

# TA 実験 FD ステレオデータを用いた質量組成解析

林 健太郎

08M01145

東京工業大学大学院  
理工学研究科基礎物理学専攻

指導教員

垣本 史雄

常定 芳基

得能 久生

平成 23 年 2 月 7 日

# 目次

第1章	序論	1
第2章	最高エネルギー宇宙線	3
2.1	宇宙線	3
2.1.1	宇宙線のエネルギースペクトル	3
2.1.2	宇宙線の加速機構	3
2.2	宇宙線観測と空気シャワー	6
2.2.1	空気シャワー現象	6
2.2.2	空気シャワーの縦方向発達	7
2.2.3	空気シャワーの横方向分布	9
2.3	空気シャワーの観測方法	10
2.3.1	地表検出器	10
2.3.2	大気蛍光法	11
2.3.3	大気蛍光の発光過程と散乱・吸収	13
2.4	最高エネルギー宇宙線	17
2.4.1	GZK cutoff	17
2.4.2	AGASA および HiRes による観測	18
2.4.3	起源モデル	21
2.4.4	観測結果の現状	24
第3章	Telescope Array 実験	29
3.1	TA 実験の目的	29
3.2	TA 実験の概要	29
3.3	大気蛍光望遠鏡	31
3.3.1	光学系	32
3.3.2	PMT カメラ	33
3.3.3	データ収集システム	34
3.3.4	キャリブレーション	35
3.4	地表粒子検出器	38
3.5	他実験との比較：Pierre Auger 実験	39
第4章	シミュレーション・イベント再構成	40
4.1	シミュレーション	40
4.1.1	空気シャワー生成シミュレーション	40
4.1.2	検出器シミュレーション	45

4.2	イベント再構成 . . . . .	45
4.2.1	PMT 選別 . . . . .	46
4.2.2	ジオメトリ再構成 . . . . .	48
4.2.3	縦方向発達再構成 . . . . .	49
<b>第 5 章</b>	<b>質量組成解析</b>	<b>52</b>
5.1	$X_{\max}$ による一次宇宙線の判別 . . . . .	52
5.2	シミュレーションデータ解析 . . . . .	53
5.2.1	$X_{\max}$ 分布 . . . . .	54
5.2.2	解析ソフトの再構成精度 . . . . .	54
5.3	実データ解析 . . . . .	61
5.3.1	FD 観測 . . . . .	61
5.3.2	ステレオイベント選別 . . . . .	61
5.3.3	再構成結果 . . . . .	63
5.4	質量組成解析 . . . . .	63
5.4.1	イベント選別 . . . . .	65
5.4.2	再構成精度の見積もり . . . . .	69
5.4.3	解析結果 . . . . .	74
<b>第 6 章</b>	<b>考察</b>	<b>76</b>
6.1	Fiducial Volume Cut による核種ごとの検出バイアスの検定 . . . . .	76
<b>第 7 章</b>	<b>結論</b>	<b>80</b>

## Abstract

Cosmic rays, elementary particles traveling in the universe with high energy, were first observed by V.F.Hess in 1912. The energy spectrum of cosmic rays extends from  $10^8\text{eV}$  to beyond  $10^{20}\text{eV}$ , and follows a power law with the index around -3. And their evidence and sources are still unsolved problems. Especially, cosmic rays with the energy over  $10^{20}\text{eV}$  are the most energetic particles in the universe, and so it is predicted that their sources are related to hyper energetic astronomical phenomena or super heavy relic particles.

It is predicted that there exists a cut-off in the energy spectrum of cosmic rays around  $10^{20}\text{eV}$ , because the ultra-high energy cosmic rays (UHECRs) lose their energies through the interactions with the cosmic microwave background radiation (CMBR) during traveling from their sources. However, the AGASA group reported the detection of 11 events of air showers with primary energies greater than  $10^{20}\text{eV}$ . This suggests the possibility of the existences of unknown sources within 50Mpc from the Earth or unknown phenomena to accelerate UHECRs in the universe.

To solve these problems, we starts the Telescope Array (TA) project. It consists of the air fluorescence detectors (FD), observing the longitudinal development of air showers, and the surface detector array (SD), observing the lateral distribution. And, it is expected to reduce the systematic error in the determination of primary energy of UHECRs by the hybrid observation. We start FD observation on BRM station, the eastern FD station, from May 2007, and on LR station, the western FD station, from November 2007.

There are many theoretical predictions for the sources of UHECRs, and the mass composition able to accelerate to UHE region become restricted in each models. Thus, the mass composition of UHECRs is the strong key for determining their sources. Higher energy cosmic rays have long been known to be charged particles, but it is difficult to determine the mass composition because of its low flux.

In this paper, for determine the mass composition of UHECRs, I analyze the events stereoscopically observed by FDs and compare the reconstructed  $X_{\text{max}}$ , the atmospheric depth at maximum development of air showers, with simulated ones. In this study, I assumed the 2 components model with protons and iron nuclei as primary particles. In the composition analysis with  $X_{\text{max}}$ , it is critical that reconstructed  $X_{\text{max}}$  distribution is biased because of the geometry condition of air showers and FD stations. Thus, I try to select events not to be biased for  $X_{\text{max}}$ , and the events through the selections are used for the analysis. I also check whether the selections work out for denying the bias for  $\langle X_{\text{max}} \rangle$ .



# 第1章 序論

宇宙空間に存在する高エネルギー放射線は宇宙線と呼ばれ、1912年にオーストリアの物理学者 V.F.Hess によって発見された。これまでに  $10^8\text{eV}$  から  $10^{20}\text{eV}$  を超える広い範囲のエネルギーの宇宙線が観測されており、その存在と起源は宇宙物理学の謎として残されている。このうち、 $10^{14}\text{eV}$  以下の低エネルギー宇宙線については、気球や人工衛星などの飛翔体を用いた直接的な観測が行われている。しかし、宇宙線の到来頻度はエネルギーのおよそ  $-3$  乗に比例しているため、 $10^{14}\text{eV}$  以上の宇宙線の観測には大きな検出面積と長い観測時間が必要となる。このような高エネルギー宇宙線の観測では、二次粒子によって形成される空気シャワーを地上で観測する間接的な方法がとられている。高エネルギー宇宙線の中でも、特に  $10^{20}\text{eV}$  を超えるエネルギーを持つ宇宙線は、宇宙における単一粒子として最も高いエネルギーを有していることになる。そのため、このような最高エネルギー宇宙線は、宇宙における超高エネルギー天体現象や現在の宇宙に取り残されたビックバンの痕跡素粒子などを起源に持つと予想されている。

これまで理論的な予言では、地球で観測される宇宙線のエネルギーには  $10^{19.5}\text{eV}$  付近に限界 (GZK 限界) があるとされてきた。高エネルギーの宇宙線は伝播中に宇宙背景放射との相互作用によってエネルギーを失い、約 50Mpc 以遠の領域からは地球に到達できないからである。しかし、AGASA の観測結果ではこの GZK 限界を超える super-GZK 宇宙線が 11 事象観測された。だが、AGASA における最高エネルギー宇宙線のエネルギー決定精度 (系統誤差) は約 20% であり、super-GZK 宇宙線の存否を確定する上で大きな障害となってきた。この super-GZK 宇宙線の存否を確定し、その起源を解明することは、今日の天文学、宇宙物理学、さらには素粒子物理学の根幹に関わる重要な課題である。

Telescope Array(TA) 実験は、AGASA によって観測された super-GZK 宇宙線の存否を確定すると共に、最高エネルギー宇宙線の発生起源、宇宙空間での伝播機構を解明することを目的とした日米韓露共同の実験である。TA 実験は地表粒子検出器 (SD) と大気蛍光望遠鏡 (FD) の 2 種類の観測方法を組み合わせて行われている。SD および FD の同時観測 (ハイブリッド観測) によって結果を相互に較正することで、エネルギー測定 of 系統誤差を 10% 以下に抑え、super-GZK 宇宙線の存否を確定することができる。

最高エネルギー宇宙線の発生起源についてに関して様々な理論的予想がなされているが、各モデルごとに最高エネルギー領域まで加速される宇宙線組成は限定される。そのため、最高エネルギー宇宙線の組成を決定することができれば、その起源を解明する上で非常に有力な情報となる。しかし最高エネルギー宇宙線は到来頻度が非常に低いため、直接観測による組成決定は難しい。そのため空気シャワーの縦方向発達を測定することで核種を同定する方法がとられる。一次宇宙線核種の違いは空気シャワーの縦方向発達の形状の違いとなって現れる。特に空気シャワーの最大発達時の深さ ( $X_{\max}$ ) に着目すると、一次核種が軽元素である場合に比べて重元素の場合には  $X_{\max}$  分布が上空側に分布し、分布の幅が狭

くなる。このような特徴を用いることで宇宙線の質量組成解析を行うことが可能である。

本研究では、TA 実験の大気蛍光望遠鏡でステレオ観測された空気シャワーイベントについて、質量組成解析をおこなった。本解析では、陽子および鉄原子核の2成分モデルを仮定し、それぞれを一次核種とした場合のシミュレーションイベントと実イベントの $\langle X_{\max} \rangle$ を比較する手法を用いた。この手法では $X_{\max}$ を正しく見積もることが必要になるが、大気蛍光望遠鏡と空気シャワーの幾何的な関係などにより、 $X_{\max}$ にバイアスがかかる場合がある。本研究では、このような $X_{\max}$ へのバイアスを回避するイベント選別方法を採用し、その選別を通過したイベントについて質量組成解析を行った。また、イベント選別により $\langle X_{\max} \rangle$ へのバイアスが回避できているかについて、Fiducial Volume Cut 検定法を用いて確認した。

## 第2章 最高エネルギー宇宙線

### 2.1 宇宙線

宇宙線とは宇宙空間に存在する高エネルギー放射線であり、1912年にオーストリアの物理学者 V. F. Hess によって発見された。その主成分は陽子やその他の原子核である。これまでに観測された宇宙線のエネルギーは  $10^8\text{eV}$  から  $10^{20}\text{eV}$  の広範囲に渡っており、その到来頻度はエネルギーのほぼ  $-3$  乗に比例して変化する。宇宙線の地球への到来方向は等方的で、統計的に有意な異方性は確認されていない。

#### 2.1.1 宇宙線のエネルギースペクトル

現在までに観測されている一次宇宙線のエネルギースペクトルを図 2.1 に示す。

太陽活動の影響を受けない  $10^{10}\text{eV}$  を越えるエネルギー領域の宇宙線は、そのエネルギースペクトルがエネルギー  $E$  の冪乗  $F(E) = K \times E^{-\alpha}$  ( $K$  は定数) で近似できる。 $10^{15}\text{eV}$  および  $10^{19}\text{eV}$  付近にはそれぞれ “knee”、“ankle” と呼ばれる折れ曲がりが存在している。knee より低いエネルギー領域では  $\alpha \sim 2.7$ 、knee から ankle までの領域では  $\alpha \sim 3.0$ 、ankle よりも高いエネルギー領域では再び  $\alpha \sim 2.7$  である。一方、 $10^{20}\text{eV}$  を越えた領域でのスペクトルは、宇宙線の到来頻度が年間  $100\text{km}^2$  あたり 1 事象と非常に少なく、観測量が不足しているためよく決まっていない。

#### 2.1.2 宇宙線の加速機構

宇宙線の加速機構についてもまだ謎は多いが、上で述べたような冪型のエネルギースペクトルを導き出せることが必須の条件となる。現在、この条件を満たす加速機構として最も有力と認められているのが “フェルミ加速” である。

##### フェルミ加速

フェルミ加速は 1949 年に Fermi によって提唱された加速理論で、荷電粒子が星間雲との衝突を繰り返すことによって加速されるという統計的な加速モデルである。これによれば、星間雲と荷電粒子の衝突方向は統計的にランダムであるが、粒子の 1 回の衝突あたりの平均的なエネルギー増加量  $\Delta E$  は正であり、 $\Delta E = \alpha E$  と粒子のエネルギーに比例することが示される。星間雲との衝突による加速では、衝突方向がランダムであり加速・減速の両方が繰り返され全体では  $\alpha$  が星間雲の移動速度の 2 乗に比例する。そのため、星間雲との衝突は 2 次のフェルミ加速と呼ばれる。実際の宇宙線加速モデルとしては、この 2 次

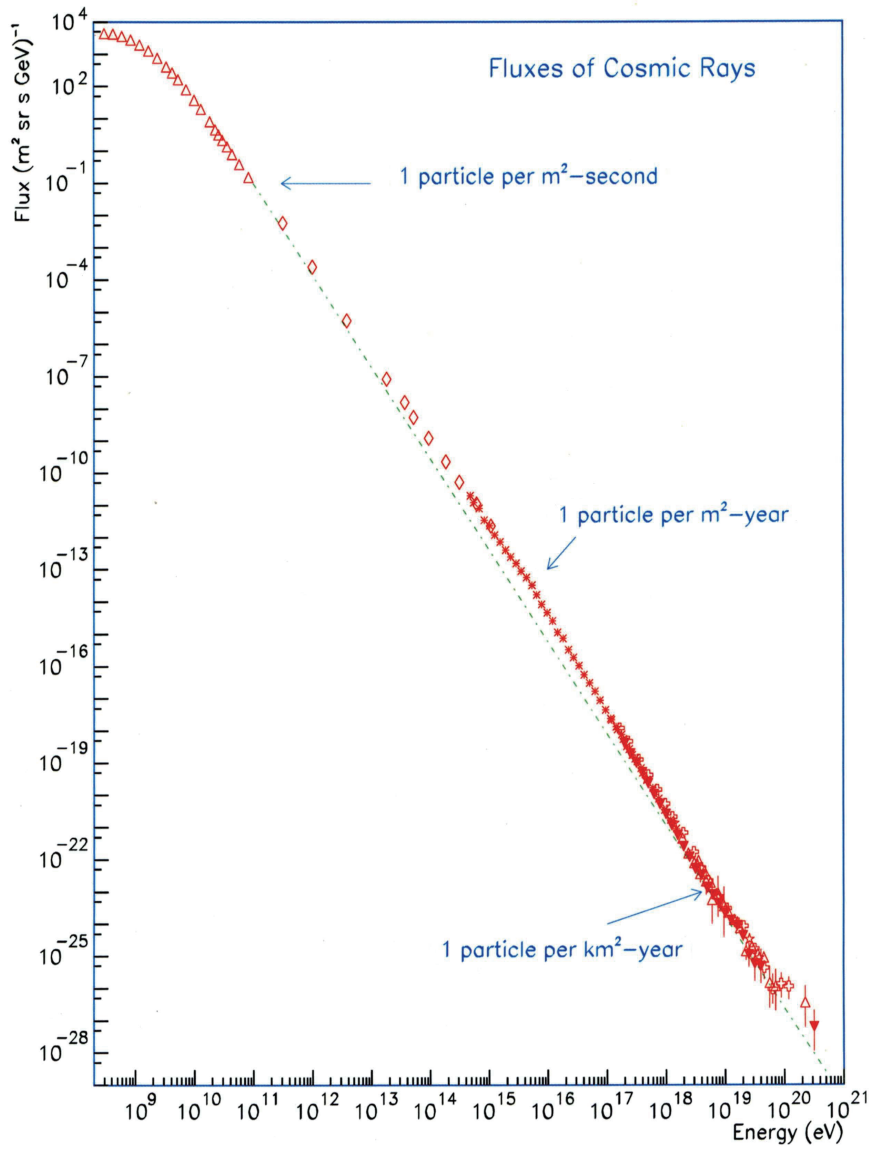


図 2.1: 一次宇宙線のエネルギースペクトル

のフェルミ加速よりもプラズマ衝撃波による加速が有力であると考えられている。この場合、加速領域の形状の考察から  $\alpha$  が衝撃波の移動速度の 1 乗に比例することが示され、1 次のフェルミ加速と呼ばれる。荷電粒子が衝撃波との 1 回の衝突で  $\Delta E = \alpha E$  のエネルギーを獲得するとすれば、 $n$  回の衝突後の粒子のエネルギー  $E_n$  は以下ようになる。

$$E_n = E_0 (1 + \alpha)^n \quad (2.1)$$

ここで  $E_0$  は粒子の初期エネルギーである。よって、エネルギーが  $E$  になるのに必要な衝突回数は、

$$n = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \alpha)} \quad (2.2)$$

となる。ここで、1 回の衝突で加速領域から逃げ出す確率を  $P_{\text{esc}}$  とおけば、 $n$  回衝突後に加速領域に留まる確率は  $(1 - P_{\text{esc}})^n$  であるので、 $E$  以上のエネルギーに加速される粒子の割合は

$$N(\geq E) \propto \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P_{\text{esc}})^m = \frac{(1 - P_{\text{esc}})^n}{P_{\text{esc}}} \quad (2.3)$$

である。式 (2.2) を式 (2.3) に代入すると、

$$N(> E) \propto \frac{1}{P_{\text{esc}}} \frac{E^{-\gamma}}{E_0} \quad (2.4)$$

となる。ここで

$$\gamma = \frac{\ln\left[\frac{1}{(1 - P_{\text{esc}})}\right]}{\ln(1 + \alpha)} \approx \frac{P_{\text{esc}}}{\alpha} \quad (2.5)$$

である。このように、フェルミ加速モデルでは冪型のエネルギースペクトルが導き出される。

knee より低いエネルギー領域の宇宙線は、超新星残骸の衝撃波により上記の機構に従って加速され、銀河磁場に捉えられて銀河内に閉じ込められている、と考えられている。

knee から ankle までの領域の宇宙線も銀河系内起源と考えられているが、その詳しい加速機構はまだわかっていない。knee でのスペクトルの折れ曲がりの原因の一つとして考えられているのは、このエネルギー以上では荷電粒子のラーモア半径が銀河円盤の厚さよりも大きくなるため、粒子が銀河円盤の外に逃げ出していく効果が現れる、というものである。荷電粒子の磁場中でのらせん運動のラーモア半径は式 (2.6) で与えられる。

$$r_L = \frac{p}{ZeB} \quad (2.6)$$

ここで  $e$ 、 $Z$ 、 $B$ 、 $p$  は、素電荷、宇宙線粒子の原子番号、磁場の強さ、磁場に垂直な方向の運動量である。銀河磁場は約  $3\mu\text{G}$  であるので、 $10^{15}\text{eV}$  の陽子では  $r_L \sim 0.3\text{pc}$  となる。この値は銀河円盤の厚さより小さいが、拡散運動の効果を合わせると、これ以上のエネルギーを持つ宇宙線に対しては銀河系内への閉じ込め効果が効きにくくなる。また、別のモ

デルにおいては、 $10^{15}$ eV 以上ではこれ以下のエネルギー領域とは別の機構で宇宙線が生成、加速されていて、それがスペクトルの違いとなっている、としている。

ankle を超えるエネルギー領域の宇宙線についても、宇宙線粒子の曲率半径が銀河系の半径より大きくなるため銀河系内に閉じ込めることはできず、このエネルギー領域の宇宙線は銀河系外起源と考えられており、その到来方向に異方性があることが期待されている。

## 2.2 宇宙線観測と空気シャワー

2.1.1 節で述べたように、宇宙線のフラックスはほぼ  $E^{-3}$  で変化するので、全エネルギー領域でフラックスの変化は  $10^{30}$  にもなる。フラックスの大きい  $10^{14}$ eV 以下の低エネルギーの宇宙線は、気球や人工衛星などに観測装置を搭載して大気上空に飛ばすことによる直接的な観測が行われている。しかしエネルギーが  $10^{14}$ eV 以上の宇宙線は、到来頻度が少ないため観測に大きな検出面積と長い観測時間が必要であり、直接的な観測を行うことは難しい。そこで、一次宇宙線が大気と相互作用してできる空気シャワーを測定することによる間接的な測定が行われている。

### 2.2.1 空気シャワー現象

宇宙線が大気に入射すると、大気中の原子核と相互作用して二次粒子を生成し、さらにそれらの二次粒子も粒子生成を行う。この過程を繰り返すことにより一次宇宙線が結果的に大量の二次粒子群となる現象を空気シャワー現象と呼ぶ。この空気シャワーには、高エネルギー線から生成される電磁カスケードとハドロンによる核カスケードがある。

高エネルギーの線の場合は、電子対生成によって電子と陽電子を生成する。これらの電子、陽電子は制動放射によって線を放射する。エネルギー  $E$  の電子による制動放射の断面積  $\sigma_{\text{brems}}$  は、次の Bethe-Heitler の式 (2.7) で表される。

$$\sigma_{\text{brems.}}(E, v)dv = \frac{4Z^2r_e^2}{137} \frac{dv}{v} \left[ \left( 1 + (1-v)^2 - \frac{2}{3}(1-v) \right) \ln \left( 184Z^{-\frac{1}{3}} \right) + \frac{1}{9}(1-v) \right] \quad (2.7)$$

ここで、 $v = h\nu/E$ 、 $Z$  はターゲットとなる原子核の原子番号、 $r_e$  は古典電子半径である。従って、制動放射による単位厚さ当たりのエネルギー損失  $(dE/dX)_{\text{brems.}}$  は以下のように表すことができる。

$$\left( \frac{dE}{dX} \right)_{\text{brems.}} \simeq -\frac{E}{X_0} \quad (2.8)$$

ここで、 $X_0$  は電子のエネルギーが  $1/e$  になる厚さで輻射長と呼ばれ、以下のように定義される。

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4Z^2r_e^2}{137} \frac{N}{A} \ln \left( 184Z^{-\frac{1}{3}} \right) \quad (2.9)$$

ここで、 $N$  はアボガドロ数、 $A$  はターゲット原子核の質量数である。輻射長  $X_0$  は大気中でおおよそ  $38\text{g/cm}^2$  である。一方、電子対生成の断面積  $\sigma_{\text{pair}}$  は、

$$\sigma_{\text{pair}}(h\nu, u)du = \frac{4Z^2r_e^2}{137} du \left[ \left( u^2 + (1-v)^2 - \frac{2}{3}(1-v) \right) \ln \left( 184Z^{-\frac{1}{3}} \right) + \frac{1}{9}(1-u) \right] \quad (2.10)$$

となる。ここで、 $u = E/h\nu$ 、 $E$  は生成される電子のエネルギーを表す。この断面積から電子対生成の interaction length が求められ、結果として、

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{pair}} = -\frac{7}{9} \frac{E}{X_0} \quad (2.11)$$

となる。従って、電子対生成および制動放射の interaction length は同程度であることがわかる。この2つの過程を繰り返しながら、多数の電子、陽電子、 $\gamma$ 線が生成される現象が電磁カスケードである。粒子数が増大し1粒子当たりのエネルギーが減少すると、大気中での電離損失が優勢となり、電磁成分が大気に吸収されて粒子総数が減少する。この臨界エネルギーは大気中で74MeVである。

一方、宇宙線の主成分である陽子などのハドロンが大気中の原子核と相互作用した場合には、 $\pi$ 中間子、K中間子などハドロンの多重生成が起きる。生成された二次粒子の大部分は $\pi$ 中間子である。そのうち $\pi^0$ は $\tau = 8.4 \times 10^{-17} \text{sec}$ で2つの $\gamma$ 線に崩壊し、電磁カスケードを形成する。 $\pi^\pm$ は $\tau = 2.60 \times 10^{-8} \text{sec}$ で、

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.12)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (2.13)$$

のように崩壊する。 $\mu^\pm$ は $\tau = 2.20 \times 10^{-6} \text{sec}$ で、

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (2.14)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (2.15)$$

このように崩壊する。大気の厚みは核相互作用の平均自由行程の約10倍、電子の大気中での輻射長の約25倍にもなるので、以上のような核カスケードと電磁カスケードの繰り返しにより、多数の粒子が生成される。図2.2はこの様子を模式的に表したものである。

## 2.2.2 空気シャワーの縦方向発達

空気シャワー中に含まれる粒子の総数が増大するにつれて、個々の粒子の持つエネルギーは減少し、臨界エネルギー $E_c$ (空気中では $E_c = 74 \text{MeV}$ )に近づくと大気中の原子、分子による電離損失の寄与が大きくなり、エネルギーを失って大気に吸収されてしまう。そのため、空気シャワー中の粒子の総数はある段階で減少に転じる。このような、空気シャワーの通過した物質質量に対する粒子数の変化は縦方向発達(longitudinal development)と呼ばれる。

エネルギーが $E_0$ の光子が大気中に入射したときに生じる空気シャワーの縦方向発達については、次の近似式が用いられる。

$$N_e(t) \sim \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp \left[ t \left( 1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right] \quad (2.16)$$

$$y = \ln \left( \frac{E_0}{E_c} \right) \quad s = \frac{3t}{t + 2y} \quad (2.17)$$

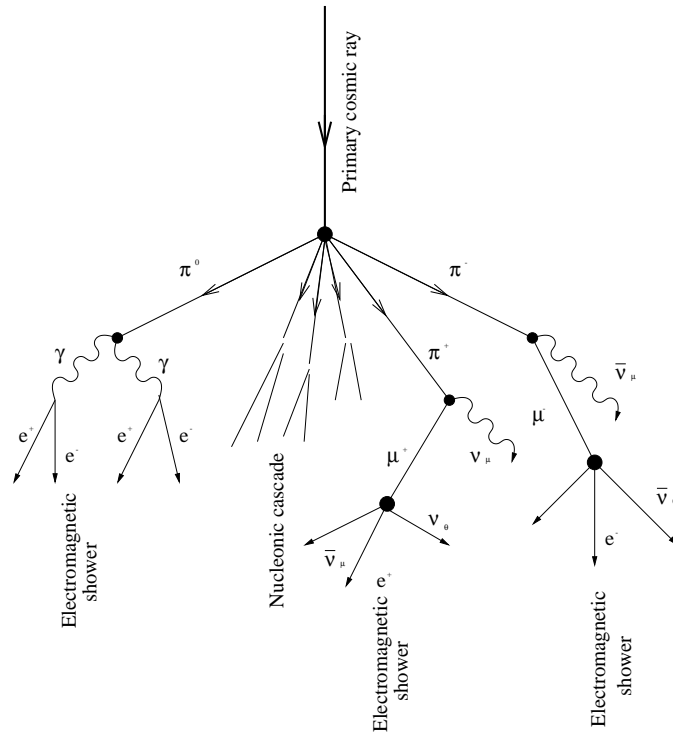


図 2.2: 空気シャワーの模式図

ここで  $t$  は、電子の大気中での放射長 ( $=38\text{g}/\text{cm}^2$ ) を単位とするシャワーが通過した大気厚さである。 $s$  はシャワーの発達段階を表すパラメータでエイジパラメータと呼ばれる。このシャワーエイジ  $s$  はシャワーの発達とともに増加していき、 $N_e$  (全電子・陽電子数) が最大になる発達段階で  $s = 1$  となる。

宇宙線陽子が一次粒子となって生成する空気シャワーについては、Gaisser と Hillas の提案に基づく次の式が用いられている。

$$N_e(X, X - X_{\text{int}}) = S_0 \frac{E}{\epsilon} \exp\left[\frac{X_{\text{max}}}{\lambda} - 1\right] \left(\frac{X - X_{\text{int}}}{X_{\text{max}} - \lambda}\right)^{\frac{X_{\text{max}} - 1}{\lambda}} \exp\left[-\frac{X - X_{\text{int}}}{\lambda}\right] \quad (2.18)$$

$$S_0 = 0.0451 + 0.0217 \ln\left(\frac{E}{100\text{TeV}}\right) \quad (2.19)$$

ここで、 $\epsilon$  は空気に対する臨界エネルギーで  $\epsilon = 74.0[\text{MeV}]$ 、 $X_{\text{max}}$  はシャワー最大発達深さ、 $X_{\text{int}}$  は first interaction point (一次宇宙線が最初に相互作用する深さ)、 $\lambda$  は interaction length で  $\lambda = 70[\text{g}/\text{cm}^2]$  である。

一次宇宙線のエネルギーの違いはシャワー最大発達時の粒子数  $N_{\text{max}}$  の違いとして現れ、 $N_{\text{max}} \sim 2 \times E_0 \times 10^{-9}$  (ただし  $E_0$  は一次宇宙線のエネルギー [eV]) の関係がある。また同一の一次エネルギーである場合、一次宇宙線粒子種の違いは  $X_{\text{int}}$  および  $X_{\text{max}}$  に現れ、重い原子核ほど  $X_{\text{int}}$  および  $X_{\text{max}}$  の値は小さくなる傾向がある。これは、重い原子核ほど大気との相互作用面積が大きいことにより上空で発達が始まること、さらに核子当たりのエネルギーが小さくエネルギー細分化がより早く進むことに起因する。簡単なモデルでは、



$X_{\max} \propto \ln(E_0/A)$  ( $A$  は質量数) である。陽子、鉄原子核による空気シャワーをシミュレーションして求めた縦方向発達曲線を図 2.3 に示す。

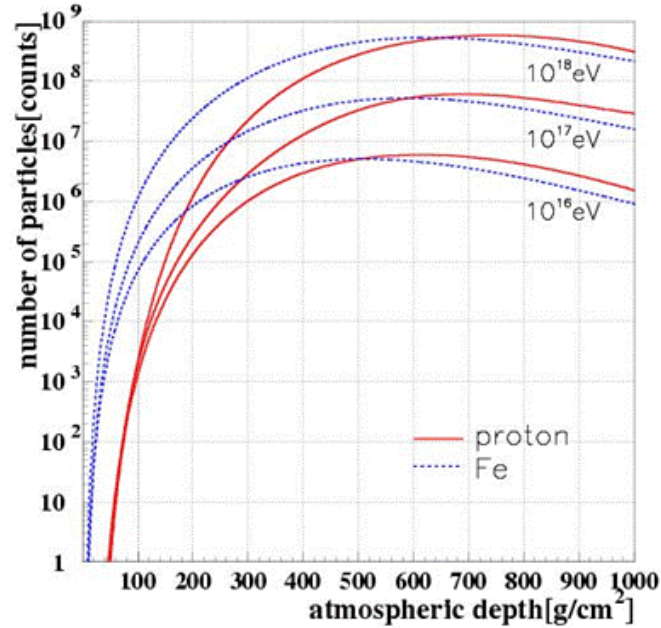


図 2.3: 空気シャワーの縦方向発達

### 2.2.3 空気シャワーの横方向分布

シャワー軸に垂直な方向の粒子数分布を空気シャワーの横方向分布 (lateral distribution) と呼ぶ。電磁カスケードの横方向分布粒子密度  $\rho(r)$  は解析的な計算によって得られ、それを近似して得られたのが Nishimura-Kamata-Greisen(NKG) 関数で、

$$f(r, s) = C(s) \left( \frac{r}{r_M} \right)^{s-2} \left( \frac{r}{r_M} + 1 \right)^{s-4.5} \quad (2.20)$$

を用いて、

$$\rho(r, s) = \frac{N_e f(r, s)}{r_M^2} \quad (2.21)$$

と表すことができる。 $r$  はシャワー中心からの距離 (core distance)、 $r_M$  はモリエールユニット (電子が 1 輻射長進む間に進行方向からずれる距離)、 $C(s)$  は規格化定数、 $N_e$  は全電子数、 $s$  はエイジパラメータである。いくつかのエイジにおける横方向分布を図 2.4 に示した。

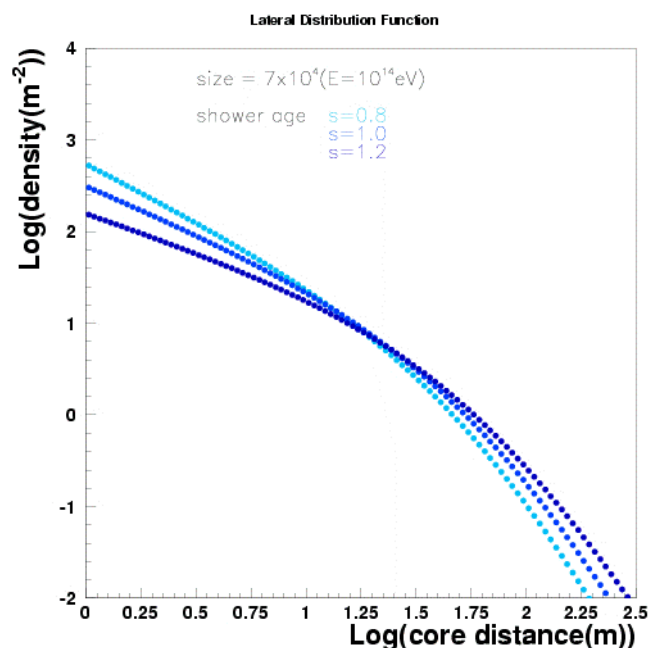


図 2.4: 空気シャワーの横方向分布

## 2.3 空気シャワーの観測方法

空気シャワーの観測方法は主なものとして、空気シャワーアレイと呼ばれる多数の地表検出器を用いる観測法と、大気蛍光法の2種類がある。以下でそれぞれの観測法について説明する。

### 2.3.1 地表検出器

多数の粒子検出器を地表に配置して到来する空気シャワー粒子を検出することで宇宙線を観測する装置を空気シャワーアレイと呼び、高エネルギー宇宙線の観測方法として伝統的に行われてきた。図 2.5 が空気シャワーアレイの概念図である。

空気シャワー粒子は、電磁成分(電子、陽電子、光子)とミューオン成分、およびハドロン成分からなる。このうち電磁成分とミューオン成分を観測する検出器として最も一般的に用いられているのが、プラスチックシンチレータを用いたシンチレーション検出器である。また、特にミューオン成分のみを選択的に検出するために、シールドされたシンチレーション検出器や比例計数管からなるミューオン検出器を別に配置する場合もある。さらに、空気シャワー軸に近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た空気シャワーアレイもある。

空気シャワーアレイの場合、一次宇宙線の到来方向は比較的簡単に知ることができる。空気シャワーは薄いパンケーキ状の粒子群(シャワー平面)を形成して地表に到達するので、各検出器への粒子の到着時間差からシャワーの到来方向を求められるのである。一方、一次宇宙線のエネルギーは、各検出器で検出された粒子数密度分布から空気シャワー全体

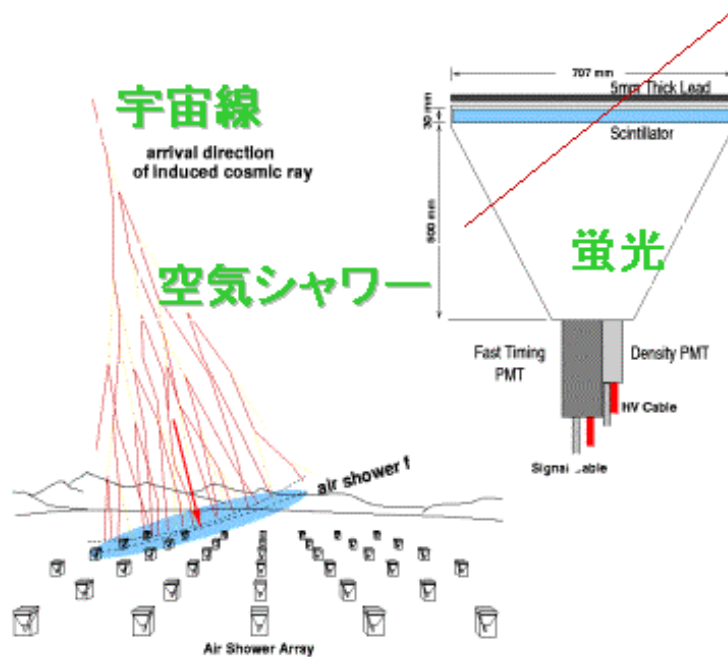


図 2.5: 空気シャワーアレイによる空気シャワー観測の模式図

での横方向分布と全粒子数を推定することによって得ることができる。しかし、これにはハドロン相互作用を考慮した大規模なモンテカルロ計算を必要とするので、ハドロン相互作用の不確定性の影響を受けることは避けられない。

### 2.3.2 大気蛍光法

大気蛍光法は、空気シャワーの電離損失の一部が光に変換されることを利用したものである。

高エネルギーの荷電粒子は大気中でチェレンコフ光を発する。チェレンコフ光は粒子の進行方向に近い角度に放射される。さらにこのチェレンコフ光とは別に、高エネルギーの荷電粒子が大気中を通過するときに窒素などの大気分子を励起し、この励起された大気分子から蛍光が発せられる。すなわち、大気が宇宙線に対してシンチレータとして働くわけである。80MeVの電子が1気圧の大気中を1m通過した場合の発光光子数はおおよそ4個であるが、膨大なシャワー粒子数のために、一次エネルギーが $10^{20}$ eVの場合、シャワー全体での光子数は $2 \times 10^{15}$ 個にも達し、その発光の継続時間は $30\mu\text{s}$ 程度になる。この蛍光を光学望遠鏡で集光し、高感度で高速の光センサーカメラで撮像すれば、おおよそ30km遠方からでも観測することができる。さらに大気蛍光の放射方向は等方的であるため一次宇宙線の到来方向によらず観測を行うことができるという利点がある。このような大気蛍光法は、新たな空気シャワー観測の方法として1960年代初めに菅、Greisen、Chudakovなどによって提案された。

大気蛍光の測定による一次宇宙線の観測データの解析は、一般的に以下のような「ジオメトリ再構成」「縦方向発達再構成」の2段階を経て行われる。

### 1. ジオメトリ再構成

望遠鏡で撮像された蛍光の軌跡から、望遠鏡から見てシャワー軸が含まれる平面 (Shower Detector Plane, SDP) を決定することができる。このSDP内でのシャワー軸の傾きを蛍光の入射時刻などから見積もることで、空気シャワーのジオメトリ情報を得ることができる。

また遠く離れた2台の望遠鏡でシャワーをステレオ観測する場合には、シャワー軸は簡単に求めることができる。それぞれの望遠鏡が決めたSDPの交差した線がシャワー軸となる (図 2.6)。

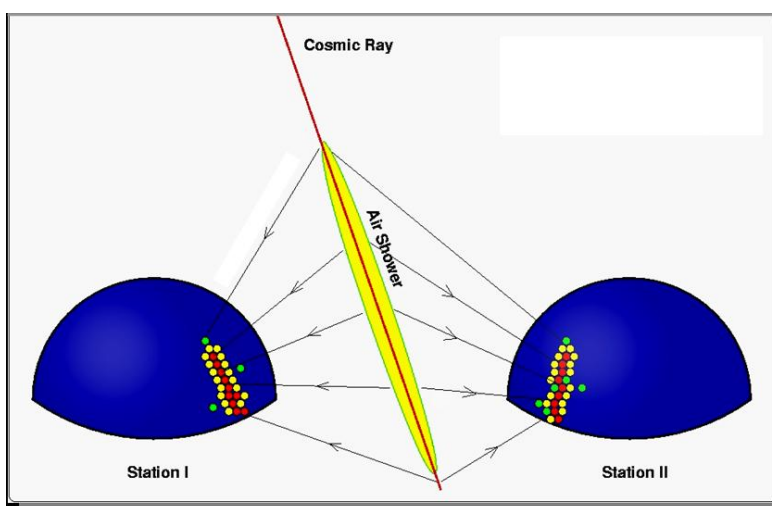


図 2.6: 大気蛍光法による空気シャワーのステレオ観測の概念図

### 2. 縦方向発達再構成

空気シャワー軸を決定した後、さらに次のような手順で空気シャワーの縦方向発達の再構成をする。

- (a) 空気シャワー中の電子1つから光電子増倍管に到達する光子数の期待値を、その電子の空間的な位置、望遠鏡までの距離に応じた大気による散乱・吸収、装置の検出効率などを考慮して計算する。この光子数には大気蛍光だけでなくチェレンコフ光も含まれる。
- (b) 実際に光電子増倍管で検出された光電子数と (a) で計算される値を比較し、空気シャワーの各発達点での電子数を見積もり、式 (2.18) と比較することによってシャワー発達関数  $N_e(X)$  を求める。

空気シャワーが地表に到達するまでに失うエネルギーの90%以上は、シャワー中の電子成分の電離損失によるものであるため、観測されたシャワー発達関数  $N_e(X)$  から次の式

(2.22) により一次宇宙線のエネルギー  $E$  が決まる。

$$E = \frac{\epsilon}{X_{\text{rad}}} \int N_e(X) dX \quad (2.22)$$

ここで、 $X_{\text{rad}}$  は大気中での輻射長で  $X_{\text{rad}} = 38.0[\text{g}/\text{cm}^2]$ 、 $\epsilon$  は大気に対する臨界エネルギーで  $74\text{MeV}$  である。また、シャワーの縦方向発達の様子 (特に  $X_{\text{max}}$ ) から、一次粒子の判別が可能である。

このように、大気蛍光法による観測では、シャワーの縦方向発達の様子を観測できるので地表検出器による観測に比べると得られる情報が多く、一次宇宙線のエネルギーもモンテカルロ計算に依存することなく決定できメリットが多い。ただし、この方法でエネルギーを決定するには、大気中での発光効率、紫外線光の散乱・吸収、鏡の反射率、フィルターの吸収率、光電子増倍管の量子効率などをすべて積み上げていく必要があり、系統誤差を正しく較正するのは容易ではない。

### 2.3.3 大気蛍光の発光過程と散乱・吸収

本節では大気蛍光法観測で重要な、大気蛍光の発光過程と大気中での光の吸収・散乱について詳しく述べる。

#### 大気蛍光

高エネルギーの荷電粒子が気体中を通過すると、気体分子は発光する。原因となる外部の場合がなくなった後、光の強度が比較的早く ( $10^{-3}\text{s}$  以下) 減衰するものを蛍光と呼び、そうでないものをリン光と呼ぶ。シンチレーション光は、荷電粒子や X 線などが物質中を通過する際に物質中の原子・分子を励起してエネルギーを失い、そのエネルギーの一部が光として放出されるものである。ここでは、実際に観測を行う波長領域  $300 \sim 400\text{nm}$  での空気の蛍光が発光する過程について述べる。

大気蛍光の発光機構は、紫外領域では主に  $\text{N}_2^+$  first negative(1N) band system ( $\text{B}^2||_{\text{u}}^+ \rightarrow \text{X}^2||_{\text{g}}^+$ ) と、 $\text{N}_2$  second positive(2P) band system ( $\text{C}^3||_{\text{u}}^+ \rightarrow \text{B}^3||_{\text{g}}^+$ ) である。

励起された分子の失活過程には以下の 3 通りが考えられる。

- ・ 無放射遷移過程 (内部発光)
- ・ 放射遷移過程 (蛍光・リン光)
- ・ 分子間エネルギー移動

無放射遷移過程は、励起した分子が振動エネルギー失活、内部転換、系間交差により蛍光およびリン光を放射しないで失活する遷移過程である。放射遷移過程は、励起された電子状態が光子を放出することで、より安定な状態に遷移する過程である。スピン多重度の変化しない遷移による発光が蛍光、変化する遷移による発光がリン光である。以上 2 つの遷移過程が分子内における失活過程である。分子間エネルギー移動は、分子同士の衝突により励起状態が移動もしくは転換されて失活する過程のことである。実際の失活過程ではこれらの 3 つが競合しており、測定される光放射の寿命および発光量はこれらの失活過程の

総和である。Bunner がまとめた発光率を表 2.1 に示す [19]。分子同士の衝突による消光には  $O_2$  分子が非常によい消光物質として働く。また、実際には空気は 1% 弱の Ar を含んでいる。純粋な  $N_2$  気体に Ar を加えると、 $N_2$  の発光効率は増加することが知られている。

波長 (nm)	band system	始状態 ( $v'$ )	終状態 ( $v''$ )	$E_0(\times 10^{-2})$
297.7	2P	2	0	0.016
311.7	2P	3	2	0.005
313.6	2P	2	1	0.029
315.9	2P	1	0	0.050
328.5	2P	3	3	0.015
330.9	2P	2	2	0.002
333.9	2P	1	1	0.004
337.1	2P	0	0	0.082
346.9	2P	3	4	0.006
350.0	2P	2	3	0.004
353.7	2P	1	2	0.029
357.7	2P	0	1	0.062
367.2	2P	3	5	0.005
371.1	2P	2	4	0.010
375.6	2P	1	3	0.027
380.5	2P	0	2	0,021
389.4	2P	3	6	0.003
391.4	1N	0	0	0.330
394.3	2P	2	5	0.006
399.8	2P	1	4	0.016
405.9	2P	0	3	0.007

表 2.1: Bunner が求めた  $N_2$  の衝突による消光がないとしたときの発光効率  $E_0$ (波長領域 300 ~ 400nm)

大気蛍光の発光効率 (fluorescence yield) およびその波長依存性の測定は、様々な実験で行われている。Bunner[19]、垣本ら [20]、永野ら [21] による実験は放射線源からの  $\gamma$  線、 $X$  線を用いた測定であり、FLASH 実験 [22]、MACFLY 実験 [23]、AIRFLY 実験 [24] は加速器で得られる電子ビームを用いた実験をおこなっている。発光効率は大気温度および圧力に依存して変化し、温度が上昇すると増加、気圧が上昇すると減少する。また湿度が上昇することで、大気中の水分子との衝突により脱励起しやすくなるため、発光効率は増加することが指摘されている [24]。つまり、大気蛍光の発光効率は高度によって変化する。図 2.7 に各実験で求めた大気蛍光発光効率の高度依存性を示した。

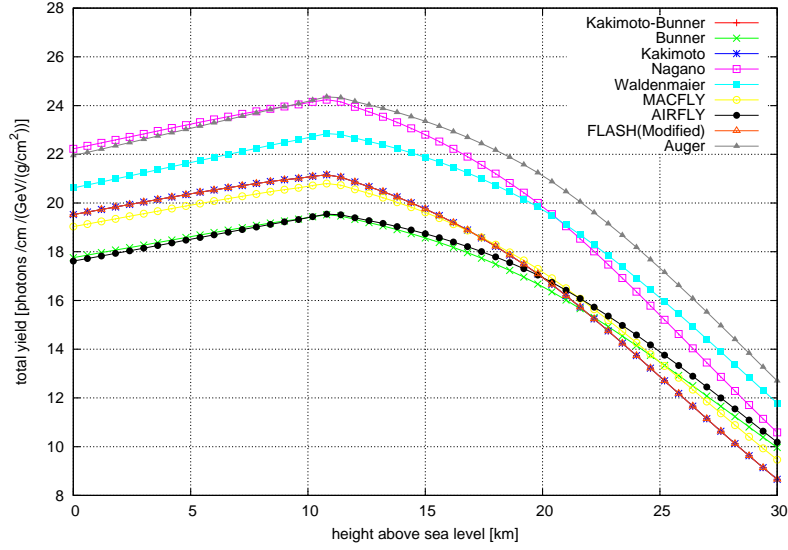


図 2.7: 各実験で求められた大気蛍光の発光効率の高度依存性。ただし、各高度ごとの温度、気圧は US 標準大気 [25] に従っている。

### チェレンコフ光

物質中を通過する荷電粒子の速度  $v$  がその物質中での光の速度  $c/n$  ( $c$  は光速、 $n$  は物質の屈折率) よりも大きいとき、粒子の進行方向に沿って放射される光をチェレンコフ光と呼ぶ。

チェレンコフ光は粒子の進行方向に対しある角度  $\theta$  をなす波面として観測される。ただし、

$$\theta = \sin^{-1} \left( \frac{c}{nv} \right) \quad (2.23)$$

である。1 気圧の大気において  $n \sim 1.00029$  であるので、その放射角  $\theta$  は約  $1.4^\circ$ 、電子の場合チェレンコフ光を放射するエネルギーの閾値は約 21MeV である。

荷電粒子 1 つから発生する波長  $\lambda$  のチェレンコフ光子数は

$$\frac{d^2 N_{\text{ch}}}{dX d\lambda} = \frac{2\pi\alpha Z^2}{\rho\lambda^2} \left( 1 - \frac{c^2}{n^2 v^2} \right) = \frac{2\pi\alpha Z^2}{\rho\lambda^2} \sin^2 \theta \quad (2.24)$$

となる。ここで、 $\rho$  は密度、 $\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c = 1/137$  は微細構造定数であり、 $Z$  は媒質の原子番号である。

実際の空気シャワーでは、シャワー中の荷電粒子の角度分布のためにチェレンコフ光の放射角分布は広がり、さらに大気中での散乱の影響を受ける。このため、シャワー軸から約  $20^\circ$  以下の領域では、観測される大気蛍光量に対して混入するチェレンコフ光の光量を無視できない。

### 夜天光

夜空から来る光全体を夜天光と呼び、主として次の 3 つに起因する。

- ・ 大気光:地球上層大気分子、原子の発する光
- ・ 黄道光:太陽系内の微塵が太陽光を散乱した光
- ・ 星夜光:星や星雲の集積光

これらの光は変動する DC シグナルとして各々の光電子増倍管で検出される。理科年表によると、夜天光の輝度は  $320S_{10}(\text{vis})$  ( $1S_{10}(\text{vis}) = 1.20 \times 10^{-9}[\text{erg}/\text{cm}^2\text{sec sr } \text{\AA}]$ ) とされている。

夜天光は波長 557.7nm に酸素原子による強いピークを持っており、連続スペクトル成分については波長が長くなるにつれて光量が増加している。このように、夜天光が長波長側で増加傾向にあること、および空気シンチレーション光は主に波長 300 ~ 400nm の光からなることを考えると、波長 300 ~ 400nm の光に対して感度のある光検出器を使用することで、夜天光の影響を少なくし、空気シャワーからシンチレーション光を効率よく観測することができる。

### Rayleigh 散乱と Mie 散乱

大気分子による散乱は Rayleigh 散乱で既述することができ、波長  $\lambda$  の光子の散乱確率は

$$\frac{\text{散乱波強度}}{\text{入射波強度}} = \frac{8\pi^4 N \alpha (1 + \cos^2 \theta)}{\lambda^4 r^2} \quad (2.25)$$

で与えられる。ここで、 $N$  は微粒子の数、 $\alpha$  は分極率、 $\theta$  は散乱角、 $r$  は散乱体から観測点までの距離である。Rayleigh 散乱による大気の透過率  $T_{\text{Ray}}$  は近似的に、

$$T_{\text{Ray}} = \exp\left(\frac{-X_{\text{trans}}}{X_{\text{Rayleigh}}} \left(\frac{400}{\lambda}\right)^4\right) \quad (2.26)$$

となる。ここで、 $X_{\text{trans}}$  は光の通過する大気厚さ [ $\text{g}/\text{cm}^2$ ]、 $X_{\text{Rayleigh}}$  は 400nm の光に対する Rayleigh 散乱の輻射長で 2974 [ $\text{g}/\text{cm}^2$ ]、 $\lambda$  は光の波長 [nm] である。

Rayleigh 散乱が波長より十分小さな直径の誘電体球による光の散乱であるのに対して、波長に対し無視できない大きさの誘電体球による光の散乱を Mie 散乱と呼ぶ。主に大気中のダスト、エアロゾル(霧、もや、塵、煙など)によって起こる。Mie 散乱による大気の透過率  $T_{\text{Mie}}$  は近似的に以下のように表せる。

$$T_{\text{Mie}} = \exp\left[\left(e^{-\frac{h_v^{\text{eff}}}{h_m}} - e^{-\frac{h_{\text{hill}}}{h_m}}\right) \frac{h_m}{l_m \cos \theta} \frac{360}{\lambda}\right] \quad (2.27)$$

ここで、 $\lambda$  は光の波長 (単位は nm)、 $h_m$  はエアロゾル分布のスケール高、 $l_m$  は Mie 散乱の平均自由行程、 $h_{\text{hill}}$ 、 $h_v^{\text{eff}}$  はそれぞれ観測点、散乱点の標高を表している。散乱点までの標高  $h_v^{\text{eff}}$  は、散乱点および観測点の海拔  $h_v$  および  $h_{\text{det}}$  を用いて、

$$h_v^{\text{eff}} = h_v - (h_{\text{det}} - h_{\text{hill}}) \quad (2.28)$$

のように表すことができる。各変数については図 2.8 に示した。

以上のように、Rayleigh 散乱による大気の透過率は大気分子の密度から簡単な計算で求められるが、Mie 散乱による透過率は大気中のダストやエアロゾル分布の様子に依存するため、大気モニターによる補正が必要になる。



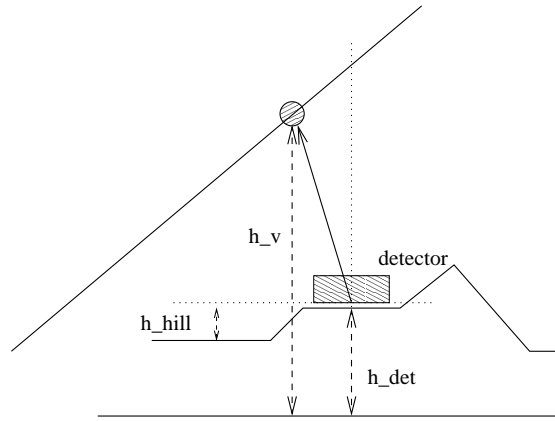


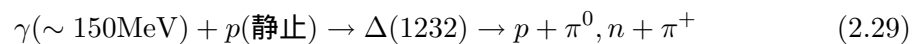
図 2.8: 式 (2.27) 中の各変数の説明

## 2.4 最高エネルギー宇宙線

宇宙線の中でも最も興味深いトピックの一つが最高エネルギー宇宙線 (Ultra High Energy Cosmic Rays, UHECRs) である。最高エネルギー宇宙線とは、 $10^{20}$ eV 付近あるいはそれ以上のエネルギーを持つ宇宙線のことを指し、これまでに AGASA や HiRes、近年では Auger、TA などにより観測されている。しかし、その起源や伝播機構はまだ謎に包まれている。本節では最高エネルギー宇宙線研究に残された諸問題についてまとめ、さらに観測の現状について述べる。

### 2.4.1 GZK cutoff

1963 年に宇宙背景放射 (Cosmic Microwave Background Radiation, CMBR) の存在が発見された直後、Greisen、Zatsepin と Kuzmin は、最高エネルギー宇宙線は伝播中にこの CMBR と衝突して大きなエネルギー損失を起こすことを指摘した [3]。2.7K の CMBR ( $\sim 10^{-3}$ eV) は、宇宙線陽子の静止系では 100MeV を超える高エネルギーの線と同等であり、陽子は高い確率で核子共鳴状態に励起される。共鳴状態は中間子を放出して崩壊するために、大きなエネルギー損失が起こる。



また、この共鳴状態よりも低いエネルギーで対生成 ( $\gamma + p \rightarrow p + e^+ + e^-$ ) によるエネルギー損失も起こる。

図 2.9 に宇宙線の銀河間空間における減衰距離を示す。これによれば、 $10^{20}$ eV 以上の陽子の減衰距離は 50Mpc 以下であることがわかる。従って、地球で観測された  $10^{20}$ eV 以上の宇宙線は、その起源が地球から 50Mpc 以内に存在していなければならない。逆にそれより遠方の源から放射された宇宙線は、どんなに高い初期エネルギーを持っていても伝播中にエネルギーを失い、地球では  $10^{20}$ eV 以下の宇宙線として観測される。

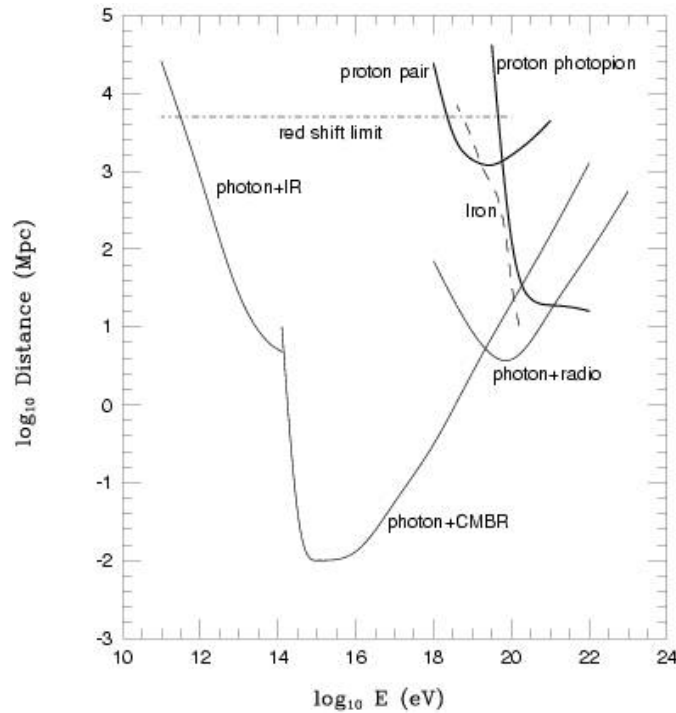


図 2.9: 宇宙線の減衰距離 (実線が陽子、点線が鉄の減衰距離を示す)

宇宙線が陽子よりも重い原子核である場合にはそれ以外のエネルギー損失も起こる。 $2 \times 10^{19}$  eV 以上の宇宙線原子核は CMBR 光子および赤外線背景放射との衝突による photodisintegration によって 1Mpc 当たり 3、4 個の核子を失う。したがって、観測される最高エネルギー宇宙線が陽子より重い原子核である場合、その起源は 20Mpc 以内に存在していなければならない。

以上のような反応により最高エネルギー宇宙線は遮断されるので、地球上で観測されるエネルギースペクトルには  $10^{20}$  eV 付近に鋭い cutoff が現れると考えられており、GZK cutoff と呼ばれている。また、この cutoff が現れるエネルギー限界を GZK 限界と呼ぶ。図 2.10 に様々な宇宙線源の分布モデルから予想されるエネルギースペクトルを示した [4]。例えば源が宇宙空間に一樣に分布している場合、 $5 \times 10^{19}$  eV で急激な減衰が現れると予想されている。観測される最高エネルギー宇宙線のスペクトルがどのような構造を示すかが、宇宙線源を研究する上での重要な鍵となってくる。

#### 2.4.2 AGASA および HiRes による観測

AGASA (Akeno Giant Air Shower Array) は、山梨県北杜市明野町とその近郊の高原 (平均標高 900m) に設置された空気シャワー観測装置である。面積  $2.2\text{m}^2$  のプラスチックシンチレータ 111 台を  $100\text{km}^2$  の領域に約 1km 間隔で設置した空気シャワーアレイで、エネルギーが  $10^{20}$  eV 以上の宇宙線 (super-GZK 事象) を 11 事象観測した。

AGASA による観測は、最高エネルギー宇宙線について以下の 2 つの大きな問題を提起

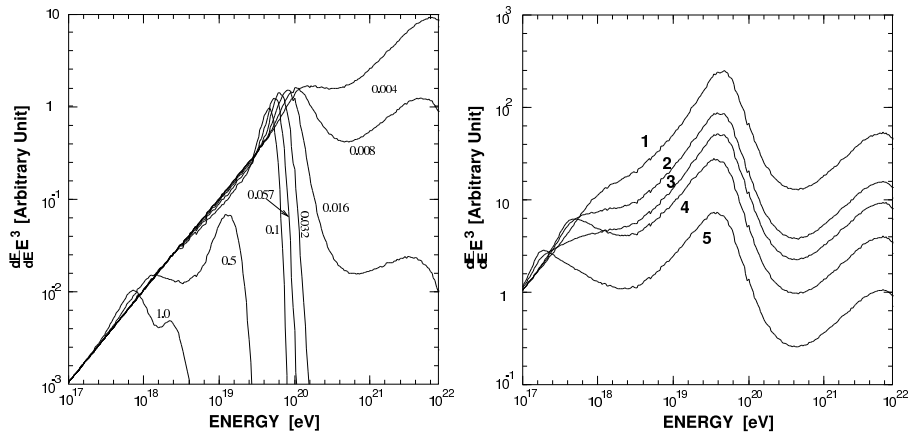


図 2.10: 宇宙線のエネルギースペクトルに予想される GZK cutoff。左:1つの源がいくつかの red shift ( $z = 0.004 \sim 1.0$ ) にあると仮定した場合。右:源が空間分布しているとしてその分布がいくつかの異なる evolution model に従うと仮定した場合。

している。

まず第一に、理論的な限界よりもはるかに多くの super-GZK 宇宙線が観測されているということである。AGASA によって観測された一次宇宙線のエネルギースペクトルを図 2.11 に示す [7]。青い破線は宇宙線源が一様等方的に分布していると仮定した場合に期待されるスペクトルである。この図に示されているように、AGASA の観測したエネルギースペクトルは、GZK 限界の  $10^{20}$  eV を超えて途切れることなく高エネルギーに向かって続いている。AGASA が建設以来 10 年間に観測した super-GZK 事象数は 11 であるが、GZK cutoff から期待される事象数は 1.6 であり、AGASA の観測は GZK 限界の存在と 4.0 の有意度で矛盾している。

第二に、これらの宇宙線は全天から等方的に到来しているが、その一部は点源から放射されているように見えることである。図 2.12 は AGASA が観測した  $10^{19.6}$  eV 以上の宇宙線 59 事象の到来方向を赤道座標系でプロットしたものである [8]。到来方向はほぼ等方的に分布しており、既知の天体の方向分布と明らかな相関は見つかっていない。しかし、 $2.5^\circ$  以内に 2 事象、あるいは 3 事象重なった doublet、triplet 事象が計 6 例見つかっている。AGASA の到来方向分解能が  $1.6^\circ$  であることを考慮すると、これらの事象は同一の点源から放射されたものであると考えて矛盾はない。doublet/triplet 事象の方向分布は、銀河中心や銀河円盤、局部銀河群の作る超銀河面などとの相関を持たず、等方的である。 $10^{19.6}$  eV 以上の 59 事象のうち、任意の 2 事象が作る離角の分布を図 2.13 に示した [9]。図の左端のピークは図 2.12 に示した 5 つの doublet と 1 つの triplet 事象に対応している。図 2.13 の実線は到来方向が完全に等方的である場合に期待される分布である。ピークの有意度は 5

であり、以上の結果はなんらかの最高エネルギー宇宙線点源が銀河系外に存在することを強く示唆している。

一方、AGASA と同時期の最高エネルギー宇宙線観測グループである HiRes (High Resolution Fly's Eye) は、AGASA が地表粒子検出器を用いた観測であったのに対し、大気蛍光望遠鏡による観測を行い、そして GZK cutoff の存在を示唆する結果を発表した。HiRes

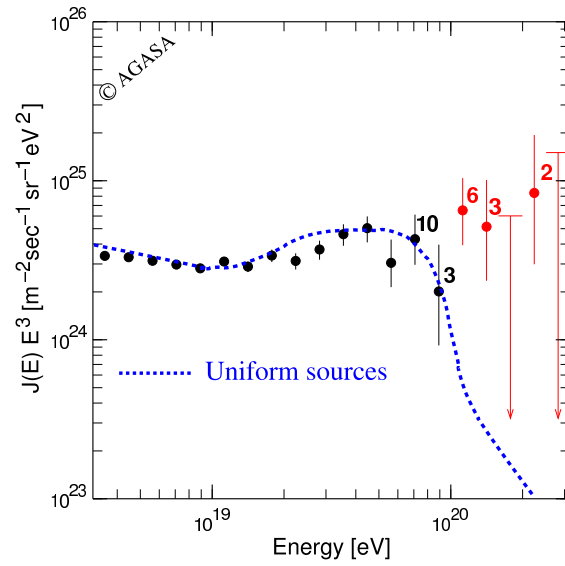


図 2.11: AGASA によって観測された一次宇宙線のエネルギースペクトル [7]

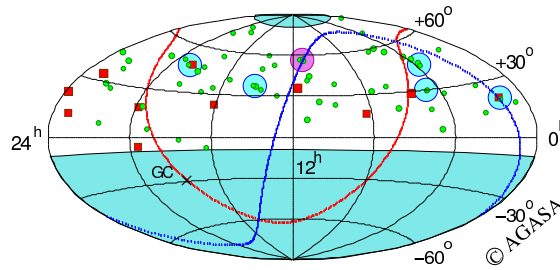


図 2.12: AGASA が観測した  $10^{19.6}$  eV 以上の宇宙線の到来方向分布 [8]。水色の丸が doublet、ピンクの丸が triplet である。また赤線は銀河面、青線は超銀河面を指す。

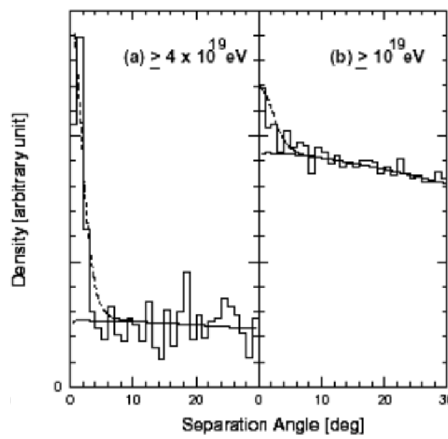


図 2.13:  $10^{19.6}$  eV 以上の 59 事象のうち任意の 2 事象が作る離角の分布 [9]

によるエネルギースペクトル (2 基の望遠鏡ステーションの単眼観測の結果) を図 2.14 に示す。これによると、 $10^{20}$  eV を越える宇宙線は 2 事象であり、スペクトルは GZK cutoff

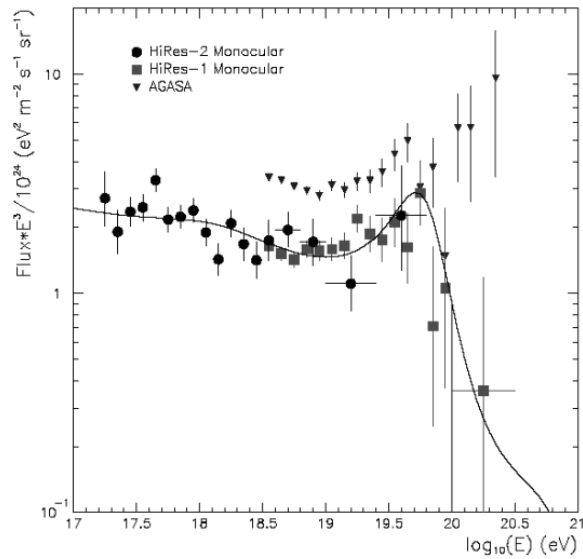


図 2.14: HiRes が発表したエネルギースペクトル

と一致している。

このように AGASA と HiRes は矛盾した観測結果を示しているが、AGASA のエネルギー決定精度は 18%、HiRes も 20% であり、GZK cutoff の存否についてはどちらも決定的な結果は出せていない。また、AGASA と HiRes は異なった手法で空気シャワーを観測しており、この観測装置固有のエネルギー決定の系統誤差がスペクトルの違いに関係しているのではないかと指摘され、Pierre Auger (Auger) 実験および Telescope Array (TA) 実験といった、地表検出器による観測法と大気蛍光法を同時に行う実験が立案され、開始されている。

### 2.4.3 起源モデル

最高エネルギー宇宙線の起源としてはいくつかの候補が考えられており、それらは大きく分けると bottom-up モデルと top-down モデルという 2 種類のモデルに分けられる。以下ではそれぞれのモデルについて説明する。

#### bottom-up モデル

Fermi 加速 (第 2.1.2 節参照) あるいはその他のメカニズムによって、宇宙線をより高いエネルギーへと加速し、最高エネルギー宇宙線を放射しているような放射源モデルを総称して bottom-up モデルと呼ぶ。

宇宙線荷電粒子がある領域で加速される場合、磁場による力を受けて進行方向が曲げられるので、加速領域への閉じ込め条件を課すことにより原理的な加速限界が決まり、

$$E_{\max} \propto \gamma Z B R \quad (2.30)$$

となる。ここで、 $\gamma$  は衝撃波のローレンツファクター、 $Z$  は宇宙線原子核の原子番号、 $B$  は加速領域の磁場の大きさ、 $R$  は加速領域の大きさである。図 2.15 に、 $10^{20}$ eV 以上までの加速が可能な候補天体の大きさとその磁場強度、そして最大加速エネルギーの関係を示した [6]。この図から、銀河系そのものを含むほとんどの銀河系内天体は最高エネルギー宇宙線の加速源から除外されることがわかる。銀河系内の天体としては唯一、中性子星が候補天体である。銀河系外起源の候補としては、活動銀河核、ガンマ線バースト、電波銀河、銀河団などが挙げられる。

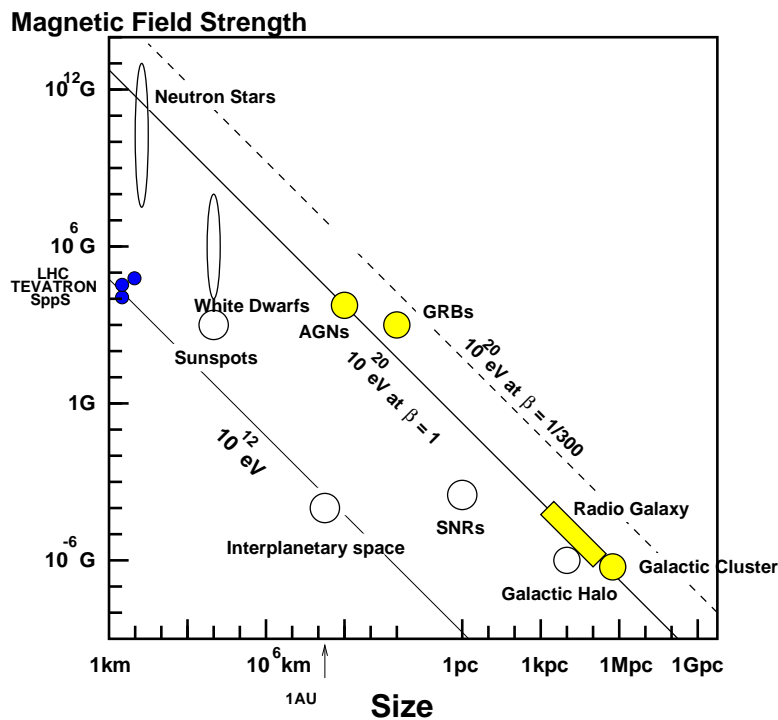


図 2.15:  $10^{20}$ eV を越える最高エネルギー宇宙線の加速源に課せられる磁場の強さと天体の大きさと最大加速エネルギーの関係

以下、いくつかの候補天体での加速の可能性と観測との比較について簡単にまとめる。

- ・ 中性子星：表面の磁場が  $10^{13}$ G を超えるような中性子星により鉄原子核が  $10^{20}$ eV 以上まで加速される可能性が指摘されている。しかし、このような非常に強い磁場が存在した場合、荷電粒子はシンクロトロン放射によってエネルギーを失うため、実際にはそのような高エネルギーまでの加速は不可能であると考えられている。ただし、シンクロトロン放射によるエネルギー損失率は中性子星表面からの距離に強く依存し、表面から  $10^9$ cm 以上離れた領域で加速された粒子は大きなエネルギー損失

を伴わずに加速されるという指摘もある。このモデルでは、最高エネルギー宇宙線は銀河系内起源であるということになる。中性子星で加速される粒子は主に鉄原子核であると予想されているので、最高エネルギー宇宙線の組成を決定することがこのモデルを検証する上で最も重要である。

- AGN : 活動銀河核 (Active Galactic Nuclei, AGN) では、中心にあるブラックホールに降着する物質の重力エネルギーを粒子の運動エネルギーとして解放する。粒子加速は回転する磁場によって生じる電場によって起こる。ただし AGN での加速は、荷電粒子が周囲の放射場との衝突によってエネルギーを損失するため、最大加速エネルギーは  $10^{19}$ eV までだと考えられている。
- 電波ローブ : AGN の電波ローブと呼ばれる領域では、中心核から放出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 100kpc 以上も広がっている。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いのでエネルギー損失が少なく、なお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。しかし、hot-spot を伴う電波ローブを持つ AGN はまれで、地球からの距離も遠く、しかもこれまでに観測された最高エネルギー宇宙線の到来方向分布と合わない。仮に M87(18Mpc) がそのような放射源であれば、M87 の方向に観測事象が集中するはずである。また、次に近い既知の類似な天体は NGC315 で、これは 100Mpc と遠すぎる。
- GRB : ガンマ線バースト (Gamma Ray Bursts, GRB) は、我々が知っている現象の中でも最も激烈なものの一つであり、最高エネルギー宇宙線の到来方向と同様に等方的に分布している。GRB によるエネルギー放出率は、最高エネルギー宇宙線源が一様に分布していると考えた場合の  $10^{19}$ eV 以上の宇宙線としてのエネルギー放出率にほぼ等しく、非常に有力な候補天体である。しかし、GZK 機構のために地球近傍 50Mpc 以内に存在しなければならない。このような GRB は 100 年に 1 回程度しか発生しないと予想されているので、観測される宇宙線の到来方向分布は GRB の方向に集中することが容易に予想できる。しかし、これまで観測された super-GZK 事象と GRB の方向には、相関は見つかっていない。
- 銀河団 : 数  $\mu$ G オーダーの磁場が 500kpc 程度の広がりを持って観測されており、これは最大加速の条件 (式 2.30) を満たしている。しかし、 $10^{20}$ eV 以上まで宇宙線が加速されたとしても、銀河団内部での GZK 機構によるエネルギー損失が大きく、銀河団の外には放射されないと考えられている。
- 衝突銀河 : 巨大な衝撃波と  $20\mu$ G オーダーの強い磁場を持った衝突銀河が観測されており、その大きさは加速された宇宙線の曲率半径を越える。しかし、 $10^{20}$ eV まで粒子を加速するには、衝突している銀河どうしの大きさが非常に異なることが条件である。

## top-down モデル

前述のように、これまでに観測された最高エネルギー宇宙線を既知の天体現象や素粒子物理、宇宙論の標準的な枠組の中で説明することが困難である。このため、AGASA の発見は多くの理論家の興味を呼び起こし、素粒子物理の標準的な理論を越えた新しい物理に基づくモデルや、未知の超高エネルギー天体現象に基づくモデルが提案されている。こうしたモデルは、従来のような低エネルギー粒子が加速されて最高エネルギーに達するという bottom-up モデルに対して、top-down モデルと呼ばれる。

以下にそのいくつかの例を挙げる。

- ・ TD・SHR の崩壊・対消滅：ビッグバンの初期、すなわちインフレーションの最後またはその後に生成された宇宙紐などの位相欠陥 (Topological Defect, TD)、または超重粒子 (Super Heavy Relic Particles, SHR) が、銀河近傍で崩壊して最高エネルギー宇宙線を発生しているとするモデルである。TD は互いの衝突や対消滅によって、超重ゲージボソンやヒッグスボソンに崩壊すると考えられている。これらはパイオンのハドロンジェットを作り最終的に 線、電子、ニュートリノに崩壊し、ハドロンのうち数%だけが核子となる。GZK 機構を考慮すると、このシナリオでは、GZK cutoff より低いエネルギーでは陽子が、高いエネルギーでは 線が主成分になると予想される。SHR も崩壊によってハドロンジェットを作るが、SHR は cold dark matter として銀河ハロー内にも存在すると考えられるため、GZK 機構の影響を受けず、粒子種がエネルギーとともに変化することはないと予想されている。
- ・ Z バーストモデル：超高エネルギーのニュートリノが、重力によって銀河近傍に集積している宇宙背景ニュートリノと相互作用して  $Z^0$  粒子を作り、その崩壊生成物が最高エネルギー宇宙線として観測されるとするモデルである。この反応で生成されるのはほとんど光子である。また、宇宙背景ニュートリノは銀河近傍に大きな半径を持つクラスターを作るので、到来方向分布は等方的になると予想される。
- ・ 相対論の破れ：超高エネルギーでは特殊相対論に破れがあり、GZK 機構で考慮されている  $\Delta^+$  生成の共鳴的生成が起こらないとするモデルがある。ローレンツ因子  $\gamma$  が  $10^{11}$  を越えるようなエネルギー領域では、これまで特殊相対論の実験的検証がなされていないため、このような提案が可能である。

このように top-down モデルでは、GZK 限界を超える最高エネルギー宇宙線の存在が確立されれば、標準的な素粒子と天体の理論を越える新たな物理への糸口となる可能性がある。

### 2.4.4 観測結果の現状

最高エネルギー宇宙線は宇宙空間での激しい現象や未知の物理と結びついていると考えられ、その観測結果は非常に注目されてきた。AGASA 以後の観測実験として HiRes、Auger、TA などが最高エネルギー宇宙線のエネルギースペクトル、到来方向、質量組成についての結果を示している。以下では、それぞれの項目について観測結果の現状を示す。



## エネルギースペクトル

これまでに、Akeno, AGASA, Haverah Park, Yakutsk, Fly's Eye, HiRes-I, HiRes-II, Auger, TA により最高エネルギー領域での宇宙線のエネルギースペクトルが示されている。図 2.16 で各実験によるエネルギースペクトルを比較した。実験ごとの系統誤差は無視できない (AGASA:18%, HiRes:22%, Auger:22%) が、AGASA の結果は  $10^{19}$ eV 以上のエネルギー領域でもスペクトルが伸び続けているのに対し、HiRes, Auger のスペクトルは  $10^{19}$ eV 付近で折れ曲がりがあることで一致している。

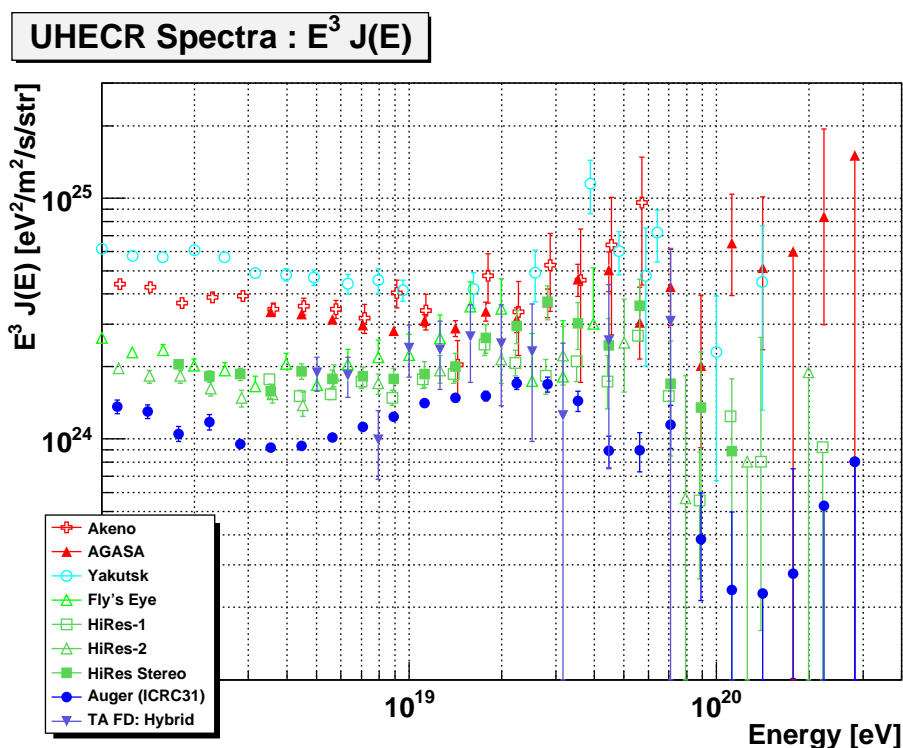


図 2.16: 各実験で求められた最高エネルギー宇宙線のエネルギースペクトル。縦軸は宇宙線フラックスにエネルギーの3乗をかけている。

## 到来方向

既述の通り、AGASA による最高エネルギー宇宙線の到来方向分布には、doublet, triplet といった事象間での相関は見られたが、既知天体の方向分布には明らかな相関が見られず異方性は確認できなかった [8]。一方 Auger は、最高エネルギー宇宙線の到来方向分布が AGN の方向分布と相関を示す [13] と発表している (図 2.17)。しかし、その後の統計量の増加により AGN との相関は弱まっている。

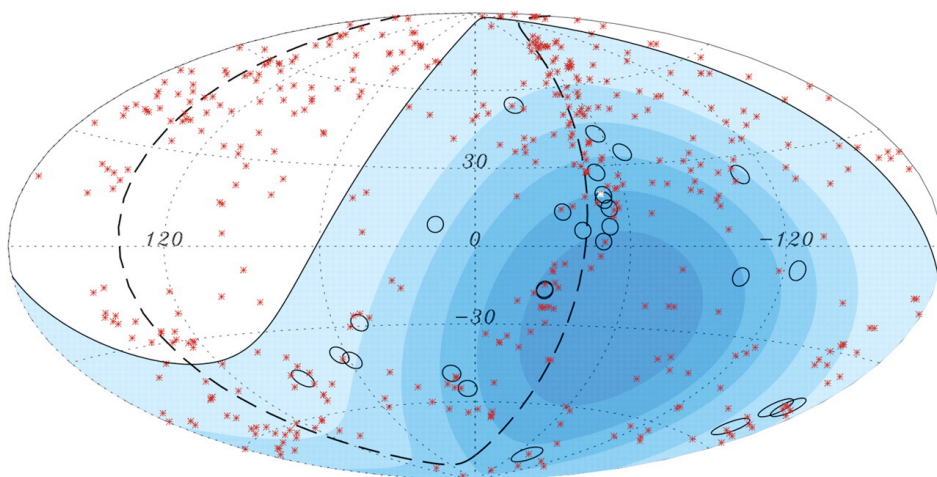


図 2.17: Auger 実験による最高エネルギー宇宙線の到来方向 (黒円) と AGN の方向 (赤点) の分布 [13]。青い領域は観測可能領域であり、色の濃さが総露光時間を表している。

## 質量組成

大気蛍光法による観測で求められた  $X_{\max}$  を核種ごとのシミュレーションと比較することで一次宇宙線の質量組成解析を行うことができる。HiRes[11], Auger[14], TA[27] が大気蛍光法で得られたデータを用いて質量組成解析を行っており、それぞれの結果は以下の図 2.18, 2.19, 2.19 に示した。

HiRes によれば、 $1.6 \times 10^{18}$  eV 以上の宇宙線組成は陽子が支配的である。一方、Auger の結果では  $10^{18.5}$  eV を超えた辺りから重い成分へと移り変わっている。また TA の結果は、 $10^{18.5}$  eV を超えた領域でも陽子支配的であることを示している。

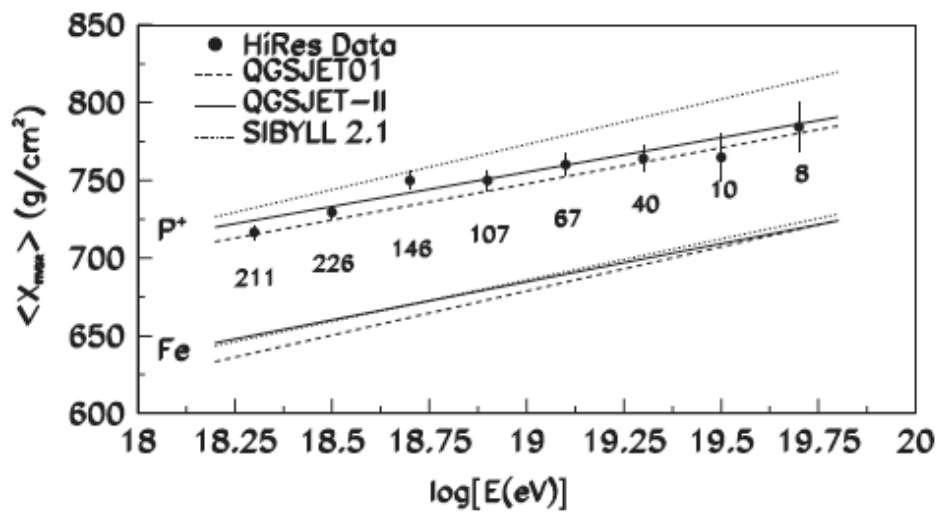


図 2.18: HiRes により観測された空気シャワーの平均  $X_{\max}$ [11]

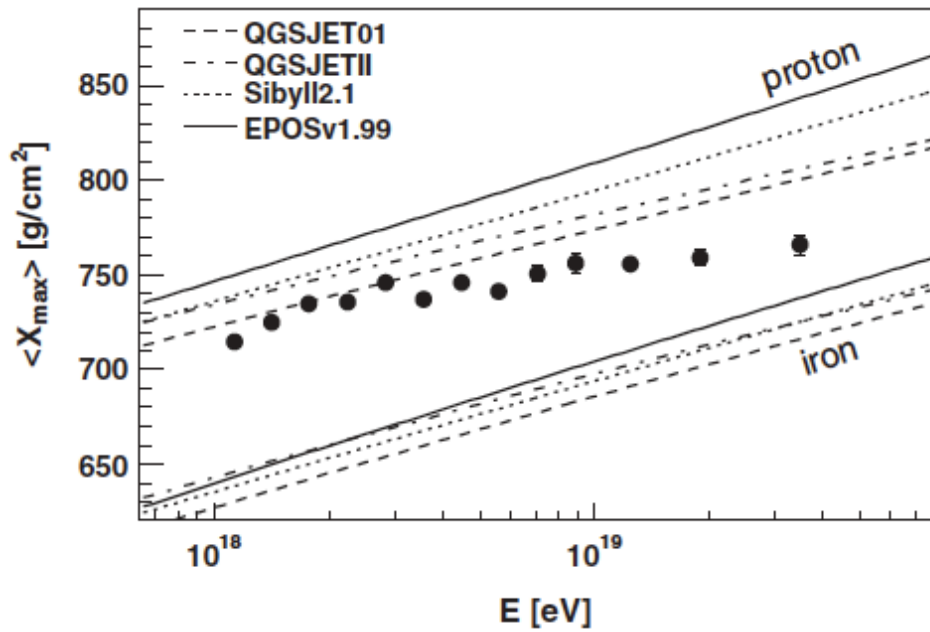


図 2.19: Auger により観測された空気シャワーの平均  $X_{\max}$ [14]

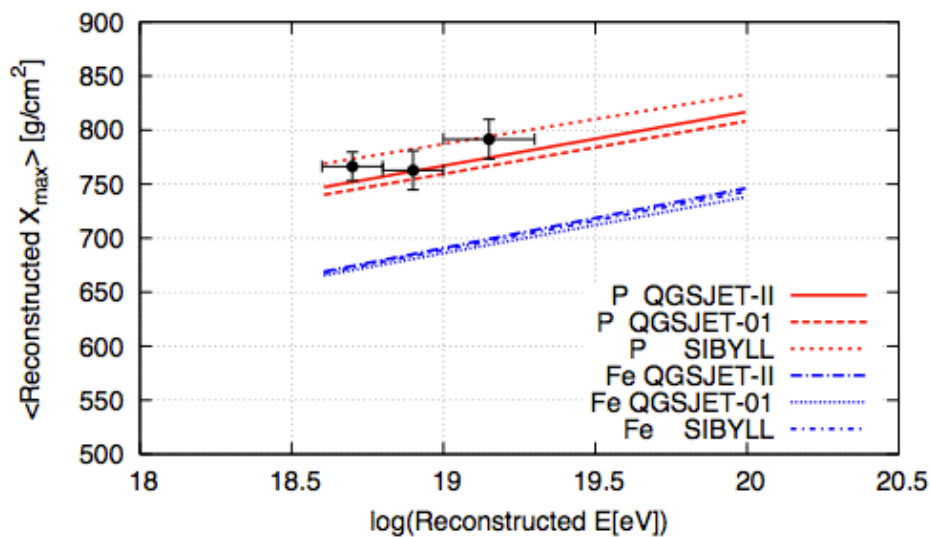


図 2.20: TA により観測された空気シャワーの平均  $X_{\max}$ [27]

## 第3章 Telescope Array 実験

第 2.4 節で述べたような最高エネルギー宇宙線の謎を解明すべく、日米韓露共同の観測計画である Telescope Array(TA) 実験が立案された。TA 実験では、AGASA の約 4 倍の有効検出面積を持つ大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD) と、約 9 倍の有効検出面積を持つ地表検出器 (Surface Detector, SD) を設置し、最高エネルギー宇宙線の空気シャワーを観測するものである。以下では TA 実験、特に本研究で対象となる FD 観測について詳述する。

### 3.1 TA 実験の目的

TA 実験では、super-GZK 宇宙線の存否を確立すると共に、存在するのであればその発生源と宇宙空間での伝播機構を解明することを目的としている。以下に柱となる 3 つの目標を述べる。

- ・ エネルギースケールの系統誤差を 10%以内に抑える  
TA 実験では、観測イベントの約 10%が FD 観測と SD 観測によるハイブリッド観測になるため、両検出器相互の補正によりエネルギースケールの系統誤差を 10%以内に抑え、最高エネルギー宇宙線のエネルギースペクトルを決定する。
- ・ 角度分解能を 1.0 °以下に抑える  
TA 実験全体では AGASA 実験に対して約 12 倍の有効検出面積を有しており、これにより統計量を増やす。同時に、一次宇宙線の到来方向を 1.0 °以下の精度で決定することで、最高エネルギー宇宙線の点源問題を解決する。
- ・ 最高エネルギー宇宙線の粒子種を同定する  
最高エネルギー宇宙線の起源モデルごとに一次宇宙線の組成は陽子、鉄、 線、ニュートリノなどと様々な予言があるため、起源解明の大きな鍵となってくる最高エネルギー宇宙線の粒子種同定を行う。

### 3.2 TA 実験の概要

観測実験は、大気が乾燥して透明度が高いため大気蛍光法による観測に適したアメリカ合衆国ユタ州ミラード郡の、平均標高 1400m(大気深さ 860g/cm<sup>2</sup>) の西部砂漠地帯において行っている。大気蛍光観測用の FD ステーションは地表で発生する霧などの影響を避けるため、周囲から 100 ~ 200m 高くなった小丘の頂上や中腹に配置される。また、FD ステーションは約 40km の間隔で Black Rock Mesa(BRM)、Long Ridge(LR)、Middle

Drum(MD) の 3 カ所に設けられ、それぞれが中心領域方向に視野を持ち空気シャワーを観測する。また、FD ステーションによって囲まれた領域には、地表検出器アレイとして 507 台のシンチレーション検出器が約 1.2km 間隔で碁盤の目状に設置されている。装置の配置図を図 3.1 に示す。

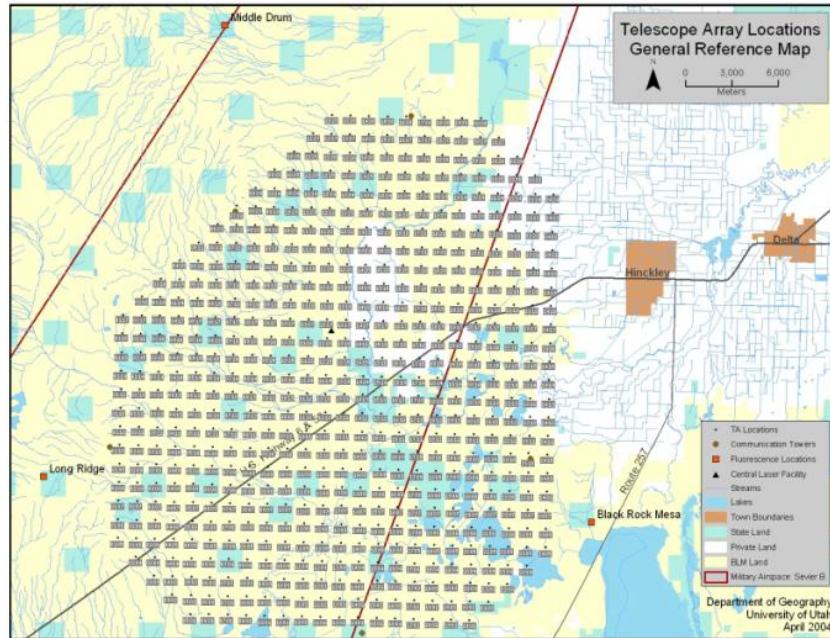


図 3.1: TA 実験における装置の配置図。中心に碁盤状に地表検出器が配置され、それを囲むように 3 箇所の FD ステーションが設置されている。

### ハイブリッド観測

TA 実験では大気蛍光法による観測 (FD 観測) と地表検出器による観測 (SD 観測) を同時に行う (図 3.2)。SD 観測においては、観測した粒子数と到来時間の測定結果を空気シャワーのシミュレーション計算と比較することによって一次宇宙線のエネルギーと到来方向を決定する。一方 FD 観測では、空気シャワーの中心軸付近にできる大気蛍光の軌跡を撮像することにより、軌跡の輝度 (光量) から大気中における空気シャワーの全エネルギー損失と到来方向を測定する。

FD 観測と SD 観測は測定原理が異なるだけでなく、空気シャワーのエネルギーを相補的な観点で測定している。すなわち、FD 観測では空気シャワー軸付近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、SD 観測は最大発達付近の平面内でシャワー軸から数百 m ~ 数 km の範囲において、粒子密度の横方向分布を測定する。そもそも、各々の観測手法は単独で一次宇宙線のエネルギーと到来方向を決定できる。しかし、SD 観測ではエネルギー決定にモンテカルロシミュレーションを介するため系統誤差が大きく、FD 観測でも大気の発光効率、大気中での紫外線光の散乱・吸収、鏡の



反射率、光電子増倍管の量子効率などの較正を行う必要があり、エネルギーの系統誤差を見積もるのは容易ではない。以上の問題を克服するためにも、相互の情報を使ってより高精度なエネルギー決定を行うという点で、ハイブリッド観測は重要な意味を持っている。

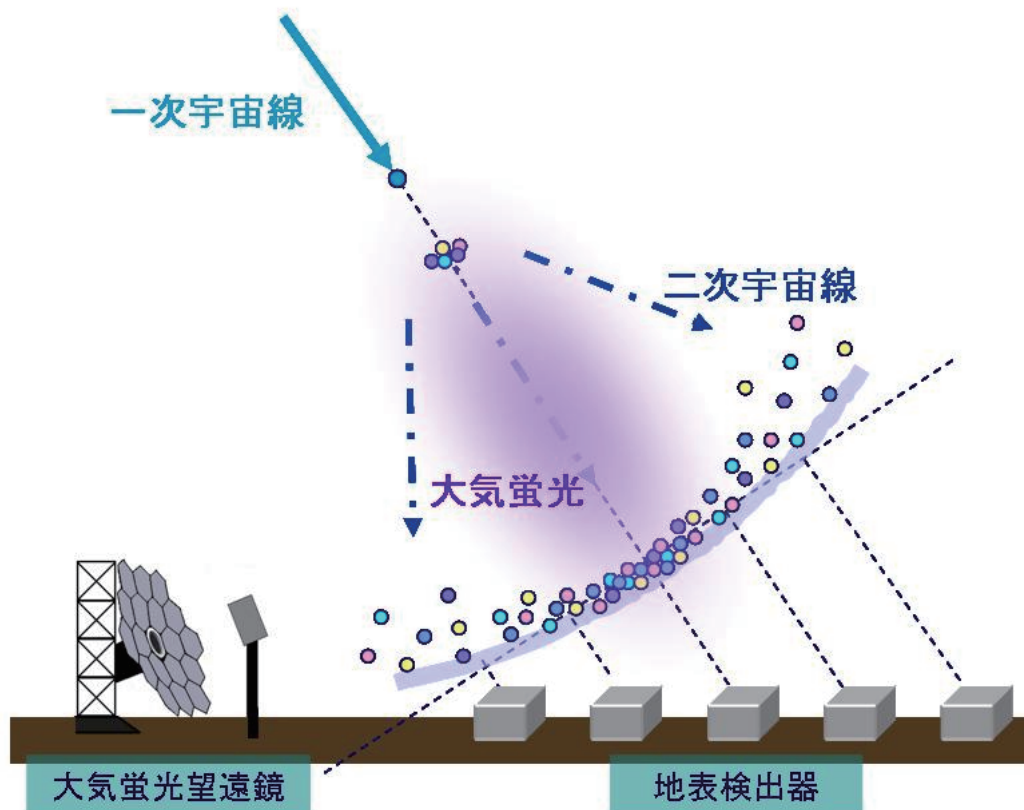


図 3.2: ハイブリッド観測の概念図

### 3.3 大気蛍光望遠鏡

大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD) は、空気シャワーによる大気シンチレーション光を球面鏡で集光して PMT カメラで撮像することにより観測を行う装置である。北側に位置している MD ステーションは HiRes-I の望遠鏡を移設したものであり、方位角幅  $16.5^\circ$ 、仰角幅  $16^\circ$  の望遠鏡が 14 台設置されている。一方、南側 2ヶ所の FD ステーション (BRM, LR) は TA 実験で新設された望遠鏡をそれぞれ 12 台有しており、方位角  $108^\circ$  を観測する (図 3.3)。将来的には  $360^\circ$  をカバーするような拡張がすることが可能な構造になっている。観測を行わない間はシャッターを閉め望遠鏡を保護する。

以下では、今回の解析で使用した BRM, LR ステーションの FD を構成する各部位についてまとめ、データ収集システム、キャリブレーションについても述べる。



図 3.3: FD ステーションの概観

### 3.3.1 光学系

望遠鏡は広視野角を得ること、また放物面鏡に比べて設置と調節機構が簡単であることから、球面鏡を使用している。この球面鏡は、六角形のセグメントミラー 18 枚からなる口径 3.3m の合成球面鏡である。セグメントミラーのデザインと実際に設置された球面鏡を図 3.4 に示す。セグメントミラーの取り付け角度は 2 方向に調節可能である。また、合成球面鏡の中心にセグメントミラーは設置されておらず、光学角度制御系と PMT 較正系が取り付けられている。セグメントミラーは対辺間隔が 660mm の六角形で、厚みが 11mm、曲率半径が  $6067 \pm 40$ mm である。素材は Tempalex glass を使用し、表面は劣化に強い Anodization という方法で  $\text{Al}_2\text{O}_3$  コーティングされている。反射率は、波長域 330nm~450nm で 80% 以上である。

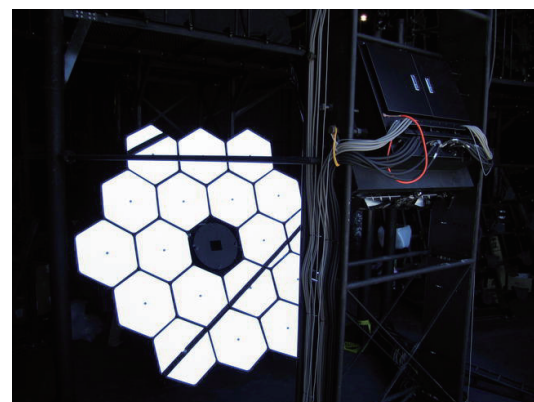
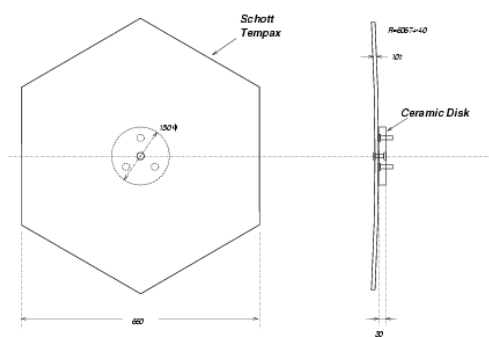


図 3.4: セグメントミラーのデザイン (左) と実際に設置された球面鏡 (右)

望遠鏡 1 基の視野は、方位角幅が  $18^\circ$ 、仰角幅が  $15.5^\circ$  である。この望遠鏡を二段に重ね、上段で  $3^\circ \sim 18.5^\circ$ 、下段で  $18.5^\circ \sim 34^\circ$  をカバーすることができ、全体では仰角  $3^\circ \sim 34^\circ$  を観測することができる (図 3.5)。



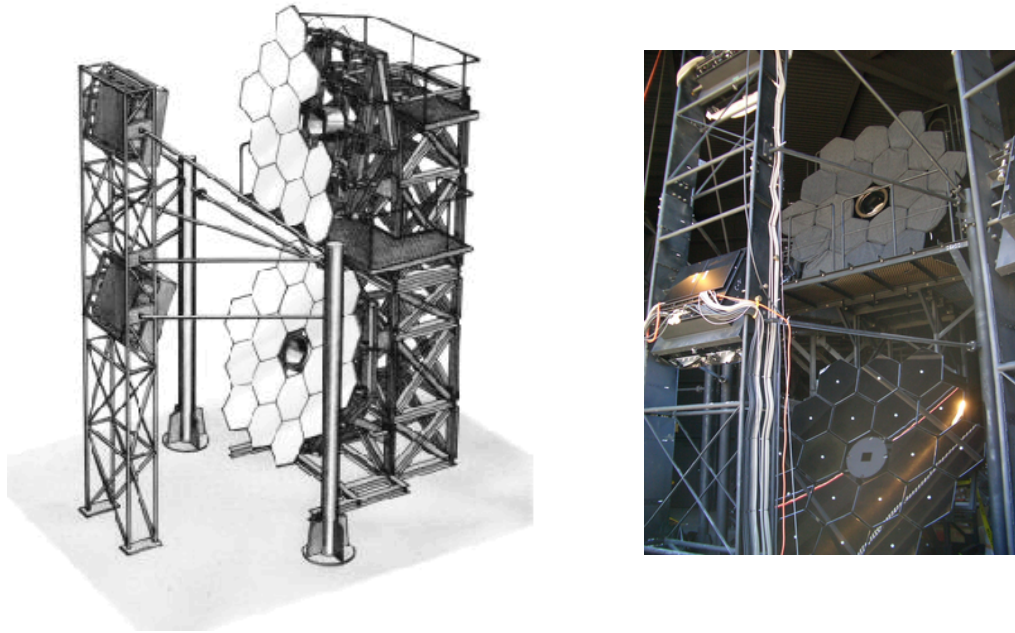


図 3.5: 望遠鏡のデザイン (左) と実際に設置された望遠鏡 (右)

### 3.3.2 PMT カメラ

PMT カメラは、 $16 \times 16$  のアレイ状に並べられた 256 本の PMT(光電子増倍管) から構成されており、反射鏡の焦点面に設置されている。PMT カメラは PMT とエレクトロニクスを周りの砂や埃から保護するため、カメラボックス内に密閉されている。PMT は浜松ホトニクス社の R9508 を用い、1 本あたり約  $1^\circ \times 1^\circ$  の視野を持たせる。これが撮像の分解能となる。PMT 後部に取り付けられたプリアンプによって増幅された信号は、ボックス背面にあるパッチパネルを経由してデータ収集システムへ送られる。また、観測するシンチレーション光の波長域は主に  $300\text{nm} \sim 400\text{nm}$  であり、その他の波長領域の光をカットするために、個々の PMT の光電面上にはこの領域で透明な SCHOTT BG3 が取り付けられている (図 3.6)。さらに、カメラボックスの窓として、 $300\text{nm}$  以降の波長域に対し透過率が 90%以上あるパラグラスを用いている。

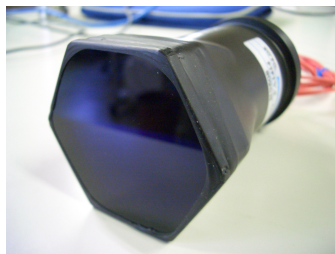


図 3.6: BG3 を取り付けけた PMT

### 3.3.3 データ収集システム

データ収集システムの概略を図 3.7 に示す。トリガーシステムは、Signal Digitizer and Finder module (SDF)、Track Finder module (TF)、Central Trigger Distributor module (CTD) という 3 種のモジュール群から構成される。以下ではそれぞれのモジュールについて説明する。

#### Signal Digitizer and Finder module (SDF)

各 PMT の出力の AD 変換を行い、大気蛍光の波形認識をする役割を持つ。1 枚に 16 チャンネル分が組み込まれており、1 クレートに 16 枚装着される。PMT から送られてきたアナログ信号は、12bit 分解能、最大出力 2V、40MHz サンプリングの FADC(Flash Analog Digital Convertor) で AD 変換された後 100ns 毎に積分され、1 フレーム (12.8 $\mu$ sec) 毎に記録される。波形認識は各フレーム毎に行われ、計算された S/N(signal to noise) 比が設定された threshold を上回るとトリガー信号 (ファーストレベルトリガー) を発生させる。トリガーのかかったチャンネルは 1、それ以外は 0 と表され次の TF へと送られる。

#### Track Finder module (TF)

SDF から集められた 0/1 ヒットパターンを元に、大気蛍光トラック判定を行う。PMT カメラ 1 台につき、1 つの TF が設置される。判定により以下の 3 つに分類され、次の CTD へトリガー (セカンドレベルトリガー) が送られる。

complete track 連続した 5 本の PMT でトリガーがかかっている

partial track カメラの端の連続した 3 本の PMT でトリガーがかかっている

NC 著しく大きな ADC カウントがある

#### Central Trigger Distributor module (CTD)

データ取得の最終判断を行うモジュールであり、1 つの FD ステーションに 1 つある。12 枚ある TF からのセカンドレベルトリガーを集め、カメラ間にまたがったトラックの判定を行い、トリガー (ファイナルレベルトリガー) を発生させる。また、2008 年 3 月より飛行機などの人工光によるトリガーを防ぐため、飛行機 veto が導入されている。さらに、全エレクトロニクス共通のクロックの提供、初期化信号の送付なども行っており、観測されたイベントの絶対時刻は CTD 付属の GPS により記録される。

基本的なデータの流れは次のようになる。PMT からの出力信号はプリアンプで増幅され、SDF に送られる。SDF でデジタル化されたデータはバッファに記録され、同時にファーストレベルトリガーの判定が行われる。SDF のトリガーは TF に集められて、カメラ 1 台毎のヒットパターンを作成し、それを元にトラック判定が行われる。最後に、CTD によって全てのカメラのトリガーコードが集められ、イベントを取得するかの判断が行われる。イベントとして判定されたデータは、SDF のバッファから光ファイバーを利用して PC に送信される。

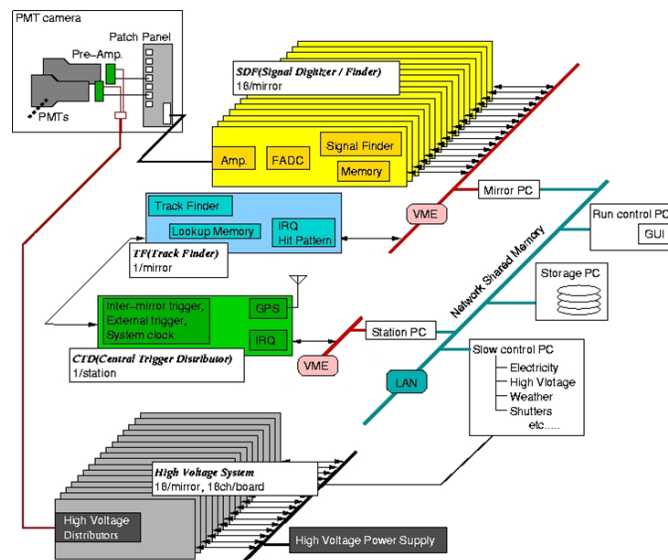


図 3.7: FD エレクトロニクスの概略図

### 3.3.4 キャリブレーション

大気蛍光法による観測では 2.3.2 で述べたように、エネルギーを決定するためには様々な較正を行う必要がある。以下でキャリブレーションシステムについて簡単にまとめる。

#### PMT ゲインの較正

大気蛍光法では、検出された PMT の信号から PMT への入射光子数を算出しないといけない。そのため PMT ゲインを精度よく求めていかなくてはならないので、以下のようなキャリブレーションが行われている。

- CRAYS
 

$N_2$  レーザー (波長 337.1nm) の Rayleigh 散乱光を絶対一様光源 (Calibration using RAYleigh Scattering, CRAYS) として使用し基準 PMT の較正を行う。レーザーの出力と Rayleigh 散乱の散乱断面積から PMT 入射光子数を計算することで、基準 PMT の量子効率、収集効率、絶対ゲインをあらかじめ測定することができる。
- YAP
 

基準 PMT の光電面中央に YAP 光源を取り付け、そこから発生する光電子数 (~1000 個) を観測する。YAP 光源は、プラスチックシンチレータ  $YAlO_3:Ce$  に  $^{241}Am$  からの  $\alpha$  線を入射させることで、ピーク波長 370nm の光を発生させている。
- Xe flasher
 

合成鏡の中央部に取り付けられた拡散 Xe 光源によりカメラ全面を照射し、全ての PMT の相対ゲインを調整する。YAP 付きの基準 PMT とそれ以外の PMT の出力が等しくなるよう PMT 印可電圧を調整することで、カメラ内の全 PMT における (量子効率)  $\times$  (収集効率)  $\times$  (PMT のゲイン) の積分値を揃えることができる。

- XY scanner

PMT には光電面での光子の入射位置による感度の不均一性がある。そこで、UVLED 光源をカメラ面上で走査させ、(量子効率) × (収集効率) × (PMT のゲイン) の場所依存性を測定する。

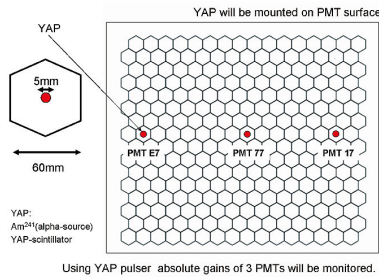


図 3.8: YAP

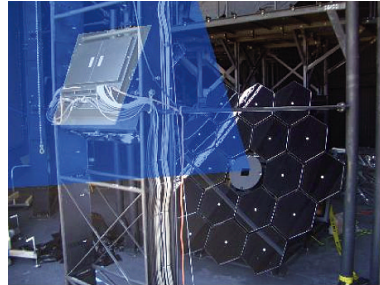


図 3.9: Xe flasher

### 大気状態のモニター

大気蛍光は発生点から観測点に至る光路で大気中の微粒子によって散乱損失を受ける。このため、大気中に紫外パルスを射出して、その後方散乱光および側方散乱光の強度を観測することで大気透明度を測定する(図 3.10)。TA 実験では以下のような大気透明度の測定を行っている。

- LIDAR

LIDAR(Light Detection And Ranging) 法を用いて大気透明度の測定を行う。BRM ステーションから 100m 離れた LIDAR ドーム内に設置された YAG レーザー (355nm) で大気中に紫外パルスを射出して、その後方散乱光を測定する。

- CLF

CLF(Central Laser Facility) は 3 つのステーションから等距離 (~ 20km) に位置している、大気透明度測定のための施設である。CLF から垂直上方に紫外パルスレーザー (YAG 355nm) を射出した際の上空における側方散乱光を、標準光源として 3ヶ所の FD ステーションで観測する。

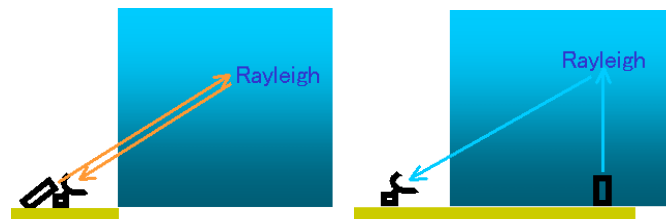


図 3.10: 左 : LIDAR システム、右 : CLF による側方散乱を利用するシステム

## 雲モニター

FD 視野内に雲が存在する場合、雲が遮蔽物となり空気シャワーからの大気蛍光が FD まで到達できなかつたり、雲による散乱により期待しているようなシャワートラックが得られないことが考えられる。TA 実験では BRM ステーションに赤外カメラを設置して FD 視野を撮像することで、雲のモニタリングを行っている。

## エネルギーの較正

ELS(Electron Light Source) は、FD のエネルギー決定のキャリブレーションを目的とした施設であり、BRM ステーションの前方 100m の地点に位置している。図 3.11 のように垂直上方に電子ビーム (10MeV~40MeV) を射出し、生じた大気蛍光を BRM ステーションで観測することでエネルギー較正が可能である。2010 年 9 月には初観測に成功しており 3.12、今後の観測によりエネルギー決定の系統誤差を小さくすることが期待される。

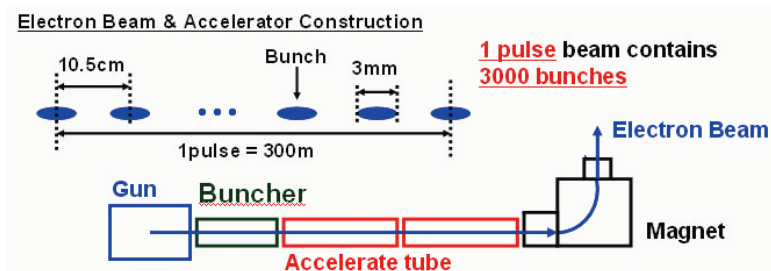


図 3.11: ELS の概念図

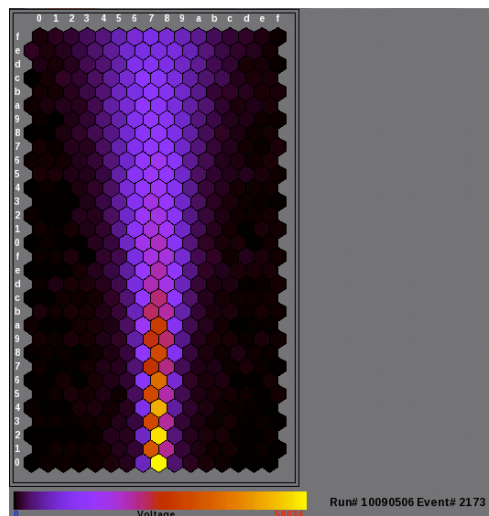


図 3.12: 2010 年 9 月に観測された ELS によるイベント例

### 3.4 地表粒子検出器

地表粒子検出器は面積  $3\text{m}^2$  のプラスチックシンチレータを使用している (図 3.13)。これを  $1.2\text{km}$  間隔で合計 507 台設置し、地表面積  $760\text{km}^2$  をカバーする。検出器 1 台は  $100\text{cm} \times 150\text{cm} \times 1\text{cm}$  のプラスチックシンチレータを 2 層に重ねたものが 2 つ並べられて容器 ( $210\text{cm} \times 170\text{cm} \times 8\text{cm}$ ) に入れられている。それぞれのプラスチックシンチレータには直径  $1\text{mm}$ 、 $2\text{cm}$  間隔で溝が掘られており、その溝に WLSF (Wave Length Shifting Fiber) が埋め込まれている。シンチレータからの青色光は、この WLSF で緑色光に変換されて容器の中央に置かれた PMT (Electronbuvies 9124SA) で検出される。PMT からの信号波形はアンプを介して 12bit、 $52\text{MHz}$  サンプリングの FADC で AD 変換され記録される。時間情報は GPS により取得される。各々の地表検出器は SD エリアに配置された通信塔を介して無線 LAN による通信を行う。また、電力源としてはソーラーパネル ( $120\text{W}$ ) が用いられる。



図 3.13: 現地に設置されたシンチレーション検出器



### 3.5 他実験との比較：Pierre Auger 実験

TA 実験と同様に FD・SD を組み合わせて最高エネルギー宇宙線を観測するものとして、Pierre Auger 実験がある。Auger 実験は南米アルゼンチン共和国の西部平原約 3000km<sup>2</sup> の規模で、2004 年より観測が行われている。SD として 1600 台の水チェレンコフ検出器が 1.5km 間隔で設置され、FD は 4 つのステーションに望遠鏡が 6 台ずつ、計 24 台の望遠鏡が設置されている [12]。Auger 実験で用いられている FD 望遠鏡の視野は 30 °×30 ° であるため、1 ステーションあたりの視野角は 180 °となる。

Auger 実験に比べて TA 実験は検出器を設置している面積が小さいという点で不利ではあるが、SD 観測に用いられる検出器の系統的不定性が小さいという点では有利である。TA 実験で使用しているシンチレーション検出器が検出するのは主にシャワー中の電磁成分である一方、Auger 実験の使用する水チェレンコフ検出器が検出するのは主にミュオン成分である。空気シャワー中のミュオン成分の粒子数はシャワー初期のハドロン相互作用の詳細や一次宇宙線の粒子種に大きく依存するため、一次宇宙線の粒子種が不明であることにより Auger 実験の方が系統的不定性が大きくなると言える。

また、Auger 実験が観測しているのは銀河中心を含む南天の領域であり、銀河磁場の宇宙線粒子軌道への影響が大きいことには注意する必要がある。TA 実験は北半球で行われ北天領域を観測するため、南天よりも銀河磁場の影響は小さく、宇宙線点源の同定には有利である。

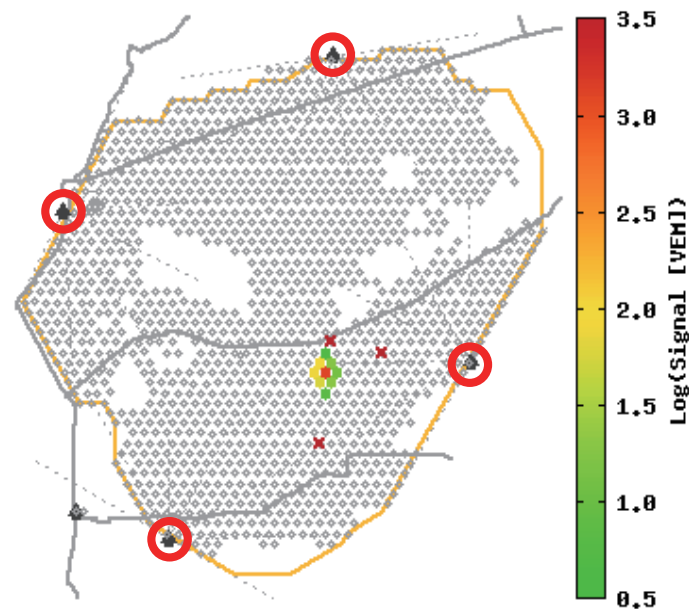


図 3.14: Pierre Auger 実験の観測結果。図中のオレンジの線で囲まれた領域に SD が設置されている (白い領域は未設置の領域)。SD の周囲には 4ヶ所の FD ステーション (赤丸) がある。

## 第4章 シミュレーション・イベント再構成

以下では、解析に用いるシミュレーション・イベント再構成手法について述べる。

### 4.1 シミュレーション

シミュレーションは、一次宇宙線の核種・エネルギーに応じて生成した空気シャワーから FD ステーションに入射する光量を見積もる「空気シャワー生成シミュレーション」、FD ステーションに入射した光子が検出器でどのような信号として観測されるかを見積もる「検出器シミュレーション」の2過程に分けられる。

#### 4.1.1 空気シャワー生成シミュレーション

空気シャワーから FD ステーションへ入射する光量を見積もるには、まず各高度ごとのエネルギー損失量を求める必要がある。その後、エネルギー損失量から期待される大気蛍光の発光量を求め、大気中の伝播過程における散乱による減衰を考慮してやれば良い。また大気蛍光の他にチェレンコフ光による寄与も見積もらなくてはならない。以下では、それぞれの過程を分けて説明する。

#### CORSIKA による縦方向発達情報の取得

一次粒子の情報から空気シャワーの縦方向発達情報を得るには、空気シャワーシミュレーションプログラム CORSIKA (COsmic Ray SIMulations for KAscade) [18] を用いる。CORSIKA は、シャワー粒子を追跡しながら、大気中における相互作用および崩壊をシミュレーションすることで擬似的に空気シャワーを作り出しており、最終的に地表におけるシャワー粒子の分布および空気シャワーの縦方向発達の情報を得ることができる。ただし、全粒子を追跡して計算を行うと膨大な時間が必要となるので、低エネルギーの粒子に関しては一部の粒子のみ追跡を行い、重みをかけて計算することで計算時間を短縮する thinning アルゴリズムを使用している。また、追跡している粒子のエネルギーが設定したエネルギー閾値  $E_{\text{cut}}$  以下になった場合には、その粒子のエネルギーが全てその高度において吸収されたと考えて追跡するのを終了する。

CORSIKA によって得られる縦方向発達の情報は、各高度における各シャワー粒子種ごとの粒子数およびそれぞれのエネルギー損失、および閾値  $E_{\text{cut}}$  を下回った粒子のエネルギーの総和である。これらの情報はシャワー軸に沿って  $\Delta X = 1\text{g}/\text{cm}^2$  刻みで記録されており、以後の計算もこの「セグメント」ごとに計算を行っていく。また、各々の縦方向発達曲線を Gaisser-Hillas 関数 (式 (2.18)) でフィッティングすることで求めた縦方向発達を



特徴づける、最大発達時の粒子数  $N_{\max}$ 、最大発達深さ  $X_{\max}$ 、first interaction point  $X_{\text{int}}$  も出力される。

### 大気蛍光放射

あるセグメントにおいて放射される大気蛍光量  $N^{\text{fl}}$  は、そのセグメント内での総エネルギー損失量  $E_{\text{dep}}$  に比例し、

$$N^{\text{fl}} = Y_{\text{fl}} E_{\text{dep}} \quad (4.1)$$

と表される。ただし、 $Y_{\text{fl}}$  は単位エネルギー当たりの大気蛍光発光量 (fluorescence yield) である。fluorescence yield の決定には垣本 [20] による以下の式 (4.2) を用いている。

$$Y_{\text{fl}} = \frac{1}{\left(\frac{dE}{dX}\right)_{1.4\text{MeV}}} \left( \frac{A_{2\text{P}}}{1 + \rho B_{2\text{P}} \sqrt{T}} + \frac{A_{1\text{N}}}{1 + \rho B_{1\text{N}} \sqrt{T}} \right) \quad (4.2)$$

ただし、 $\left(\frac{dE}{dX}\right)_{1.4\text{MeV}}$  は 1.4MeV の電子による単位大気厚さ当たりのエネルギー損失量、 $\rho$  および  $T$  は大気密度および気温、 $A$  および  $B$  は遷移過程ごとに決定される係数でそれぞれ以下の表 4.1 のようになる。

表 4.1: 式 (4.2) における各遷移ごとの係数

$A_{2\text{P}}$	89.0[m <sup>2</sup> /kg]	$B_{2\text{P}}$	1.85[m <sup>3</sup> kg <sup>-1</sup> K <sup>-1/2</sup> ]
$A_{1\text{N}}$	55.0[m <sup>2</sup> /kg]	$B_{1\text{N}}$	6.50[m <sup>3</sup> kg <sup>-1</sup> K <sup>-1/2</sup> ]

また、fluorescence yield の波長依存性については FLASH 実験 [22] の結果 (図 4.1) を用いている。

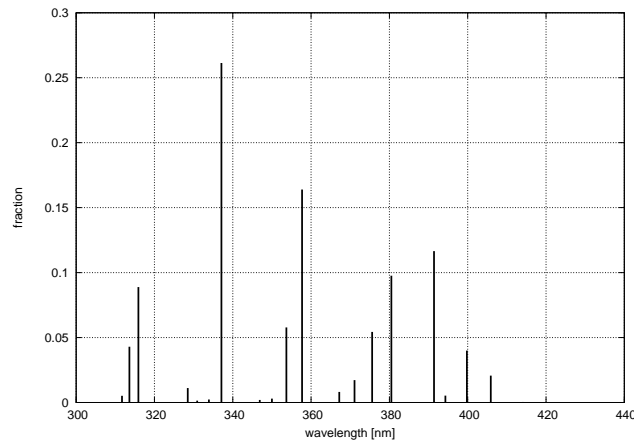


図 4.1: FLASH 実験 [22] で求められた大気蛍光スペクトル

大気蛍光放射は等方的な放射であるから、FDステーションに直接入射する大気蛍光量  $N_{\text{det}}^{\text{fl,dir}}$  は、以下のように見積もられる。

$$N_{\text{det}}^{\text{fl,dir}} = N^{\text{fl}} T_{\text{Ray}}(r) T_{\text{Mie}}(r) \frac{A}{4\pi r^2} \quad (4.3)$$

ただし、 $r$  はそのセグメントの中心から FD ステーションまでの距離、 $T_{\text{Ray}}$  および  $T_{\text{Mie}}$  は Rayleigh 散乱および Mie 散乱の透過率、 $A$  は FD ステーションの有効検出面積である。大気蛍光放射に関しては散乱光の効果は無視している。

### チェレンコフ光放射

エネルギー閾値  $E_{\text{thr}}$  以上のエネルギーを持つ電子はチェレンコフ光を放射する。

$$E_{\text{thr}} = \frac{m_e c^2}{\sqrt{2(1-n)}} \quad (4.4)$$

ただし、 $m_e$  は電子の質量、 $n$  は大気屈折率である。

セグメントあたり発生するチェレンコフ光量  $N^{\text{ch}}$  は、エネルギー損失量  $E_{\text{dep}}$  から次のように計算できる [26]。

$$N^{\text{ch}} = \frac{E_{\text{dep}}}{\alpha_{\text{eff}}(s)} \int_{\ln E_{\text{thr}}} Y_{\text{ch}}(h, E) f_e(s, E) d \ln E \quad (4.5)$$

ただし、 $s$  はシャワーエイジ、 $\alpha_{\text{eff}}(s)$  は平均エネルギー損失率、 $f_e(s, E)$  は電子のエネルギースペクトルである。また、 $Y_{\text{ch}}(h, E)$  は電子1つ当たりのチェレンコフ光発光効率で、式 (2.24) より以下のように表せる。

$$Y_{\text{ch}}(h, E) \equiv \frac{dN_{(1)}^{\text{ch}}}{dX}(h, E) = \frac{2\pi\alpha Z^2}{\rho(h)} \int \left(1 - \frac{c^2}{n^2(h, \lambda)v^2}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (4.6)$$

さらに、チェレンコフ光は大気蛍光とは異なり等方的な放射ではないため、その角度分布を考慮に入れて FD ステーションへ入射する光量を見積もる必要がある。チェレンコフ光の放射方向とシャワー軸のなす角度を  $\theta$  としたとき、角度分布  $D_{\text{ch}}(\theta)$  は、

$$D_{\text{ch}}(\theta) = \frac{1}{\theta_0} \exp\left(-\frac{\theta}{\theta_0}\right) \quad (4.7)$$

である [26]。ただし、 $\theta_0$  はエネルギー閾値  $E_{\text{thr}}$  によって決定するパラメータで  $\theta_0 = 0.83E_{\text{thr}}^{-0.67}$  である。以上より、FD ステーションに直接入射するチェレンコフ光量  $N_{\text{det}}^{\text{ch,dir}}$  は、以下のように見積もられる。

$$N_{\text{det}}^{\text{ch,dir}} = N^{\text{ch}} T_{\text{Ray}}(r) T_{\text{Mie}}(r) \frac{A}{4\pi r^2} D_{\text{ch}}(\theta) \quad (4.8)$$

チェレンコフ光の場合、直接 FD ステーションに入射する成分だけではなく、大気中で散乱による成分の光量が大気蛍光の光量に対して無視できないだけの寄与を持つ場合がある。そのため、チェレンコフ光に関しては一次散乱光 (散乱チェレンコフ光) を考慮に入れたシミュレーションを行う。

あるセグメントで発生する散乱チェレンコフ光は、大気頂上からその高度までに放射され散乱することなく到達したチェレンコフ光量の総和に比例するとみなせる。いま大気頂上から  $i$  番目のセグメントについて考えると、その高度まで到達したチェレンコフ光量の総和  $N_i^{\text{ch,total}}$  は、そのセグメントで発生した光量  $N_i^{\text{ch,emit}}$  および 1 つ前のセグメントを散乱せずに通過した光量  $N_{i-1}^{\text{ch,pass}}$  の和で表される。

$$N_i^{\text{ch,total}} = N_i^{\text{ch,emit}} + N_{i-1}^{\text{ch,pass}} \quad (4.9)$$

この  $N_i^{\text{ch,total}}$  から、このセグメントで発生する散乱チェレンコフ光量  $N_i^{\text{ch,Ray}}$ 、 $N_i^{\text{ch,Mie}}$ 、次のセグメントへ散乱せずに通過する光量  $N_i^{\text{ch,pass}}$  を見積もる。セグメント内での光子の経路長をセグメントの刻み幅と仮定して  $dl_i$  とおくと、それぞれ以下の式のように表すことができる。

$$N_i^{\text{ch,Ray}} = N_i^{\text{ch,total}} (1 - T_{\text{Ray}}(dl_i)) T_{\text{Mie}}(dl_i) \quad (4.10)$$

$$N_i^{\text{ch,Mie}} = N_i^{\text{ch,total}} T_{\text{Ray}}(dl_i) (1 - T_{\text{Mie}}(dl_i)) \quad (4.11)$$

$$N_i^{\text{ch,pass}} = N_i^{\text{ch,total}} T_{\text{Ray}}(dl_i) T_{\text{Mie}}(dl_i) \quad (4.12)$$

このうち FD ステーションへ入射する光量は、Rayleigh 散乱と Mie 散乱では散乱後の光子の角度分布が異なることを考慮して、それぞれ

$$N_{\text{det}}^{\text{ch,Ray}} = N_i^{\text{ch,Ray}} T_{\text{Ray}}(r) T_{\text{Mie}}(r) \frac{A}{4\pi r^2} D_{\text{Ray}}(\theta) \quad (4.13)$$

$$N_{\text{det}}^{\text{ch,Mie}} = N_i^{\text{ch,Mie}} T_{\text{Ray}}(r) T_{\text{Mie}}(r) \frac{A}{4\pi r^2} D_{\text{Mie}}(\theta) \quad (4.14)$$

となる。ただし、 $D_{\text{Ray}}(\theta)$ 、 $D_{\text{Mie}}(\theta)$  はそれぞれ Rayleigh 散乱、Mie 散乱の散乱光子の角度分布である。

## 大気中での散乱

大気中で発生した光子は、大気中において大気分子、エアロゾルなどによる散乱 (Rayleigh 散乱および Mie 散乱) を受ける。

Rayleigh 散乱については、透過率は式 (2.26) で決定できる。また、散乱の位相関数も理論的に決定でき、 $I(\theta) \propto (1 + \cos^2(\theta))$  である。

一方、Mie 散乱についての透過率は式 (2.27) で決定できる。ただし、式中のエアロゾル分布のスケール高  $h_m$  および散乱の平均自由行程  $l_m$  は、LIDAR による観測結果によって求めており、 $h_m = 1.0[\text{km}]$ 、 $l_m = 29.4[\text{km}]$  である。また Mie 散乱の位相関数は、HiRes 実験が行われていた Dugway における測定値 (図 4.2) を用いている。

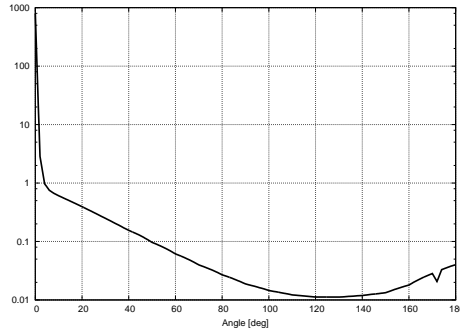


図 4.2: Dugway で測定された Mie 散乱の位相関数。

以上より、FD ステーションに入射すると期待される全光量  $N_{\text{det}}^{\text{total}}$  は

$$N_{\text{det}}^{\text{total}} = N_{\text{det}}^{\text{fl,dir}} + N_{\text{det}}^{\text{ch,dir}} + N_{\text{det}}^{\text{ch,Ray}} + N_{\text{det}}^{\text{ch,Mie}} \quad (4.15)$$

と表される。全光量に対する、それぞれの成分の寄与は空気シャワーとFDステーションとの幾何的な関係、エネルギーなどによって大きく変化する。図 4.3 にFDステーションに入射する各成分ごとの光量を示した。FDステーションに向かってくるような空気シャワーの場合(図 4.3 左)チェレンコフ光の寄与が大きくなる。一方、FDステーションの視野を横切るような空気シャワーの場合(図 4.3 右)には、大部分が等方的な放射である大気蛍光によるものであるが、Rayleigh 散乱による寄与は無視できない。このようにFDシミュレーションでは、チェレンコフ光の寄与を正しく見積もる必要がある。

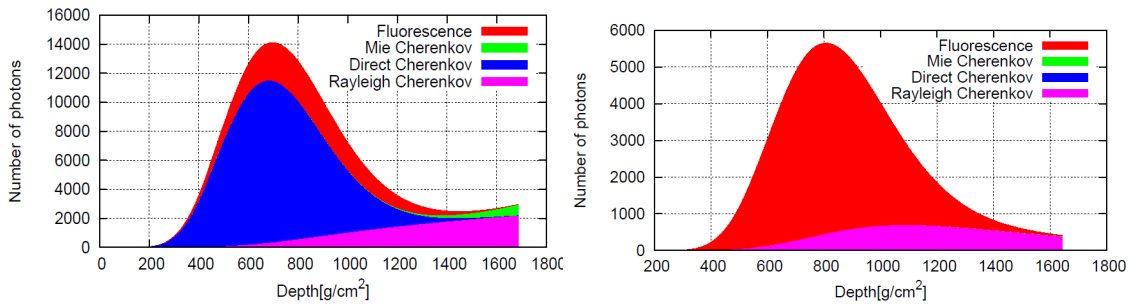


図 4.3: 空気シャワーの発達に伴う、直接入射する大気蛍光量 (赤) およびチェレンコフ光量 (青)、Rayleigh 散乱 (桃) および Mie 散乱 (緑) による一次散乱光量。FDステーションへ向かっていくシャワーの場合(左)とFDステーション視野を横切るようなシャワーの場合(右)。空気シャワーとFDステーションの幾何的な関係によって、チェレンコフ光の寄与が大きく異なる。

#### 4.1.2 検出器シミュレーション

FDで得られる信号を検出器シミュレーションによって求める。まず、実際のFDステーションと同様の構造をFDステーション内に再現し、FDステーションに入射する各光子がどのPMTへ入射するかをシミュレーションする。FDステーション内部のカメラ架台などを考慮しつつ、1光子ごとにPMTカメラ面まで到達するかを追跡シミュレーションする(図4.4)。PMTに入射する光子については、鏡反射率、パラグラス透過率、BG3フィルター透過率、PMTの感度不均一性、量子効率および収集効率、PMTゲインを掛け合わせ、光子数から光電子数へと変換する。各PMTについて以上の計算を行うことで、実際に観測して得られるデータと同様の形式のシミュレーションデータを作成する。

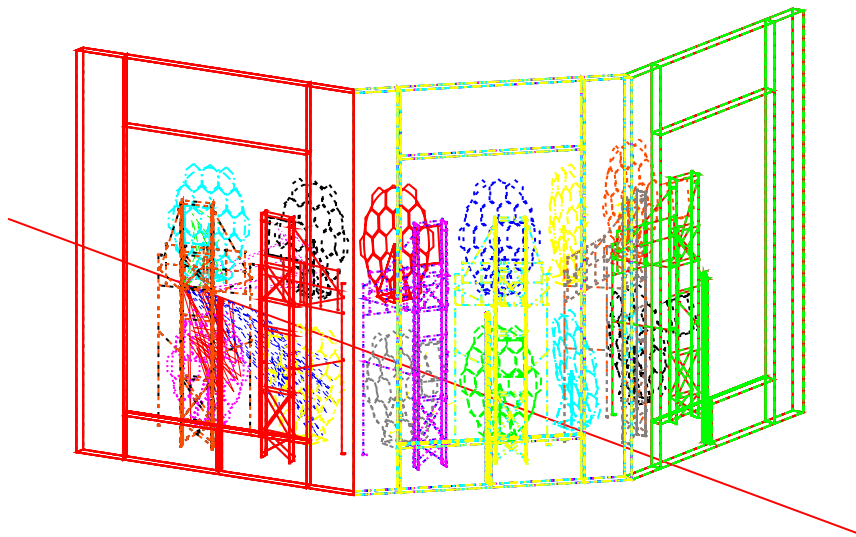


図 4.4: 検出器シミュレーションの例。FDステーションの内部構造を再現して各光子がカメラ面まで到達するかを追跡シミュレーションする。

#### 4.2 イベント再構成

検出器で得られたデータから、一次宇宙線および空気シャワー発達の情報を得る為に、イベント再構成を行う。イベント再構成は、第2.3.2節で述べたように「ジオメトリ再構成」「縦方向発達再構成」の2過程を経て行われるが、実際のデータには空気シャワー以外の要因によるノイズも含まれているので、事前に解析に用いる波形情報を選別する「PMT選別」を行う。以下ではそれぞれの過程について説明する。

### 4.2.1 PMT 選別

解析に用いるデータには、各 PMT ごとの波形情報が記録されているが、各カメラ単位でデータを保持しているため、SDF でトリガーされなかった PMT の情報も含まれている。また、大気蛍光以外にも夜天光など別の要因によりトリガーされる PMT も含んでいる。これらのような PMT を除外して、大気蛍光信号を含んだ PMT のみを用いて以後の解析を行うことによって、精度の良い解析を行うことができる。PMT の選別は、以下の 3 手順に分けられる。

#### 1st selection

1st selection では、各 PMT ごとに信号波形の解析を行い、大気蛍光信号の有無を判定する。SDF と同様のアルゴリズムで判定を行う。まず、波形の移動平均を 1.6, 3.2, 6.4, 12.8 $\mu$ s ごとに計算する。

$$b(t) = \int_0^{N\Delta t} a(t - \tau) \frac{d\tau}{N\Delta t} = \sum_{k=0}^{N-1} a(t - k\Delta t) / N\Delta t \quad (4.16)$$

ただし、 $a(t)$  は時刻  $t$  における ADC 値、 $\Delta t = 100$ ns、 $N=16, 32, 64, 128$  である。この値を ADC 値の分散  $V_a$  で規格化し S/N を求める。

$$S/N = \sqrt{\frac{N(b(t) - \bar{a})^2}{V_a}} \quad (4.17)$$

ここで、 $\bar{a}$  は ADC 値  $a(t)$  の平均である。この S/N が閾値 6 を超える信号は、大気蛍光による信号である可能性が高いと考えられる。

ただし、この S/N 値による判定では波形を見ていないため、飛行機などの人工光による信号や、ミュオンが PMT 管面を直接通過したことによる信号など、大気蛍光以外の信号も選択してしまうことがある (図 4.5)。このような信号を除去するため、さらに以下のような選別を行う。

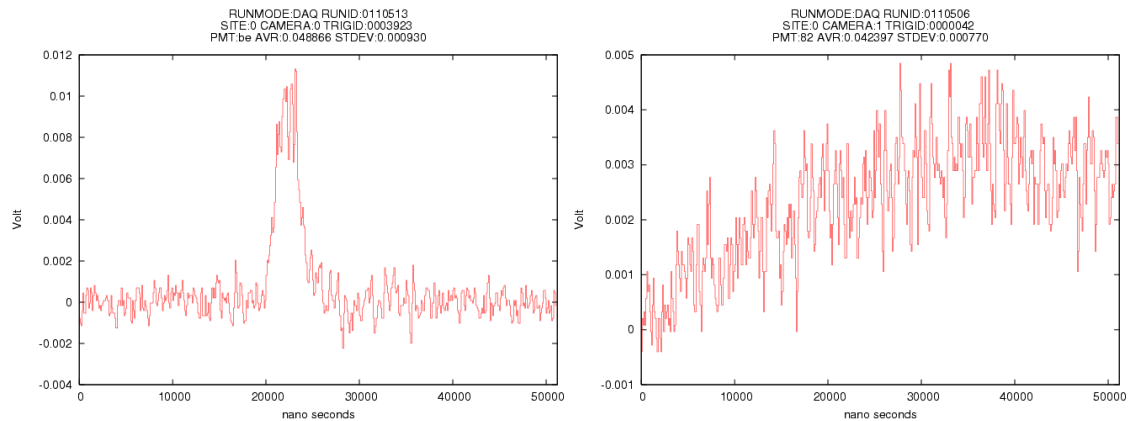


図 4.5: 空気シャワーによると考えられる波形 (左) と飛行機によると考えられる波形 (右)

信号を三角形にフィッティングし、その三角形の頂点の時刻  $t_i$  (添字  $i$  は PMT を識別するための PMT 番号) および底辺の幅  $\sigma$  を信号を特徴づけているパラメータとして採用する。これらのパラメータを用いて、

- 幅  $\sigma$  が極端に小さいもしくは 極端に大きい ( $\sigma < 0.1\mu s$  または  $\sigma > 25.6\mu s$ )
- ピークタイミング  $t_i$  が測定範囲外 ( $t_i < 0\mu s$  または  $t_i > 51.2\mu s$ )

場合には、信号は大気蛍光によるものではないと考える。大気蛍光による信号の場合、幅  $\sigma$  は約  $1 \sim 10\mu s$  であり、これよりも極端に小さいものは高周波のノイズまたはミューオンによる信号であり、逆に極端に大きい場合は飛行機などのゆっくりとした光量の変動であると考えられるため、除去する。また、以降の解析においてピークタイミング  $t_i$  を光子の入射時刻として使用するが、これが測定範囲 ( $0 \sim 51.2\mu s$ ) の外側となる場合には、信号の時刻を正確に見積もれていない可能性が高いので除く。

## 2nd selection

1st selection によって大部分のノイズが除去できるが、光量の大きい夜光による信号などは除ききれしていない。2nd selection では、このような信号のうちシャワートラックから離れた所に位置している PMT の信号を除去することを目的としている。

そのためにまず、 $\theta - \phi$  空間での Hough 変換 ( $\theta, \phi$  は PMT の視線方向の天頂角および方位角) により直線構造を見つけ出し、シャワートラックの中心を決定する。ただし、シャワートラックの太さは空気シャワーの一次エネルギーやジオメトリによって決定するため、この段階では分からない。そのため、シャワートラックから各 PMT の視線方向までの離角分布を作り、孤立した PMT を除去する (図 4.6)。

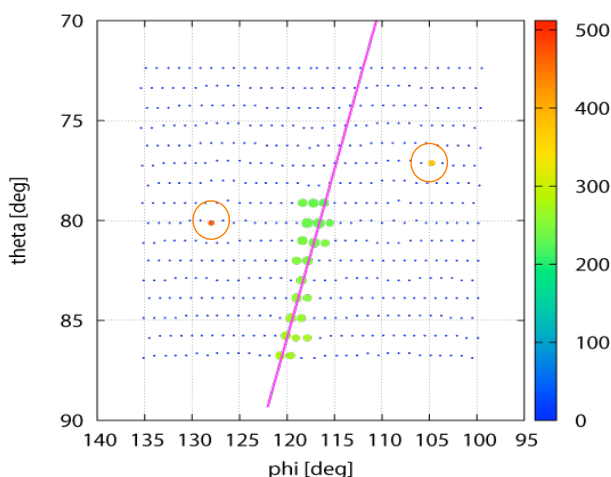


図 4.6:  $\theta - \phi$  空間での直線構造検出の例

### 3rd selection

3rd selection では、ここまでの選別で除去できていない、シャワートラック上に隣接しているノイズ PMT の除去を行う。ここでは各 PMT への光子の入射時刻  $t_i$  (ピークタイミング) を用いて選別を行う。シャワートラックの重心方向に対する、シャワー軸の傾きを  $\psi$ 、各 PMT の視線方向がなす角を  $\alpha_i$  としたとき (図 4.7 左)、期待される光子の入射時刻  $t_i$  は、以下の式 (4.18) のように表せる。

$$t_i = t^* + \frac{1}{c} \frac{\sin \psi - \sin \alpha_i}{\sin(\psi + \alpha_i)} r_0 \quad (4.18)$$

ただし、 $t^*$  はシャワートラックの重心方向にシャワーが到達した時刻、 $r_0$  は FD からシャワートラックの重心までの距離である。また各 PMT の離角  $\alpha_i$  は、シャワートラックの重心方向を  $\mathbf{n}_g$ 、SDP に投影した各 PMT の視線方向を  $\mathbf{n}_i^{\text{proj}}$  とすると、

$$\alpha_i = \cos^{-1} \left( \mathbf{n}_i^{\text{proj}} \cdot \mathbf{n}_g \right) \quad (4.19)$$

となる。全 PMT の  $\alpha_i$  および  $t_i$  を式 (4.18) でフィッティングし、そこから大きく外れた PMT の信号は、空気シャワーとは関係していない信号だと判断し、除外する (図 4.7 右)。

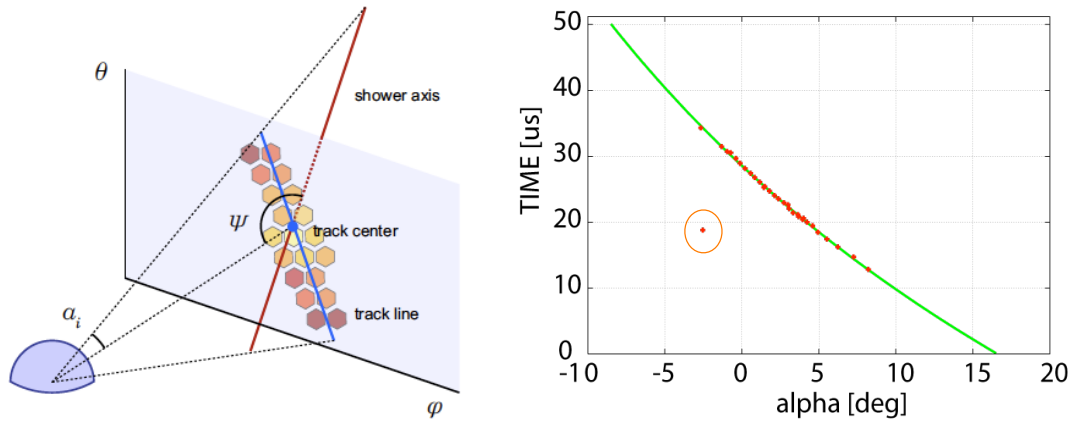


図 4.7: 3rd selection で定義されるジオメトリ (左)、および  $\alpha_i$  と  $t_I$  の分布とそのフィッティング結果 (右)

#### 4.2.2 ジオメトリ再構成

ステレオイベントのジオメトリを決定するには、それぞれのステーションで得られた SDP の交線を求めてやればよい (図 4.8)。SDP の法線ベクトルを  $\mathbf{n}$  とすると、 $\mathbf{n}$  を決定するには以下の式で与えられる  $\chi^2$  を最小にすればよい。

$$\chi^2 = \sum_i w^i \left( \mathbf{n} \cdot \mathbf{k}^i \right)^2 \quad (4.20)$$

ここで、 $\mathbf{k}^i$  は  $i$  番目の PMT の見ている方向への単位ベクトル、 $w^i$  は重みで、 $i$  番目の PMT に入った光電子数を用いている。ステレオイベントでは、2 つのステーションそれぞれ



れについて SDP が求められるので、シャワー軸は2つの SDP の交線となる。SDP の法線ベクトルをそれぞれ  $\mathbf{n}_1$ 、 $\mathbf{n}_2$  とすると、シャワー軸の方向ベクトル  $\mathbf{s}$  は、以下の式 (4.21) で与えられる。

$$\mathbf{s} = \mathbf{n}_1 \times \mathbf{n}_2 \quad (4.21)$$

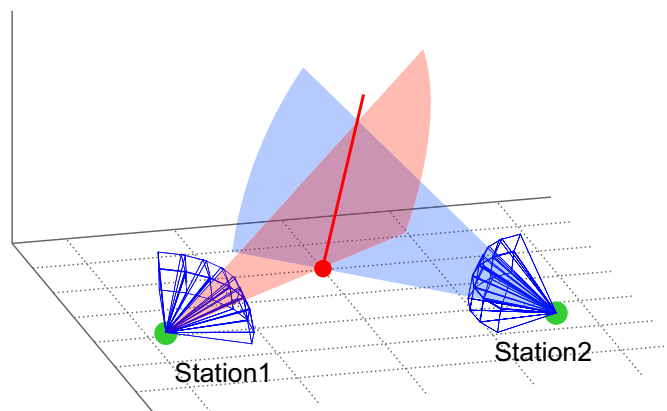


図 4.8: ステレオイベントでのジオメトリ再構成。2つの SDP の交線がシャワー軸であると決定する。

#### 4.2.3 縦方向発達再構成

各 PMT に入射した大気蛍光の光量から大気深さごとのエネルギー損失を求めることで、空気シャワーの縦方向発達の再構成を行う。しかし、各 PMT で測定される光量にはチェレンコフ光や散乱光などの寄与も含まれ、これらを正しく評価することは難しい。そのため、様々な縦方向発達の空気シャワーによるシミュレーションを行い、検出器で観測される信号を実データと比較することで、実データを最も良く再現する縦方向発達を選ぶ「逆モンテカルロ法 (Inverse Monte Carlo method, IMC)」により空気シャワーの縦方向発達を再構成する。

空気シャワーの縦方向発達は、最大発達時の粒子数  $N_{\max}$ 、最大発達深さ  $X_{\max}$ 、および  $X_0$  をパラメータとする Gaisser-Hillas 関数 (式 (4.22)) によって表される。

$$\begin{aligned} N(X; X_{\max}, N_{\max}, X_0) &= N_{\max} \left( \frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{\frac{X_{\max} - X_0}{\lambda}} \exp \left( -\frac{X - X_{\max}}{\lambda} \right) (4.22) \\ &\equiv N_{\max} N_1(X; X_{\max}, X_0) \end{aligned}$$

IMC では、まず  $X_{\max}$  をフィッティングパラメータとして用いることで縦方向発達の形状  $N_1(X; X_{\max}, X_0)$  を決定する。ただし、 $X_0$  は縦方向発達を大きく変化させるパラメータではないため、 $X_0 = 0.0[\text{g}/\text{cm}^2]$  と固定している。

ジオメトリ再構成で求めたジオメトリに、 $X_{\max}$  をパラメータとして  $N_{\max} = 1$  の様々な縦方向発達の空気シャワーをシミュレーションし、以下の尤度  $L$  を最大化するような

$X_{\max}$  を最確値とする。

$$L(X_{\max}) = \prod_i \left( \frac{n_{\text{exp}}^i(X_{\max})}{n_{\text{exp}}^{\text{st}}(X_{\max})} \right)^{n_{\text{obs}}^i} \quad (4.23)$$

$$n_{\text{xp}}^{\text{st}}(X_{\max}) = \sum_i n_{\text{exp}}^i(X_{\max})$$

ただし、 $n_{\text{obs}}^i$  は実際に観測された各 PMT で測定された光電子数、 $n_{\text{exp}}^i(X_{\max})$  は  $N_{\max} = 1$  としたときのシミュレーションで各 PMT ごとに期待される光電子数である。

式 (4.24) の尤度  $L$  を最大にすることで縦方向発達の形状を決定した後、 $N_{\max}$  を決定する。尤度  $L$  を計算する際には  $N_{\max} = 1$  として計算を行っているため、以下の式 (4.24) で  $N_{\max}$  を決定できる。

$$N_{\max} = \frac{\sum_i n_{\text{obs}}^i}{\sum_i n_{\text{exp}}^i(X_{\max})} \quad (4.24)$$

図 4.9 に観測されたイベントを IMC で再構成した例を示した。IMC を用いることで、大気蛍光だけでなくチェレンコフ光の寄与についても考慮され、観測データを良く再現できている。

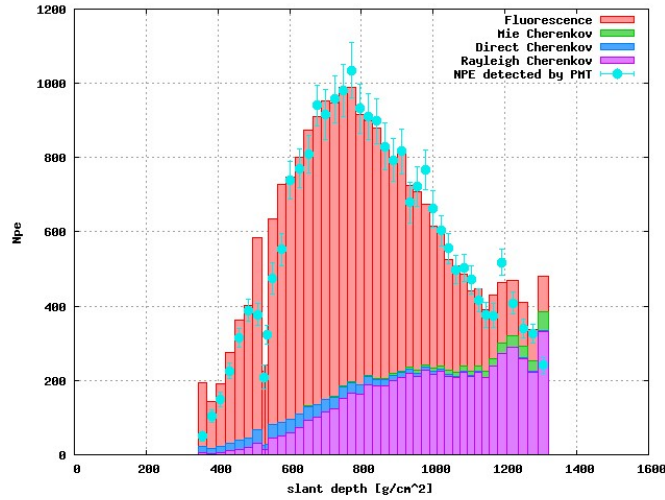


図 4.9: 観測された光電子数 (水色点) と IMC で再構成された光電子数の各成分ごとの寄与

以上より、縦方向発達を表す  $N_{\max}$ 、 $X_{\max}$  が求まったので、最後に一次宇宙線のエネルギー  $E_0$  を決定する。まず、求まった  $N_{\max}$ 、 $X_{\max}$  を用いた Gaisser- Hillas 関数を積分することで、空気シャワーによる大気中での全エネルギー損失の総和  $E_{\text{cal}}$  が決定できる。

$$E_{\text{cal}} = \left\langle \frac{dE}{dX} \right\rangle \int_X N(X; X_{\max}, N_{\max}, X_0) dX \quad (4.25)$$

$$= N_{\max} \left\langle \frac{dE}{dX} \right\rangle \int_X N(X; X_{\max}, 1, X_0) dX$$

ただし  $E_{\text{cal}}$  には、シャワー中で発生したニュートリノにより持ち去られる分のエネルギーなどが含まれない。一次エネルギー  $E_0$  を求めるには、このような Missing Energy 分

の補正を加える必要がある。CORSIKA により生成した空気シャワーの再構成結果  $E_{\text{cal}}^{\text{rec}}$  [eV] は、 $E_0^{\text{sim}}$  [eV] と以下のような関係がある。

$$\frac{E_{\text{cal}}^{\text{rec}}}{E_0^{\text{sim}}} = A + B \log E_{\text{cal}}^{\text{rec}} + C (\log E_{\text{cal}}^{\text{rec}})^2 \quad (4.26)$$

ただし、A, B, C は A=-0.6384、B=0.1507、C=-0.003595 である。この関係式を用いて、Gaisser-Hillas 関数の積分として求まった  $E_{\text{cal}}$  から一次エネルギー  $E_0$  を求める。

## 第5章 質量組成解析

最高エネルギー宇宙線の質量組成は、宇宙線スペクトルおよび到来方向とともに、その起源解明における有力な情報である。ただし最高エネルギー領域においては、その到来頻度が非常に小さいため、直接測定による宇宙線核種の同定は不可能である。そのため、地上における空気シャワー観測による間接測定をおこなう。本研究では、宇宙線の核種ごとに空気シャワーの最大発達深さ  $X_{\max}$  が異なることを利用して質量組成解析をおこなう。

### 5.1 $X_{\max}$ による一次宇宙線の判別

空気シャワーの縦方向発達は、一次宇宙線のエネルギーおよび核種に依存する。一次宇宙線のエネルギーが大きいくほど、最大発達時の粒子数  $N_{\max}$  が大きくなり、最大発達深さ  $X_{\max}$  も大きくなる。また、一次宇宙線核種が重い原子核であるほど、 $X_{\max}$  は小さくなる(図 5.1)。これは、重原子核ほど 1 核子当たりのエネルギーが小さいため、シャワー発達に伴うエネルギー細分化が早く進むからである。また、複数核子から構成される重原子核による空気シャワーは、低エネルギーの核子による空気シャワーの重ね合わせであると捉えることができるので、陽子による空気シャワーの縦方向発達に比べて重原子核の場合にはばらつきが小さくなる。Heitler[5] によれば  $X_{\max}$  の平均値  $\langle X_{\max} \rangle$  は、一次核種の質量が  $A$ 、エネルギーが  $E$  のときに以下の式 (5.1) のように表される。

$$\langle X_{\max} \rangle = \alpha(\ln E - \langle \ln A \rangle) + \beta \quad (5.1)$$

式中の  $\alpha, \beta$  は大気と高エネルギーハドロンの衝突断面積など、ハドロן相互作用の性質に依存するパラメータである。また、エネルギーに対する  $\langle X_{\max} \rangle$  の変化率は elongation rate と呼ばれ、

$$\frac{dX_{\max}}{d(\log E)} = \alpha \left( 1 - \frac{d\langle \ln A \rangle}{d(\ln E)} \right) \ln 10 \quad (5.2)$$

で表される。

このように空気シャワーの  $X_{\max}$  を用いて核種同定を行うことが可能である。そのため、各発達段階での発光量を測定して  $X_{\max}$  を直接的に測定することができる大気蛍光法は、核種同定において強力な観測方法であることがわかる。本研究では、大気蛍光法でステレオ観測された空気シャワーイベントの  $X_{\max}$  分布をシミュレーション結果と比較することで、一次宇宙線の質量組成解析を行う。

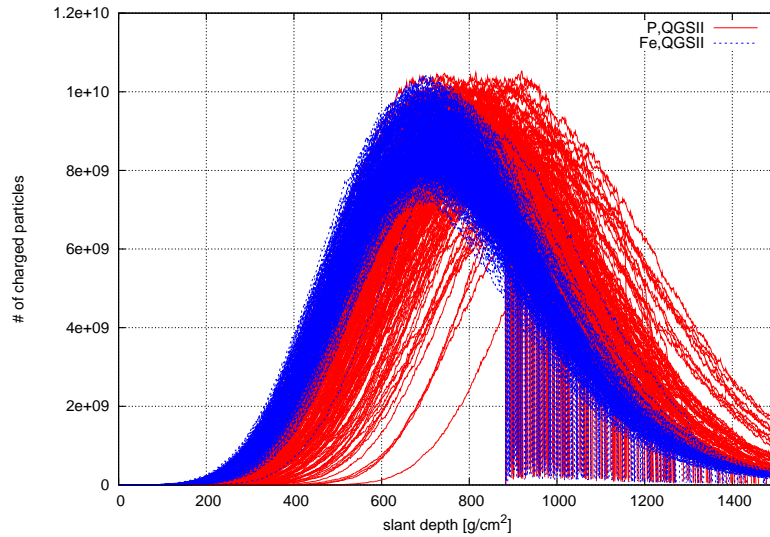


図 5.1: 一次宇宙線核種による空気シャワー縦方向発達の違い。一次核種が陽子の場合 (赤) と鉄原子核の場合 (青)。陽子による空気シャワーに比べて鉄原子核による空気シャワーの最大発達深さ  $X_{\max}$  は小さくなり、縦方向発達のばらつきも小さくなる。

## 5.2 シミュレーションデータ解析

$X_{\max}$  のエネルギー・核種依存性を調べるため、空気シャワーシミュレーションプログラム CORSIKA[18] を用いて、表 5.1 のような条件で空気シャワーを生成した。本研究では、陽子 (p) および鉄原子核 (Fe) の 2 成分モデルによって解析を行う。銀河系内宇宙線の最高エネルギー宇宙線は鉄原子核であり、銀河系外宇宙線は陽子など軽い原子核または光子である可能性が高い。このような場合、p, Fe が主な組成の大部分を占めている可能性が高い。また、空気シャワーの縦方向発達は高エネルギーハドロン相互作用モデルに大きく依存するため、複数のハドロン相互作用モデルによるシミュレーションを行う。

表 5.1: CORSIKA での空気シャワー生成条件

一次核種	陽子 (p)、鉄原子核 (Fe)
ハドロン相互作用モデル	QGSJET-II、QGSJET-01、SIBYLL
エネルギー領域	$10^{17.6}\text{eV} - 10^{20.0}\text{eV}$ 、 $d(\log E) = 0.1$
到来方向	天頂角： $0^\circ - 65^\circ$ 、方位角：一様
thinning factor	$10^{-4}$
$E_{\text{cut}}$	100keV(電磁成分)、100MeV(ハドロン成分)
生成シャワー数	500 showers

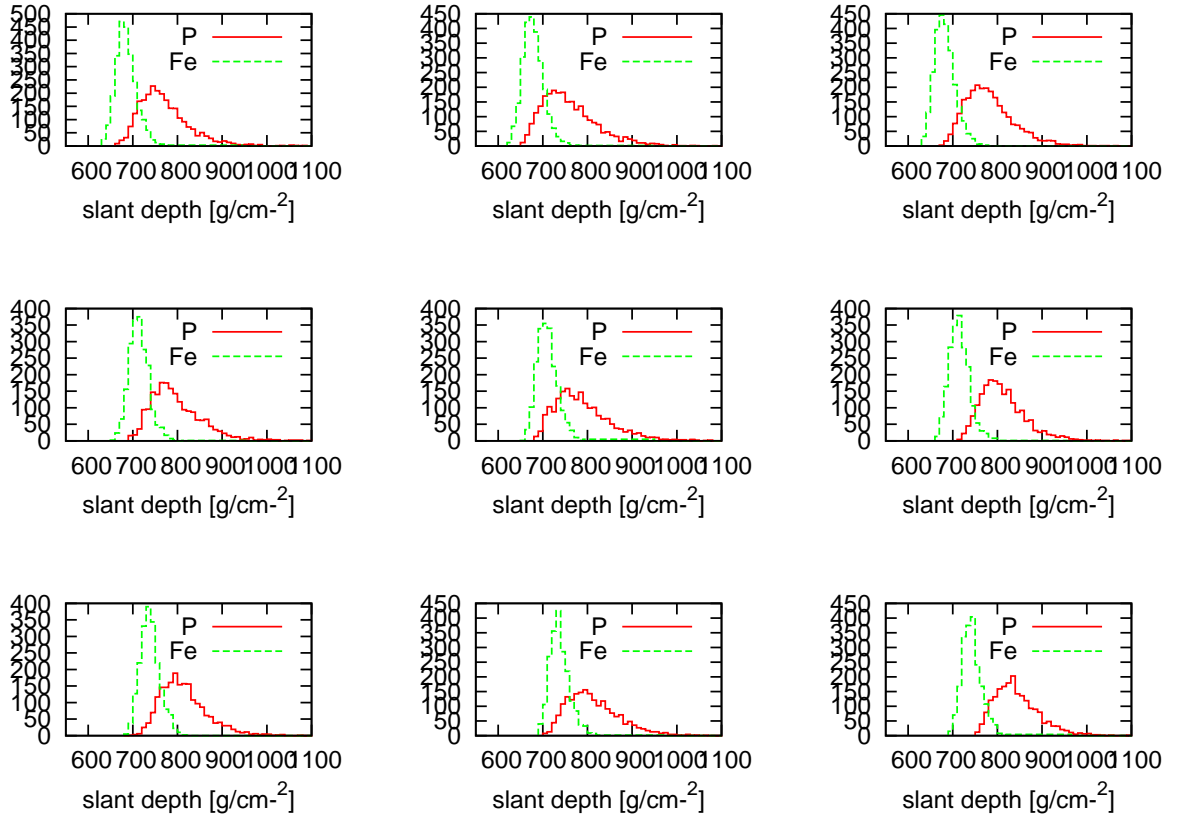


図 5.2: 一次核種の違いによる  $X_{\max}$  分布の違い (赤: 陽子、青: 鉄原子核)。左列より QGSJET-II, QGSJET-01, SIBYLL2.1 をハドロン相互作用モデルとして用いた場合、また上段よりエネルギーが  $10^{18.5} - 10^{19.0}$ ,  $10^{18.5} - 10^{19.0}$ ,  $10^{18.5} - 10^{19.0}$  eV の場合である。

### 5.2.1 $X_{\max}$ 分布

CORSIKA で生成した空気シャワーの  $X_{\max}$  の分布を図 5.2 に示す。この図によれば、陽子による空気シャワーの方が  $X_{\max}$  は大きい傾向にある。また、分布の幅は鉄原子核による空気シャワーの方が狭くなっている。いずれのハドロン相互作用モデル、エネルギーでも両者の  $X_{\max}$  分布は重なり合っており、この方法による原子核レベルでの核種判別が容易ではないことがわかる。

また、エネルギーに対する  $X_{\max}$  の変化は図 5.3 のようになる。ただし、CORSIKA で得られたデータを式 (5.1) でフィッティングしたものを示している。各ハドロン相互作用モデルごとに変化の様子は異なるが、核種の違いほどは大きくない。

### 5.2.2 解析ソフトの再構成精度

実際に観測で得られるデータから  $X_{\max}$  を得るには解析ソフトによる再構成を行う必要がある。シミュレーションおよび実データの解析結果を正しく比較するために、シミュレー

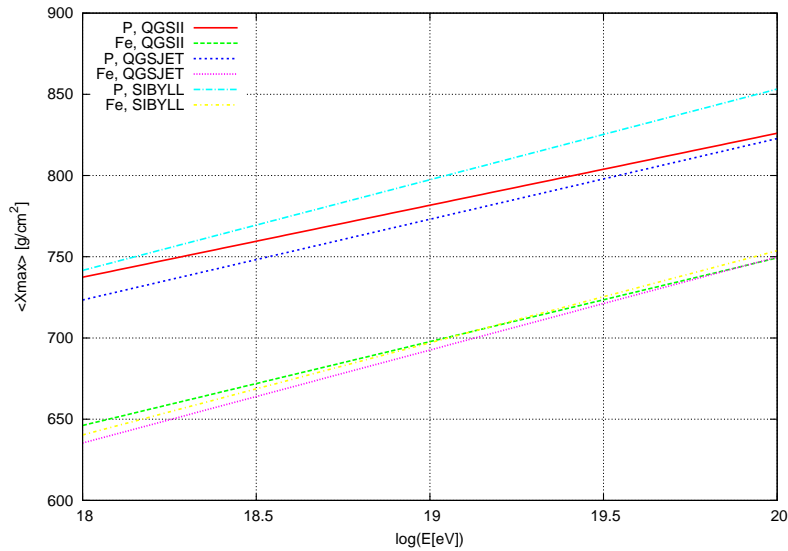


図 5.3: CORSIKA で得られたエネルギーに対する  $\langle X_{\max} \rangle$  の変化。ハドロン相互作用モデルごとに変化の様子は異なるが、核種による違いの方が大きいことが分かる。

シミュレーションで得られる擬似観測データを再構成し、入力値と再構成結果を比較することで解析ソフトの再構成精度を見積もる。

シミュレーションは、ハドロン相互作用モデルを QGSJET-II として CORSIKA で生成した空気シャワーを用いて行った。また空気シャワーのコア位置は両ステーションの視野中心方向の交点から 20km 以内にとり、両ステーションの視野を覆うよう十分広い領域から無作為に選んだ (図 5.4)。さらに、空気シャワーシミュレーションにおける縦方向発達の方角依存性は無視できると考えて、CORSIKA で生成したシャワー 1 つからランダムな方位角をもつ空気シャワーを 4 イベントを生成している。これらのシミュレーションイベントは、再構成精度の算出に使用するほか、以後の質量組成解析でも用いている。

以上より得られる、空気シャワーの到来方向、コア位置、エネルギー、 $X_{\max}$  のシミュレーション入力値に対する再構成結果の偏差を図 5.5、5.6、5.7、5.8 に示した。

図 5.5、5.6 よりジオメトリ決定精度  $\Delta\theta, \Delta R$  を求めた (表 5.2)。ただし、ジオメトリ決定精度は全イベントの 68.26% が含まれる幅として決定した。ジオメトリ決定精度は、核種の違いによる差はなく、エネルギーが大きくなるほど良い精度で解析できていることがわかる。観測された実イベントとシミュレーションイベントを比較するためには、ジオメトリの再構成精度を考慮してイベントの範囲を決定する必要がある。そのため、再構成で得られた天頂角が  $60^\circ$  以内、シャワーコア位置が両ステーションの視野中心方向の交点から 19.4km 以内であるようなイベントに関して、シミュレーションイベントと実イベントの解析結果を比較する。

また、図 5.7、5.8 をみると、再構成結果がシミュレーション入力値から大きく離れているイベントが多く含まれているのが分かる。このような正しく再構成できていないイベントにより、解析結果にバイアスがかかる可能性があるため、以後の解析では再構成精度の悪いイベントの除去を行う (第 5.4.1 節参照)。

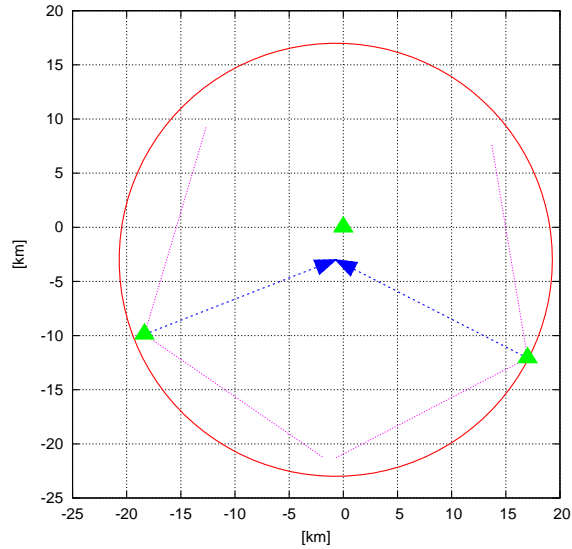


図 5.4: シミュレーションイベントのシャワーコア位置を選び出す領域。コア位置は両ステーションの視野中心方向 (青矢印) の交点からの距離が 20km の領域 (赤円内部) から無作為に選ぶ。CLF(中央緑) を原点とした座標系で描いており、南東 (右下緑) に BRM ステーション、南西 (左下緑) に LR ステーションが位置している。

表 5.2: シミュレーションより求めたジオメトリ再構成精度

一次核種	$\log(E[\text{eV}])$	$\Delta\theta[\text{deg}]$	$\Delta R[\text{m}]$
p	18.5 - 19.0	2.07	304
	19.0 - 19.5	1.67	232
	19.5 - 20.0	1.40	209
Fe	18.5 - 19.0	1.74	295
	19.0 - 19.5	1.45	220
	19.5 - 20.0	1.23	198



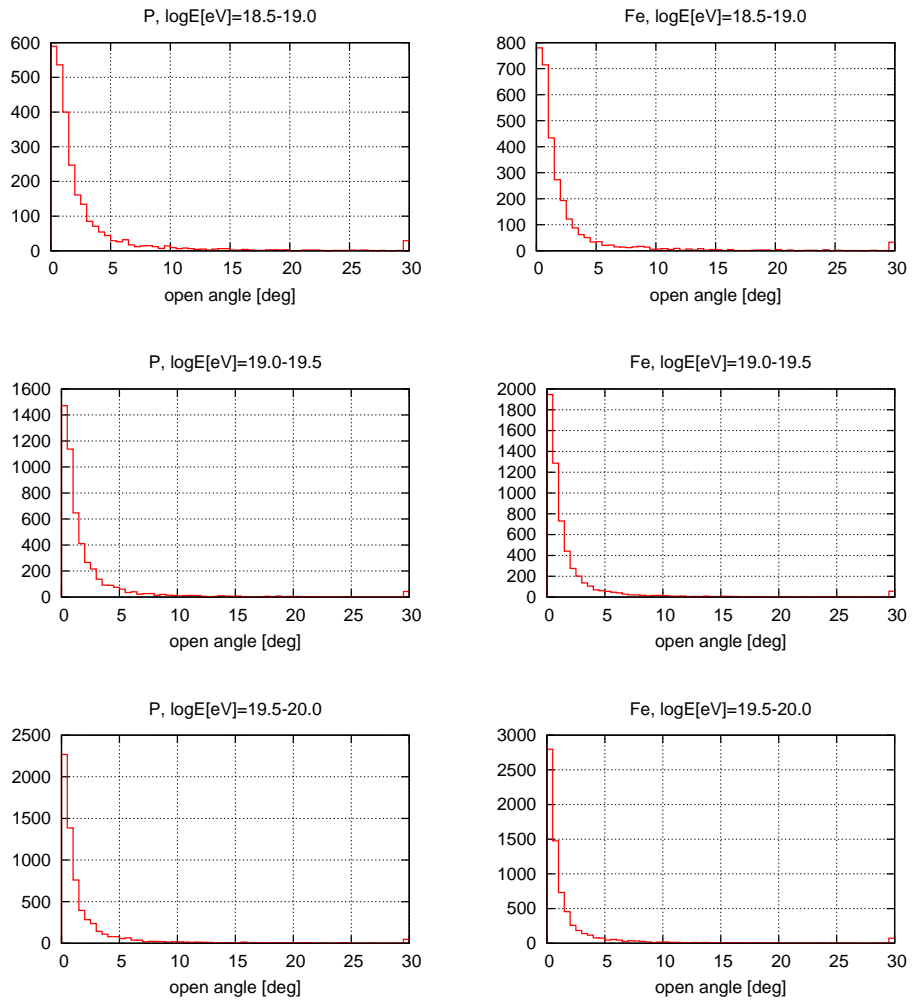


図 5.5: 空気シャワーの到来方向の偏差 [deg]。上段からエネルギーが  $10^{18.5} - 10^{19.0}$ ,  $10^{18.5} - 10^{19.0}$ ,  $10^{18.5} - 10^{19.0}$  [eV] であり、左列は一次核種が陽子の場合、右列は鉄原子核の場合である。

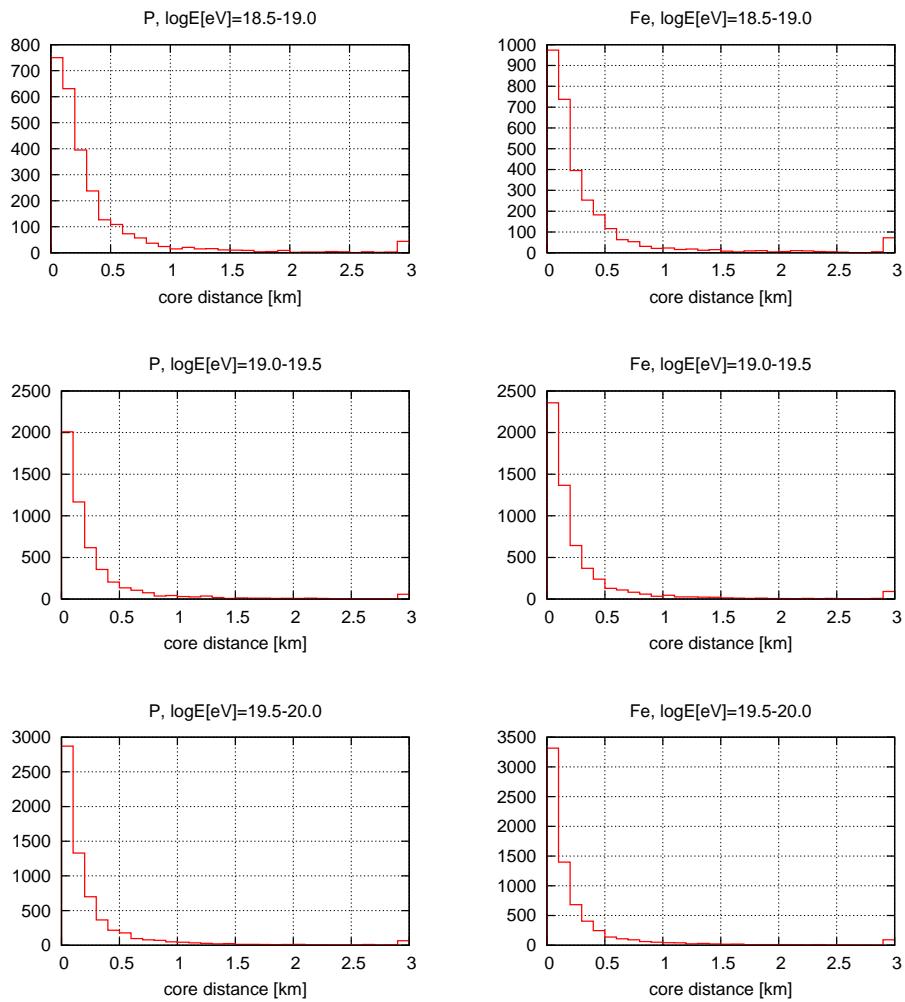


図 5.6: 空気シャワーのコア位置の偏差 [km]。上段からエネルギーが  $10^{18.5} - 10^{19.0}$ ,  $10^{18.5} - 10^{19.0}$ ,  $10^{18.5} - 10^{19.0}$  [eV] の場合であり、左列は一次核種が陽子の場合、右列は鉄原子核の場合である。

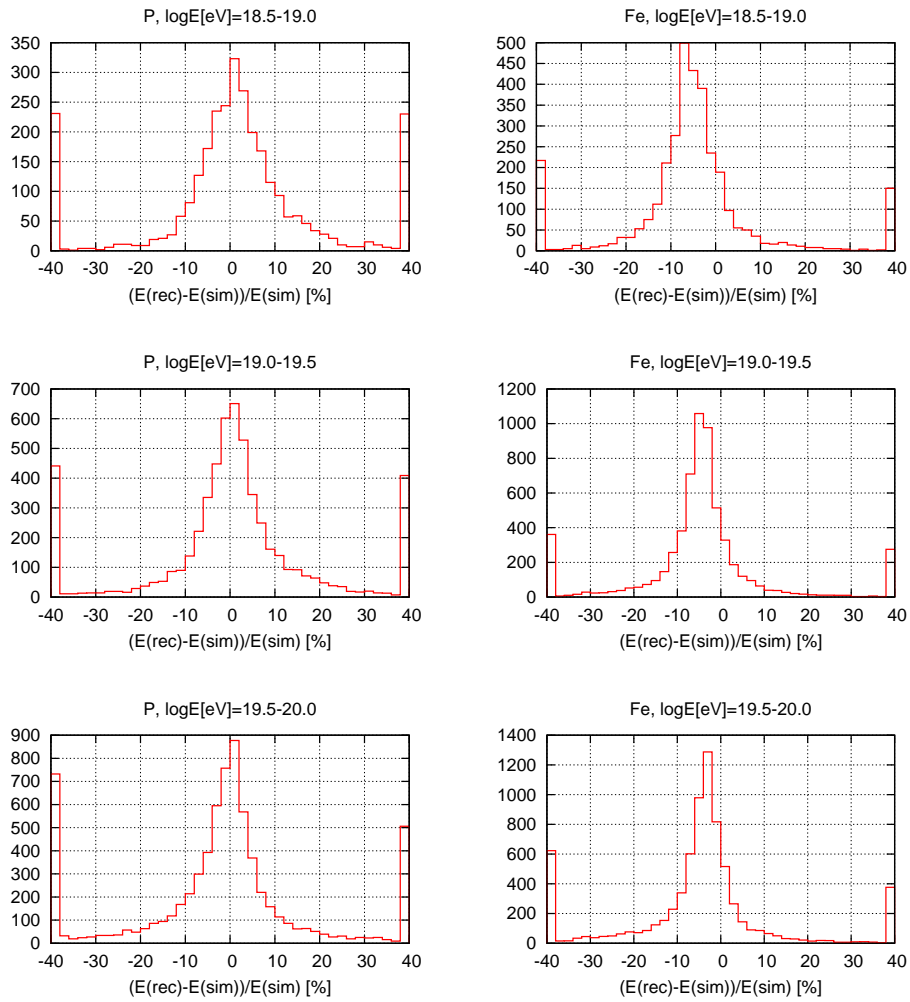


図 5.7: 空気シャワーの一次エネルギーの偏差 [%]。上段からエネルギーが  $10^{18.5} - 10^{19.0}$ ,  $10^{18.5} - 10^{19.0}$ ,  $10^{18.5} - 10^{19.0}$  [eV] の場合であり、左列は一次核種が陽子の場合、右列は鉄原子核の場合である。

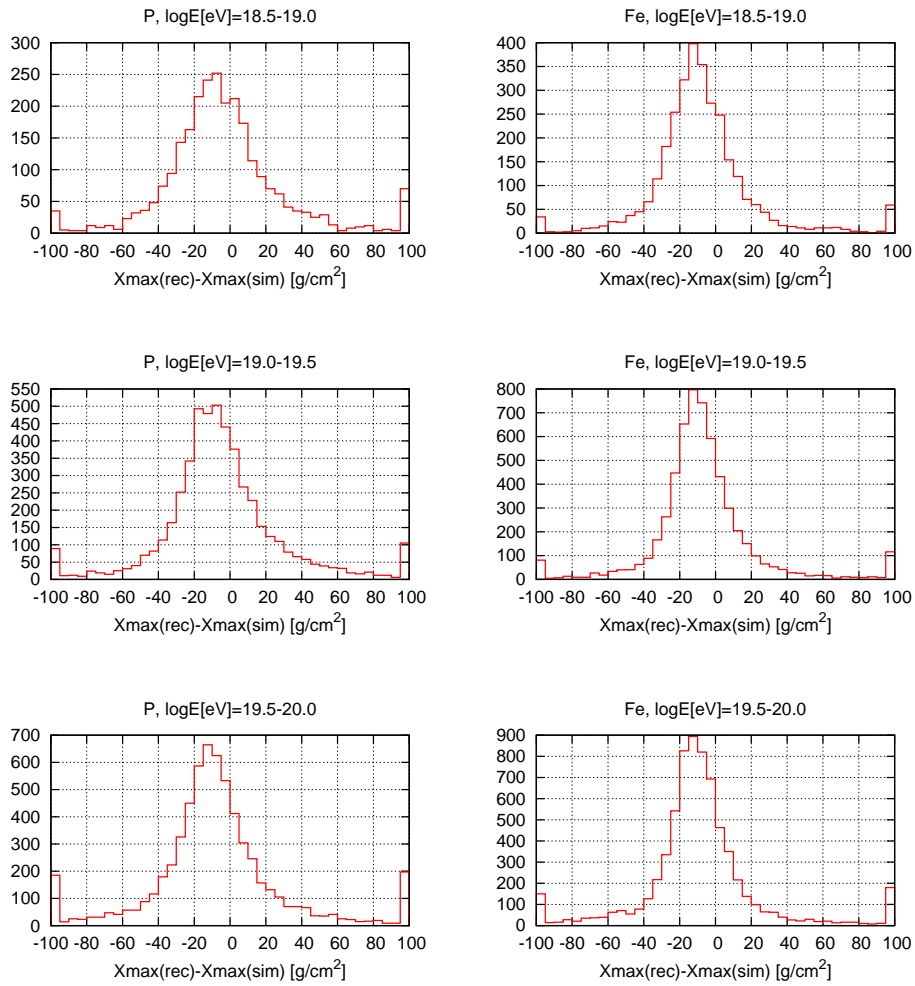


図 5.8: 空気シャワーの  $X_{\max}$  の偏差 [ $\text{g}/\text{cm}^2$ ]. 上段からエネルギーが  $10^{18.5} - 10^{19.0}$ ,  $10^{18.5} - 10^{19.0}$ ,  $10^{18.5} - 10^{19.0}$  [eV] の場合であり、左列は一次核種が陽子の場合、右列は鉄原子核の場合である。

## 5.3 実データ解析

### 5.3.1 FD 観測

TA 実験では、2007 年 5 月より BRM ステーションでの観測が開始され、2007 年 11 月より定常的な FD ステレオ観測が続けられている。また 2009 年 4 月以降、LR ステーションに関しては無人で運用されている。図 5.9 に、2007 年 11 月以降の総観測時間を各 FD ステーションごとに示した。BRM ステーションに比べて LR ステーションでは総観測時間が少なくなっているが、これは 2008 年 2 月期に LR ステーションのみ観測を行わなかったこと、2009 年 4 月期以降 LR ステーション遠隔運用に伴い観測終了時間を繰り上げるようになったことが理由である。

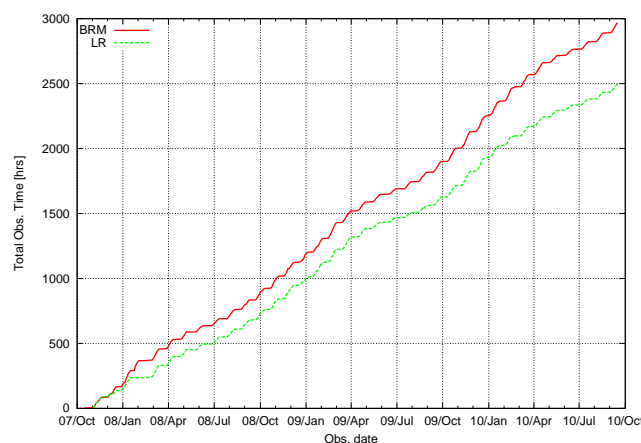


図 5.9: 2007 年 11 月以降の BRM、LR 両 FD ステーションでの総観測時間

### 5.3.2 ステレオイベント選別

実際に観測された FD 実データから、BRM および LR ステーションでステレオ観測されたシャワーイベントを抽出する。FD 観測は各ステーションごとに独立に運用されているため、各ステーションごとにトリガーされたイベント群の中から時間的に同一のイベントと思われるイベントを抜き出し、そのステレオイベントが空気シャワー以外によるイベントでないことを確認する方法をとる。

多米田 [27] によって求められた、検出器シミュレーションによるステレオ観測された空気シャワーイベントのトリガー時刻差分布を図 5.10 に示した。天頂角の小さい空気シャワーの場合に比べて、天頂角の大きい傾いた空気シャワーの場合には 2 ステーションでのトリガー時刻差は大きくなるが、図 5.10 に示した天頂角が  $60^\circ$  の場合でも  $200\mu\text{s}$  以内に収まっている。よって、ここでは実データの空気シャワーステレオイベントを取りこぼさないために、2 ステーション間でのトリガー時刻差が  $200\mu\text{s}$  以内のイベントをステレオイベントと判定する。

このようにして選別されたステレオイベントには、空気シャワーによるイベントの他に、LIDAR、CLF などのキャリブレーション用のレーザー光によるイベント、飛行機などの

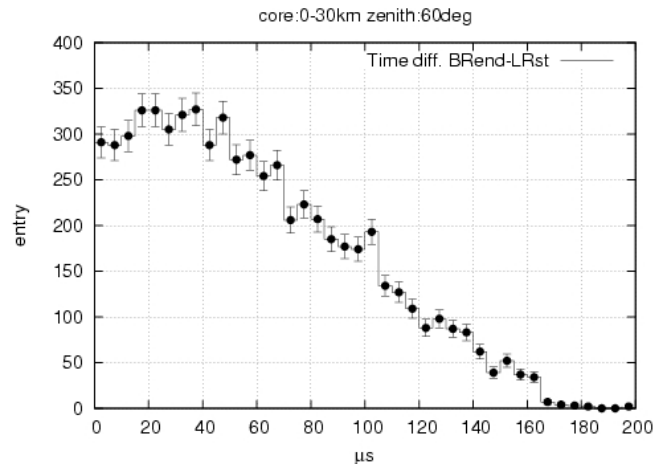


図 5.10: シミュレーション空気シャワーがステレオ観測される際のステーション間でのトリガー時刻差 (天頂角が  $60^\circ$  の場合)[27]

人工光によるイベントなどが含まれている。これらのノイズイベントを除去するため、以下のような簡易シャワー選別を行う。

**ミュオンイベント除去：** 空気シャワーイベントの場合、各 PMT の信号のピークタイミングは数  $\mu\text{s}$  程度の広がりを持ってトリガーされると期待されるが、実際にトリガーされるイベントの中には各 PMT ごとのピークタイミングがほぼ同時 ( $1\mu\text{s}$  未満) であるようなイベントが含まれている。このようなイベントは、PMT 管面に直接入射するミュオンによってトリガーされたイベントであると考えられるので除去する。

**Xe, LIDAR イベント除去：** 1つのカメラ全体でトリガーされているようなイベントは、キャリブレーション用の Xe flasher、もしくは大気モニターの LIDAR によるイベントであると考えられるため除去する。

**CLF イベント除去：** 大気モニター用の CLF は両ステーションでステレオ観測される。定常観測以降は CLF におけるレーザーの射出時刻が記録されているほか、特定のカメラで測定されることや、ピークタイミングが上空ほど遅くなることなどの特徴を用いて除去することができる。

**飛行機イベント除去：** 2008年3月に飛行機 veto が導入されるまでは、主に飛行機の人工光によるトリガーが全体の 40% を占めていた [27]。このような人工光によるイベントは飛行機 veto と同様のアルゴリズムを適用することで選別、除去できる。

**悪天候日除去：** 以上のイベント除去を行ってもノイズイベントを完全には除去しきれない。そのため、1日あたりのステレオイベント数を元に悪天候日の除去を行う。1日あたりのステレオイベント数は、観測時間にもよるが、通常 10 程度である。しかし、これを大きく上回るような日も存在している。このように1日あたりのイベント数が極端に多いのは悪天候によるもので、街の光が雲などで散乱されたことによるト

リガーが主だと考える。図 5.11 に飛行機 veto 導入後の 1 日ごとのステレオイベント数を示した。冬期の観測時間は長い場合でも夏期の短い場合のおよそ 4 倍程度であるが、1 日あたりのステレオイベント数がそれを大きく超えるような日が含まれている。夏期に比べ冬期は悪天候である日が多いため、1 日あたりのステレオイベント数が多くなるのが冬期に多いのも悪天候によるものだと考えることができる。また、このような日のイベントは再構成成功率もきわめて低いので、1 日あたりのステレオイベント数が 100 イベントを超えるような日は解析対象日から除外する。

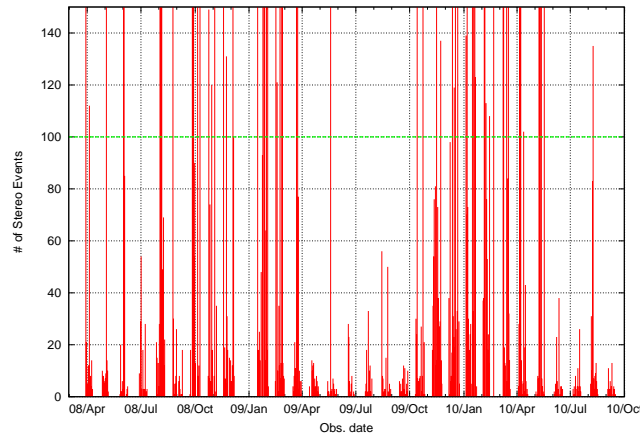


図 5.11: 飛行機 veto 導入後の 1 日ごとのステレオイベント数。ただし、ミュオン、Xe、LIDAR、CLF イベント除去を行った後のイベント数である。1 日当たりのイベント数が 100 を超えるような日は悪天候によるノイズイベントが多く含まれていると考え、観測対象日から除外する。

以上のシャワー選別を通過した、3724 イベント (391 日分) をそれぞれ再構成する。

### 5.3.3 再構成結果

以上のステレオイベント選別を通過した全 3724 イベントについて、再構成を行った。ただし、再構成で用いる大気情報はイベントが観測された月ごとの情報を用いた。これらのイベントのうち再構成が正しく完了したイベントは、705 イベントである。さらに再構成の結果、天頂角が  $60^\circ$  以内、コア位置が FD 視野中心方向の交点から 19.4km 以内であるようなイベントは、376 イベントである。この 376 イベントについて、天頂角・方位角分布 (図 5.12)、コア位置分布 (図 5.13) を示した。

## 5.4 質量組成解析

以上で得られた、実データの再構成結果とシミュレーションデータの再構成結果の  $X_{\max}$  を比較することで質量組成解析を行う。ただし、FD で観測される空気シャワーの  $X_{\max}$  分布は、FD の視野が限られているために系統的な「バイアス」が発生する。具体的には、

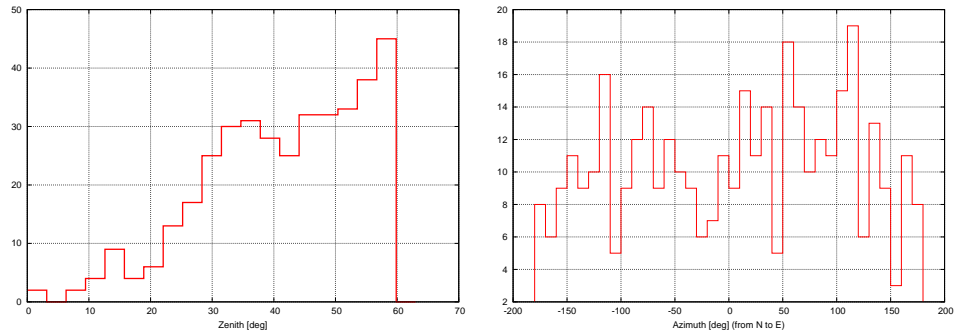


図 5.12: 実データを再構成して得られた天頂角分布 (左) と方位角分布 (右)。単位は [deg]。ただし、方位角は北から東まわりに計測した値である。

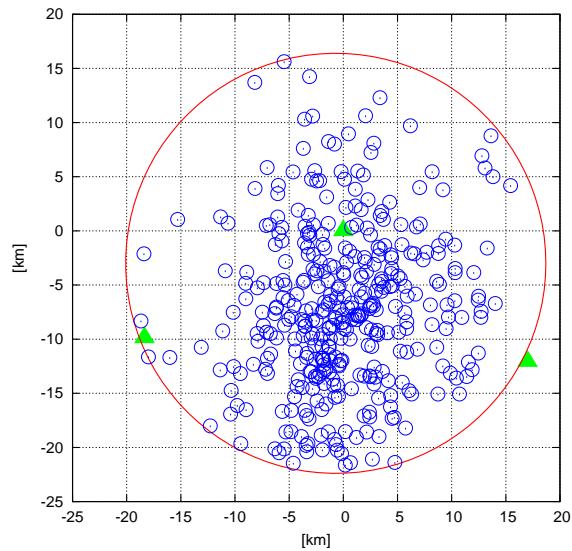


図 5.13: 実データを再構成して得られたコア位置分布。単位は [km] で、CLF(中央緑) を原点とした座標系で描いている。南東 (右下緑) に BRM ステーション、南西 (左下緑) に LR ステーションが位置している。赤い円は FD 視野中心方向の交点から 19.4km の距離を表している。



比較的低エネルギーの空気シャワーがFD近くにシャワーコアを持つ場合、空気シャワーが視野に到達する前に最大発達を迎えてしまうため、 $\langle X_{\max} \rangle$ を計算する際にはこのようなシャワーが含まれず、 $\langle X_{\max} \rangle$ が大きくなるようなバイアスがかかる。逆に、比較的高エネルギーの空気シャワーで天頂角が小さい場合には、最大発達を迎える前にFD視野を通り過ぎてしまうため、結果として $\langle X_{\max} \rangle$ が小さくなるようなバイアスがかかる(図5.14)。大気蛍光法で得られた $X_{\max}$ を用いて質量組成解析を行う場合には、このようなバイアスを考慮する必要がある。

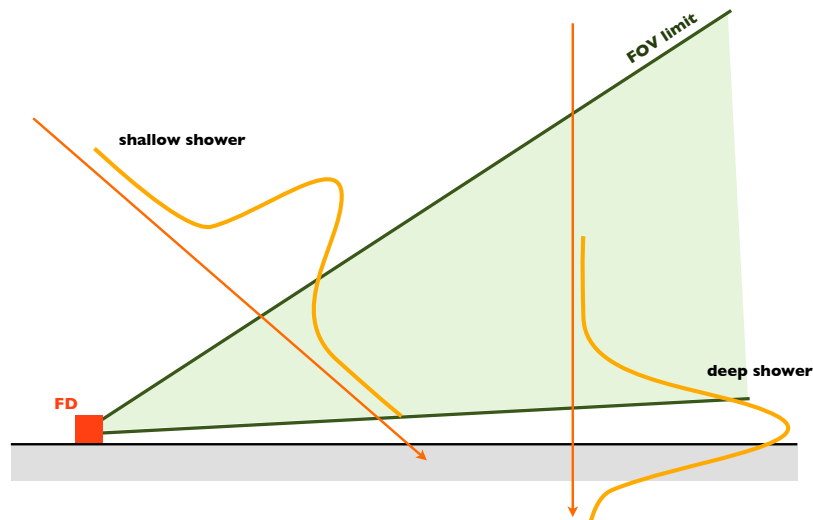


図 5.14: バイアスの原因となるような空気シャワーの例。FDの近くにコアを持つ低エネルギーの空気シャワー(左)は、FD視野に到達する前に最大発達を迎えるため、観測されたとしても再構成が難しい。また、天頂角の小さい高エネルギー空気シャワー(右)の場合、FD視野を通り過ぎた後に最大発達を迎える。

#### 5.4.1 イベント選別

$X_{\max}$ 分布へのバイアスは、原因によって大きく acceptance bias と reconstruction bias に分けることができる [11]。acceptance bias は、トリガーされなかったイベント、イベント選別過程で除外されたイベント、再構成が完全に失敗したイベントが原因であり、一方 reconstruction bias は、真の  $X_{\max}$  に対する再構成で得られる  $X_{\max}$  の偏移  $\Delta X_{\max}$  が大きくなるのが原因のバイアスである。以下では、reconstruction bias を最小化し、acceptance bias がエネルギーに依存しないようなイベント選別をおこなうことで、バイアスを回避する。

イベント選別において考慮した条件は以下の通りである。ただし、選別条件に各々のFDステーションごとに得られる情報が含まれている場合には、ステーション全体で観測され

た総光量が多いFDステーションでの情報を用いて選別を行っている。

### Visible $X_{\max}$

縦方向再構成の際に、空気シャワーの最大発達時のデータが含まれないような、最大発達以前だけのデータまたは最大発達以降だけのデータでは、 $X_{\max}$  を実際よりも大きく見積もる傾向にある (図 5.15)。そのため、再構成で使用するシャワートラック中に  $X_{\max}$  が含まれているようなイベントのみを用いることでこのバイアスを回避する。シャワートラックの両端のPMTが示している大気深さを  $X_{\text{start}}, X_{\text{end}}$  とすると、 $X_{\text{start}} \leq X_{\max} \leq X_{\text{end}}$  であるような空気シャワーのみを選別して解析で用いる。

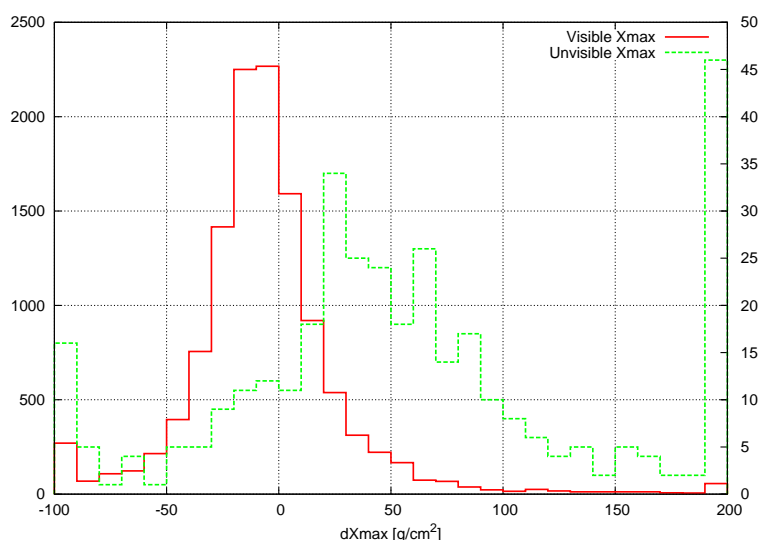


図 5.15: シャワートラック中に最大発達が含まれるイベント (赤, 左軸) と含まれないイベント (緑, 右軸) の  $\Delta X_{\max}$  分布。最大発達を含まないイベントの場合には、 $X_{\max}$  を大きく見積もる傾向にあることがわかる。ただし見やすさのため、2つの分布が同程度の大きさになるよう左右それぞれの縦軸を用いて描いている。

### grammage

grammage とは、空気シャワー軸のうちFDで観測された部分の大気厚さのことであり、 $X_{\text{end}} - X_{\text{start}}$  で表される。シャワートラック中に  $X_{\max}$  が含まれている場合でも、このgrammageが小さい場合には  $X_{\max}$  が間違っで見積もられてしまう。図 5.16 にシャワートラック中に  $X_{\max}$  が含まれているような空気シャワーのgrammageに対する  $\langle \Delta X_{\max} \rangle$  の変化を示した。ただし、 $\langle \Delta X_{\max} \rangle$  は再構成された  $X_{\max}$  のシミュレーション入力値に対する偏移  $\Delta X_{\max}$  を各grammageごとに平均した値である。

図 5.16 によれば、grammage が  $500\text{g/cm}^2$  よりも短い場合には  $X_{\max}$  が小さく見積もられ、 $1700\text{g/cm}^2$  よりも長い場合には  $X_{\max}$  は大きく見積もられることがわかる。これらの

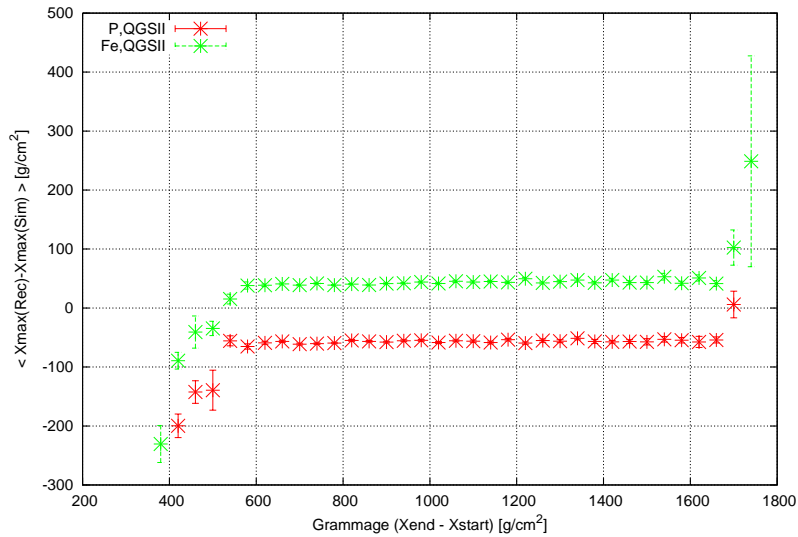


図 5.16: grammage に対する  $\langle \Delta X_{\max} \rangle$  の変化。一次核種が陽子の場合 (赤) と鉄原子核の場合 (緑)。ただし見やすさのため、それぞれ縦軸を  $\pm 50 \text{g/cm}^2$  移動して描いている。

バイアスを回避するため、grammage が  $500 \text{g/cm}^2 \sim 1700 \text{g/cm}^2$  であるようなイベントについて解析をおこなう。

### シャワーコア位置

イベント再構成では、ジオメトリ再構成で得られたジオメトリ情報を用いて縦方向発達再構成をおこなうため、ジオメトリ再構成で誤ったジオメトリ情報が算出された場合には、その後の縦方向発達再構成の結果も誤った結果となる可能性がある。図 5.17 に  $\Delta X_{\max} > 100 \text{g/cm}^2$  であるようなイベントのシャワーコア位置を示した。このコア位置分布によれば  $X_{\max}$  を大きく間違えるイベントは、2つのFDステーションを結ぶ直線上および各FDステーションの視野端に沿った直線上に集中していることがわかる。同様に、到来方向を大きく間違えるイベント ( $\Delta\theta > 10^\circ$ ) およびコア位置を大きく間違えるイベント ( $\Delta R > 1.0 \text{km}$ ) のコア位置分布を描くと、同様の構造を持つことがわかる (図 5.18)。以上より、これらのイベントは誤ったジオメトリ情報を用いて縦方向発達再構成をおこなったため、 $X_{\max}$  を大きく誤っていると考えられる。

ジオメトリ決定精度が悪いイベントのコア位置が2ステーションを結ぶ直線付近に集中するのは、各々のステーションで決定したSDPがほぼ重なるような条件であることが理由である。ステレオ再構成では、各々のステーションで決定したSDPの交線としてジオメトリを決定しており、このようなイベントでジオメトリ決定精度が悪いのは手法固有の問題である。また、ステーションの視野端に沿った直線付近にコア位置がある場合には、視野中心方向にコア位置がある場合に比べ、もう一方のステーションからコア位置までの距離が大きくなる。すなわち、FDステーションから空気シャワーまでの距離が遠くなるため、十分な光量がカメラまで到達せず、カメラ面上で十分な長さのトラックが得られないことがジオメトリ決定精度が悪い原因であると考えられる。

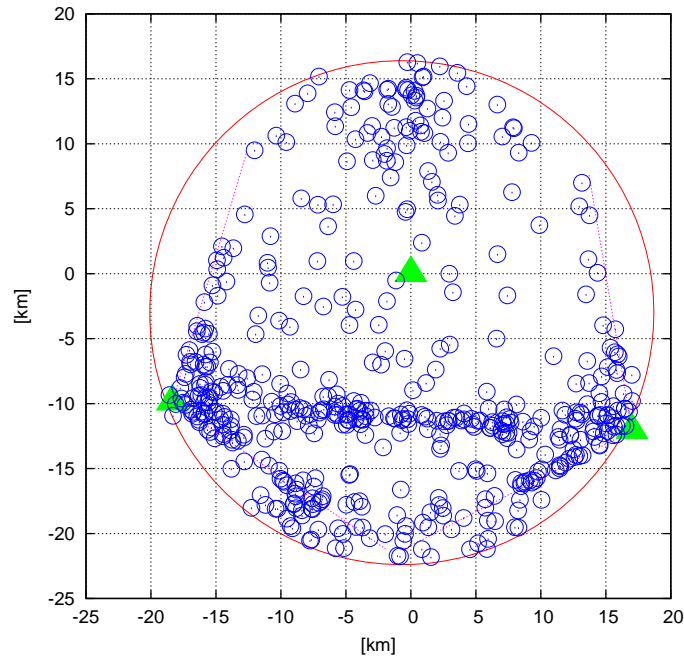


図 5.17:  $\Delta X_{\max} > 100[\text{g}/\text{cm}^2]$  であるようなイベントのコア位置分布。単位は [km] で、CLF(中央線)を原点とした座標系で描いている。両ステーションを結ぶような直線と各々のステーション視野端に沿う直線付近に集中して分布している。

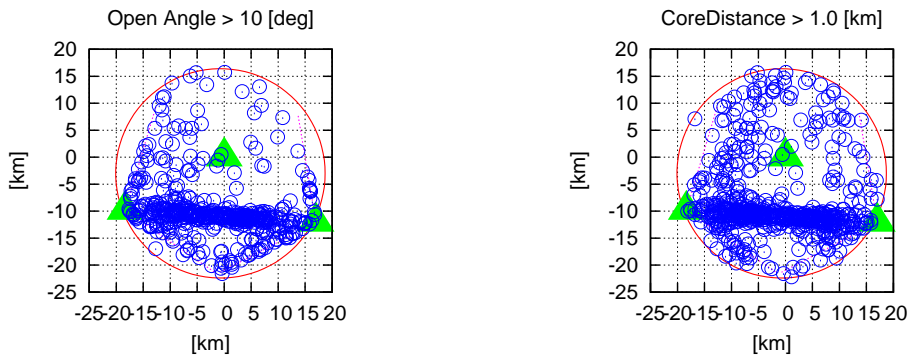


図 5.18:  $\Delta\theta > 10^\circ$  であるようなイベントのコア位置分布 (左) と  $\Delta R > 1.0\text{km}$  であるようなイベントのコア位置分布 (右)。図 5.17 と同様の構造を持っている。

このようなイベントを除外するため再構成で得られたコア位置に制限をかけ、CLF から 10km 以内にあるイベントを用いて再構成を行う。この制限により、2 ステーションを結ぶ直線および両ステーションの視野端に沿う直線付近にコア位置があるイベントを避けることができ、その結果  $X_{\max}$  に対するバイアスを小さくすることができる。

以上の考察から  $\Delta X_{\max}$  が大きいイベントを除外するような選別条件として

- $X_{\text{start}} \leq X_{\text{max}} \leq X_{\text{end}}$
- $500\text{g/cm}^2 \leq (X_{\text{end}} - X_{\text{start}}) \leq 1700\text{g/cm}^2$
- シャワーコア位置が、CLF から 10km 以内

という条件を適用する。以下では、この条件で選別した場合の再構成精度を見積もった上で実イベントとシミュレーションイベントの比較を行うことで、質量組成解析をおこなう。

#### 5.4.2 再構成精度の見積もり

この条件でイベント選別した場合の、空気シャワーの到来方向、コア位置、エネルギー、 $X_{\max}$  のシミュレーション入力値に対する再構成結果の偏差を図 5.19、5.20、5.21、5.22 に示した。これらの図とイベント選別前の図 5.5、5.6、5.7、5.8 をそれぞれ比較すると、分布の端に位置する再構成結果との偏差が大きいイベントを除外できていることがわかる。

また、これらの分布から再構成精度を求め、表 5.3 にまとめた。ただし、ジオメトリ決定精度  $\Delta\theta$ ,  $\Delta R$  は全イベントの 68.23% が含まれる幅として決定し、エネルギー・ $X_{\max}$  決定精度  $\Delta E$ ,  $\Delta X_{\max}$  はガウス分布でフィッティングした際の平均値および標準偏差で決定した。

表 5.3: イベント選別後の再構成精度

一次核種	$\log(E[\text{eV}])$	$\Delta\theta[\text{deg}]$	$\Delta R[\text{m}]$	$\Delta E[\%]$	$\Delta X_{\max}[\text{g/cm}^2]$
p	18.5 - 19.0	1.58	224	$0.772 \pm 2.94$	$-7.46 \pm 16.7$
	19.0 - 19.5	1.11	154	$-0.182 \pm 4.51$	$-10.8 \pm 15.0$
	19.5 - 20.0	0.773	119	$-0.230 \pm 3.92$	$-12.9 \pm 14.4$
Fe	18.5 - 19.0	1.29	208	$-5.47 \pm 4.16$	$-11.3 \pm 13.8$
	19.0 - 19.5	0.908	142	$-4.57 \pm 3.13$	$-11.7 \pm 11.5$
	19.5 - 20.0	0.642	105	$-3.59 \pm 2.99$	$-13.1 \pm 10.9$

この条件下での再構成精度を考慮して、天頂角  $62^\circ$  以内、エネルギーが  $18.04 \leq \log E[\text{eV}] \leq 19.96$  であるイベントについて解析を行う。再構成に成功した全 705 イベント中、この天頂角およびエネルギー条件を満たす実イベントは 410 イベントであり、さらに上述のイベント選別を通過できたイベントは 191 イベントであった。この 191 イベントを用いて質量組成解析をおこなう。

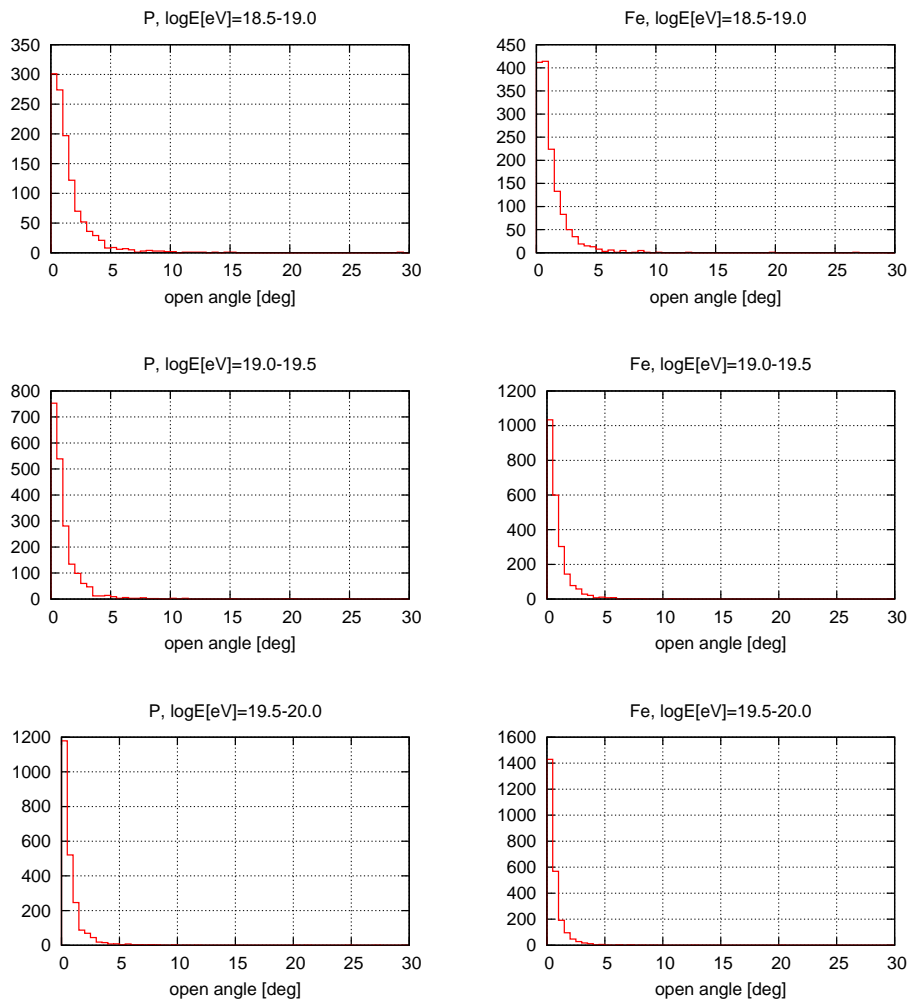


図 5.19: イベント選別後の到来方向の偏差 [deg]。上段からエネルギーが  $10^{18.5} - 10^{19.0}$ ,  $10^{18.5} - 10^{19.0}$ ,  $10^{18.5} - 10^{19.0}$  [eV] であり、左列は一次核種が陽子の場合、右列は鉄原子核の場合である。

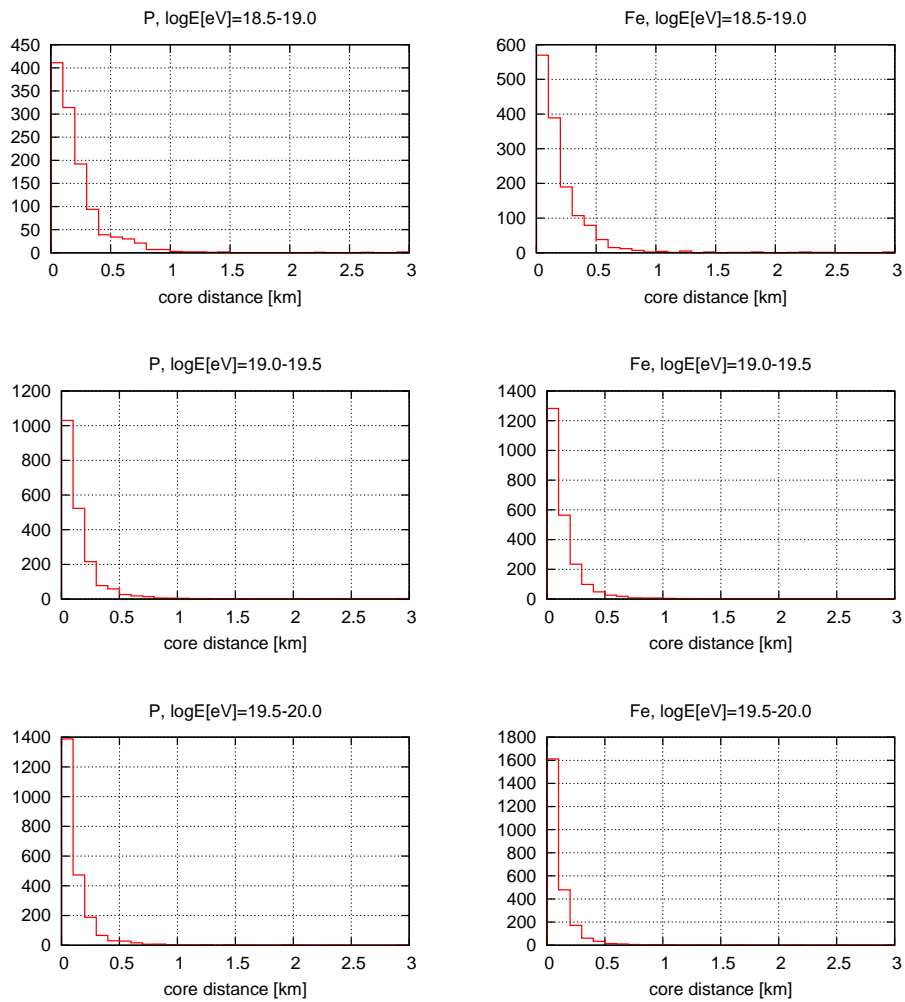


図 5.20: イベント選別後のコア位置の偏差 [km]。上段からエネルギーが  $10^{18.5} - 10^{19.0}$ ,  $10^{18.5} - 10^{19.0}$ ,  $10^{18.5} - 10^{19.0}$  [eV] の場合であり、左列は一次核種が陽子の場合、右列は鉄原子核の場合である。

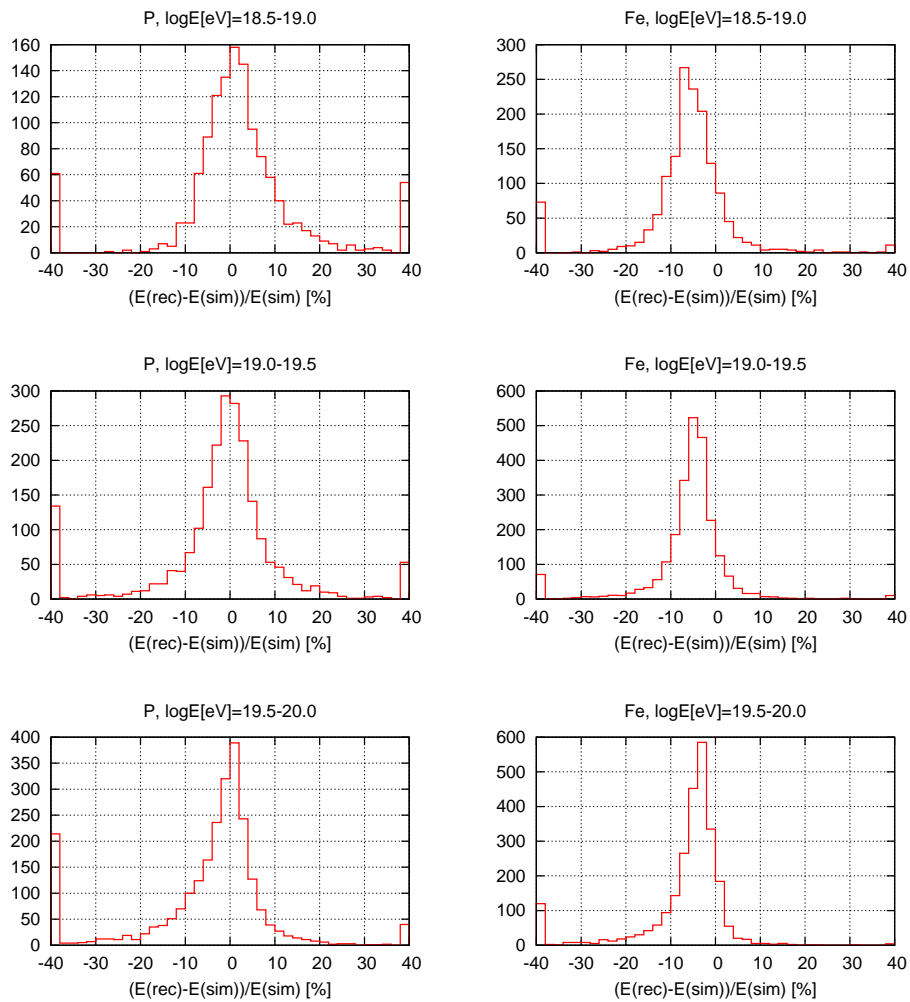


図 5.21: イベント選別後の一次エネルギーの偏差 [%]。上段からエネルギーが  $10^{18.5} - 10^{19.0}$ ,  $10^{18.5} - 10^{19.0}$ ,  $10^{18.5} - 10^{19.0}$  [eV] の場合であり、左列は一次核種が陽子の場合、右列は鉄原子核の場合である。



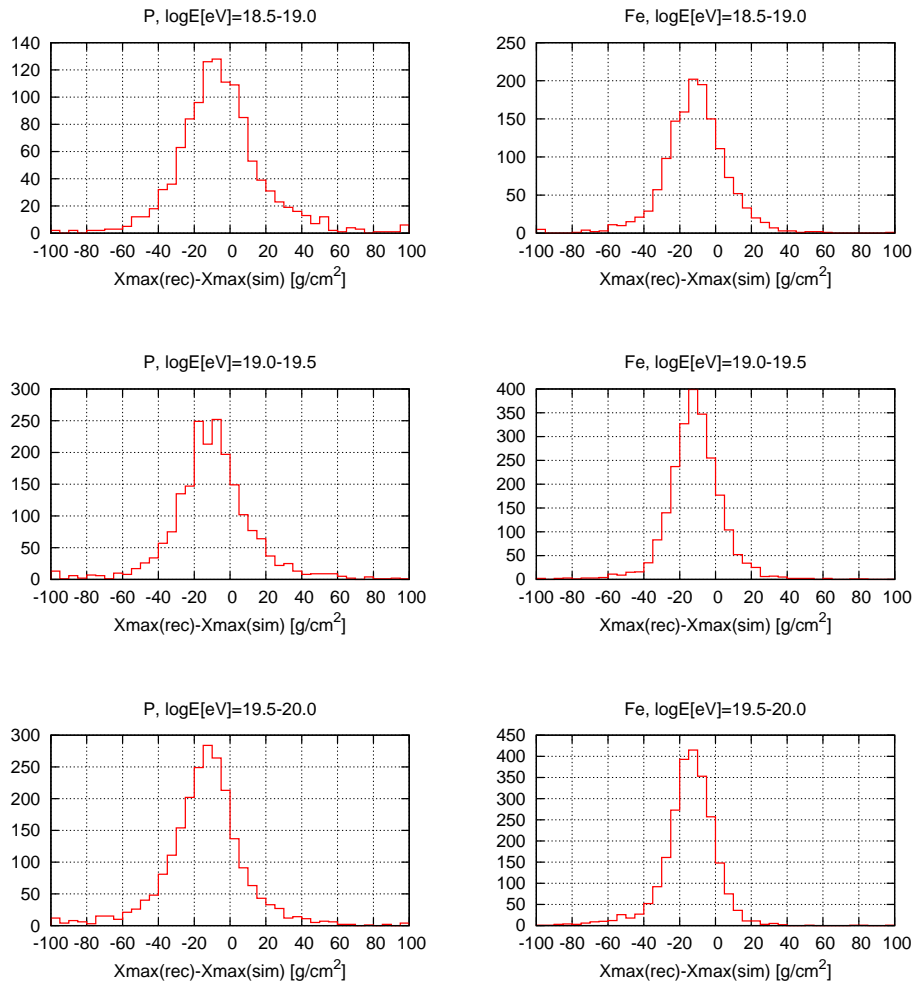


図 5.22: イベント選別後の  $X_{\max}$  の偏差  $[\text{g}/\text{cm}^2]$ 。上段からエネルギーが  $10^{18.5} - 10^{19.0}$ ,  $10^{18.5} - 10^{19.0}$ ,  $10^{18.5} - 10^{19.0} [\text{eV}]$  の場合であり、左列は一次核種が陽子の場合、右列は鉄原子核の場合である。

### 5.4.3 解析結果

これら 191 イベントのエネルギー・ $X_{\max}$  分布を図 5.23 に示した。また、各々のイベントのエネルギーと  $X_{\max}$  の分布を図 5.24 に示した。さらに、 $d \log E = 0.2$  ごとの  $\langle X_{\max} \rangle$  の分布を図 5.25 に示した。ただし、それぞれのエネルギー領域における平均値と標準誤差を示している。図 5.25 によれば、 $10^{19.2} \text{eV}$  までのエネルギーでは、一次核種が陽子のシミュレーションの場合と実データの結果が良く一致している。それ以上のエネルギーに関しては、統計誤差が大きいため今後の統計量の増加が期待される。

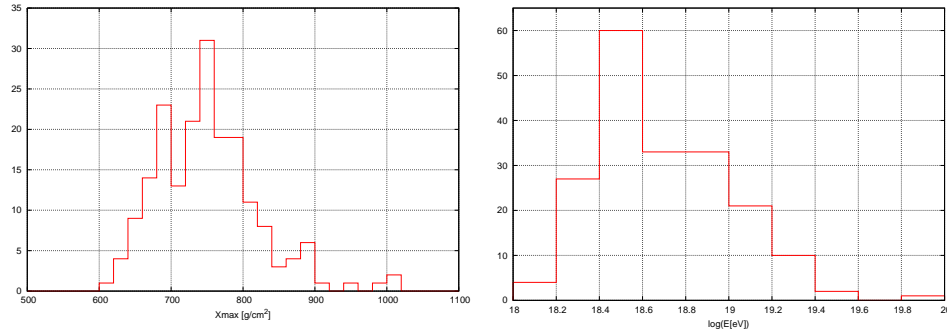


図 5.23: イベント選別後の  $X_{\max}$  分布 (左) および一次エネルギーの分布 (右)

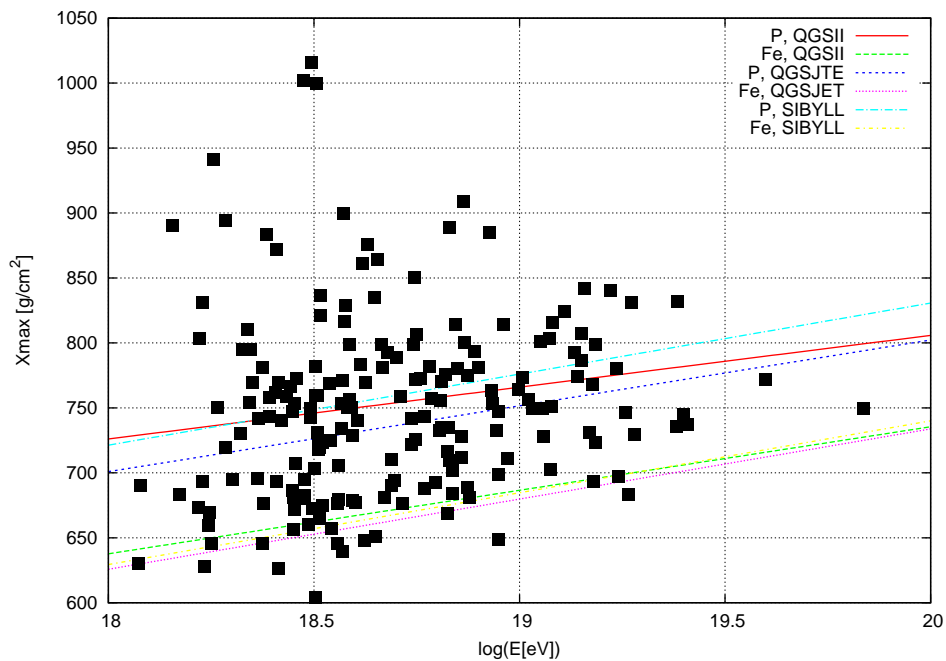


図 5.24: 再構成で得られた各々のイベントのエネルギーおよび  $X_{\max}$  の分布

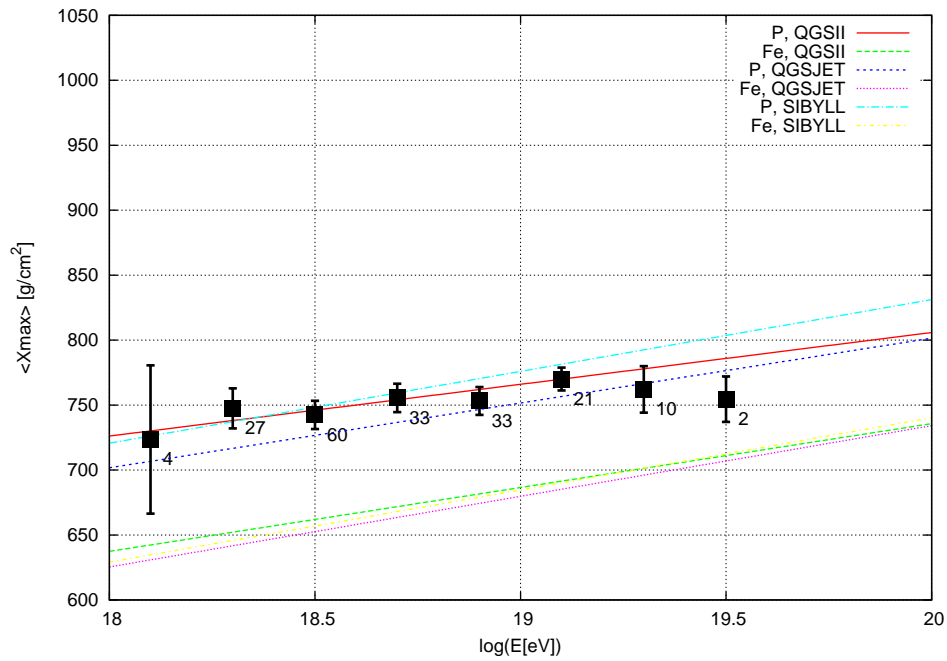


図 5.25:  $\langle X_{\max} \rangle$  のエネルギーに対する変化

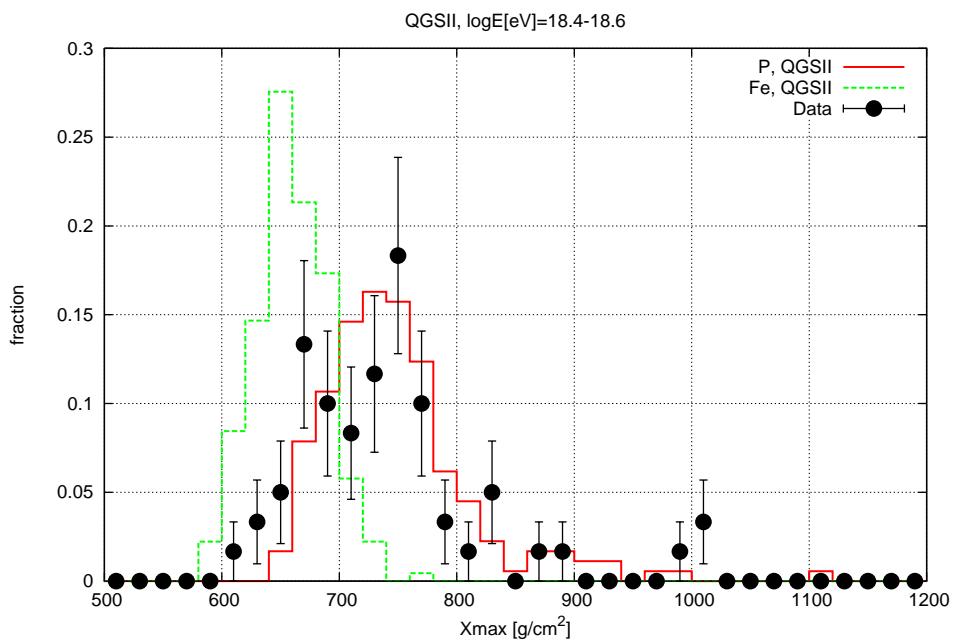


図 5.26: エネルギーが  $10^{18.4} - 10^{18.6}$  の場合の、 $X_{\max}$  分布。黒点が実データ、赤線が陽子、緑は鉄原子核によるシミュレーション。

## 第6章 考察

第 5.4.2 節で示したように、今回設定した条件でのイベント選別により  $X_{\max}$  を大きく誤るような空気シャワーイベントは除外することができている。しかし、解析対象領域を制限することでジオメトリ再構成を大きく間違える可能性のあるイベントを除外したことにより、統計数を大きく減らし、高エネルギー側で統計誤差が大きくなってしまっている (図 5.25)。このようなイベントのうち、両 FD ステーションを結ぶ直線上にコア位置が存在するイベントの再構成でジオメトリを大きく見誤るのは、ステレオ再構成手法特有の問題であると考えられる。今後の解析では、モノ解析と同様にトラック上の各 PMT への光子の入射時刻を用いて各 SDP 内でのシャワー軸の傾きに制限をかける手法を併用して、このようなイベントも同程度の精度で再構成を行うことを達成する必要がある。このような再構成を行うことで解析対象領域を広げ、統計数を極力減らさないイベント選別が可能であると考えられる。

また、第 5.4.1 節のイベント選別では  $X_{\max}$  を大きく誤るような空気シャワーイベントを除くことが達成できているが、核種ごとの検出バイアスについては考慮されていない。本論文では以下に示すように、その検定を行った。

### 6.1 Fiducial Volume Cut による核種ごとの検出バイアスの検定

$X_{\max}$  分布にバイアスが加わるのを防ぐイベント選別方法として、Auger 実験では”Fiducial Volume Cut”という方法が用いられている [15]。Fiducial Volume Cut では  $X_{\text{low}}, X_{\text{up}}$  というパラメータを導入し、これらのパラメータに制限をかけることでイベント選別を行う。 $X_{\text{low}}, X_{\text{up}}$  はそれぞれシャワー軸に沿った大気深さの下限値および上限値であり、空気シャワーの  $X_{\max}$  が観測可能である領域とシャワー軸との交点における大気深さとして定義している (図 6.1)。 $X_{\max}$  が観測可能であるためには、 $X_{\text{low}}$  が十分小さく  $X_{\text{up}}$  が十分大きければ良い。ただし、あるエネルギーの空気シャワーの  $X_{\text{low}}, X_{\text{up}}$  は、シャワーのジオメトリのみに依存して決定する量である。

各エネルギーごとに  $X_{\text{low}}$  の関数として  $\langle X_{\max} \rangle$  を表すと、 $X_{\text{low}}$  が十分小さい間は  $\langle X_{\max} \rangle$  が平坦であるが、ある値から  $\langle X_{\max} \rangle$  が増加し始める。同様に  $X_{\text{up}}$  が十分大きい領域では  $\langle X_{\max} \rangle$  は平坦であるが、ある値以降では減少している。このような  $\langle X_{\max} \rangle$  に対するバイアスが含まれないようにイベントを選別するには、 $\langle X_{\max} \rangle$  が変化し始める際の大気深さを  $X_{\text{low}}, X_{\text{up}}$  の限界値として採用すればよい。図 6.2 に  $X_{\text{low}}, X_{\text{up}}$  限界値決定の例を示した。ただし、ここでは  $\langle X_{\max} \rangle$  の変化を  $\langle X_{\max} \rangle(X) = a + \exp((X - b)/c)$  の形でフィッティングし、得られたパラメータ  $b$  を限界値として採用している。

本研究ではシミュレーションイベントに対して同様の手順を行うことで、核種ごとの検出バイアスの検定を行う。第 5.4.1 節で示したイベント選別後のシミュレーションイベン

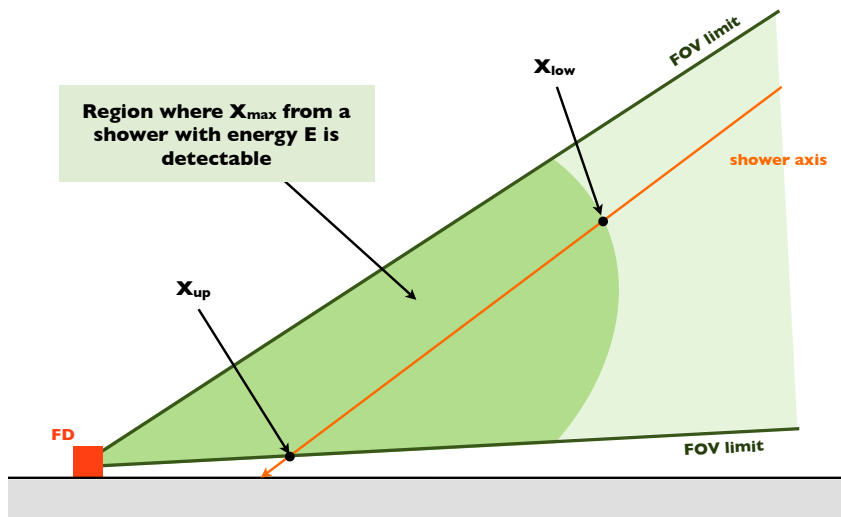


図 6.1: Fiducial Volume Cut における  $X_{low}$ ,  $X_{up}$  の定義。観測可能な領域 (緑) とシャワー軸 (橙) の交点における大気深さが、 $X_{low}$  (上空側) および  $X_{up}$  (低空側) である。

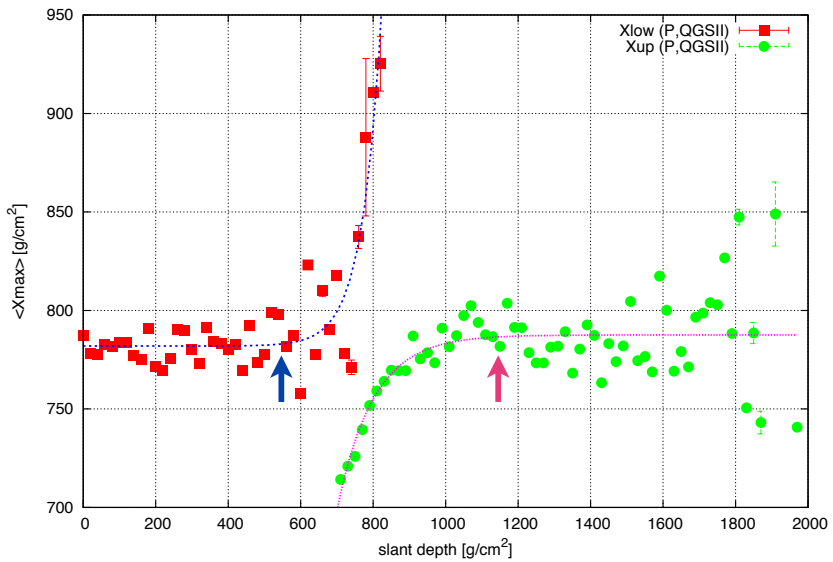


図 6.2:  $X_{low}$ ,  $X_{up}$  限界値決定の例。  $X_{low}$ ,  $X_{up}$  の関数として  $\langle X_{max} \rangle$  を表したとき、 $\langle X_{max} \rangle$  が変化し始める  $X_{low}$ ,  $X_{up}$  (矢印部分) を限界値とする。

トについて、 $X_{\text{low}}, X_{\text{up}}$  と  $\langle X_{\text{max}} \rangle$  の関係を図 6.3 に示した。図 6.3 によれば、陽子を一次核種とした場合、 $X_{\text{low}}$  が  $600[\text{g}/\text{cm}^2]$  より大きいイベントでは  $\langle X_{\text{max}} \rangle$  を大きく見積もるバイアスがかかり、 $X_{\text{low}}$  が  $1000[\text{g}/\text{cm}^2]$  より小さいイベントでは逆に  $\langle X_{\text{max}} \rangle$  を小さく見積もるバイアスがかかっていることがわかる。一方、鉄原子核の場合には  $X_{\text{low}}, X_{\text{up}}$  の値によらず  $\langle X_{\text{max}} \rangle$  が一定であることから、第 5.4.1 節で示したイベント選別までで、このような  $\langle X_{\text{max}} \rangle$  へのバイアスを除去できていると考えられる。

以上より本論文で使用したイベント選別条件では、一次核種が鉄原子核である場合には  $\langle X_{\text{max}} \rangle$  にはバイアスがかからないが、陽子の場合にはバイアスが残っている可能性があると考えられる。しかし実イベントの解析結果にこのようなバイアスが加わっていると考慮した場合でも、 $\langle X_{\text{max}} \rangle$  は一次核種が陽子である場合と良く一致しており、一次核種が鉄原子核であるとは考えにくいと言える。

本来であれば、実データの  $X_{\text{low}}, X_{\text{up}}$  と  $\langle X_{\text{max}} \rangle$  の関係から  $X_{\text{low}}, X_{\text{up}}$  の限界値を決定した上でイベント選別条件として加えるべきであるが、限界値決定を行うにはステレオイベントの統計量が足りなかったため、本論文では行わなかった。今後、統計量の多いモノイベント (いずれか 1 つの FD ステーションで観測されたイベント) を対象とする解析で Fiducial Volume Cut によるイベント選別を行い、 $\langle X_{\text{max}} \rangle$  に対するバイアスを除去した上での質量組成解析を行うことが期待される。またステレオイベントに関しても、ジオメトリ再構成においてモノ解析と同様に時刻情報により SDP 内でのシャワー軸の傾きを制限する方法を用いることで、解析対象領域を広げても同程度のジオメトリ決定精度が達成可能だと考えられる。このような工夫で解析対象領域を広げることで統計量が増加し、ステレオイベントでも Fiducial Volume Cut を使用した解析が可能となると期待される。

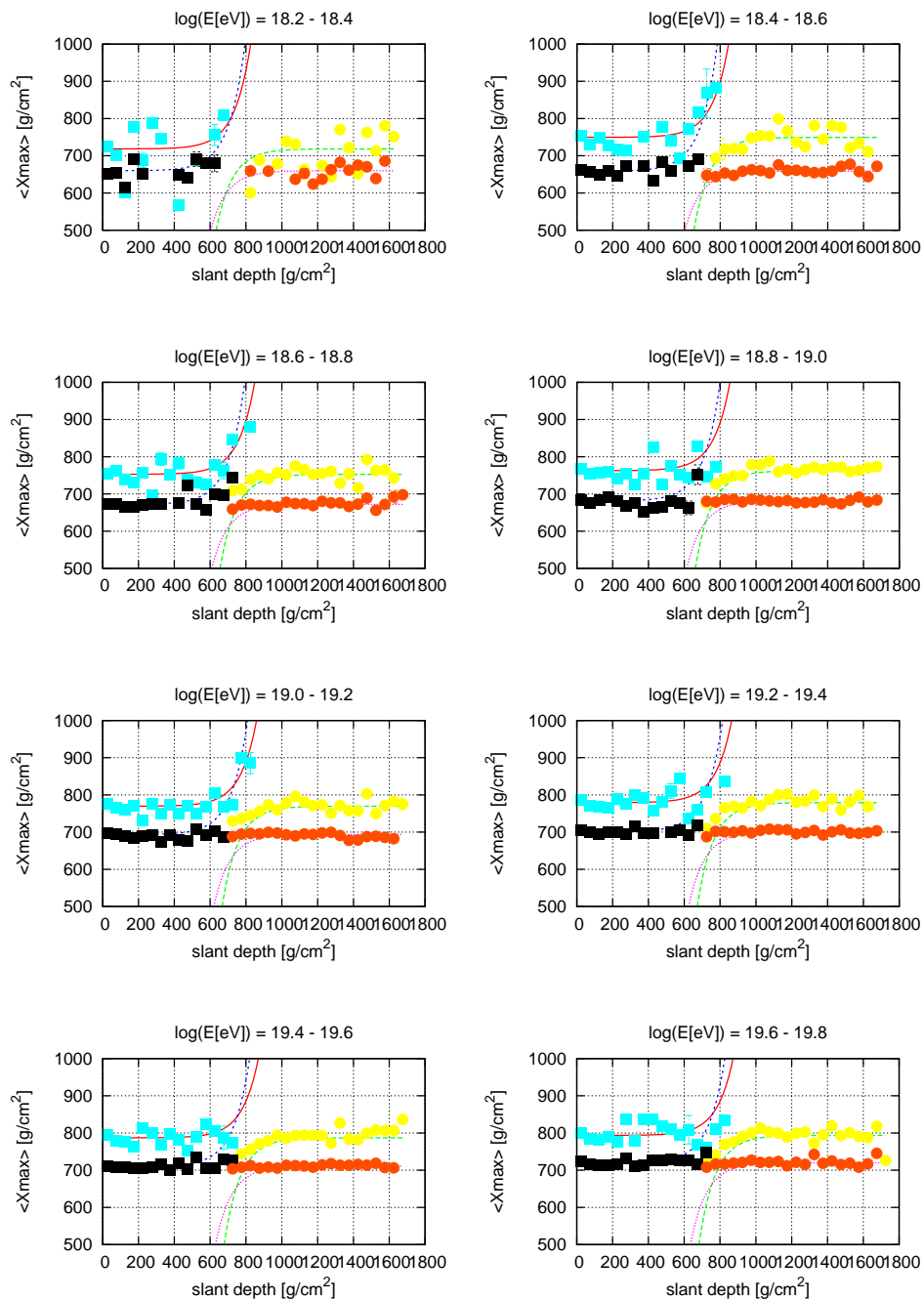


図 6.3: 各エネルギーごとの  $X_{\text{low}}$ ,  $X_{\text{up}}$  に対する  $\langle X_{\text{max}} \rangle$  の変化。一次核種が陽子の場合、エネルギー領域によって違いはあるが、 $X_{\text{low}}$  (水色) が  $600[\text{g}/\text{cm}^2]$  より大きい場合、 $X_{\text{up}}$  (黄色) が  $1000[\text{g}/\text{cm}^2]$  より小さい場合には、 $\langle X_{\text{max}} \rangle$  にバイアスがかかっていることがわかる。一方、鉄原子核の場合には  $X_{\text{low}}$  (黒色) および  $X_{\text{up}}$  (橙色) が変化しても  $\langle X_{\text{max}} \rangle$  は一定値をとっている。

## 第7章 結論

Telescope Array 実験の大気蛍光望遠鏡でステレオ観測された空気シャワーイベントについて、質量組成解析をおこなった。本解析では、陽子および鉄原子核の2成分モデルを仮定して、それぞれを一次核種とした場合のシミュレーションイベントと実イベントの  $\langle X_{\max} \rangle$  を比較する手法を用いた。

大気蛍光望遠鏡と空気シャワーの幾何的な関係などにより  $X_{\max}$  にバイアスがかかるため、このバイアスを回避するためのイベント選別条件を以下のように決定した。

- $X_{\text{start}} \leq X_{\max} \leq X_{\text{end}}$
- $500\text{g/cm}^2 \leq (X_{\text{end}} - X_{\text{start}}) \leq 1700\text{g/cm}^2$
- シャワーコア位置：CLF から 10km 以内

上記の条件で選別した実イベントおよびシミュレーションイベントについて  $\langle X_{\max} \rangle$  を比較した結果、エネルギーが  $10^{19.2}\text{eV}$  以下では一次核種を陽子としてシミュレーションした場合と良く一致していることが分かった。それ以上のエネルギー領域に関しては今後の統計量の増加を期待する。

また、Fiducial Volume Cut 検定法を用いて確認したところ、一次核種が鉄原子核である場合、上記のイベント選別により  $\langle X_{\max} \rangle$  に対するバイアスが回避できていることが分かった。一方、一次粒子が陽子の場合には  $\langle X_{\max} \rangle$  に対するバイアスが含まれる可能性がある。しかし、このようなバイアスが加わっていると考慮した場合でも、実イベント解析結果の  $\langle X_{\max} \rangle$  は一次核種が陽子である場合と良く一致しており、一次核種が鉄原子核であるとは考えにくい結果であると言える。



## 謝辞

本研究にあたり御指導いただきました東京工業大学 垣本史雄教授に深く感謝いたします。日頃より様々な指針を示していただきました東京工業大学 常定芳基助教、的確な助言を与えていただきました東京工業大学 得能久生特任助教に深く感謝いたします。

多くのご協力を頂いた TA 実験コラボレーターの皆様に深く感謝いたします。特に、TA 実験を取りまとめていただいている東京大学宇宙線研究所 福島正己教授、佐川宏行准教授に感謝いたします。

東京工業大学在学中より多くの面でご指導していただき、また質量組成解析の第一人者としてご協力いただいた東京大学宇宙線研究所 多米田裕一郎氏に深く感謝いたします。また、解析ソフトウェア開発を主導していただき、多くのご指摘、ご助言を頂いた東京大学宇宙線研究所 池田大輔氏、大阪市立大学 藤井俊博氏に感謝いたします。解析チームとして多くのご指導、ご助言いただいた大阪市立大学 荻尾彰一准教授、神奈川大学 有働慈治助手、山梨大学 富田孝幸氏、東京大学宇宙線研究所 高橋良彰氏に感謝いたします。

ユタにおける FD 観測でお世話になり現地での作業をサポートしていただいた東京大学宇宙線研究所 竹田成宏助教、埼玉大学 川名進吾氏、山梨大学 柴田文哉氏、東京大学数物連携宇宙研究機構 Kai Martens 准教授、神奈川大学 林田直明特任教授、大阪市立大学 山崎勝也氏に感謝いたします。また、現地での生活でお世話になりました東京大学宇宙線研究所 野中敏幸特任助教、芝田達伸特任助教、山梨大学 奥大介氏に感謝いたします。

会議でお世話になりました大阪市立大学 櫻井信之特任助教、奥田剛司氏、東京大学地震研究所 武多昭道助教、東京大学宇宙線研究所 木戸英治氏に感謝いたします。

日頃より惜しみない協力をしていただきました、東京工業大学垣本研究室 石森理愛氏、小林友作氏、堤一樹氏、松浦孝典氏、北村星爾氏、勝谷龍一氏、さらに既に修了、卒業されました東龍二氏、松本英高氏、菅原利弘氏、福田崇徳氏、副島吾郎氏、加藤拓也氏、西野大輔氏、道場栄介氏、中村宜広氏に感謝いたします。

## 参考文献

- [1] M.S. Longair, *High Energy Astrophysics*.
- [2] 小田 稔, 宇宙線.
- [3] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.*, 16, 748. (1966)  
G.T. Zatsepin and V.A. Kuzmin, *JETP Lett.*, 4, 78. (1966)
- [4] S. Yoshida and M. Teshima, *Prog. Theor. Phys.*, 89, 833. (1993)
- [5] W. Heitler, *The Quantum Theory of Radiation* (Oxford University Press, New York, 1954).
- [6] A.M. Hillas, *Astron. Astrophys.*, 22, 425. (1984)
- [7] M. Takeda *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, 81, 1163. (1998)
- [8] M. Takeda *et al.*, *Astrophys. J.*, 522, 225. (1999)
- [9] Y. Uchibori *et al.*, *Astropart. Phys.*, 13, 151. (2000)
- [10] R. U. Abbasi *et al.*, *Astrophys. J.*, 636, 680. (2006)
- [11] R.U. Abbasi *et al.*, *Astrophys. J.*, 622, 910. (2005)  
R.U. Abbasi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, 104, 161101 (2010)
- [12] J. Abraham *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. A.* (2010)
- [13] The Pierre Auger Collaboration, *Science*, 318, 5852. (2007)
- [14] J. Abraham *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, 104, 091101 (2010)
- [15] J. A. Bellido, arXiv:0901.3389, [*Proc. XXth Rencontres de Blois* (to be published)].
- [16] *The Telescope Array Project Design Report*. (2000)
- [17] 福島 正巳, 宇宙線望遠鏡計画 提案書. (2002)
- [18] D. Heck, J. Knapp, J.N. Capdevielle, G. Schatz, and T. Thouw, Report, FZKA 6019 (1998), Forschungszentrum Karlsruhe
- [19] A.N. Bunner, *Ph.D. Thesis, Cornell University*. (1967)
- [20] F. Kakimoto *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. A*, 372, 527. (1996)

- [21] M. Nagano *et al.*, *Astropart. Phys.*, 20, 293. (2003)  
M. Nagano *et al.*, *Astropart. Phys.*, 22, 235. (2004)
- [22] J.W. Belz *et al.*, *Astropart. Phys.*, 25, 129. (2006)  
R. Abbasi *et al.*, *Astropart. Phys.*, 29, 77. (2008)
- [23] P. Colin *et al.*, *Astropart. Phys.*, 27, 317. (2007)  
The MACFLY Collaboration, *Astropart. Phys.*, 30, 312. (2009)
- [24] M. Ave *et al.*, *Astropart. Phys.*, 28, 41. (2007)  
M. Ave *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. A*, 597, 50. (2008)
- [25] U.S. Standard Atmosphere 1976, U.S. Government Printing Office, Washington, DC. (1976)
- [26] F. Nerling, J. Blumer, R. Engel and M. Risse, *Astropart. Phys.*, 24, 421. (2006)
- [27] 多米田 裕一郎, 博士論文, 東京工業大学. (2010)
- [28] 池田 大輔, 博士論文, 東京大学. (2010)
- [29] 町田 智子, 修士論文, 東京工業大学. (2007)
- [30] 東 龍二, 修士論文, 東京工業大学. (2008)
- [31] 福田 崇徳, 修士論文, 東京工業大学. (2009)
- [32] 藤井 俊博, 修士論文, 大阪市立大学. (2010)
- [33] 林 健太郎, 学士論文, 東京工業大学. (2008)