝手をよくするため, 以下の様に変形した.

$$LDF(r) = S_R \left( \frac{r}{R_s} \right)^{-s} \left( \frac{r + r_M}{R_s + r_M} \right)^{s-\eta} \left( \frac{r^2 + R_1^2}{R_s^2 + R_1^2} \right)^{-d} [\text{MeV}], s = 1.2 \quad (6.2)$$

ここで,  $LDF(R_s) = S_R$  である. AGASA の実験式は可積分関数では無いため, 規格化定数は物理的な意味を持たない. 上記のような変換を行うことによって, 規格化定

数  $S_R$  は距離  $R_s$  に置けるエネルギー損失の値となり、物理的に意味のある値となる。この関数を用いて、様々な条件で  $Q$  と  $r$  との関係調べた。図 6.3 に、入射角 0 度及び 45 度、エネルギー  $10^{19}$ eV 及び  $10^{20}$ eV の宇宙線が生成した空気シャワーの、エネルギー損失の横方向分布を示す。

フィットの結果、パラメータ  $d, R_1$  は角度やエネルギーに鈍感であり、全ての条件で同じ値を用いることができることがわかった。今回は、フィットの結果が最善となる、 $d = 1.31, R_1 = 1700$ [m] を選んだ。 $R_s$  はどのような値でも構わないが、600m 以下にすると、 $2 \times 10^{20}$ eV を超える宇宙線が入射した際には、PMT が飽和してしまう。1000m を超える値をとると、 $10^{19}$ eV を下回る宇宙線が入射した際に、検出器の分解能が悪くなる。これらの効果を勘案し、検出器の精度が最も良くなる距離として、今回は 800m を選んだ。結局、入射角、エネルギー、回転角によって変動するパラメータは、 $S_R, \eta$  のみが残った。

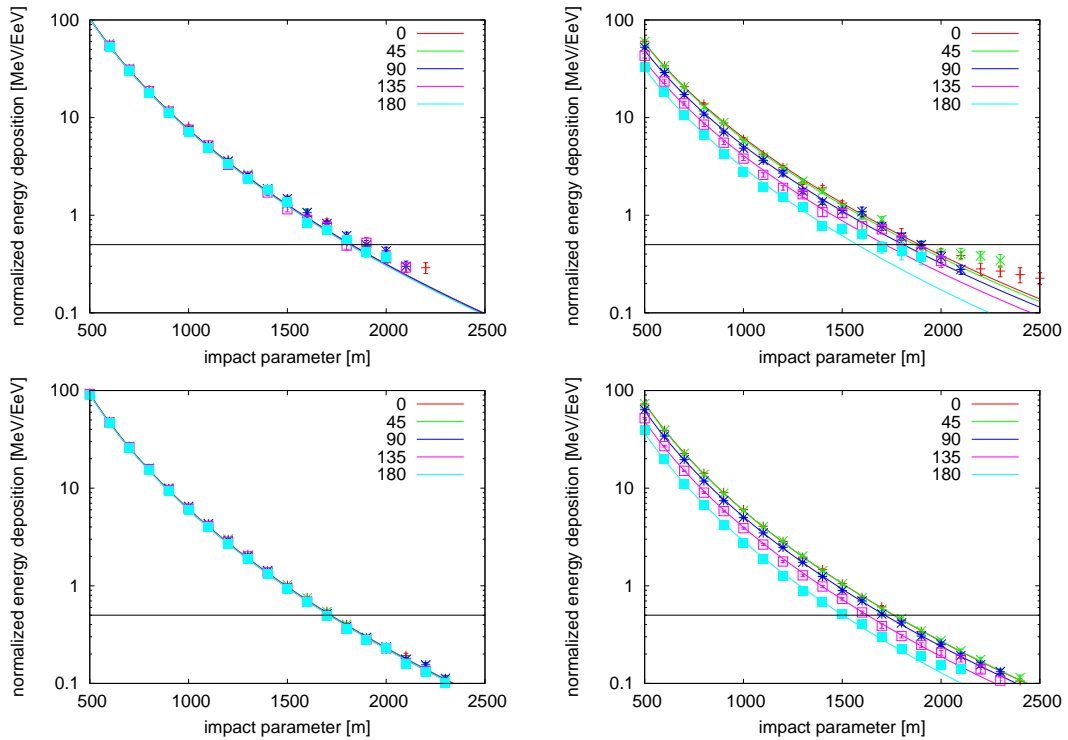


図 6.3: 左上図はエネルギー  $10^{19}$ eV、入射角 0 度の宇宙線の横方向分布、右上はエネルギー  $10^{19}$ eV、入射角 45 度、左下はエネルギー  $10^{20}$ eV、入射角 0 度、右下はエネルギー  $10^{20}$ eV、入射角 45 度の宇宙線の横方向分布である。縦軸は上下層のシンチレータの平均エネルギー損失を宇宙線のエネルギーで割ったもの、横軸は空気シャワー軸から検出器までの距離である。実線は横方向分布関数でフィットした結果であり、点はシミュレーション結果である。赤、緑、青、紫、水色は、それぞれ回転角 0 度、45 度、90 度、135 度、180 度に対応している。

次に,  $S_R, \eta$  の入射角依存性について調べた. 図 6.4 に,  $S_R, \eta$  の入射角依存性を示す.

$S_R$  は, 発達関数  $(X/X_b)^p \exp(-X/X_c)$  の形状を示すと予想される. ただし  $X[\text{g}/\text{cm}^2]$  は空気シャワーが通過した物質質量,  $p$  は発達の速度を表すパラメータ,  $X_b[\text{g}/\text{cm}^2]$ ,  $X_c[\text{g}/\text{cm}^2]$  はそれぞれ, 発達, 減衰のスケールを表すパラメータである. **一次元大気を仮定した際の発達関数は,  $X = X_0 \sec \theta - X_f$  とすると ( $X_f[\text{g}/\text{cm}^2]$  はオフセットをきめるパラメータ), 以下のような式で表される.**

$$\begin{aligned} S_R(\theta) &= A \left( \frac{\sec \theta - 1}{b} + 1 \right)^p \exp \left( -\frac{\sec \theta - 1}{c} \right) [\text{MeV}], \\ b &= \frac{X_0 - X_f}{X_0}, \\ c &= \frac{X_0}{X_c} \end{aligned} \quad (6.3)$$

この関数を用いて,  $S_R$  の角度分布をフィットした. 結果を図 6.4 に示す. 両者は非常によく一致している. フィットの結果, パラメータ  $b, c$  はエネルギーや回転角に依存しないことがわかった. 値は  $b = 0.445, c = 0.203$  となった.  $A = S_R(0)$  であるため, つまり,  $A$  は空気シャワーが地面に垂直に入射した際の  $S_R$  の値に等しいため,  $A$  は回転角依存性は持たず, エネルギー依存性のみを持つ.

$\eta$  はわずかに回転角依存性が見受けられるが, 仮に  $\eta$  の値が 0.1 変化したとしても, 500m から 1500m の範囲での値の変化は 10% 以下であるため, 今回は回転角依存性を無視した. 従って,  $\eta$  は以下の式で表される.

$$\eta(\theta) = e_0 + e_1(\sec \theta - 1) + e_2(\sec \theta - 1)^2 \quad (6.4)$$

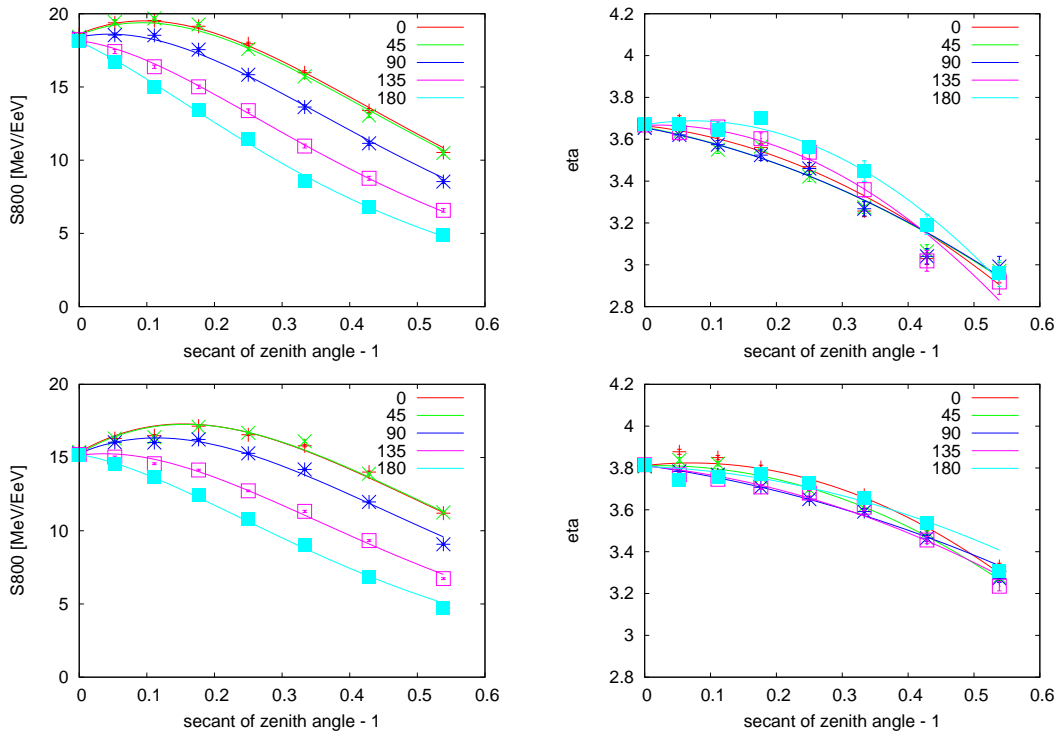


図 6.4: 左上図はエネルギー  $10^{19}$ eV の, パラメータ  $S_R$  の角度依存性, 右上図はエネルギー  $10^{19}$ eV の, パラメータ  $\eta$  の角度依存性, 左下図はエネルギー  $10^{20}$ eV の, パラメータ  $S_R$  の角度依存性, 右下図はエネルギー  $10^{20}$ eV の, パラメータ  $\eta$  の角度依存性である. 横軸は  $\sec \theta - 1$ , 左の図の縦軸は空気シャワー軸から 800m の位置の検出器内部でのエネルギー損失を, 宇宙線のエネルギーで割ったもの, 右の図の縦軸は無次元量である. 点は横方向分布関数のフィットにより得られた結果であり, 右の図の実線は発達関数 (後述) でのフィットの結果, 左の図の実線は二次関数でのフィットの結果である. 赤, 緑, 青, 紫, 水色は, それぞれ回転角 0 度, 45 度, 90 度, 135 度, 180 度に対応している.

次に, パラメータ  $A, p, e_0, e_1, e_2$  のエネルギー依存性, 回転角依存性を調べた. 図 6.5 に, パラメータ  $A, p$  のエネルギー依存性, 回転角依存性を示す.

パラメータ  $p$  は, 強く回転角に依存することが分かる.  $p$  の回転角依存性は, 以下のような関数で表現することとした.

$$p(\phi) = p_0 + p_1 \left( \sqrt{1 - (\sin^2(\phi/2))^{p_2}} - \sqrt{1 - (1/2)^{p_2}} \right) \quad (6.5)$$

上記の関数を用いて  $p$  の値をフィットした結果を図 6.5 に示す. 回転角 0 度, 180 度で若干はずれてしまっているが, それ以外では良く一致している.

図 6.6 に, パラメータ  $e_0, e_1, e_2$  のエネルギー依存性, 回転角依存性を示す.

パラメータ  $e_1, e_2$  は回転角依存性を持つが, 回転角依存性を定量的に導出するのは困難である.

結局, エネルギー依存性を除いた横方向分布関数は, 以下の関数で表現される.

$$LDF(r, \theta, \phi) = S_R(\theta, \phi) \left( \frac{r}{R_s} \right)^{-s} \left( \frac{r + r_M}{R_s + r_M} \right)^{s-\eta(\theta)} \left( \frac{r^2 + R_1^2}{R_s^2 + R_1^2} \right)^{-d} [\text{MeV}], \quad (6.6)$$

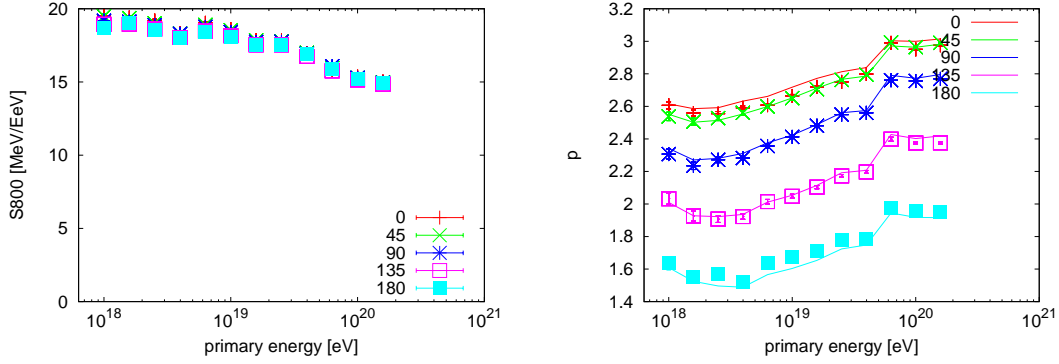


図 6.5: 左図はパラメータ  $A$  のエネルギー依存性, 右図はパラメータ  $p$  のエネルギー依存性を示している. 横軸は宇宙線のエネルギー, 左の図の縦軸はパラメータ  $A$  を宇宙線のエネルギーで割ったもの, 右の図の縦軸は無次元量である. 点は発達関数によるフィットの結果得られた値であり, 右の図の実線は  $p$  の回転角依存性のある関数(後述)でフィットした結果である. 赤, 緑, 青, 紫, 水色は, それぞれ回転角 0 度, 45 度, 90 度, 135 度, 180 度に対応している.

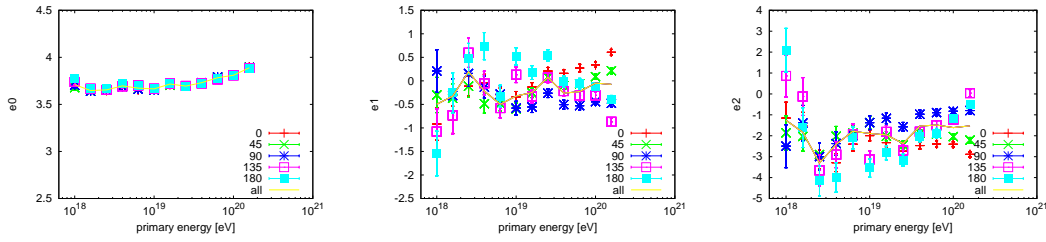


図 6.6: 左図はパラメータ  $e_0$  のエネルギー依存性, 中図はパラメータ  $e_1$  のエネルギー依存性を示している. 右図はパラメータ  $e_2$  のエネルギー依存性を示している. 横軸は宇宙線のエネルギー, 縦軸は無次元量である. 点は二次関数によるフィットの結果得られた値であり, 赤, 緑, 青, 紫, 水色は, それぞれ回転角 0 度, 45 度, 90 度, 135 度, 180 度に対応している. 実線は平均値である.

$$S_R(\theta, \phi) = A \left( \frac{\sec \theta - 1}{b} + 1 \right)^{p(\phi)} \exp \left( -\frac{\sec \theta - 1}{c} \right), \quad (6.7)$$

$$\eta(\theta) = e_0 + e_1(\sec \theta - 1) + e_2(\sec \theta - 1)^2, \quad (6.8)$$

$$p(\phi) = p_0 + p_1 \left( \sqrt{1 - (\sin^2(\phi/2))^{p_2}} - \sqrt{1 - (1/2)^{p_2}} \right), \quad (6.9)$$

$$R_s = 800[\text{m}], r_M = 89.5[\text{m}], R_1 = 1700[\text{m}], s = 1.2, d = 1.31$$

この式の, 7つのパラメータ  $A, e_0, e_1, e_2, p_0, p_1, p_2$  を求めるため,  $r, \theta, \phi$  全範囲のシミュレーションデータを用いて, 各エネルギー毎にフィットを行った. 上記のパラメータのエネルギー依存性は関数化が困難であるため, 数値テーブルから内挿によって求めることとした.  $Q(E, r, \theta, \phi)$  は, 上記のようにして得られた, あるエネルギー  $E$  における  $LDF(r, \theta, \phi)$  とした.

### 6.3.2 エネルギー損失の標準偏差

今小節では、エネルギー損失の標準偏差関数の導出について述べる。エネルギー損失の標準偏差は、主に粒子数のばらつきに起因する、従って、エネルギー損失の標準偏差は、エネルギー損失の  $1/2$  乗に比例すると考えられる。

しかし、入射角や回転角が異なると、粒子の平均的な角度が変わるため、粒子から見た検出器の見かけの大きさ及びシンチレータ内部の通過距離が変わる。このため、比例定数には入射角及び回転角依存性を持つと考えられる。

上記の理由から、エネルギー損失の標準偏差は、以下のような関数になると仮定した。

$$\Delta Q(Q, \theta, \phi) = \sqrt{C(\theta, \phi)Q} [\text{MeV}] \quad (6.10)$$

まず、 $\Delta Q$  が  $Q$  の  $1/2$  乗に比例していることを確認するため、様々な条件で  $\Delta Q$  と  $Q$  の関係を調べた。結果を図 6.7 に示す。

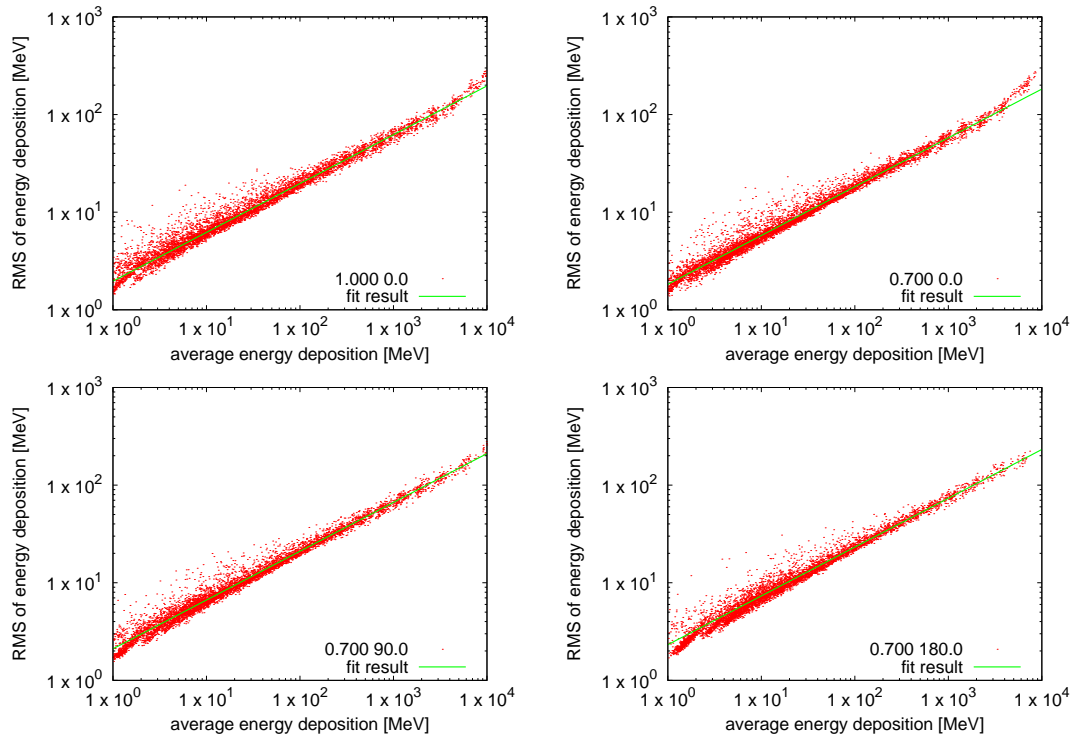


図 6.7: 左上図は宇宙線が地面に対して垂直に入射した際の、エネルギー損失の標準偏差とエネルギー損失の平均値との散布図である。右上, 左下, 右下はそれぞれ、入射角 45 度で入射した宇宙線イベントの、回転角 0 度, 90 度, 180 度における、標準偏差と平均値との散布図である。緑線は散布図を  $\sqrt{CQ}$  でフィットした結果である。

$Q$  が  $5 \times 10^3 \text{MeV}$  を超える領域では、べきが変わっているが、この領域では PMT が飽和するので、実質上全ての領域で、 $\Delta Q$  は  $Q$  の  $1/2$  乗に比例すると言える。ただし、比例定数は入射角、回転角にわずかに依存している。

比例定数の、入射角、回転角依存性を、図 6.8 に示す。

比例定数の入射角、回転角依存性は、以下の関数で表現することとした。

$$C(\theta, \phi) = C_0 + C_1 \sec \theta + C_2 \sec^2 \theta + \cos \phi (C_3 \sqrt{\sec \theta} + C_4 \sec \theta) \quad (6.11)$$

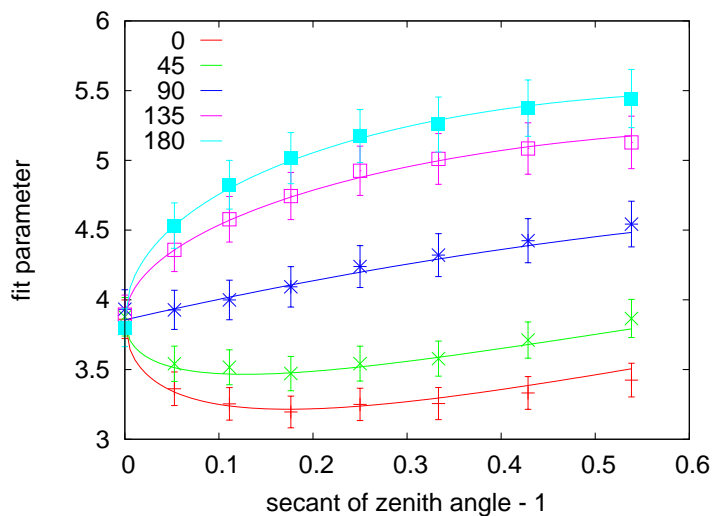


図 6.8: 各点は散布図 6.7 を,  $Q$  の  $1/2$  乗でフィットした際に得られた比例定数である. 赤, 緑, 青, 紫, 水色は, それぞれ回転角  $0$  度,  $45$  度,  $90$  度,  $135$  度,  $180$  度に対応している. 横軸は  $\sec \theta - 1$  であり, 縦軸は比例定数の値である. 実線はある関数 (式 6.12) で, 比例定数をフィットした結果である.

この関数を用いて, 比例定数をフィットした. 結果を図 6.8 に示す. この図から, 上記の関数は入射角, 回転角依存性を良く表現していることが分かる. 結局, エネルギー損失の標準偏差は, 以下の式で表される.

$$\Delta Q(Q, \theta, \phi) = \sqrt{\left(C_0 + C_1 \sec \theta + C_2 \sec^2 \theta + \cos \phi (C_3 \sqrt{\sec \theta} + C_4 \sec \theta)\right)} Q [\text{GeV}] \quad (6.13)$$

$$C_0 = 3.9, C_1 = 1.4, C_2 = -0.60, C_3 = -3.2, C_4 = 2.6$$



## 6.3.3 粒子の到来時間分布

今小節では、宇宙線到来方向の再構成について最も重要な、粒子の到来時間分布関数の導出に付いて述べる。ここで、粒子の到来時間とは、空気シャワー軸に垂直かつシャワーコアを含む平面を、最初の粒子が通過する時間を意味する。図 6.9 に、シミュレーションによって得られた粒子の到来時間分布を示す。

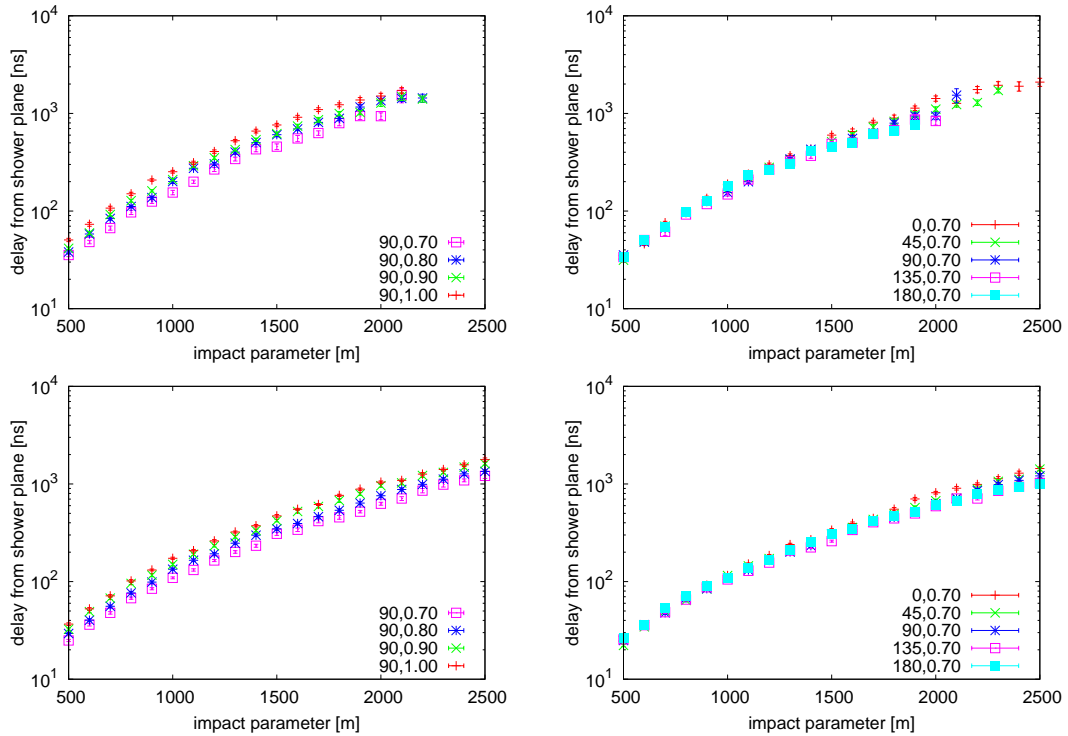


図 6.9: 粒子の到来時間分布. 左上はエネルギー  $10^{19}$  eV の宇宙線の、回転角 90 度における分布であり、赤、緑、青、紫はそれぞれ  $\cos \theta$  が 1.0, 0.9, 0.8, 0.7 に対応している. 右上は  $10^{19}$  eV,  $\cos \theta = 0.7$  の宇宙線の、異なる回転角における分布であり、赤、緑、青、紫、水色はそれぞれ回転角 0 度, 45 度, 90 度, 135 度, 180 度に対応している. 下はエネルギー  $10^{20}$  eV の宇宙線での分布である.

この図から、入射角が大きくなると到来時間は早くなる、また、到来時間の回転角依存性は小さいことが分かる。分布関数の入射角依存性は  $\sec \theta$  の多項式で表現されると仮定して、図 6.9 の右側の分布を、 $\sec \theta$  の多項式でスケールリングした。結果を図 6.10 に示す。

スケールの結果、入射角依存性は  $\sec \theta$  の 1 次の項だけで十分であることが分かった。エネルギー依存性を除く到来時間分布関数は、以下の様に表現される。

$$T(r, \theta) = \left( \sum_{i=n_I}^{n_F} a_i r^i \right) \sec \theta \quad (6.14)$$

この関数を用いて、到来時間分布をフィットした。結果を図 6.10 に示す。フィットの結果、 $r$  依存性は、2 次から 6 次までの項で表現可能であることがわかった。



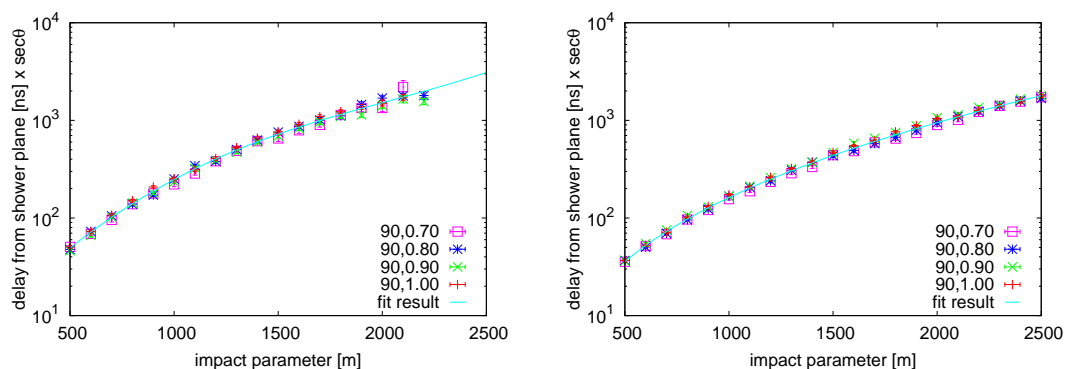


図 6.10: 粒子の到来時間分布を  $\sec \theta$  の多項式でスケールさせたもの。左はエネルギー  $10^{19}$  eV の宇宙線の、回転角  $90$  度における分布であり、赤、緑、青、紫はそれぞれ  $\cos \theta$  が  $1.0, 0.9, 0.8, 0.7$  に対応している。右はエネルギー  $10^{20}$  eV の宇宙線での分布である。実線は  $r$  の多項式によるフィットの結果である。

フィットの結果得られたパラメータ  $a_2, a_3, a_4, a_5, a_6$  のエネルギー依存性を図 6.11 に示す。

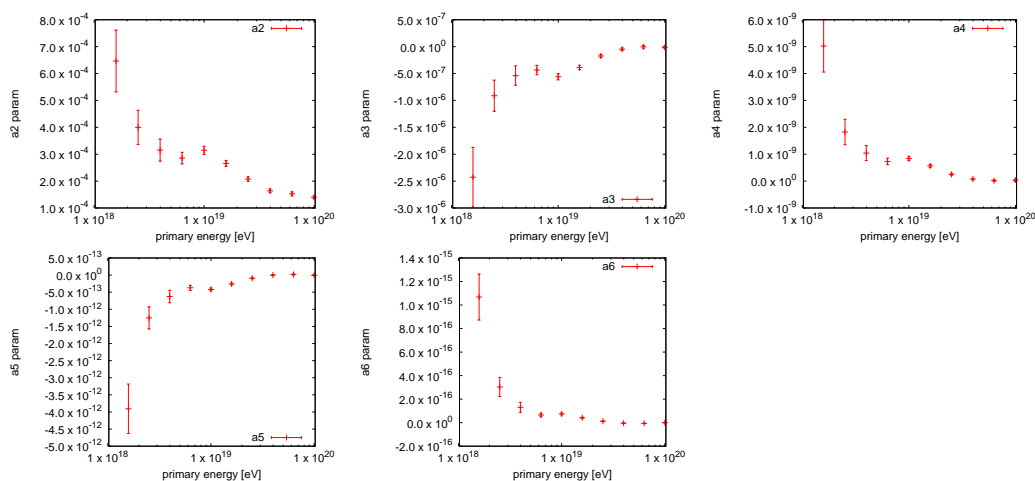


図 6.11: 到来時間分布関数パラメータのエネルギー依存性。左上、中上、右上、左下、中下はそれぞれ 2 次、3 次、4 次、5 次、6 次の項の係数である。エネルギーが増加するに従って、同じ値に収束していくことが分かる。

エネルギー依存性を関数化するのは困難であるため、数値テーブルから内挿によって求めることとした。

## 6.3.4 粒子の到来時間の標準偏差

今小節では、粒子の到来時間の標準偏差の分布関数の導出に付いて述べる。図 6.12 に、シミュレーションによって得られた粒子の到来時間の標準偏差分布を示す。

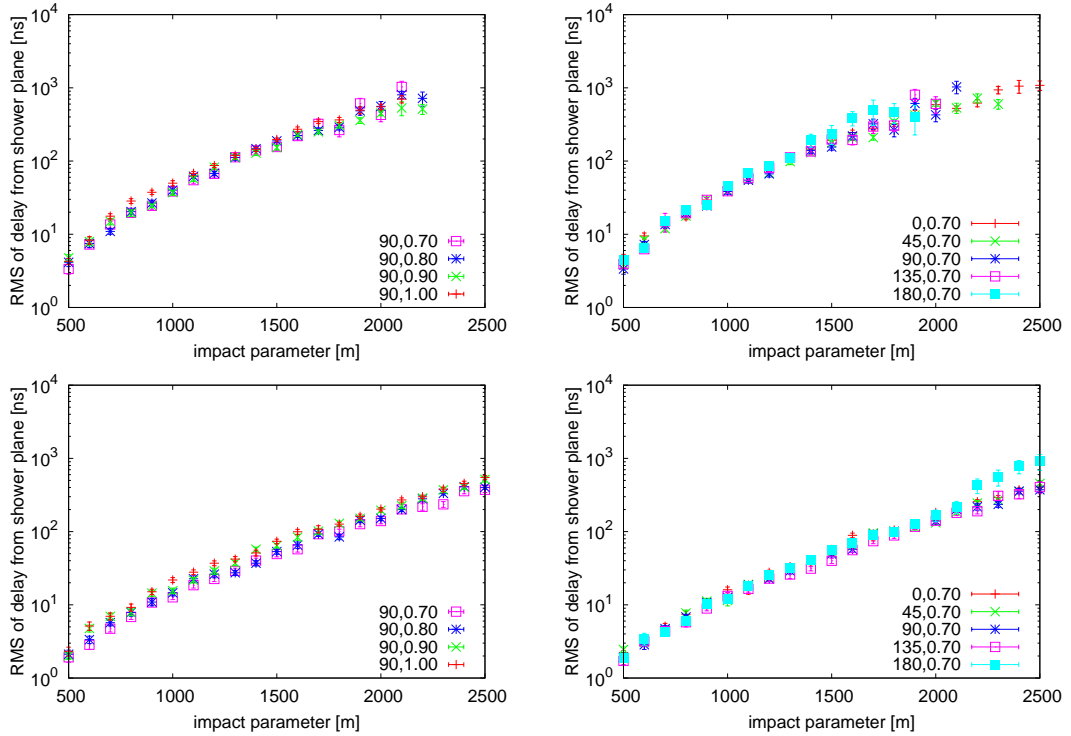


図 6.12: 粒子の到来時間の標準偏差分布. 左上はエネルギー  $10^{19}$  eV の宇宙線の、回転角  $90$  度における分布であり、赤、緑、青、紫はそれぞれ  $\cos \theta$  が  $1.0, 0.9, 0.8, 0.7$  に対応している。右上は  $10^{19}$  eV,  $\cos \theta = 0.7$  の宇宙線の、異なる回転角における分布であり、赤、緑、青、紫、水色はそれぞれ回転角  $0$  度,  $45$  度,  $90$  度,  $135$  度,  $180$  度に対応している。下はエネルギー  $10^{20}$  eV の宇宙線での分布である。

前節の結果と同様、入射角が大きくなるに従って、標準偏差が小さくなっている、また、回転角依存性は無視できることが分かる。

前節と同様、図 6.12 の右側の分布を、 $\sec \theta$  の多項式でスケールリングした。結果を図 6.13 に示す。

やはり。スケールリングの結果、入射角依存性は  $\sec \theta$  の 1 次の項だけで十分であることが分かった。エネルギー依存性を除く到来時間の標準偏差分布関数は、以下の様に表現される。

$$\Delta T(r, \theta) = \left( \sum_{i=n_I}^{n_F} b_i r^i \right) \sec \theta \quad (6.15)$$

この関数を用いて、到来時間分布をフィットした。結果を図 6.10 に示す。フィットの結果、 $r$  依存性は、0 次から 4 次までの項で表現可能であることがわかった。

フィットの結果得られたパラメータ  $b_0, b_1, b_2, b_3, b_4$  のエネルギー依存性を図 6.11 に示す。

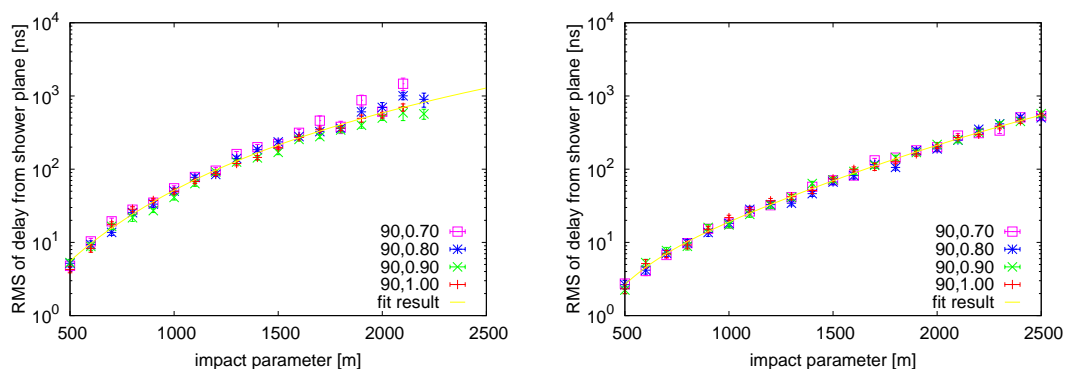


図 6.13: 粒子の到来時間の標準偏差分布を  $\sec \theta$  の多項式でスケールさせたもの. 左はエネルギー  $10^{19}$  eV の宇宙線の, 回転角  $90$  度における分布であり, 赤, 緑, 青, 紫はそれぞれ  $\cos \theta$  が  $1.0, 0.9, 0.8, 0.7$  に対応している. 右はエネルギー  $10^{20}$  eV の宇宙線での分布である. 実線は  $r$  の多項式によるフィットの結果である.

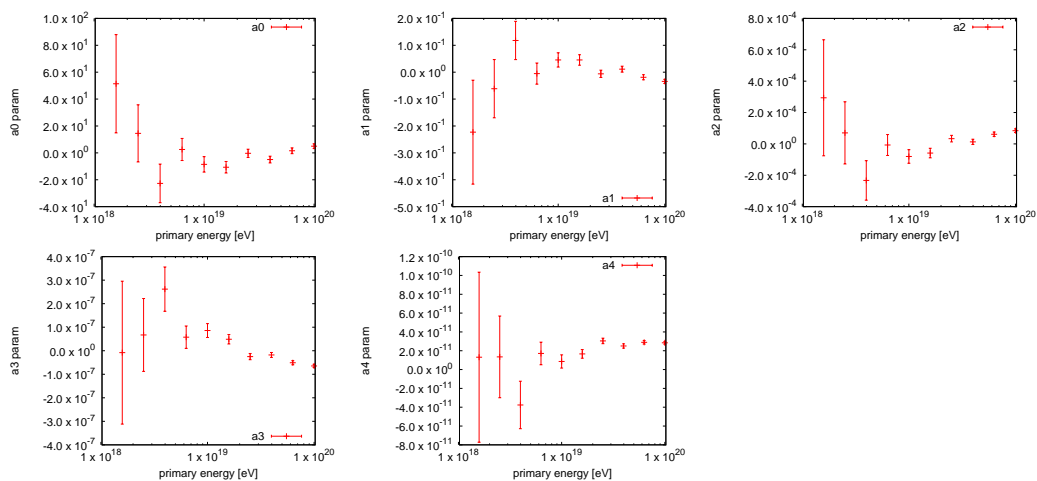


図 6.14: 到来時間の標準偏差分布関数パラメータのエネルギー依存性. 左上, 中上, 右上, 左下, 中下はそれぞれ  $0$  次,  $1$  次,  $2$  次,  $3$  次,  $4$  次の項の係数である. エネルギーが増加するに従って, 同じ値に収束していくことが分かる.

エネルギー依存性を関数化するのは困難であるため, 数値テーブルから内挿によって求めることとした.

# Chapter 7

## 宇宙線事象再構成

本章では、前章で得られた空気シャワーモデル関数を用いた、宇宙線事象再構成プログラムについて、及び、シミュレーションを用いた再構成プログラムの性能評価について述べる。実データ解析については、次章で詳説する。

### 7.1 再構成プログラム

宇宙線事象再構成は、以下の手順で行なった。

1. 検出器レベルのクオリティーカットを行う。つまり、各検出器の波形毎に、使用可能かどうかの判断を行う。
2. 較正データを用いて、検出器のデータから、エネルギー損失量及び粒子の到来時間に変換する。同時に、それらの値の測定精度も導出する。
3. モデル関数を用いて、実データをフィットし、宇宙線のエネルギー、シャワーコア位置、到来時間、到来方向を再構成する。
4. 再構成事象レベルでのクオリティーカットを適用する。つまり、再構成結果が物理データとして使用可能かどうかの判断を行う。

本節では、上記の項目を順に詳説する。

#### 7.1.1 検出器レベルのクオリティーカット

検出器レベルでのクオリティーカットは、以下の項目について行なった。

- 不調検出器の除去 (6.3 節参照)
- 通信エラーの痕跡がある波形の除去
- アンダーシュートのためにエネルギー損失に変換できない波形の判断
- 信号が飽和したか否かの判断

アンダーシュートを起こしている波形、及び信号が飽和している波形からは、エネルギー損失量を得ることができないが、粒子の到来時間は得ることができる。

### 7.1.2 波形からエネルギー損失及び粒子の到来時間への変換

波形から物理情報を得るために、以下のような手順で処理を行っている。

1. 粒子の到来時間の計算と波形の積分
2. 較正データの適用と測定精度の導出
3. ランダムバックグラウンドの除去

以下、上記の手順を順に詳説する。

#### 粒子の到来時間の計算と波形の積分

各々の波形には、レベル0トリガー（以下、本節に限り、単にトリガーと呼ぶ）の時刻が与えられているが、トリガー時間をそのまま粒子の到来時間としてはならない。図7.1を参照されたい。

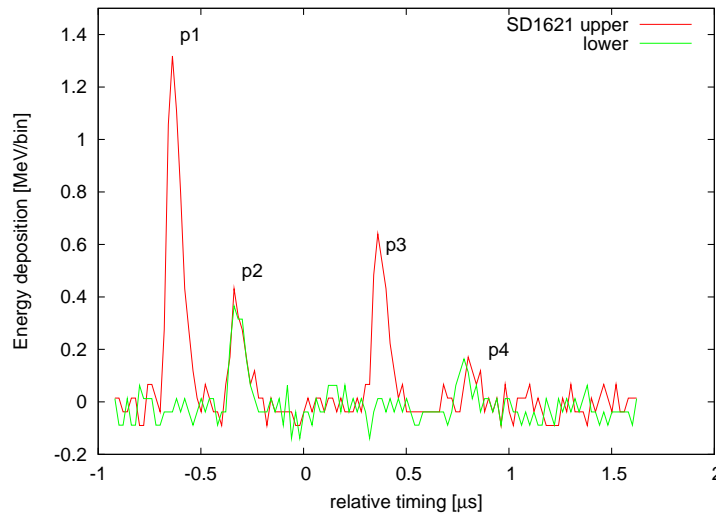


図 7.1:  $10^{20}$ eV 陽子が地面に垂直に入射した際の、シャワーコアから 2.5km 離れた地点に置ける検出器のシミュレーション波形。横軸は時間、縦軸はエネルギー損失量である。

図の p1, p2, p3, p4 の信号はそれぞれ、光子がシンチレータ上部の鉄板で対生成を起こしたもの、ミュオンが検出器を完全に通過したもの、光子がシンチレータ上部の鉄板でコンプトン散乱を起こしたもの、光子が上層のシンチレータ内部でコンプトン散乱を起こしたものである。検出器がトリガーされた時刻は  $-0.4[\mu\text{s}]$  であり、粒子が入射した時刻  $-0.7[\mu\text{s}]$  から  $0.3[\mu\text{s}]$  遅れてしまっている。

粒子の到来時間の誤差の要因をまとめると、以下の様になる。

- 地表検出器のトリガーは、FADC カウント値をしきい値としており、エネルギー損失と FADC カウント値との関係は検出器毎に異なるため、各々の検出器は異なる感度を持つこととなる。このため、検出器に同じエネルギー損失が与え

られたとしても、検出器毎に異なるトリガータイミングが生成されることがある。

- 地表検出器のトリガーは、上下層のコインシデンスでかけているため、片側のみに信号があるような波形はトリガーされない。低エネルギーの光子が最初に検出器に入射し、後に荷電粒子が入射した場合は、トリガーのタイミングと粒子の到来時間が異なってしまう。
- 取得されたデータの一部には、主にミュオンによるランダムバックグラウンドが混入しているため、粒子の到来時間の計算を誤る可能性がある。
- GPS、及びクロックの不定性により、トリガータイミングに不定性が生じる。この誤差は補正できないので、再構成の際に誤差項に加える。

上記の影響を低減するため、実際の検出器のしきい値よりも低い値を用い、上下層いずれか一方にでも信号があれば、その信号の立ち上がり時間を到来時間とした。

具体的には以下のような手続きで、粒子の到来時間の計算を行った。

1. 上下層いずれか一方でも、3ピン(60ns)連続して波高がしきい値よりも大きければ、最初のピンを波形の立ち上がりとする。しきい値はペDESTALの平均値に2カウント加えたものとした。連続して3ピンとした理由は、ペDESTALの標準偏差は1カウント程度であり、エレクトロニクスノイズを波形として誤認する確率が0.1%程度となるためである。
2. 上下層共に波高がしきい値よりも低ければ、そのピンから8ピン(160ns)後のピンを波形の立ち下がりとする。8ピン後とした理由は、6.2節で示したFADCの波形の裾を取りこぼさないようにするためである。
3. 次の波形の立ち上がりが、現在の波形の立ち下がりの400ns以内にある場合は、次の波形を現在の波形の一部とみなす。立ち下がり時間は次の波形のものを用いる。これは、バックグラウンド粒子の入射頻度は750Hz程度であり、400nsの間にバックグラウンド粒子が入射する確率は $3 \times 10^{-4}$ 程度と無視できるレベルであるためである。

図7.2に、複数の波形が存在する場合の、隣り合った波形の立ち上がり時間の差を示す。ただし、この図では立ち下がりから400ns以内にある波形を同一波形と見なしていない。また、ここで用いた空気シャワーシミュレーションは、相互作用モデルとしてQGSJet-II、入射粒子として陽子を選んでおり、エネルギーが $10^{17.5}$ eVから $10^{20.5}$ eVまでの範囲で、エネルギースペクトルのべきが-3.1となるように連続的に入射させている。また、入射角度は0度から60度までの範囲で、方位角は0度から360度までの範囲で、一様に入射させている。この空気シャワーシミュレーションの詳細は次節で述べる。

この図から、ミュオンバックグラウンドが無視できなくなるのは時間差が $1\mu\text{s}$ を超えてからであり、400ns以内であればミュオンバックグラウンドの影響は無視できるといえる。

波形の積分は、ペDESTALの平均値を差し引いた後、波形の立ち上がりから立ち下がりまで積算することで行った。ただし、波形の立ち上がりから、 $2.5\mu\text{s}$ 以降に入射した波形は、積分に加えないこととした。また、この段階ではバックグラウンドが混

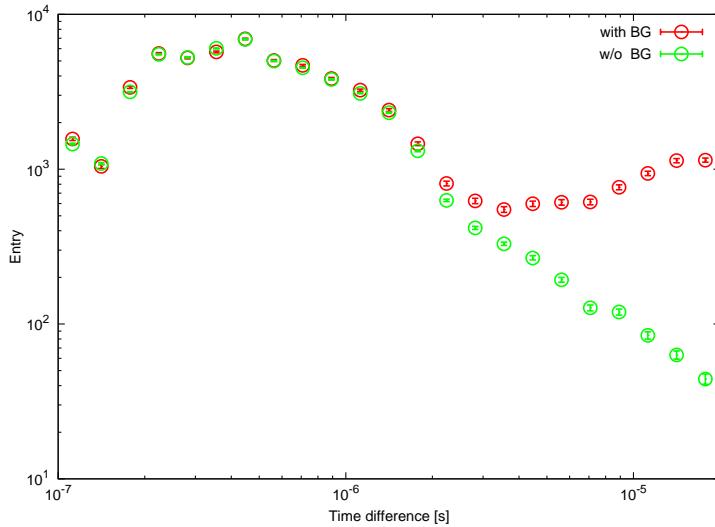


図 7.2: 空気シャワーシミュレーションにより生成された波形の、立ち上がり時間差の分布. 赤はミュオンバックグラウンドあり, 緑はミュオンバックグラウンド無しでの結果である.

入しているため, 各検出器には仮想的に複数の積分値を保持させている. つまり, 孤立パルスが 2 個ある場合には, 上記の積分値及び立ち上がり時間も 2 個保持させる. 孤立パルスが 3 個以上の場合は, 最初から 3 個目までの, 積分値及び立ち上がり時間を保持させる. 3 個目以降を保持しない理由は,  $64\mu\text{s}$  のデータ収集時間幅の中で, 2 個以上のバックグラウンドが混入する確率は  $10^{-4}$  以下であるためである.

#### 較正データの適用と測定精度の導出

ここでは, 波形から物理情報を抽出するための前処理を行う. 具体的には, 較正データを用いて FADC カウント値からエネルギー損失量 [MeV] に波形を変換し, クロック数から絶対時間への変換を行う. また, 検出器由来のエネルギー損失量の誤差, 絶対時間の誤差の計算も行う.

エネルギー損失量は, 前小節で得た波形の積分値を, 較正係数で割ることで得た. また, 絶対時間は前小節で得た立ち上がり時間のクロック数を, 1PPS 間のクロック数で割ることで得た. 以下, 順にエネルギー損失量の誤差の導出方法, 絶対時間の誤差の導出方法に付いて述べる.

エネルギー損失量の誤差は, ペDESTAL の標準偏差及び単位エネルギー損失あたりの光電子数を用いて計算される. ここでは, 検出器の不均一性と PMT のゲインのばらつきは無視した. 検出器の不均一性やゲインのばらつきは, 入射粒子数が大きい場合には, 中心極限定理により無視できる. 検出器の不均一生による誤差, ゲインのばらつきによる誤差が最大となるのは, 共に粒子数が 1 個の時である. このときの検出器の不均一性による誤差は 7% であり, ゲインのばらつきによる誤差は 15% である. これは粒子数のばらつきによる誤差と比べて十分に小さいため, やはり無視できる.

結局, エネルギー損失量の検出器による誤差は, 波形の立ち上がりから立ち下がりまでのビン数を  $N$ , ペDESTAL の標準偏差を  $\sigma_{\text{ped}}$ , エネルギー損失量を  $Q$ , 単位エ

エネルギー損失あたりの光電子数を  $C$  として、以下の式を用いた。

$$\sqrt{\sigma_{\text{ped}}^2 N + CQ} \quad (7.1)$$

絶対時間の誤差は、GPS の 1PPS のばらつきによる誤差と、クロック数のばらつきによる誤差が支配的である。較正データから得られるのは、1PPS 間のクロック数のばらつきのみであり、そのままでは絶対時間の誤差として用いることはできない。較正データで得られた値は、ある 1 秒間における誤差の最大値、つまり 1PPS の直前に入射した波形の絶対時間の誤差に他ならない。しかし、1PPS の直後の波形は、クロック数のばらつきによる誤差の影響を受けない。この効果を補正するため、1PPS 間のクロック数のばらつきを  $\sigma_{\text{tot}}$ 、GPS の 1PPS のばらつきを  $\sigma_{\text{GPS}}$ 、波形が入射した絶対時間を  $t[\text{s}]$  として、以下の式を用いた。

$$\sqrt{\sigma_{\text{tot}}^2 t^2 + \sigma_{\text{GPS}}^2 (1 - t^2)} \quad (7.2)$$

なお、 $\sigma_{\text{GPS}}$  は測定から、個体差はなく、14ns であることが分かっている。

#### ランダムバックグラウンドの除去

図 6.3 及び図 6.12 から明らかな様に、空気シャワーコアから遠方に行くほど、入射粒子数は少なくなり、粒子の到来時間のばらつきは大きくなる。従って、ランダムバックグラウンドが混入していても、事象再構成には大きな影響は及ぼさない。しかし、空気シャワーコア付近で、実際の波形の直前にランダムバックグラウンドが混入している場合は、事象再構成に悪影響を及ぼす。事象再構成の性能悪化を防ぐため、このような波形をあらかじめ除去することとした。

図 7.3 に、全ての波形におけるエネルギー損失の総和に対する、最初の波形のエネルギー損失の比を示す。ただし、図 7.2 と異なり、この図では立ち下がりから 400ns 以内にある波形を同一波形と見なしている。

図の中央から右下に向かって、バックグラウンドの有無により分布の違いが現れている。5 章で述べた様に、ミュオンバックグラウンドは平均的に 2.5MeV のエネルギー損失を検出器に与える。従って、2.5MeV を全エネルギー損失で割った曲線（図中では直線）の周囲で、分布の違いが現れている。

この分布は、比が 0.2 以下、全エネルギー損失量が 100MeV 以上とすることで、容易に分離することが出来る。バックグラウンド無しの分布にも、わずかにこの条件にあてはまる波形があるが、確率は  $10^{-4}$  以下であるため、無視できる。結局、上記の条件に当てはまる波形はバックグラウンドであるとして、除去することとした。

なお、ここで除去できなかったランダムバックグラウンドは、事象再構成の際に除去することとなる。



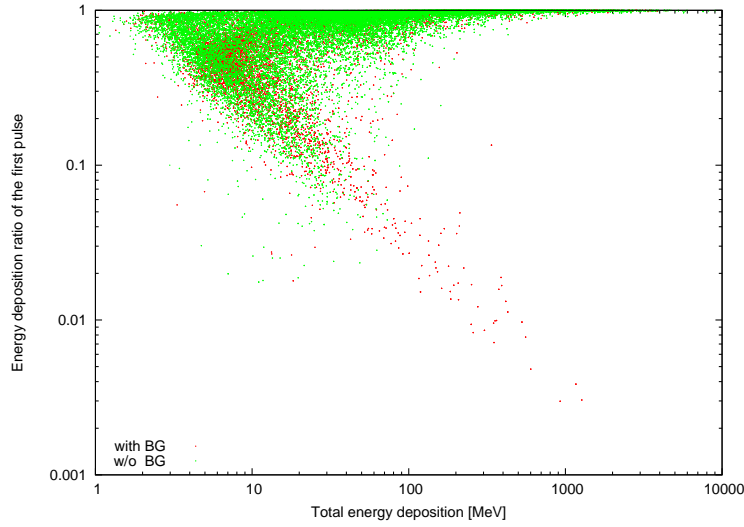


図 7.3: 空気シャワーシミュレーションにより生成された波形の、エネルギー損失の総和に対する、最初の波形のエネルギー損失の比。赤はミュオンバックグラウンドあり、緑はミュオンバックグラウンド無しでの結果である。また、単一の波形は除いてある。

### 7.1.3 モデル関数を用いた事象再構成

前章で得た空気シャワーモデル関数と、前節までで得たエネルギー損失、粒子の到来時間、及びそれらの誤差を用いて、空気シャワー事象の再構成を行う。

求めたい情報は入射した宇宙線のエネルギー  $E_0$ 、コア位置  $X_0, Y_0$ 、到来方向  $\Theta_0, \Phi_0$ 、到来時間  $T_0$  である。検出器から得られる情報は、エネルギー損失  $q_i$  及びその誤差  $\Delta q_i$ 、粒子の到来時間  $t_i$  及びその誤差  $\Delta t_i$ 、検出器座標  $x_i, y_i, z_i$  である。また、信号の無かった検出器も、空気シャワーコア軸から 3km 以内のものについては再構成に用いる。これは、空気シャワーモデル関数生成の際、粒子が入射しなかった場合も含めて平均値や標準偏差を求めたためである。

空気シャワーモデル関数の入力パラメータはインパクトパラメータ  $r_i$  及び回転角  $\phi_i$  であるため、以下の関係式を用いて、 $r_i$  および  $\phi_i$  を得た。

$$h_i = (x_i - X_0) \cos \Phi_0 \sin \Theta_0 + (y_i - Y_0) \sin \Phi_0 \sin \Theta_0 + z_i \cos \Theta_0, \quad (7.3)$$

$$r_i = \sqrt{(x_i - X_0)^2 + (y_i - Y_0)^2 + z_i^2 - h_i^2}, \quad (7.4)$$

$$(x_i - X_0) \cos(\phi_i + \Phi_0) = (y_i - Y_0) \sin(\phi_i + \Phi_0) \quad (7.5)$$

事象再構成は、以下 2 つの  $\chi^2$  関数を同時に最小化することで行った。なお、最小化のアルゴリズムは、Levenberg - Marquardt 法 [26] を用いた。

$$\chi_Q^2 = \sum_i \frac{(q_i - Q(E_0, r_i, \Theta_0, \phi_i))^2}{\Delta q_i^2 + \Delta Q(Q, \Theta_0, \phi_i)^2}, \quad (7.6)$$

$$\chi_T^2 = \sum_i \frac{(t_i - T(E_0, r_i, \Theta_0))^2}{\Delta t_i^2 + \Delta T(E_0, r_i, \Theta_0)^2} \quad (7.7)$$

以下に、再較正プログラムの手順を示す。

1. 隣接して5台以上の検出器に信号があり、かつそれらが直線上に並んでいない条件を満たす事象のみを選択する。この選択の妥当性は、次々節で議論する。
2. 初期値を次の様に定める。  
 $E_0 = 10^{19} \text{eV}$ ,  $\Theta_0 = 0$ ,  $\Phi_0 = 0$ ,  $T_0 = T_{\text{trigger}}$ ,  $X_0 = (\sum_i^N \sqrt{q_i} x_i) / N$ ,  $Y_0 = (\sum_i^N \sqrt{q_i} y_i) / N$   
 $X_0, Y_0$  を上記の様に選んだのは、単純な重心よりも収束が早いためである。また、 $T_{\text{trigger}}$  は、レベル2トリガーが発生した時刻である。
3.  $\chi_T^2$  を最小化する。この際に動かすパラメータは  $\Theta_0, \Phi_0, T_0$  の3つのみである。
4.  $\chi_Q^2$  を最小化する。この際に動かすパラメータは  $E_0, X_0, Y_0$  の3つのみである。
5. 手順3, 4を、 $\chi^2$  の変化量が十分に小さくなるまで繰り返す。
6. 空気シャワー軸からの距離が500m以上3000m以下の検出器のみを選択し、誤差の範囲を超えて光速よりも早い粒子、具体的には光速よりも  $5\sqrt{\Delta t_i^2 + \Delta T(E_0, r_i, \Theta_0)^2}$  以上早く検出器に入射した波形を除去する。
7. 手順3, 4を行う。
8. 手順6, 7を、 $\chi^2$  の変化量が十分に小さくなるまで繰り返す。

前小節で述べた様に、バックグラウンド混入の可能性のため、各検出器は仮想的に複数の波形を保持している。従って、全ての場合において、上記の再構成を行い、 $\chi_T^2, \chi_Q^2$  が最小となる場合の情報を、再構成の結果としている。同時に、この方法によって、バックグラウンドの除去を行っている。

#### 7.1.4 再構成事象レベルのクオリティーカット

以下の項目を満たす事象のみを、再構成に成功した事象として、物理解析に使用する。

- 空気シャワーコア位置が、検出器境界内部にあり、境界から1.2km以上離れている。
- 入射角が45度以内である。
- $\chi_Q^2$  が5以下である。
- $\chi_T^2$  が25以下である。

各項目に、しきい値として設定した値の妥当性は、次節以降で議論する。

## 7.2 モンテカルロシミュレーションを用いた再構成プログラムの性能評価

再構成プログラムの性能評価のため、シミュレーションにより生成された擬似イベントを再構成し、エネルギー、入射角、入射位置が正しく得られるかどうか確認した。

### 7.2.1 モンテカルロシミュレーションを用いた擬似イベント生成

再構成プログラムを正しく評価するためには、擬似イベントは実イベントを良く再現しなければならない。従って、生成条件は可能な限り実際の検出器に合わせておく必要がある。

ただし、入射粒子種及び最適な原子核相互作用モデルは不明であるため、物理解析の際には、この影響を系統誤差に盛り込む必要がある。ここでは入射粒子として陽子を、原子核相互作用モデルとして 80GeV 以上では QGSjet-II、それ以下では DPMjet3 を選んだ。

擬似イベントのパラメータは、以下の手順で生成した。

1. 空気シャワーコア位置は、アレイ内の特定の点 (図 3.1 の青十字) を原点として、半径 25km の円の内部にランダムに選んだ。半径 25km の円であれば、全ての検出器を含み、かつ検出器の境界から最短で 5km 以上離れているため、検出器の境界付近に空気シャワーコアがある場合も十分に再現することが出来る。
2. 入射粒子の到来方向は、確率関数  $P_{\text{inc}}(\Theta_0, \Phi_0)d\Theta_0d\Phi_0 = \sin \Theta_0 \cos \Theta_0 d\Theta_0 d\Phi_0$  に従うように、ランダムに選んだ。 $\Theta_0$  は 0 度から 60 度までとした。ただし、入射角はデータベースに登録されているものから選ぶため、 $\cos \Theta_0$  の小数点以下 3 桁目を四捨五入した。
3. 入射粒子のエネルギーは、確率関数  $P_E(E_0)dE_0 = E_0^{-\gamma}dE_0$  に従うようにランダムに選んだものと、 $10^{18.6}eV, 10^{19.0}eV, 10^{19.6}eV, 10^{20.0}eV$  の 4 つの固定したエネルギーから適当な数選んだものの 2 種類を生成した。 $\gamma$  は 3.1 とした。ただし、エネルギーはデータベースに登録されているものから選ぶため、 $\log E_0$  の小数点以下 2 桁目を四捨五入した。
4. あるエネルギー、入射角のイベントはそれぞれ 25 個重複してデータベースに登録されているので、その 25 個からランダムにイベントを選択した。
5. 入射粒子の到来時刻は、2008 年 5 月 11 日から 2010 年 2 月 12 日までの期間で、ランダムに選んだ。
6. 検出器シミュレーションを行う際に、第 5 章で述べたバックグラウンド粒子を加える。
7. 検出器に個別に与えるべきパラメータとして、ペDESTアルの平均値と標準偏差、単位エネルギー損失あたりの FADC カウント値、単位エネルギー損失あたりの光電子数、クロック周波数の不定性がある。これらは、到来時刻における較正データから取得した。

8. 検出器や通信塔の稼働状況は全て較正データとして保存されている。通信塔が停止していた時間は、イベントはあったがトリガーされなかったものとして取り扱う。

上記の様にパラメータを選んだ後、検出器シミュレーションを行い、計算結果を実イベントと同じデータフォーマットに変換し、擬似イベントデータセットとした。以下、この擬似イベントデータセットを再構成した結果を示す。カットの条件は、断りが無い限り、前節で述べた値を用いる。

### 7.2.2 空気シャワーコア位置の決定精度

まず、コア位置決定精度のエネルギー依存性及び検出器境界からの距離の依存性を調べた。結果を図 7.4 に示す。左図ではカットの条件を変更している。この左図から、検出器の境界から 600m 以内に落ちたイベントのコア位置の決定精度は、それ以外のイベントに比べて悪化していることが分かる。各々のカット条件での 68% 点は、0m から 600m で 160m, 600m から 1200m で 94m, 1200m から 1800m で 95m, 1800m 以上で 87m となった。この結果から、7.1 節で述べた、境界から 1.2km でのカットは、十分に安全な範囲であるといえる。右図からは、エネルギーが増加するに従ってコア位置の決定精度が改善していることが分かる。68% 点はエネルギー  $10^{18.6}\text{eV}$ ,  $10^{19.0}\text{eV}$ ,  $10^{19.6}\text{eV}$ ,  $10^{20.0}\text{eV}$  に対して、120m, 87m, 56m, 50m となった。これは検出器の間隔 1.2km に対して、十分に良い値と言える。

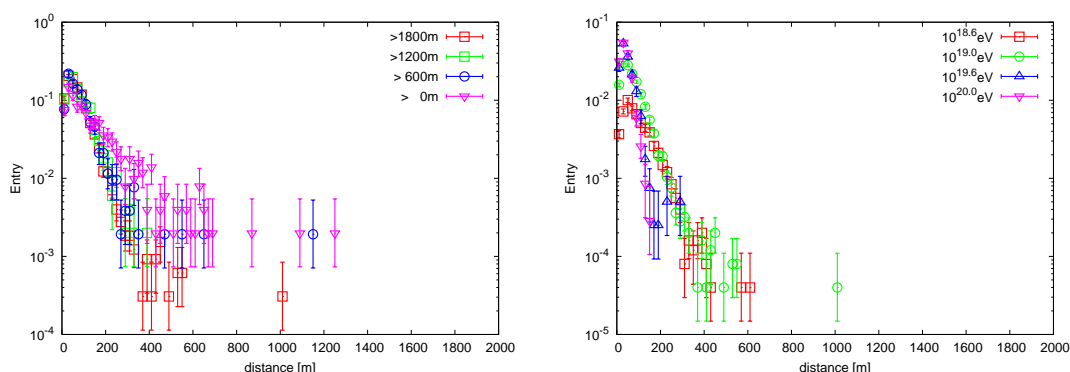


図 7.4: 左図はエネルギー  $10^{19}\text{eV}$  の宇宙線の、検出器の境界からの距離毎のコア位置の決定精度である。横軸はシミュレーションで与えたコア位置から再構成によって得られたコア位置までの距離、縦軸は統計数を各条件でのイベント数で割ったものである。赤は境界から 1800m 以上、緑は境界から 1200m 以上 1800m 以下、青は境界から 600m 以上 1200m 以下、紫は境界から 0m 以上 600m 以下の結果である。右図はエネルギー毎のコア位置の決定精度である。赤、緑、青、紫はそれぞれエネルギー  $10^{18.6}\text{eV}$ ,  $10^{19.0}\text{eV}$ ,  $10^{19.6}\text{eV}$ ,  $10^{20.0}\text{eV}$  に対応している。

次に、コア位置決定精度の入射角依存性を調べた。図 7.5 に結果を示す。

図から、入射角が大きくなるにつれ、わずかだが決定精度が悪化することが分かる。68% 点は入射角が小さい順に 83m, 81m, 83m, 90m, 100m, 126m であった。入射角が 45 度以内であれば、概ね決定精度は同じであるが、入射角が 45 度を超えると急に決定精度が悪化することが分かる。

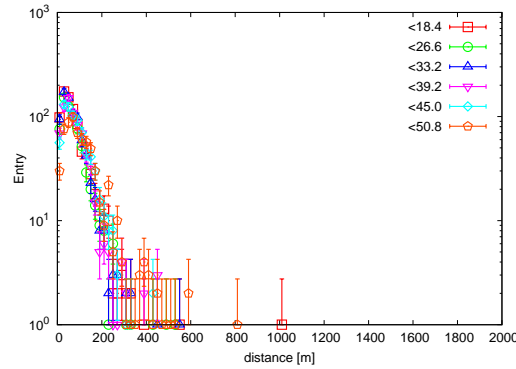


図 7.5: エネルギー  $10^{19}\text{eV}$  の宇宙線の, 検出器の境界からの距離毎のコア位置の決定精度. 横軸はシミュレーションで与えたコア位置から再構成によって得られたコア位置までの距離, 縦軸は統計数である. 赤はシミュレーションで与えた入射角が  $0$  度から  $18.4$  度まで, 緑は  $18.4$  度から  $26.6$  度まで, 青は  $26.6$  度から  $33.2$  度まで, 紫は  $33.2$  度から  $39.2$  度まで, 水色は  $39.2$  度から  $45.0$  度まで, 橙は  $45.0$  度から  $50.8$  度までの結果である.

最後に, コア位置の決定精度の到来依存性を調べた. コア位置の決定精度が多少悪くても, 宇宙線の到来方向に依存したバイアスが無ければ, 単に誤差が大きいため大きな問題とはならないが, 仮にコア位置が宇宙線が飛来した方向に近づく, または遠ざかるようなバイアスがある場合には, 最終的にエネルギー再構成の際にバイアスを与えてしまう. このようなバイアスの有無を調べるため, 入射角毎に, コア位置の決定精度の方位角依存性を調べた. 方位角依存性を調べるため, 再構成されたコア位置  $X, Y$  を, 以下の式を用いて変換した.

$$X_m = (X - X_0) \cos \Phi_0 + (Y - Y_0) \sin \Phi_0 \quad (7.8)$$

$$Y_m = (Y - Y_0) \cos \Phi_0 - (X - X_0) \sin \Phi_0 \quad (7.9)$$

$$(7.10)$$

つまり, 再構成されたコア位置を, シミュレーションで与えた真のコア位置を中心として, 方位角分だけ逆回転させた. 座標  $X_m, Y_m$  は, 空気シャワー軸を地面に投影した半直線を  $x$  軸, それを  $90$  度回転させたものを  $y$  軸として測った値である. つまり,  $X_m$  に正のバイアスがあれば, 再構成されたコア位置は到来方向に近づくバイアスを持つこととなる. また,  $Y_m$  には入射角によらず, バイアスがあってはならない. この  $X_m, Y_m$  の入射角依存性を調べた. 結果を図 7.6 示す.

$X_m$  の平均値は入射角が小さい順に  $14\text{m}, -0.38\text{m}, 5.0\text{m}, 8.9\text{m}, -1.9\text{m}, -17\text{m}$  となった. これはコア位置の決定精度に比べて十分小さい値であり, 図からも明らかな様に, バイアスは無視できる程度に小さいといえる.  $Y_m$  の平均値は入射角が小さい順に  $-18\text{m}, -2.4\text{m}, -2.8\text{m}, -3.9\text{m}, -3.7\text{m}, -1.1\text{m}$  となった. 全て負の値であるが, 統計的に起こりうる範囲の結果であり, やはりバイアスは無視できる程度に小さいといえる.

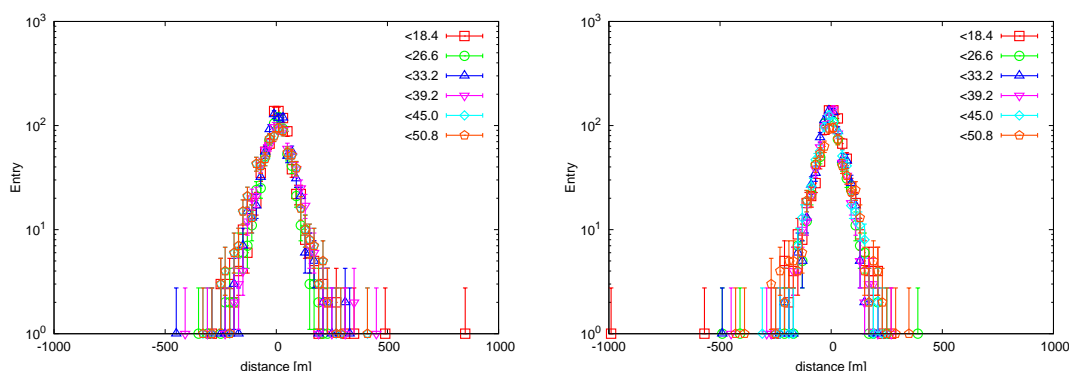


図 7.6: 左図はエネルギー  $10^{19}$ eV の宇宙線の、入射角毎の  $X_m$  の決定精度である。赤はシミュレーションで与えた入射角が 0 度から 18.4 度まで、緑は 18.4 度から 26.6 度まで、青は 26.6 度から 33.2 度まで、紫は 33.2 度から 39.2 度まで、水色は 39.2 度から 45.0 度まで、橙は 45.0 度から 50.8 度までの結果である。右図は  $Y_m$  の決定精度である。

### 7.2.3 到来方向の決定精度

到来方向の決定精度は、本論文の主題であるエネルギースペクトルと直接には関係しない。しかし、第 6 章で示した様に、地表に置くエネルギー損失量は入射角に強く依存する。従って、再構成された入射角にバイアスがあると、エネルギー再構成に悪影響を及ぼす。この影響を調べるため、到来方向の決定精度を調べた。ここでは、シミュレーションの際に与えた入射ベクトル  $\vec{a}$  と再構成された入射ベクトル  $\vec{b}$  との角度のずれ  $\delta A$ 、及び入射角のずれ  $\Theta - \Theta_0$  について調べた。ただし、 $\Theta_0, \Phi_0$  はシミュレーションの際に与えた入射角、方位角、 $\Theta, \Phi$  は再構成によって得られた入射角、方位角とする。 $\delta A$  は以下の式で定義する。

$$\begin{aligned}\vec{a} &= (\cos \Phi_0 \sin \Theta_0, \sin \Phi_0 \sin \Theta_0, \cos \Theta_0), \\ \vec{b} &= (\cos \Phi \sin \Theta, \sin \Phi \sin \Theta, \cos \Theta), \\ \delta A &= \left| \cos^{-1} (\vec{a} \cdot \vec{b}) \right|\end{aligned}\quad (7.11)$$

まず、 $\delta A$  の分布を図 7.7 に示す。

この図から、入射角が大きくなるほど到来方向の決定精度が向上する、また、エネルギーが大きくなるほど到来方向の決定精度が向上することが分かる。入射角が大きくなるほど到来方向の決定精度が向上する理由は、空気シャワー粒子が通過する検出器の台数が増加することにより、フィットの精度が向上するためである。

$\delta A$  の 68% 点は、入射角が小さい順に 2.5 度、2.1 度、1.9 度、1.8 度、1.8 度、1.6 度となった。また、エネルギーが小さい順に 3.1 度、2.2 度、1.2 度、1.0 度となった。十分良い精度とは言いが、図 6.4 から分かる様に、この程度の誤差はエネルギー決定精度には無関係である。

次に、入射角のずれについて調べた。入射角再構成の際にバイアスがあると、結果的にエネルギー再構成にバイアスを与える。結果を 7.8 に示す。

平均値は入射角の小さい順に -0.25 度、-0.26 度、-0.27 度、-0.40 度、-0.29 度、-0.30 度となった。また、エネルギーの小さい順に -0.43 度、-0.33 度、-0.12 度、-0.22 度とな

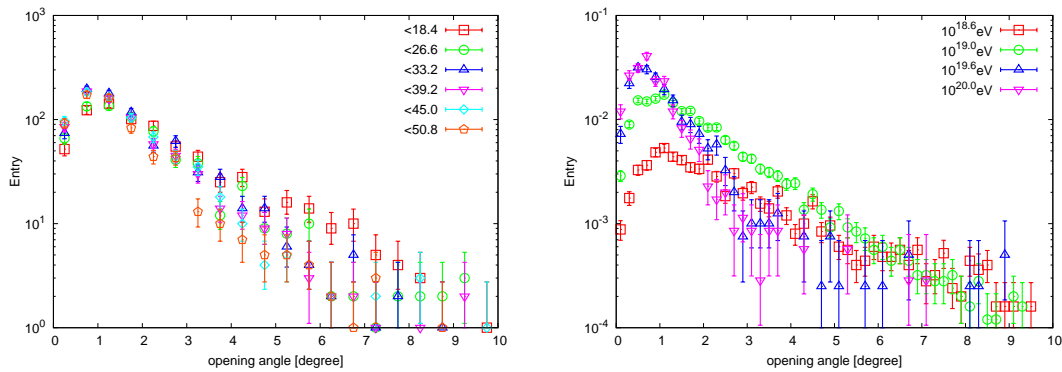


図 7.7: 左図はエネルギー  $10^{19}$  eV の宇宙線の、入射角毎の到来方向の決定精度である。赤はシミュレーションで与えた入射角が 0 度から 18.4 度まで、緑は 18.4 度から 26.6 度まで、青は 26.6 度から 33.2 度まで、紫は 33.2 度から 39.2 度まで、水色は 39.2 度から 45.0 度まで、橙は 45.0 度から 50.8 度までの結果である。縦軸は全イベント数で規格化してある。右図はシミュレーションで与えた入射角が 0 度から 45 度までの、到来方向の決定精度である。赤、緑、青、紫はそれぞれエネルギー  $10^{18.6}$  eV,  $10^{19.0}$  eV,  $10^{19.6}$  eV,  $10^{20.0}$  eV に対応している。

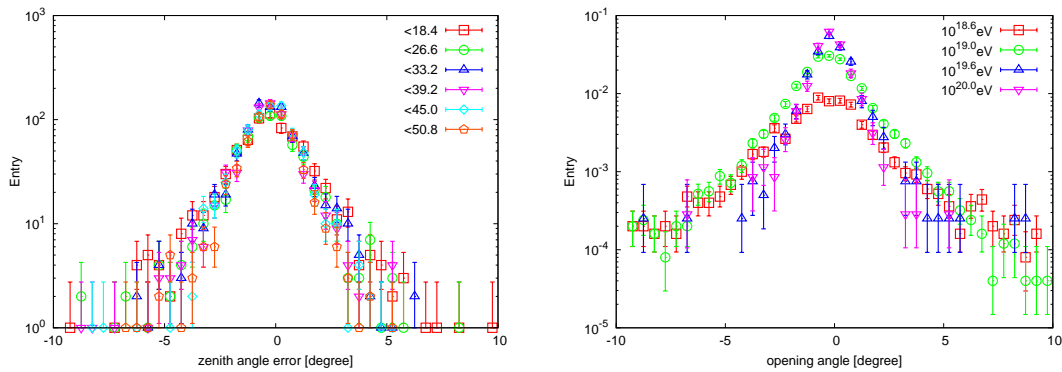


図 7.8: 左図はエネルギー  $10^{19}$  eV の宇宙線の、入射角の再構成精度である。赤はシミュレーションで与えた入射角が 0 度から 18.4 度まで、緑は 18.4 度から 26.6 度まで、青は 26.6 度から 33.2 度まで、紫は 33.2 度から 39.2 度まで、水色は 39.2 度から 45.0 度まで、橙は 45.0 度から 50.8 度までの結果である。横軸は再構成された入射角からシミュレーションで与えた真の入射角を引いたものである。縦軸は全イベント数で規格化してある。右図はシミュレーションで与えた入射角が 0 度から 45 度までの、入射角の再構成精度である。赤、緑、青、紫はそれぞれエネルギー  $10^{18.6}$  eV,  $10^{19.0}$  eV,  $10^{19.6}$  eV,  $10^{20.0}$  eV に対応している。

った。従って、入射角は常に真の値よりも小さく見積もられていることが分かる。しかし、この程度のバイアスはエネルギー決定に置いては無視できる程度に小さい。



### 7.2.4 エネルギーの決定精度

本小節では、エネルギーの決定精度について述べる。まず、エネルギー決定精度のエネルギー依存性及び入射角依存性を調べた。結果を図 7.9 に示す。

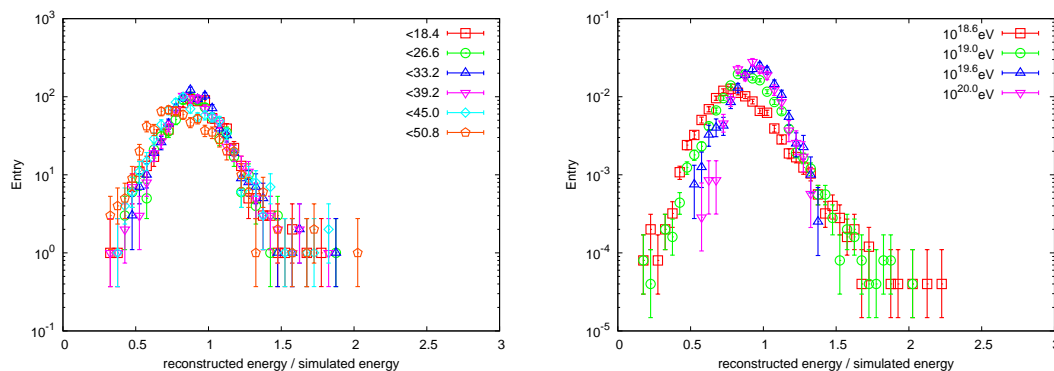


図 7.9: 左図はエネルギー  $10^{19}\text{eV}$  の宇宙線の、エネルギーの再構成精度である。赤はシミュレーションで与えた入射角が 0 度から 18.4 度まで、緑は 18.4 度から 26.6 度まで、青は 26.6 度から 33.2 度まで、紫は 33.2 度から 39.2 度まで、水色は 39.2 度から 45.0 度まで、橙は 45.0 度から 50.8 度までの結果である。横軸は再構成されたエネルギーをシミュレーションで与えたエネルギーで割ったものである。縦軸は全イベント数で規格化してある。右図はシミュレーションで与えた入射角が 0 度から 45 度までの、入射角の再構成精度である。赤、緑、青、紫はそれぞれエネルギー  $10^{18.6}\text{eV}$ ,  $10^{19.0}\text{eV}$ ,  $10^{19.6}\text{eV}$ ,  $10^{20.0}\text{eV}$  に対応している。

この図から、エネルギーの再構成には、無視できない程度のバイアスが存在することが分かる。バイアスはエネルギーが大きくなるほど減少し、入射角が 45 度を超えると急激に増大する。また、再構成の精度はエネルギーが増大すると向上し、45 度までは入射角によらないが、45 度を超えると悪化する。

次に、バイアスとエネルギー決定精度の、エネルギー依存性について調べた。バイアスのエネルギー依存性を調べることで、適切な補正関数を得ることが出来る。また、エネルギー決定精度にエネルギー依存性があると、スペクトル作成の際に、低エネルギー側からの流入が、エネルギーが低くなるほど大きくなり、スペクトルのべきが変わってしまう。この影響を補正するため、エネルギー決定精度のエネルギー依存性も定式化しておく必要がある。結果を図 7.10 に示す。

この図から、エネルギー再構成の際には、やはり無視できない程度のバイアスが存在し、かつバイアスにはエネルギー依存性があることが分かる。また、エネルギー決定精度はエネルギーが増加するほど向上することが分かる。バイアスのエネルギー依存性は以下の式で表現することとした。

$$1 + (p_0 + p_1 y + p_2 y^2 + p_3 y^3) \exp(-p_4 y), \quad (7.12)$$

$$y = \log_{10}(E[\text{EeV}]), \quad p_0 = 0.044, \quad p_1 = -0.46, \quad p_2 = 1.7, \quad p_3 = 0.010, \quad p_4 = 2.9$$

また、エネルギー決定精度のエネルギー依存性は以下の式で表現することとした。

$$\sigma_E(E) = a_0 + a_1(E[\text{EeV}])^{a_2}, \quad (7.13)$$

$$a_0 = -0.11, \quad a_1 = 0.34, \quad a_2 = -0.094$$



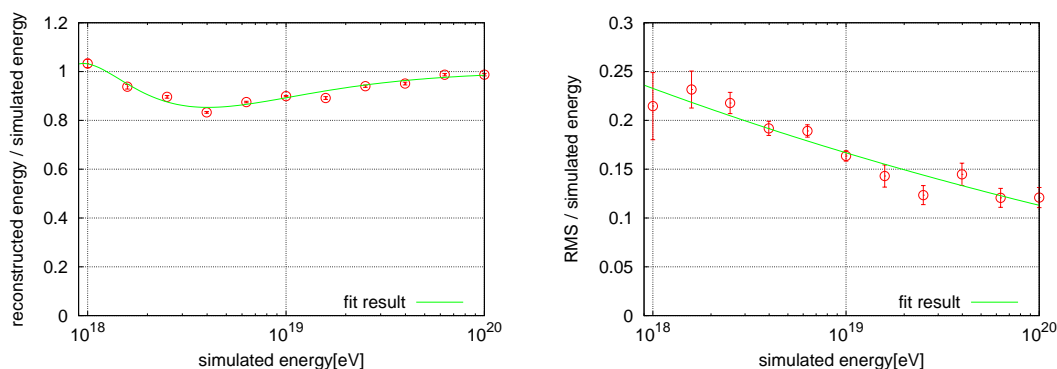


図 7.10: 左は再構成バイアスのエネルギー依存性, 右はエネルギー決定精度のエネルギー依存性を示す. 実線はある関数 (後述) でフィットした結果である. バイアスは  $10^{18.6}$ eV で最大となり, 以降はエネルギーが増加するにつれて小さくなることが分かる. また, エネルギー決定精度はエネルギーが増加するにつれて改善することが分かる.

式 7.12 を用いて図 7.10 の左図を補正した結果を, 図 7.11 に示す.

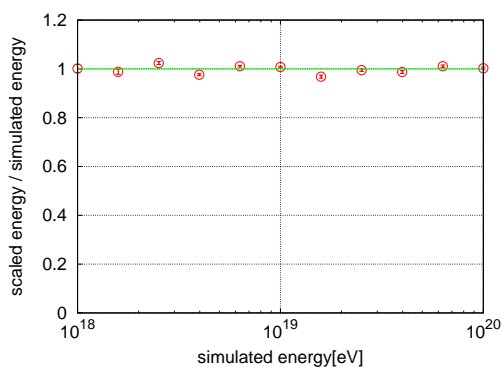


図 7.11: 再構成後のエネルギーを, 各イベント毎に式 7.12 を用いて補正した後の, 再構成バイアスのエネルギー依存性.

この図から, バイアスは  $\pm 5\%$  以内で正しく補正されることが分かる. 物理解析の際には, 式 7.12 を用いて再構成されたエネルギーを補正する. ただし, この補正できなかった  $\pm 5\%$  の誤差は, 再構成及びモデル関数に起因する系統誤差として計上する必要がある.

7.2.5  $\chi^2$  分布

$\chi^2$  の値は、再構成の信頼度をはかる上で最も重要な指標である。 $\chi^2$  の値が極端に大きい事象は、物理解析に用いるべきではない。しかし、データの自由度、つまり  $\chi^2$  の最小化に用いる検出器の台数は、エネルギーが大きくなるほど増加するため、 $\chi^2$  の分布の形状はエネルギー依存性を持つ。従って、すべてのエネルギー範囲で同じカットを用いると、再構成の効率がエネルギー毎に変化してしまう可能性がある。この影響を調べるため、 $\chi^2$  分布のエネルギー依存性を調べた。結果を図 7.12 に示す。

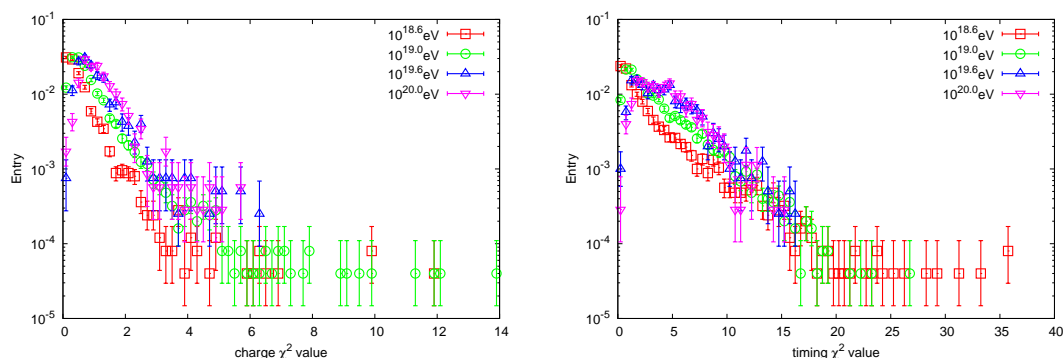


図 7.12: 左は再構成によって得られたエネルギー損失の  $\chi^2$  値の分布 (式 7.6), 粒子の到来時間の  $\chi^2$  値の分布 (式 7.6) である。赤, 緑, 青, 紫は順に,  $10^{18.6}\text{eV}$ ,  $10^{19.0}\text{eV}$ ,  $10^{19.6}\text{eV}$ ,  $10^{20.0}\text{eV}$  の結果である。共に, エネルギーの増加に伴い, ピークの位置が右に移動していることが分かる。

左の図の平均値はエネルギーが小さい順に, 0.55, 0.87, 1.13, 1.24, 95%点は, 順に 1.61, 2.37, 2.59,

2.59 となった。右の図の平均値は順に 2.91, 3.53, 4.47, 4.49, 95%点は, 順に 10.6, 10.1, 10.0, 9.31 となった。粒子の到来時間の  $\chi^2$  値が, エネルギー損失のものに比べて大きく, また裾が広いのは, 粒子の到来時間分布が非対称であるのに対し,  $\chi^2$  の計算の際には分布が対称であることを仮定したためである。分布の構造はエネルギーによって異なるものの, カットに用いる値付近の 95%点の値は, エネルギーによってほとんど変わらないことが分かる。

また, 適切なカットのしきい値を求めるため,  $\chi^2$  値によって, エネルギーの決定精度や, 角度の決定精度がどのように変化するかを調べた。結果を図 7.13 に示す。

左の図の標準偏差は,  $\chi^2$  の値が小さい順に 0.16, 0.17, 0.19, 0.19, 0.21 となった。右の図の 68%点は,  $\chi^2$  の値が小さい順に 1.89, 1.97, 2.49, 2.35, 2.69 となった。 $\chi^2$  値が大きくなるにしたがい, 再構成の精度が悪化することが分かる。また, ある  $\chi^2$  値から突然再構成の精度が悪化するわけでは無い。結局, イベントの 99%程度が保持されるように, エネルギー損失の  $\chi^2$  値は 5.0 以下, 粒子の到来時間の  $\chi^2$  値は 25.0 以下でカットすることとした。

## 7.3 露出量及び再構成効率の見積り

エネルギースペクトルの導出のためには, 有効検出面積及び再構成効率の見積りが必要である。露出量はシミュレーションから導出したものと, 検出器の稼働率及び検

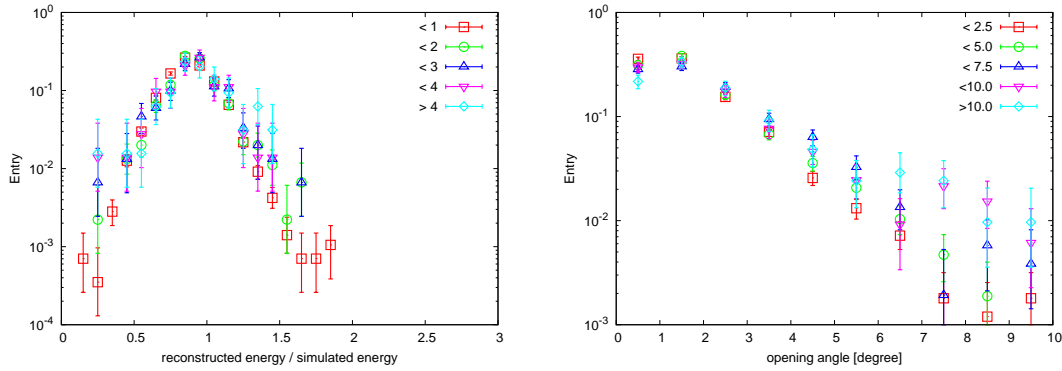


図 7.13: 左はエネルギー決定精度の、エネルギー損失の  $\chi^2$  値の依存性を示す。赤、緑、青、紫、水色は順に、 $\chi^2$  値が 0 から 1 まで、1 から 2 まで、2 から 3 まで、3 から 4 まで、4 以上の結果である。右は角度決定精度の、粒子の到来時間の  $\chi^2$  値の依存性を示す。赤、緑、青、紫、水色は順に、 $\chi^2$  値が 0 から 2.5 まで、2.5 から 5.0 まで、5.0 から 7.5 まで、7.5 から 10.0 まで、10.0 以上の結果である。なお、粒子の入射エネルギーは共に  $10^{19.0}\text{eV}$  とした。

出器の有効検出面積から算術的に導出したものの、2つの方法で見積もった。再構成効率は、十分な統計量があれば、大気蛍光望遠鏡で取得された事象と相互比較することによって見積もることが可能であるが、現時点では十分な統計量が取得出来ないため、シミュレーションから見積もることとした。

まず、図 7.14 に、検出器の稼働率及び、稼働率込みの有効検出面積を示す。有効検出面積は、前節で述べたカットの条件と同じ、検出器の境界から 1.2km 以内として計算した。また、境界トリガーが稼働していない時期は、各領域が独立に稼働しているものとして有効検出面積を計算した。

図 7.14 の有効検出面積に、稼働時間と立体角を掛ければ、露出量が得られる。立体角は、入射角 0 度から 45 度までを有感領域として、 $\pi/2$  とした。結果、露出量の値として  $5.38 \times 10^{16} [\text{m}^2 \text{ s sr}]$  が得られた。

次に、シミュレーションにより生成された擬似イベントを再構成することで、再構成効率込みの露出量を計算した。同時に、適用させた各カットの影響についても調べた。露出量は以下の式で計算した。

$$T_{\text{runtime}} \frac{N_{\text{accepted}}}{N_{\text{MC}}} \int_0^{\theta_{\text{MC}}} \int_0^{2\pi} (S_{\text{MC}} \cos \theta) \sin \theta d\theta d\phi \quad (7.14)$$

ただし  $T_{\text{runtime}}$  は検出器の全稼働時間、 $N_{\text{MC}}$  は生成したイベント数、 $N_{\text{accepted}}$  は残存したイベント数、 $\theta_{\text{MC}}$  はシミュレーションで生成した入射角の最大値、 $S_{\text{MC}}$  は設定した空気シャワーコア位置の範囲である。ここで、 $T_{\text{runtime}}$  はデータ解析期間と同じ 2008 年 5 月 11 日から 2010 年 9 月 6 日まで (後述) の  $7.33 \times 10^7 [\text{s}]$ 、 $\theta_{\text{MC}}$  は 60 度、 $S_{\text{MC}}$  は半径 25km の円の  $1.96 \times 10^9 [\text{m}^2]$  である。

図 7.15 に、エネルギー毎の再構成効率、カット効率、稼働率込みの露出量、及び各カットの影響を示す。

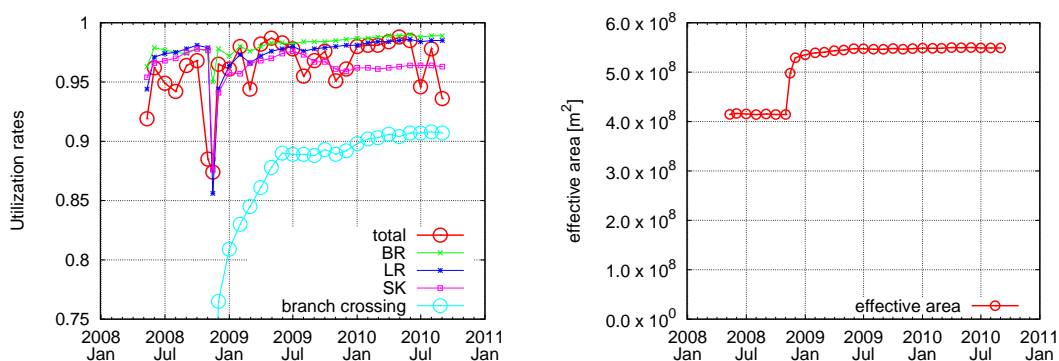


図 7.14: 左図は検出器及びデータ収集システムの稼働率, 右図は稼働率込みの有効検出面積である. 共に, 月毎の平均値を示している. 右図の青, 緑, 紫は各通信塔のデータ収集システムの稼働率, 赤は検出器の稼働率の平均値, 水色は境界トリガーシステムの稼働率である. 左図の縦軸は 0.75 から始まっていることに注意されたい. 各検出器の稼働率は, データ収集システムの稼働率込みの値である. つまり, データ収集システムが停止している場合は, 検出器も停止しているものとして表示してある. また, 2008 年 11 月を境に有効検出面積が大きく変化しているが, これは境界トリガー導入の影響である.

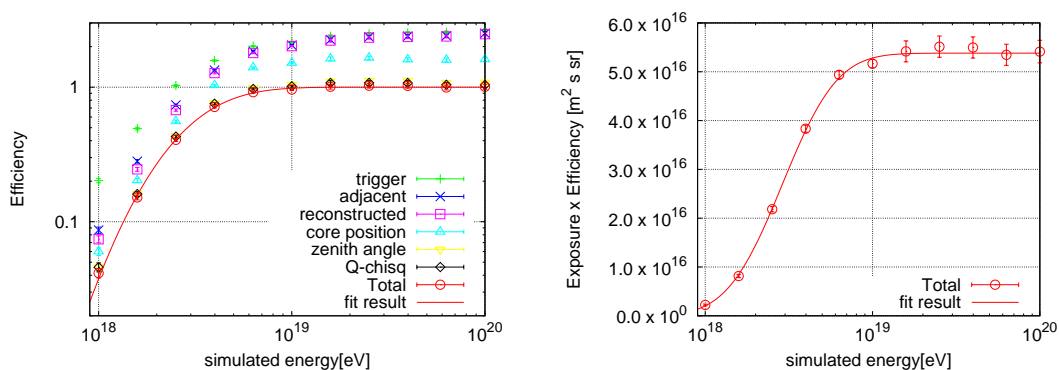


図 7.15: 左図は露出量に対する, トリガー, 再構成, カットの効率である. 縦軸は露出量で規格化してある. 緑はトリガー効率, 青は隣接 5 台の条件を満たす割合, 紫は再構成に成功したもの, 水色はコア位置のカットで残存する割合, 黄色は入射角のカットで残存する割合, 黒はエネルギー損失の  $\chi^2$  値のカットで残存する割合, 赤は全てのカットの後に残存する割合である. 実線は後述するフィットの結果である. 右図は稼働率, 効率込みの露出量であり, 実線は後述するフィットの結果である.

高エネルギー領域では, 有効なカットはコア位置によるカットと入射角によるカットである. トリガーされたイベントはほぼ全て再構成に成功していることが分かる. 低エネルギー側では, 上記に加え, 隣接 5 台という条件によるカットの影響が大きくなっていることが分かる. また, 再構成効率, カット効率及び稼働率込みの有効検出面積は,  $10^{19}$  eV を超えると一定になることが分かる.

露出量は, 対数正規分布の積分形を用いてフィットした. つまり, 積分正規分布を  $erf(x)$  として, 以下の式で表現した. 用いたパラメータは, 縦軸のスケール  $p_0$ , 横軸

のスケール  $p_1$ , 横軸のオフセット  $p_2$  である.

$$p_0 \operatorname{erf}(p_1 \log(E[\text{EeV}]) + p_2) [\text{m}^2 \text{ s sr}], \quad (7.15)$$

$$p_0 = 5.82 \times 10^{16} [\text{m}^2 \text{ s sr}], \quad p_1 = 2.73, \quad p_2 = -1.26$$

フィットの結果, 高エネルギー側での露出量は  $5.82 \times 10^{16} [\text{m}^2 \text{ s sr}]$  となった. これは先に算術的に得られた値と 8% の精度で一致している. 違いは主にシミュレーションの統計量から来たものであるが, これはエネルギースペクトル作成の際に系統誤差として計上する必要がある. また, 次章で述べる, エネルギーの系統誤差のため, 低エネルギー側ではこの露出量は信用できない. 例えば,  $10^{18.5} \text{eV}$  での再構成成功率は, 50% 程度であるが, エネルギーが 10% 変化すると, この効率は 20% 程度変化してしまう. この変化はエネルギースペクトルに深刻な悪影響を及ぼすため, 再構成効率の低い部分は物理解析に用いることができない. 本論文では, 再構成効率のエネルギースペクトルへの影響を 10% 以下に抑えるべく,  $10^{18.8} \text{eV}$  以下の事象をカットすることとした.

## 7.4 擬似スペクトルデータセットの再構成

再構成及び露出量の見積りが正しく行われているか確認するため, 擬似スペクトルデータセットの再構成を行い, 露出量を用いてエネルギースペクトルを導出した.

エネルギースペクトル導出は, 以下の手順にそって行った.

1. 事象再構成を行い, 再構成後の事象に 7.1.4 小節で述べたカット及びエネルギーのカットを適用させる.
2. エネルギーを式 7.12 を用いて補正する
3. 再構成されたエネルギーの対数を用いて, 事象数のヒストグラムを作成する. ヒストグラムのビン幅は 0.1 とする.
4. ヒストグラムのビン幅と露出量で, 事象数を割る. この時点で, 補正前のエネルギースペクトルが得られる.
5. 上記までで得られたエネルギースペクトルを, 式 7.13 を用いて補正する.

7.1.4 小節で述べた通り, エネルギー分解能はエネルギーによって変わり, エネルギーが低くなるほどエネルギー分解能は悪化する. その結果, 低エネルギー側からのしみだしが発生し, スペクトルのべきが変化する. この影響を, 下記のような方法で補正した.

1. エネルギースペクトルを,  $\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_E(E_0)} \exp(-\frac{(E-E_0)^2}{2\sigma_E(E)^2})$  を用いて畳み込み積分する.
2. 畳み込みの結果を元のエネルギースペクトルで割り, エネルギー毎に補正係数を得る
3. 元のエネルギースペクトルを補正係数で割り, エネルギースペクトルを更新する.

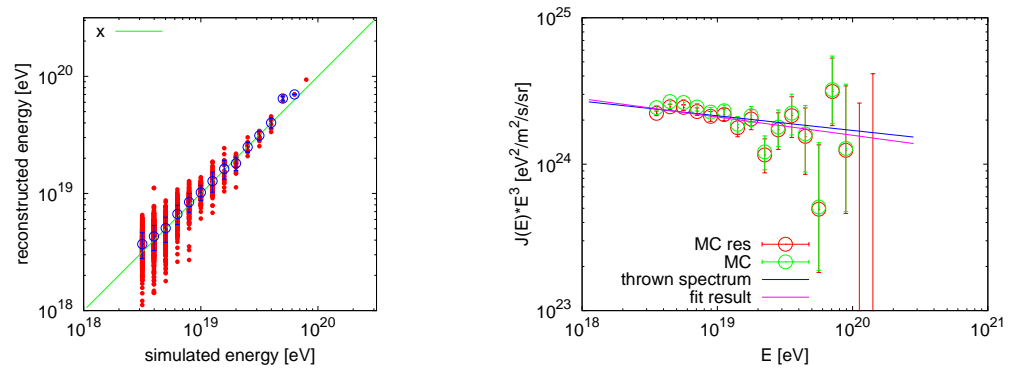


図 7.16: 左図は再構成後のエネルギーの散布図である。横軸はシミュレーションで与えたエネルギー、縦軸は再構成されたエネルギーである。赤は各事象、青はエネルギー毎の平均値である。誤差棒は標準偏差を表している。右図は擬似スペクトルデータセットを解析して作成したエネルギースペクトルである。緑は補正前のエネルギースペクトル、赤は補正後のエネルギースペクトルである。青はシミュレーションで生成したエネルギースペクトル、紫はフィットの結果である。

- 補正係数が 1 に十分近くなるまで、手順 1-3 を繰り返す。

上記の手順で得られたエネルギースペクトルを、図 7.16 に示す。

シミュレーションで与えたエネルギースペクトルのべきは-3.1 であり、フィットの結果得られた補正後のエネルギースペクトルのべきは-3.14 であった。この結果から、シミュレーションで与えたエネルギースペクトルは、再構成でほぼ完全に再現されることが分かる。また、補正前のスペクトルのべきは-3.25 であり、エネルギー分解能はエネルギースペクトルに無視できない影響を与えることがわかった。



# Chapter 8

## 極高エネルギー宇宙線データ解析

テレスコープアレイ地表検出器は、AGASA と同じくプラスチックシンチレータによって構成された検出器である。AGASA のエネルギースペクトルでは GZK カットオフは確認されなかったが、この実験結果がテレスコープアレイ実験で再現されるか否かは、地表検出器のみを用いて、エネルギースペクトルを作成することが極めて重要である。

本章では、前章までに述べた空気シャワーモデル関数、再構成プログラムを用いて、実データの解析を行った。本章では順に、使用したデータ、個々の再構成事象の典型例、実事象の再構成後の統計情報、実データとモンテカルロシミュレーションとの比較、天頂角分布のエネルギー依存性、エネルギースペクトル、系統誤差の見積りについて述べる。

### 8.1 観測データ

観測データとして 2008 年 5 月 12 日から 2010 年 9 月 6 日までの、848 日分のデータを用いた。ただし、天頂角は 45 度まで、シャワーのコア位置が検出器の境界から 1.2km 以上の距離を持つ事象のみを用いた。計算から得られた露出量は  $5.38 \times 10^{16} [\text{m}^2 \text{ s sr}]$  であり、AGASA の露出量  $5.4 \times 10^{16} [\text{m}^2 \text{ s sr}]$  とほぼ等しい。

以下に事象再構成及び再構成後のカットをまとめる。解析に用いた全事象数は 393,509 である。

- 再構成可能な空気シャワー事象を効率的に選択するため、エネルギー損失が上下層共に 0.4MeV 以上である検出器が、隣接 5 台以上という条件で、事象を選択する。残存した事象数は 145,243 となった。
- 不調検出器を除去し、再構成に用いることが出来る検出器数が 4 以上の事象を選択する。残存した事象数は 141,857 となった。
- エネルギー損失の上下層の平均が、2.4MeV 以上である検出器数が 4 以上の事象を選択する。残存した事象数は 93,572 となった。
- 事象再構成を行う。残存した事象数は 93,566 となった。再構成に失敗した事象が 6 つあるが、この事象は再構成に使用できる検出器数が 4 であり、かつエネルギー損失が全ての検出器で小さいものであった。

- 空気シャワー軸からの距離が 500m 以上 3000m 以下の検出器のみを選択し、因果律を大きく破る波形を除去して、残った検出器数が 4 以上となる事象を選択する。残存した事象数は 59,159 となった。
- 再度再構成を行う。残存した事象数は 59,159 となった。
- 検出器の境界から 1.2km 以遠の事象を選択する。残存した事象数は 48,289 となった。
- 天頂角が  $45^\circ$  以内の事象を選択する。残存した事象数は 39,305 となった。
- 再構成されたエネルギーが  $10^{18.8}\text{eV}$  以上である事象を選択する。残存した事象数は 2,032 となった。
- エネルギー損失における  $\chi^2/\text{DoF}$  の値が、5.0 以下である事象を選択する。残存した事象数は 2,019 となった。
- 粒子の到来時間における  $\chi^2/\text{DoF}$  の値が、25.0 以下である事象を選択する。残存した事象数は 2,011 となった。

$\chi^2/\text{DoF}$  の値によって除かれた事象が 21 あるが、これらの除かれた事象のうち、エネルギーが最大である事象は  $2.4 \times 10^{19}\text{EeV}$  である。また、個数分布は概ねエネルギーの-3 乗に比例している (図 8.12 参照)。従って、これらの除かれた事象は、エネルギースペクトルには影響を及ぼさない。

## 8.2 実事象再構成事例

本節では、実事象の再構成事例について述べる。図 8.1, 図 8.2 はそれぞれ、2008 年 8 月 10 日の 12 時 45 分 4 秒 (UTC) に観測された事象、2010 年 8 月 30 日の 20 時 50 分 45 秒 (UTC) に観測された事象である。上記はそれぞれ、再構成後のエネルギーが最も高いもの、2 番目に高いものである。シミュレーションにより生成したモデル関数は、これら 2 つの事象をよく表現していることが分かる。

左上図はエネルギー損失の空間分布である。丸の大きさはエネルギー損失量の対数に比例しており、色は粒子の到来時間を表している。丸の色が青いほど、粒子が早く到来しており、赤いほど粒子が遅く到来している。右上図は粒子の到来時間分布である。丸の大きさや色は左上図と同じである。縦軸は粒子の到来時間に光速を掛けたものである。従って、図中のシャワー平面の傾きは入射角とは直接対応しない。図中での  $45^\circ$  の傾きが、実空間での水平に対応する。左下図はエネルギー損失の横方向分布である。横軸は再構成されたコア位置からの距離であり、赤は測定されたエネルギー損失量、緑は空気シャワーモデル関数によるエネルギー損失量である。黒は飽和または検出器の不調のため、再構成に用いなかったデータである。青は再構成時の残差であり、データから関数値を引いたものを、関数とデータの誤差の二乗和の平方根で割ったものである (後述)。右下図は粒子の到来時間分布である。赤は測定された粒子の到来時間、緑は空気シャワーモデル関数による到来時間である。黒は検出器の不調のため、再構成に用いなかったデータである。左下図では飽和のため用いられなかったデータが用いられていることに注意されたい。青は再構成時の残差であり、デ



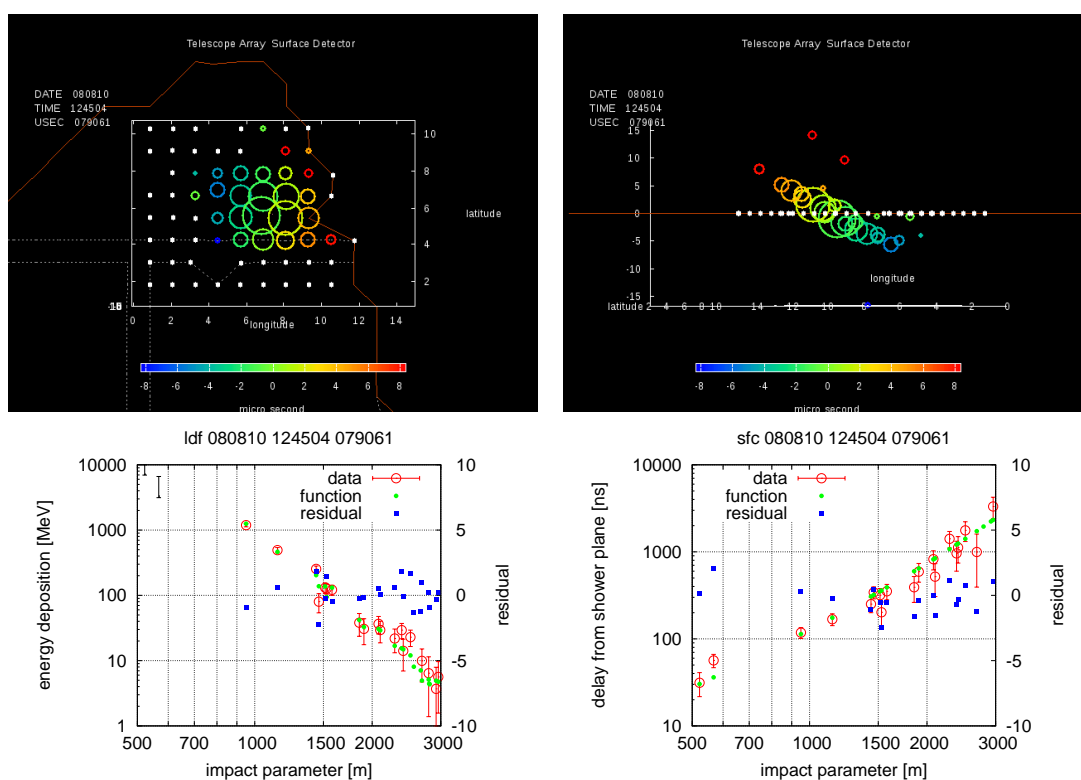


図 8.1: 2008 年 8 月 10 日の 12 時 45 分 4 秒 (UTC) に観測された事象. 再構成されたエネルギーは  $1.6 \times 10^{20}$  eV, 天頂角は 38.1 度, 方位角は 162.1 度である.

ータから関数値を引いたものを, 関数とデータの誤差の二乗和の平方根で割ったものである (後述).

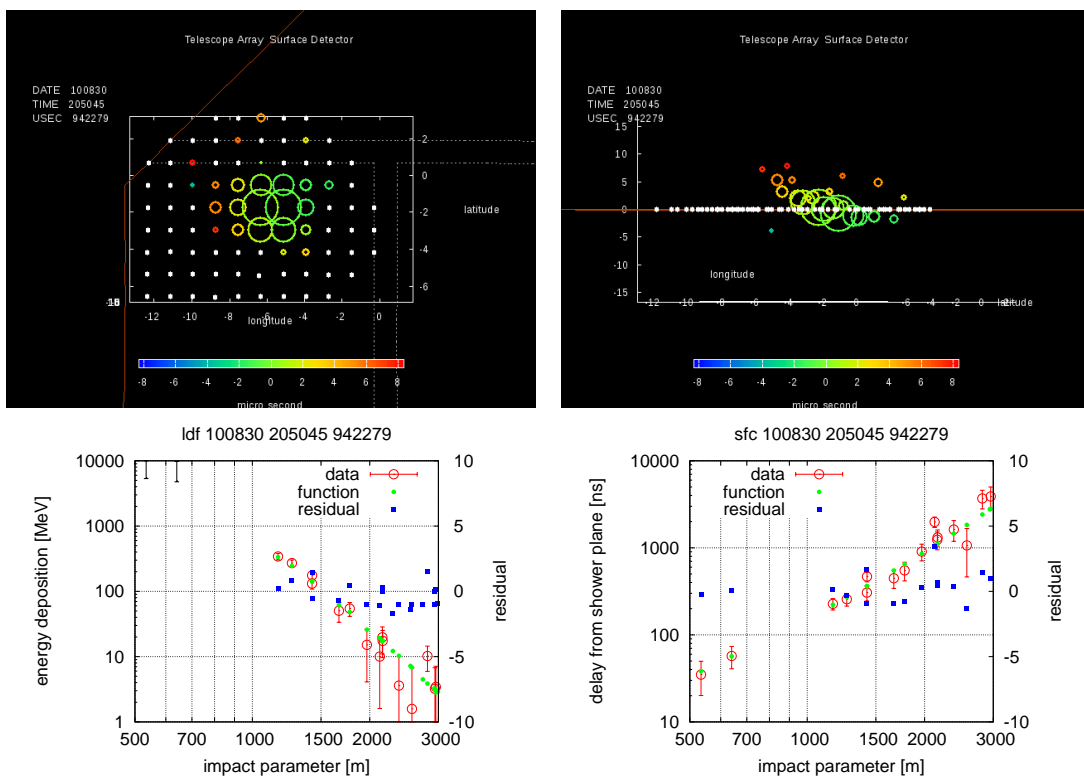


図 8.2: 2010 年 8 月 30 日の 20 時 50 分 45 秒 (UTC) に観測された事象. 再構成されたエネルギーは  $1.1 \times 10^{20}$  eV, 天頂角は 19.7 度, 方位角は 26.4 度である.

図 8.3 は, 適当なエネルギー毎での, 典型的な再構成事例である. 低エネルギーでは十分な粒子数を検出することができないために, データのばらつきが大きくなってしまい, かつデータ点数も少なくなってしまう. これにより, 再構成の精度が高エネルギー側と比較して悪化してしまうものの, モデル関数は事象を良く表現していることが分かる.

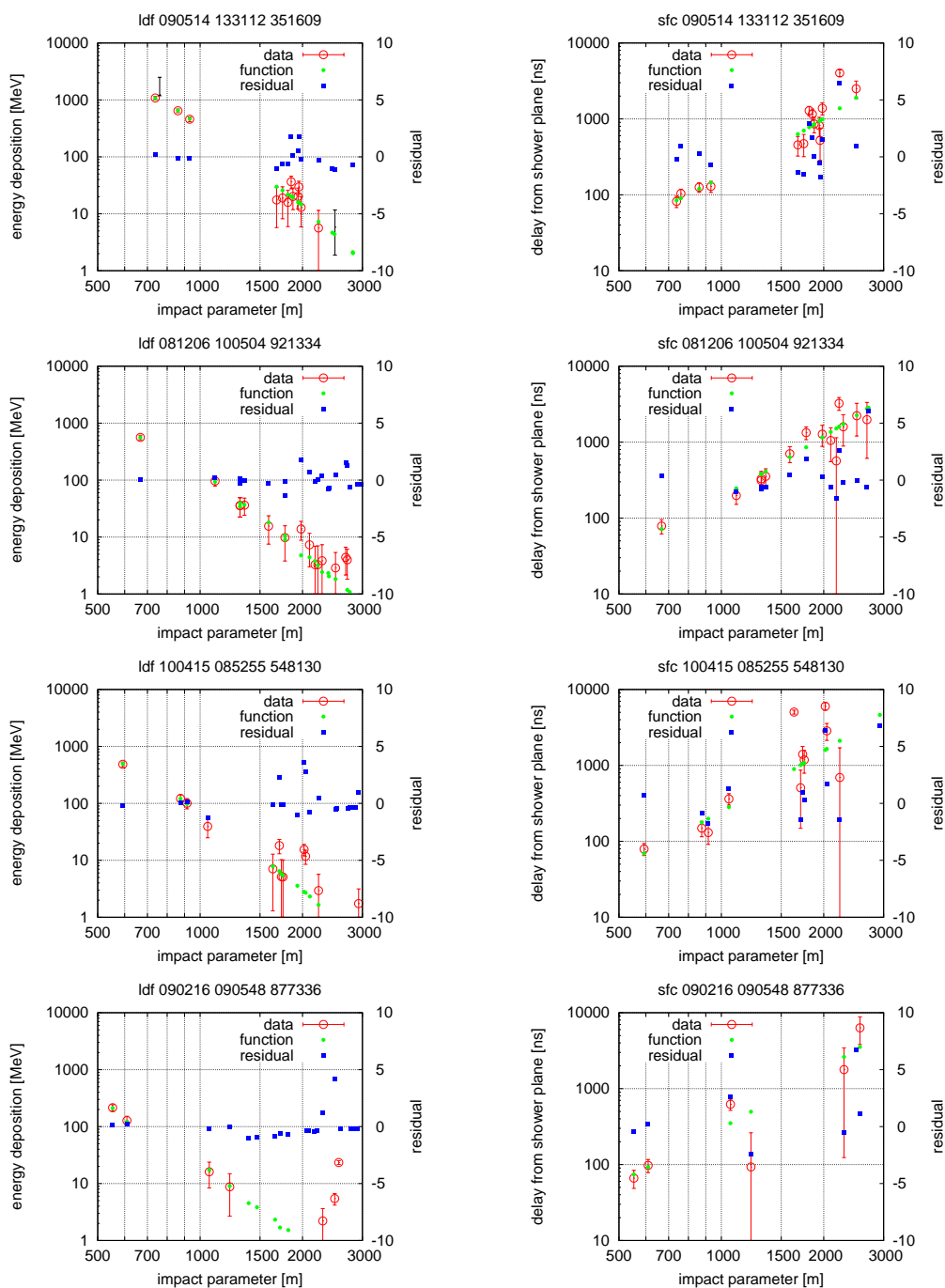


図 8.3: 左図はエネルギー損失の横方向分布, 右図は粒子の到来時間分布である. 上から順に, 再構成後のエネルギーは  $5 \times 10^{19} \text{eV}$ ,  $2 \times 10^{19} \text{eV}$ ,  $1 \times 10^{19} \text{eV}$ ,  $5 \times 10^{18} \text{eV}$  である.  $5 \times 10^{18} \text{eV}$  の事象はデータのばらつきが大きいものの, モデル関数は事象を良く表現している. なお,  $5 \times 10^{18} \text{eV}$  の事象はカットの範囲外であるため, 解析には使用しない. それ以外のエネルギーでは, モデル関数と事象は非常に良く一致している.

## 8.3 実事象の統計情報

再構成された実事象が、統計的に特異な振る舞いをしていないか確認するため、いくつかの観点から簡単な解析を行った。まず、天頂角、方位角について調べた。宇宙線の到来方向は一様分布に従う、つまり、天頂角の分布は  $\cos \theta \sin \theta$  に従い、方位角の分布は一様であると予想される。図 8.4 に、天頂角及び方位角の分布を示す。

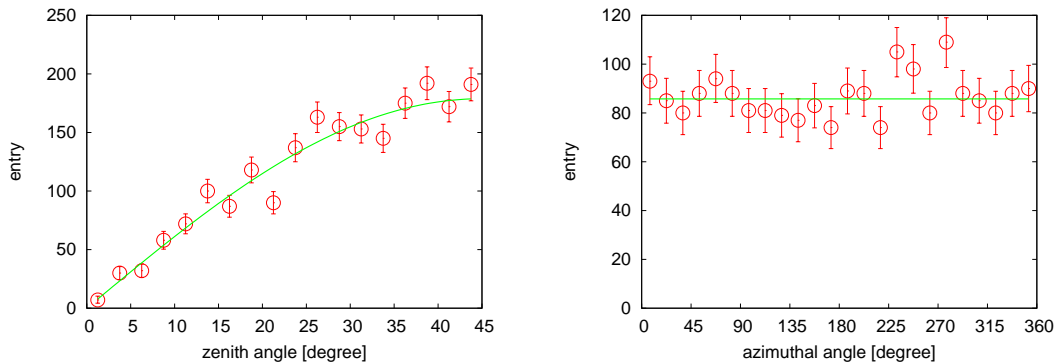


図 8.4: 左図は再構成された実事象の天頂角分布である。横軸は天頂角、縦軸は計数である。実線は分布を  $\cos \theta \sin \theta$  でフィットしたものであり、 $\chi^2$  値を自由度で割ったものの値は、1.61 となった。右図は再構成された実事象の方位角分布である。実線は分布を定数でフィットしたものであり、 $\chi^2$  値を自由度で割ったものの値は、0.91 となった。

天頂角分布、方位角分布は共に一様分布と一致し、有意なバイアスは確認されなかった。

次に、空気シャワーコア位置の分布について調べた。コア位置の分布は一様であると予想されるが、検出器が存在していない場所や、検出器間隔が他よりも広がっている場所についてはその限りではない。図 8.5 にコア位置の分布を示す。

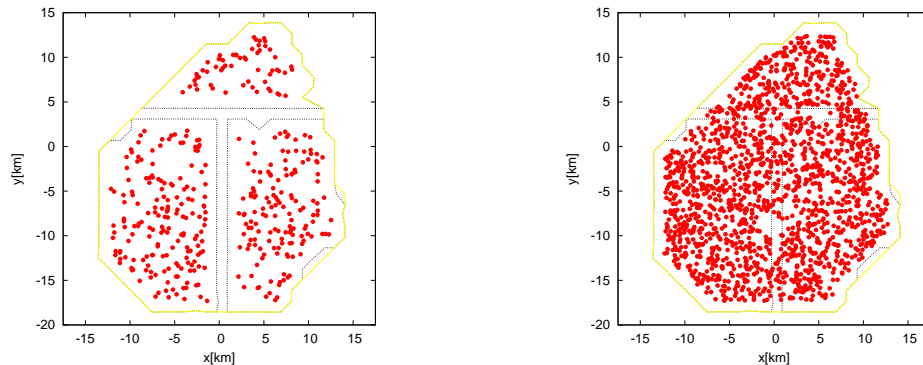


図 8.5: 再構成後の空気シャワーコア位置の分布。左図は境界トリガーが稼働していない期間のデータであり、右図は境界トリガー稼働中のデータである。黒線は各領域の境界を示し、黄線は全領域の境界を示す。左図では各領域の境界から 1.2km 以遠のカットをかけているため、各領域の境界付近には事象が存在しない。

境界トリガーが稼働していない期間のデータは、統計数の不足のためもあり、有意なホットスポットや、不感領域は見受けられない。境界トリガー稼働中のデータには、ホットスポットは見受けられ無いが、北東部と南中央部に不感領域がある。北東部の不感領域は、検出器が置かれていない時期があり、かつ比較的検出器間隔が広がっている場所である。南中央部の不感領域は、検出器の不調と、やはり比較的検出器間隔が広がっているためである。

## 8.4 実データとシミュレーションとの比較

本論文では、エネルギー決定、有効露出量共に全面的にシミュレーションに依拠している。従って、実事象とシミュレーションにより生成された擬似事象との違いは、十分に小さくなければ、正しいエネルギースペクトルを得ることはできない。

本節では、シミュレーションが実際の事象を十分に再現するかどうかを確認するため、いくつかの側面から実データと擬似スペクトルデータとの比較を行う。擬似スペクトルデータのべきは-3.1である。比較は再構成及びカットの結果残った事象についてのみ行った。再構成後のカットは前章に述べたものを使った。

まず、隣接してトリガーした検出器の台数について、比較を行った。隣接する検出器の台数は、エネルギーによるカットの影響を除けば、再構成や、シミュレーションからくるエネルギースケールの違いの影響を受けにくい。スペクトルのべきが変化しなければ、仮にエネルギースケールが変化しても、同じスペクトルとなるためである。比較結果を図8.6に示す。

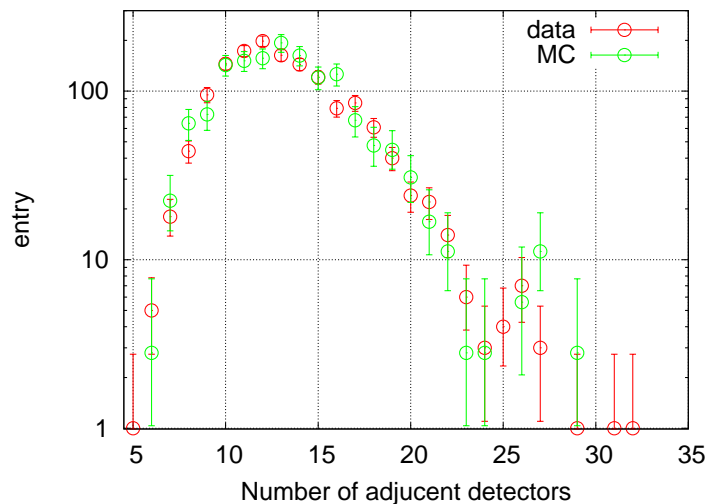


図 8.6: 隣接してトリガーした検出器の台数の分布。赤は実データ、緑はシミュレーションである。横軸は検出器の台数、縦軸は計数である。シミュレーションの計数は、実データと全計数が等しくなるようにスケールさせてある。

この図から明らかな通り、隣接する検出器の台数には、シミュレーションと実事象の間には有意な違いは無い。これは、地表に置ける粒子の広がり、シミュレーションと実事象とで一致している事を意味する。これをより詳細に調べるため、エネル

ギー損失の横方向分布の比較を行った。ただし、エネルギーや入射角が事象毎に異なるため、モデル関数からの残差について比較を行った。残差はエネルギー損失のモデル関数を  $Q$ 、エネルギー損失の標準偏差のモデル関数を  $\Delta Q$ 、測定値を  $q$ 、測定値の誤差を  $\delta q$  として、 $(q - Q)/\sqrt{\Delta Q^2 + \delta q^2}$  と定義した。ここでは実データのエネルギー範囲を  $10^{19.5}$  eV から  $10^{20.0}$  eV と区切った。また、擬似スペクトルデータセットの統計量が十分で無いため、別途作成した、エネルギーが  $10^{19.7}$  eV であるデータセットを再構成し、実データと比較した。比較結果を図 8.7 に示す。

実データ、シミュレーション共に、残差の平均は 0、標準偏差は 1 となることが期待されるが、実際にはややずれが生じてしまっている。また、実データとシミュレーションとの間にも、わずかながら違いが認められる。この違いはエネルギーに換算して最大で  $\pm 2.7\%$  であり、十分に小さい。ここでの誤差は、7.2.4 で述べた系統誤差に既に含まれているため、最終的な系統誤差の要因には含まない。

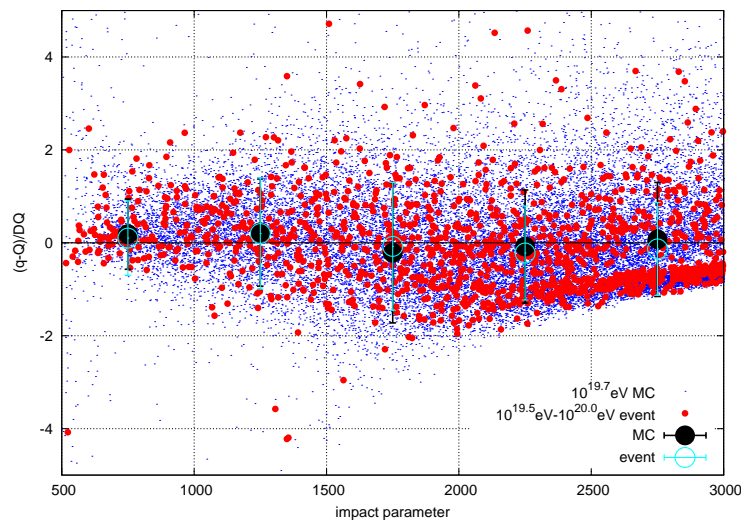


図 8.7: エネルギー損失量のモデル関数からの残差。赤点は実データ、青点はシミュレーションである。水色点、黒点はそれぞれ実データ、シミュレーションを 500m おきに平均したものであり、誤差棒は標準偏差を表す。右下部分に固まっている分布は、粒子が入射しなかった検出器群である。

次に、再構成の際の  $\chi^2$  分布を比較した。エネルギー損失の横方向分布や、到来時間分布が実データとシミュレーションとで異なっている場合、 $\chi^2$  分布に違いが現れると予想される。結果を図 8.8 に示す。

この図からは、実データとシミュレーションとの間に有意な違いは認められない。

結論として、モデル関数の形状自体は、実データとシミュレーションとの間に大きな違いは無いと言える。ただし、シミュレーションから得られるエネルギースケールが正しいとは、本節での比較からは言えない。

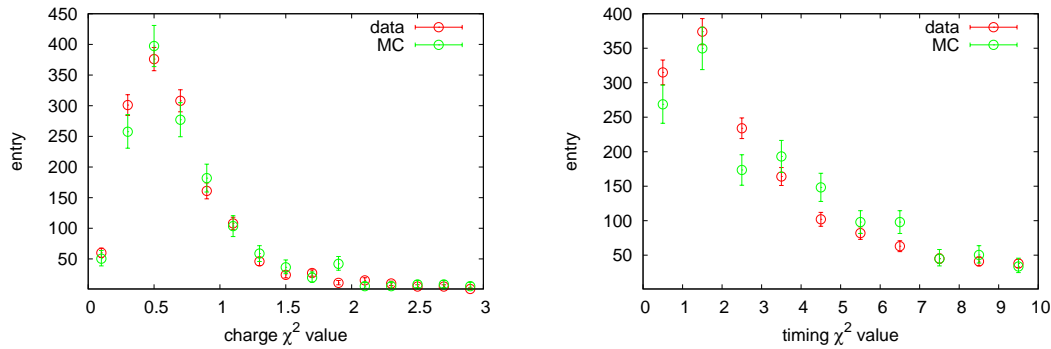


図 8.8: 右図はエネルギー損失の  $\chi^2$  値の分布, 左図は到来時間の  $\chi^2$  値の分布である. 赤, 緑はそれぞれ実データ, シミュレーションである.

## 8.5 天頂角分布のエネルギー依存性

地表検出器アレイによって宇宙線のエネルギーを決定する際には, 歴史的には, 等天頂角法 (Constant Intensity Cut)[27] という方法が採られてきた. これは, 宇宙線は**エネルギーによらず** 一様等方から飛来するという仮定の元に, 大気による減衰の天頂角依存性を, 実験データから補正するものであり, シミュレーション依存性の小さい大変有効な方法である.

等天頂角法を用いたエネルギー決定の手続きを以下にまとめる.

1. 事象再構成で得られたシャワーサイズ  $S$  の積分分布を, 天頂角  $\theta$  毎に作成する. この際, 宇宙線の流量が  $\theta$  毎に同じとなるよう, つまり  $d(\cos^2 \theta)$  が一定となるようにする. ここでシャワーサイズとは, 空気シャワー軸からある距離だけ離れた位置での, 粒子数密度である. シャワー軸からの距離は, AGASA では 600m, Auger では 1000m であり,  $S_{600}$  や  $S_{1000}$  と呼ばれる.
2. 得られたシャワーサイズの積分分布  $F(S, \theta)$  は, 大気による減衰がなければ, 統計誤差の範囲で全て一致するはずである. しかし, 実際には大気による減衰は天頂角依存性を持つため, 積分スペクトルは天頂角毎に異なる.
3. シャワーサイズの積分スペクトルが全ての天頂角で同じになるように,  $\theta$  毎に  $S$  を補正する減衰関数  $n(\theta)$  を計算する. つまり, ある天頂角  $\theta_0$ , あるシャワーサイズ  $S_0$  での積分フラックスの値  $F_0$  を基準として,  $F_0 = F(S_0/n(\theta), \theta) = F(S_0, \theta_0)$  を  $n(\theta)$  について解く.  $F_0$  は  $S_0$  と  $\theta_0$  が決まれば一意に求まる量である. 基準となる天頂角  $\theta_0$  は, AGASA では  $0^\circ$ , Auger では  $38^\circ$  である.
4.  $S_0$  と入射粒子のエネルギーとの対応関係  $E(S_0)$  を, シミュレーションないし他の測定から決定する.
5. 測定によって得られた  $S$  を, 減衰関数  $n(\theta)$  で割り,  $E(S_0)$  を用いてエネルギーを決定する.

しかし, 等天頂角法は, 大気による減衰の天頂角依存性が, エネルギーによって変わらないという, 本質的な欠陥を含んでいる. 高エネルギー側では, 測定から減衰関



数を決めることができないため、統計の多い低エネルギー側で決まった減衰関数を、高エネルギー側にも適用させる必要がある。エネルギーが十分に近ければ、上記の方法による誤差は軽微であるが、2桁以上エネルギーが異なるような場合に等天頂角法を用いる際には、減衰関数のエネルギー依存性に十分な注意が必要となる。

今回の解析では、減衰の天頂角依存性まで含めてシミュレーションで求めているため、等天頂角法は採らない。ただし、一様等方仮説が正しいか否かの確認 (Constant Intensity Test) をすることは出来る。図 8.9 に、エネルギー毎の天頂角分布を示す。

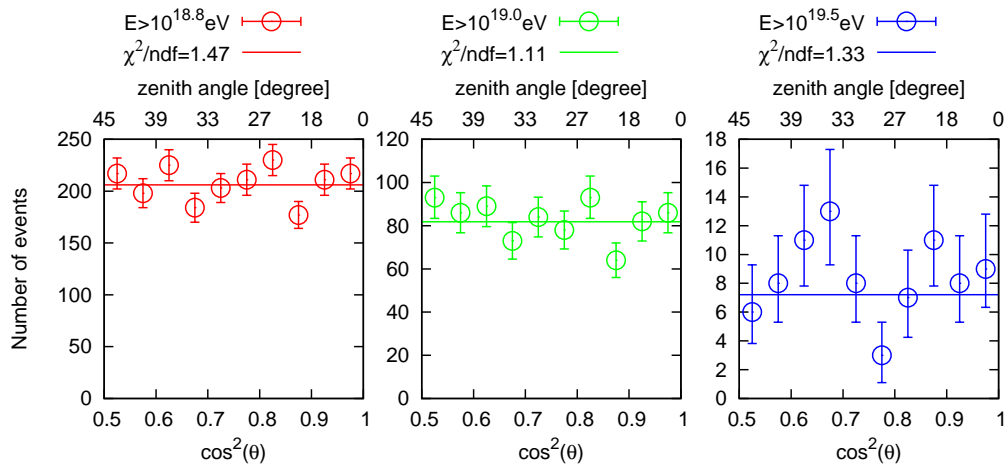


図 8.9: Constant Intensity Test の結果. 左図, 中図, 右図はそれぞれ, エネルギーが  $10^{18.8} \text{ eV}$  以上,  $10^{19.0} \text{ eV}$  以上,  $10^{19.5} \text{ eV}$  以上での天頂角分布である. ただし横軸は天頂角の余弦の二乗値であり, 縦軸は計数である. 一様等方に粒子が入射している場合, この分布は平坦になる. 図中の実線は定数でフィットした結果であり,  $\chi^2$  を自由度で割った値は左から順に 1.47, 1.11, 1.33 となった. これは一様等方分布と矛盾の無い結果である.

Constant Intensity Test により, 粒子の天頂角分布はエネルギーによらず一様等方であることが分かった.

次に, AGASA と同様に等天頂角法を用いた場合のエネルギー毎の天頂角分布を求めた. ここでは, 空気シャワー軸からの距離が 800m での点における, エネルギー損失量の平均値  $S_{800}$  が, 入射粒子のエネルギーに比例すると仮定して, 再構成されたエネルギーをリスケールすることにより求めた. また, 基準とするエネルギー, 角度は AGASA と同じく  $10^{18.3} \text{ eV}$ , 鉛直とし, 回転角依存性については, 平均をとることとした. 図 8.10 に, シミュレーションから得られたエネルギー毎の減衰関数の形状, 及びリスケールの値を示す.

図から分かるように, エネルギーが  $10^{18.3} \text{ eV}$  から離れるほど, また, 天頂角が大きくなるほど, リスケールの値が大きくなること分かる.

等天頂角法を用いた場合の Constant Intensity Test の結果を図 8.11 に示す.  $10^{18.8} \text{ eV}$  以上と  $10^{19.0} \text{ eV}$  以上では, 等天頂角法を用いない場合に対して  $\chi^2$  値が悪化した.



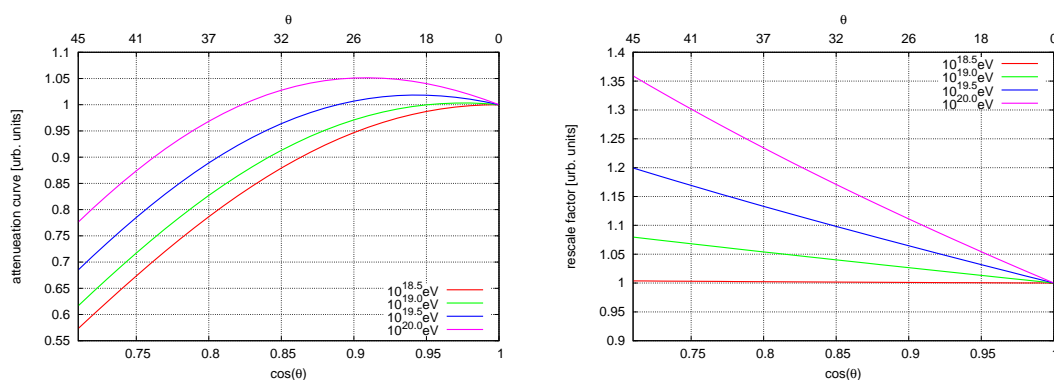


図 8.10: , 左図は減衰関数, 右図はリスケールに用いた値である. 横軸は共に天頂角の余弦, 赤, 緑, 青, 紫はそれぞれ  $10^{18.5}\text{eV}$ ,  $10^{19.0}\text{eV}$ ,  $10^{19.5}\text{eV}$ ,  $10^{20.0}\text{eV}$  での値である.

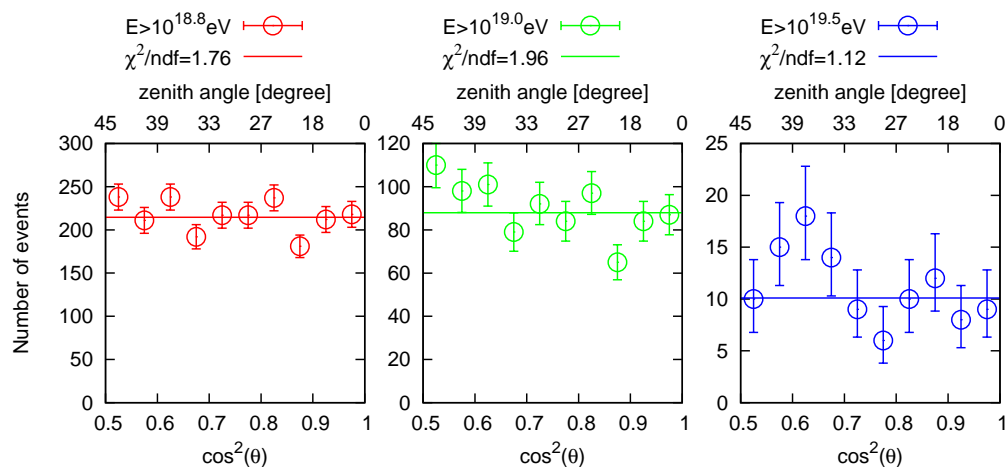


図 8.11: 等天頂角法を用いた場合の Constant Intensity Test の結果. 左図, 中図, 右図はそれぞれ, エネルギーが  $10^{18.8}\text{eV}$  以上,  $10^{19.0}\text{eV}$  以上,  $10^{19.5}\text{eV}$  以上での天頂角分布である. ただし横軸は天頂角の余弦の二乗値であり, 縦軸は計数である. 一様等方に粒子が入射している場合, この分布は平坦になる. 図中の実線は定数でフィットした結果であり,  $\chi^2$  値を自由度で割った値は左から順に 1.76, 1.96, 1.12 となり, この様な  $\chi^2$  値の出現確率は 7%, 4%, 34% となった.

## 8.6 エネルギースペクトル

本節では, 順に微分エネルギースペクトルの作成, 微分エネルギースペクトルの評価, 他実験との比較, 積分エネルギースペクトル, 積分数スペクトルの評価について述べる.

### 8.6.1 エネルギースペクトルの作成

再構成事象を用いて、エネルギースペクトルを作成した。エネルギースペクトルの作成手順は、7.4 節で述べた。まず、図 8.12 に、事象数のヒストグラムを示す。

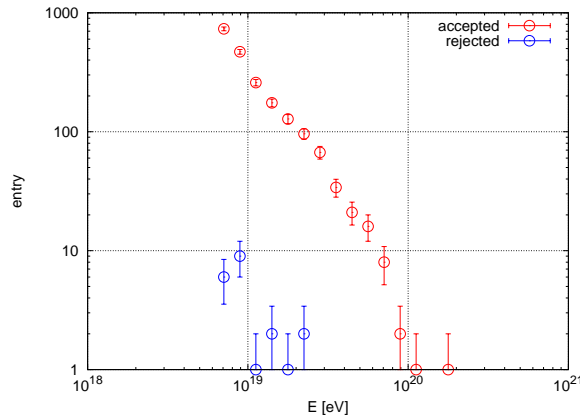


図 8.12: 再構成事象の、エネルギーによる個数スペクトル。誤差棒は 68% 信頼区間を示す。横軸はエネルギーであり、ヒストグラムのきざみ幅は対数きざみで 0.1 である。縦軸は計数である。赤は再構成後のカットで残ったもの、青は  $\chi^2/\text{DoF}$  値のカットで除外されたものである。

次に、露出量を用いて上記のヒストグラムをエネルギースペクトルに変換した。エネルギー分解能による補正前後の結果を図 8.13 に示す。今後は、補正後のエネルギースペクトルを、単にエネルギースペクトルと呼ぶ。

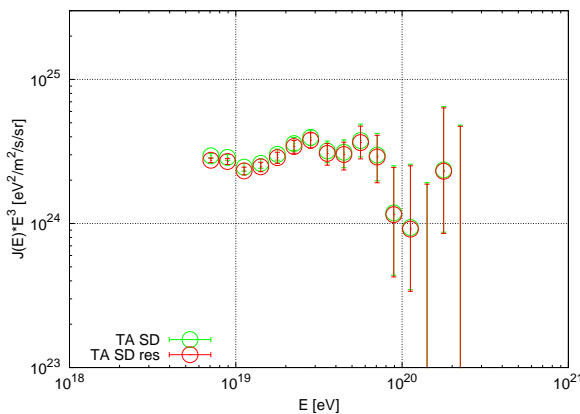


図 8.13: テレスコープアレイ地表検出器による、極高エネルギー宇宙線の微分エネルギースペクトル。横軸はエネルギー [eV]、縦軸は微分フラックスにエネルギーの 3 乗を掛けたものである。緑はエネルギー分解能の補正前のスペクトル、赤は補正後のスペクトルである。わずかではあるがスペクトルのべきが変化している。

### 8.6.2 エネルギースペクトルの評価

エネルギースペクトルの構造を評価するため、エネルギースペクトルを、2つのべき関数、3つのべき関数を用いてフィットした。フィットには誤差項にポアソン確率分布を用いて  $\chi^2$  を最小化する方法を用いた。結果を図 8.14 に示す。また、べきが変化するエネルギーのしきい値も、フィットのパラメータとした。

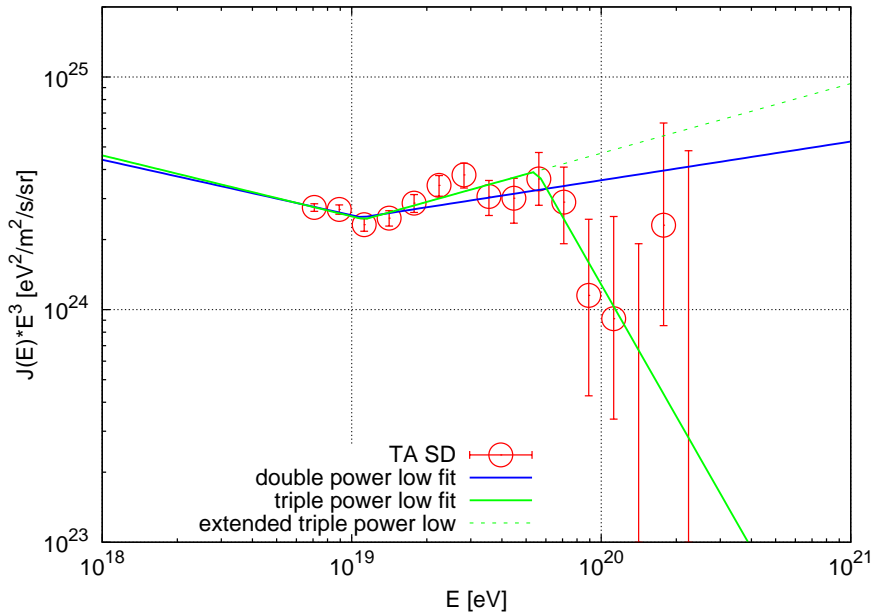


図 8.14: エネルギースペクトルをべき関数を用いてフィットした結果。青は2つのべき関数、緑は3つのべき関数を用いてフィットした結果である。横軸はエネルギー、縦軸は微分フラックスにエネルギーの3乗を掛けたものである。フィット結果の詳細は本文参照。

2つのべき関数を用いた場合、べきは  $10^{19.03 \pm 0.14}$  [eV] 以下で  $-3.24 \pm 0.36$ 、それ以上で  $-2.83 \pm 0.09$  となった。  $\chi^2$  値は 16.4、自由度は 11 であり、このような  $\chi^2$  値の出現確率は 12.7% となった。

3つのべき関数を用いた場合、べきは  $10^{19.05 \pm 0.06}$  [eV] 以下で  $-3.27 \pm 0.15$ 、  $10^{19.72 \pm 0.07}$  [eV] 以下で  $-2.68 \pm 0.11$ 、それ以上で  $-5.6 \pm 1.1$  となった。  $\chi^2$  値は 7.6、自由度は 9 であり、このような  $\chi^2$  値の出現確率は 74.9% となった。

3つのべき関数を用いたフィットがより良い結果となったが、2つのべき関数を用いても、エネルギースペクトルを表現できることが分かった。

また、図 1.1 に示されているように、他の実験では、  $10^{18.5}$  eV 付近では  $10^{19.5}$  eV 付近と比べて明らかにスペクトルのべきが変化しており、エネルギースペクトルを単一のべき関数で評価するのは不適切であるため、ここでは評価を行わないこととした。

## 8.6.3 他実験との比較

本節では、前節で得られたエネルギースペクトルを、他の実験で得られた結果と比較する。結果を図 8.15 に示す。

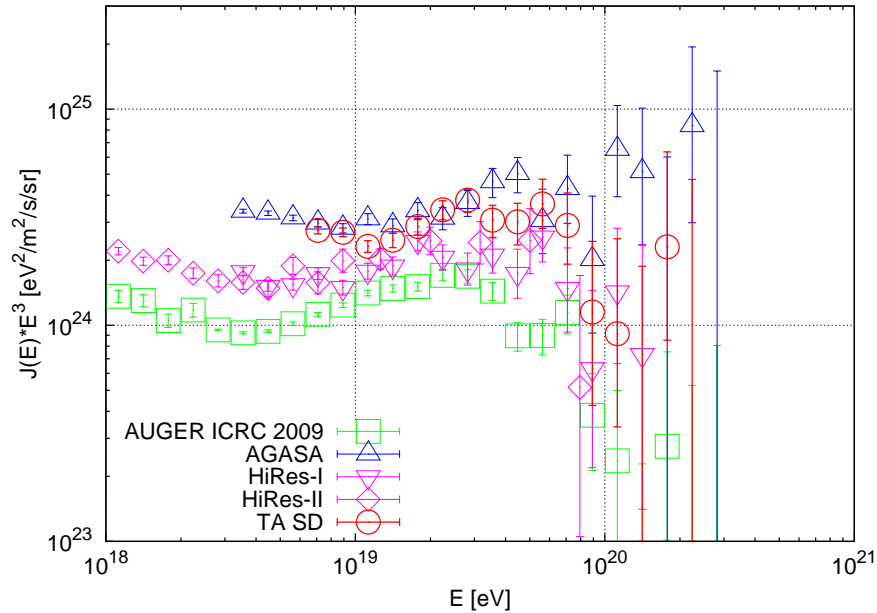


図 8.15: 極高エネルギー宇宙線エネルギースペクトル. 赤はテレスコープアレイ地表検出器によるもの, 青は AGASA 実験によるもの, 紫が HiRes 実験によるもの, 緑が Auger 実験によるものである. 横軸はエネルギー, 縦軸は微分フラックスにエネルギーの 3 乗を掛けてある. 事象の存在しないビンでの誤差棒は, AGASA 実験は 90% 信頼区間, それ以外の実験は 68% 信頼区間を示している.

また, 各実験のエネルギースケールの違いを理解するため,  $10^{18.8}\text{eV}$  から  $10^{19.2}\text{eV}$  の範囲での平均フラックスが一致するように, 各実験のエネルギースケールを変化させた. 結果を図 8.16 に示す.

地表検出器のエネルギースケールの系統誤差は,  $10^{19}\text{eV}$  において  $+8.9 - 17\%$ ,  $10^{20}\text{eV}$  において  $+14 - 30\%$  である (後述). AGASA 実験では  $\pm 18\%$ [37], HiRes 実験では  $\pm 15\%$ [38], Auger 実験では  $\pm 22\%$ [6] と見積もられている. この図から,  $10^{18.8}\text{eV}$  から  $10^{20.0}\text{eV}$  までの地表検出器によるエネルギースペクトルは, AGASA 実験, HiRes 実験, Auger 実験と互いの系統誤差の範囲内で一致していることが分かる.

次に, 前節で得られた, エネルギースペクトルのフィットパラメータを, 他実験と比較した. 結果を表 8.1 に示す.

べきの値は, 他実験と誤差の範囲内で一致している.  $E_2$  は HiRes 実験, Auger 実験と誤差の範囲内で一致している.  $E_1$  は AGASA 実験とは一致したものの, HiRes 実験, Auger 実験とは一致しなかった. これは, フィットに用いたデータの最低エネルギーが他実験と異なる事に起因していると考えられる.

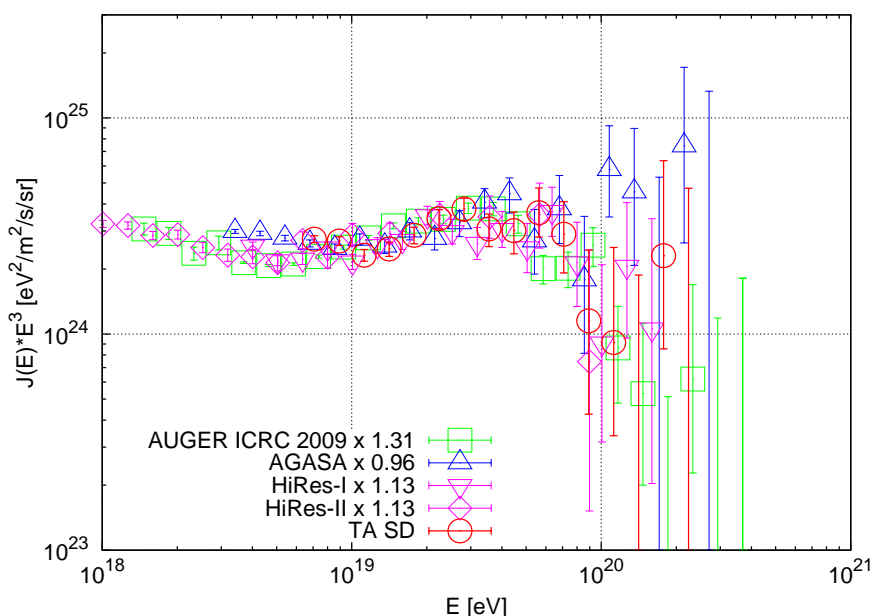


図 8.16: 極高エネルギー宇宙線エネルギースペクトル. 赤は望遠鏡アレイ地表検出器によるもの, 青は AGASA 実験のエネルギースケールを 4% 小さくしたもの, 紫が HiRes 実験のエネルギースケールを 16% 大きくしたもの, 緑が Auger 実験のエネルギースケールを 34% 大きくしたものである. 横軸はエネルギー, 縦軸は微分フラックスにエネルギーの 3 乗を掛けてある.

	$E_1$ [eV]	$E_2$ [eV]	$\gamma_1$	$\gamma_2$	$\gamma_3$	$E_{1/2}$ [eV]
TASD double	$10^{19.04 \pm 0.14}$		$3.24 \pm 0.31$	$2.83 \pm 0.10$		
TASD triple	$10^{19.05 \pm 0.06}$	$10^{19.74 \pm 0.10}$	$3.26 \pm 0.14$	$2.70 \pm 0.10$	$4.9 \pm 1.5$	$10^{19.72 \pm 0.06}$
AGASA double	$10^{19.01}$		3.16	$2.78^{+0.25}_{-0.33}$		
HiRes triple	$10^{18.75 \pm 0.05}$	$10^{19.75 \pm 0.04}$	$3.25 \pm 0.01$	$2.81 \pm 0.03$	$5.1 \pm 0.7$	$10^{19.73 \pm 0.07}$
Auger triple	$10^{18.61 \pm 0.01}$	$10^{19.46 \pm 0.03}$	$3.26 \pm 0.04$	$2.59 \pm 0.02$	$4.3 \pm 0.2$	$10^{19.61 \pm 0.03}$

表 8.1: エネルギースペクトルのフィットパラメータ及び  $E_{1/2}$  の値 (後述). double は 2 つのべき関数でフィットした結果, triple は 3 つのべき関数でフィットした結果を表す.  $E_1$ ,  $E_2$  はべきが変化するエネルギーしきい値,  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$ ,  $\gamma_3$  はそれぞれエネルギーが  $E_1$  以下におけるスペクトルのべき,  $E_1$  以上  $E_2$  以下におけるスペクトルのべき,  $E_2$  以上におけるスペクトルのべきである.

#### 8.6.4 等天頂角法を用いたエネルギースペクトル

8.5 節と同様, AGASA との比較のため, 等天頂角法を用いてエネルギーをリスケールしたのちに, エネルギースペクトルを作成した. 結果を図 8.17 に示す. 図から分か

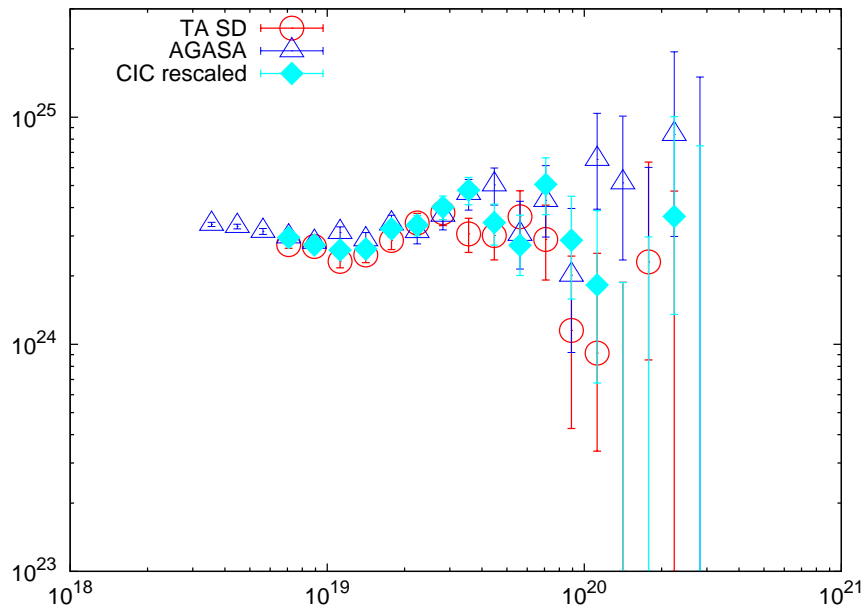


図 8.17: 赤は望遠鏡アレイ地表検出器によるエネルギースペクトル, 水色は等天頂角法を用いたエネルギースペクトル, 青は AGASA によるエネルギースペクトルである. 横軸はエネルギー, 縦軸はフラックスにエネルギーの 3 乗を掛けたものである.

るように, 等天頂角法を用いてリスケールすると,  $10^{20}$  eV 以下では, AGASA と良く一致するようになった.  $10^{20}$  eV 以上の統計数は, 元々の TASD では 2, リスケール後は 3, AGASA では 11 であり, AGASA の値に近づく結果となった. 互いの統計誤差の範囲内で一致してはいるが, 最高エネルギー事象については, 統計数が不足している.

### 8.6.5 積分エネルギースペクトル

微分エネルギースペクトルを, エネルギーを用いて積分し, 積分エネルギースペクトルを得た. 結果を 8.18 に示す. 微分エネルギースペクトルでは明確ではなかったが, 積分エネルギースペクトルでは明らかに, 高エネルギー側でフラックスが減少していることが分かる.

### 8.6.6 積分数スペクトル

積分エネルギースペクトルに露出量を掛け, 積分数スペクトルを得た. 同時に, 微分スペクトルのフィットの結果得られた,  $10^{19.05}$  eV から  $10^{19.72}$  eV におけるべき関数を積分数スペクトルに変換した. 変換の結果, べき関数の個数が 2 つ, 3 つの場合, 積分数スペクトルはそれぞれ  $5.1 \times 10^{37} E^{-1.83} [1/\text{m}^2/\text{s}/\text{sr}]$ ,  $6.4 \times 10^{34} E^{-1.68} [1/\text{m}^2/\text{s}/\text{sr}]$  となった. 得られた積分数スペクトルを, 図 8.19 に示す. 先に述べた通り, 微分エネルギースペクトルのフィットでは, べき関数が 3 つの場合が最良の結果となっており,

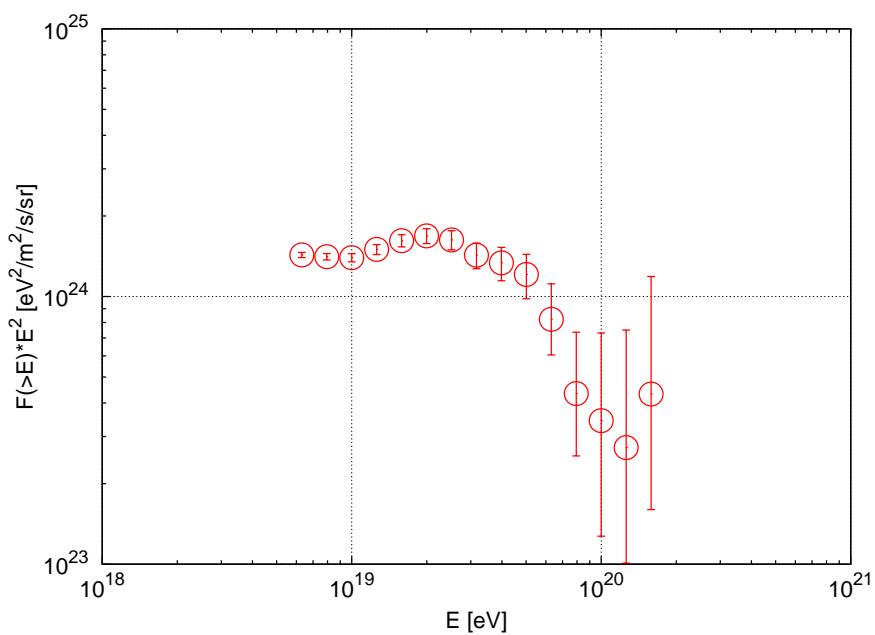


図 8.18: テレスコープアレイ地表検出器による積分エネルギースペクトル. 横軸はエネルギー, 縦軸はフラックスにエネルギーの2乗を掛けたものである.

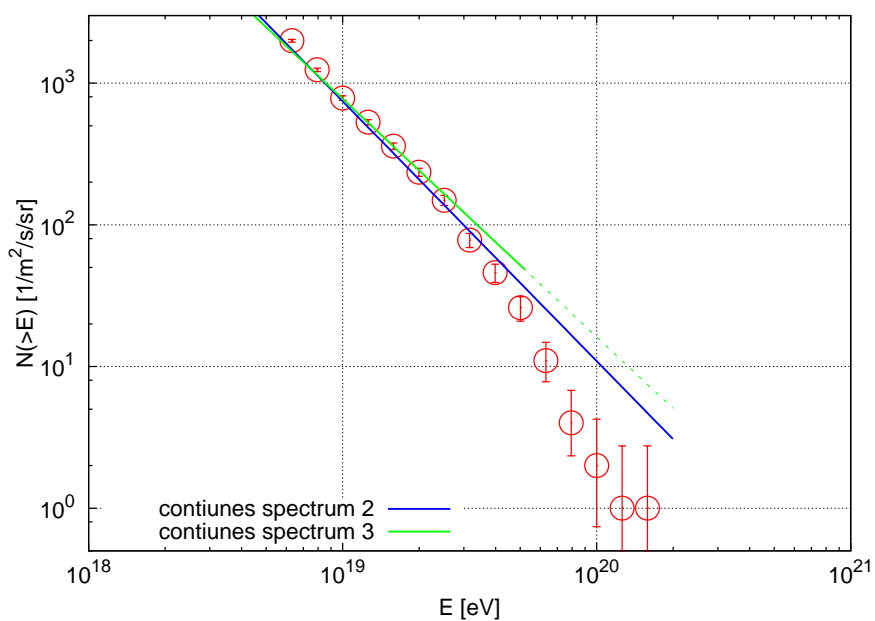


図 8.19: テレスコープアレイ地表検出器による積分数スペクトル. 横軸は, エネルギー, 縦軸は計数である. 青, 緑はそれぞれ2つのべき関数から得られたもの, 3つのべき関数から得られたものである. 詳細は本文参照.

$10^{19.72}\text{eV}$  をしきい値として、べきが変化していた。 $10^{19.72}\text{eV}$  以上での観測数は、18であった。これに対し、フィットの結果得られたべき関数から計算される  $10^{19.72}\text{eV}$  における期待値は、べき関数の個数が2つ、3つの順に、36.1, 48.5であり、この期待値に対してフラックスが18以下となる確率は、それぞれ  $6.8 \times 10^{-4}$ ,

$4.7 \times 10^{-7}$  となった。この確率をシグマ基準で表現すると、それぞれ3.2シグマ、4.7シグマである。スペクトルが  $10^{19.72}\text{eV}$  を超えても同じべきで続いている、つまりカットオフが存在しないという仮説は、2つのべき関数でスペクトルを表現した場合には3.2シグマで、3つのべき関数でスペクトルを表現した場合には4.7シグマで棄却されることが分かる。

## 8.7 系統誤差の見積り

ここまで、高エネルギー原子核相互作用は QGSjet-II に従い、入射核種は陽子であると仮定してデータの解析を行ってきた。この仮定に基づけば、エネルギースペクトルにカットオフが存在しないという仮説は有意に棄却出来ることがわかった。ただし、本論文における解析は全面的にモンテカルロシミュレーションに依拠しているため、それに起因する系統誤差を評価する必要がある。また、シミュレーションに起因する誤差と比べて十分小さいものの、検出器の較正に起因する系統誤差も評価する必要がある。

本節では順に、検出器の較正に起因する系統誤差、モンテカルロシミュレーションに起因する系統誤差、露出量の系統誤差について述べる。

### 8.7.1 検出器の較正に起因する系統誤差

検出器の較正に起因する系統誤差としては、FADC カウント値からエネルギー損失への変換係数に起因するものと、検出器のリニアリティーに起因するものがある。第5章で述べた通り、エネルギー損失への変換係数は、 $\pm 3\%$ の精度で得られており、リニアリティーによる系統誤差は、5%以内に抑えられている。また、リニアリティーによる系統誤差は、エネルギーを過小評価する方向にのみ加わり、過大評価する方向には加わらない。従って、検出器の較正に起因する系統誤差は、表8.2のようになる。

エネルギー損失への変換係数	$\pm 3\%$
リニアリティー	+5%
計	+6 - 3%

表 8.2: 検出器の構成に起因するエネルギーの系統誤差。計は各値の二乗和の平方根である。

### 8.7.2 モンテカルロシミュレーションに起因する系統誤差

モンテカルロシミュレーションに起因する系統誤差として、再構成及びモデル関数に起因する系統誤差、高エネルギー原子核相互作用モデルに起因する系統誤差、入射核種に起因する系統誤差、空気シャワーシミュレーションコードに起因する系統誤差



がある。再構成及びモデル関数に起因する系統誤差は、7.2.4 節で述べた通り、 $\pm 5\%$ である。

相互作用モデルに起因する系統誤差を評価するため、エネルギーが  $10^{19}\text{eV}$  と  $10^{20}\text{eV}$  の場合で、相互作用モデルとして DPMjet3, 入射粒子として陽子を用いて擬似事象を生成し、再構成及びカットを行った。同様に、入射核種に起因する系統誤差を評価するため、エネルギーが  $10^{19}\text{eV}$  と  $10^{20}\text{eV}$  の場合で、相互作用モデルとして QGSjet-II, 入射粒子として鉄を用いて擬似事象を生成し、再構成及びカットを行った。それぞれの再構成後のエネルギー分布を、図 8.20 に示す。ただし、エネルギーは補正関数 (式 7.12) を用いて補正してある。

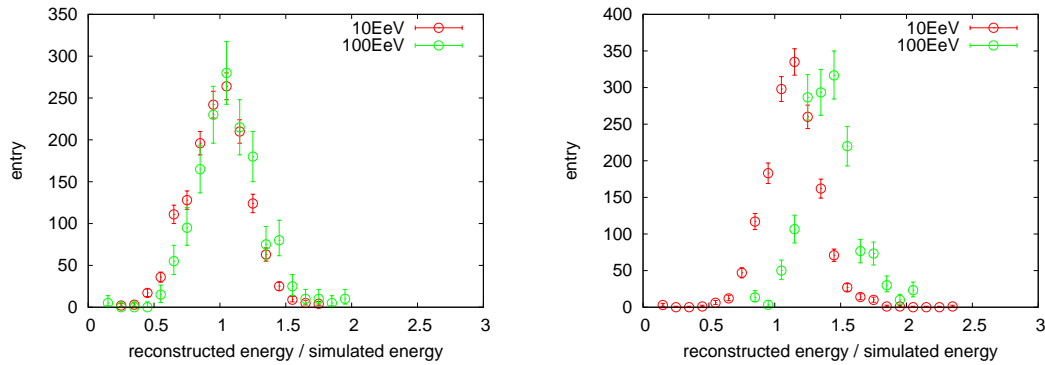


図 8.20: 左図は DPMjet3 を用いて生成した擬似事象の、再構成後のエネルギー分布、右図は鉄を入射核種として生成した擬似事象の、再構成後のエネルギー分布である。赤は入射エネルギーが  $10^{19}\text{eV}$  の場合、緑は入射エネルギーが  $10^{20}\text{eV}$  の場合である。横軸は再構成後のエネルギーを入射粒子のエネルギーで割ったもの、縦軸は計数である。ただし、 $10^{20}\text{eV}$  は、生成した粒子数が  $10^{19}\text{eV}$  と同じになるようにスケールしてある。

再構成後のエネルギーのずれの平均値は、DPMjet3 を用いた場合、 $10^{19}\text{eV}$  で  $-1.7\%$ 、 $10^{20}\text{eV}$  で  $+6.6\%$  となった。また、鉄を用いた場合、 $10^{19}\text{eV}$  で  $+13\%$ 、 $10^{20}\text{eV}$  で  $+40\%$  となった。

次に、空気シャワーシミュレーションコードに起因する系統誤差について調べた。本論文では、空気シャワーシミュレーションコードとして COSMOS を用いているが、望遠鏡アレイ実験では、同時に CORSIKA[28] というシミュレーションコードも用いている。このシミュレーションコードを用いて生成された擬似事象を、再構成し、カットを行った。再構成後のエネルギーの分布を、図 8.21 に示す。

この図から CORSIKA を用いて生成した擬似事象のエネルギーは、 $10^{19}\text{eV}$  付近では  $4\%$  過少評価、 $10^{20}\text{eV}$  付近では  $13\%$  過少評価されることがわかった。

エネルギーの系統誤差は、これまでに得られた値の逆数で得られる。つまり、擬似事象が  $40\%$  過大評価されるのであれば、系統誤差は  $1/1.40 - 1 = -28.6\%$  となる。モンテカルロシミュレーションに起因する系統誤差をまとめると、表 8.3 の様になる。

### 8.7.3 微分フラックスの系統誤差

$10^{19.1}\text{eV}$  を超えるエネルギーでの露出量は、トリガー及び再構成効率が一定であるため、エネルギーの系統誤差の影響を受けない。高エネルギー側での露出量の系統誤差

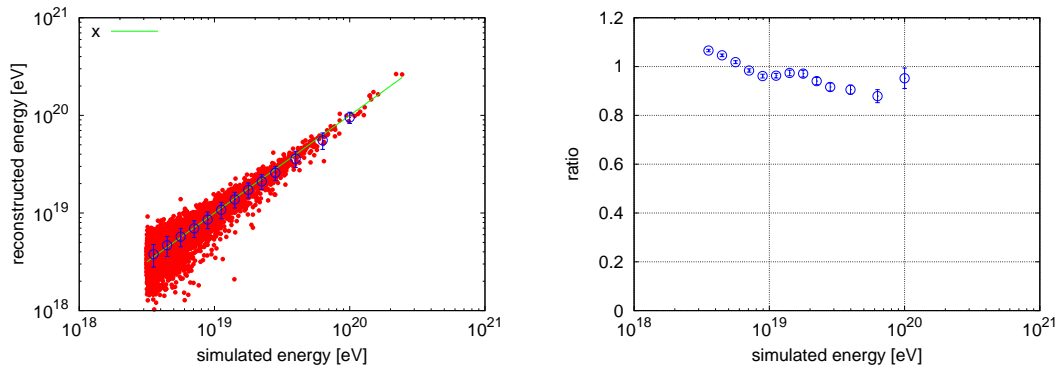


図 8.21: 左図は横軸をシミュレーションで与えたエネルギー, 縦軸を再構成後のエネルギーとした散布図である. 赤は各事象の結果, 青は各エネルギー毎の平均である. 青の誤差棒は標準偏差である. 右図は左図の縦軸の値を横軸の値で割ったものである. ここでの誤差棒は, 標準偏差を統計数の平方根で割ったものである.

エネルギー	$10^{19}\text{eV}$	$10^{20}\text{eV}$
再構成とモデル関数	$\pm 5\%$	$\pm 5\%$
相互作用モデル	$+1.7\%$	$-6.2\%$
入射核種	$-12\%$	$-29\%$
シミュレーションコード	$+4\%$	$+15\%$
計	$+6.6 - 13\%$	$+16 - 30\%$
総計	$+8.9 - 13\%$	$+17 - 30\%$

表 8.3: モンテカルロシミュレーションに起因するエネルギーの系統誤差. 計は各値の二乗和の平方根である. 総計は検出器に起因する系統誤差を考慮に入れたものである.

は, 露出量の算出方法の違いから, 7.3 節で  $\pm 2\%$  と見積もった. しかし,  $10^{19.1}\text{eV}$  以下のエネルギーでは, トリガー及び再構成効率が一定でないため, 露出量はエネルギーの系統誤差の影響を受ける. 式 7.15 に前節で計算したエネルギーの系統誤差を適用させると,  $10^{19.0}\text{eV}$  における露出量の系統誤差は,  $+2\%-4\%$  となる. 従って, 微分フラックスの系統誤差は,  $+4\%-2\%$  となる. 結局, 微分フラックスの系統誤差は, 表 8.4 の様になる.

エネルギー	$10^{19}\text{eV}$	$10^{20}\text{eV}$
微分フラックス	$+4 - 2\%$	$\pm 2\%$

表 8.4: 微分フラックスの系統誤差.

# Chapter 9

## 議論

前章までの議論から、エネルギースペクトルにカットオフが存在しないという仮説は、2つのべき関数でスペクトルを表現した場合には3.2シグマで、3つのべき関数でスペクトルを表現した場合には4.9シグマで棄却されることが分かった。

本章では、極高エネルギー宇宙線の起源が陽子であると仮定した場合、鉄であると仮定した場合各々について、期待されるエネルギースペクトルを計算し、それらとテレスコープアレイ地表検出器で得られたエネルギースペクトルとの比較を行う。

### 9.1 陽子起源スペクトルとの比較

本節では、極高エネルギー宇宙線の起源が全て陽子であると仮定した場合に予想されるエネルギースペクトルと、地表検出器で得られたエネルギースペクトルとの比較を行う。

#### 9.1.1 陽子起源スペクトルの計算

陽子は宇宙空間伝播中に宇宙背景輻射 (CMB) と相互作用し、徐々にエネルギーを失う。エネルギー損失のうち支配的なものは、電子陽電子対生成によるものと、パイ粒子生成によるものである。

陽子起源エネルギースペクトルは、式 1-7 で表される (数式は Appendix A 参照)。これらの式は、論文 [29] に準拠している。ただし、加速起源におけるエネルギースペクトルは、宇宙年齢に依らないと仮定した。また、宇宙論パラメータは WMAP[1] で得られた値に変更した。

#### 9.1.2 陽子起源スペクトルを用いたエネルギースペクトルのフィット

地表検出器で得られたエネルギースペクトルを、前節で得られた陽子起源スペクトル ( $n_p(\Gamma_p, 0)$ ) を用いてフィットした。フィットの方法は 8.6 節で述べた方法と同様である。ただし、パラメータは強度のスケール ( $\mathcal{L}_0$ )、加速起源に置けるエネルギースペクトルのべき ( $\gamma_g$ ) の2つとした。フィットの結果を図 9.1 に示す。

フィットの結果、 $\gamma_g$  の値として  $2.655 \pm 0.051$  が得られた。 $\chi^2$  値は 16.6、自由度は 13 であり、このような  $\chi^2$  値の出現確率は 21.8% となった。地表検出器で得られたエ

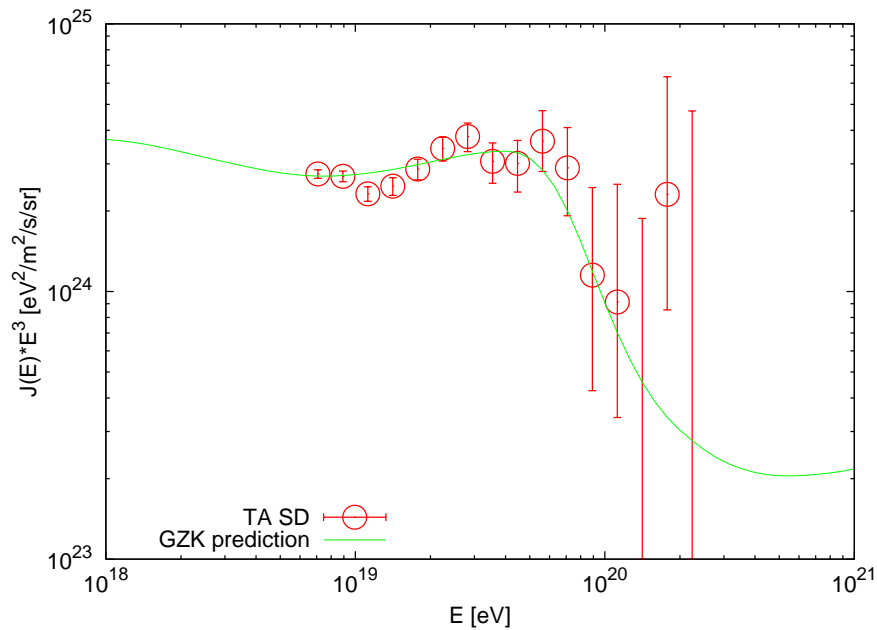


図 9.1: 地表検出器で得られたエネルギースペクトルの、陽子起源エネルギースペクトルでのフィット結果. 赤点はデータ, 緑線はフィットの結果得られた陽子起源スペクトルである.

エネルギースペクトルは、陽子起源スペクトルを用いて良く表現されることがわかった.

カットオフのエネルギースケールを評価する量として、しばしば  $E_{1/2}$ [29] なる量が用いられる. これは観測された積分フラックスが、低エネルギー側からの外挿値 (図 8.14 中の extended triple power law の積分値に対応) の半分になるエネルギーとして定義される. 図 9.2 に、観測されたエネルギースペクトルと、低エネルギー側からの外挿値の比を示す.

地表検出器によって得られた  $E_{1/2}$  の値は  $10^{19.70^{+0.05}_{-0.08}}$  eV となった. 宇宙線の起源を陽子とした場合、 $E_{1/2}$  の値は  $5.3 \times 10^{19} = 10^{19.72}$  eV と予測されており [29], 理論予測値と誤差の範囲で一致する結果となった.

## 9.2 鉄起源スペクトルとの比較

本節では、極高エネルギー宇宙線の起源が全て鉄であると仮定した場合に予想されるエネルギースペクトルと、地表検出器で得られたエネルギースペクトルとの比較を行う.

### 9.2.1 鉄起源スペクトルの計算

原子核は宇宙背景放射及び銀河からの光と相互作用して電子陽電子対生成を起こし、徐々にエネルギーを失う. 同時に、光分解を起こして、より軽い原子核や陽子を生成

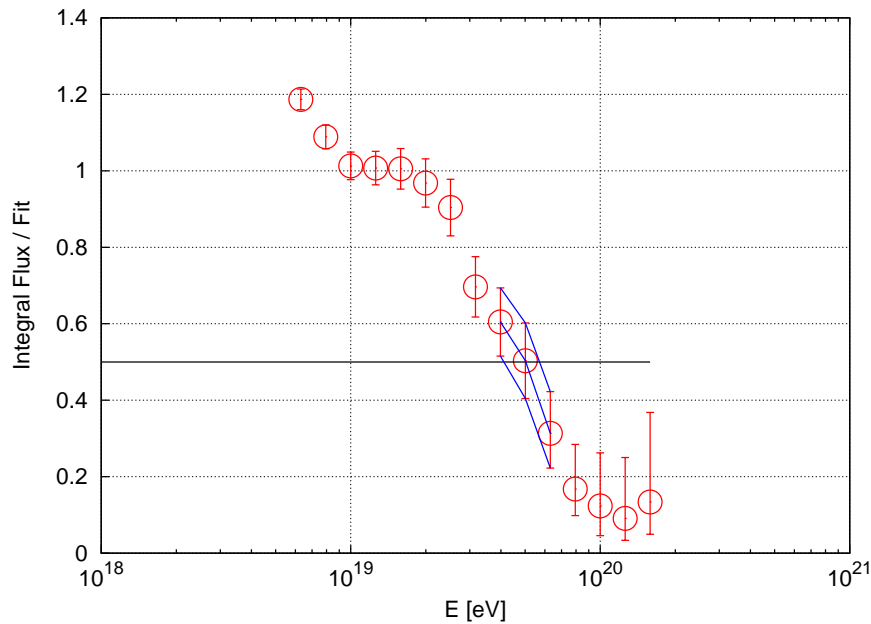


図 9.2: 低エネルギー側からの外挿値と積分フラックスとの比. この比が 0.5 となるエネルギーが,  $E_{1/2}$  の値である.

する.

鉄起源エネルギースペクトルは, 式 8-18 で表される (数式は Appendix B 参照). これらの式は, 論文 [30], [31] に準拠している. ただし, 加速起源におけるエネルギースペクトルは, 宇宙年齢に依らないと仮定した. また, 宇宙論パラメータは WMAP [1] で得られた値に変更し, 銀河からの光強度は論文 [34] の値に変更した. なお, これらの式は以下の仮定に基づいて導出されている.

- 光分解によってガンマファクターは変化しない.
- 同じ質量数の原子核につき安定同位体は 1 種のみとし, 即座に安定同位体に変化するとする. 中性子が放出された場合は即座に陽子に変化するとする.
- 光分解と電子陽電子対生成のみを考慮し, それ以外の相互作用は無視する.
- ヘリウム原子核や, 重水素, 三重水素等の原子核の放出は起こらないものとする.

計算結果は Appendix B を参照されたい.

### 9.2.2 鉄起源スペクトルを用いたエネルギースペクトルのフィット

地表検出器で得られたエネルギースペクトルを, 前節で得られた鉄起源スペクトル ( $n(\Gamma, 0)$ ) を用いてフィットした. ただし, パラメータは強度のスケール ( $\mathcal{L}_0$ ), 加速起源に置けるエネルギースペクトルのべき ( $\gamma_g$ ) の 2 つとし, 誤差項には統計誤差に加え, 光強度の不定性に起因する誤差を用いた. 加速限界は十分高い値として,

$Z_{Fe} \times 10^{21} [\text{eV}] = 2.6 \times 10^{22} [\text{eV}]$  と選んだ。また、原子核組成に起因するエネルギーの系統誤差は無視出来ないため、系統誤差は質量数に比例するとして、計算されたスペクトルを補正した。

フィットの結果を図 9.3 に示す。

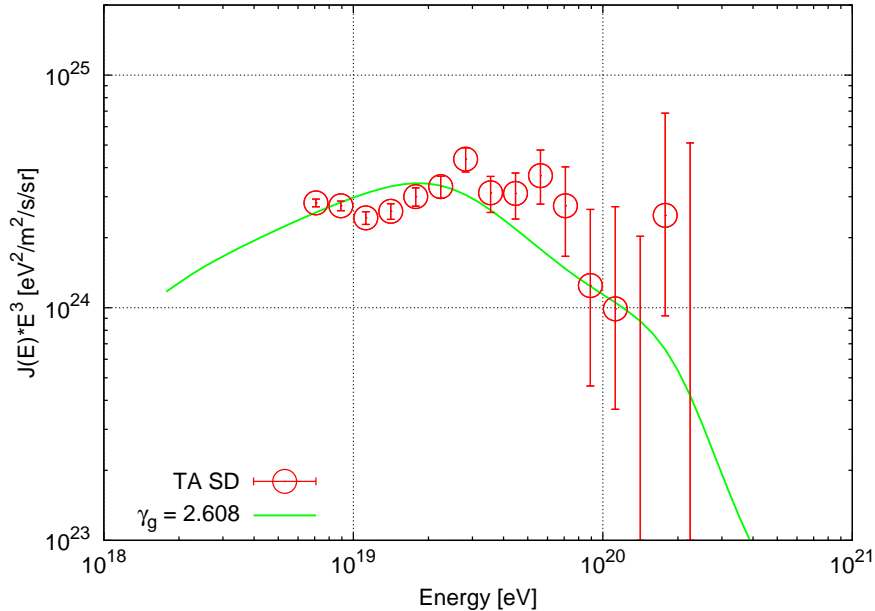


図 9.3: 地表検出器で得られたエネルギースペクトルの、鉄起源エネルギースペクトルでのフィット結果。赤点はデータ、緑線はフィットの結果得られた鉄起源スペクトルである。

フィットの結果、 $\gamma_g$  の値として  $2.608_{-0.088}^{+0.086}$  が得られた。 $\chi^2$  値は 31.3, 自由度は 13 であり、このような  $\chi^2$  値の出現確率は 0.30% ( $2.7\sigma$ ) となった。出現確率は低いものの、棄却できる程度の確率ではない。

鉄起源スペクトルにエネルギーの 3 乗をかけたものは、上に凸のグラフとなっており、 $10^{19.0} \text{eV}$  以下のデータとは明らかに一致しない。このため、フィットの範囲を  $10^{19.0} \text{eV}$  以上に狭めた。フィットの結果を図 9.4 に示す。

フィットの結果、 $\gamma_g$  の値として  $2.138_{-0.082}^{+0.099}$  が得られた。 $\chi^2$  値は 4.60, 自由度は 10 となった。

地表検出器で得られたエネルギースペクトルは、エネルギー範囲を  $10^{19.0} \text{eV}$  以上とすることで、鉄起源スペクトルを用いて良く表現されることがわかった。これは、 $10^{19.0} \text{eV}$  以下では鉄とは別の加速起源ないし加速機構から飛来する陽子の成分が支配的であると解釈することが出来る。

鉄起源スペクトルは、前節で示した陽子起源スペクトルよりも、良く観測データと一致した。ただし、宇宙線の起源を鉄であると仮定することは、以下の 2 点について、疑いがある。

- 加速起源におけるエネルギースペクトルのべきが、2.14 という極めて小さい値となっている。超新星残骸による加速では、スペクトルのべきは 2.8 程度 [35]

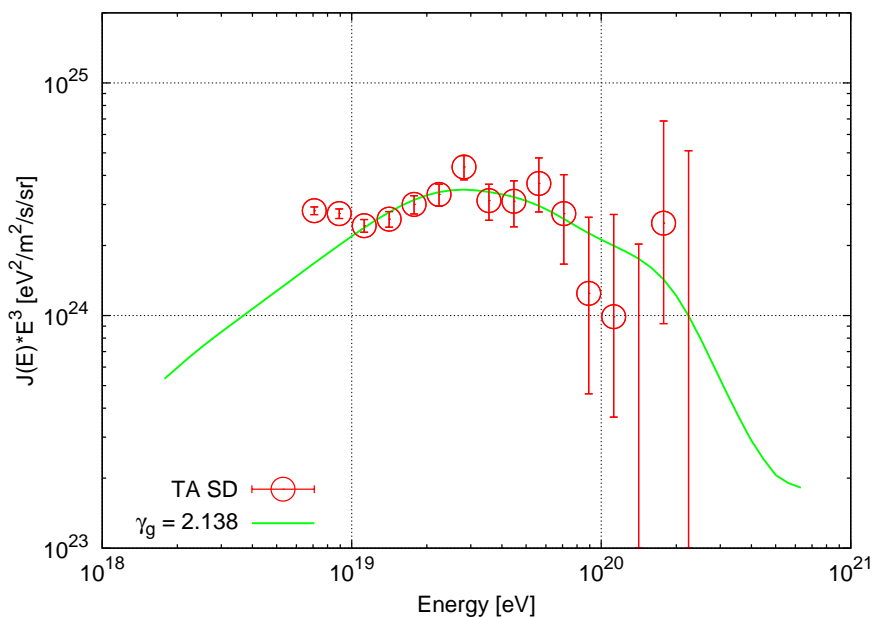


図 9.4: 地表検出器で得られたエネルギースペクトルの、鉄起源エネルギースペクトルでのフィット結果. フィット区間は  $10^{19.0}$  eV 以上である. 赤点はデータ, 緑線はフィットの結果得られた鉄起源スペクトルである.

である. これをはるかに上回る高効率の加速起源が存在しなければならない.

- $10^{19.0}$  eV から  $10^{19.3}$  eV までにおける原子核組成は, 鉄起源スペクトルでは質量数 40 以上の重粒子が支配的である. しかし, テレスコープアレイ大気蛍光望遠鏡を用いた原子核組成の測定では, 原子核組成は陽子が支配的であることが示されている [36].

テレスコープアレイ地表検出器は核種弁別能力を持たないため, これ以上の議論は本論文では困難であるが, 今後の大気蛍光望遠鏡の統計量向上により, 加速起源における宇宙線核種の推定が行われることが期待される.



# Chapter 10

## 結論

テレスコープアレイ検出器は  $900\text{km}^2\text{sr}$  を超える有効検出面積を持つ、現在北半球最大の極高エネルギー宇宙線観測装置である。また、地表検出器は、プラスチックシンチレータを用いたものとしては、史上最大の観測装置であり、AGASA の 5.5 倍の有効検出面積を持つ。

テレスコープアレイ地表検出器は、2008 年 5 月 11 日に定常観測を開始し、稼働率の平均は 97% を超えている。この巨大な有効検出面積と高い稼働率により、わずか 2 年半の観測で、テレスコープアレイ地表検出器は AGASA と同じ積分感度を持つこととなった。

$10^{20}\text{eV}$  以上の極高エネルギー宇宙線は宇宙背景輻射との相互作用でエネルギーを失うため、フラックスは急速に減少する、つまりスペクトルにカットオフがあると予測されている。スペクトルの形状やカットオフのエネルギーを精度よく測定することで、 $10^{20}\text{eV}$  という加速器では実現できないエネルギー領域での特殊相対性理論の検証や、極高エネルギー宇宙線の起源の研究を行うことができる。

AGASA 実験と HiRes 実験のエネルギースペクトルは、カットオフの有無という点で大きく異なっていた。AGASA の結果はカットオフの理論予想を上回るフラックスの存在を示唆し、HiRes の結果はカットオフの存在を示唆していた。Auger 実験でも同じくカットオフの存在が見られ、カットオフの有無の議論には決着がついたように見えるが、Auger 実験のエネルギースケールは、HiRes 実験と同じく大気蛍光望遠鏡に全面的に依拠している。我々は、大気蛍光望遠鏡ではなく、地表検出器のみを用いてエネルギースペクトルを測定した。その時、新しい空気シャワーモデル関数を用いてエネルギースケールを決定した。これは AGASA 実験が、同様な解析手法を用いて再現するかどうか、または、カットオフが異なる測定手法でも見られるかどうかを確認する上で、極めて重要である。

エネルギー再構成のため、空気シャワー軸からの距離と入射角に加え、エネルギーと空気シャワー軸からの回転角の依存性を含む空気シャワーモデル関数を作成した。AGASA 実験で用いられた、等天頂角法を用いたエネルギー決定は、大気による減衰がエネルギーによらないという仮定を含んでいる。我々はこの仮定を用いずに、エネルギー毎に大気による減衰が異なるとして、新たなモデル関数を作成した。このモデル関数を用いた事象再構成の結果、モデル関数は観測データを良く再現しており、エネルギーによらず Constant Intensity が成り立っていることを確認した。

エネルギー決定においては、検出器に起因する系統誤差を、十分に小さくする必要がある。我々はバックグラウンドミュオンを用いた、リアルタイムでの絶対ゲ



イン較正, リニアリティ較正のためのオンラインシステム, 較正手法を開発した. その際, より系統誤差が小さくなるよう, ゲインの較正係数は ADC カウントから単位エネルギー損失量 (MeV) への変換係数とした. これにより, 絶対ゲイン較正に起因する系統誤差は,  $\pm 3\%$ 以下に抑えることができた.

テレスコープアレイ地表検出器で得られたスペクトルには, 高エネルギー側 ( $10^{19.72}\text{eV}$  以上) で有意なカットオフが見られた. スペクトルにカットオフが存在しないという仮説は, 2つのべき関数モデルを用いた場合には有意度 3.2 シグマで, 3つのべき関数モデルを用いた場合には有意度 4.7 シグマで棄却された. **ただし, 有意度は  $10^{19.72}\text{eV}$  以上での事象数およびモデルから計算される期待値で計算した. また,  $10^{19.72}\text{eV}$  というしきい値は, 3つのべき関数モデルによるフィットから求めた.** AGASA 実験の高エネルギー側での結果は, テレスコープアレイ地表検出器では再現しなかった.

エネルギースケールの系統誤差においては, 鉄と陽子との違いに起因するものが支配的であり, その値は  $10^{19}\text{eV}$  において  $+8.9 - 17\%$ ,  $10^{20}\text{eV}$  において  $+14 - 30\%$  であった. しかし, 仮に入射核種が鉄であると仮定すると, エネルギースペクトルはより急峻になる, つまり, カットオフが存在しないという仮説を棄却する際の有意度はより大きくなり, 結論は変化しない.

本研究で得られたエネルギースペクトルと, AGASA, HiRes, Auger で得られたエネルギースペクトルとの比較を行った結果,  $10^{18.8}\text{eV}$  から  $10^{20.0}\text{eV}$  の範囲では, エネルギースペクトルは互いの系統誤差の範囲で良く一致していることがわかった.

加速限界が存在しないという仮定のもと, 加速起源における宇宙線核種が陽子の場合と, 鉄の場合で予想されるエネルギースペクトルを計算し, それを測定されたスペクトルと比較した. 陽子を起源とするスペクトルは測定されたスペクトルと良く一致した. 鉄を起源とするスペクトルは, エネルギーを  $10^{19.0}\text{eV}$  以上に限定すると測定されたスペクトルと一致するが, 極端に加速起源でのスペクトルのべきが小さく ( $\gamma = 2.1$ ), また大気蛍光望遠鏡による原子核組成の測定結果とは矛盾した.

テレスコープアレイ地表検出器で得られたエネルギースペクトルには, HiRes 実験, Auger 実験と同じくカットオフがあった. テレスコープアレイ地表検出器は, AGASA 実験と同じくプラスチックシンチレータを用いた検出器である. これに対し, HiRes 実験は大気蛍光望遠鏡を, Auger 実験は水タンクを用いた地表検出器と大気蛍光望遠鏡とを複合的に用いた実験である. 本研究の結果から, 地表検出器のみを用いて極高エネルギー宇宙線を観測しても, つまり大気蛍光望遠鏡を用いずに極高エネルギー宇宙線を観測しても, スペクトルにはカットオフがあることが明らかとなり, 既存の方法と異なる検出手法で, 極高エネルギー宇宙線スペクトルにはカットオフがあることが検証された.

## Appendix A 陽子起源エネルギースペクトルの式

論文中で用いた陽子起源エネルギースペクトルは、以下の式を用いて生成した。

$$n_p(\Gamma_p, z) = \int_z^{z_{max}} \frac{dz'}{(1+z')H(z')} Q_p(\Gamma'_p, z) \frac{d\Gamma'_p}{d\Gamma_p}, \quad (1)$$

$$\frac{d\Gamma'_p}{d\Gamma_p} = \frac{1+z'}{1+z} \exp \left[ \int_z^{z'} \frac{(1+z'')^2 dz''}{H(z'')} \left( \frac{db_0(\tilde{\Gamma}_p)}{d\tilde{\Gamma}_p} \right)_{\tilde{\Gamma}_p=(1+z'')\Gamma'_p} \right], \quad (2)$$

$$\Gamma_p = \frac{E_p}{m_p}, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \Gamma'_p &= \mathcal{G}_p(\Gamma_p, z, z') \\ &= \Gamma + \int_z^{z'} dz'' \mathcal{G}_p(\Gamma_p, z, z'') \left[ \frac{(1+z'')^2}{H(z'')} \beta_0((1+z'')\mathcal{G}_p(\Gamma_p, z, z'')) + \frac{1}{1+z''} \right], \end{aligned} \quad (4)$$

$$Q_p(\Gamma'_p, z') = \mathcal{L}_0 \frac{\gamma_g - 2}{m_p} \Gamma'^{-\gamma_g}, \quad (5)$$

$$b_0 = \Gamma_p \beta_0 = \frac{d\Gamma_p}{dt} = \frac{1}{m_p} \frac{dE_p}{dt}, \quad (6)$$

$$H(z) = H_0 \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda} \quad (7)$$

ここで、 $E_p, m_p, z$  はそれぞれ陽子のエネルギー、陽子の静止質量、赤方偏移量であり、 $\mathcal{L}_0$  は共動座標系での単位体積、単位時間あたりのエネルギー放出量、 $\gamma_g$  は加速起源での微分エネルギースペクトルのべき、 $H_0, \Omega_m, \Omega_\Lambda$  はそれぞれハッブル定数 (70.5[km/s/Mpc])、物質密度パラメータ (0.266)、エネルギー密度パラメータ (0.732)[1]、 $b_0$  はエネルギー損失量 [29] である。

## Appendix B 鉄起源エネルギースペクトルの式

論文中で用いた鉄起源エネルギースペクトルは、以下の式を用いて生成した。

$$n(\Gamma, z) = \sum_{A=2}^{A_0} \left( n_A(\Gamma, z) + n_p^A(\Gamma, z) \right), \quad (8)$$

$$n_A(\Gamma, z) = \int_z^{z_{max}} \frac{dz'}{(1+z')H(z')} Q_A(\Gamma', z) \frac{d\Gamma'}{d\Gamma} e^{-\eta_A(\Gamma', z)}, \quad (9)$$

$$n_p^A(\Gamma_p, z) = \int_z^{z_{max}} \frac{dz'}{(1+z')H(z')} Q_p^A(\Gamma'_p, z) \frac{d\Gamma'_p}{d\Gamma_p}, \quad (10)$$

$$\frac{d\Gamma'}{d\Gamma} = \frac{1+z'}{1+z} \exp \left[ \frac{Z^2}{A} \int_z^{z'} \frac{(1+z'')^2 dz''}{H(z'')} \left( \frac{db_0^p(\tilde{\Gamma})}{d\tilde{\Gamma}} \right)_{\tilde{\Gamma}=(1+z'')\Gamma'} \right], \quad (11)$$

$$\eta_A(\Gamma', z') = \int_z^{z'} \frac{dz''}{(1+z'')H(z'')} \frac{1}{\tau_A(\Gamma'', z'')}, \quad (12)$$

$$\frac{1}{\tau_A(\Gamma, z)} = 2c \int_0^\infty d\epsilon_\gamma \sigma_A(2\Gamma\epsilon_\gamma) \nu_A(2\Gamma\epsilon_\gamma) \epsilon_\gamma \int_{\epsilon_\gamma}^\infty d\epsilon \frac{n_{\text{EBL}}(\epsilon, z)}{\epsilon^2}, \quad (13)$$

$$\Gamma = \frac{E_A}{m_N A}, \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \Gamma' &= \mathcal{G}(\Gamma, z, z', A) \\ &= \Gamma + \int_z^{z'} dz'' \mathcal{G}(\Gamma, z, z'', A) \left[ \frac{Z^2 (1+z'')^2}{A H(z'')} \beta_0^p ((1+z'') \mathcal{G}(\Gamma, z, z'', A)) + \frac{1}{1+z''} \right] \end{aligned} \quad (15)$$

$$Q_{A_0}(\Gamma', z') = \mathcal{L}_0 \frac{\gamma_g - 2}{m_N A_0} \Gamma'^{-\gamma_g}, \quad (16)$$

$$Q_{A-1}(\Gamma', z') = Q_p^A(\Gamma', z') = \frac{n_A(\Gamma', z')}{\tau_A(\Gamma', z')}, \quad (17)$$

$$b_0^p = \Gamma \beta_0^p = \frac{d\Gamma}{dt} = \frac{1}{Am_N} \frac{dE_A}{dt}, \quad (18)$$

ここで,  $A, Z, E_A, Am_N$  はそれぞれ原子核の質量数, 陽子数, エネルギー, 静止質量である.  $\sigma_A, \nu_A$  はそれぞれ光分解の断面積, 平均放射陽子数 [32][33],  $n_{\text{EBL}}(\epsilon, z)$  は赤方偏移  $z$  における光子数密度 [34],  $b_0^p$  は,  $b_0$  から電子陽電子対生成の項のみを取り出したものである [29].  $A_0$  は加速起源での核種の質量数であり, ここでは  $A_0 = 56$  とした.

これらの式を用いて計算した鉄起源エネルギースペクトルを, 図 1, 図 2 に示す. なお, 加速限界は十分高い値として,  $Z_{\text{Fe}} \times 10^{21} [\text{eV}] = 2.6 \times 10^{22} [\text{eV}]$  と選んだ.

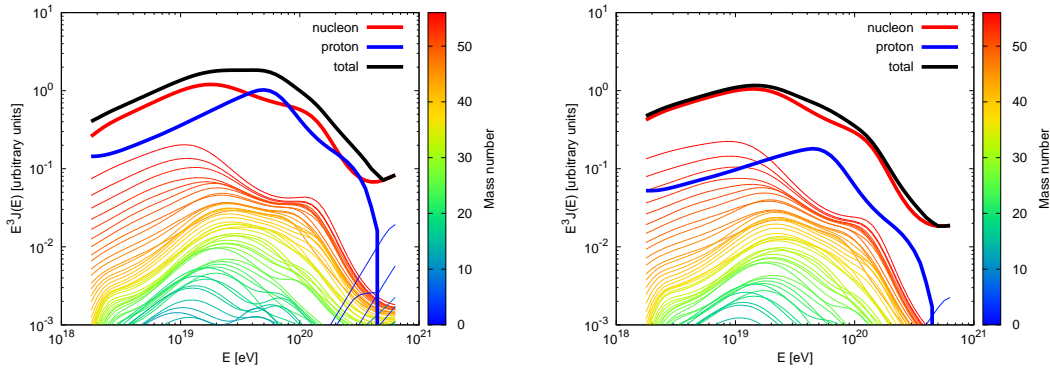


図 1: 鉄起源スペクトルの計算結果. 縦軸にはエネルギーの 3 乗がかかっている. また,  $10^{19} \text{eV}$  での値が 1 となるように規格化してある. 左図は  $\gamma_g = 2.001$  の場合, 右図は  $\gamma_g = 2.3$  の場合である. 黒太線, 赤太線, 青太線はそれぞれ, 全粒子, 全原子核, 2 次陽子のエネルギースペクトルである. 細線は各原子核のエネルギースペクトルであり, 線の色は原子核の質量数に対応している.

次に, 原子核の質量数が 40 以上, 25 以上 40 未満, 2 以上 25 未満, 1, の 4 種類に分類し, 質量組成を計算した. 結果を図 3 に示す.

計算の結果,  $10^{20} \text{eV}$  以上の高エネルギー側では, 陽子起源スペクトルと同じくカットオフを生じること,  $10^{19} \text{eV}$  付近での原子核組成は質量数 40 以上の重い原子核が支配的であることが分かった.

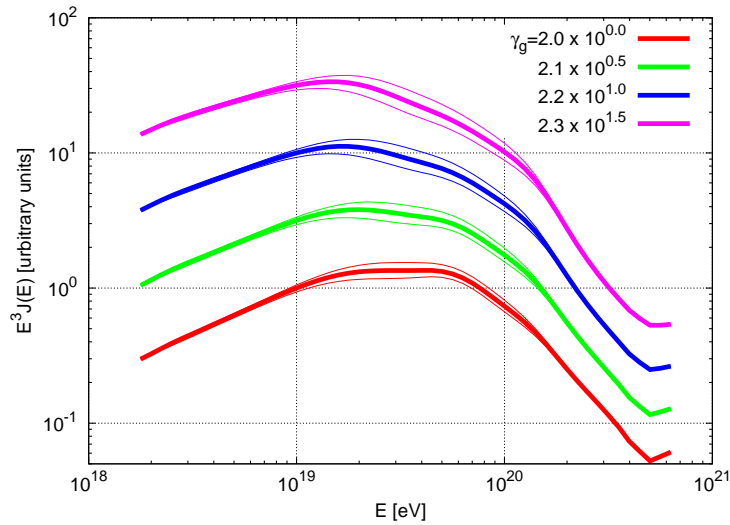


図 2: 鉄起源スペクトルの計算結果. 縦軸にはエネルギーの 3 乗がかかっている. 赤, 緑, 青, 紫はそれぞれ  $\gamma_g = 2.001, 2.1, 2.2, 2.3$  に対応している. 各太線は  $10^{19}$  eV での値が 1 となるように規格化した後, さらに  $1, 10^{0.5}, 10, 10^{1.5}$  を掛けてある. 細い線は銀河からの光強度の不定性に由来する誤差範囲を示している.  $10^{19}$  eV 以下の低エネルギー側では宇宙背景輻射との電子陽電子対生成が支配的であるため, 誤差はほとんど生じない. また,  $10^{20}$  eV 以上の高エネルギー側では宇宙背景輻射による光分解が支配的であるため, やはり誤差はほとんど生じない.  $10^{19}$  eV から  $10^{20}$  eV までの範囲では, 銀河からの光による光分解が支配的であるため, 最大で  $\pm 20\%$  程度の誤差を生じる.

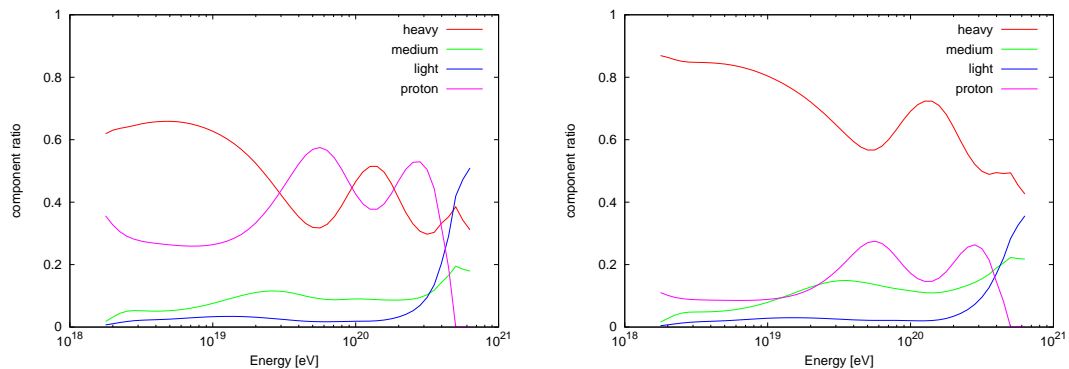


図 3: 鉄起源スペクトルから得られた, 質量組成比率. 左図は  $\gamma_g = 2.001$  の場合, 右図は  $\gamma_g = 2.3$  の場合である. 赤, 緑, 青はそれぞれ, 質量数が 40 以上, 25 以上 40 未満, 2 以上 25 未満の比率である. 紫は陽子の比率である.

# 謝辞

本論文執筆にあたり、指導いただいた福島正己宇宙線研究所教授、佐川宏之准教授に感謝します。検出器開発の基礎を伝授していただいた、田中真伸 KEK 准教授に感謝します。煩雑な事務手続きをし、研究及び学生生活を支えていただいた鳥居礼子元技官、山川敏枝研究支援員、木次敦子研究支援員に感謝します。共に研究をし、共に遊んだ多米田裕一郎宇宙線研究所研究員に感謝します。研究を支えてくれた全てのテレスコープアレイ共同研究者に感謝します。

私が研究者を志す契機を与えてくれた、峰本紳一郎東京大学助教、鈴木隆行東京農工大助教、故長谷川健太郎氏、粥川直人氏、小林康明お茶の水大学研究員に感謝します。

私を育ててくれた両親に感謝します。最後に、全ての面で私を支えてくれた妻に感謝します。

# Bibliography

- [1] C.L.Bennet et al., ApJS,**148**,1 (2003)
- [2] K. Griesen Phys. Rev. Lett. 16, 748 (1966).
- [3] G.T. Zatsepin and V.A. Kuzmin, JETP. Lett. 4, 78 (1966).
- [4] M.Takeda et al., Phys. Rev. Lett. 81, 1163 (1998)
- [5] D.J. Bird et al., Phys. Rev. Lett. 71, 3401 (1993).
- [6] J. AbAbraham et al., Phys. Lett. B 685 (2010) 239-246
- [7] S. Yoshida 29th Omt. Cosmic Ray Conf. Pune, India, 2005, Highlight talk
- [8] R. D. Reece, "Air Fluorescence Photon Yield In Cosmic Ray Showers" Aug 2005
- [9] F. Kakimoto et al., Nucl. Instr. and Meth. A 372(1996)527
- [10] T.Sanuki et.al., The Astrophys. J. 545 (2000) 1135-1142
- [11] R.J.Protheroe., astro-ph/0011042
- [12] T.Yamamoto et.al., astro-ph/0312275
- [13] Pablo M. Bauleo & Julio Rodrguez Martino., Nature 458, 847-851(16 April 2009)
- [14] GAISSER, Cosmic Rays and Particle Physics
- [15] M.Kaku master thesis , Tokyo Institute of Tecnology (2002)
- [16] K. Kasahara and F. Cohen, In Proc. 30th Int. Cosmic Ray Conf.,4, pages 581-584, 2008.
- [17] S.Ostapchenko. . Nucl.Phys.Proc.Suppl., page 143, 2006.
- [18] S. Roesler, R. Engel, J. Ranft, "The Monte Carlo Event Generator DPMJET-III" in Proceedings of the Monte Carlo 2000 Conference, Lisbon, October 23-26 2000, A. Kling, F. Barao, M. Nakagawa, L. Tavora, P. Vaz eds., Springer-Verlag Berlin (2001) pp. 1033-1038.

- [19] S. Giani et al., Geant4: An Object-Oriented toolkit for Simulation in HEP, CERN/LHCC 98-44, 1998.
- [20] AMS Collaboration, Phys. Lett. B490, 27 (2000); Phys. Lett. B 494, 193 (2000).
- [21] K.Kobayashi master thesis , Tokyo University of Science (2009)
- [22] J.J. Engelmann et al., Astron. & Astrophys. 233, 96 (1990).
- [23] E.Kido master thesis , University of Tokyo (2007)
- [24] T. Nonaka et al., In Proc. 30th Int. Cosmic Ray Conf.,4, pages 1005-1008, 2008.
- [25] S. Yoshida et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 20 (1994)651-664.
- [26] D. W. Marquardt, J. Soc. Ind. Appl. Math. 11 (1963)431-441
- [27] Jaime Alvarez-Muiz et al., Phys. Rev. D 66, 123004 (2002)
- [28] D. Heck et al., "CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers", (1998), fZKA-6019.
- [29] V.Berezinsky, A.Z.Gazizov and S.I.Grigorieva, Phys.Rev. D74 (2006) 043005
- [30] R. Aloisio, V. Berezinsky and S. Grigorieva, arXiv:0802.4452, 2008
- [31] R. Aloisio, V. Berezinsky and S. Grigorieva, arXiv:1006.2484, 2010
- [32] J. L. Puget, F. W. Stecker, and J. H. Bredekamp, Astrophys. J. 205 (1976) 638.
- [33] F. W. Stecker and M. H. Salamon, Astrophys. J. 512 (1999) 521.
- [34] A. Dominguez et al., 2011, MNRAS, 410, 2556
- [35] R. Enomoto et al., Nature 416 (2002) 823-826
- [36] Y. Tameda Doctor thesis , Tokyo Institute of Tecnology (2010)
- [37] M. Takeda et al., Astropart. Phys. 19, 447 (2003).
- [38] R.U.Abbasi et al., Phys. Rev. Lett. 92, 151101 (2004)
- [39] R.U.Abbasi et al., Phys. Rev. Lett. 100, 101101 (2008)