

Telescope Array 実験FD解析における大気の影響の評価

小林 友作

09M01154

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 3 月 29 日

目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	極高エネルギー宇宙線	2
2.1	宇宙線	2
2.1.1	宇宙線のエネルギースペクトル	2
2.1.2	宇宙線の加速	2
2.2	極高エネルギー宇宙線	5
2.2.1	GZK cutoff	5
2.2.2	AGASA による観測	5
2.2.3	起源モデル	7
2.3	空気シャワー現象	11
2.3.1	空気シャワーの縦方向発達	11
2.3.2	空気シャワー横方向分布	13
2.3.3	空気シャワーの観測方法	14
2.3.4	大気中の発光と散乱・吸収	16
2.3.5	大気中の散乱現象	18
第 3 章	テレスコープアレイ実験	20
3.1	テレスコープアレイ実験の目的	20
3.2	テレスコープアレイ実験の装置	20
3.3	大気蛍光望遠鏡	21
3.3.1	光学系	22
3.3.2	PMT カメラ	22
3.3.3	データ収集システム	23
3.4	キャリブレーション	25
3.5	地表粒子検出器	29
3.6	ハイブリッド観測	31
第 4 章	シミュレーション・解析ソフトウェア	32
4.1	イベント生成	32
4.1.1	縦方向発達曲線の決定	32
4.1.2	大気蛍光発光	33
4.1.3	チェレンコフ光	34
4.1.4	散乱チェレンコフ光	34
4.2	検出器シミュレーション	35
4.3	イベント再構成	35
4.3.1	PMT セレクション	35

4.3.2	シャワー縦方向発達の再構成 - 逆モンテカルロ法 -	38
第 5 章	大気状態の変動	41
5.1	分子成分	41
5.1.1	データ取得 - ラジオゾンデ -	41
5.1.2	月平均モデル	43
5.1.3	US 標準大気モデル	43
5.1.4	上空大気データの例	43
5.1.5	大気蛍光の発光量の変化	45
5.1.6	レイリー散乱	48
5.2	エアロゾル成分	48
5.2.1	エアロゾルの消散係数	49
5.2.2	VAOD の分布	51
第 6 章	大気変動が FD 解析に及ぼす影響	53
6.1	分子大気による影響	54
6.1.1	解析結果	54
6.2	エアロゾルによる影響	61
6.2.1	解析結果	61
第 7 章	結論	68

Abstract

The existence of ultra-high-energy cosmic rays (UHECRs) and the extension of the energy spectrum above 10^{20} eV reported by AGASA group is one of the most important unsolved problems in astrophysics.

To determine the energy spectrum of UHECRs and clarify their origin, we constructed the Telescope Array (TA) experiment with a collaboration of researchers of Japan, US, Korea, Russia, and we started steady operation from March 2008. We detect air showers generated by UHECRs both with a surface detector array (SD) and with fluorescence telescopes (FDs).

The measurement accuracies of the extensive air shower (EAS) using the FDs are strongly depended on the condition of molecular and aerosol components in the atmosphere.

For example, air fluorescence photon yield depends on the atmospheric density, and the transparency of the air for fluorescence photons depends on the atmospheric conditions from EAS to FDs.

In particular, the condition of aerosol components changes with location, height and time.

At the TA experiment site, some atmospheric monitoring devices are installed to record varying atmospheric conditions during FD observation. The public data of radiosonde launched around the TA site are also available.

In this analysis, the systematic uncertainties of the determination of the primary cosmic ray energies and of the measurement of depth of maximum development of EASs due to atmospheric variance are estimated using these data.

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。特に 10^{20} eV以上の宇宙線は「極高エネルギー宇宙線」と呼ばれ、単一の粒子としては現在の宇宙で最も高い運動エネルギーを持つ。従って、この極高エネルギー宇宙線は激しい天体現象や初期宇宙の痕跡粒子を起源に持つと推定され、この起源を解明することは宇宙物理学の大きな課題の一つである。

これまで、地球で観測される宇宙線のエネルギーには限界があると言われてきた。 10^{20} eVを超える宇宙線は宇宙背景放射と相互作用してエネルギーを失い、一定距離(約50Mpc)以遠からは地球に到達できないからである(GZKカットオフ)。米国のHigh Resolution Fly's Eye (HiRes)はGZKカットオフの存在を肯定する結果を発表した。しかし、日本の明野広域空気シャワーアレイ(AGASA)が、GZKカットオフを超える宇宙線を11例も観測しGZKカットオフの存在を否定した。だが、AGASAのエネルギー決定精度は18%、HiResは22%もあり、また統計量が十分でなかったためGZKカットオフの存否については結論が得られていない。そこで、GZKカットオフの存否の問題を解決し、極高エネルギー宇宙線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、日米韓露共同研究のテレスコープアレイ(Telescope Array)実験が2003年度から米国ユタ州で開始されている。テレスコープアレイ実験では、AGASAの約9倍の感度を持つ地表検出器アレイと、空気シャワーの新しい測定方法である大気蛍光望遠鏡(Fluorescence Detector, FD)を建設し、宇宙線空気シャワーの同時観測を行う。同時観測によって、異なる観測手法による結果を相互に較正し、エネルギー測定系の系統誤差を10%以内に抑える。これにより極高エネルギー宇宙線の存在を確実に検証し、その起源解明に迫る。

系統誤差の決定に大きな影響を与えるものとして大気状態の変動がある。一次宇宙線のエネルギー・組成が同じでも、空気シャワーが発達する様子や大気蛍光の発光量が変化し、また光子の透過率も変化する。現在テレスコープアレイFD解析では、分子成分モデルとしてElkoでのラジオゾンデ観測から得られた月平均モデル、エアロゾル成分モデルとしてLIDAR観測から得られた典型値モデルを使用している。このモデルの使用による解析への系統誤差を見積もることは、GZKカットオフの存否やその組成を議論する上で極めて重要である。

本論文では、大気蛍光法による観測で重要な役割を果たす大気状態が、一次宇宙線のエネルギーや空気シャワーの最大発達深さの決定にどの程度影響を及ぼすのか評価を行った。本論文は全7章で構成されており、第2章では極高エネルギー宇宙線とその観測原理、第3章ではテレスコープアレイ実験の詳細、また第4章では空気シャワーイベント生成シミュレーション及び解析ソフトウェアについて述べる。第5章ではテレスコープアレイ実験サイトの大気状態の変動、第6章ではその変動が解析に与える影響について述べる。

第2章 極高エネルギー宇宙線

2.1 宇宙線

宇宙線とは宇宙空間から地球に入射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。地球に入射する宇宙線を一次宇宙線、それが地球の大気中の原子核と相互作用して生み出した宇宙線を二次宇宙線と呼ぶ。

宇宙線はあらゆる方向からほぼ光速で降り注いでいる。一次宇宙線の大部分は陽子で、他には5%程度の He 原子核、さらに少量の Fe に至るまでの高エネルギー原子核が含まれている。一次宇宙線の入射量 (flux) は地磁気の影響を受けるため緯度により異なるが、おおむね $1\text{cm}^2 1\text{sr} 1\text{sec}$ あたり 0.1~1 個程度の割合である。

宇宙線のエネルギーは $10^8\text{eV} \sim 10^{20}\text{eV}$ 程度まで観測されており、 10^{20}eV を超える宇宙線の報告もある。このような高エネルギー粒子の源が何であるか、宇宙のどこで加速されたのか、また粒子がどのような機構で加速されたのかについては現在でも未知の点が多く、宇宙線の研究における関心あるテーマの一つである。

2.1.1 宇宙線のエネルギースペクトル

観測された宇宙線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}eV を超えるエネルギー領域では、宇宙線のエネルギースペクトルはエネルギーのべき乗 $F(E) = K \times E^{-\gamma}$ で近似される。 10^{15}eV 付近までは $\gamma \approx 2.7$ であり、そこから $\gamma \approx 3.1$ へと変化し、 10^{19}eV 付近からまた $\gamma \approx 2.7$ となる。この二箇所のスペクトルの折れ曲がりそれぞれ "knee"、"ankle" と呼んでいる。 10^{20}eV を超える領域でのスペクトルは、宇宙線の到来頻度が年間 100km^2 あたり 1 事象と極めて少なく、観測量が不足しているため未だ決定していない。

2.1.2 宇宙線の加速

フェルミは宇宙線粒子が磁気雲と衝突を繰り返しながら星間空間を運動し加速されるモデルを考えた。銀河内の星間雲などの存在は磁場が強く、運動している荷電粒子に対して magnetic mirror として作用し、形成されている所で粒子を反射する。今、速度 v 、エネルギー E 、運動量 p で運動している粒子に対し、この mirror が速度 V で運動していて正面衝突する場合を考える。mirror の静止系から見た粒子の衝突前のエネルギー E' は

$$E' = \gamma(E + Vp) \quad (2.1)$$

粒子の運動量 p' は

$$p' = \gamma \left(p + \frac{VE}{c^2} \right) \quad (2.2)$$

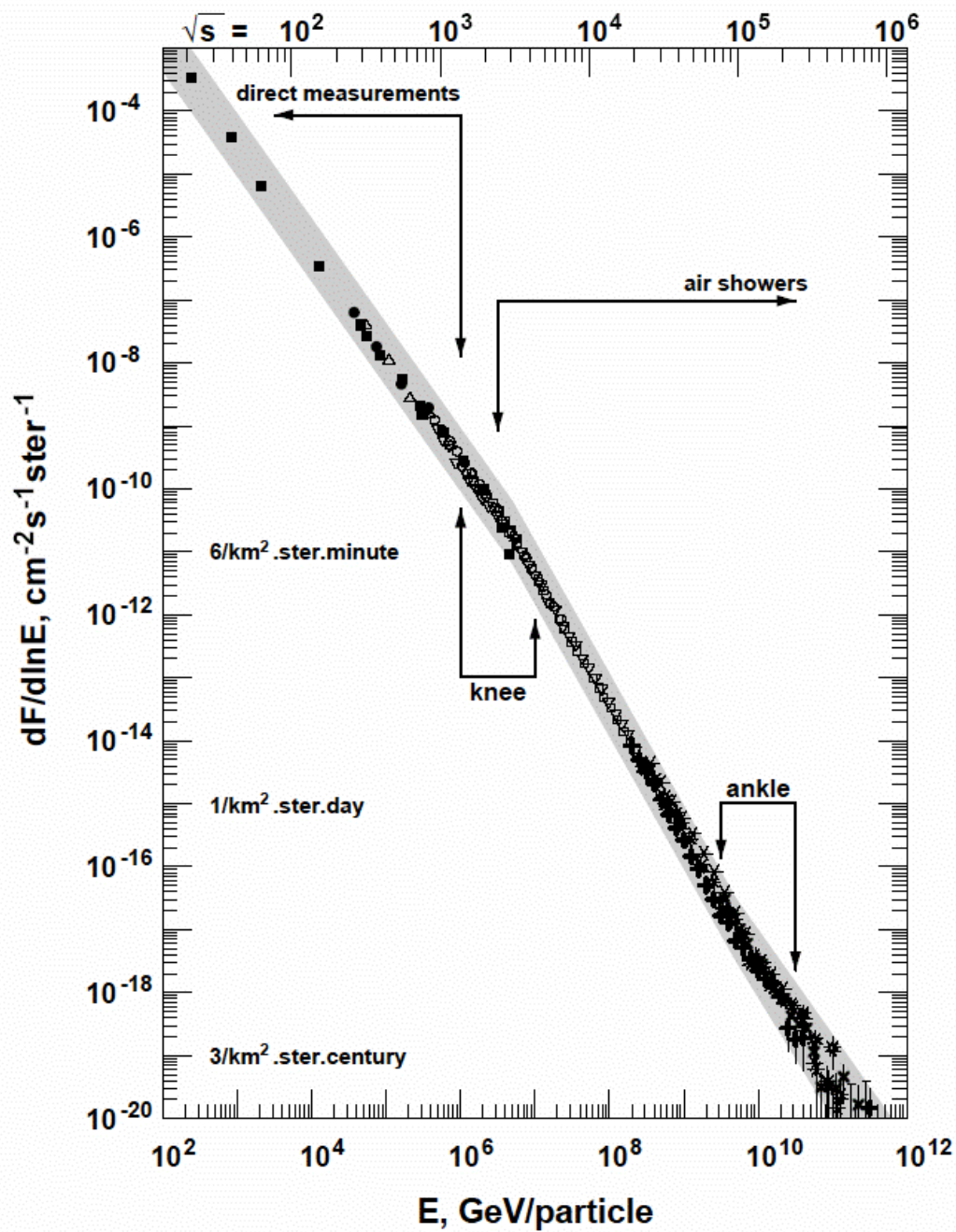


図 2.1: 一次宇宙線のエネルギースペクトル

ここで γ はローレンツファクターで、

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - (V/c)^2}} \quad (2.3)$$

すると、実験系で見た衝突後の粒子のエネルギー E'' は

$$E'' = \gamma(E' + Vp') \approx E \left(1 + \frac{2Vv + V^2}{c^2} \right) \quad (2.4)$$

となる。従って1回の衝突によるエネルギーの変化は

$$\Delta E = E'' - E = E \left(\frac{2Vv + V^2}{c^2} \right) \quad (2.5)$$

ここで $v \approx c$ 、 $V \ll c$ を用いると、

$$\Delta E = 2E \frac{V}{c} \quad (2.6)$$

が導かれる。正面衝突の頻度は $c + V$ に、追突の頻度は $c - V$ に比例し、追突の場合は $-2E \frac{V}{c}$ だけエネルギーを得るので、平均すると粒子のエネルギー変化 $\overline{\Delta E}$ は1回あたり

$$\overline{\Delta E} = \frac{(c + V) \cdot 2E \frac{V}{c} - (c - V) \cdot 2E \frac{V}{c}}{(c + V) + (c - V)} \quad (2.7)$$

$$= 2E \left(\frac{V}{c} \right)^2 \quad (2.8)$$

である。これは、多数の重い玉が不規則に走っている空間に軽い玉を放り込んだ場合に、軽い玉がだんだんエネルギーを獲得していく様子と似ている。

宇宙線のエネルギー E が増加する様子は

$$\frac{dE}{dt} = \alpha E = 2E \left(\frac{V}{c} \right)^2 \frac{c}{l} \approx \frac{V^2}{cl} E \quad (2.9)$$

で表される。ここで l は雲の間隔で、 $\frac{c}{l}$ は平均の衝突頻度を表している。宇宙線粒子が銀河に滞在する時間を τ とすると、定常状態は

$$\frac{\partial}{\partial E} (\alpha E N(E)) + \frac{N(E)}{\tau} = q(E) \quad (2.10)$$

で表される。左辺第一項は宇宙線のエネルギーロスによる減少分、 $N(E)$ はそのエネルギーを持った宇宙線数密度を表し、右辺は宇宙線の発生率 ($q(E > E_0) = 0$) とする) を表している。この式から

$$N(E) = \frac{K}{E^\gamma} (E > E_0) \quad (2.11)$$

ただし、

$$\gamma = 1 + \frac{1}{\alpha\tau} \quad (2.12)$$

$$K = \frac{1}{\alpha} \int_0^{E_0} q(X) X^{\frac{1}{\alpha\tau}} dX \quad (2.13)$$

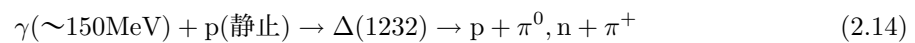
である。フェルミ加速モデルからエネルギーのべき乗関数のエネルギースペクトルが出てくることは注目すべきことである。

2.2 極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スの一つが極高エネルギー宇宙線である。極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 などのグループにより観測されてきた。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、極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る。

2.2.1 GZK cutoff

1963年に宇宙背景放射 (Cosmic Microwave Background Radiation、以下 CMBR) の存在が発見された直後、Greisen、Zatsepin と Kuzmin は、極高エネルギー宇宙線は伝播中にこの CMBR と相互作用して大きなエネルギー損失を起こすことを指摘した [1]。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ガンマ線と同等であり、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 π 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、この共鳴よりも低いエネルギーで、pair production($\gamma + p \rightarrow p + e^+ + e^-$) によるエネルギー損失も起こる。

図 2.2 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 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、どんなに高エネルギーであっても、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。

宇宙線が陽子よりも重い原子核である場合は、それ以外のエネルギー損失も起きる。 2×10^{19} eV 以上の宇宙線原子核は CMBR 光子との衝突による photo-disintegration によって 1Mpc あたり 34 個の核子を失う。従って、観測された極高エネルギー宇宙線が陽子より重い原子核である場合には、その源は 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極高エネルギー宇宙線は遮蔽されるので、地球で観測されるエネルギースペクトルには 10^{20} eV 付近に鋭いカットオフが現れると考えられている。これを GZK cutoff と呼ぶ。また、このカットオフが現れるエネルギー限界を GZK 限界と呼ぶ。図 2.3 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 [2]。例えば、源が宇宙空間に様に分布している場合は、 5×10^{19} eV で急激な減衰が現れると予想されている。観測される極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いる。

2.2.2 AGASA 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光源 (平均標高 900m) に設置された空気シャワー観測施設である。面積 2.2m^2 のプラスチックシンチレーター 111 台を 100km^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 による観測では、極高エネルギー宇宙線について 2 つの大きな問題を提起している。

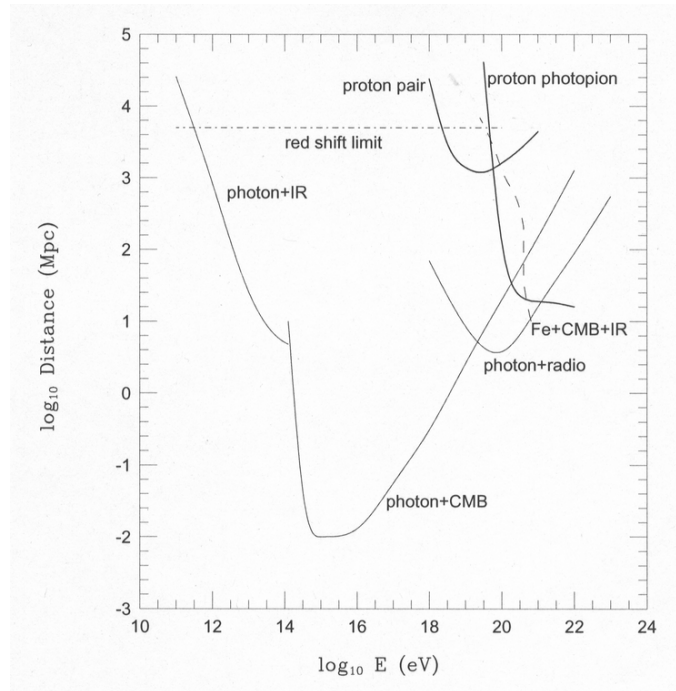


図 2.2: 極高エネルギー宇宙線の減衰距離。実線が陽子、点線が鉄の減衰距離である。

まず第一に、理論的な限界よりもはるかに多くの super-GZK 事象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 2.4 に示す [3]。青い破線は宇宙線源が一樣等方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 4σ の有意度で矛盾している [3]。

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 2.5 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。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の明らかな相関は見つかっていない [4]。しかし、 2.5° 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° 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 2.6 に示した。図の左端のピークは図 2.5 に示した 5 つの doublet と 1 つの triplet 事象に対応している [5]。図 2.6 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 5σ であり、以上の結果は何らかの極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。

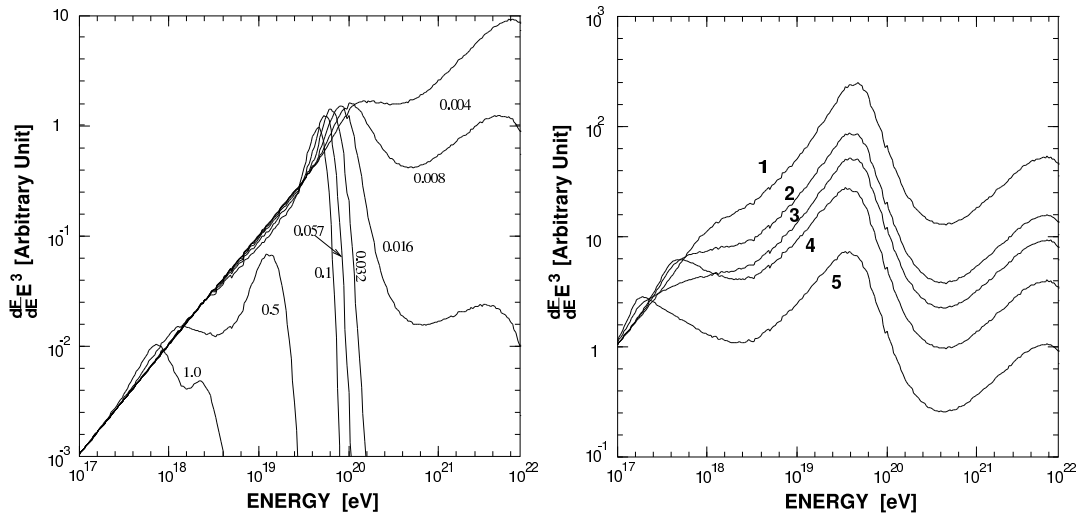


図 2.3: 宇宙線のエネルギースペクトルに予想される GZK cutoff。左は 1 つの源がいくつかの red shift ($z=0.004\sim 1.0$) にあるとした場合。右は源が空間分布しているとして、その分布がいくつかのことなる evolution model に従うと仮定した場合。

2.2.3 起源モデル

極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 加速あるいはその他のメカニズムによって、低いエネルギーの宇宙線をより高いエネルギーへと加速し、極高エネルギー宇宙線を放射している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で加速限界が決まり、

$$E_{\max} \leq \gamma e Z B R \quad (2.15)$$

となる。ここで γ 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強さ、 R は加速領域の大きさである。図 2.7 に、 10^{20} eV まで加速が可能な候補天体の大きさと磁場強度、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極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。

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は、鉄原子核 10^{20} eV 以上まで加速することができる [7]。しかし、このような非常に強い磁場が存在すると、荷電粒子はシンク

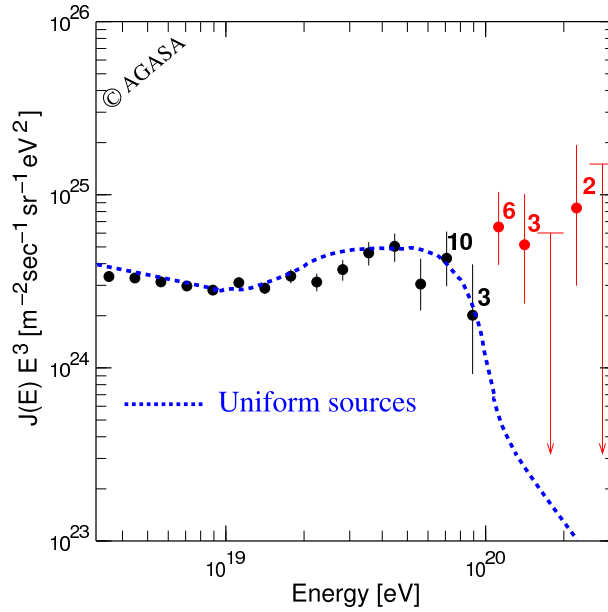


図 2.4: AGASA によって観測された一次宇宙線のエネルギースペクトル

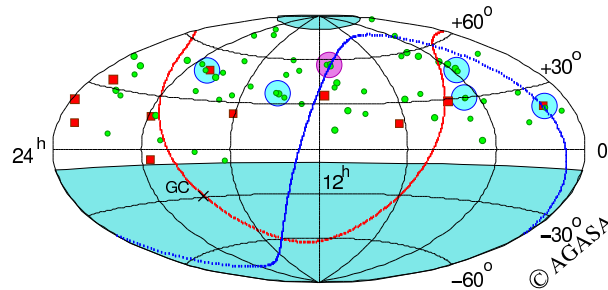


図 2.5: AGASA が観測した $10^{19.6}$ eV 以上の一次宇宙線の到来方向分布。水色が丸が doublet、ピンクの丸が triplet である。また赤線は銀河面、青線は超銀河面を表す。

ロトロン放射によってエネルギーを失い、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表面からの距離に強く依存し、表目から 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放射される、という指摘もある [8]。このモデルでは、極高エネルギー宇宙線は銀河系内起源ということになる。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、極高エネルギー宇宙線の組成の測定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 [9]。粒子加速は回転する磁場によって生ずる電場によって起こる。ただし、AGN での加速では、その周囲の放射場との衝突による荷電粒子のエネルギー損失が顕著であり、最大加速エネルギーは 10^{19} eV までと考えられている [10]。

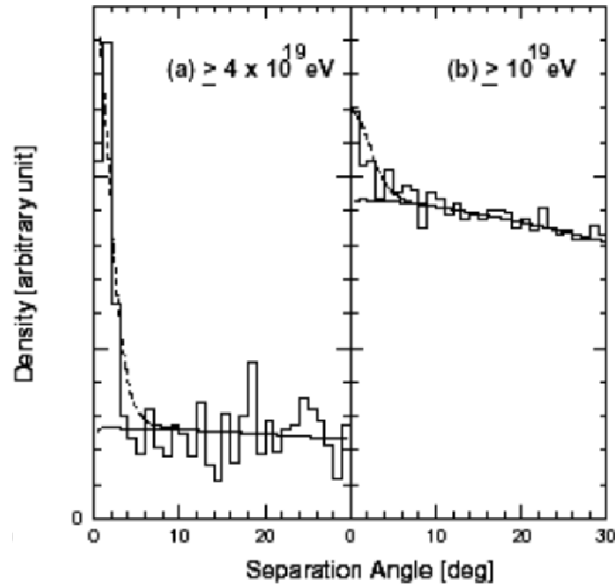


図 2.6: $10^{19.6}$ eV 以上の 59 事象のうち、任意の 2 事象が作る離角の分布

- 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 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ため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測されている。しかし、hot-spot を伴う電波ローブを持つ AGN は稀で、地球からの距離も遠く、しかもこれまでに観測された極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強烈なものの一つであり、極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、極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 [11]。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 GRM 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 μ 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 2.15）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 20μ 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超える。しかし、 10^{20} eV まで粒子を加速するに

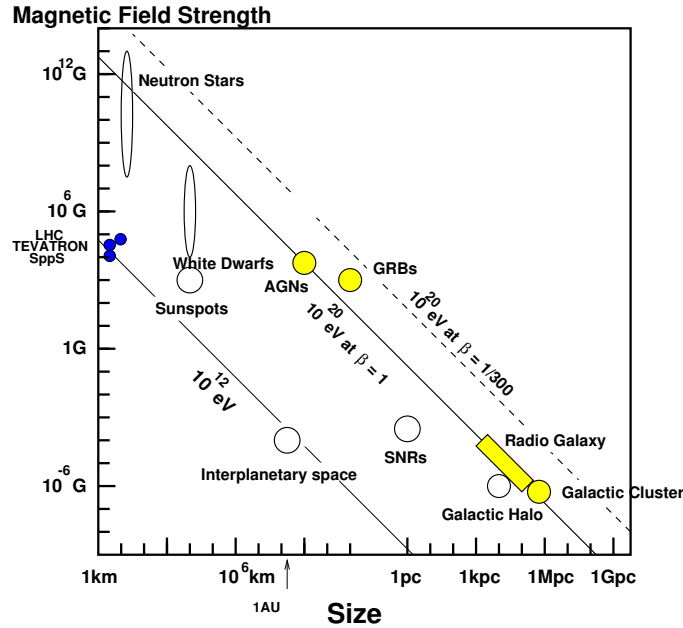


図 2.7: 10^{20} eV を超える極高エネルギー宇宙線の加速源に課せられる、磁場の強さと天体の大きさと最大加速エネルギーの関係。

は、衝突している銀河同士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極高エネルギー宇宙線を既知の天体現象や素粒子物理学、宇宙論の標準的な枠組み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超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極高エネルギー宇宙線に達するという bottom-up モデルに対して、top-down モデルと呼ばれる。

以下にその例をいくつか挙げる。

- 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生成された宇宙ひもなどの位相欠陥 (Topological Defect, TD)、または超重粒子 (Super Heavy Relic Particle, SHR) が、銀河近傍で崩壊して極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 [12]。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ガンマ線、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ガンマ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つくるが、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バースト模型：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、その崩壊生成物が極高エネルギー宇宙線として観測されている、とするモデルである [13]。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 Δ^+ 生成の共鳴的生成が起らない、とするモデルがある [14]。ローレンツ因子 γ が 10^{11} を超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 限界を超える極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超える新たな物理への糸口となる可能性がある。

2.3 空気シャワー現象

極めて高エネルギーの宇宙線が大気中に入射して、多数の二次粒子を発生し、それらが数百 m の範囲にわたってほぼ同時に地上に到来する現象を空気シャワー現象という。

高エネルギーの γ 線が大気に突入すると、電子対生成により電子と陽電子を作る。作られた電子と陽電子は制動放射により光子を生成する。この2つの過程を繰り返すことにより、多数の電子、陽電子及び光子が増殖される現象を電磁カスケードと呼ぶ。

エネルギーの高いハドロンが大気中に入射すると、空気中の原子核と衝突して核相互作用を起こす。この結果多数の中間子を二次粒子として生成する。これらの二次粒子の一部は、さらに空気中の原子核と相互作用を繰り返し、三次、四次の中間子を生成していく。このように粒子数が膨大に増えていく過程を核カスケードと呼ぶ。この過程で生成される粒子の大部分は π 中間子である。このうち π^0 は寿命が短く ($\tau = 0.84 \times 10^{-16}$ s)、2個の光子 (2γ) に崩壊してこれらの光子は電磁カスケードを形成する。 π^\pm は $\tau = 2.60 \times 10^{-8}$ s で、

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \quad (2.16)$$

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

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \mu_e \quad (2.17)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\mu}_e \quad (2.18)$$

のように崩壊する。

以上のような電磁カスケードと核カスケードを繰り返し、多数の粒子が生成される現象を空気シャワー現象という。(図 2.8)

2.3.1 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、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 に近づくと大気中の原子、分子による電離損失が大きくなり、急速に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

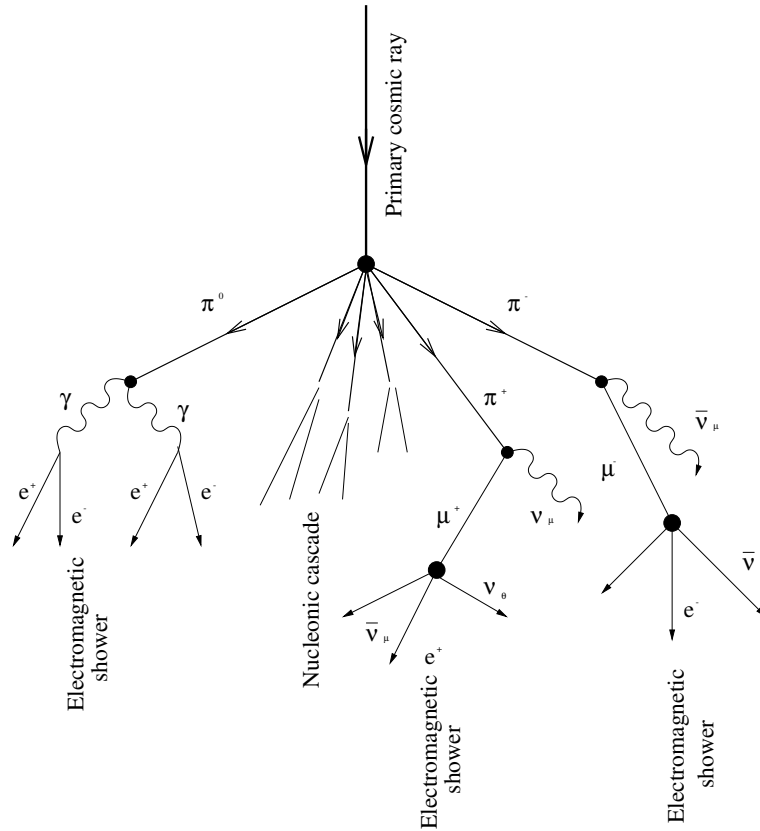


図 2.8: 空気シャワーの模式図

で減少に転ずる。このような空気シャワーが通過した物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 の一個の光子が大気に入射した時に生ずる空気シャワーの縦方向発達について、粒子の大気中での伝播の方程式を近似的に解いた次式が知られている。

$$N_e(t) \approx \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp \left[t \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right] \quad (2.19)$$

$$y = \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) \quad (2.20)$$

$$s = \frac{3t}{t + 2y} \quad (2.21)$$

ここで t は、電子の大気中での輻射長 ($38\text{g}/\text{cm}^2$) 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はシャワーの発達とともにその値は増加し、 N_e (全電子・陽電子数) が最大となる発達段階で $s = 1$ となる。

宇宙線陽子が生成する空気シャワーについては、Gaisser と Hillas の提案に基づく以下の式が用いられることが多い。

$$N_e(X) = N_{\max} \left(\frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{\frac{X_{\max} - X_0}{\lambda}} \exp \left(\frac{X_{\max} - X}{\lambda} \right) \quad (2.22)$$

- N_{\max} : 最大発達時の粒子数
- X_{\max} : シャワー最大発達深さ [g/cm²]
- X_0 : 最初の相互作用の深さ [g/cm²]
- λ : 縦方向発達の attenuation length で 70g/cm²

一次宇宙線のエネルギーの違いは N_{\max} の違いとなって現れ、およそ $N_{\max} \approx 2 \times E_0 \times 10^{-9}$ (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_0 、 X_{\max} に現れ、重い原子核ほど X_0 、 X_{\max} の値が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断面積が大きくより上空で発達が始まること、さらに核子あたりのエネルギーが小さくエネルギー細分化が早く進むことによる。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 2.9 に示す。

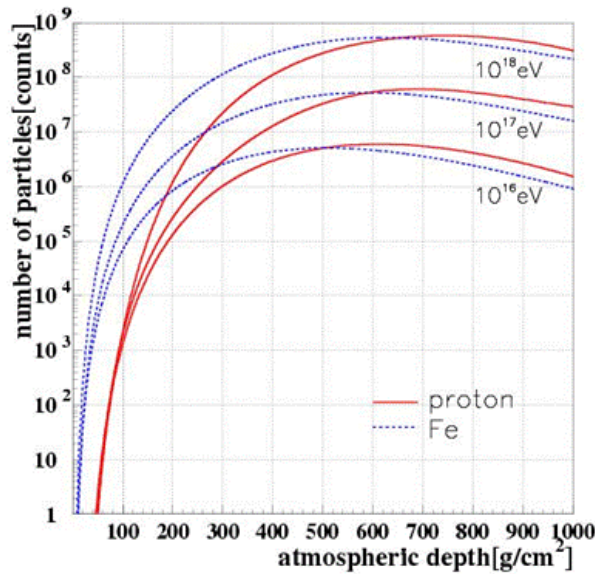


図 2.9: 空気シャワーの縦方向発達

2.3.2 空気シャワー横方向分布

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) よ呼ぶ。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り得られ、それを近似して得られたのが Nishimura-Kamata-Greisen(NKG) 関数で、

$$f(r, s) = C(s) \left(\frac{r}{r_M} \right)^{s-2} \left(\frac{r}{r_M} + 1 \right)^{s-4.5} \quad (2.23)$$

を用いて、

$$\rho(\tau, s) = \frac{N_e f(r, s)}{\tau_M^2} \quad (2.24)$$

である。 r はシャワー中心軸からの距離、 r_M はモリエールユニット（電子が1放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 は全電子数である。 s はエイジパラメータである。空気シャワー中のいくつかのエイジにおける横方向分布を図 2.10 に示す。

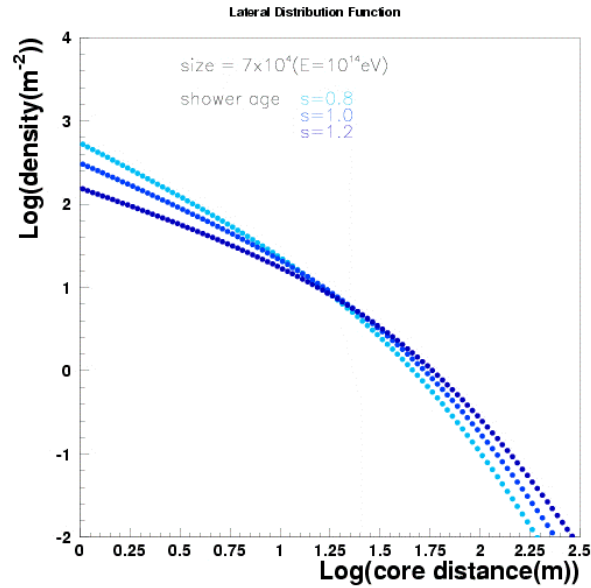


図 2.10: 空気シャワーの横方向分布

2.3.3 空気シャワーの観測方法

空気シャワーの観測方法は大きく分けて、空気シャワーアレイと呼ばれる多数の地表検出器による観測方法と、大気蛍光法の2種類がある。

地表検出器

多数の地表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法として伝統的に行われてきた。空気シャワー粒子は、90%の電磁成分（電子、陽電子、光子）と10%のミュオン成分、さらに少量のハドロン成分から成る。このうち電磁成分とミュオン成分を観測する検出器として最も一般的に知られているのが、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ー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。空気シャワーは図 2.11 の概念図のように、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来するので、各検出器への粒子の到着時間差から空気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から空気シャワー全体での横方向分布と全粒子数を推定することで得られる。しかしこれにはハドロン相互作用を考慮した大規

模なモンテカルロシミュレーションを必要とするので、ハドロン相互作用モデルの不確定性の影響を受けることは避けられない。

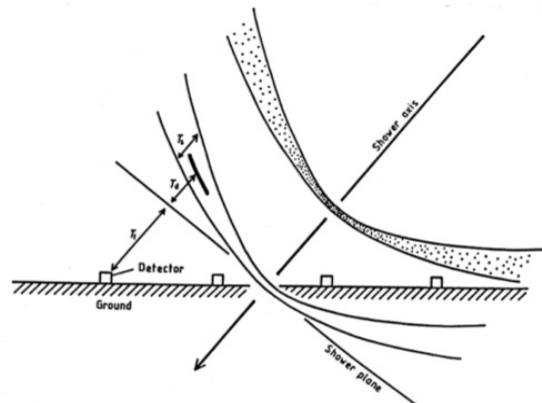


図 2.11: 地表付近の空気シャワー断面の概念図

大気蛍光法

大気蛍光法は、空気シャワー粒子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。チェレンコフ光は指向性を持ち、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際、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、大気は宇宙線に対してシンチレーターとして働く。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よそ4個であるが、膨大なシャワー粒子数のためにシャワー全体での光子数は 2×10^{15} 個 (一次エネルギーが 10^{20} eV の場合) にも達し、その発光の継続時間は 30μ 程度になる。これ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、およそ30km遠方からでも観測することができる。さらに大気シンチレーション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。

空気シンチレーション光の測定による一次宇宙線の観測は大きく分けて、

1. 空気シャワー軸の再構成
2. 空気シャワーの縦方向発達の再構成

の2段階を経て行われる。宇宙線の到来方向(シャワー軸)は蛍光の軌跡から簡単に求めることができる。特に、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と、それぞれの望遠鏡が決めたシャワー平面の交差した線が宇宙線の到来方向となる(図2.12)。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。

- i. 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、望遠鏡までの距離から大気による散乱・吸収、装置の検出効率などを考慮して計算する。この光子数にはシンチレーション光だけでなく、チェレンコフ光なども含まれる。

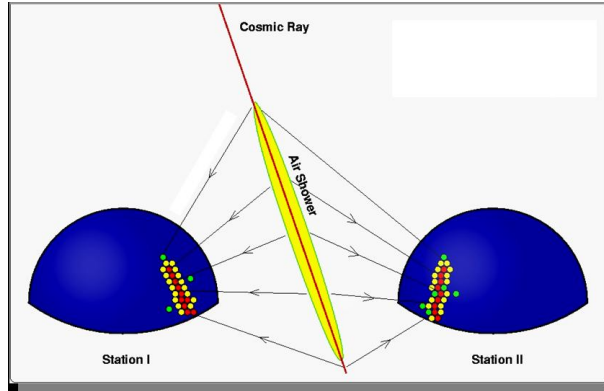


図 2.12: 大気蛍光による空気シャワーのステレオ観測の概念図

- ii. 実際に光電子増倍管で検出された光電子数と i. 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 (2.22) と比較することでシャワー発達関数 $N_e(X)$ 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、観測されたシャワー発達関数 $N_e(X)$ から以下の式により一次宇宙線のエネルギー E が決まる。

$$E = \frac{\epsilon_0}{X_{rad}} \int N_e(X) dX \quad (2.25)$$

ここで、 X_{rad} は大気中での輻射長で 38.0g/cm^2 、 ϵ_0 は大気に対する臨界エネルギーで 74MeV である。また、シャワーの縦方向発達の様子（特に X_{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量が多く、一次宇宙線のエネルギーもモンテカルロシミュレーション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測定するには、大気中での発光効率、大気中での紫外線光の散乱・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全て積み上げていく必要があり、系統誤差を正しく管理するのは容易ではない。

2.3.4 大気中の発光と散乱・吸収

大気蛍光

荷電粒子が大気中を通過すると、物質中の電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。これを大気蛍光と呼ぶ。空気シャワー中には多くの荷電粒子が存在するため、放出される大気蛍光を観測することができる。大気中には N_2 、 O_2 などの分子が存在するが、空気シャワー粒子による大気蛍光はほとんどが N_2 によるものである。以下で主な 3 つの発光過程について述べる。

- 高エネルギー荷電粒子による N_2 の直接励起



- 高エネルギー荷電粒子のイオン化損失によって生じた2次粒子による N_2 の間接励起



- オージェ電子による励起

N_2 はこれらの過程によって励起されるが、放出される光子には一部のエネルギーしか渡されない。これは、 N_2 が他の大気分子との衝突によってエネルギーを失うためである（消光）。そのため、大気蛍光の発光効率は大気密度依存性があり、300nm~400nm の波長域における1MeVあたりの発光光子数の総数は以下のような式で表される。

$$yield = \frac{\frac{dE}{dX}}{\frac{dE}{dX}_{1.4MeV}} \times \left(\frac{A_1}{1 + \rho B_1 \sqrt{T}} + \frac{A_2}{1 + \rho B_2 \sqrt{T}} \right) \quad (2.29)$$

$$A_1 = 89.0 \pm 1.7 m^2 km^{-1} \quad (2.30)$$

$$A_2 = 55.0 \pm 2.2 m^2 km^{-1} \quad (2.31)$$

$$B_1 = 1.85 \pm 0.04 m^3 km^{-1} K^{-1/2} \quad (2.32)$$

$$B_2 = 6.50 \pm 0.33 m^3 km^{-1} K^{-1/2} \quad (2.33)$$

ここで、 $\frac{dE}{dX}$ は単位大気深さあたりの energy deposit、 $\frac{dE}{dX}_{1.4MeV}$ は1.4MeVにおける単位大気深さあたりの energy deposit、 ρ は大気密度である [15]。

また、発光光子数の相対量は波長によって異なる。FLASH 実験によれば、発光の相対強度は図 2.13 となっている。これは、28.5GeV の電子ビームを用いて $2.1 \times 10^4 Pa$ の条件下で行われたものである。 [16]

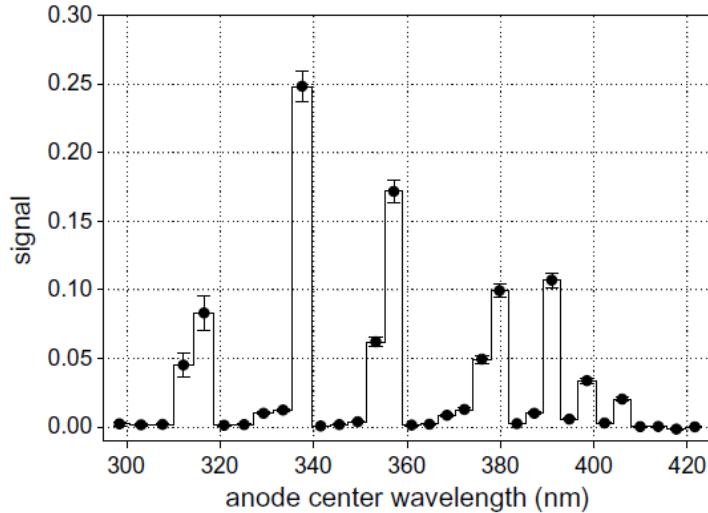


図 2.13: FLASH 実験によって測定された大気蛍光の波長スペクトル。縦軸は光子数の相対値である。

チェレンコフ光

物質中を通過する荷電粒子の速度 v がその物質中での速度 c/n (c は光速、 n は物質の屈折率) より大きい時、粒子の軌跡に沿って物質が発する光をチェレンコフ光という。

チェレンコフ光は粒子の進行方向に対して θ の角度をなす波面として観測される。ただし、

$$\theta = \sin^{-1} \left(\frac{c}{nv} \right) \quad (2.34)$$

である。1 気圧の大気において $n \approx 1.00029$ であるので、その放射角 θ は約 1.4° 、電子の場合チェレンコフ光を放射するエネルギーのしきい値は約 21MeV である。

波長 λ の光子数は

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha x^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{c^2}{n^2 v^2} \right) = \frac{2\pi\alpha x^2}{\lambda^2} \sin^2 \theta \quad (2.35)$$

となる。ここで、 $\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c = 1/137$ 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を持つ。さらに検出されるチェレンコフ光は大気中での散乱の影響を受け、シャワー軸から θ 以上離れた領域であっても、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を無視することができない。このため、解析の際には事象ごとに混入するチェレンコフ光の光量を見積もる必要がある。

夜天光

夜空から来る光全体を夜天光といい、主として次の 3 種類が光源である。

1. 大気光；地球上層大気の子、原子の発する光
2. 黄道光；太陽系内の微塵が太陽光を散乱した光
3. 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 $320S_{100}(\text{vis})(1S_{10}(\text{vis}))=1.20 \times 10^{-9} \text{erg/cm}^2 \text{sec sr \AA}$ とされている。

夜天光は波長 557.5nm 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、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、及び空気シンチレーション光は主に波長 300nm~400nm の光からなることを考えると波長 300nm~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良く観測することができる。

2.3.5 大気中の散乱現象

大気中を光が通過する際、大気分子やエアロゾル (砂や埃など) などの散乱体によって光の強度が減衰する。いま底面が単位面積、高さが dx の角柱に光が垂直に入射する場合を考える。この角柱内の散乱体 1 個あたりの吸収・散乱断面積を σ 、散乱体の単位面積あたりの個数を N とする。この角柱の全散乱断面積は $N\sigma dx$ となり、この角柱に光量 I が入射すると散乱光量 dI は、

$$dI = -IN\sigma dx \quad (2.36)$$

となる。両辺を積分して、

$$I = I_0 \exp(-N\sigma x) \quad (2.37)$$

ここで I_0 は入射光量の初期値である。消散係数 $\alpha = N\sigma$ を考えると、

$$I = I_0 \exp(-\alpha x) \quad (2.38)$$

となり、これをランバート・ベールの法則という。

大気中での散乱は、分子成分による散乱（レイリー散乱）と、エアロゾル成分による散乱（エアロゾル散乱）の2種類に分けられる。これらの詳細に関しては第5章で述べる。

第3章 テレスコープアレイ実験

3.1 テレスコープアレイ実験の目的

極高エネルギー宇宙線の到来頻度は極めて小さく、AGASA の観測によれば 100km^2 の地表に 1 年に 1 回到来する程度である。AGASA は 100km^2 の地表に 111 台のシンチレーション検出器を設置し、降り注ぐ空気シャワーを観測した。これにより、検出感度を当時の世界レベルから一挙に 5 倍以上広げることになり、大きな成果を得た。しかし、建設以来十数年を経て AGASA は感度、装置性能ともに限界に達し、2004 年に観測を終了した。

そこで、極高エネルギー宇宙線の存在の確立と起源解明のため、日米韓露共同の新たな宇宙線観測実験が始まった。それがテレスコープアレイ (Telescope Array, TA) 実験である。テレスコープアレイ実験は、大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD) と地表検出器 (Surface Detector, SD) アレイを設置し、AGASA の約 7 倍の感度で極高エネルギー宇宙線の空気シャワーを観測する北半球最大の極高エネルギー宇宙線観測装置である。この実験の主な目標は以下のとおりである。

- 従来の極高エネルギー宇宙線観測実験よりも観測精度、有効検出面積を格段に向上させることで、 10^{20}eV を超える super-GZK 宇宙線の存在を確立する。テレスコープアレイ実験による観測では、検出される空気シャワー事象の 10% は大気蛍光望遠鏡と地表粒子検出器による同時観測事象 (ハイブリッドイベント) になるので、両検出器相互による補正からエネルギースケールの系統誤差を 10% 以内に抑える。
- 極高エネルギー宇宙線の点源問題を解決する。テレスコープアレイ全体では、AGASA に対して約 12 倍の有効検出面積を有する。この広い有効検出面積によって統計量を増やし、同時に一次宇宙線の到来方向を 1.0° 以下の精度で求めることを目指す。
- 極高エネルギー宇宙線の粒子種を同定する。極高エネルギー宇宙線は起源モデルごとに一次宇宙線の組成として陽子、鉄、ガンマ線やニュートリノなどによる異なる組成が予想されており、組成判別は起源解明の大きな鍵である。

3.2 テレスコープアレイ実験の装置

高効率の FD 観測のためには高い晴天率、透明度の高い空気と暗い夜空が必要であり、SD アレイを敷設するためには広大で平坦な敷地が必要である。これらの理由から、テレスコープアレイ実験の観測装置は米国ユタ州ミラード群の西武砂漠地帯 (平均標高 1400m 、大気深さ $860\text{g}/\text{cm}^2$) に設置された。

SD アレイは 1.2km 間隔で並べられた 507 台のプラスチックシンチレーション検出器からなり、検出面積は約 700km^2 である。FD ステーションはアレイ周辺の 3ヶ所に約 35km 間隔で設置されている。1つのステーションに 12 台または 14 台の望遠鏡が設置され、全部で 38 台である。地表近くで発生する霧などの影響を避けるために、ステーションは周囲から $100\sim 200\text{m}$ 高い所に置かれ

ている。装置の配置図と FD ステーションの視野を図 3.1 に示す。SD アレイ上空を FD の視野で覆い、到来する宇宙線を 2つの異なる検出器で観測することが可能である。3つの FD ステーションは上から時計回りに Middle Drum(MD) ステーション、Black Rock Mesa(BRM) ステーション、Long Ridge(LR) ステーションである。すでに装置建設は完了し、2008年3月以降、FD と SD による定常観測が続けられている。また、LR ステーションは 2009年4月以降無人で運用されており、BRM ステーションからのリモート制御によって観測が行われている。

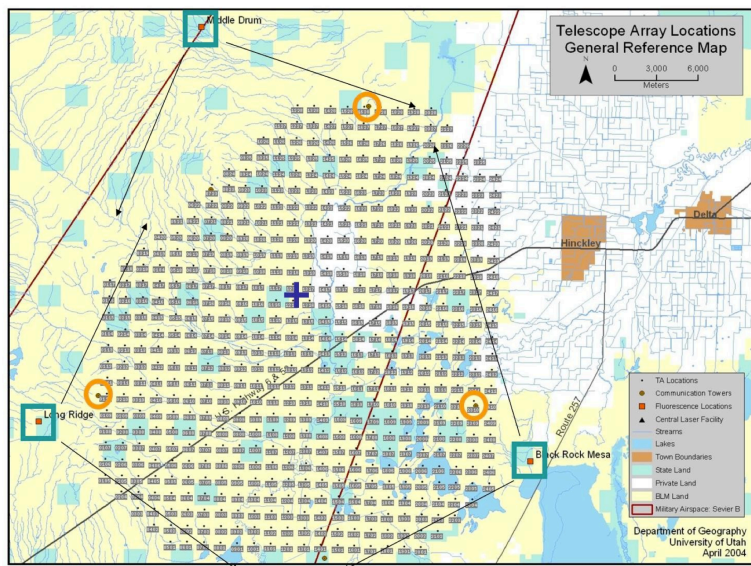


図 3.1: テレスコープアレイ実験における装置の配置図。碁盤目状に地表検出器が配置され、それを取り囲むように大気蛍光望遠鏡が設置されている。

3.3 大気蛍光望遠鏡

FD は空気シャワーによる大気蛍光を球面鏡で集光し、それを PMT カメラで撮像して観測する装置である。

テレスコープアレイ実験では FD は 3ヶ所のステーションに集中して設置されているが、それらのうち MD ステーションにある 14 基は、HiRes で使用されていた望遠鏡を移設したものである。一方で BRM ステーションと LR ステーションにはこの実験のために新たに設計、製作されたそれぞれ口径 3m の球面鏡を持つ望遠鏡が各々 12 台ずつ設置されていて、ステーション全体で方位角 108° 、仰角 $3^\circ \sim 33^\circ$ を観測する (図 3.2)。観測を行わない時には、ステーションの全てのシャッターが閉まり望遠鏡が保護される。また、ステーション内にはデータ収集エレクトロニクスと観測制御装置が格納されているコントロールルームとシフト従事者の居住室がある。ステーション内の電源供給用の発電機は大小 2つが設置されており、大気蛍光の観測時間内、観測時間外と必要な電力量に応じて使い分けられている。



図 3.2: BRM ステーションの概観 (左)、BRM ステーション内の望遠鏡 (右)

3.3.1 光学系

望遠鏡の主鏡は合成球面鏡である。望遠鏡 1 基の視野は、方位角方向に 18° 、仰角方向に 15.5° である。この望遠鏡を二段に重ねることによって、仰角は上段の望遠鏡が $3^\circ \sim 18.5^\circ$ 、下段が $18.5^\circ \sim 33^\circ$ となり、全体で $0^\circ \sim 33^\circ$ をカバーしている。各ステーションには、合計 12 基の望遠鏡が扇形に配置され、方位角は全体で 108° になる。焦点面の PMT カメラで結ぶスポットサイズは、ほとんどの視野で半値幅にして 30mm 以下になるように調整されており、これは PMT の大きさ (六角形の幅 61mm) より十分小さい。

望遠鏡に使われる球面鏡は、六角形をしたセグメントミラー 18 枚からなる口径 3.3m の合成球面鏡である。(図 3.3)。セグメントミラーの取付角度は、2 方向に調節可能である。また、合成球面鏡の中心にはセグメントミラーは配置されておらず、PMT の相対ゲインを較正するための光源装置 (Xe フラッシャー) が取り付けられている [17]。セグメントミラーのデザインは対辺間隔が 660mm の六角形で、厚みは 1.1mm 、曲率半径は $6047 \pm 40\text{mm}$ である。素材は Tempax glass で、表面には Anodization によって Al_2O_3 がコーティングされている。反射率は、波長域 $300\text{nm} \sim 450\text{nm}$ で 80% 以上である。

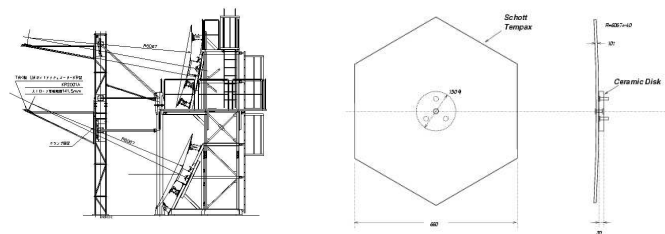


図 3.3: FD のデザイン (左) とセグメントミラーのデザイン (右)

3.3.2 PMT カメラ

PMT (光電子増倍管) カメラは、 16×16 のアレイ状に並べられた 256 本の PMT から構成され、反射鏡の焦点面に設置される (図 3.4)。PMT カメラ筐体は PMT とカメラ内のエレクトロニ

クスを砂や埃から保護するために密閉容器となっている。PMT は浜松ホトニクス製 R9508 を用い、1本で約 $1^{\circ} \times 1^{\circ}$ の視野を持ち、これが撮像の分解能に相当する。PMT の出力信号は後部に取り付けられたプリアンプにより増幅され、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系に送られる。また、観測対象である大気蛍光の波長域は主に 300nm~400nm であるので、その他の波長域のバックグラウンド光をカットするために、個々の PMT の光電面上にはバンドパスフィルターとして SCHOTT 製 BG3 が取り付けられている。さらに、PMT カメラには、300nm 以降の波長域に対して透過率が 90%以上のクラレ製パラグラスが用いられている。

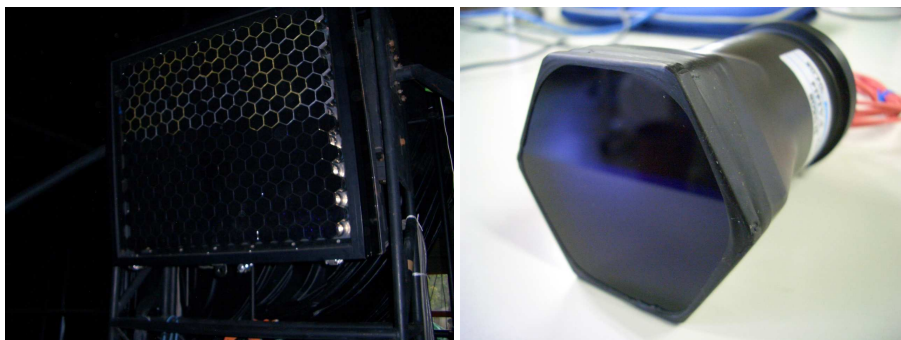


図 3.4: PMT カメラ (左) と、BG3 を取り付けした PMT(R9508) (右)

3.3.3 データ収集システム

図 3.5 にデータ収集システムの概念図を示す [18]。PMT への印加電圧は各 PMT 独立で、各 PMT でゲインが 8×10^4 となるように制御、調整されている。PMT 直後のプリアンプのゲインは 5 倍で、PMT を含めたトータルでのゲインが 4×10^6 となっている。PMT の出力信号はプリアンプで増幅され、カメラ内部に設けられたパッチパネルを経由して Signal Digitizer and Finder(SDF) モジュールへと送られる。トリガーシステムには、SDF、Track Finder(TF)、Central Trigger Digitizer(CTD) の 3 種類のモジュールが使用される。

SDF

SDF はメインアンプ、FADC からなる信号記録系と、データ収集制御のためのトリガー生成の最初の段階である信号認識のための論理回路系が実装された VME9U1 幅モジュールである。1 モジュールで 16 入力を持ち、1 カメラあたり 16 枚の SDF を有する。メインアンプ出力信号は逐次 12bit、40MHz サンプリングの Flash ADC によってデジタル化された後、連続する 4 サンプル (100ns) 毎に足し合わされてメインバッファメモリに記録される。イベントトリガーが発生するデータはバッファメモリからオンライン計算機へと 1 フレーム (12.8 μ s) を 1 単位として転送され保存される。並行に、バッファリングされたデータに対して信号認識判定が行われる。フレーム毎に大気信号候補を探し、S/N が計算され、外部から任意に設定されるしきい値を基準に信号の有無が判断され (ファーストレベルトリガー)、その結果が TF へと転送される。

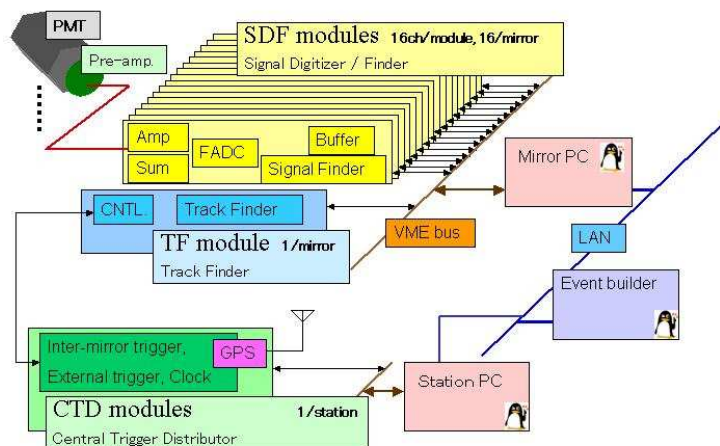


図 3.5: FD エレクトロニクス の概念図

TF

1 モジュールで 1 基の望遠鏡 (= 1 カメラ = 256ch PMT) を担当する VME9U1 幅のモジュールであり、カメラで $12.8\mu\text{s}$ ごとに撮像された画像の中に空気シャワー事象のような広がりを持ち、時間的には連続した発光現象が無いかどうか判定する「トラック判定」の論理回路を持つ。

カメラ毎に全 PMT のファーストレベルトリガーの判定結果がヒットパターンとして TF に集められトラック判定される。トリガーは以下の 3 種類のトリガーコードに分類される (セカンドレベルトリガー)。

- 連続した 5 本の PMT でシグナルがある。
- カメラの端で、連続した 3 本の PMT でシグナルがある。
- しきい値を超えた信号を記録した PMT が 1 本以上ある。

判定結果は逐次 CTD に転送される。

CTD

VME9U1 幅のモジュールである 1 モジュールで 1 ステーションを担当する。ステーション内の全ての TF からのセカンドレベルトリガー情報を集め、データ取得の最終判断を行い、データ収集開始のためのトリガー信号 (ファイナルトリガー) をステーション内の全信号記録系に向けて送出する。CTD はカメラ間にまたがったトラックの判定をするための論理回路を持ち、またトリガー生成だけではなく全エレクトロニクスを同期させるための共通クロックの供給、初期化信号の送出などの働きも担う。また、GPS モジュールを持っており、イベント発生 の絶対時刻も CTD が記録する。

3.4 キャリブレーション

大気蛍光法による空気シャワー観測から一次宇宙線のエネルギーを精度良く推定するためには、FDの感度較正や大気状態のモニターが重要である。SDFによって記録された信号からPMTに入射した光子の個数、さらに各大気深さでの空気シャワーの粒子数分布を算出しなければならない。このために、エレクトロニクスへの応答、各部の増幅率、量子効率、望遠鏡光学系の透過率、反射率などが予め感度良く求められていなければならない。また、空気シャワーが発する光の発光量とそれらの光の大気中の物質による吸収、散乱を把握するために様々な方法で地表から10km以上の上空までの大気の状態を把握する必要がある。そこで、テレスコープアレイ実験では以下のような望遠鏡光学系のキャリブレーションや大気モニターを行っている。

PMT ゲインの較正

CRAYS

1基の望遠鏡あたり3本のPMTについては、予め実験で絶対ゲインと印加高電圧の関係が絶対光量光源を用いて測定されている。この測定のために開発された光源がCRAYS (Calibration using RAYleigh Scattering) である。

これは窒素ガスを充填したチェンバーとN₂パルスレーザー (Thermo Laser Science 製、VSL-337ND-S) からなる。レーザーの発光波長は337.1nmで、光量は300nJ/pulse、パルス幅は4μsである。レーザーの出力エネルギーは放射パルス毎にエネルギーメーター (Laser Probe Inc. Rjp-435) でモニターされており、我々の使用しているレーザーでは発光量のパルス毎のばらつきは±5%であることが分かっている。PMTの視野の中心軸がレーザーの光路と垂直になるようにPMTが設置され、レーザー光のレイリー散乱光のみを検出する。PMTへの入射光量を正確に見積もるため、レーザー光量以外にも実験装置の位置関係、ガスの温度、圧力など正確に記録される。結果として、本測定の系統誤差は±8%と見積もられている。



図 3.6: CRAYS

YAP

基準 PMT の光電面の中心に貼付されている絶対光量光源である。観測中の絶対ゲインをモニターするために用いられる。宇宙線観測実験で使われている YAP は $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$ シンチレーターを窓とする直径 4mm、高さ 1mm の円筒容器内に $^{241}\text{Am}\alpha$ 線源を封入したものである。ピーク波長は 370nm、パルス幅 $20\mu\text{s}$ 、PMT 光電面で発生する光電子数は約 450 個で、パルス毎のばらつきは 5%以下である。



図 3.7: YAP。PMT 前面中央に設置し、絶対光量光源として用いる。

Xe フラッシャー

PMT 増幅率と印加 HV の関係が明らかになっている基準 PMT を基準にして、残りの全ての PMT をのゲインは同じ 8×10^4 に揃えられている。具体的には、基準 PMT のゲインが 8×10^4 になるように HV を印加した後、カメラ面上のどの点でも同じ光子フラックスになるような一様パルス光源でカメラ全体を照らし、同一のパルス光に対して全ての PMT が同じレスポンスをするように基準 PMT 以外の PMT の印加電圧を調整する。

この相対ゲインキャリブレーションに用いられる光源、Xe フラッシャーは Xe ランプ（浜松ホトニクス製 L4646）、ソケット（同社製 E2418）、電子回路（C3684）とテフロン拡散板からなる。この光源は各望遠鏡の合成鏡面中心に設置されており、主鏡から約 3m 離れた位置からカメラ感面を照らす。この光源は外部トリガーで制御されており、パルス幅 $2\mu\text{s}$ 、光量は $2 \times 10^4 \text{pe/pulse}$ のパルス光を周波数 25Hz で発射する。カメラ感面における光量の一様からのばらつきは 2%である。

実際には相対ゲインの調整（=印加電圧の変更）は頻繁には行われていない（これまで年 3 回程度）。通常はこの光源を用いて全 PMT のゲインがモニターされている（頻度は観測中の 1 時間に 1 回）。

XY-スキャナー

合成鏡のスポットサイズは 30mm 以下になるように調整されていて、これは一つの PMT の感面の大きさ 61mm より小さい。従って、一様光源を照射して PMT 単位でゲイン合わせをするだけでなく、PMT 感面上の応答特性、すなわち 2次元不均一性をより高い分解能で予め知っておく必要がある。そこでカメラに装着する UVLED（日亜化学、NSHU590B）光源を搭載した大型 XY-スキャナーが開発された。XY-スキャナーの位置決め精度は $\pm 2\text{mm}$ （実測取り付け精度の系統誤差）、 $\pm 0.1\text{mm}$ （位置決め精度の統計誤差）である。



図 3.8: Xe フラッシャー

この装置に搭載されている UVLED は波長 $365 \pm 10\text{nm}$ の単色光を発生し、そのパルス幅は 400ns 、スポットサイズは 3.83mm (1.65σ 、 90%)、光量は約 1000pe/pulse である。不均一測定は UVLED 光源をカメラ有効感度面上を 4mm 間隔で 60 パルスずつ照射することで行われ、各測定ごとの相対ゲインの決定精度は約 2.6% である。これらのキャリブレーションで得られた不均一性は一次宇宙線の情報を求める際に、観測された撮像イメージと比較されるシミュレーションによって生成された信号を計算するときに考慮される。

大気モニター

大気蛍光法による宇宙線観測では、刻々と変化する大気状態を正確にモニターすることが必要不可欠である。TA では大気による散乱、吸収量を知るためにいくつかの装置を大気蛍光望遠鏡の視野内に設置している。以下はそれらの概要である。

LIDAR

TA では、BRM ステーションから 100m 離れた所に LIDAR (LIght Detection And Ranging) と呼ばれるレーザーシステムを設置し、大気モニターに利用している。大気に向けてレーザーを照射し、その後方散乱光の強度を測定することで、大気透明度をモニターすることができる。TA の LIDAR 装置は、コンピュータ制御経緯台式架台に搭載された、Nd:YAG レーザー (esi 製 Orion、波長 355nm 、最大出力 5mJ 、パルス幅 5ns 、繰り返し周波数 1Hz)、エネルギーメーター (Coherent 社製、J50LP-1A、波長範囲 $300\text{nm} \sim 12\mu\text{m}$)、集光鏡 (Meade 社製、LX200GPS-30)、PMT (浜松ホトニクス製、R3479)、PMT 出力波形記録のためのデジタルオシロスコープ (Lecroy 社製、WaveRunner6039) からなる。現在のところ LIDAR による大気モニター観測は、FD 観測の開始前と終了時に 2 方向 (垂直、水平)、各 2 種類のエネルギーで行われている。

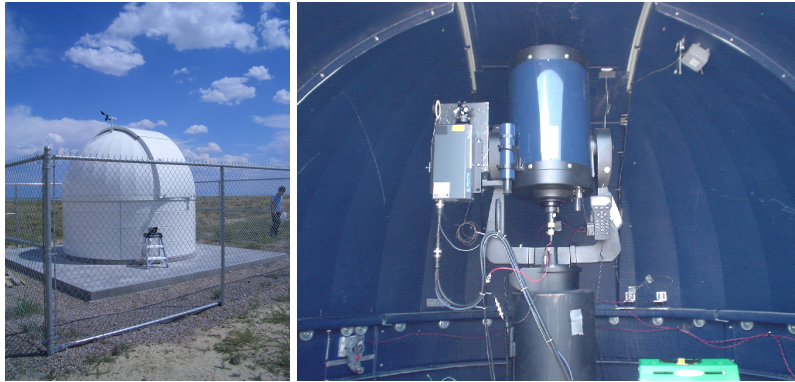


図 3.9: LIDAR が内蔵されたドーム (左) と LIDAR で使用する望遠鏡 (右)。望遠鏡にはレーザーと PMT が取り付けられている。

CLF

CLF (Central Laser Facility) は、3 箇所のステーションのほぼ中央に設置されており、LIDAR と同様の紫外線レーザーを備えている。垂直に射出したレーザーの側方散乱を各ステーションで観測することで、ステーション間の相対キャリブレーションを行うことができる。また、ある高度以上ではレイリー散乱が支配的になるという仮定の下では、計算で求めたレイリー散乱量と実際に観測された光量の差がエアロゾルによる減衰を表すことになるので、そこからエアロゾルの寄与を求めることができる。現在 CLF は FD 観測中、30 分に一回垂直にレーザーを射出し、それを FD で観測している。



図 3.10: CLF (左) と、その内部 (右)

IR camera

上空が低い雲で覆われているときは、大気蛍光が雲によって隠れてしまう。そのため、BRM ステーションでは上空に存在する雲を赤外線カメラ (Infra-Red Camera、IR-camera) でモニターする。雲が存在する部分は温度が高くなり、IRCamera を用いることで視野内の雲を撮像することができる。

できる。LIDAR 装置の近くに設置してあり、1 時間に 1 回撮像を行っている。その方向は各望遠鏡の視野方向を 12 方向と水平、垂直の計 14 方向である。

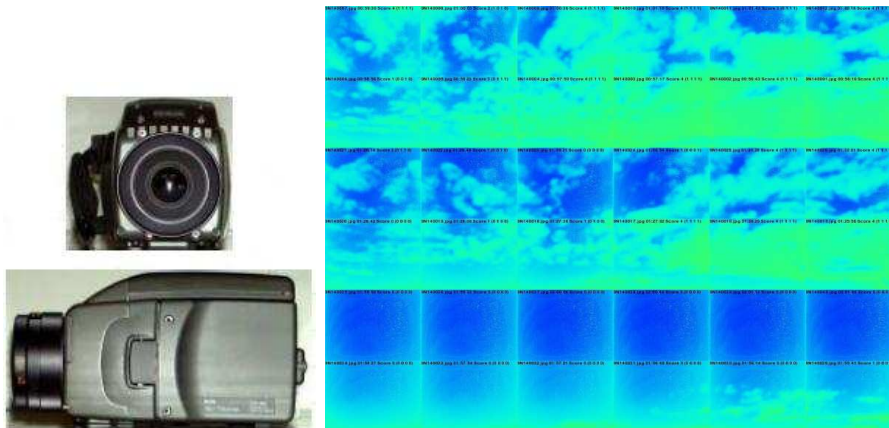


図 3.11: IR camera (左) と、IR camera で撮像された写真の例 (右)。右図は上段、中段、下段の 12 枚ずつがそれぞれ時間経過と共に別の時刻に撮像された写真である。緑色になるほど温度が高く、雲の存在を表している。時間の経過とともに雲が移動する様子が分かる。

エネルギーの較正

ELS

ELS (Electron Light Source) と呼ばれる小型線形加速器を用いて、既知のエネルギーの電子ビームを大気中に射出し、そこから発生した大気蛍光を FD で直接測定する。これによって電子のエネルギーと蛍光光量、PMT 信号までの絶対較正を行う。今までの大気蛍光観測では別に測定された蛍光の発光効率を仮定し、さらに鏡の反射率・PMT の感度などを積み重ねる必要があったが、ELS によって発光効率、望遠鏡感度などをまとめて較正することが可能になる。ELS には BRM ステーションの正面 100m 離れた場所に設置され、最大で 4×10^7 eV の電子ビームを射出できる。電磁成分のエネルギー損失はシミュレーションで良く再現できるため、実際に観測された光量と比較することで絶対較正ができる。ELS は高エネルギー加速器研究機構の協力によって製作され、2010 年 9 月に試運転を開始した。

3.5 地表粒子検出器

地表検出器は、 3m^2 のプラスチックシンチレータを 1.2km 間隔で 507 台設置してある。シンチレータは厚さ 12mm のものを 2 枚重ねて用いることにより、荷電粒子の信号を精密に識別する。シンチレータの光は、波長変換材をドープした光ファイバーを介して PMT に導き、12bit、52MHz サンプルングの FADC で記録する。各地表検出器は 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。また電力源としてソーラーパネル (120W) が用いられており、自立して観測を行うことができる。

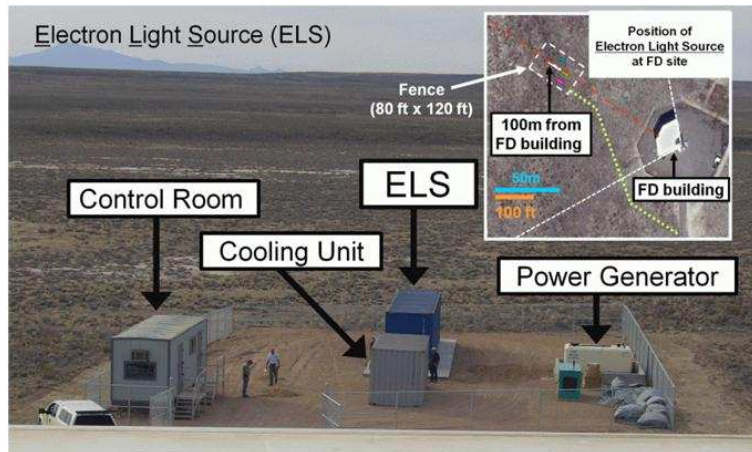


図 3.12: 実験サイトに設置された ELS



図 3.13: 地表検出器

3.6 ハイブリッド観測

TA 実験では、大気蛍光望遠鏡による観測と、地表検出器による観測を同時に行う。地表検出器アレイでは、観測した粒子数と到来方向の測定から、一次宇宙線のエネルギーと到来方向を決定する。大気蛍光望遠鏡では、大気中でシャワー中心が作る軌跡を撮像し、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。大気蛍光法と地表粒子検出器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視点で測定している。すなわち、大気蛍光は空気シャワー中心軸付近でのエネルギー損失を、シャワー縦方向発達に沿って観測する。これに対して、地表粒子検出器は最大発達付近の平面内でシャワー軸から数 100m～数 km の範囲において、粒子密度の横方向分布を測定する。各々の方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。しかし地表検出器による観測では、到来方向の決定論理は単純で系統誤差は小さいものの、エネルギー決定がモンテカルロシミュレーションと明確でない一次組成に依存するため系統誤差が大きい。一方で、大気蛍光法によるエネルギー推定は、モンテカルロシミュレーションや一次組成への依存性は極めて小さいものの、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される係数が多々あるため、エネルギーの系統誤差は大きくなってしまう。

そのため、各々の情報を利用してより高精度にエネルギー決定を行うという意味で、ハイブリッド観測は極めて重要である。

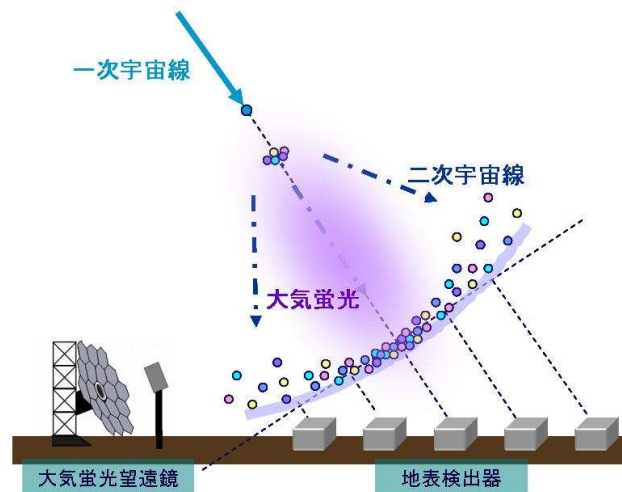


図 3.14: ハイブリッド観測の概念図

第4章 シミュレーション・解析ソフトウェア

テレスコープアレイ実験における検出器の精度、及び各種パラメータが及ぼす影響を評価するためには、イベントシミュレーションソフトウェアが必要となる。また、空気シャワーイベントを解析するには、各PMTに入射した光による信号波形とその時刻から、一次宇宙線の情報を導出する解析ソフトウェアも必要である。本章では、本論文で使用したシミュレーション・解析ソフトウェアの概要について述べる。

4.1 イベント生成

空気シャワーシミュレーションを行う上で、初期条件としていくつかの情報を与えることができる。特に重要な情報は以下の通りである。

- 一次宇宙線のエネルギー E_0
- 初期発達深さ X_0
- 到来方向
- コア位置
- 大気情報（高度毎の気温、気圧分布など）

4.1.1 縦方向発達曲線の決定

次に、一次宇宙線の情報から空気シャワーの縦方向発達を計算する。一次宇宙線が生成する空気シャワーの縦方向発達は、式 (2.22) で表される Gaisser-Hillas 関数によってよく表されることが知られている。Gaisser-Hillas 関数のパラメータのうちユーザーが指定できないものは N_{\max} である。以下の説明は本シミュレーションソフトウェア内での N_{\max} の計算法である。

空気シャワー中にはニュートリノや高エネルギーのミューオンといった、大気蛍光の観測では直接測りにくい粒子が存在するため、一次エネルギーの E_0 の一部は Missing Energy となる。そのため、与えられた E_0 から Missing Energy (E_{miss}) を引いたエネルギー E_{cal} を求める。

ただし、CORSIKA [19] による空気シャワーシミュレーションから

$$\frac{E_{\text{cal}}}{E_0} = A - B \left(\frac{E_{\text{cal}}}{10^{18} \text{eV}} \right)^{-C} \quad (4.1)$$

の関係が成り立つことが分かっているので、この式から E_{cal} を求める。なお、 A 、 B 、 C は正確には一次宇宙線の粒子種、到来方向の天頂角成分に依存するパラメータであるが、ここでは鉄と陽子からなる適当な混合組成モデルを仮定して、入射天頂角が 45° の場合についてのシミュレーション計算から求めた値 $A = 0.967$ 、 $B = 0.078$ 、 $C = 0.140$ を使用する。

N_{\max} はエネルギーの増加とともに線形一次で変化する値であると仮定して、 $N_{\max} = 1$ 、 X_{\max} 、 X_0 のときの Gaisser-Hillas 関数を積分することで求まるエネルギー

$$E_0^1 = \frac{dE(s)}{dX} \int_{X_0}^{\infty} N_e(X, N_{\max}, X_{\max}, X_0) dX \quad (4.2)$$

を使用し、

$$N_{\max} = \frac{E_{\text{cal}}}{E_0^1} \quad (4.3)$$

として求める。ここで $\frac{dE(s)}{dX}$ はエイジパラメータ s の空気シャワーの 1 電子が単位大気深さを走った時の平均 energy deposit である。ここで求めた N_{\max} と初期条件として与えた X_0 を Gaisser-Hillas 関数に代入して、任意の大気の斜め大気深さ $X \text{ g/cm}^2$ における電子成分数が求まる。空気シャワーをその軸に沿って 1 g/cm^2 刻みで「セグメント」に分け、各セグメントでの電子数を計算し保存する。セグメントには初期条件として与えた到来方向やコア位置の情報を元にして計算されたその位置情報も保存している。

4.1.2 大気蛍光発光

続いて、セグメントに与えた各大気深さごとの電子数と位置情報を用いて大気蛍光、チェレンコフ光と散乱したチェレンコフ光の望遠鏡に入射する光子数を求める (図 4.1)。

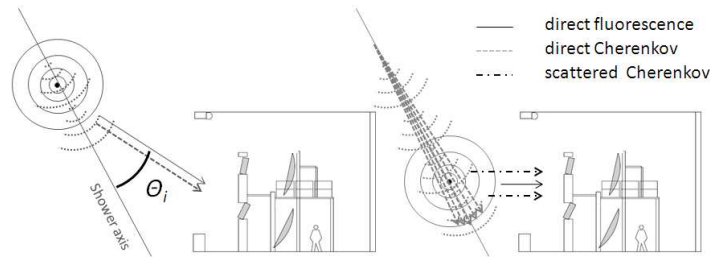


図 4.1: 空気シャワーから望遠鏡に入る光子。大気蛍光と直接入射するチェレンコフ光に加え、散乱されたチェレンコフ光も望遠鏡に入射する。

セグメントごとに、そこでの電子数 $N_{e,i}$ から、大気蛍光によって発生する光子数 $N_{i\lambda}^{Fl}$ を各波長 λ ごとに求める。

$$N_{i\lambda}^{Fl} = N_{e,i} \frac{dE(s_i)}{dX} Y_{i\lambda}^{Fl}(H_i) S_{\lambda}^{Fl}(H_i) dl_i \quad (4.4)$$

i はセグメントを区別する番号、 s_i は空気シャワーセグメントでのエイジパラメータ、 $Y_{i\lambda}^{Fl}(H_i)$ 、 $S_{\lambda}^{Fl}(H_i)$ はそれぞれ高度 H_i における大気蛍光発光効率と発光スペクトル、 dl_i はセグメントの長さである。大気蛍光は等方的に放射され、さらには大気によって散乱されるため、望遠鏡に到達する光子数 $N_{i\lambda}^{Fl, tel}$ は

$$N_{i\lambda}^{Fl, tel} = N_{i\lambda}^{Fl} T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(r_i) T_{i\lambda}^{\text{Aerosol}}(r_i) \frac{A_i}{4\pi r_i^2} \quad (4.5)$$

と計算される。ここで r_i はセグメントから望遠鏡までの距離、 $T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(r_i)$ 、 $T_{i\lambda}^{\text{Aerosol}}(r_i)$ は距離 r_i 進んだ時の大気によるレイリー散乱、エアロゾル散乱による波長 λ の光の透過率、 A_i は望遠鏡の検出面積である。ここでの望遠鏡の検出面積は、合成鏡を一枚の球面鏡と仮定したときの面積である。

4.1.3 チェレンコフ光

チェレンコフ光の場合も大気蛍光と同様に、セグメント電子数から発生する光子数を求める。大気蛍光とは異なり、チェレンコフ光の発光効率、発光スペクトルはエイジパラメータに依存する。そのためセグメントで発生するチェレンコフ光の光子数は、

$$N_{i\lambda}^C = N_{e,i} \frac{dE(s_i)}{dX} Y_{i\lambda}^C(H_i, s_i) S_{i\lambda}^C(H_i, s_i) dl_i \quad (4.6)$$

ここで $Y_{i\lambda}^C(H_i, s_i)$ 、 $S_{i\lambda}^C(H_i, s_i)$ はそれぞれ高度 H_i 、エイジパラメータ s_i におけるチェレンコフ光の発光効率と発光スペクトルである。チェレンコフ光は大気蛍光とは異なり等方的に放射されない。そこでチェレンコフ光の角度分布 D_i^C を以下の式で近似して計算する。

$$D_i^C(\theta_i) = \frac{1}{\theta_0} \exp\left(-\frac{\theta_i}{\theta_0}\right) \quad (4.7)$$

ここで θ_i はシャワー軸と放射方向のなす角、 θ_0 はチェレンコフ光を発するしきい値 E_{thr}^C から求まるパラメータで、 $\theta_0 = aE_{thr}^C^{-b}$ 、 $(a, b) = (0.83, 0.67)$ を使用する。さらに、大気中での散乱を考慮して、望遠鏡に入射するチェレンコフ光 $N_{i\lambda}^{C,tel}$ は

$$N_{i\lambda}^{C,tel} = N_{i\lambda}^C T_{i\lambda}^{Rayleigh}(r_i) T_{i\lambda}^{Aerosol}(r_i) \frac{2}{\sin \theta_i} \frac{A_i}{4\pi r_i^2} D_i^C(\theta_i) \quad (4.8)$$

より計算される。

4.1.4 散乱チェレンコフ光

FD で観測するチェレンコフ光には、大気中の分子成分やエアロゾル成分によって FD 方向に散乱されたチェレンコフ光も含まれる。この光を以下散乱チェレンコフ光と呼ぶ。 i 番目のセグメントでの総チェレンコフ光量 N^{CTotal} はその深さで発するチェレンコフ光と $i-1$ 番目のセグメントを散乱されることなく通過したチェレンコフ光の和、

$$N_{i\lambda}^{CTotal} = N_{i\lambda}^C + N_{i-1}^{Cpass} \quad (4.9)$$

である。 $N_{i\lambda}^{CTotal}$ からこのセグメントでレイリー、エアロゾル散乱する光 $N_{i\lambda}^{RayC}$ 、 $N_{i\lambda}^{AeroC}$ と次のセグメントに伝播する光 $N_{i\lambda}^{Cpass}$ を求める。

$$N_{i\lambda}^{Cpass} = N_{i\lambda}^{CTotal} T_{i\lambda}^{Rayleigh}(dl_i) T_{i\lambda}^{Aerosol}(dl_i) \quad (4.10)$$

$$N_{i\lambda}^{RayC} = N_{i\lambda}^{CTotal} \left[1 - T_{i\lambda}^{Rayleigh}(dl_i)\right] T_{i\lambda}^{Aerosol}(dl_i) \quad (4.11)$$

$$N_{i\lambda}^{AeroC} = N_{i\lambda}^{CTotal} T_{i\lambda}^{Rayleigh}(dl_i) \left[1 - T_{i\lambda}^{Aerosol}(dl_i)\right] \quad (4.12)$$

また、レイリー散乱とエアロゾル散乱の角度分布の違いを考慮し、

$$N_{i\lambda}^{RayC,tel} = N_{i\lambda}^{RayC} T_{i\lambda}^{Rayleigh}(r_i) T_{i\lambda}^{Aerosol}(r_i) \frac{A_i}{4\pi r_i^2} D_i^{RayC}(\theta_i) \quad (4.13)$$

$$N_{i\lambda}^{AeroC,tel} = N_{i\lambda}^{AeroC} T_{i\lambda}^{Rayleigh}(r_i) T_{i\lambda}^{Aerosol}(r_i) \frac{A_i}{4\pi r_i^2} D_i^{AeroC}(\theta_i) \quad (4.14)$$

から望遠鏡に入射する光子数を求める。

上記では空気シャワーの横方向分布を考慮せずにセグメントの中央から平行光が来ると仮定し、角度分布を考慮して望遠鏡に入射する光子数を求めた。次節では、各セグメントの光子数に横方向分布を持たせ、PMT カメラで観測される波形データをシミュレートする。

4.2 検出器シミュレーション

本シミュレーションソフトウェアでは、PMT カメラで観測されるデータをシミュレートするために「レイトレース」を行っている。レイトレースとは、望遠鏡に光子を入射させ、光子の軌跡を各光子についてシミュレートする方法である。そのためには、ソフトウェア中に細部構造も含めて望遠鏡を詳細に記述する必要がある。

レイトレースでは1光子ずつの軌跡を求めるため、計算量が多くなる。時間短縮のためにもレイトレースを開始する前に、望遠鏡に入射する光子数に鏡の反射率やパラグラスの透過率などの係数をかけて光子数を減らし、実際に PMT カメラ面上に到達する光子数のみレイトレースを行う。具体的には鏡の反射率、パラグラスの透過率、量子効率をもとに各波長ごとに以下の式を計算する。

$$N_i^{\text{RayTrace}} = \int N_{i\lambda}^{\text{p, tel}} R_{i\lambda}^{\text{mirror}} \tau_{i\lambda}^{\text{para}} \tau_{i\lambda}^{\text{BG3}} Q_{i\lambda} d\lambda \quad (4.15)$$

N_i^{RayTrace} は PMT カメラ面上に到達する光子数、 $N_{i\lambda}^{\text{p, tel}}$ は前節で求めた望遠鏡に入射する光子数、 $R_{i\lambda}^{\text{mirror}}$ は鏡の反射率、 $\tau_{i\lambda}^{\text{para}}$ と $\tau_{i\lambda}^{\text{BG3}}$ はそれぞれパラグラスと BG3 の透過率、 $Q_{i\lambda}$ は PMT の量子効率である。なお、PMT 感面での二次元不均一性は入射位置に依存するため、レイトレースによって入射位置を決定した後に考慮する。

次に、カメラに入射する位置や時刻をレイトレースによって決定する。セグメントの中央に位置するとしていた放射光子の位置を式 (2.23) の NKG 関数に基づいてランダムに横方向分布させる。続いて、鏡の検出面積内でランダムな1点を到達点として選び、この2点を結ぶことで、放射位置から PMT カメラに到達するまでの軌跡をレイトレースできる。鏡は合成球面鏡を用いているため、鏡の隙間が反射位置に選ばれた時や、カメラに光子が入射しない場合、さらには途中の構造物にぶつかった場合はレイトレースしない。このレイトレースを N_i^{RayTrace} 回繰り返すことで、全ての光子のカメラへの入射位置が決まる。

その後 PMT カメラに入射した光子は光電子となり個々の PMT によって増幅されたあと、電子回路を経て FADC でデジタル化される。レイトレースの軌跡から PMT に入射する時刻を求め、ゲイン、電子回路の応答関数をかけ合わせ、時間情報を含んだ波形データとなり保存される。この手順を光子数回繰り返し、重ね合わせることでカメラ全体についてのシミュレーションデータが作られる。

4.3 イベント再構成

PMT の信号やその時刻をもとに、一次宇宙線のエネルギーや空気シャワーの最大発達深さを求める。

4.3.1 PMT セレクション

各 PMT に入射した光による信号波形とその時刻から、解析で使用する PMT 信号を選別し、ノイズ信号と区別する。

1st セレクション

まず、各 PMT で得られた波形を個々に解析し、大気蛍光信号の有無を判定する。FD には夜天光による光子が常に入射しているが、空気シャワーによる大気蛍光が入射すると短い時間 (約 1~

10 μ s) だけ光量が増加する。この波形について移動平均しつつ S/N を計算し、しきい値を超えた波形のみを選択する。S/N は以下の計算から求めることができる。b(t) を時刻 t における波形の移動としたとき、

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

となる。ここで a(t) は時刻 t における波形 (ADC 値) である。移動平均を計算する時間幅 N Δ t は 1.6 μ s、3.2 μ s、6.4 μ s、12.8 μ s の 4 種類であり、信号の実効的サンプリング周期が $\Delta t = 100$ ns であることを考えると $N = 16, 32, 64, 128$ 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 値の平均である。

空気シャワーによる信号を含まないと考えられる波形の S/N は、ほぼ 5~6 以下に分布しているので、S/N が 6 を超えた波形を選択すれば空気シャワーによる信号を含んでいる可能性が高いことが分かる。図 4.2 に観測で得られた S/N の分布の例を示す。ただし、この S/N による判別では

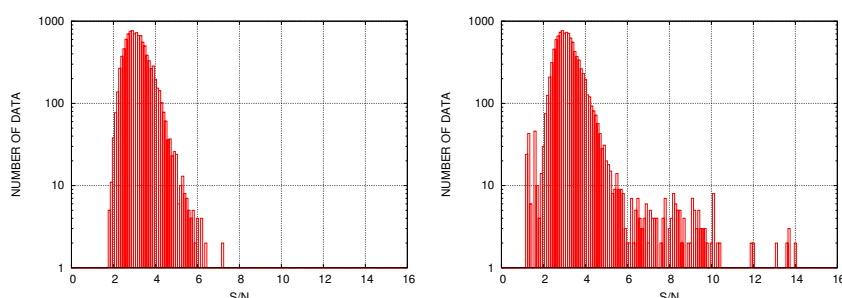


図 4.2: 観測で得られた波形の S/N の分布。空気シャワーによる信号を含まない場合 (左) と含む場合 (右)

信号の形を見ていないため、空気シャワーではない信号を選択してしまうことがある。具体的には、飛行機などによるゆっくり変化する人工光や、ミュオンが直接 PMT 管面を通過したことによる波形である。空気シャワーからの波形は一般的に三角形の形を持つことが多いため、波形を三角形にフィッティングし、波形のタイミング T_i (三角形にフィットした時のピークのタイミング、 i は PMT の番号) と幅 σ (三角形でフィットした時の底辺) という信号の形を特徴付けるパラメータを計算する。これらの 2 つのパラメータを利用して空気シャワーによる信号波形を選別する。その条件は、

- 幅が極端に小さい (高周波のノイズやミュオンの場合) か、極端に大きい (飛行機などの場合) ($\sigma < 0.1\mu$ s または $\sigma > 25.6\mu$ s)
- T_i がデータのタイムウインドウ (51.2 μ s) から外れている ($T_i < 0\mu$ s または $T_i > 51.2\mu$ s)

である。なお、波形のタイミングがデータのタイムウインドウから外れている信号に関しては、時刻を正確に見積もれていない可能性が高いので、これも除いている。

2nd セレクション

1st セレクションによってほとんどのノイズ信号を除去できるが、それでもまだ光量の大きな夜光などを信号として選択してしまうことがある。そこでさらに別の方法によって PMT の選別を行う。空気シャワーを PMT カメラで撮像すると大気蛍光の軌跡は帯状に分布するため、そのシャワーイメージの中心軸をシャワー軸とみなし、1st セレクションを通った各 PMT の視野方向とシャワー軸との離角を求め、その角度が大きい PMT の信号はノイズとして除く。図 4.3 に実際のシャワートラックと離角の分布を示す。

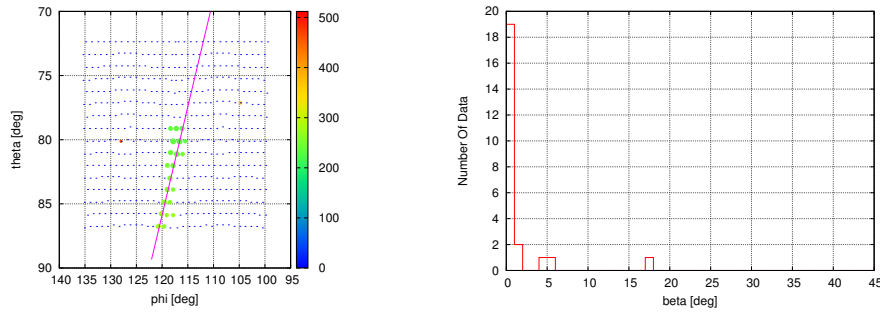


図 4.3: シャワートラック (左) と離角 β の分布。離角が大きく外れたデータをノイズとして除外する。

3rd セレクション

2nd セレクションではシャワートラックから離れた方向のノイズを除去することができる。しかし、トラックに隣接した視野を持つ PMT のノイズ信号は除去できない。そこで、1st セレクションで求めた各波形の光子入射時刻 T_i を用いてデータ選別する。

各 PMT への光子入射時刻は空気シャワーの到来方向とコア位置から決まる。シャワートラック中心への方向ベクトルに対し、シャワー軸の方向ベクトルのなす角 ψ 、各 PMT の方向ベクトルがなす角を α_i とする (図 4.4) と PMT への光子入射時刻 t_i は

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

となる。ここで t^* はシャワートラックの重心方向にシャワーが到来した時刻、 r_0 は FD からシャワートラック中心までの距離である。 $\phi - \theta$ 直交座標系で考える場合、厳密には上式は成り立たないが、 α が小さい場合には近似的に成り立つと考えられる。離角 α_i はシャワートラック中心の方向ベクトル \mathbf{n}_c とシャワー軸上に投影した PMT の方向ベクトル $\mathbf{n}_i^{\text{proj}}$ から次式で求まる。

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

各 PMT における α_i と 1st セレクションで求めた T_i を式 (4.18) によってフィッティングし、フィッティングから大きく外れたものを除外する。

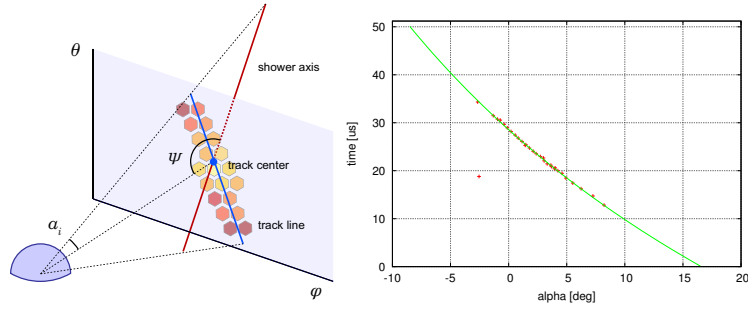


図 4.4: シャワートラック (左) とノイズ信号選別のためのタイミングフィット (右)。右図ではフィッティング曲線から大きく外れた点 ($-2.5\mu\text{s}, 19\mu\text{s}$) があり、これはノイズ信号であると判断される。

4.3.2 シャワー縦方向発達の再構成 - 逆モンテカルロ法 -

FDに入射した光による信号波形とその時刻から、空気シャワーの発達と一次宇宙線の情報を求める手法について述べる。本論文における解析では、大気情報の変動が再構成に及ぼす影響を評価することを主題としているので、ジオメトリ (シャワー軸、シャワーコアの位置など) 情報はシミュレーションで用いた「真のジオメトリ」を使用している。そのため以下では再構成において与えられた真のジオメトリと、前節で選別された PMT 情報をもとに、シャワーの縦方向発達や一次宇宙線の情報をどのように求めるかについて記述する。

縦方向発達は、観測された光量から大気深さごとの空気シャワー中の電子数を計算することで決定できる。PMT に入射する光は大気蛍光だけでなく、チェレンコフ光やその散乱光が混入するため、これらを正確に考慮するために「逆モンテカルロ法」と呼ばれる再構成ルーチンを使用する。

X_{\max} 決定

逆モンテカルロ法とは、ジオメトリ再構成で得られたシャワー軸 (今回はシミュレーションで用いられた真の位置情報を用いる) に沿って、繰り返し空気シャワーをモンテカルロシミュレートし、PMT カメラ面で観測される信号を計算し、観測されたデータを最も良く再現する空気シャワーを選ぶ手法である。空気シャワーの縦方向発達曲線は Gaisser-Hillas 関数を使って X_{\max} 、 N_{\max} をパラメータとしながら繰り返し生成される。実際には X_{\max} の最確値を探す。具体的には $N_{\max} = 1.0$ と固定しておき、縦方向発達の形が一致するものを探す。また、Gaisser-Hillas 関数の X_0 は縦方向発達曲線の形を大きく変化させるパラメータではないため、 $X_0 = 0.0\text{g}/\text{cm}^2$ と常に固定されている。

与えられた X_{\max} 、 N_{\max} からカメラ面での信号を求める。 i 番目の PMT で検出される信号 n_i^{pe} (光電子数) は

$$n_i^{\text{pe}} = \int_x \int_\lambda N_{x\lambda}^{\text{RayTrace}} \times f_i(\mathbf{n}_x) d\lambda dx \quad (4.20)$$

で求めることができる。ここで $N_{x\lambda}^{\text{RayTrace}}$ は深さ $x\text{g}/\text{cm}^2$ ごとに大気蛍光、チェレンコフ光、散乱チェレンコフ光の望遠鏡に届く光子数を計算し、第 4.2 節で述べた式 (4.15) の、シャワーの位置に依存しない係数かけた光子数である。また $f_i(\mathbf{n}_x)$ はある方向 \mathbf{n}_x からの平行光が i 番目の PMT で検出される割合である。

式 (4.20) を使って計算した信号と観測データをもとに、次の尤度を計算する。

$$L = \sum_i \{n_i^{\text{pe,data}} \log \frac{n_i^{\text{pe}}}{n_i^{\text{pe,st}}}\} \quad (4.21)$$

$$n^{\text{pe,st}} = \sum_i n_i^{\text{pe}} \quad (4.22)$$

ここで $n^{\text{pe,st}}$ は式 (4.20) のシミュレーションで計算されたステーションでの光電子数の和であり、 $n_i^{\text{pe,data}}$ は実際に i 番目の PMT で観測された光電子数である。 X_{max} を変えながら式 (4.21) の尤度を繰り返し計算し、それが最大になる X_{max} を最確値とする。

N_{max} 決定

縦方向発達を求めた後、 N_{max} を求める。式 (4.20) から求まる $N_{\text{max}} = 1.0$ の総光電子数の比から N_{max} を決定する。すなわち、

$$N_{\text{max}} = \frac{\sum_i n_i^{\text{pe,data}}}{\sum_i n_i^{\text{pe}}} \quad (4.23)$$

である。図 4.5 は観測されたシャワーイメージと、再構成結果を元に式 (4.20) から計算した PMT で検出される光電子数との比較である。左図は各 PMT で観測された波形データを単位間隔毎に足しあわせ、時刻情報を大気斜め深さ毎に変えたものである。右図は求めた X_{max} 、 N_{max} の縦方向発達曲線から式 (4.20) を使い、カメラで観測される光電子数を求め、重ね書きした図である。データの立ち上がり、立ち下がりや真ん中に位置するカメラの間間も含めて観測データをシミュレーションで良く再現できていることが分かる。

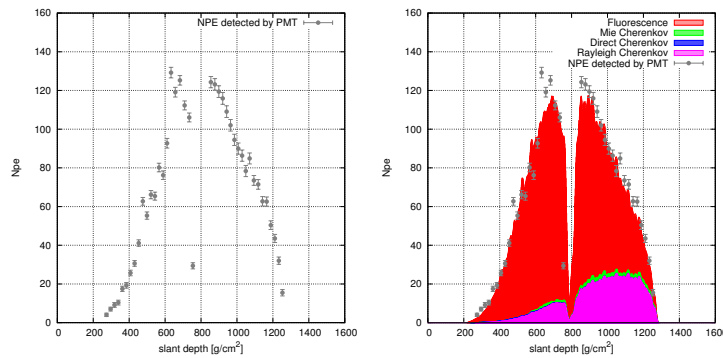


図 4.5: 観測データとシミュレーションの比較。左図は実際に観測されたデータであり、右図は再構成で得られた結果からシミュレートした光電子数を重ね書きしている。赤色が大気蛍光、青色がチェレンコフ光、紫色がレイリー散乱されたチェレンコフ光、緑色がエアロゾル散乱されたチェレンコフ光の光電子数を表す。

Energy 決定

一次宇宙線のエネルギーは空気シャワー中の全粒子のエネルギーの合計である。逆モンテカルロ法で求めた X_{max} 、 N_{max} を Gaisser-Hillas 関数に代入して積分すると、電磁成分のエネルギーの

合計 E_{cal} が求まる。ただし、 E_{cal} は一次宇宙線のエネルギーではないことに注意する。

$$E_{\text{cal}} = \overline{\frac{dE}{dX}} \int_{X_1}^{\infty} N_e(X, N_{\text{max}}, X_{\text{max}}, X_0) dX \quad (4.24)$$

ここで $\overline{\frac{dE}{dX}}$ は 1 電子が単位大気深さ走った時の平均 energy deposit で、 $2.2\text{MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$ である。ところで、Gaisser-Hillas 関数は

$$t = \frac{X - X_0}{\lambda} \quad (4.25)$$

$$\xi = \frac{X_{\text{max}} - X_0}{\lambda} \quad (4.26)$$

を用いて書き換えると、

$$N_e(t) = N_{\text{max}} \left(\frac{e}{\xi} \right)^\xi e^{-t\xi} \quad (4.27)$$

となる。従ってこの積分である E_{cal} はガンマ関数 Γ を用いた以下の式を計算すれば良い。

$$E_{\text{cal}} = \lambda N_{\text{max}} \overline{\frac{dE}{dX}} \left(\frac{e}{\xi} \right)^\xi \Gamma(\xi + 1) \quad (4.28)$$

上式から求まる E_{cal} に式 (4.1) と式 (4.2) の Missing Energy の補正を加えることによって、一次宇宙線のエネルギー E_0 が決定する。

第5章 大気状態の変動

大気蛍光法で正確に一次宇宙線の情報を得るためには、上空の気温や気圧、大気透明度などの大気状態の変動を正確に知っておく必要がある。大気蛍光法において大気の影響を受ける項目は主に、

- 分子成分
 - － 大気深さ
 - － 大気蛍光の発光量
 - － レイリー散乱の透過率
- エアロゾル成分
 - － エアロゾル散乱の透過率

である。なお、分子成分は大気の温度、気圧を変数として表すことができる。本章では、各大気状態のデータ取得方法及びその変動に関して述べる。

5.1 分子成分

5.1.1 データ取得 - ラジオゾンデ -

上空の大気状態のデータは、近傍都市で行われている、ラジオゾンデによる気象観測から得ることができる。

ラジオゾンデとは気象観測機器を搭載した気球であり、これを用いることで高度約 30km までの高層大気の気圧や気温、露点などを測定することができる。観測機器の重量はおよそ 280g、気球の大きさが最大膨張時で直径 8m ほどになる。このラジオゾンデによる高層大気の定常的観測が、全世界 900ヶ所以上で行われており、テレスコープアレイ実験サイトにも、Salt Lake City や Elko などに気象観測基地が存在している。表 5.1 はテレスコープアレイ実験サイト周辺にあるラジオゾンデ観測基地である。特にテレスコープアレイ実験の FD 解析では、その気候や標高の類似性から Elko のデータが使用されている。そのデータは World Wide Web を通じて取得することができる。今回は NOAA/ESRL Radiosonde Database (<http://www.esrl.noaa.gov/raobs>) より 2008 年 1 年分のデータを取得し、このデータを空気シャワーシミュレーション、及びその解析に用いる。観測は UTC (Universal Time, Coordinated : 協定世界時) 0 時と 12 時 (現地時間の 17 時と 5 時) の 1 日 2 回行われているが、天候状況などにより不定期にデータが欠落することがある。そのため今回は、途中で連続して 5km 以上の欠落があった場合その観測データは使用していない。図 5.1 に、2008 年各月毎の、観測データが使用できる割合を表す。2008 年 1 年間が 366 日間なので、もし全て観測データが存在すれば 732 観測分になるが、今回解析に使用できるラジオゾンデデータは 617 観測分 (84%) であった。

名称	海拔高度 [m]	北緯	西経
Albuquerque	1619	35.05N	106.62W
Elko	1608	40.87N	115.73W
Flag Staff	2179	35.23N	111.82W
Grand Junction	1472	39.12N	108.53W
Reno	1516	39.57N	119.80W
Riverton	1688	43.06N	108.47W
Salt Lake City	1288	40.77N	111.97W

表 5.1: テレスコープアレイ実験サイト (1450m, 39.1N, 112.9W) 近傍にあるラジオゾンデ観測基地

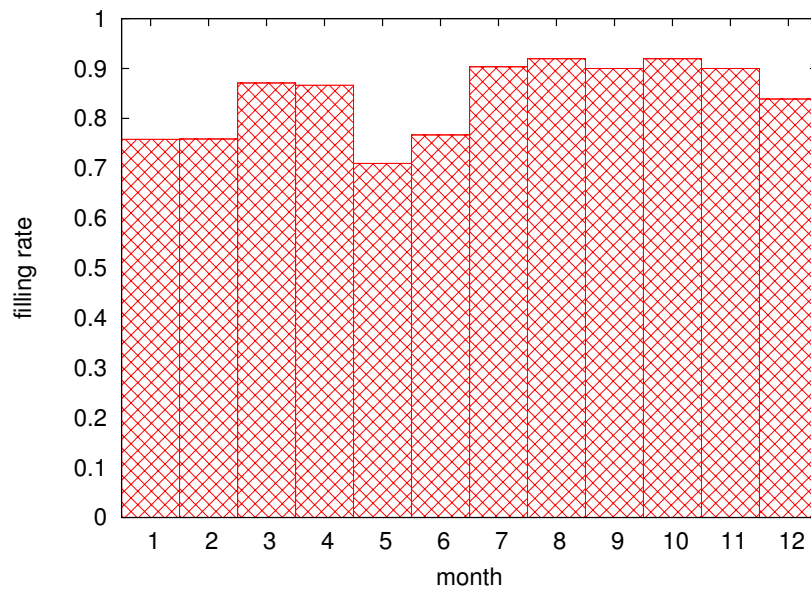


図 5.1: 2008 年における各月のラジオゾンデ観測データの充足率

5.1.2 月平均モデル

細かい大気状態を解析に反映させるためには、日毎の観測データを解析に使用するのが望ましい。しかし現在実験サイトではラジオゾンデの打ち上げを行っておらず、標高、天候の近い Elko のデータを使用している。そのため現在望遠鏡アレイ実験の FD 解析では、場所の違いによる不確定性を回避するため、日毎のデータではなく典型モデルとして「月平均モデル」を使用している。これは各月における、高度毎の気温、気圧、露点を平均したものであり、各月ごとに UTC0 時、12 時の 2 種類が作られている。この月平均モデルを使用することによる一次宇宙線のエネルギー、最大発達深さの系統誤差に関しては第 6 章で議論する。

5.1.3 US 標準大気モデル

その他の大気情報のモデルとして、US 標準大気モデル (1976) がある [21]。このモデルでは、海拔高度 h [km] と垂直方向の大気深さ x_v [g/cm²] の関係を以下のように定義している [22]。

$$x_v(h) = \begin{cases} a_i + b_i \cdot e^{-h/c_i} & i = 1, \dots, 4 \\ a_5 - b_5 \cdot h/c_5 \end{cases} \quad (5.1)$$

式 (5.1) では大気を高度ごとに 5 つの層に分けているが、 i 番目の層の境界高度と各パラメータの値は以下である。

i	海拔高度 [km]	a_i [g/cm ²]	b_i [g/cm ²]	c_i [cm]
1	0...4	-186.5562	1222.6562	994186.38
2	4...10	-94.919	1144.9069	878153.55
3	10...40	0.61289	1305.5948	636143.04
4	40...100	0.0	540.1778	772170.16
5	100	0.01128292	1	10 ⁹

表 5.2: US 標準大気モデルにおける、境界高度と各 a_i 、 b_i 、 c_i の値

また、高度と気温の関係は図 5.2 のようになっている。

5.1.4 上空大気データの例

大気蛍光法による空気シャワー解析では、重要となるパラメータは気温と大気深さである。以下ではこれらの変動について述べる。

気温

図 5.3 に 2008 年冬 (1 月)、春 (4 月)、夏 (7 月)、秋 (11 月) の、UTC0 時における気温の高度分布の例を示す。図中に描かれた誤差棒は、高度毎に 1 ヶ月間の気温分布の標準偏差を取ったものである。またこの高度毎の標準偏差のみをプロットしたものを図 5.4 に示す。これを見ると、地表付近はどの季節も 7°C 程度の分布幅になっているが、上空ではその差が顕著に見られる。夏季については上空の気温は非常に安定しており、その分布幅は 2°C 程度である。一方で他の季節では上空 15km までは 4°C 程度の分布幅を持っており、それより上空のばらつきは少ない。

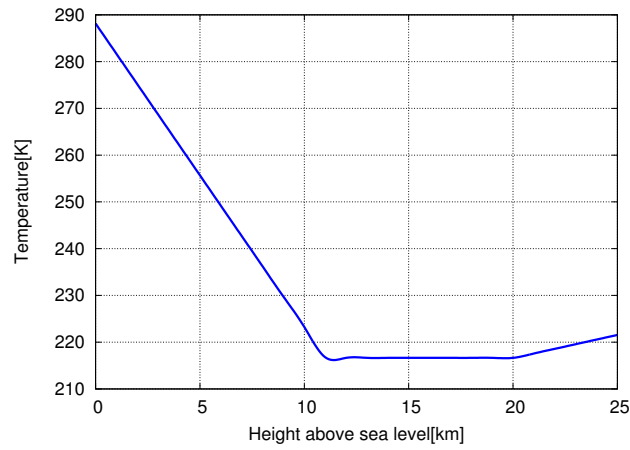


図 5.2: US 標準大気モデルでの高度ごとの気温

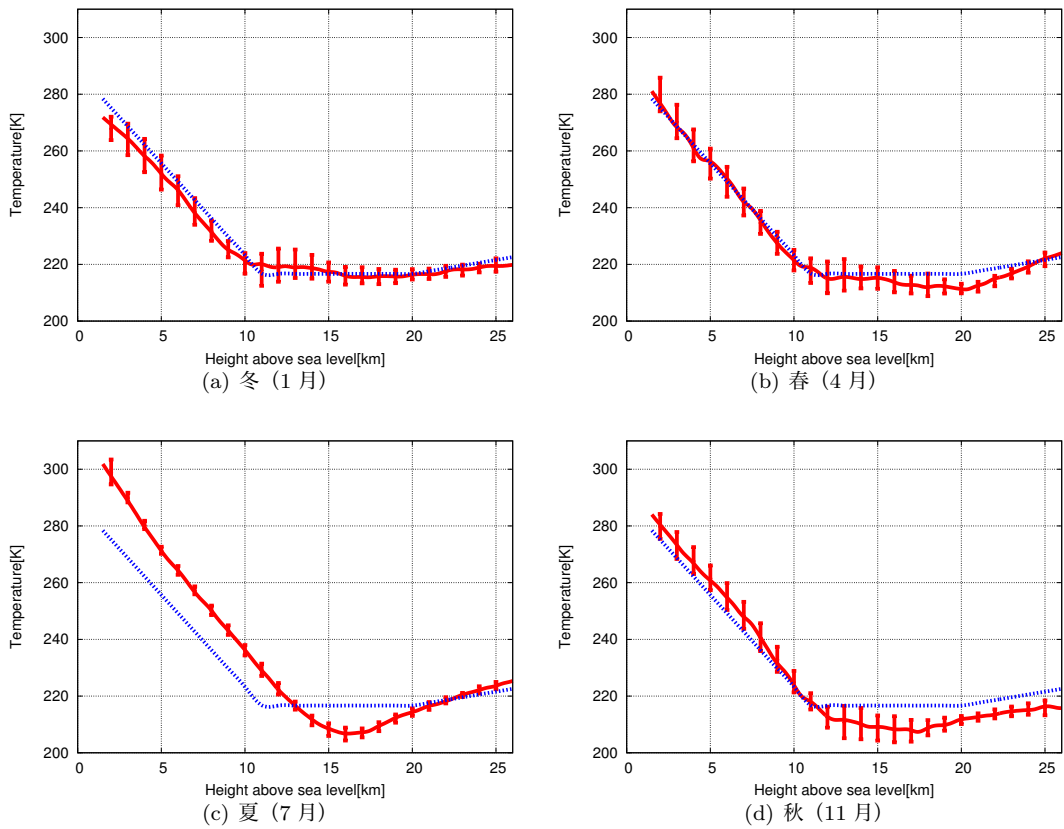


図 5.3: 月毎の気温とその分布幅。赤線が月毎の気温分布である。高度毎の誤差棒は1ヶ月間の分布幅（標準偏差）である。また参考として、青線でUS 標準大気モデルを示してある。

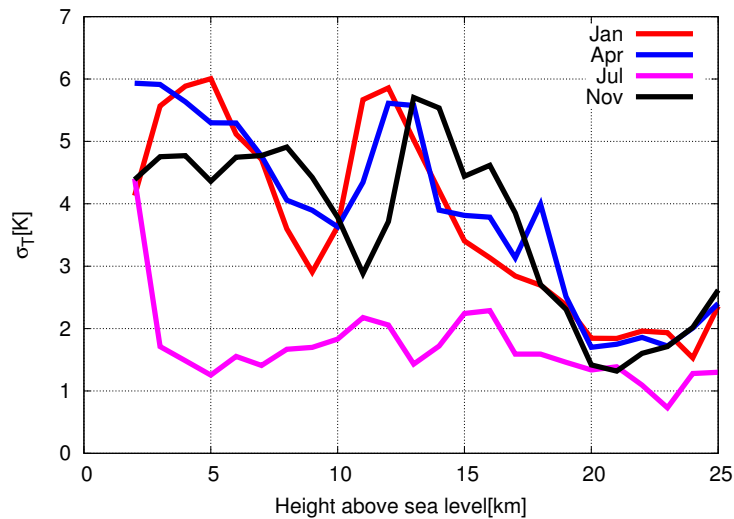


図 5.4: 高度毎の気温の分布幅 (標準偏差)

大気深さ

空気シャワー解析では、シャワー粒子 (あるいは大気蛍光光子) が通ってきた大気の総量として大気深さを考えるが、これはある高度 h での圧力 $P(h)$ [hPa] から以下の式を用いて計算することができる。

$$D(h) = P(h) \times \frac{10}{g} \quad (5.2)$$

ここで $D(h)$ は高度 h における大気深さで、単位は g/cm^2 、 g は重力加速度で、 $g = 9.80665[\text{m}/\text{s}^2]$ である。図 5.5 は、上式に基づいて計算した大気深さに関して、各季節ごとに US 標準大気モデルとの差を見たものである。図中に描かれた誤差棒は、高度毎に 1ヶ月間の大気深さ分布の標準偏差を取ったものである。これを見ると、例えば同じ高度 8km 付近でも、夏季と冬季で $25\text{g}/\text{cm}^2$ 程度の差があることが分かる。また図 5.5 における高度毎の標準偏差のみをプロットしたものを図 5.6 に示す。これによれば、夏季の変動は $1\text{g}/\text{cm}^2$ 程度であることが分かる。一方で他の季節 (特に冬季) は夏季よりも変動が大きく、 $7\sim 8\text{g}/\text{cm}^2$ 程度の変動がある。

5.1.5 大気蛍光の発光量の変化

大気蛍光の発光量は、2.3.4 節で述べたように大気密度依存性がある。大気密度は季節と共に変化するため、季節ごとの発光量にも影響がある。そこで図 5.7 に、各季節ごとの大気蛍光の発光量と US 標準大気モデル標準大気モデルから計算される発光量との比を示した。

図 5.7 によれば、大気蛍光の発光量は夏季と他の季節では 9% 程差がある。

また、各月における大気蛍光発光量の、高度毎の標準偏差を割合に直したものを図 5.8 に示す。これは、各月の大気蛍光発光量高度毎の標準偏差をその高度の発光量で割ったものである。

夏季の大気蛍光の発光量のばらつきは 1% 以下と少ない。一方で他の季節では、高度 12km 付近で 3% 程度のばらつきがある。しかし低空では夏季同様、1% 程度の分布幅になっている。

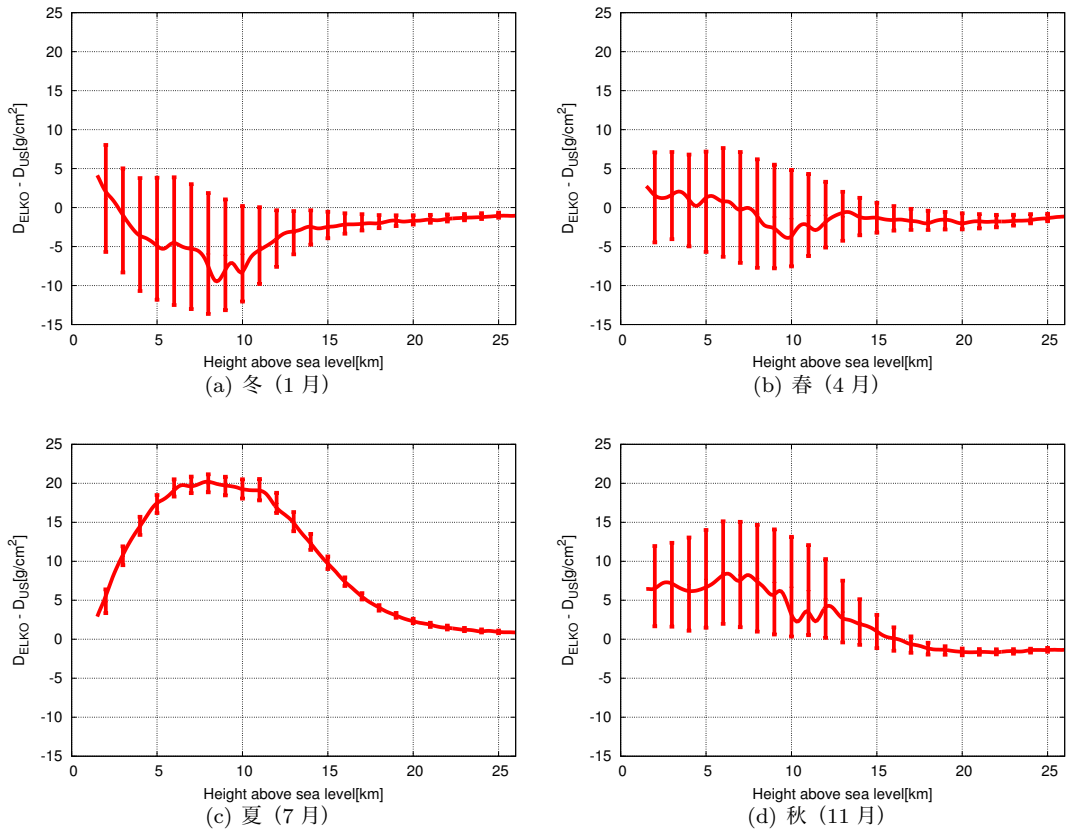


図 5.5: 月毎の大気深さと US 標準大気モデルとの差。赤線は月毎の大気厚さの分布であり、高度毎の誤差棒は 1ヶ月間の分布幅（標準偏差）である。

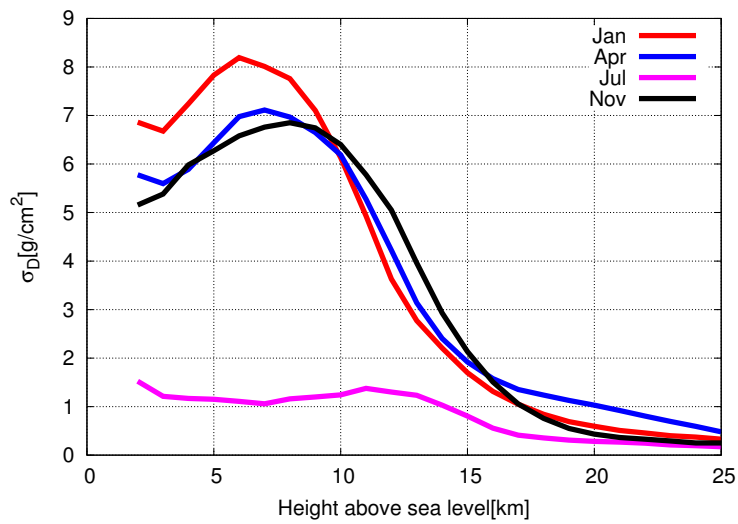


図 5.6: 高度毎の大気深さの分布幅（標準偏差）

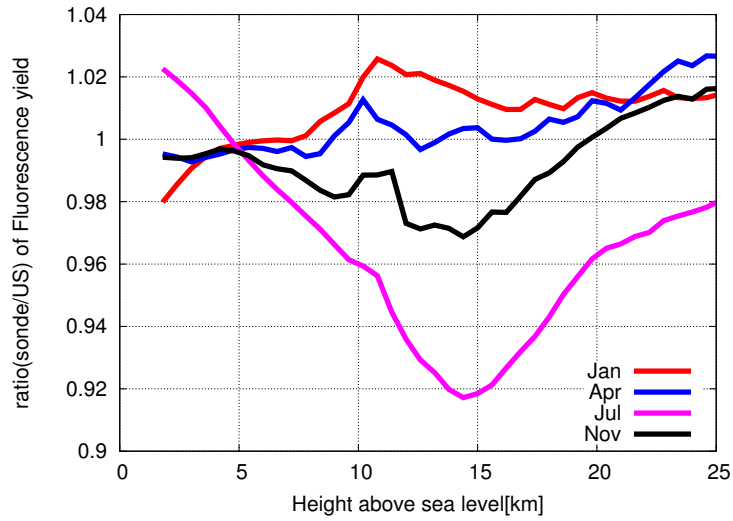


図 5.7: 月毎の大気モデルから計算される大気蛍光発光量と US 標準大気モデルで計算される大気蛍光発光量の比。

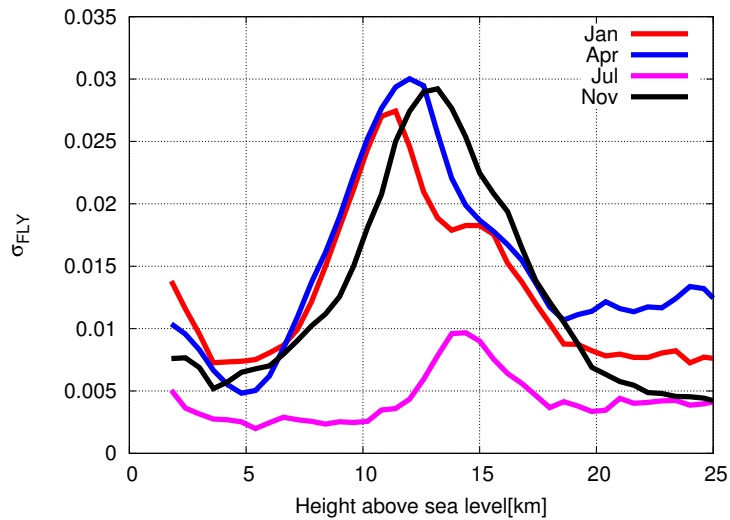


図 5.8: 月毎の大気情報から計算される大気蛍光発光量の標準偏差の、各高度での発光量に対する割合

5.1.6 レイリー散乱

レイリー散乱は散乱体の半径が光の波長に比べて十分小さい場合に起こる散乱である。大気中では大気分子によってレイリー散乱が引き起こされる。レイリー散乱は入射場によって誘導された電気双極子、磁気双極子の放射であり、散乱断面積は、

$$\sigma(\lambda) = \frac{24\pi^3(n^2 - 1)^2}{\lambda^4 N^2 (n^2 + 2)^2} \left(\frac{6 + 3\rho}{6 - 7\rho} \right) \quad (5.3)$$

と与えられる [24]。ここで N_s は、温度 15 °C、1 気圧における大気分子の数密度 ($2.54 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$)、 n_s は同じ温度・気圧における波長 λ の光の屈折率であり、波長 355nm において $n_s = 1.000286$ である。また ρ は偏光解消度を表し、波長 355nm において 3.010×10^{-2} である。ゆえに、波長 355nm における散乱断面積は

$$\sigma = 2.76 \times 10^{-30} [\text{m}^2] \quad (5.4)$$

となる。また、ある気圧 P 、気温 T における分子数密度 N は理想気体の状態方程式から、

$$N = N_0 \cdot \frac{P}{P_0} \cdot \frac{T_0}{T} \quad (5.5)$$

として求められる。以上より、ある高さにおけるレイリー散乱の消散係数 α は

$$\alpha = N\sigma = N_0 \cdot \frac{P}{P_0} \cdot \frac{T_0}{T} \times 2.76 \times 10^{-30} [\text{km}^{-1}] \quad (5.6)$$

と計算できる。

また、レイリー散乱の透過率を計算する際には、減衰長 $X_{\text{Rayleigh}} [\text{g}/\text{cm}^2]$ を定義すると便利である。この減衰長は、消散係数 α から

$$X_{\text{Rayleigh}} = \frac{d[\text{g}/\text{cm}^3] \cdot 10^5 [\text{cm}]}{\alpha [\text{km}^{-1}] \cdot 1 [\text{km}]} \quad (5.7)$$

のようにして計算できる。この X_{Rayleigh} を用いると、ある大気深さ x だけ透過した波長 λ の光の透過率 $T_\lambda^{\text{Rayleigh}}$ は

$$T_\lambda^{\text{Rayleigh}} = \exp \left(-\frac{x}{X_{\text{Rayleigh}}} \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} \right)^4 \right) \quad (5.8)$$

と表される。この減衰長は 355nm の光に対して $1747 \text{g}/\text{cm}^2$ 程度である。しかし、5.1.4 節で述べたように、同じ高度を見ている日毎に大気深さが異なるため、レイリー散乱の透過率も変化する。

また、レイリー散乱によって散乱された光の角度ごとの強度分布（位相関数） $I(\theta)$ には

$$I(\theta) \propto (1 + \cos^2 \theta) \quad (5.9)$$

の関係がある。

5.2 エアロゾル成分

エアロゾルは砂や塵などの微粒子で、比較的低位に位置している（LIDAR の観測によれば、おおよそ 5km 以下）。エアロゾルは、その組成や粒子の大きさの時間変動が激しく、消散係数を解析

的に求めるのは困難であるが、LIDAR 観測で得られた全消散係数からレイリー散乱の消散係数を差し引くことで、エアロゾル散乱の消散係数を得ることができる。

$$\alpha_{\text{Aerosol}}(h) = \alpha_{\text{total}}(h) - \alpha_{\text{Rayleigh}}(h) \quad (5.10)$$

また今回、空気シャワー解析でエアロゾル散乱による透過率を考える際、以下の式で定義される VAOD (Vertical Aerosol Optical Depth) を用いる。

$$\tau_{\text{Aerosol}}(h) \equiv \int_{h_G}^h \alpha_{\text{Aerosol}}(h') dh' \quad (5.11)$$

ここで h_G は地表高度である。この VAOD を使用すると、天頂角 θ 、高度 h にある光源からのエアロゾル散乱の透過率 T_{Aerosol} は

$$T_{\text{Aerosol}} = \exp\left(-\frac{\tau_{\text{Aerosol}}(h)}{\cos \theta}\right) \quad (5.12)$$

のように表すことができる。

また、エアロゾル散乱によって散乱された光の角度ごとの強度分布（位相関数）は HiRes 実験で測定された値を使用している（図 5.9）。

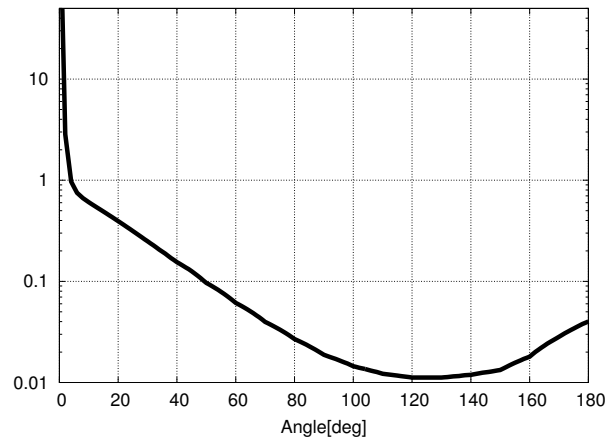


図 5.9: HiRes 実験の測定によるエアロゾル散乱の位相関数

5.2.1 エアロゾルの消散係数

LIDAR による観測は 2007 年 9 月から行われているが、特に冬季はレーザーの不調によるデータの欠落が見られるため、2010 年 10 月までの FD 観測に対して約 70% の稼働である。そのうち大気状態が解析可能なものは 325 観測分（60%）存在するが、その中でも特に広範囲で解析可能であった 136 観測分はより大気状態を正確に反映していると考えられる。ここで、1 観測分とは 1 回の LIDAR 観測であり、機器の不具合、天候不順などがなければ、1 回の FD 観測で 2 回 LIDAR 観測を行っていることになる。

図 5.10 は、この 136 観測から得られた、地表におけるエアロゾルの消散係数の分布である。

FD 解析には日毎の LIDAR 観測データを使用するのが望ましいが、上記の 136 観測データだけでは全 FD 観測期間の約 20% しかカバーできない。そのためテレスコープアレイ実験の FD 解析

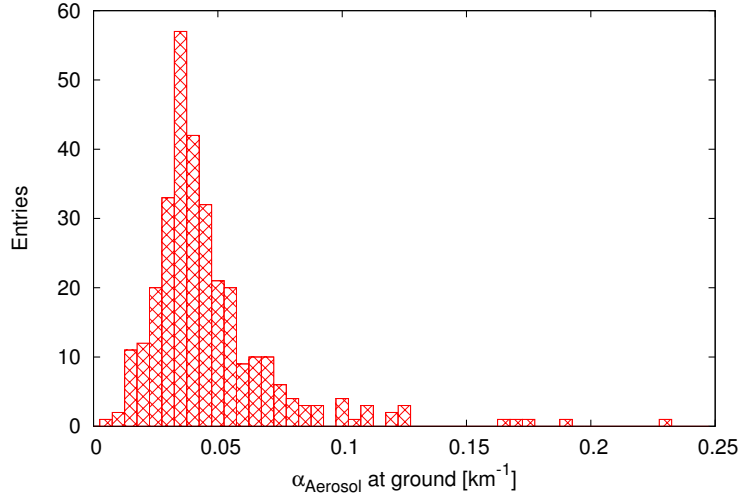


図 5.10: 地上におけるエアロゾルの消散係数の分布

では、全解析において、136 観測データから得られた典型値モデルを使用している。そのモデルでは、高度 h のエアロゾルによる消散係数が以下の式で表されると仮定する。

$$\alpha_{\text{Aerosol}}(h) = \frac{1}{L} \exp\left(-\frac{h}{H}\right) \quad (5.13)$$

これは、消散係数 $\alpha_{\text{Aerosol}}(h)$ の分布が 1 つの指数関数で仮定できるとした場合のモデルである。ここで L はエアロゾルの減衰長であり、 H はスケールハイトである。この時、高度 h での VAOD は式 5.11 より、

$$\tau_{\text{Aerosol}}(h) = \int_{h_G}^h \frac{1}{L} \exp\left(-\frac{h'}{H}\right) dh' \quad (5.14)$$

$$= -\frac{H}{L} \exp\left(-\frac{h}{H}\right) + \frac{H}{L} \exp\left(-\frac{h_G}{H}\right) \quad (5.15)$$

となる。ゆえに、透過率 T_{Aerosol} は式 (5.12) より、

$$T_{\text{Aerosol}} = \exp\left[\frac{1}{\cos\theta} \left\{ -\frac{H}{L} \exp\left(-\frac{h}{H}\right) + \frac{H}{L} \exp\left(-\frac{h_G}{H}\right) \right\}\right] \quad (5.16)$$

と表すことができる。

以下に、エアロゾルの消散係数に対する 2 つの典型モデルを挙げる。

1 成分モデル

エアロゾルの消散係数の高度毎分布を 1 つの指数関数でフィッティングしたものであり、

$$\alpha_{\text{Aerosol}}(h) = 0.036 \exp(-h/1.0) \quad (5.17)$$

で表される。図 5.11 における赤線がこのモデルに相当する。また、このモデルにおける減衰長は 29.4km、スケールハイトは 1km である。

2 成分モデル

エアロゾルの消散係数の高度毎分布を2つの指数関数でフィッティングしたものであり、

$$\alpha_{\text{Aerosol}}(h) = 0.021 \exp(-h/0.2) + 0.019 \exp(-h/1.9) \quad (5.18)$$

で表される。図 5.11 における黒線がこのモデルに相当する。図中の黄点は前述した 136 データの分布の高度ごとの中心値をプロットしたものである

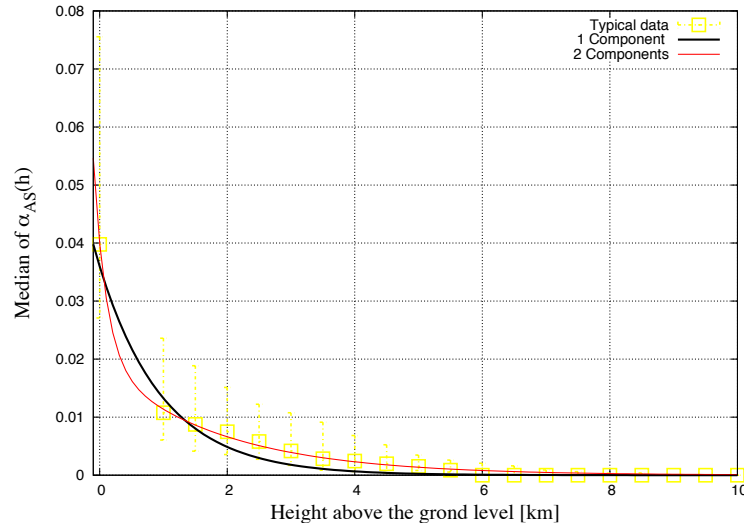


図 5.11: 2つの典型値モデルの比較。赤線が1組成モデルで黒線が2組成モデルである。また黄色の点は各高度における消散係数の中心値である。誤差棒は136観測の68%が入る幅である。

5.2.2 VAODの分布

前述の通り、エアロゾル散乱の量を計算する場合は式(5.11)で表されるVAODを用いる。前節で述べた、消散係数の2つの典型モデルから計算したVAODの高度分布を図5.12に示す。

高度が上がるにつれてVAODの増加が少なくなるのは、高空にはほとんどエアロゾルが存在しないためである。また、どちらの典型値モデルでも実際のデータの中心値とは概ね一致しているが、実際のデータは広い分布幅を持っている。そのため典型値モデルを用いて空気シャワー解析をした場合、系統誤差が生ずる。それに関しては第6章で議論する。

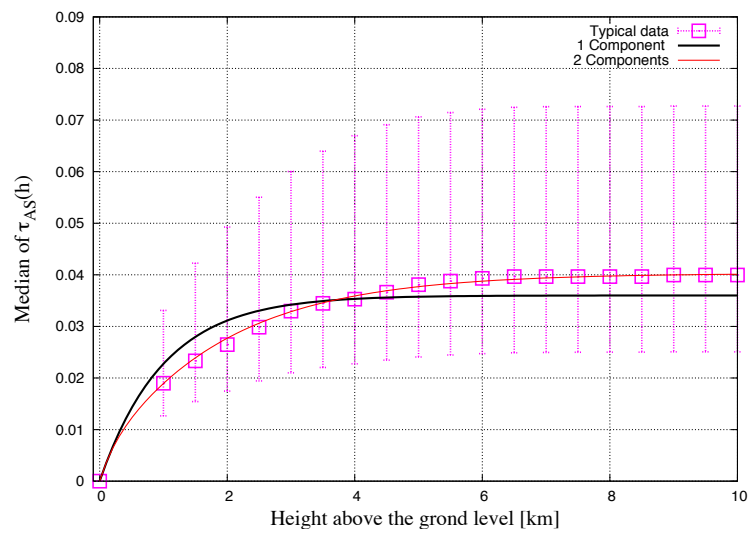


図 5.12: VAOD の高度分布。赤線が 1 成分モデルで黒線が 2 成分モデルである。また紫色の点は各高度における VAOD の中心値である。エラーバーは 136 観測の 68%が入る幅である。

第6章 大気変動がFD解析に及ぼす影響

前章で議論したように、大気状態は季節ごとに変動するが、テレスコープアレイ実験FD解析では大気状態に対して分子成分：ラジオゾンデ@ Elko の月平均モデル、エアロゾル成分：1成分モデル (減衰長 29.4km、スケールハイト 1km) という典型モデルを使用している。

現在テレスコープアレイ実験の目指すエネルギー決定精度は $\sim 10\%$ である。また、空気シャワーの最大発達深さの平均値や分布は、一次宇宙線の組成を決定する上で極めて重要であるが、その決定精度の目安として、まず最大発達深さから一次宇宙線が陽子か鉄かを見分けられる分解能を考える。図 6.1 に示したのは、シミュレーションから求めたエネルギーと最大発達深さの関係である [25]。一次宇宙線の組成によって同じエネルギーでも空気シャワーの発達が異なるため、実際の観測データから得られた最大発達深さをシミュレーションと比較し、一次宇宙線の組成を知ることができる。図 6.1 によれば陽子と鉄の最大発達深さの差は 70g/cm^2 程度であり、 35g/cm^2 程度の決定精度であれば一次宇宙線の組成を区別できると考えられる。

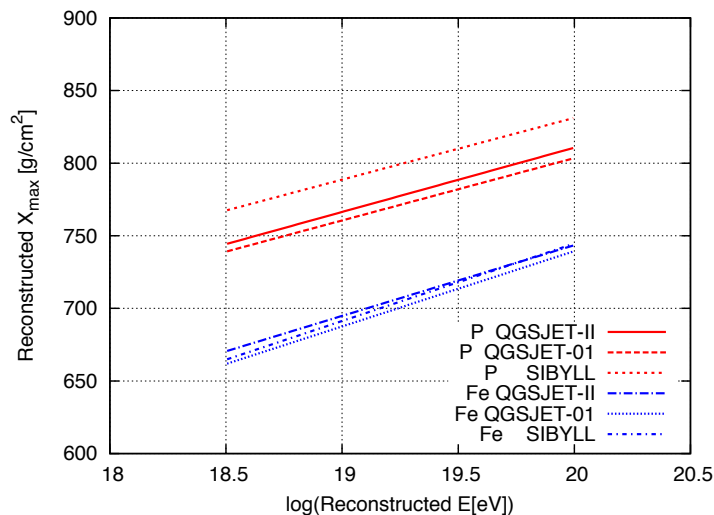


図 6.1: 宇宙線のエネルギーと平均最大発達深さの関係。赤色は陽子、青色は鉄を示し、線の種類はそれぞれの相互作用モデルを表す [25]。

本章では、大気情報として典型値モデルを用いることにより、一次宇宙線のエネルギー、空気シャワーの最大発達深さの決定精度にどの程度影響が出るのか見積もった。

6.1 分子大気による影響

5.1.2 節で述べたような月平均モデルが、解析にどの程度誤差をもたらすか評価する。Elko における日毎の分子大気の高高度分布が実験サイトでの大気状態の分布と同様であると仮定し、2008 年 1 年間のラジオゾンデデータから得た大気状態を用いて空気シャワー生成シミュレーションを行った。

シミュレーション条件

- 一次宇宙線のエネルギー： $E=10^{18.5}$ 、 $10^{19.0}$ 、 $10^{19.5}$ eV
- 到来方向の天頂角： $0\sim 60^\circ$ で等方的
- 到来方向の方位角： $0\sim 360^\circ$ で等方的
- コア位置：CLF（実験サイトの中央）から 25km 以内
- イベント数：1 ラジオゾンデデータごとに 10 イベント（5.1.1 節で述べた通り、使用可能なラジオゾンデのデータは 617 データあるので、各エネルギーごとに 6170 イベント生成する。）

イベント再構成

上記で生成したイベントを、1) イベント生成時に使用した日毎の大気状態、2) 月平均モデルの 2 通りの大気状態で再構成し、その結果を比較した。なお今回のイベント再構成では、予め一次宇宙線の到来方向とコア位置を与えた上で縦方向発達の再構成を行う。またステーションの視野に X_{\max} が入らないものについては X_{\max} を過大評価してしまうことが多いため、

- $X_{\text{start}} < X_{\text{max}} < X_{\text{end}}$

というイベントセレクション条件を加え、視野内に X_{\max} が観測されないイベントを除いた。ここで X_{start} はシャワーの見え始めの深さ、 X_{end} はシャワーの見え終わりの深さ、 X_{\max} はイベント再構成で得られたシャワーの最大発達深さである。

6.1.1 解析結果

以上の条件のもと、解析を行い、空気シャワー生成シミュレーションで与えたパラメータと再構成で得られた値を比較した。図 6.2 は上から順に $E_0(\text{sim}) = 10^{18.5}, 10^{19.0}, 10^{19.5}$ eV の場合で、空気シャワー生成シミュレーションで用いた大気状態でそのまま解析したものである。左列は空気シャワー生成シミュレーションで与えた一次宇宙線のエネルギー $E_0(\text{sim})$ と再構成で求めたエネルギー $E_0(\text{rec})$ の差の分布を表す。エネルギーの差は $E_0(\text{sim})$ で割って百分率で表してある。右列は空気シャワー生成シミュレーションの $X_{\max}(\text{sim})$ と再構成で求めた $X_{\max}(\text{rec})$ の差の分布である。

同様に図 6.3 には、大気状態を月平均モデルに変えて解析したものを示す。またいずれの図にも、分布をガウス関数でフィッティングした曲線も重ねて描いた。

双方の結果をまとめたものが表 6.1 である。 $\#\text{sim.}$ は空気シャワー生成シミュレーションで生成したイベント数、 $\#\text{trig.}$ はそのうち BRM ステーションでトリガーされたイベント数、 $\#\text{rec.}$ は縦方向発達の再構成に成功したイベント数、 $\#\text{sel.}$ はイベントセレクションの後に残ったイベント数

E_0 [eV]	#sim.	#trig.	大気状態	#rec.	#sel.	ΔE_0 [%]	ΔX_{\max} [g/cm ²]
$10^{18.5}$	6170	1375	daily	1317	1178	2.10 ± 5.13	1.51 ± 14.81
			monthly	1315	1178	2.12 ± 5.11	0.77 ± 20.07
$10^{19.0}$	6170	2528	daily	2430	2156	2.33 ± 4.80	3.30 ± 14.49
			monthly	2429	2157	2.57 ± 5.20	2.33 ± 19.97
$10^{19.5}$	6170	3540	daily	3421	2897	3.05 ± 5.23	5.42 ± 15.51
			monthly	3423	2899	3.61 ± 6.12	4.50 ± 20.84

表 6.1: 解析を日毎の分子大気情報、月平均モデルを用いて行なった場合の結果

である。また、 ΔE_0 、 ΔX_{\max} はガウス関数でフィッティングした時の平均値 m と標準偏差 σ を $m \pm \sigma$ と表している。

E_0 の増加とともにトリガー数が上がっていくのは、エネルギーが高いほど大気蛍光の発光量が増加するため、遠方のイベントでもトリガーされるようになるためである。結果を見ると、大気状態を月平均モデルに変えて解析を行っても、エネルギー決定精度への影響はほとんど見られない。一方で、 X_{\max} 決定精度への影響は単純に各々の標準偏差を比較すると $5 \sim 6 \text{g/cm}^2$ 程度精度が悪くなっている。

しかし、大気状態を変えたことによって解析結果の分布幅が変わるだけでなく、その系統誤差も異なる。そのため各イベント毎に、それぞれの気状態での解析で求めたエネルギー、 X_{\max} 同士の比較を行った。比較した結果を表 6.2 に示す。ここで、「両方の大気状態で解析に成功したイベント数」とは、双方の大気で再構成に成功し、かつイベントセレクションにも残ったイベント数のことである。また、図 6.4 に、日毎の大気状態で求めたエネルギーの比と X_{\max} の差の分布を示した。

E_0 [eV]	両方の大気状態で解析に成功したイベント数	ΔE_0 [%]	ΔX_{\max} [g/cm ²]
$10^{18.5}$	1171	-0.16 ± 0.89	-2.50 ± 7.78
$10^{19.0}$	2146	-0.25 ± 1.29	-2.41 ± 7.83
$10^{19.5}$	2883	0.07 ± 1.62	-2.29 ± 8.18

表 6.2: 分子大気について、イベント生成時に使用した日毎の大気状態で解析した場合と月平均モデルで解析した場合の比較

これによれば、一次宇宙線のエネルギーに対する若干の依存性は見られるものの、月平均モデルを使用することによって、エネルギーは $\pm 2\%$ 程度、 X_{\max} は $\pm 8 \text{g/cm}^2$ 程度の分布幅を持って求められることがわかる。

月毎の比較

ここで、この解析で用いた結果を季節ごとに見てみる。前述の結果から、月平均モデルを使用することによるエネルギー決定精度への影響はほとんどないので、特に影響の顕著な X_{\max} について調べた。 $E_0 = 10^{19.0} \text{eV}$ のイベントについて日毎の大気状態で解析して得られた X_{\max} と月平均モデルで解析して得られた X_{\max} の差を取ったものである。表 6.3 と図 6.5 にその結果をまとめた。

夏季は非常に大気が安定しているため、 X_{\max} 決定精度に 3g/cm^2 程度の分布幅しか持たないが、それ以外の季節は 11g/cm^2 程度に分布幅が広がることが分かる。しかし、 X_{\max} 決定精度の目安

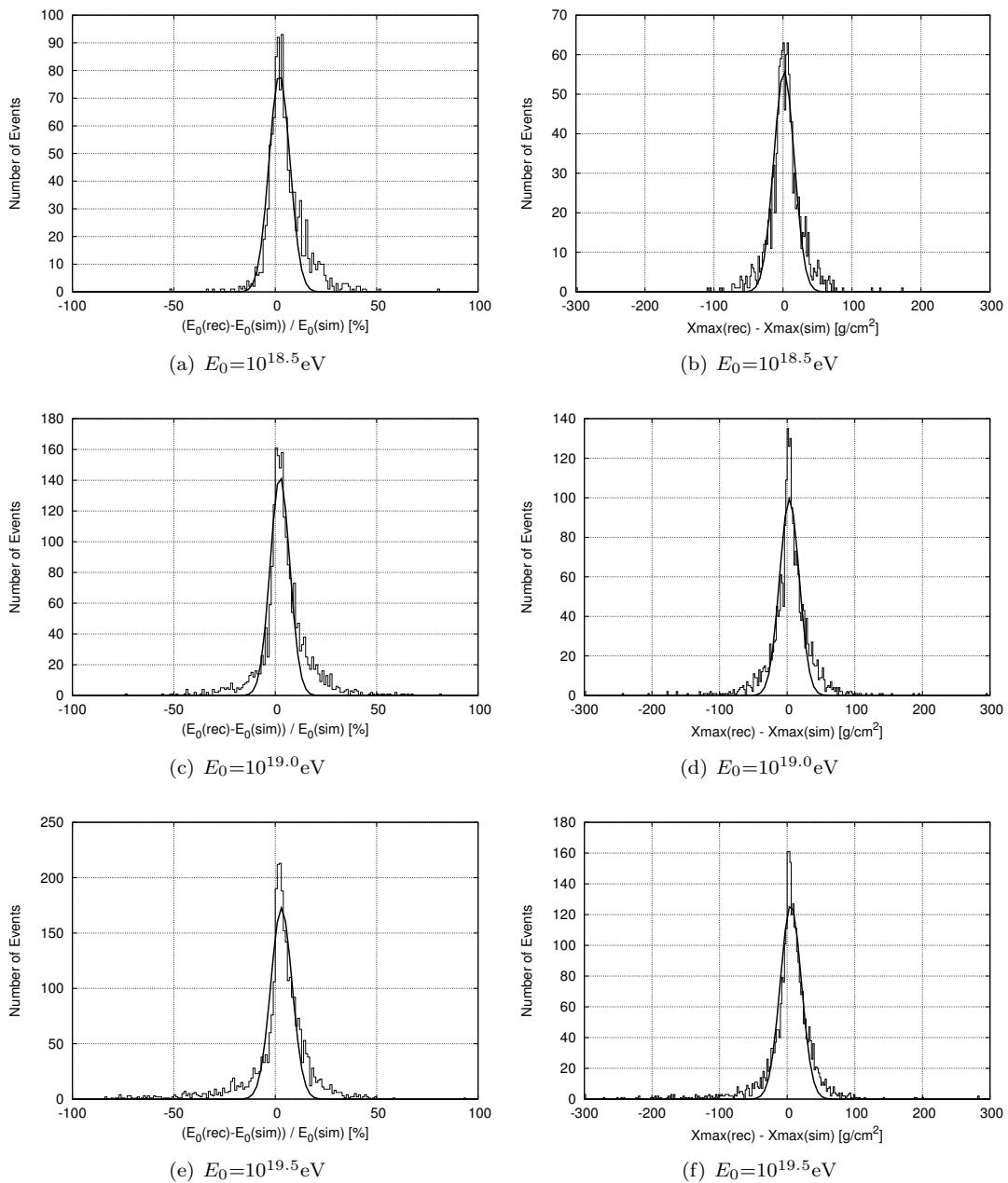


図 6.2: シミュレーションと同じ大気 (daily) で解析した場合。シミュレーションで与えたエネルギーと再構成で得られたエネルギーの差の分布 (左列) と、シミュレーションで与えた最大発達深さと再構成で得られた最大発達深さの差の分布 (右列)

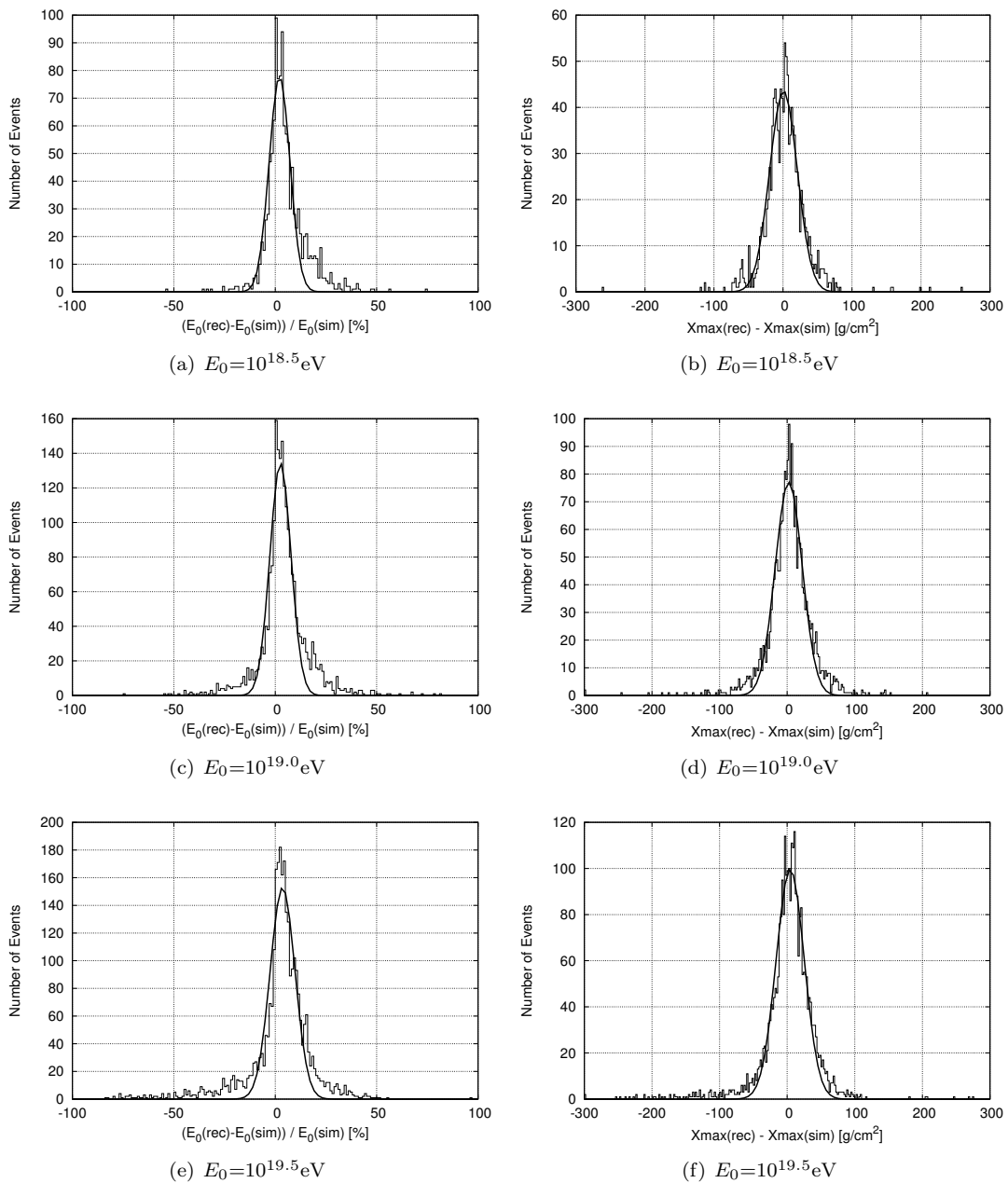
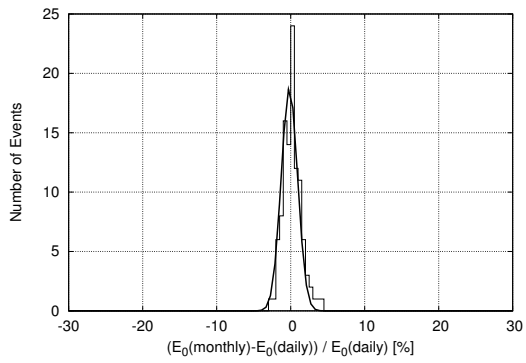
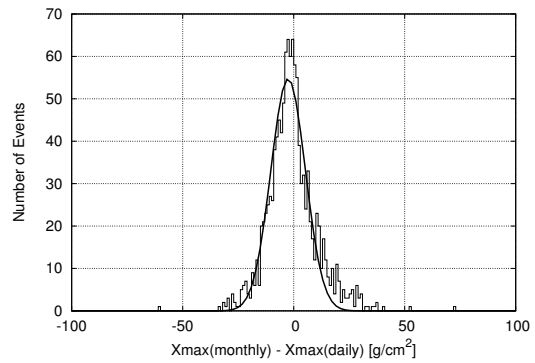


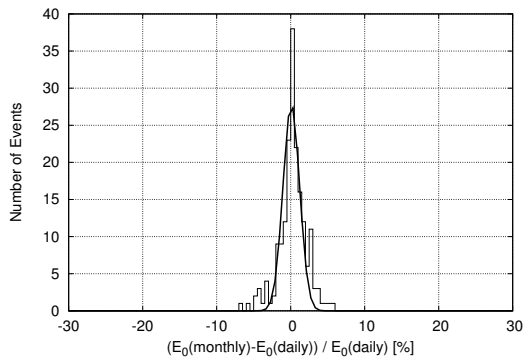
図 6.3: 月平均モデル大気で解析した場合。シミュレーションで与えたエネルギーと再構成で得られたエネルギーの差の分布 (左列) と、シミュレーションで与えた最大発達深さと再構成で得られた最大発達深さの差の分布 (右列)



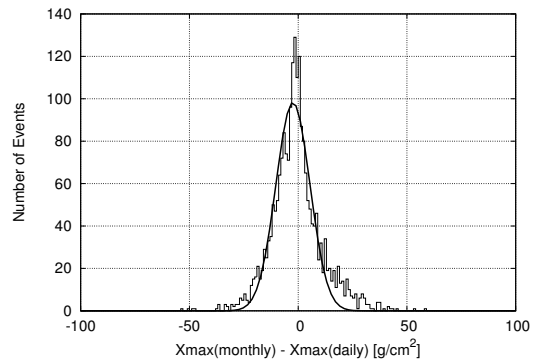
(a) $E_0=10^{18.5}\text{eV}$



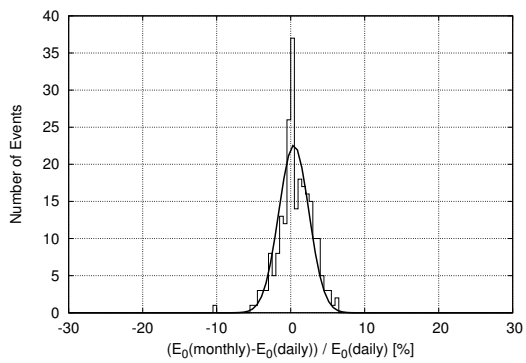
(b) $E_0=10^{18.5}\text{eV}$



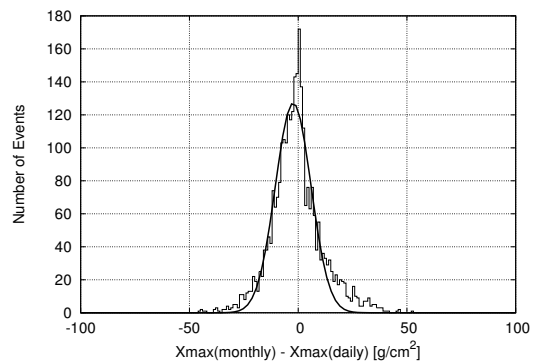
(c) $E_0=10^{19.0}\text{eV}$



(d) $E_0=10^{19.0}\text{eV}$



(e) $E_0=10^{19.5}\text{eV}$



(f) $E_0=10^{19.5}\text{eV}$

図 6.4: 日毎の大気状態と、月平均モデルの双方で解析して得られた、各イベントでのエネルギーの比の分布 (左列) と、 X_{max} の差の分布 (右列)。

月	$\Delta X_{\max} [\text{g}/\text{cm}^2]$
冬 (1月)	-2.46 ± 10.88
春 (4月)	0.21 ± 12.47
夏 (7月)	-1.58 ± 2.16
秋 (11月)	-3.93 ± 9.70

表 6.3: 季節ごとの解析結果の比較

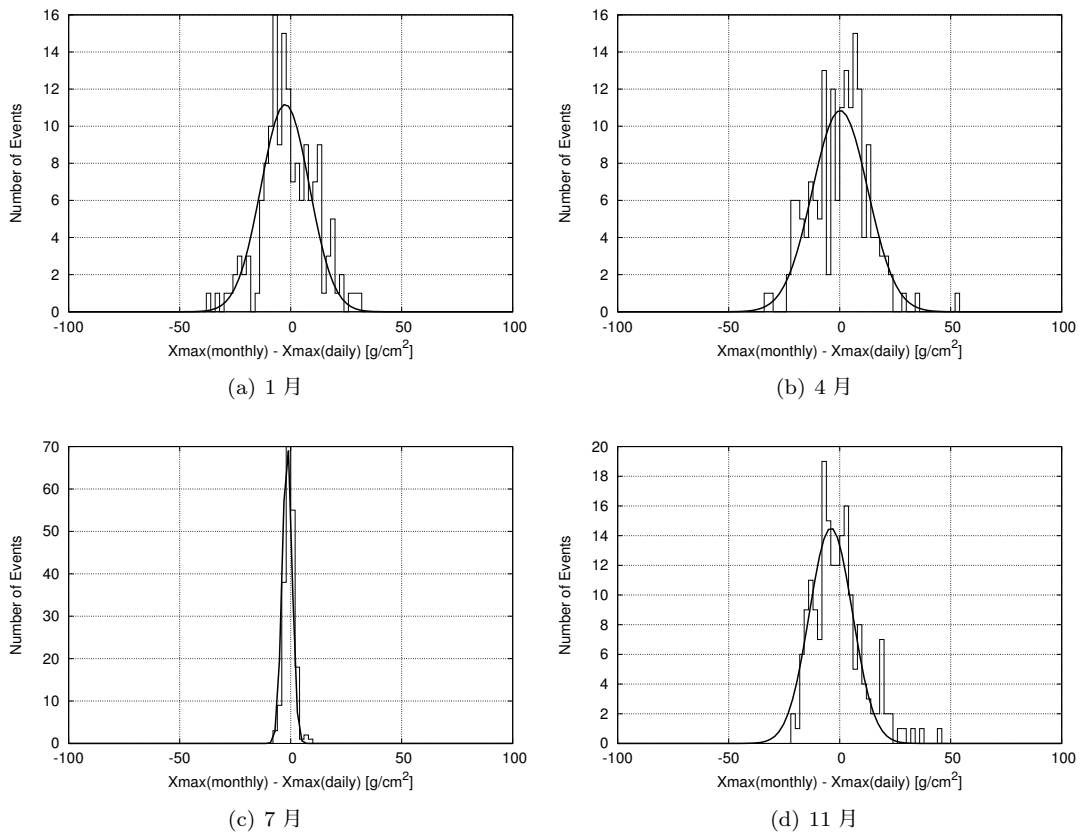


図 6.5: 日毎の大気状態と、月平均モデルで得られた X_{\max} の比較の分布を季節ごとに描いたもの。

が $35\text{g}/\text{cm}^2$ 程度であるので、と月平均モデルでも十分な精度で X_{\max} を決定することができると考えられる。

6.2 エアロゾルによる影響

5.2.1 節の結果をもとに、解析で VAOD の典型モデルを用いることによる影響を見積もる。具体的には、LIDAR 観測によって得られた 136 データ (5.2.1 節参照) を用いてイベント生成を行い、それを VAOD の典型モデルを用いて解析し、比較する。

シミュレーション条件

- 一次宇宙線のエネルギー： $E=10^{18.5}$ 、 $10^{19.0}$ 、 $10^{19.5}$ eV
- 到来方向の天頂角： $0\sim 60^\circ$ で等方的
- 到来方向の方位角： $0\sim 360^\circ$ で等方的
- コア位置：CLF から 25km 以内
- イベント数：1LIDAR データごとに 20 イベント (136 データあるので、各エネルギーごとに 2720 イベント)

イベント再構成

上記で生成したイベントを、1) イベント生成時に使用した 136 データ、2) 1 成分 (減衰長 29.4km, スケールハイト 1km) モデル、3) 2 成分モデルの 3 通りの大気状態で再構成し、その結果を比較した。前節と同様に、予め一次宇宙線の到来方向とコア位置を与えた上で縦方向発達の再構成を行い、得られた X_{\max} がステーションの視野外になるイベントは除いた。

6.2.1 解析結果

以上の条件のもと、解析した結果をまとめたものが表 6.4、図 6.6、図 6.7、図 6.8 である。

E_0 [eV]	#sim.	#trig.	大気状態	#rec.	#sel.	ΔE_0 [%]	ΔX_{\max} [g/cm ²]
$10^{18.5}$	2720	593	daily	556	505	1.94 ± 4.86	0.87 ± 14.11
			1 成分モデル	553	502	4.63 ± 10.05	5.61 ± 17.9
			2 成分モデル	553	502	0.28 ± 9.60	2.02 ± 19.31
$10^{19.0}$	2720	1112	daily	1060	930	2.78 ± 5.02	3.86 ± 14.40
			1 成分モデル	1057	919	5.34 ± 11.94	8.36 ± 17.70
			2 成分モデル	1056	919	0.38 ± 11.01	0.62 ± 18.72
$10^{19.5}$	2720	1543	daily	1459	1221	3.19 ± 5.19	6.39 ± 15.13
			1 成分モデル	1457	1206	3.30 ± 16.35	11.33 ± 20.11
			2 成分モデル	1460	1224	1.58 ± 15.21	4.93 ± 18.96

表 6.4: エアロゾル分布について、LIDAR 観測で得られた日毎の大気状態で解析した場合、1 成分モデルを使用して解析した場合、2 成分モデルを使用して解析した場合の、それぞれの結果

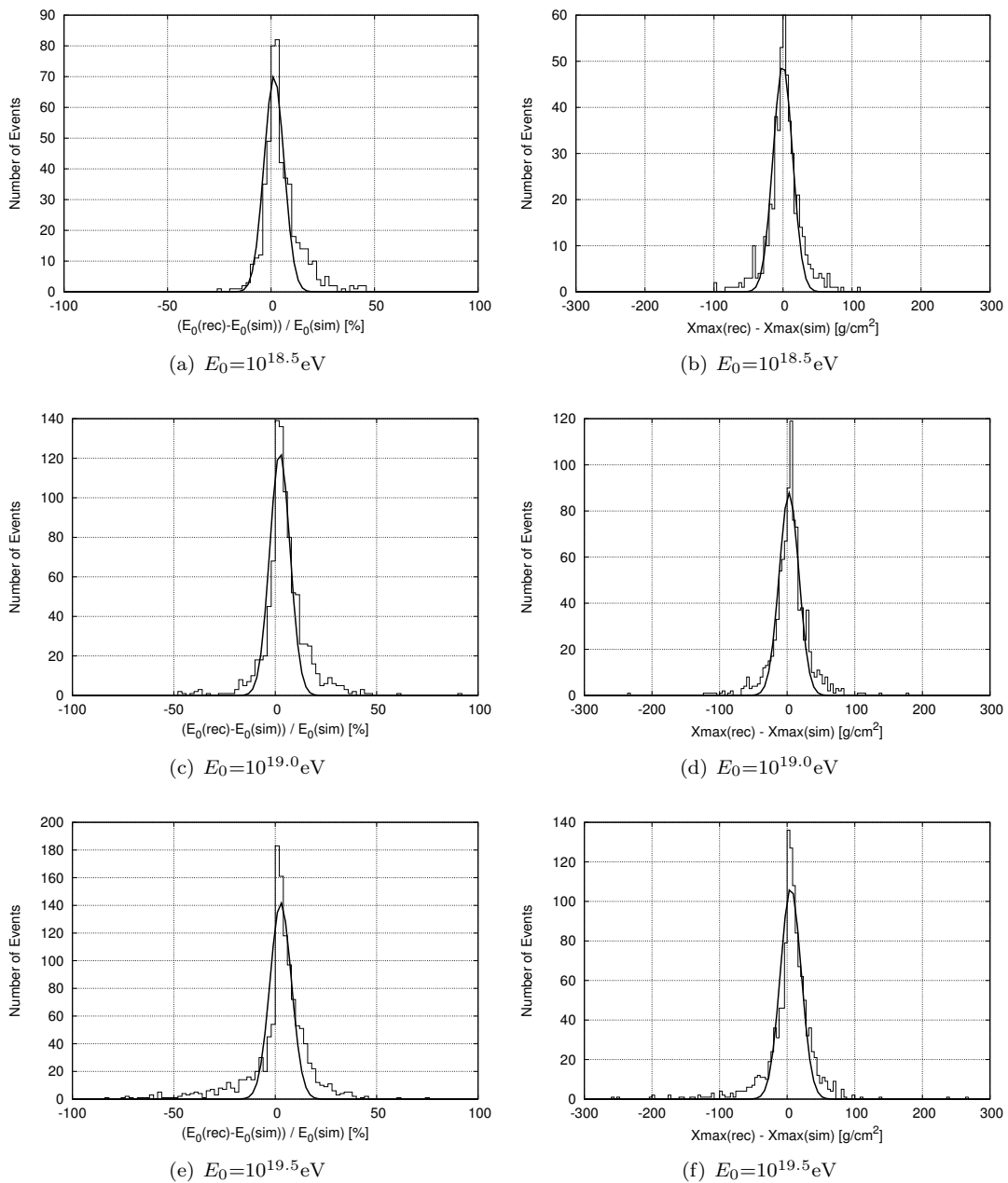


図 6.6: 空気シャワー生成シミュレーションと同じ大気 (daily) で解析した場合。シミュレーションで与えたエネルギーと再構成で得られたエネルギーの差の分布 (左列) と、シミュレーションで与えた最大発達深さと再構成で得られた最大発達深さの差の分布 (右列)

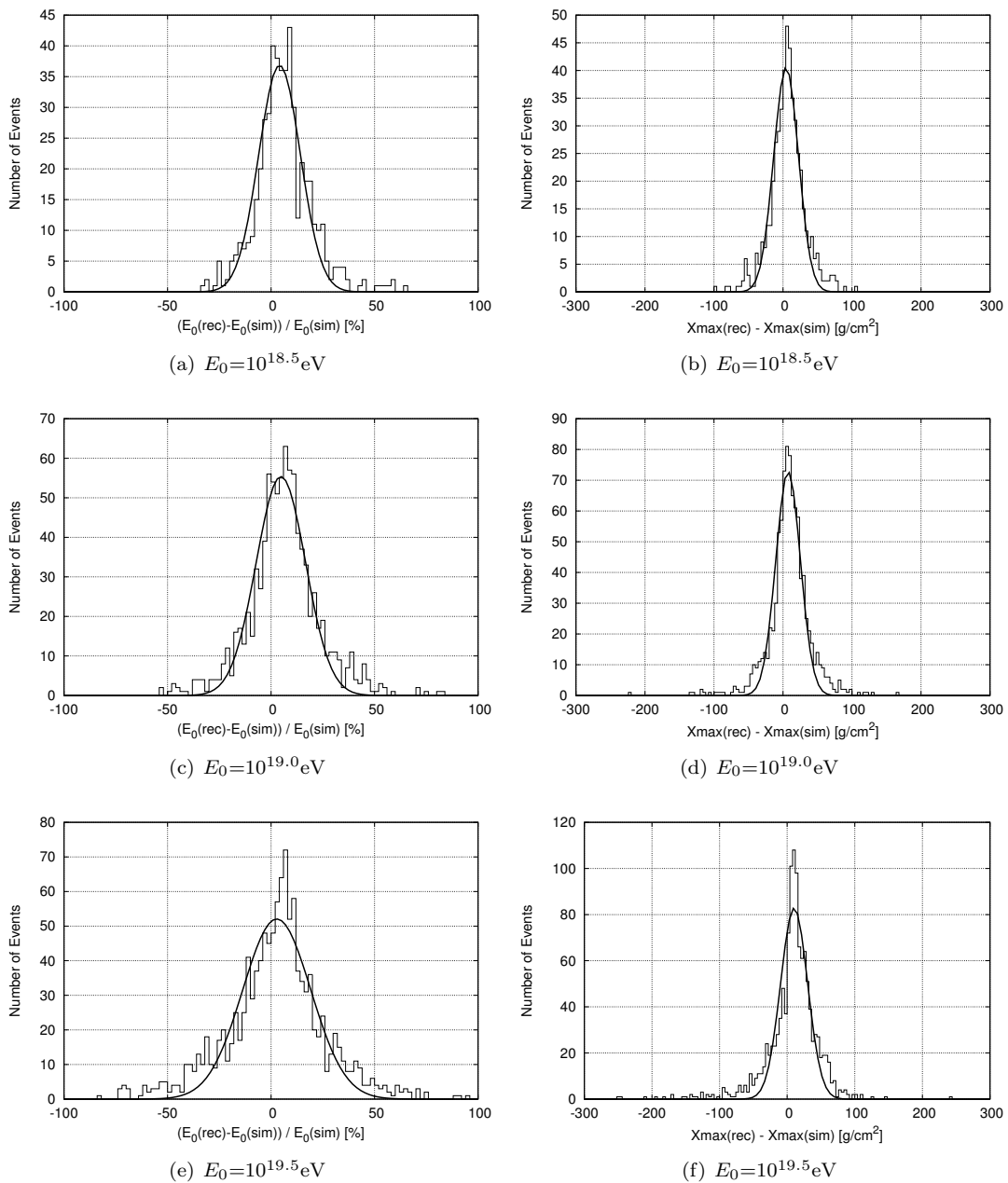


図 6.7: 1 成分モデルのエアロゾル分布で解析した場合。シミュレーションで与えたエネルギーと再構成で得られたエネルギーの差の分布 (左列) と、シミュレーションで与えた最大発達深さと再構成で得られた最大発達深さの差の分布 (右列)

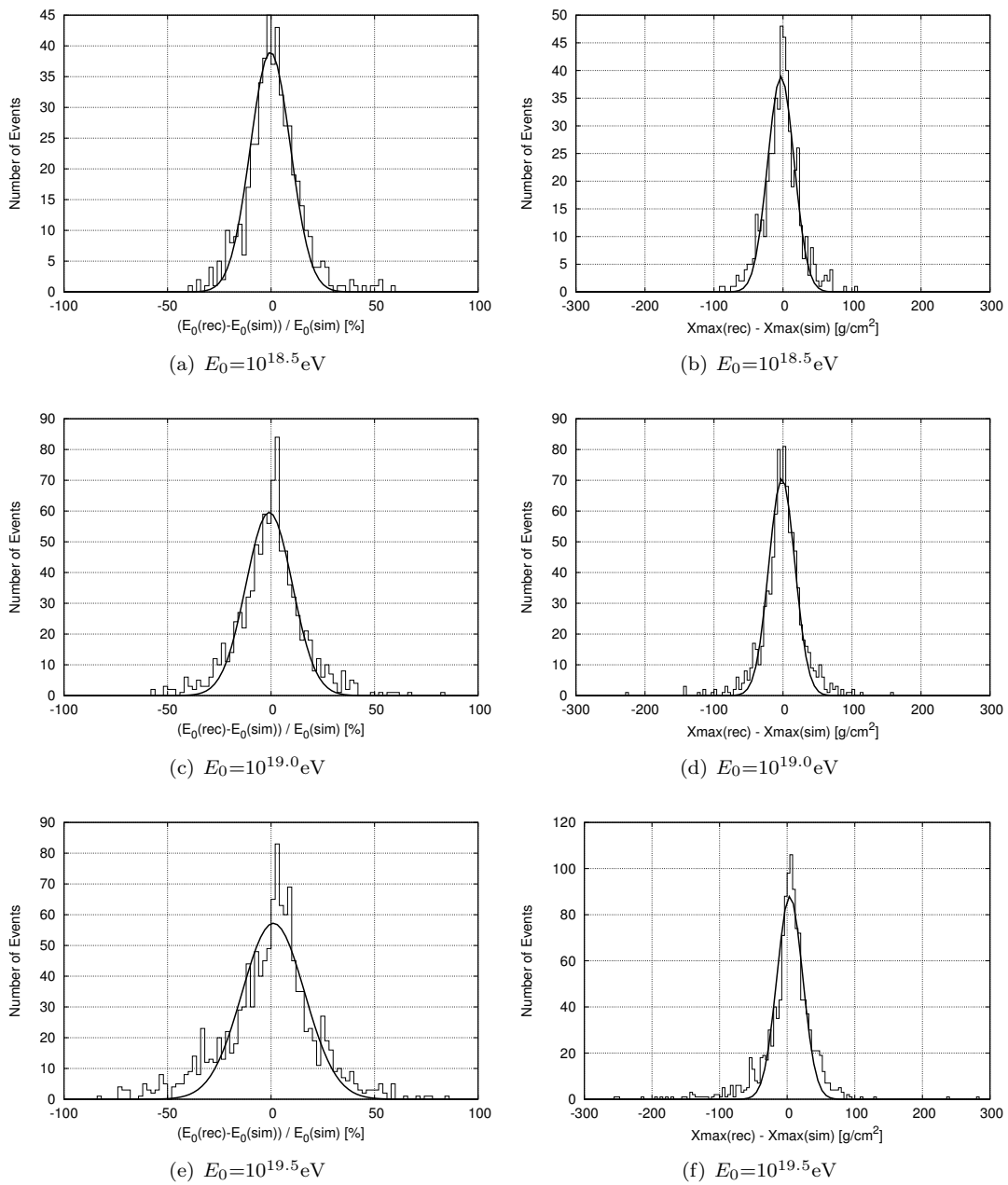


図 6.8: 2 成分モデルのエアロゾル分布で解析した場合。シミュレーションで与えたエネルギーと再構成で得られたエネルギーの差の分布 (左列) と、シミュレーションで与えた最大発達深さと再構成で得られた最大発達深さの差の分布 (右列)

また、6.1と同様に各イベント毎に、それぞれの大気状態での解析で求めたエネルギー、 X_{\max} 同士の比較も行った。比較した結果を表 6.5、6.6 に示す。また、図 6.9、6.10 に、日毎の大気状態で求めたエネルギーと各典型モデルで求めた、エネルギーの比及び X_{\max} の差の分布を示した。

E_0 [eV]	両方の大気状態で解析に成功したイベント数	ΔE_0 [%]	ΔX_{\max} [g/cm ²]
$10^{18.5}$	501	1.65 ± 6.38	4.55 ± 7.10
$10^{19.0}$	917	1.29 ± 8.61	4.48 ± 7.69
$10^{19.5}$	1200	1.37 ± 11.10	4.88 ± 9.26

表 6.5: エアロゾル分布について、LIDAR 観測で得られた日毎の大気状態で解析した場合、1 成分モデルを使用して解析した場合の比較

E_0 [eV]	両方の大気状態で解析に成功したイベント数	ΔE_0 [%]	ΔX_{\max} [g/cm ²]
$10^{18.5}$	502	-2.36 ± 6.34	-3.64 ± 8.83
$10^{19.0}$	919	-4.19 ± 8.56	-4.99 ± 8.59
$10^{19.5}$	1210	-0.57 ± 10.57	-0.20 ± 7.55

表 6.6: エアロゾル分布について、LIDAR 観測で得られた日毎の大気状態で解析した場合、2 成分モデルを使用して解析した場合の比較

結果を見ると、エネルギー決定精度に関してはどちらの典型モデルで解析しても分布幅はほとんど変わらず、 $\pm 6\% \sim \pm 11\%$ 程度である。また、 X_{\max} 決定精度については、双方ともに 8g/cm^2 程度である。エネルギー、 X_{\max} ともに系統誤差がモデルによって変化するのは、典型値モデルにおける VAOD の分布の形状に由来するためである。ただ重要なのは、典型値モデルによらず上記のような決定精度であるということである。決定精度を上げていくためにはより高い時間分解能で大気透明度を知る必要がある。

これを実現するためにまず挙げられるのは、CLF によるエアロゾル解析である。CLF から垂直に射出されたレーザーは、その側方散乱光が各 FD に入射し、ある光量として観測される。最初に射出したエネルギーは記録してあるので、その光量と FD に入射した光量を比較すれば大気透明度を知ることができる。FD 観測中、30 分に一回射出を行っており、また LIDAR に比べて安定に稼働していることから、より細かい時間分解能で大気透明度の変動を知ることができる。この CLF によるエアロゾル解析はすでに現在進められている。

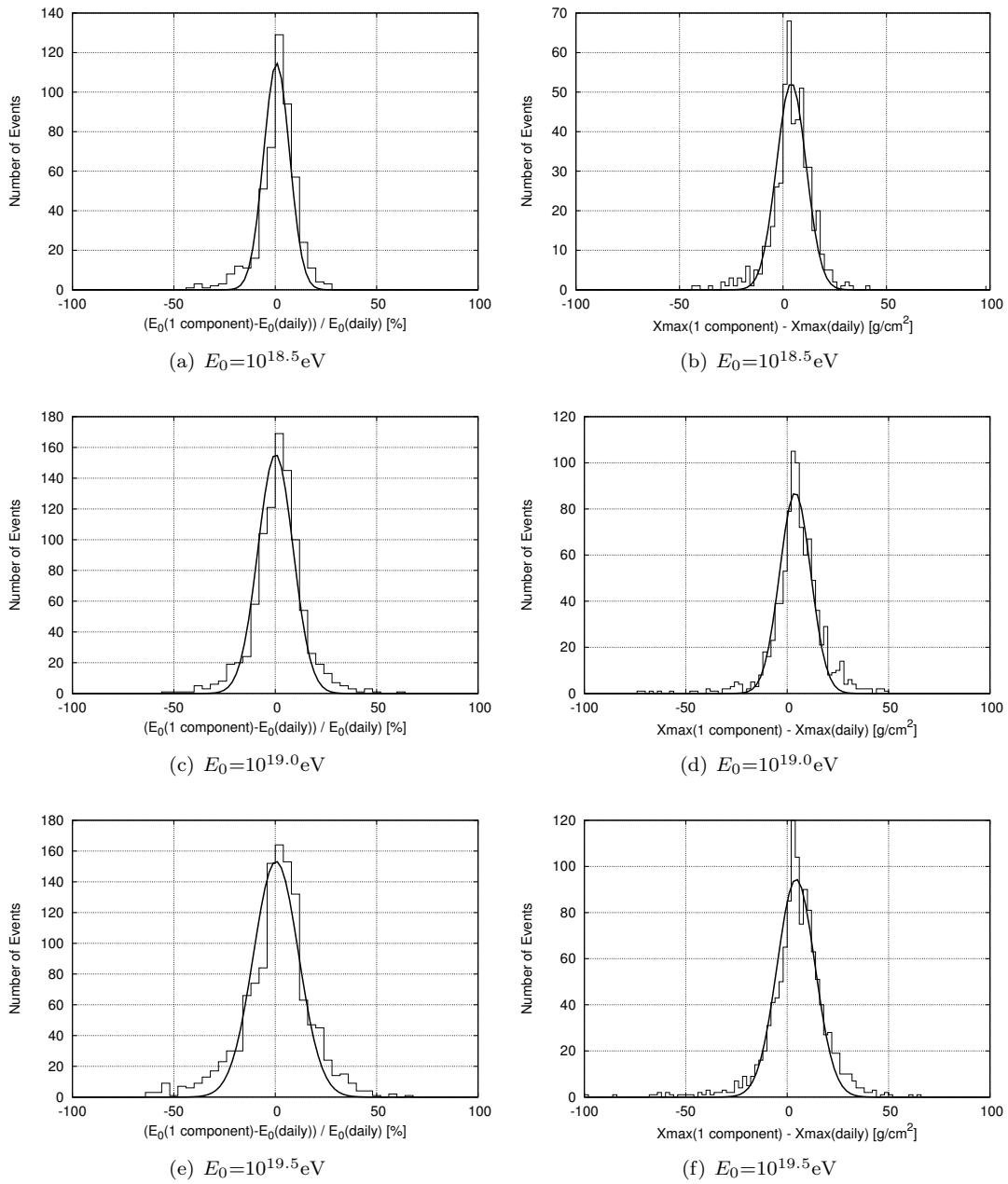


図 6.9: 日毎の大気状態と、1成分モデルの双方で解析して得られた、エネルギーの比の分布（左列）と、 X_{max} の差の分布（右列）。

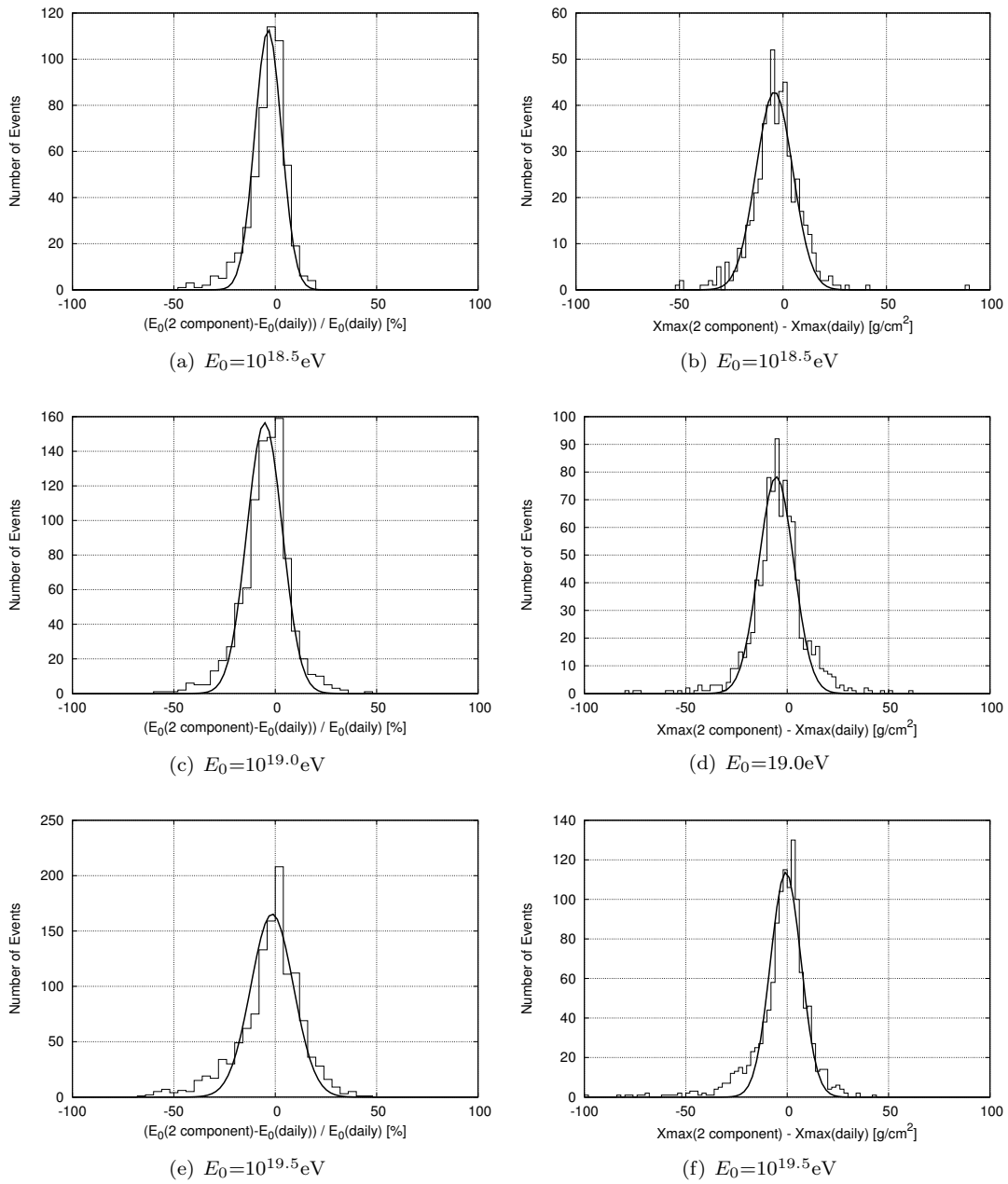


図 6.10: 日毎の大気状態と、1 成分モデルの双方で解析して得られた、エネルギーの比の分布（左列）と、 X_{max} の差の分布（右列）。

第7章 結論

テレスコープアレイ実験FD解析において、使用している大気モデル（ラジオゾンデ：月平均モデル@Elko、エアロゾル：1成分モデル）が解析結果に与える影響を見積もった。

まず、Elkoにおけるラジオゾンデ観測から得られたデータをもとに気温、大気深さの変動を調べた。特に夏季は大気状態が安定しており、5km以上の上空において2°C、大気深さで1g/cm²程度の変動である。一方で他の季節は大気状態の変動が大きく、気温は4.6°C、大気深さで8g/cm²程度の変動がある。

また、それによる大気蛍光の発光量の変化は夏季と冬季で9%程度異なり、季節による違いはあるものの、夏季における変動は1%以下、他の季節では3%以下と、分子大気が発光量に与える影響は大きくない。

$E_0 = 10^{19.5}$ eVの場合、月平均モデルを使用することによる決定精度は

- エネルギー：-0.07 ± 1.62[%]
- 最大発達深さ：-2.29 ± 8.18[g/cm²]

である。

また最大発達深さの決定精度を季節ごとに見た場合、夏季は-1.58 ± 2.16[g/cm²]と最も精度が良く、春季は0.21 ± 12.47[g/cm²]と最も決定精度が悪い。

またLIDAR観測によるVAODの分布から2種類（1成分モデル、2成分モデル）のVAOD典型値モデルが得られ、それぞれのモデルによるエネルギー、最大発達深さ決定精度の違いは大きくないことが分かった。また、LIDARによる観測から得られた1成分モデルを使用した場合、 $E_0 = 10^{19.5}$ eVの空気シャワーでは

- エネルギー：1.37 ± 11.10[%]
- 最大発達深さ：4.88 ± 9.26[g/cm²]

であった。また、2成分モデルを使用しても決定精度に大きな変化は見られなかった。

上記の結果から、テレスコープアレイ実験FD解析において、典型大気モデル（ラジオゾンデ：月平均モデル、エアロゾル：1成分モデル）を使用することによる不定性は $E_0 = 10^{19.5}$ eVの場合、

- エネルギー：± 11.22[%]
- 最大発達深さ：± 12.36[g/cm²]

である。

一次宇宙線の組成が陽子であるか鉄であるかを議論するための分解能の目安としては35[g/cm²]程度であり、FD解析で使用している典型値モデルでも最大発達深さに関しては十分な精度が出ることが分かった。しかしエネルギー決定精度については目標とする所の10%を上回っており、改善する必要がある。特に大きな寄与はエアロゾル成分である。より細かい時間分解能でのエアロゾル分布を考慮する必要があるため、現在進められているCLFによるエアロゾル解析の結果が待たれる。

謝辞

本研究において、数多くの助言、ご指導を頂きました垣本史雄教授に心より深く感謝いたします。日頃から情熱を持ってご指導頂き、研究の指針を示して頂いた常定芳基助教、得能久生特任助教に深く感謝いたします。

東京大学宇宙線研究所の多米田裕一郎特任研究員には研究生活で大変お世話になりました。またソフトウェア開発や研究内容に関する助言を頂き、心より感謝いたします。

山梨大学の富田孝幸氏には研究内容について度重なる助言を頂き、本論文は氏の助力無くしては完成させることができませんでした。深く感謝いたします。

東京工業大学宇宙線研究所の池田大輔特任研究員と大阪市立大学の藤井俊博氏には、ソフトウェア開発に関する惜しめない助言を頂き、深く感謝いたします。

東京工業大学の林健太郎氏、石森理愛氏、東京大学宇宙線研究所の高橋良彰氏には研究に対する多くの助言を頂くとともに、ユタでの生活や観測シフトでもお世話になりました。

神奈川大学の有働慈治特別助手、東京大学宇宙線研究所の野中敏幸特任助教にはユタでの生活でお世話になるとともに、研究内容に対する助言を頂き、深く感謝いたします。

山梨大学の奥大介氏、柴田文哉氏、末木聖氏、大阪市立大学の山崎勝也氏、倉本和幸氏、埼玉大学の白浜隆男氏には、ユタでの生活でお世話になりました。

毎日の研究生活の支えとなってくれた堤一樹氏、松浦孝典氏、北村星爾氏、勝谷龍一氏に深く感謝いたします。

参考文献

- [1] K.Greisen, *Phys. Rev. Lett.*16(1966) 748
T.Zatsepin, V.A. Luzumin, *JETP Lett.* 4(1966) 178
- [2] S.Yoshida and M. Teshima, *Prog. Theor. Phys.* 89, 331(1993)
- [3] M. Takeda et al., *Phys. Rev. Lett.*, 81(6):1163 (1998)
- [4] M. Takeda et al., *Astrophys. J.*,522 225(1999)
- [5] Y. Uchihori et al., *Astropart. Phys.*, 12, 151, (2000)
- [6] A. M. Hillas, *Astron, Astrophys.*, 22, 425 (1984)
- [7] Thompson C, Duncan R., *Monthly Notices of the Royal Astron. Society*, 275, (1995) 255
- [8] Blasi P, Epstein R et al., *Astrophys. J. Lett.*, 533 (2000) L123
- [9] Hillas A. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 22, (1984) 425
- [10] Blodt E, Ghosh P. *Monthly Notices of the Royal Astron. Society*, 307, (1999) 491
- [11] Rees M.J.R., Meszaros R., *Astrophys. J.*, 93, 430 (1994)
- [12] Kuzumin V. and Tkachev I., *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Phys. Lett*, 68 (1998) 271
- [13] Weiler T.J., *Astropart. Phys.*, 3, 303(1999)
- [14] Sato H. and Tati T., *Progr. Theor. Phys.*, 47, 1788 (1972)
- [15] F.Kakimoto et al, *Nucl.Instrum.Meth.Phys.Res.A* 372,24(1996).
- [16] R.Abbasi et al, *Astropart. Phys.* 29, 77 (2008)
- [17] H. Tokuno et al., *Nucl. Instr. and Meth. A*, 601 (2009) 364
- [18] Y. Tameda et al., *Nucl. Instr. and Meth. A*, 609 (2009) 227
- [19] D.Heck et al., *Forschungszentrum Karlsruhe Report FZKA* 6019(1998)
- [20] M.S.Longair, *High Energy Astrophysics*
- [21] http://modelweb.gsfc.nasa.gov/atmos/us_standard.html
- [22] D.Heck et al., Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User's Guide(Version 6.7 from November 19, 2007)

- [23] J. Abraham et al., *Astropart. Phys.* 33, (2010) 108-129
- [24] Anthony Bucholtz, *Appl. Opt.* 34, (1995) 2765-2773
- [25] 多米田祐一郎、博士論文、東京工業大学 (2010)
- [26] 池田大輔、博士論文、東京大学 (2010)
- [27] 藤井俊博、修士論文、大阪市立大学 (2010)
- [28] 町田智子、卒業論文、東京工業大学 (2005)
- [29] 部山和愛、修士論文、東京大学 (2007)

目次

2.1	一次宇宙線のエネルギースペクトル	3
2.2	極高エネルギー宇宙線の減衰距離。実線が陽子、点線が鉄の減衰距離である。 . . .	6
2.3	宇宙線のエネルギースペクトルに予想される GZK cutoff。左は1つの源がいくつかの red shift ($z=0.004\sim 1.0$) にあるとした場合。右は源が空間分布しているとして、その分布がいくつかのことなる evolution model に従うと仮定した場合。 . . .	7
2.4	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	8
2.5	AGASA が観測した $10^{19.6}\text{eV}$ 以上の一次宇宙線の到来方向分布。水色が丸が doublet、ピンクの丸が triplet である。また赤線は銀河面、青線は超銀河面を表す。	8
2.6	$10^{19.6}\text{eV}$ 以上の 59 事象のうち、任意の 2 事象が作る離角の分布	9
2.7	10^{20}eV を超える極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。	10
2.8	空気シャワーの模式図	12
2.9	空気シャワーの縦方向発達	13
2.10	空気シャワーの横方向分布	14
2.11	地表付近の空気シャワー断面の概念図	15
2.12	大気蛍光による空気シャワーのステレオ観測の概念図	16
2.13	FLASH 実験によって測定された大気蛍光の波長スペクトル。縦軸は光子数の相対値である。	17
3.1	望遠鏡アレイ実験における装置の配置図。碁盤目状に地表検出器が配置され、それを取り囲むように大気蛍光望遠鏡が設置されている。	21
3.2	BRM ステーションの概観 (左)、BRM ステーション内の望遠鏡 (右)	22
3.3	FD のデザイン (左) とセグメントミラーのデザイン (右)	22
3.4	PMT カメラ (左) と、BG3 を取り付けられた PMT(R9508) (右)	23
3.5	FD エレクトロニクスの概念図	24
3.6	CRAYS	25
3.7	YAP。PMT 前面中央に設置し、絶対光量光源として用いる。	26
3.8	Xe フラッシャー	27
3.9	LIDAR が内蔵されたドーム (左) と LIDAR で使用する望遠鏡 (右)。望遠鏡にはレーザーと PMT が取り付けられている。	28
3.10	CLF (左) と、その内部 (右)	28
3.11	IR camera (左) と、IR camera で撮像された写真の例 (右)。右図は上段、中段、下段の 12 枚ずつがそれぞれ時間経過と共に別の時刻に撮像された写真である。緑色になるほど温度が高く、雲の存在を表している。時間の経過とともに雲が移動する様子が分かる。	29
3.12	実験サイトに設置された ELS	30

3.13	地表検出器	30
3.14	ハイブリッド観測の概念図	31
4.1	空気シャワーから望遠鏡に入る光子。大気蛍光と直接入射するチェレンコフ光に加え、散乱されたチェレンコフ光も望遠鏡に入射する。	33
4.2	観測で得られた波形の S/N の分布。空気シャワーによる信号を含まない場合 (左) と含む場合 (右)	36
4.3	シャワートラック (左) と離角 β の分布。離角が大きく外れたデータをノイズとして除外する。	37
4.4	シャワートラック (左) とノイズ信号選別のためのタイミングフィット (右)。右図ではフィッティング曲線から大きく外れた点 ($-2.5\mu\text{s}, 19\mu\text{s}$) があり、これはノイズ信号であると判断される。	38
4.5	観測データとシミュレーションの比較。左図は実際に観測されたデータであり、右図は再構成で得られた結果からシミュレートした光電子数を重ね書きしている。赤色が大気蛍光、青色がチェレンコフ光、紫色がレイリー散乱されたチェレンコフ光、緑色がエアロゾル散乱されたチェレンコフ光の光電子数を表す。	39
5.1	2008 年における各月のラジオゾンデ観測データの充足率	42
5.2	US 標準大気モデルでの高度ごとの気温	44
5.3	月毎の気温とその分布幅。赤線が月毎の気温分布である。高度毎の誤差棒は 1ヶ月間の分布幅 (標準偏差) である。また参考として、青線で US 標準大気モデルを示してある。	44
5.4	高度毎の気温の分布幅 (標準偏差)	45
5.5	月毎の大気深さと US 標準大気モデルとの差。赤線は月毎の大気厚さの分布であり、高度毎の誤差棒は 1ヶ月間の分布幅 (標準偏差) である。	46
5.6	高度毎の大気深さの分布幅 (標準偏差)	46
5.7	月毎の大気モデルから計算される大気蛍光発光量と US 標準大気モデルで計算される大気蛍光発光量の比。	47
5.8	月毎の大気情報から計算される大気蛍光発光量の標準偏差の、各高度での発光量に対する割合	47
5.9	HiRes 実験の測定によるエアロゾル散乱の位相関数	49
5.10	地上におけるエアロゾルの消散係数の分布	50
5.11	2つの典型値モデルの比較。赤線が 1 組成モデルで黒線が 2 組成モデルである。また黄色の点は各高度における消散係数の中心値である。誤差棒は 136 観測の 68% が入る幅である。	51
5.12	VAOD の高度分布。赤線が 1 成分モデルで黒線が 2 成分モデルである。また紫色の点は各高度における VAOD の中心値である。エラーバーは 136 観測の 68% が入る幅である。	52
6.1	宇宙線のエネルギーと平均最大発達深さの関係。赤色は陽子、青色は鉄を示し、線の種類はそれぞれの相互作用モデルを表す [25]。	53
6.2	シミュレーションと同じ大気 (daily) で解析した場合。シミュレーションで与えたエネルギーと再構成で得られたエネルギーの差の分布 (左列) と、シミュレーションで与えた最大発達深さと再構成で得られた最大発達深さの差の分布 (右列)	56

6.3	月平均モデル大気で解析した場合。シミュレーションで与えたエネルギーと再構成で得られたエネルギーの差の分布（左列）と、シミュレーションで与えた最大発達深さと再構成で得られた最大発達深さの差の分布（右列）	57
6.4	日毎の大気状態と、月平均モデルの双方で解析して得られた、各イベントでのエネルギーの比の分布（左列）と、 X_{\max} の差の分布（右列）。	58
6.5	日毎の大気状態と、月平均モデルで得られた X_{\max} の比較の分布を季節ごとに描いたもの。	59
6.6	空気シャワー生成シミュレーションと同じ大気 (daily) で解析した場合。シミュレーションで与えたエネルギーと再構成で得られたエネルギーの差の分布（左列）と、シミュレーションで与えた最大発達深さと再構成で得られた最大発達深さの差の分布（右列）	62
6.7	1成分モデルのエアロゾル分布で解析した場合。シミュレーションで与えたエネルギーと再構成で得られたエネルギーの差の分布（左列）と、シミュレーションで与えた最大発達深さと再構成で得られた最大発達深さの差の分布（右列）	63
6.8	2成分モデルのエアロゾル分布で解析した場合。シミュレーションで与えたエネルギーと再構成で得られたエネルギーの差の分布（左列）と、シミュレーションで与えた最大発達深さと再構成で得られた最大発達深さの差の分布（右列）	64
6.9	日毎の大気状態と、1成分モデルの双方で解析して得られた、エネルギーの比の分布（左列）と、 X_{\max} の差の分布（右列）。	66
6.10	日毎の大気状態と、1成分モデルの双方で解析して得られた、エネルギーの比の分布（左列）と、 X_{\max} の差の分布（右列）。	67

表 目 次

5.1	テレスコープアレイ実験サイト (1450m、39.1N、112.9W) 近傍にあるラジオゾン ド観測基地	42
5.2	US 標準大気モデルにおける、境界高度と各 a_i 、 b_i 、 c_i の値	43
6.1	解析を日毎の分子大気情報、月平均モデルを用いて行なった場合の結果	55
6.2	分子大気について、イベント生成時に使用した日毎の大気状態で解析した場合と月 平均モデルで解析した場合の比較	55
6.3	季節ごとの解析結果の比較	59
6.4	エアロゾル分布について、LIDAR 観測で得られた日毎の大気状態で解析した場合、 1成分モデルを使用して解析した場合、2成分モデルを使用して解析した場合の、そ れぞれの結果	61
6.5	エアロゾル分布について、LIDAR 観測で得られた日毎の大気状態で解析した場合、 1成分モデルを使用して解析した場合の比較	65
6.6	エアロゾル分布について、LIDAR 観測で得られた日毎の大気状態で解析した場合、 2成分モデルを使用して解析した場合の比較	65