

テレスコープアレイ大気蛍光望遠鏡のための
イベント再構成ソフトウェアの開発と
極高エネルギーニュートリノの探査

(Development of Event Reconstruction Softwares for the
Telescope Array Fluorescence Detectors and Search for
Extremely High Energy Neutrinos)

理学研究科
数物系専攻
藤井俊博

目次

第 1 章 概論	1
第 2 章 極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 極高エネルギー宇宙線	7
2.2.1 GZK カットオフ	7
2.2.2 AGASA による観測	9
2.2.3 起源モデル	9
2.3 空気シャワーと宇宙線観測	14
2.3.1 空気シャワー現象	14
2.3.2 空気シャワーの縦方向発達	15
2.3.3 空気シャワーの横方向分布	17
2.3.4 空気シャワーの観測方法	18
2.3.5 大気中での発光過程と散乱・吸収	20
2.3.6 観測結果の現状と問題点	24
第 3 章 宇宙線望遠鏡実験	28
3.1 宇宙線望遠鏡実験の目的	28
3.2 宇宙線望遠鏡実験の装置	28
3.3 大気蛍光望遠鏡	29
3.3.1 光学系	30
3.3.2 PMT カメラ	31
3.3.3 データ収集システム	31
3.3.4 キャリブレーション	33
3.4 地表粒子検出器	40
3.5 ハイブリッド観測	41
第 4 章 シミュレーションソフトウェア	42
4.1 空気シャワー生成シミュレーション	42
4.1.1 縦方向発達曲線の決定	42
4.1.2 大気蛍光発光	43
4.1.3 チェレンコフ光	44
4.1.4 散乱チェレンコフ光	44
4.2 検出器シミュレーション	45

第 5 章	イベント再構成ソフトウェア	50
5.1	PMT セレクション	50
5.1.1	1st セレクション	50
5.1.2	2nd セレクション	52
5.1.3	3rd セレクション	53
5.2	ジオメトリ再構成	54
5.2.1	PMT の視野方向	55
5.2.2	Shower-Detector Plane	55
5.2.3	ステレオジオメトリ再構成	55
5.2.4	モノジオメトリ再構成	57
5.3	縦方向発達再構成 - 逆モンテカルロ法 -	58
5.3.1	X_{\max} 決定	58
5.3.2	N_{\max} 決定	59
5.3.3	Energy 決定	59
5.4	精度評価	61
5.4.1	ステレオ再構成決定精度	61
5.4.2	モノ再構成決定精度	63
第 6 章	極高エネルギーニュートリノの探査	69
6.1	大気蛍光望遠鏡観測時間	69
6.2	選別基準	69
6.3	解析結果	72
6.4	上向き空気シャワーのアーチャー	74
6.5	上限値	79
第 7 章	結論	81

Abstract

High energy elementary particles and nuclei traveling in the universe are called “cosmic rays”. Their energy spectrum extends from 10^8 eV to beyond 10^{20} eV. Among them, cosmic rays with energies above 10^{19} eV are called “extremely high energy cosmic rays(EHECRs)”, and so far as known at present, they are most energetic particles having the highest kinetic energy per particle in the current universe. We believe that the origin of EHECRs is related with hyper energetic astronomical phenomena or super heavy relic particles created at the early phase of the universe. Therefore, research on origins of EHECRs and revealing their acceleration mechanisms are one of the most exciting and important subjects in the research field covering astrophysics, cosmology and elementary particle physics.

The existence of the cosmic microwave background radiation (CMBR) and the measured photo-pion production cross-sections predict that a strong energy loss of EHECRs through photo-nucleon interactions with CMBR and it naturally leads the energy spectrum above $10^{19.5}$ eV to be suppressed, which called GZK cutoff. With an experiment, the High Resolution Fly’s Eye (HiRes) group reported the confirmation of the existence of GZK cutoff based on their observations with atmospheric fluorescence telescopes. However, with another experiment called Akeno Giant Air Shower Array (AGASA), the group reported that they were detected 11 super-GZK events in ten year observation and they concluded that there is no cutoff on the energy spectrum. The existence of GZK cutoff is not experimentally confirmed because, AGASA and HiRes, both of the detectors have large energy scale systematic errors of 18 % and 22 % respectively, and event statistics is still poor.

In order to solve the inconsistency on the GZK cutoff problem and to clarify the origin and astrophysics of EHECRs, we constructed the Telescope Array experiment (TA) with a collaboration of researchers of Japan, US, Korea and Russia, and we started steady operation from March 2008. The experimental setup of TA consists of 507 Surface Detectors (SDs) and 38 Fluorescence Detectors (FDs) with a total coverage of about 700 km^2 , and it observes EHECRs with both air shower detection techniques independently and simultaneously.

The FD telescopes detect air fluorescence photons emitted by atmospheric molecules excited by air shower particles. The simulation-independent determination of a primary energy gives an advantage on this technique, because its calorimetric measurement of shower energies is independent of hadron interaction models. However, a primary energy measured with this technique depends on many factors and calibration constants responsible for the increasing of systematic errors, such as atmospheric transmittance, detector efficiencies, detector response functions. Moreover, the contamination by Čerenkov photons is liable to lead miss-reconstructions of air shower developments.

In the Telescope Array experiment I belong the software development team for FD data analysis. As a master thesis work I contributed to the development of event simulation and reconstruction softwares. For the simulations I mainly took charge of modeling of detailed detector structures and the response functions of the electronics, and implementing precise

treatment of Čerenkov photon emissions and their scattering. For the event reconstruction software, in order to take account of characteristics of FDs, atmospheric conditions and the photon emission and scattering processes, I proposed to use and developed “Inverse Monte Carlo (IMC)” method in which a reconstruction process searches the optimum solution with repeating Monte Carlo simulations.

In this thesis work the completed reconstruction software was tested through analyzing MC simulated events, and I evaluated accuracies and systematic errors for the FD observations with the IMC method analysis. As a result this method is found to be most precise among reconstruction softwares developed in our collaboration.

Using these softwares I analyzed the FD data of two year observations from November 2007 to October 2009, and I searched for air shower events induced by extremely high energy (EHE) neutrinos. Due to their very small cross sections with nucleons the most remarkable and distinguishable feature of an EHE neutrino event is an upward going (earth skimming like) shower. Since FDs have three dimensional sensitive volume and they measure a longitudinal development of showers, FDs have a good sensitivity for EHE neutrinos. Detections of EHE neutrinos which travel straightly long distance in the universe without deflections and interactions are important because they carry astrophysical information about the origin of EHECRs.

In this analysis we did not find neutrino candidates, and finally we set a 90 % confidence level upper limit for the EHE neutrino flux.

第1章 概論

宇宙に存在する高エネルギーの放射線は「宇宙線」とよばれ、 10^8eV から 10^{20}eV を超える広い範囲で観測されている。その中で、 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もっとも高い運動エネルギーを持つ。したがって、この極高エネルギー宇宙線は爆発的な天体现象や現在の宇宙に残された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ひとつである。

極高エネルギー宇宙線フラックスは宇宙背景放射との相互作用によって減衰し、結果としてその到来頻度が極端に少くなると予想されている (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。一方、日本の明野広域空気シャワーアレイ (AGASA) は GZK カットオフ を超える宇宙線を 1994 年から 2004 年の間に 11 例も観測し、GZK カットオフ の存在を否定した。だが、AGASA のエネルギー決定誤差は 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起源天体、加速機構を解決するために、我々は 2003 年から日米韓露共同で宇宙線望遠鏡実験 (Telescope Array Experiment) を米国ユタ州に建設し、2008 年 3 月より定常運転を開始した。宇宙線望遠鏡実験は約 700 km^2 の領域に展開された 507 台の地表検出器からなる AGASA の 7 倍の検出面積を持つ空気シャワーアレイと、その周囲の 3 つのステーションに設置された 合計 38 台の大気蛍光望遠鏡からなり、到来する宇宙線を 2 種類の検出方法で同時観測することが可能である。これによって 15 % 以下のエネルギースケール誤差を実現する。

大気蛍光望遠鏡とは、一次宇宙線から生成される空気シャワー粒子が空気分子を励起することで発生する「大気蛍光」を鏡で集光し、光電子増倍管などの光センサーを多数配置した「カメラ」により撮像する装置である。この観測法では、空気シャワー粒子の縦方向発達を撮像することによって、ハドロン相互作用モデルに依存せず一次宇宙線の粒子種を推定しつつ、カロリメトリックに一次宇宙線のエネルギーを決定する。

本研究では、大気蛍光観測データを生成するモンテカルロシミュレーションソフトウェアと、観測データから一次宇宙線の情報を導きだす再構成ソフトウェアを開発した。

シミュレーションソフトウェアは大阪市大、東大、東工大のチームで開発されたが、その中で私は大気蛍光望遠鏡の構造物による光の遮蔽と電子回路の応答関数の実装、さらにチェレンコフ光やその散乱光の発光過程の実装を担当した。実際の大気蛍光観測から空気シャワーを再構成し一次宇宙線の情報を得るには、大気蛍光の発光効率や散乱、吸収、鏡の反射率などの情報の他に、検出器の構造や電子回路の応答などを、検出器の個性を含めて厳密に考慮する必要があった。また、観測される信号には大気蛍光のみならず、チェレンコフ光やその散乱光が含まれているため、これら全てをシミュレーション中に実装することが精密なデータ解析には必要であった。

同時にこのチームでは、空気シャワー再構成ソフトウェアを開発した。再構成ソフトウェアとは、大気蛍光観測データから一次宇宙線の到来方向、入射位置、エネルギー、縦方向発達などを決定するためのソフトウェアである。再構成ソフトウェアを開発するにあたりチーム内ではさまざまなフィッティング法が試されたが、私は大気や検出器の配置や状態、さまざまな発生現象とその散乱などをできるかぎり正確に解析に考慮することのできる、「逆モンテカルロ法」のもつポテンシャルに早くから注目し、この方法による再構成ルーチンを完成させた。

また本研究では、シミュレーションソフトウェアで生成した観測データを解析することによって、今回開発された再構成ソフトウェアの性能を評価した。結果として、研究グループ内で並行に開発されていたどの解析ソフトウェアよりも優れた再構成精度を持つことがわかり、最終的にはこのルーチンがチームによって採用された。

この完成したソフトウェアを用いて、2007年11月から2009年10月までの観測によって集められたデータを解析した。その中に上向きの空気シャワーイベント、すなわち「極高エネルギーニュートリノイベント」が含まれていないか調べた。一般的に、大気蛍光望遠鏡は縦方向発達曲線を測定する装置であるため、地表から大気上空へ向けて発達する上向き空気シャワーを通常の下向き空気シャワーと区別することができる。したがって、大気蛍光望遠鏡は極高エネルギーニュートリノに対して高い感度を持つ。極高エネルギーニュートリノは中性粒子なので宇宙空間を直進し、宇宙論的遠方からも到達するため、極高エネルギー宇宙線の起源を研究するための重要なプローブとなりうる。今回の結果からは、極高エネルギーニュートリノイベントが見つからなかったが、北半球の宇宙線観測における極高エネルギーニュートリノのフラックスの上限値を求めた。

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章では宇宙線望遠鏡実験の詳細について述べる。第4章では今回開発したシミュレーションソフトウェアを用いた大気蛍光観測データを生成する方法、第5章では一次宇宙線の情報を求める再構成ソフトウェアの詳細、第6章では極高エネルギーニュートリノの探査方法と結果について述べる。

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。その成分は約 90% が陽子で約 9% が α 粒子、残りはそれより重い原子核である。これまでに観測された宇宙線のエネルギーは 10^8 eV から 10^{20} eV の広範囲にわたっており、その到来頻度はエネルギーのほぼ 3 乗に比例して小さくなることが知られている。

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} eV を越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冪乗 $F(E) = K \times E^{-\gamma}$ で近似される。 10^{15} eV 付近までは $\gamma \sim 2.7$ であり、そこから $\gamma \sim 3.1$ と変化し、 10^{19} eV 付近からまた $\gamma \sim 2.7$ となる。この 2ヶ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 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 “フェルミ加速機構” 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荷電粒子加速理論で、荷電粒子が星間雲との衝突を繰り返すことによって運動エネルギーを得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 ΔE 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は、この α が星間雲の移動速度の 2 乗に比例することから、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 α が衝撃波の移動速度の 1 乗に比例することが示され、1

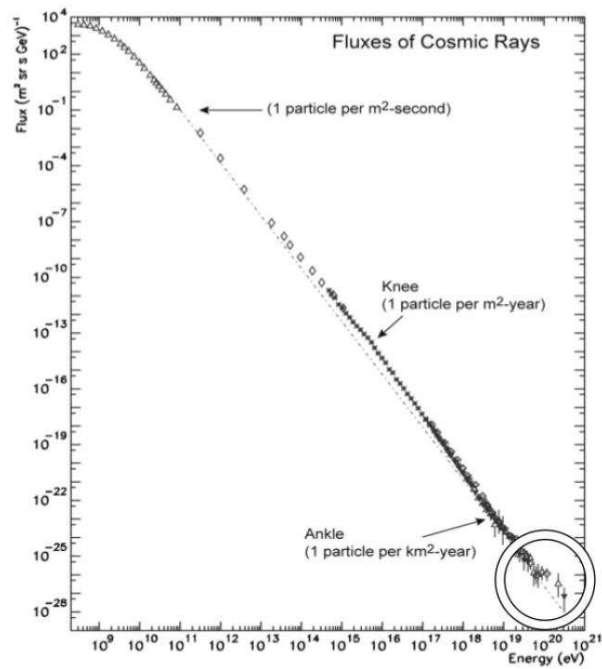


図 2.1: 一次宇宙線のエネルギースペクトル。右下の丸で囲まれた範囲は極高エネルギー宇宙線と呼ばれる領域である

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ると、 n 回の衝突後の粒子のエネルギー E_n は以下のようになる。

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

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_{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、

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

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、フェルミ加速では冪型のエネルギースペクトルが導き出される。

超新星残骸の衝撃波加速

knee より低いエネルギー領域の宇宙線は、超新星爆発の衝撃波で上記のように加速される。衝撃波の拡散係数を D 、速度を u とすると拡散の特徴的な長さ D/u は衝撃波の曲率半径よりも十分小さく、平面と近似できる。そのため、衝撃波による加速が行われる時間は放出する物質の総量から見積もることができる。例えば質量 $10 M_{\odot}$ 、平均速度が 5×10^8 cm/sec、放出する物質の平均密度が 1 proton/cm^3 の場合、拡散の特徴的な時間は $T_A \sim 1000$ yrs となり、広がり的大小さは 5 pc 程度となる。

超新星爆発からの強い衝撃波が有限な寿命を持つことによって、この加速機構による1粒子あたりの最大加速エネルギーが制限される。単位時間あたりのエネルギーの増加率は、

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\alpha E}{T_{\text{cycle}}} \quad (2.6)$$

ここで T_{cycle} は1回の衝突にかかる時間、 α は衝突ごとに得られるエネルギーの獲得率である。式(2.6)を積分することで最大加速エネルギー E_{max} を見積もることができる。

衝撃波の上流での粒子数の流れは、

$$\mathbf{J} = -D\Delta N + \mathbf{u}N. \quad (2.7)$$

より与えられる。上流領域での流体の速度 \mathbf{u}_1 は衝撃波面に対して相対的に負の方向になるため、

$$D_1 \frac{dN}{dz} = -u_1 N. \quad (2.8)$$

それゆえ上流領域では、

$$N(z) = \rho_{\text{cr}} \exp(-zu_1/D_1) \quad (2.9)$$

ここで u_1 は衝撃波の速度、 D_1 は衝撃波の拡散係数、 ρ_{cr} は衝撃波での宇宙線の数密度である。上流領域の単位面積あたりの総粒子数は、 $\rho_{\text{cr}} D_1/u_1$ となる。またショック面と宇宙線との単位面積あたりの衝突率は $\rho_{\text{cr}} c/4$ である。そのため上流領域での滞在時間は

$$(\rho_{\text{cr}} D_1/u_1) (\rho_{\text{cr}} c/4)^{-1} = 4D_1/(u_1 c). \quad (2.10)$$

下流領域では滞在時間の計算に粒子が脱出するかどうかを考慮に入れる必要であるので簡単ではない。ここでは単純に滞在時間を $4D_2/(cu_2)$ とする [7] と衝突にかかる時間は、

$$T_{\text{cycle}} = \frac{4}{c} \left(\frac{D_1}{u_1} + \frac{D_2}{u_2} \right) \quad (2.11)$$

となる。次に拡散係数の見積もりが必要である。拡散の平均自由行程 λ_D は、ラーモア半径よりは小さくできない。ラーモア半径は荷電粒子の磁場中でのらせん運動の半径であり、式 (2.12) で与えられる。

$$r_L = \frac{p}{ZeB} \quad (2.12)$$

ここで e 、 Z 、 p 、 B はそれぞれ、電気素量、宇宙線の原子番号、磁場に垂直な方向の運動量、磁場の強さである。拡散係数の最小値 D_{min} は

$$D_{\text{min}} = \frac{r_L c}{3} \sim \frac{1}{3} \frac{Ec}{ZeB} \quad (2.13)$$

となる。ここで、 $u_2 = u_1/4$ と $D_1 = D_2 = D_{\text{min}}$ を代入すると最大加速エネルギー E_{max} は

$$E_{\text{max}} \leq \frac{3}{20} \frac{u_1}{c} ZeB (u_1 T_A) \quad (2.14)$$

となる。質量 $10M_{\odot}$ の天体が放出速度 5×10^8 cm/sec、 $T_A \sim 1000$ yrs、銀河磁場を $3 \mu\text{G}$ とすると、

$$E_{\text{max}} \leq Z \times 3 \times 10^{13} \text{eV} \quad (2.15)$$

となる。

10^{15} eV 以上の宇宙線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、加速されているためスペクトルのべきが変化すると考えられている。

knee でのスペクトルの折れ曲がりの原因には全く別の考え方もある。それは、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。銀河磁場は約 $3 \mu\text{G}$ なので、 10^{15} eV の陽子では $r_L \sim 0.3$ 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。

ankle 領域のエネルギーの宇宙線については 2 種類の理論がある。ひとつは宇宙線の曲率半径が銀河系の厚みより大きくなるため、銀河内に閉じ込めることができず銀河系外に起源を持つという考え方である。この場合は宇宙線の到来方向に異方性があり、なおかつ化学組成が鉄から陽子へと変化していると期待される。

一方、ankle 構造の原因が $p\gamma \rightarrow pe^+e^-$ の対生成によるエネルギー損失が原因だとする解釈もあり、これが正しければ ankle 領域よりも低エネルギーで既に宇宙線の起源は銀河系外とならなければならない。そうすると化学組成は ankle 領域をまたいで陽子のままであると予想される。この場合、 $10^{17.5}$ eV 付近の “2nd knee” と呼ばれるところで化学組成が鉄から陽子へ変化していると予測される。

2.2 極高エネルギー宇宙線

宇宙線物理学という研究分野の中で今、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、図 2.1 の円で示された 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である。この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 カットオフ

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 [5]。2.7 K の CMBR ($\sim 10^{-3}$ eV) は、宇宙線陽子の静止系では 100MeV を越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。

$$\gamma(\sim 150\text{MeV}) + p(\text{静止}) \rightarrow \Delta(1232) \rightarrow p + \pi^0, n + \pi^+ \quad (2.16)$$

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

図 2.2 に銀河間空間における光子数分布モデルにもとづいて推定された宇宙線の減衰長を示す。これによれば、 10^{20} eV 以上の陽子の減衰長は 50 Mpc 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 50 Mpc 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ことになる。

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 1 Mpc あたり 3 ~ 4 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は、その源は 20 Mpc 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宇宙に広く分布する光子によって遮蔽されるため、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 (GZK カットオフ) が現れると考えられている。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 [6]。例えば、源が宇宙空間に一様に分布する場合、 5×10^{19} eV に急激なカットオフが現れると予想されている。したがって、観測される極高エネルギー宇宙線のスペクトルが実際にどのような構造を持つかを明らかにすることは、宇宙線源を研究する上で重要な鍵となる。

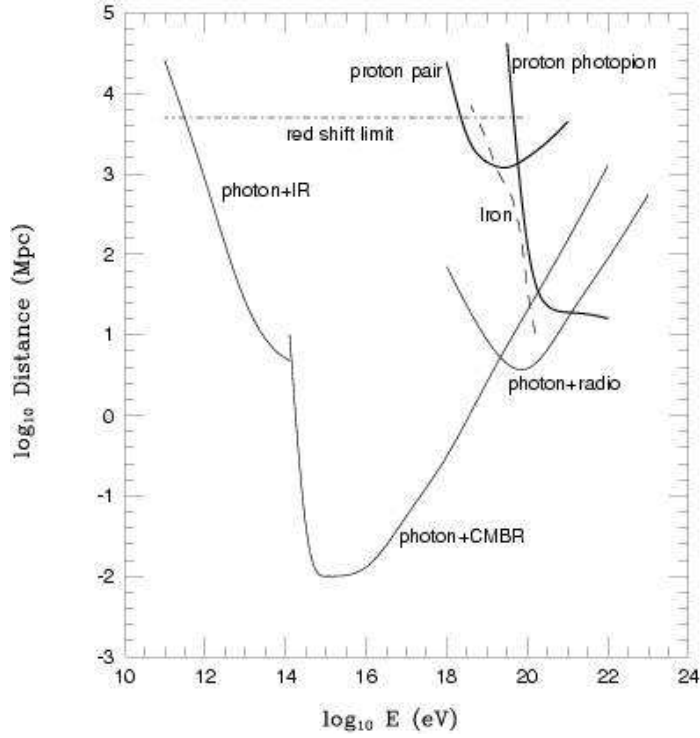


図 2.2: 極高エネルギー宇宙線の減衰長。実線が陽子、点線が鉄の減衰距離を示す

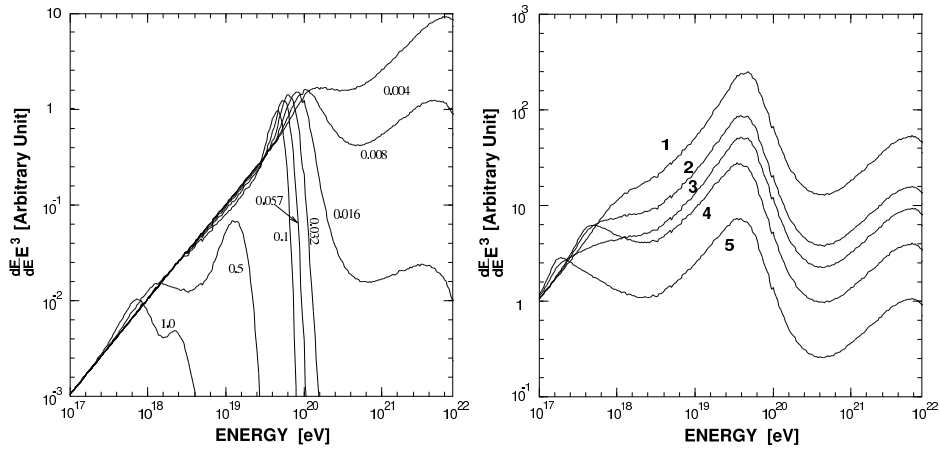


図 2.3: 宇宙線のエネルギースペクトルに予想される GZK カットオフ [5]。左は 1つの源がいくつかの red shift ($z = 0.004 \sim 1.0$) にあると仮定した場合。右は源が空間分布しているとしてその分布がいくつかの異なる evolution model に従うと仮定した場合 [6]

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高原(標高 900 m) に設置された空気シャワー観測装置で 1991 年から 2004 年までの 13 年間稼動した。面積 2.2 m^2 のプラスチックシンチレータ 111 台が 100 km^2 の領域に約 1 km 間隔で設置された空気シャワーアレイで、この観測期間にエネルギーが 10^{20} eV 以上の宇宙線事象(super-GZK 事象)を 11 例観測した。

AGASA による観測は、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た。

まず第一に、理論的な限界よりもはるかに多くの super-GZK 宇宙線が観測されたということである。AGASA の観測にもとづく一次宇宙線のエネルギースペクトルを図 2.4 に示す [22]。青い破線は宇宙線源が一樣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 を越えてとぎ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 カットオフ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 4.0σ の有意度で矛盾している [22]。

第二に、観測された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 [23]。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を含む銀河面、局部銀河群や近傍の銀河団の分布が作る超銀河面などとも相関がなく、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 [24]。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、以上の結果はなん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。

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、ボトムアップモデルとトップダウンモデルという 2 種類に分けられる。以下ではそれぞれのモデルについて説明する。

ボトムアップモデル

フェルミ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ボトムアップモデルと呼ぶ。

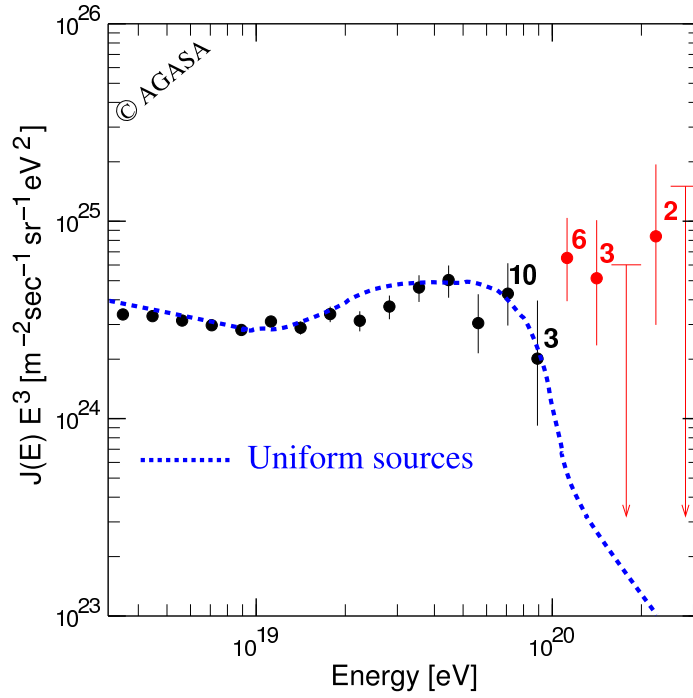


図 2.4: AGASA によって観測された一次宇宙線のエネルギースペクトル [22]

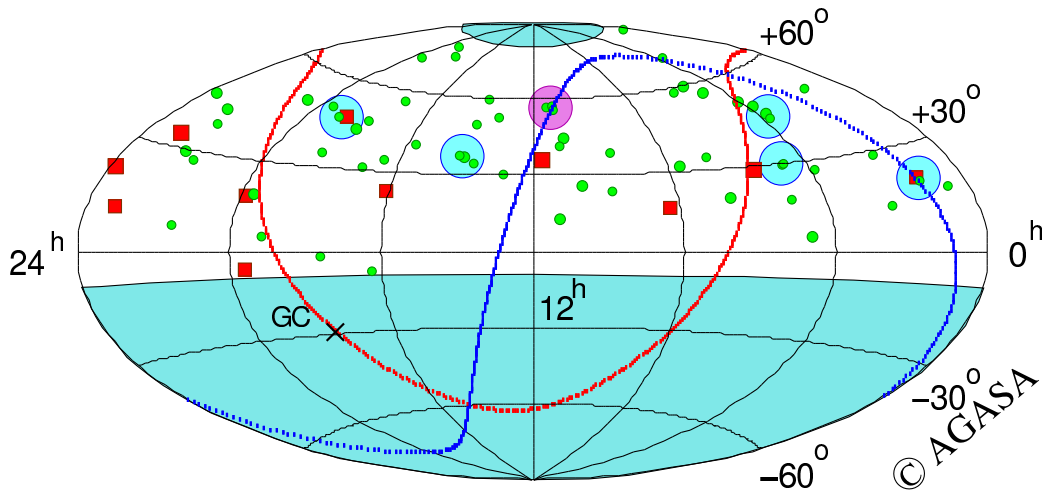


図 2.5: AGASA が観測した $10^{19.6}$ eV 以上の宇宙線の到来方向分布。水色の丸が doublet、ピンクの丸が triplet である。また赤線は銀河面、青線は超銀河面を指す [23]

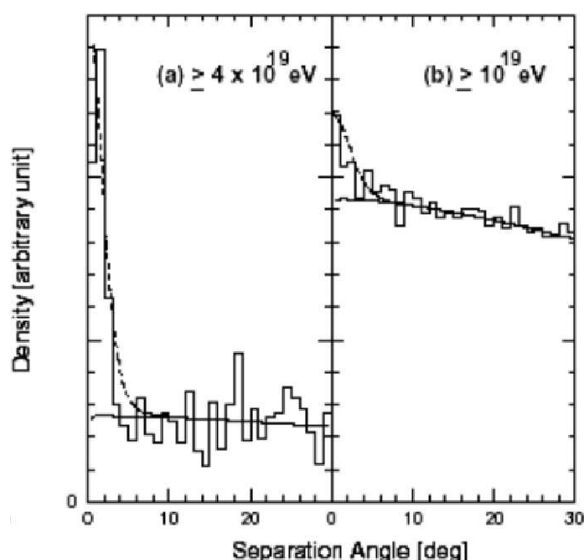


図 2.6: $10^{19.6}$ eV 以上の 59 事象のうち、任意の 2 事象が作る離角の分布。実線は点源が全く存在せず全ての事象が等方的に到来した場合に期待される分布 [24]

荷電粒子の衝撃波加速を考えると、荷電粒子の進行方向を曲げるのは磁場であるから、加速領域への閉じ込め条件から加速されるエネルギーの限界が決まり、

$$E_{\max} \leq \gamma e Z B R \quad (2.17)$$

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 以上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 [33]。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候補となりえない (中性子星が例外)。銀河系外の候補天体は活動銀河核、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 を越えるような中性子星は、鉄原子核を 10^{20} eV 以上まで加速することが可能である [8]。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外部へ脱出できる、という指摘もある [9]。

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到来方向分布と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 [11]。粒子加速

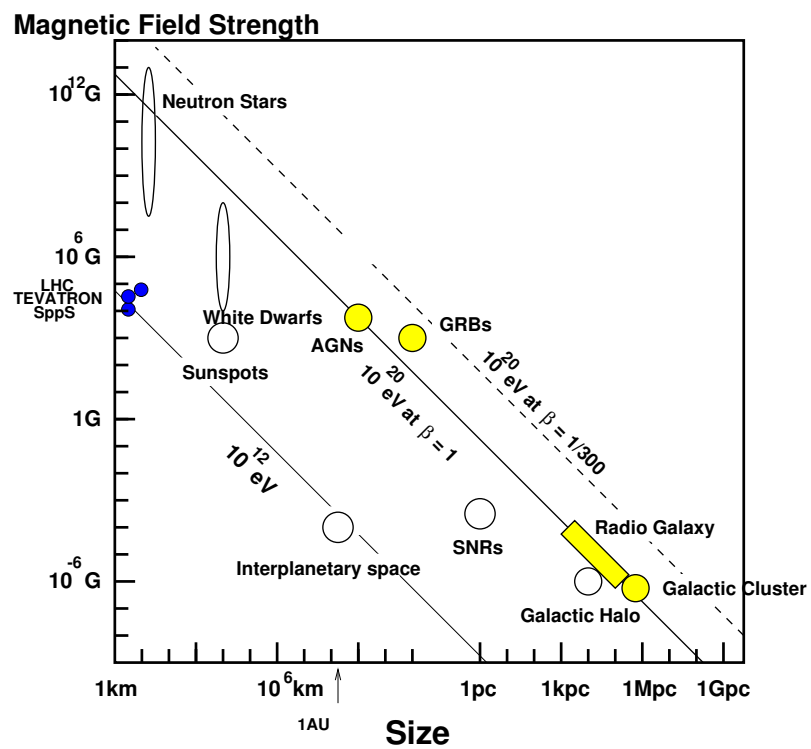


図 2.7: 磁場の強さと天体の大きさと最大加速エネルギーの関係 (Hillas プロット) [33]

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 [12]。

- 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 100 kpc 以上にも広がっている [11]。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、電波観測から予想されている [13]。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(地球からの距離：約 18 Mpc) 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 100 Mpc と GZK 限界を越えており遠すぎる。
- 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、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 [10]。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。
- 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 2.17) を満たしている [14]。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。

トップダウンモデル

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现象や素粒子物理、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现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に達するというボトムアップモデルに対して、トップダウンモデルと呼ばれる。

以下はそのいくつかの例である。

- 宇宙紐や超重粒子の崩壊・対消滅：宇宙の初期、すなわちインフレーションの最後または直後に生成された宇宙紐などの位相欠陥 (Topological Defect)、または超重粒子 (Super Heavy Relic Particles) が、銀河近傍で崩壊して極高エネルギー宇宙線を生成しているとするモデルである [37]。位相欠陥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 カットオフ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。超重粒子も崩壊によってハドロンジェットを作るが、超重粒子は 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：極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る、とするモデルである [38]。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：極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 [39]。ローレンツ因子 γ 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。

このようにトップダウンモデルが正しく、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越える新たな物理への糸口となる可能性がある。

2.3 空気シャワーと宇宙線観測

2.1 節で述べたように、宇宙線のフラックスはほぼ E^{-3} で減少するので、 10^9 eV \sim 10^{20} eV のエネルギー領域では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宇宙線は、気球や人工衛星などの飛翔体に搭載された観測装置によって直接観測される。しかしエネルギーが 10^{14} eV 以上の高エネルギー宇宙線は到来頻度が少ないため、観測には大きな検出面積と長い露光時間が必要であり、そのため飛翔体搭載検出器によって直接観測をすることは難しい。そこで、高エネルギー宇宙線に対しては一次宇宙線が大気と相互作用してできる二次宇宙線 (空気シャワー) を検出するという間接測定が行われている。

2.3.1 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なう。この過程をくり返し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。通常空気シャワーは高エネルギーガンマ線から生成される電磁カスケードと、高エネルギーハドロンによる核カスケードからなる。

高エネルギーのガンマ線は、電子対生成により電子と陽電子を作る。これらの電子、陽電子は制動放射によってガンマ線を放射する。エネルギー E の電子による制動放射の断面積 σ_{brems} は、次の Bethe-Heitler の式で表される。

$$\sigma_{\text{brems.}}(E, v)dv = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} \frac{dv}{v} \left[\left(1 + (1-v)^2 - \frac{2}{3}(1-v) \right) \ln \left(184Z^{-\frac{1}{3}} \right) + \frac{1}{9}(1-v) \right] \quad (2.18)$$

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 $(dE/dX)_{\text{brems}}$ は以下のように表される。

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{brems}} \simeq -\frac{E}{X_0} \quad (2.19)$$

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

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4Z^2 r_e^2 N}{137 A} \ln\left(184Z^{-\frac{1}{3}}\right) \quad (2.20)$$

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。 X_0 は大気ではおよそ 38 g/cm^2 である。一方、電子対生成の断面積 σ_{pp} は、

$$\sigma_{\text{pp}}(h\nu, u) du = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} du \left[\left(u^2 + (1-v)^2 - \frac{2}{3}(1-v) \right) \ln\left(184Z^{-\frac{1}{3}}\right) + \frac{1}{9}(1-u) \right] \quad (2.21)$$

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あらわす。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、

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{pair}} = -\frac{7 E}{9 X_0} \quad (2.22)$$

となる。従って、電子対生成と制動放射の 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て、多数の電子、陽電子、ガンマ線がつくられる現象が電磁カスケードである。粒子数が増大し1粒子あ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、電子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空気中では 84 MeV 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原子核と相互作用した場合には、 π 中間子、 K 中間子などの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結果的に π 中間子となる。そのうち π^0 は短い寿命 ($8.4 \times 10^{-17} \text{ sec}$) で2個のガンマ線に崩壊し、電磁カスケードを形成する。 π^\pm は $\tau = 2.60 \times 10^{-8} \text{ sec}$ で、

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \quad (2.23)$$

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

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (2.24)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (2.25)$$

このように崩壊する。これらハドロン、 π 、 μ が核カスケードを形成する。大気の厚みは核相互作用の平均自由行程の約10倍、電子の大気中での放射長の約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により多数の粒子が生成される。図2.8はこの様子を模式的に表したものである。

2.3.2 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する。空気シャワー中の電子成分の場合、臨界エネルギー E_c (空気中では $E_c = 84 \text{ MeV}$)

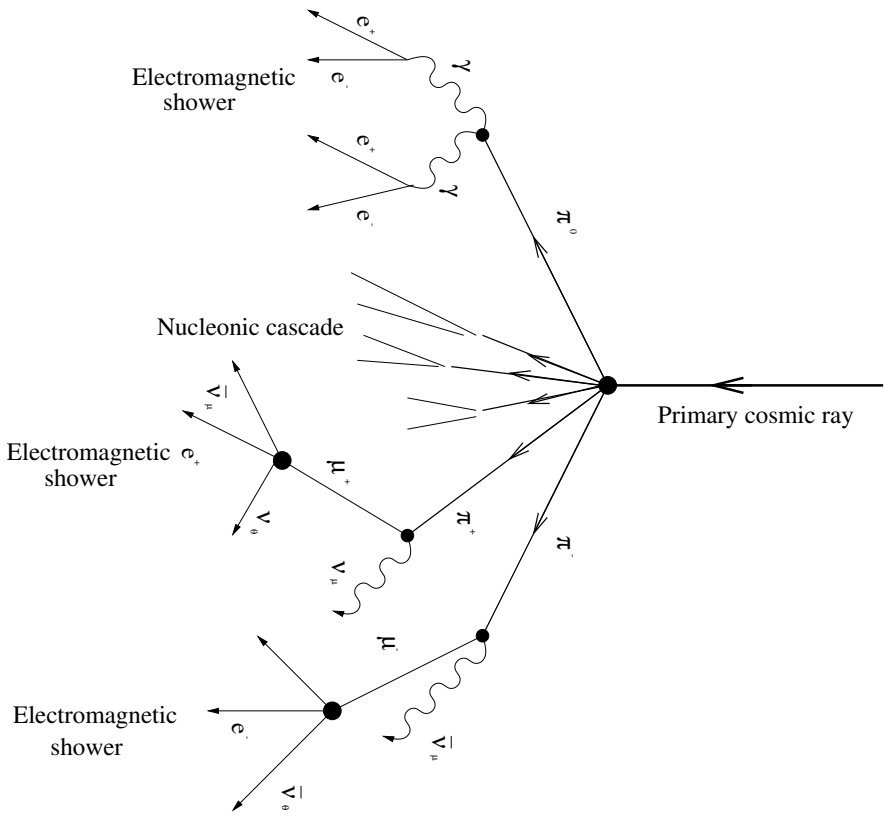


図 2.8: 空気シャワーの模式図

に近付くと大気中の原子、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 E_0 の一個のガンマ線が大気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。

$$N_e(t) \sim \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp \left[t \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right] \quad (2.26)$$

$$y = \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) \quad (2.27)$$

$$s = \frac{3t}{t + 2y} \quad (2.28)$$

ここで t は、電子の大気中での放射長 (38 g/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) が最大になるとき、 $s = 1$ となる。

宇宙線陽子がつく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。

$$N_e(X) = N_{\max} \left(\frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{\frac{X_{\max} - X_0}{\lambda}} \exp \left(\frac{X_{\max} - X}{\lambda} \right) \quad (2.29)$$

ここで N_{\max} は最大発達時の粒子数、 X_{\max} はシャワー最大発達深さ [g/cm^2]、 X_0 は一次宇宙線の最初の相互作用の深さ [g/cm^2]、 λ は縦方向発達の attenuation length で 70 g/cm^2 である。

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 $N_{\max} \sim 2 \times E_0 \times 10^{-9}$ (E_0 は一次宇宙線のエネルギー、単位: 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、さらに核子当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。

2.3.3 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は、空気シャワーの横方向分布 (lateral distribution) と呼ばれる。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、それを近似したものが Nishimura-Kamata-Greisen(NKG) 関数で、

$$f(r, s) = C(s) \left(\frac{r}{r_M} \right)^{s-2} \left(\frac{r}{r_M} + 1 \right)^{s-4.5} \quad (2.30)$$

$$\rho(r, s) = \frac{N_e f(r, s)}{r_M^2} \quad (2.31)$$

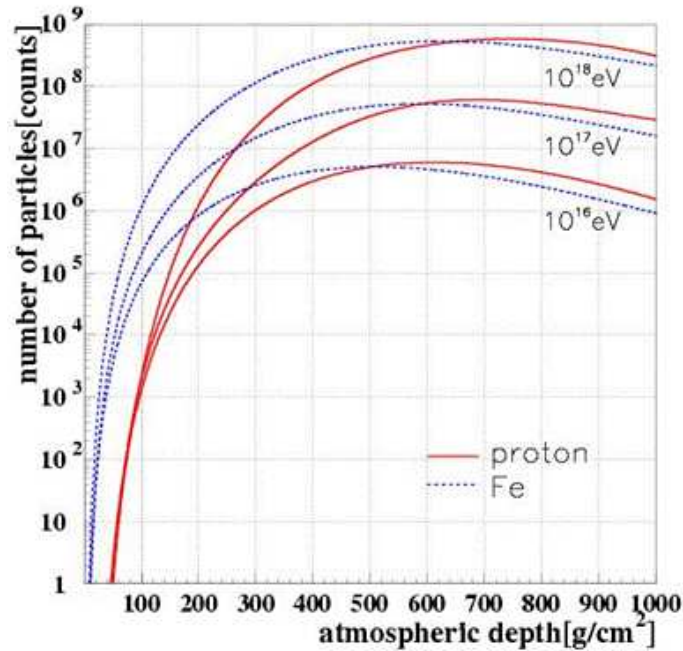


図 2.9: 空気シャワーの縦方向発達

である。 r はシャワー中心からの距離、 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。 10^{19} eV の空気シャワーの最大発達時における横方向分布を図 2.10 に示した。

2.3.4 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、地表粒子検出器による観測法と大気蛍光法の 2 種類がある。

地表粒子検出器による観測法

多数の粒子検出器を地表に配置して空気シャワー粒子を検出し、宇宙線を間接観測する装置は「空気シャワーアレイ」と呼ばれ、高エネルギー宇宙線の観測装置として伝統的に用いられてきた。

空気シャワー粒子は、約 90 % の電磁成分 (電子、陽電子、光子) と約 10 % のミューオン成分、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でミューオン検出器を構成し、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。

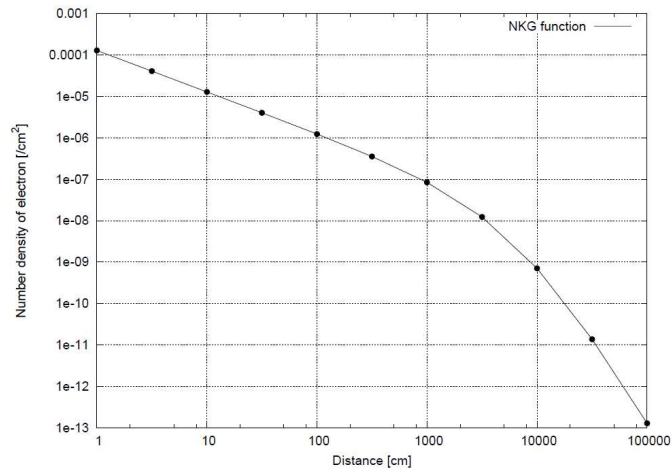


図 2.10: 空気シャワーの横方向分布

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求められる。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という難点がある。また、各検出器に入射した粒子数密度では空気シャワーの発達の間を知ることはできない。

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するものである。高エネルギーの荷電粒子が大気中を通過すると、その軌跡の近傍にある窒素などの大気分子は励起され、これら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。80 MeV の電子が 1 気圧の大気中を 1 m 通過した場合に発せられる大気蛍光光子数はおよそ 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 $30 \mu\text{s}$ 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 30 km 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。

大気蛍光法による空気シャワー観測結果からの一次宇宙線の各種情報の推定は、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シャワー軸となる (図 2.11)。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。この光子数には大気蛍光だけでなく、チェレンコフ光も含まれる。
- 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 (2.29) 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ある。観測されたシャワー発達関数 $N_e(X)$ から以下の式 (2.32) により一次宇宙線のエネルギー E_0 が決まる。

$$E_0 = \frac{\epsilon_0}{X_{\text{rad}}} \int N_e(X) dX \quad (2.32)$$

ここで、 X_{rad} は大気中での放射長で 38.0 g/cm^2 、 ϵ は大気に対する臨界エネルギーで 84 MeV である。また、シャワーの縦方向発達の様子 (特に最大発達深さ 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、シャワー発達関数を推定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い。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る。ただし、この方法でエネルギーを測定するには、大気中の大気蛍光発光効率、大気中での紫外光の散乱・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掛け合わせていく必要があり、系統誤差を正しく管理することは容易ではない。

2.3.5 大気中での発光過程と散乱・吸収

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がなくなった後、光の強度が比較的早く (10^{-3} s 以下) 減衰するものを蛍光といい、そうでないものをリン光と呼ぶ。大気蛍光は荷電粒子や 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ものである。ここでは、実際の観測対象となる波長領域 $300 \sim 400 \text{ nm}$ での大気蛍光の発光過程について述べる。

その発光エネルギー準位は、近紫外領域では主に N_2^+ first negative (1N) band system ($\text{B}^2\Pi_u^+ \rightarrow \text{X}^2\Pi_g^+$) と、 N_2 second positive (2P) band system ($\text{C}^3\Pi_u^+ \rightarrow \text{B}^3\Pi_g^+$) である。

励起された分子の失活過程には3通りが考えられる。

1. 無放射遷移過程 (内部消光)
2. 放射遷移過程 (蛍光、リン光)

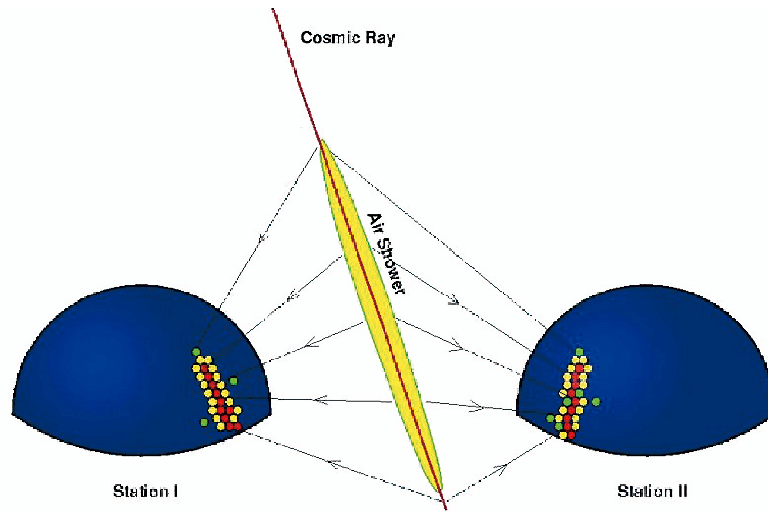


図 2.11: 大気蛍光による空気シャワーのステレオ観測の概念図

3. 分子間エネルギー移動

無放射遷移過程は、励起され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により、より安定な状態に遷移する過程である。蛍光を発する遷移ではスピン多重度が変わらないのに対し、リン光ではスピン多重度が変化する。以上の二つの遷移過程が分子内での失活過程である。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である。実際の失活過程にはこれらの三つが競合しており、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。大気蛍光による発光率、相対強度を表 2.1、図 2.12 に示す [34] [35]。相対強度分布は主に波長 300 nm から 400 nm の間のいくつかの輝線スペクトルからなることがわかる。

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) より大きいとき、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、

$$\theta = \cos^{-1} \left(\frac{c}{nv} \right) \quad (2.33)$$

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 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閾値は約 21 MeV である。

波長 λ の光子数は

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{c^2}{n^2 v^2} \right) \quad (2.34)$$

$$= \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \sin^2 \theta \quad (2.35)$$

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: 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 の波長領域 300 ~ 400nm での値 [34]

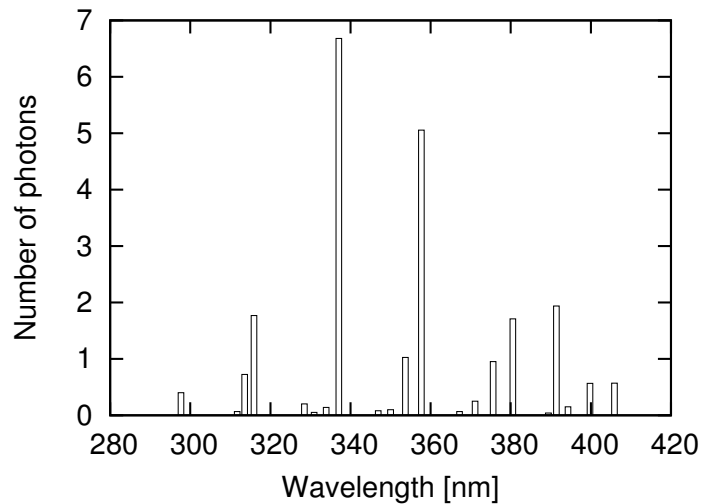


図 2.12: 大気蛍光の波長スペクトル [35]。縦軸は光子数の相対値である

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中では θ は小さいものの、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ている。このため、シャワー軸から θ 以上に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の光量を見積もる必要がある。

夜天光

夜空から来る光を夜天光といい、主として次の3種類の光源から来る光である。

1. 大気光；地球上層大気分子、原子の発する光
2. 黄道光；太陽系内の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 $320S_{10}(\text{vis})$ ($1S_{10}(\text{vis}) = 1.20 \times 10^{-9} \text{ erg cm}^{-2}\text{sec}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$) とされている。

夜天光は波長 557.7 nm 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 ~ 400 nm の光からなることを考えると、波長 300 ~ 400 nm 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。

レイリー散乱とミー散乱

レイリー散乱は大気分子による散乱で、その散乱確率は

$$\frac{\text{散乱波強度}}{\text{入射波強度}} = \frac{8\pi^4 N \alpha (1 + \cos^2 \theta)}{\lambda^4 r^2} \quad (2.36)$$

で与えられる。ここで、 N は微粒子の数、 α は分極率、 θ は散乱角、 λ は波長、 r は散乱体から観測点までの距離である。

レイリー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、波長に対し無視できない大きさの誘電体球による散乱をミー散乱という。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。

それぞれの散乱による大気透過率は近似的に以下の式のように表せる。レイリー散乱の場合は

$$T_{\text{Rayleigh}} = \exp \left[-\frac{X_{\text{trans}}}{X_{\text{Rayleigh}}} \left(\frac{400}{\lambda} \right)^4 \right] \quad (2.37)$$

ここで X_{trans} は光の通過する slant depth [g/cm²]、 X_{Rayleigh} はレイリー散乱の放射長で 2974 g/cm²、 λ は光の波長である。ミー散乱の場合は

$$T_{\text{Mie}} = \exp \left[\left(e^{-\frac{h_v^{\text{eff}}}{h_m}} - e^{-\frac{h_d^{\text{eff}}}{h_m}} \right) \frac{h_m}{l_m \cos \theta} \left(1 - \frac{h_m \tan \theta}{R} \right) - \frac{h_m \tan \theta}{R l_m \cos \theta} \left(h_v^{\text{eff}} e^{-\frac{h_v^{\text{eff}}}{h_m}} - h_d^{\text{eff}} e^{-\frac{h_d^{\text{eff}}}{h_m}} \right) \right] \quad (2.38)$$

となる。 h_m はエアロゾル分布のスケール高、 l_m はミー散乱の平均自由行程、 R は地球半径 [m]、 h_v^{eff} 、 h_d^{eff} は下式による。

$$h_v^{\text{eff}} = h_v (h_{\text{det}} - h_{\text{hill}}), \quad h_d^{\text{eff}} = h_d (h_{\text{det}} - h_{\text{hill}}) \quad (2.39)$$

その他の変数については図 2.13 に示した。

レイリー散乱による大気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、ミー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実測から推定する必要がある。

2.3.6 観測結果の現状と問題点

極高エネルギー宇宙線は宇宙空間での爆発的な天体現象や未知の物理と結びついていると考えられ、観測結果が注目されている。しかし、到来頻度の少なさと観測の困難さから、極高エネルギー宇宙線の起源についての統一的理解はまだ得られていない。

エネルギースペクトル

図 2.14 に akeno - AGASA、HiRes(High Resolution Fly's Eye)I - HiResII、Auger (Pierre Auger Observatory)、Yakutsk の各観測装置で得られたエネルギースペクトルを示す [19] [22] [25] [26]。この図は、図 2.1 の円で示されたエネルギー領域における一次宇宙線フラックスに E^3 をかけたものである。この図から実験ごとの系統的誤差が大きく、また 10^{19} eV 以上で AGASA と異なる実験結果が存在することがわかる。AGASA は地表粒子検出器を用いた

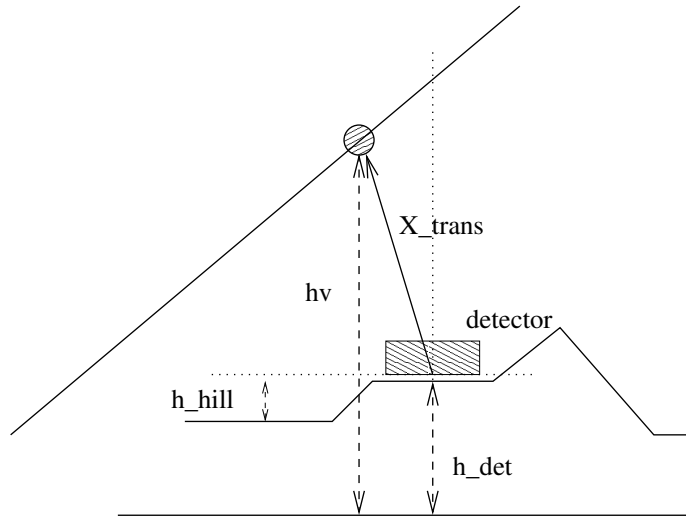


図 2.13: ミー散乱のパラメータ

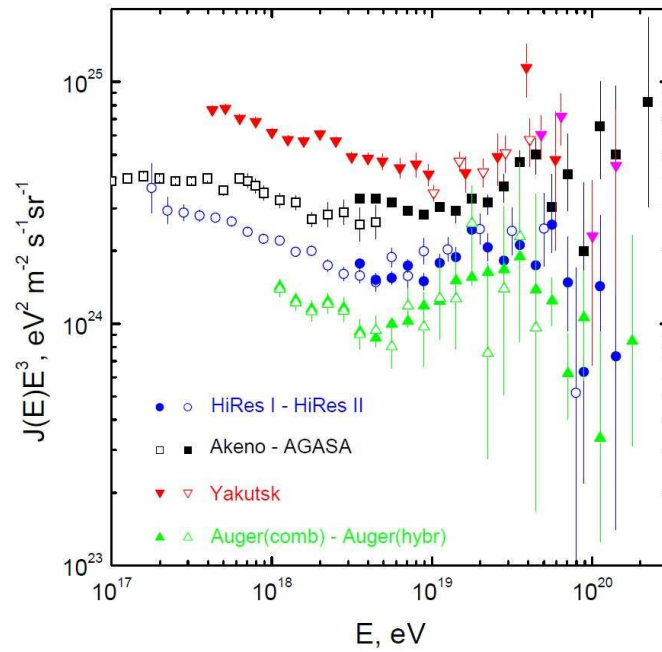


図 2.14: 異なる実験での極高エネルギー宇宙線のエネルギースペクトル [19][22][25][26]

観測であるのに対して、HiRes は大気蛍光望遠鏡による観測を行い、GZK カットオフ の存在を示唆する結果を発表した。

また Auger は南半球のアルゼンチンで現在稼動中の宇宙線観測実験であり、地表検出器と大気蛍光望遠鏡を組み合わせる観測を行っている。Auger の結果も HiRes と同様、GZK カットオフ を肯定する結果となっている。しかし、Auger の地表検出器は AGASA のプラスチックシンチレーション検出器とは異なり、水中で発するチェレンコフ光を検出する水チェレンコフ検出器である。水チェレンコフ検出器は主にミューオンを検出するため、空気シャワー中のハドロン相互作用の影響を受けやすい [50]。そのため、地表検出器と大気蛍光望遠鏡を組み合わせたエネルギー決定法を採用しており、地表検出器だけでエネルギーを求めているのは AGASA だけである。また、Auger は南半球、AGASA は北半球で観測を行っているため観測可能な領域も異なる。

AGASA のエネルギー決定精度は 18 %、HiRes 22%、Auger 22 %であり、さらにはすべての観測装置は決定精度と同程度の大きさの系統的誤差を持つ。そのため GZK カットオフ の存否については確定的な結論は得られていない。

到来方向分布

AGASA による観測は、doublet/triplet 事象は存在しているが、極高エネルギー宇宙線の到来方向は既知の天体と方向の相関はないというものであった。

一方、Auger は 2007 年に極高エネルギー宇宙線の到来方向分布は 71 Mpc 以内の AGN との相関を示すと発表した [16]。図 2.15 は、Auger で観測された極高エネルギー宇宙線の到来方向分布を銀河座標で示したものである。赤い点は 71 Mpc 以内の AGN の方向を表し、円は極高エネルギー宇宙線の到来方向に対して半径 3.2 度の範囲を示す。この円の大きさは Auger の方向決定精度と銀河磁場の影響を考えた値である。しかしその後観測が進むにつれて、AGN との相関は小さくなっており、起源天体の同定には至っていない。

今後長期間の観測データを使い、より高い精度をもってエネルギーと到来方向を求め、極高エネルギー宇宙線の起源を解明することが望まれている。

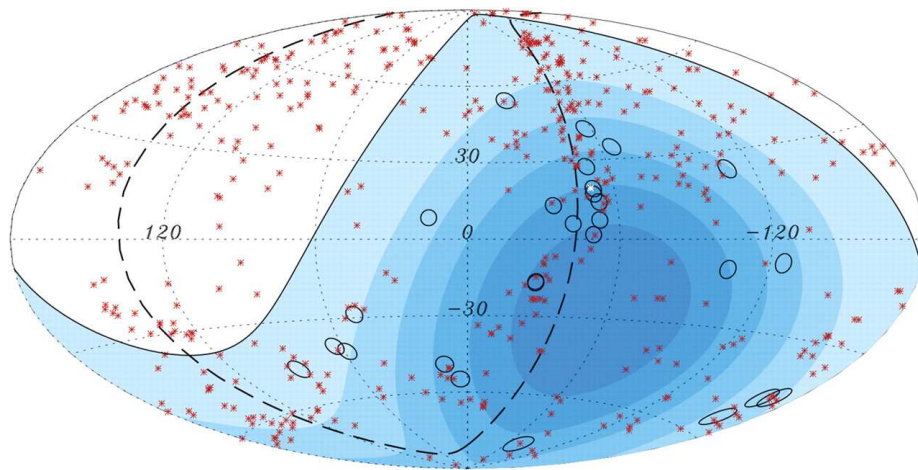


図 2.15: Auger で観測された 57 EeV 以上の極高エネルギー宇宙線の到来方向が 3.2 度に相当する円で示されている [16]。青い領域は色の濃さで露光時間の違いを表している。赤い点は 71 Mpc 以内の第 12 版 the catalog of quasars and active nuclei [36] に掲載されている AGN の位置を示している

第3章 宇宙線望遠鏡実験

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 100 km^2 の地表に年に 1 度飛来する程度である。AGASA は 100 km^2 の地表に 111 台のシンチレーション検出器を配置し、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約 5 倍以上上げることに成功し、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。それが宇宙線望遠鏡実験 (Telescope Array Experiment, TA) である。

3.1 宇宙線望遠鏡実験の目的

宇宙線望遠鏡実験は、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、 10^{20} eV を超える super-GZK 宇宙線の存在を確立する。宇宙線望遠鏡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 15% 以下に抑える。
- 極高エネルギー宇宙線の点源問題を解決する。宇宙線望遠鏡全体では、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° 以下の精度で決めることを目指す。
- 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 宇宙線望遠鏡実験の装置

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、宇宙線望遠鏡実験の観測装置は米国ユタ州ミラード郡の西部砂漠地帯 (平均標高 1400 m 、大気深さ 860 g/cm^2) に設置された。

SD アレイは 1.2 km 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 700 km² である。FD ステーションはアレイ周辺の 3ヶ所に約 35 km 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 ~ 200 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。

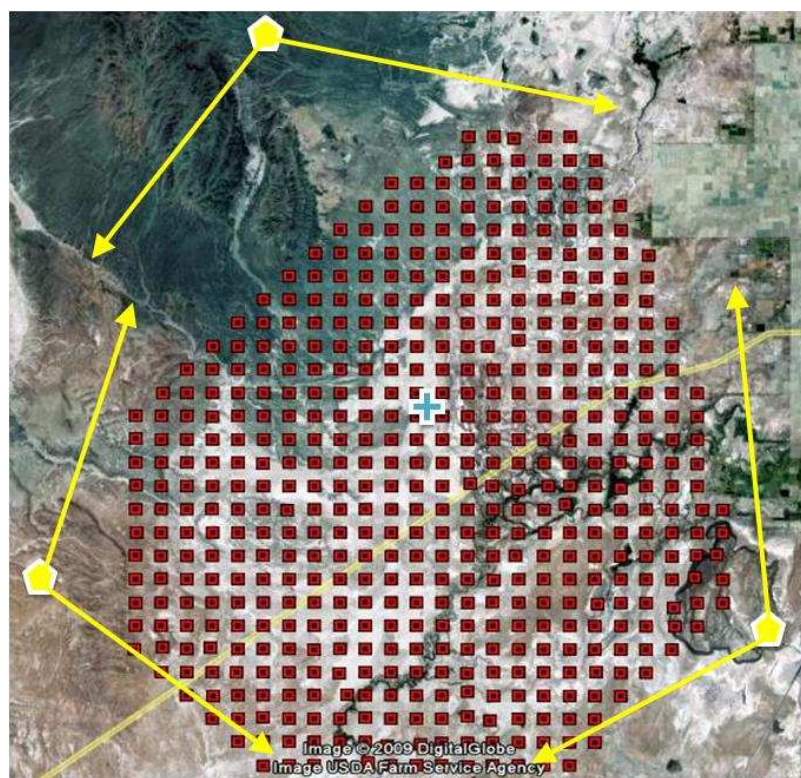


図 3.1: 宇宙線望遠鏡実験における装置の配置図。黄色の五角形が FD ステーション、黄色の矢印は FD の視野、赤色の四角形が地表検出器を表す。図の中心の青色の十字は中央レーザー装置 (Central Laser Facility) を示す。

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。



図 3.2: BRM ステーションの概観 (左上)、BRM ステーション内の望遠鏡 (右上)。MD ステーションの外観と望遠鏡 (下)

宇宙線望遠鏡実験では 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 3 m 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)。観測を行なわないときは、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。

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、全体では $3^\circ \sim 33^\circ$ をカバーする。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 30 mm 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 61 mm) に比べ十分小さい。

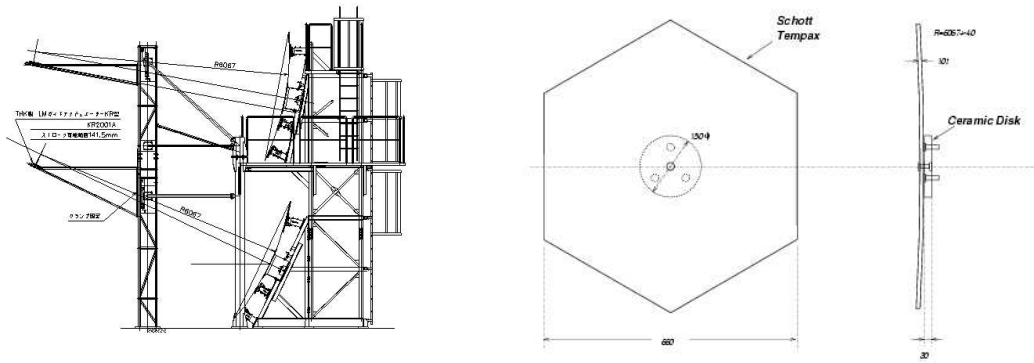


図 3.3: FD のデザイン (左) とセグメントミラーのデザイン (右)

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 3.3 m 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 [27]。セグメントミラーのデザインは対辺間隔が 660 mm の六角形で、厚みは 11 mm、曲率半径は 6067 ± 40 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 300nm ~ 450 nm で 80 % 以上である。

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 から構成されており、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 300 nm ~ 400 nm 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、300 nm 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-UV00 を用いている。

3.3.3 データ収集システム

データ収集システムの概略図を図 3.5 に示す [28]。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

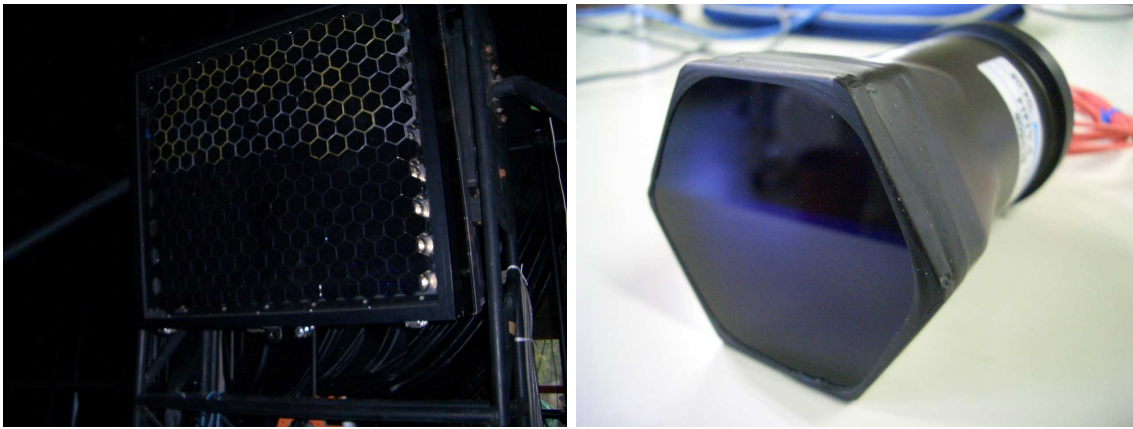


図 3.4: PMT カメラ (左) と BG3 を取りつけた PMT(R9508)(右)

Digitizer and Finder (SDF) モジュールに送られる。トリガーシステムには、SDF、Track Finder (TF)、Central Trigger Distributor (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 幅のモジュールである。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 12 bit、40 MHz 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 (100 ns) 毎に足しあわされてメインバッファメモリーに記録される。イベントトリガーが発生するデータはバッファメモリー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。フレームごとに大気信号候補を探索し、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 へ転送される。

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 μ 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空間的広がりを持ち、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)。

- I. 連続した 5 本の PMT でシグナルがある
- II. カメラの端で、連続した 3 本の PMT でシグナルがある
- III. 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。

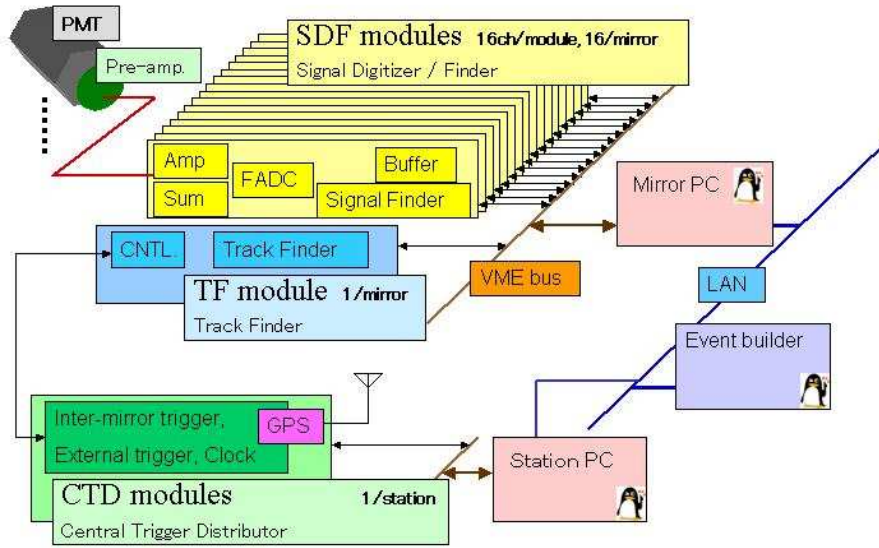


図 3.5: FD エレクトロニクスの概略図

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むけて送出する。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 of 絶対時刻も CTD が記録する。

3.3.4 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よ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、さらには大気中の各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。このためには、エレクトロニクスの応答、各部の増幅率、量子効率、望遠鏡光学系の透過率、反射率などがあらかじめ精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さまざまな方法で地表から 10 km 以上の上空までの大気の状態を測定する必要がある。そこで宇宙線望遠鏡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。

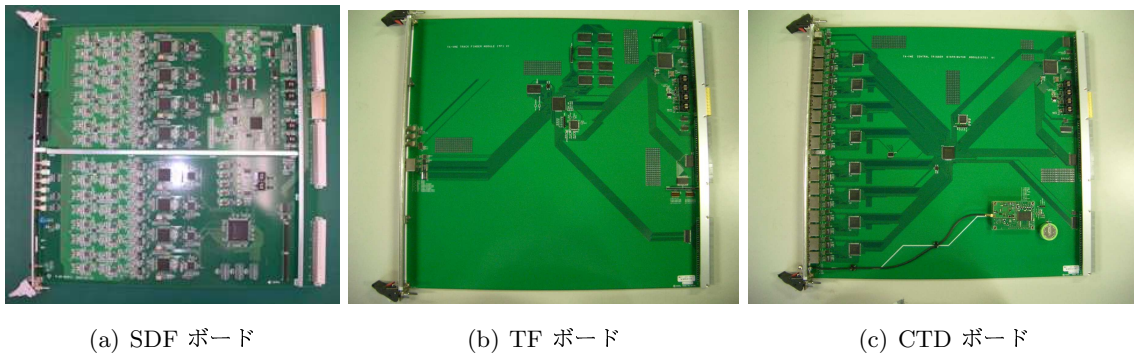


図 3.6: FD のトリガーモジュール

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、あらかじ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 N_2 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 337.1 nm で光量は 300 nJ/pulse、パルス幅は 4 μ s である。レーザーの出力エネルギーは放射パルスごと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ごとのばらつきは $\pm 5\%$ であることがわかっている。PMT の視野の中心軸がレーザーの光路と正確に垂直になるように PMT がセットされ、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 $\pm 8\%$ と見積もられている。

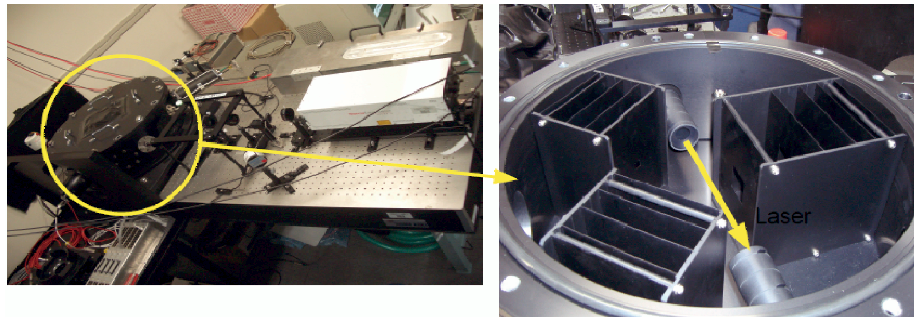


図 3.7: CRAYS。左図の円で囲まれた領域の内側を右図に示す。右図の矢印はレーザーの光路を表し、レイリー散乱による散乱光が PMT で検出される

YAP 基準 PMT の光電面の中心前面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 $YAlO_3$: Ce シンチレーターを窓とする直径 4 mm、高さ 1 mm の円筒容器内に ^{241}Am α 線

源を封入したものである。ピーク波長は 370 nm、パルス幅 20 μ s、PMT 光電面で発生する光電子数は約 450 個で、パルスごとのばらつきは 5 % 以下である。

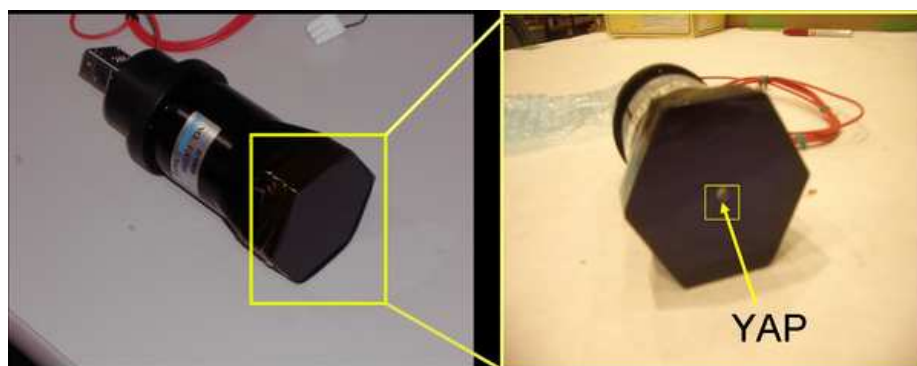


図 3.8: YAP。PMT 前面中央に設置し絶対光量光源として使用する

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 のゲインは同じ 8×10^4 にそろえられている。具体的には、基準 PMT のゲインが 8×10^4 になるように HV を印加したのち、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すべての 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 (同社製 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 3 m 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 μ s、光量は 2×10^4 pe/pulse のパルス光を繰り返し周波数は 25 Hz 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 30 mm 以下になるように調整されていて、これはひとつの PMT 感面の大きさ 61 mm より小さい。したがって、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位置分解能であらかじ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 ± 2 mm (実測取り付け精度の系統誤差)、 ± 0.1 mm (位置決め精度の統計誤差) である。

この装置に搭載されている UVLED は波長 365 ± 10 nm の単色光を発し、そのパルス幅は 400 ns、スポットサイズは 3.83 mm (1.65 σ , 90 %)、光量は約 1000 pe/pulse である。不均一性測定は UVLED 光源をカメラ有効感度面上を 4 mm 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

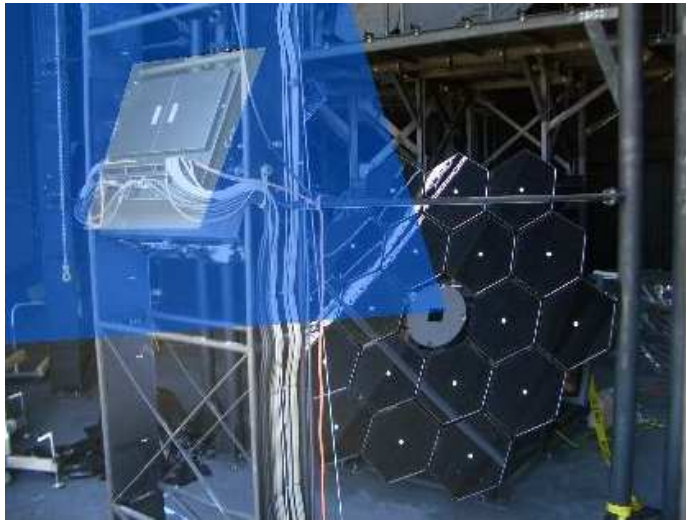


図 3.9: Xe フラッシャーの照射イメージ

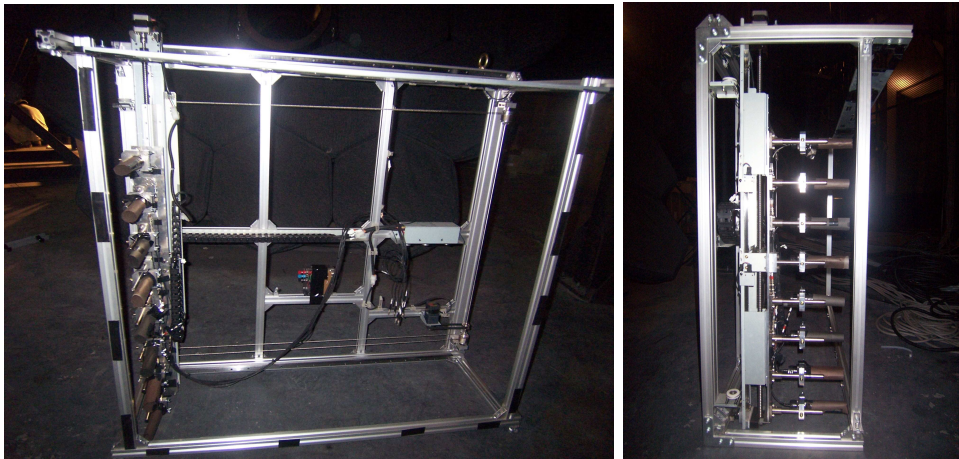


図 3.10: XY-スキャナー

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。

大気状態のモニター

空気シャワーによって生成された大気蛍光は大気中を伝播する際に、大気中の微粒子によって散乱・吸収される。この散乱・吸収量を知るために我々はいくつかの装置を大気蛍光望遠鏡の視野中に設置し、運用している。以下ではそれらの装置の概要を紹介する。

LIDAR 宇宙線望遠鏡実験では、BRM ステーションに LIDAR 装置を設置し大気モニターに利用している。LIDAR は Light Detection And Ranging の略で、強いパルスビーム光を大気に向けて発射し、その最後方散乱光の時間プロファイルを測定することで、ビーム射線に沿った大気の状態を推定する大気モニター法である。我々の LIDAR 装置はコンピューター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 355 nm、最大出力 5 mJ、パルス幅 5 ns、繰り返し周波数 1 Hz)、エネルギーメーター (Coherent 社製、J50LP-1A、波長範囲 300 nm ~ 12 μ 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。LIDAR 装置は BRM ステーションから 100 m 離れた場所にある。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行われている。

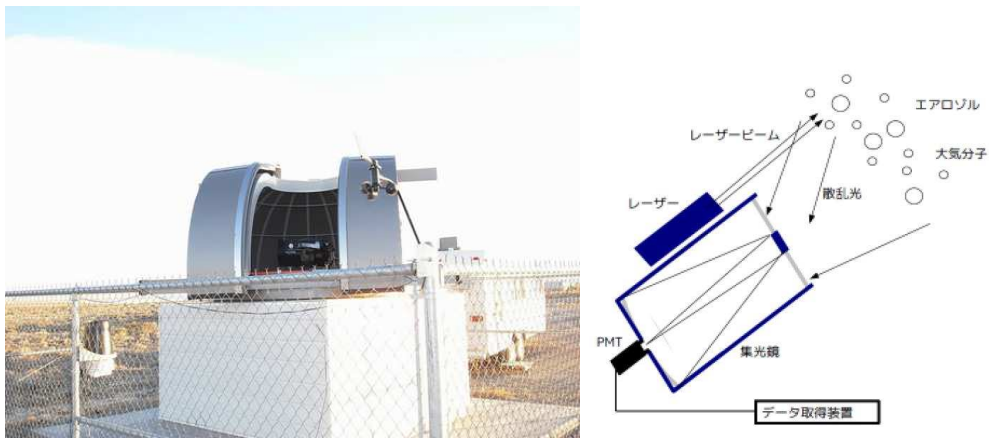


図 3.11: LIDAR ドーム (右) と LIDAR 法の概念図 (左)。ドームの中にある望遠鏡には右図のようにレーザーと PMT が取り付けられている

IRCamera 上空が低い雲でおおわれているときは、大気蛍光が雲で隠れてしまう。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るので、IRCamera を使うことで視野内の雲を撮像することができる。撮像する方向は FD 視野と同じ方向を 12 枚と水平、垂直の計 14 枚の撮影を 1 時間ごとに行う。

図 3.12 に IRCamera と 撮像した写真を示す。右図は望遠鏡の視野順に 12 枚を並べた写真であり、同じ日に異なる時間に撮像したものである。上段の 12 枚の写真では雲が全体に存在するが、中段でしだいに減少し、下段の写真では雲がなくなる様子がわかる。

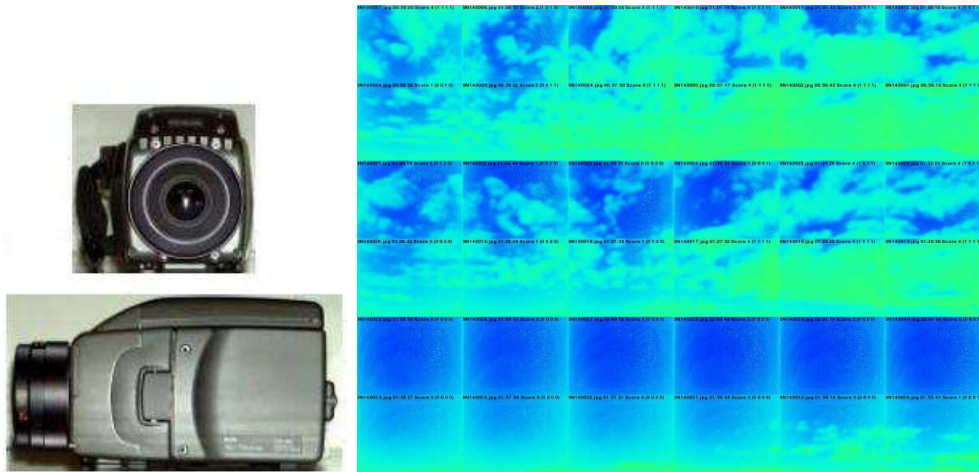


図 3.12: IRCamera (左) と IRCamera で撮像された写真 (右)。右図は上段、中段、下段の 12 枚が同時刻に撮像された写真である。写真の青色に比べ緑色のほうが温度が高く、雲の存在を表す。上段から下段に進むにつれて時間が経過し、雲が移動する様子がわかる。12 枚の撮影方向はそれぞれ FD 視野に相当する

CLF LIDAR と同様の紫外線レーザーを使用した CLF (Central Laser Facility) が宇宙線望遠鏡実験の中央に設置されている。CLF は 3 ヶ所の FD ステーションからほぼ等距離となる地点に設置され、垂直に射出したレーザーの側方散乱をすべてのステーションで観測する。ある高度 (LIDAR の観測によれば ~ 5 km) 以上ではレイリー散乱が支配的であ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との差がミー散乱による減衰を表すことになる。ここでの透明度の指標は VAOD (Vertical Aerosol Optical Depth) とよばれ、減衰量は $\exp(-VAOD)$ で表される。ミー散乱の消散係数 α_{mie} との関係は、 $VADO(R) = \int_0^R \alpha_{mie}(r) dr$ であり、次元大気 (大気状態が高さにのみ依存する) と考えた場合には LIDAR によって得られた消散係数と比較することが可能である。

現在 CLF は大気蛍光観測中、30 分毎にレーザーを射出し FD で観測している。

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 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

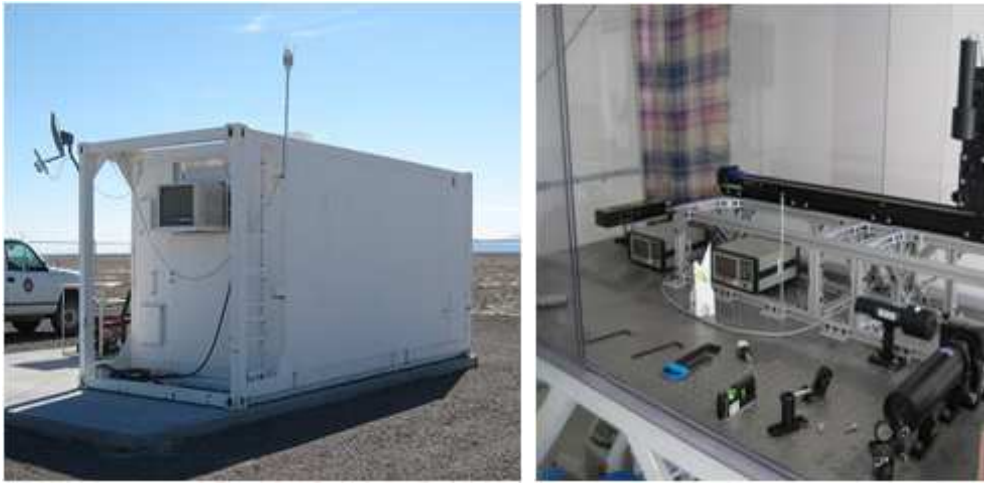


図 3.13: TA サイト中央に設置された CLF (左) と CLF 内部 (右)

めて較正することが可能となる。ELS は BRM ステーションの正面 100 m 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。1 μ s のパルス中には 10^9 個の電子が含まれ、これは 4×10^{16} eV のエネルギー損失に相当し、FD で観測される大気蛍光量は 10 km 先の 4×10^{20} eV と等価であると見積もられている。電磁成分のエネルギー損失はシミュレーションでよく再現できるため、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、現在は実験サイトに設置されて最終調整が行われている。

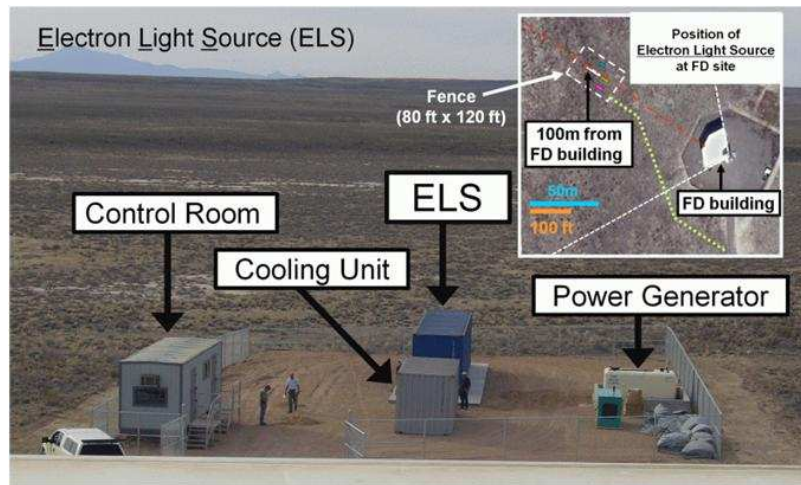


図 3.14: TA サイトに設置された ELS

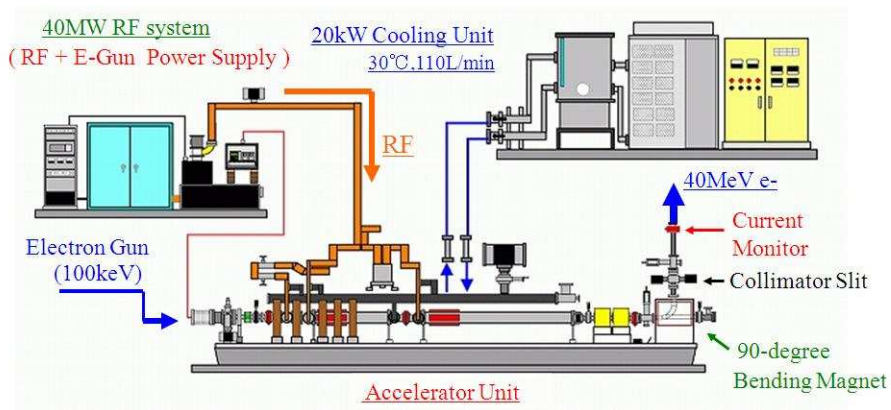


図 3.15: ELS の概略図



図 3.16: シンチレーション検出器

3.4 地表粒子検出器

SD は面積 3m^2 のプラスチックシンチレーターからなる地表検出器で、これが 1.2km 間隔で合計 507 台設置されている (図 3.16)。SD 1 台には、 $100\text{cm} \times 150\text{cm} \times 1\text{cm}$ のプラスチックシンチレーターを 2 層に重ねたものがセットで入っている。それぞれのプラスチックシンチレーターには直径 1mm 、 2cm 間隔で溝が掘られ、その溝に WLSF (Wave Length Shifting Fiber) が埋め込まれている。この WLSF によって青いシンチレーション光から緑色に変換された光を、中央に設置した PMT (Electronbubes 9124SA) を使って検出する。PMT からの信号波形はアンプを介して 12 bit、 52MHz サンプリングの FADC (Flush Analog-Digital Converter) で AD 変換され、記録される。また、各地表検出器は GPS により時間情報を取得し、SD エリアに配置された通信塔を介して無線 LAN により中央のデータ収集系と通信している。各 SD は、ソーラーパネル (120W) を電力源としているため自立して観測を行うことができる。

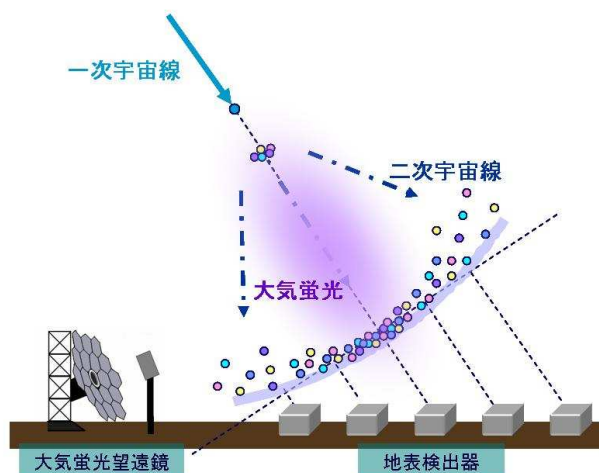


図 3.17: ハイブリッド観測の概念図

3.5 ハイブリッド観測

SD アレイはほぼ 100 % の効率で稼動しているので、FD による観測が行われている時間は、SD アレイと FD で同時観測が行われているとみなせる。しかも、エネルギー 10^{19} eV 以上の空気シャワーについて言えば、FD の有効検出範囲は SD アレイの展開領域を超えている。そのため、このエネルギー以上の宇宙線は同時検出 (= ハイブリッド観測) されることになる。

SD アレイによる観測では、計測された粒子数と粒子到来時刻を基に空気シャワーシミュレーションとの比較から一次宇宙線のエネルギーと到来方向が決定される。FD による観測では、大気中を通過する空気シャワーの軌跡を撮像し、軌跡の輝度 (光量) から一次宇宙線のエネルギーと到来方向が推定される。SD アレイと FD 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と言える。すなわち、FD 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軸の縦方向発達に沿って観測する。これに対して、SD アレイは最大発達付近の平面内でシャワー軸から数 100 m ~ 数 km の範囲での、粒子密度の横方向分布を測定する。もちろん、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、SD アレイによる観測では、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強く依存するため系統誤差が大きい。一方、大気蛍光法におけ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実験的に較正されるべき係数が多数あるため、エネルギーの系統誤差は大きくなってしまふ。

以上の一長一短のある問題を克服するために相互の情報を使い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である。

第4章 シミュレーションソフトウェア

イベント再構成ソフトウェアを開発しその性能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である。この章では、宇宙線望遠鏡実験による大気蛍光観測結果として得られるデータをシミュレートするために我々が開発したソフトウェアについて述べる。シミュレーションソフトウェアは、空気シャワーの縦方向発達から望遠鏡に入射する光子数を求める空気シャワー生成シミュレーションクラス群と、この光子数から望遠鏡の構造を考慮して実際に記録される波形データを作る検出器シミュレーションクラス群の 2 グループで構成されている。

4.1 空気シャワー生成シミュレーション

ユーザーは、大気に入射し空気シャワーを生成する一次宇宙線の情報を、ソフトウェア内の「セッションファイル」に書き込んで設定することができる。セッションファイルに与える情報は約 30 項目あるが、重要な一次宇宙線の情報は以下のとおりである。

- 一次エネルギー E_0
- 初期発達深さ X_0
- 最大発達深さ X_{\max}
- 到来方向
- コア位置

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 (2.29) で示された Gaisser - Hillas 関数によって良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セッションファイルに指定されていないものは 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、セッションファイルに与えられた E_0 から Missing Energy、 E_{miss} を引いたエネルギー E_{cal} を求める。

$$E_{\text{cal}} = E_0 - E_{\text{miss}} \quad (4.1)$$

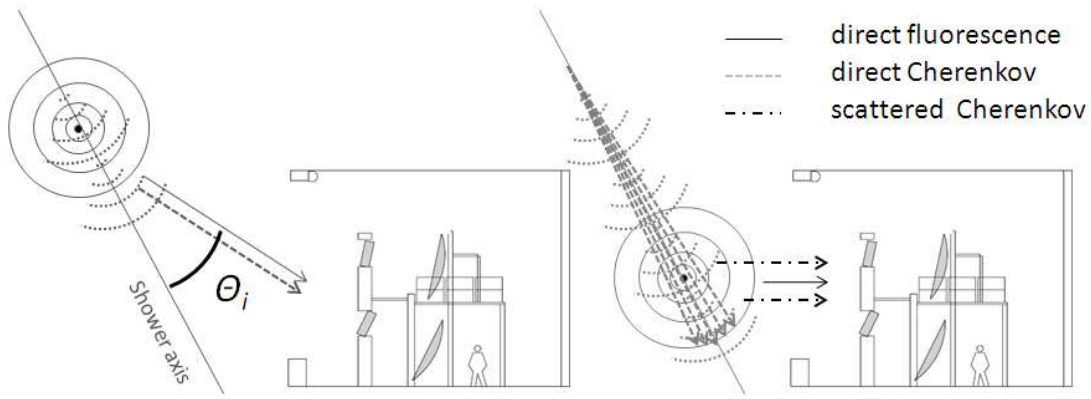


図 4.1: 空気シャワーから望遠鏡に入射する光子。大気蛍光発光とチェレンコフ光にくわえ、指向性をもったチェレンコフ光が散乱することで望遠鏡に入射する

ただし、CORSIKA [17] による空気シャワーシミュレーションから

$$\frac{E_{\text{cal}}}{E_0} = A - B \left(\frac{E_{\text{cal}}}{10^{18} \text{eV}} \right)^{-C} \quad (4.2)$$

の関係が成り立つことがわかっている [18] 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られた値 $A = 0.967, B = 0.078, C = 0.140$ をいつも使用する。

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、 $N_{\text{max}} = 1, X_{\text{max}}, X_0$ のときの Gaisser - Hillas 関数を積分することで求まるエネルギー

$$E_0^1 = \frac{dE(s)}{dX} \int_{X_1}^{\infty} N_e(X, N_{\text{max}}, X_{\text{max}}, X_0) dX \quad (4.3)$$

を使い、

$$N_{\text{max}} = \frac{E_{\text{cal}}}{E_0^1} \quad (4.4)$$

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} とセッションファイルに与えた X_{max}, X_0 を Gaisser - Hillas 関数に代入して、任意の大気斜め深さ $X \text{ g/cm}^2$ における電子成分数が求まる。空気シャワーをその軸にそった 1 g/cm^2 きざみで「セグメント」に分けて、各セグメントでの電子数を計算し保存する。セグメントにはセッションファイルに与えた到来方向、コア位置の情報をもとにその位置情報も保存する。

4.1.2 大気蛍光発光

つぎに、セグメントに与えた各深さごとの電子数とジオメトリ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)。

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 $N_{i\lambda}^{\text{Fl}}$ を各波長 λ ごとに求める。

$$N_{i\lambda}^{\text{Fl}} = N_{e,i} \frac{dE(s_i)}{dX} Y_{i\lambda}^{\text{Fl}}(H_i) S_{\lambda}^{\text{Fl}}(H_i) dl_i \quad (4.5)$$

i はセグメントを区別する番号、 s_i は空気シャワーのセグメントでのエイジパラメータ、 $Y_{i\lambda}^{\text{Fl}}(H_i)$ 、 $S_{\lambda}^{\text{Fl}}(H_i)$ は地表から高さ 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 $N_{i\lambda}^{\text{Fl,tel}}$ は

$$N_{i\lambda}^{\text{Fl,tel}} = N_{i\lambda}^{\text{Fl}} T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(r_i) T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(r_i) \frac{A_i}{4\pi r_i^2} \quad (4.6)$$

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、 $T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(r_i)$ 、 $T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(r_i)$ は距離 r_i 進んだ時の大気によるレイリー散乱、ミー散乱による波長 λ 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、セグメントの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依存する [40]。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、

$$N_{i\lambda}^{\text{C}} = N_{e,i} \frac{dE(s_i)}{dX} Y_{i\lambda}^{\text{C}}(H_i, s_i) S_{i\lambda}^{\text{C}}(H_i, s_i) dl_i \quad (4.7)$$

ここで $Y_{i\lambda}^{\text{C}}(H_i, s_i)$ 、 $S_{i\lambda}^{\text{C}}(H_i, s_i)$ は高さ 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、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。

$$D_i^{\text{C}}(\theta_i) = \frac{1}{\theta_0} \exp\left(-\frac{\theta_i}{\theta_0}\right) \quad (4.8)$$

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閾値 $E_{\text{thr}}^{\text{C}}$ から求まるパラメータで $\theta_0 = a E_{\text{thr}}^{\text{C}^{-b}}$ 、 $(a, b) = (0.83, 0.67)$ を使用する [40]。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 $N_{i\lambda}^{\text{C,tel}}$ は

$$N_{i\lambda}^{\text{C,tel}} = N_{i\lambda}^{\text{C}} T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(r_i) T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(r_i) \frac{2}{\sin \theta_i} \frac{A_i}{4\pi r_i^2} D_i^{\text{C}}(\theta_i) \quad (4.9)$$

から計算する。

4.1.4 散乱チェレンコフ光

FD で観測されるチェレンコフ光には発生点から直接入射するものだけでなく、大気分子やエアロゾルによって散乱され、方向が変えられたチェレンコフ光も含まれる。この光を以下では散乱チェレンコフ光と呼ぶことにする。

あるセグメントにおける散乱チェレンコフ光の光量は、シャワー軸上に沿って大気頂上からそのセグメントまでに放射されたチェレンコフ光の積分値に比例するとみなせる。 i 番目のセグメントでの総チェレンコフ光量 $N_{i\lambda}^{\text{CTotal}}$ 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、

$$N_{i\lambda}^{\text{CTotal}} = N_{i\lambda}^{\text{C}} + N_{i-1}^{\text{Cpass}} \quad (4.10)$$

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

$$N_{i\lambda}^{\text{Cpass}} = N_{i\lambda}^{\text{CTotal}} T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(dl_i) T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(dl_i) \quad (4.11)$$

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

$$N_{i\lambda}^{\text{MieC}} = N_{i\lambda}^{\text{CTotal}} T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(dl_i) \left[1 - T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(dl_i) \right] \quad (4.13)$$

また、レイリー散乱とミー散乱の角度分布の違いを考慮し、

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

$$N_{i\lambda}^{\text{MieC,tel}} = N_{i\lambda}^{\text{MieC}} T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(r_i) T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(r_i) \frac{A_i}{4\pi r_i^2} D_i^{\text{MieC}}(\theta_i) \quad (4.15)$$

から望遠鏡に入射する光子数を求める。

ここまでのところで我々のモンテカルロシミュレーションのうち一次宇宙線の情報から縦方向発達曲線を導き、望遠鏡に届く大気蛍光、チェレンコフ光、散乱チェレンコフ光の光子数を決定するところまでを紹介した。ここ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、この光子数からセグメントでの横方向分布を持たせて PMT カメラで観測される波形データをシミュレートする。

図 4.2 は望遠鏡に到達する光子数をシャワー軸にそった大気の斜め深さごとに表示したものである。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、緑色がミー散乱されたチェレンコフ光である。上図は視野を横切る空気シャワー軸からの光子数を表し、大部分が大気蛍光であるが、発達の高いところではレイリー散乱によるチェレンコフ光が入射することがわかる。下図は望遠鏡に向かってくる空気シャワーからの光子数であり、大気蛍光に比べチェレンコフ光の割合がずっと高いことがわかる。このように大気蛍光観測においてはチェレンコフ光とその散乱光は系統的なバックグラウンドとなる。

4.2 検出器シミュレーション

この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」している。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しておく必要がある。図 4.3 にソフトウェアに実装したステーションの内部構造を示す。実際のステーション同様、合成球面鏡はもとより望遠鏡を支える支柱やカメラ構造まで再現してある。

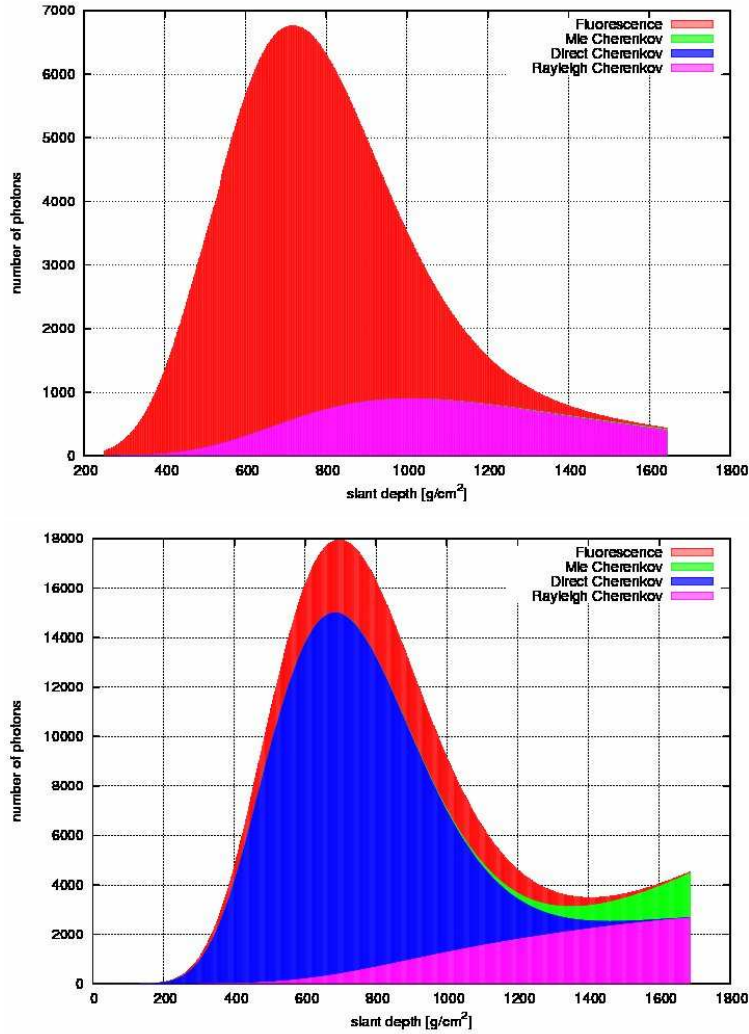


図 4.2: 望遠鏡に入射する光子数。上は望遠鏡の視野を横切る空気シャワーから入射する光子数、下は望遠鏡に向かってくる空気シャワーからの光子数である

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フの透過率など入射位置に依存しない係数をかけて光子数を減らしておく。具体的には鏡の反射率、パラグラフの透過率、量子効率をもとに各波長ごとに以下の式を計算する。結果的に求まる N_i^{RayTrace} は PMT カメラ面に到達する光子数である

$$N_i^{\text{RayTrace}} = \int N_{i\lambda}^{p,tel} R_{i\lambda}^{\text{mirror}} \tau_{i\lambda}^{\text{para}} \tau_{i\lambda}^{\text{BG3}} Q_{i\lambda} d\lambda \quad (4.16)$$

$N_{i\lambda}^{p,tel}$ 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フと 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。

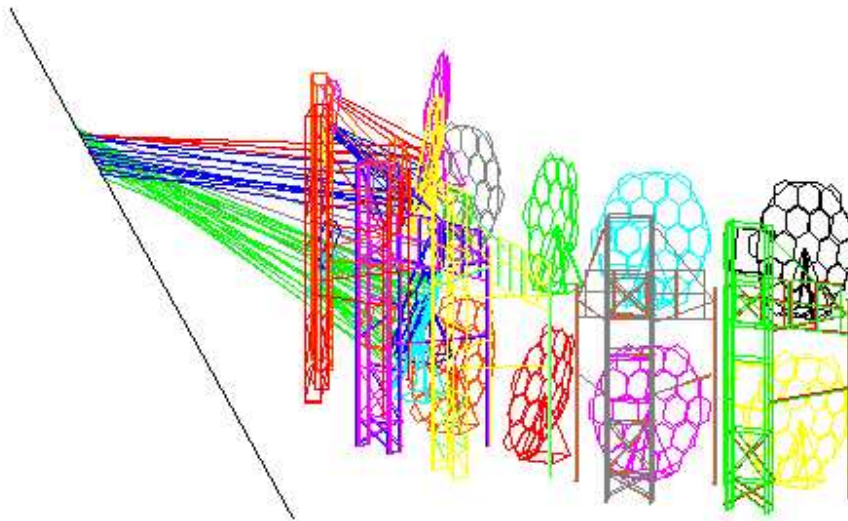


図 4.3: ソフトウェア中に再現した FD ステーションの内部構造。左の直線 (仮想的シャワー軸) の上から望遠鏡に向かって行ったレイトレースの軌跡も表示されている

ここまで準備できたところで、カメラに入射する位置や時刻をレイトレースによって求める。まず、光子の放射位置と向かう方向を決める。放射位置は、式 (2.30) の NKG 関数でシャワーの横方向粒子分布を考慮してランダムに選ぶ。つぎに、鏡の検出面積内でランダムな 1 点を光子の到達点として選ぶと、この 2 点をつなぐ直線から光子の放射位置と方向が決まる。そして、発生点から鏡で反射し PMT カメラに到達するまでの軌跡をレイトレースする。鏡は合成球面鏡を使っているため、鏡の隙間が反射位置に選ばれたときや、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に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、障害物で光が遮られる影響や、合成鏡の隙間で光が反射されない効果を考慮して、全ての光子のカメラへの入射位置が決まる。

その後 PMT カメラ面での不均一性を考慮するために、カメラ面での入射位置に応じて図 4.4 の上図の係数をかける。図 4.4 は BRM ステーションのカメラ-05 の不均一性を XY-スキャナーで測定した結果である。また、図 4.4 の下図は標準 PMT を除いた 253 PMT の (標準偏差/平均値) の値である。XY-スキャナーの設置精度に加え、PMT の端では感度が悪いためばらつきが大きくなるが、中心から 27.5 mm 以内では、標準偏差の比は 4 % にピークを持ち、かつ 95 % が 10 % 以内に分布する。そのため全ての PMT に対して同じ不均一性をもつと仮定している。

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 (図 4.5) をかけあわせ、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。

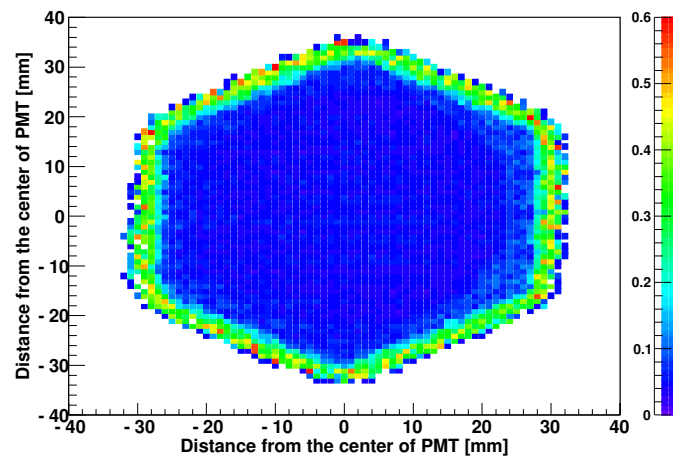
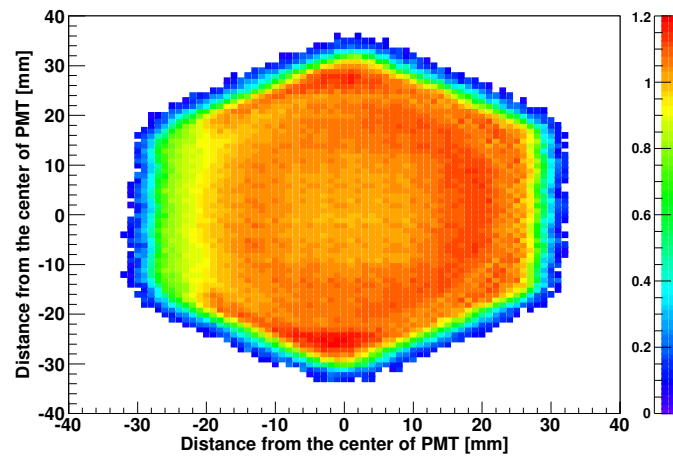


図 4.4: PMT カソード での不均一性 (上)、不均一性の (標準偏差/平均値) の分布 (下)

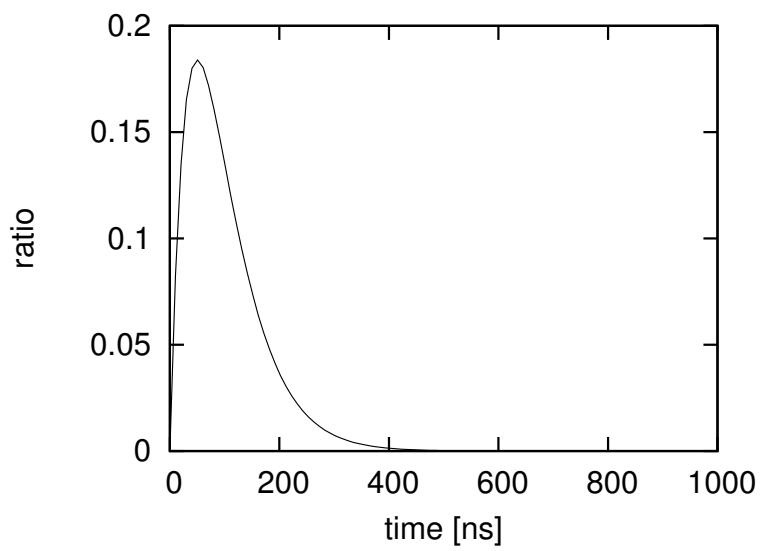


図 4.5: SDF の応答関数。時定数は 50 ns である

第5章 イベント再構成ソフトウェア

FD による大気蛍光観測で得られる情報は、各 PMT に入射した光による信号波形とその時刻である。これらから実際の空気シャワーの発達および一次宇宙線の情報を導出するためのイベント再構成ソフトウェアの詳細について述べる。

再構成は、

1. PMT セレクション
2. ジオメトリ再構成
3. 縦方向発達再構成

の 3 つの段階を踏んで行われる。PMT セレクションでは解析に使用する PMT 信号を、波形や時刻情報から選別し、ノイズ信号 (夜光や人工光など空気シャワー由来でない信号) と区別する。選ばれた PMT 信号を使いジオメトリ再構成では空気シャワーの位置や方向などを決定し、その後、縦方向発達再構成で空気シャワーのプロファイルおよび一次宇宙線のエネルギーを決定する。

5.1 PMT セレクション

実際の観測ではイベントトリガーが発生するとステーション内の全チャンネルの信号が記録・保存されるため、1 FD ステーションあたり 256×12 本の PMT の信号が記録されている。まず以下の解析により各 PMT について空気シャワーによる大気蛍光の入射の有無を判別し、以後の再構成に用いるかどうか判定する。また再構成に必要なとなる光電子数や光子の到達時刻を見積もる。

5.1.1 1st セレクション

第一に各 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。図 5.1 に記録された波形の例を挙げる。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 $1 \sim 10 \mu\text{s}$) 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 は以下の計算による。まず波形の移動平均を次式から計算する。

$$b(t) = \int_0^{N\Delta t} a(t - \tau) d\tau / N\Delta t = \sum_{k=0}^{N-1} a(t - k\Delta t) / N \quad (5.1)$$

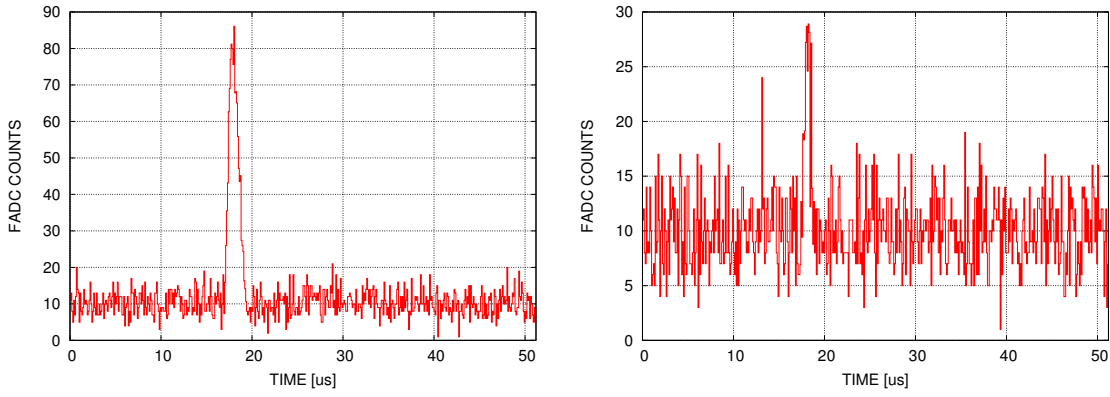


図 5.1: シミュレーションによる波形

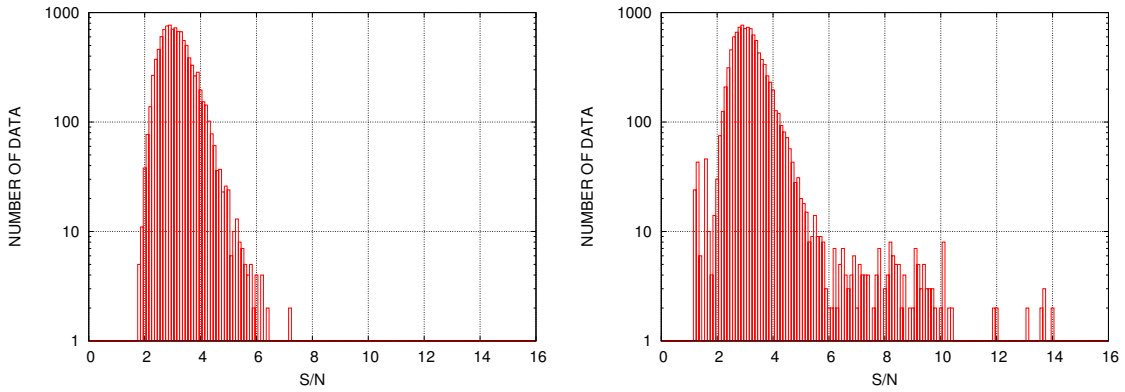


図 5.2: 観測で得られた波形の S/N の分布。空気シャワーによる信号を含まない波形の場合 (左) と含む場合 (右)

$a(t)$ 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は $1.6 \mu\text{s}$ 、 $3.2 \mu\text{s}$ 、 $6.4 \mu\text{s}$ 、 $12.8 \mu\text{s}$ の 4 種類である。すなわち、信号の実効的サンプリング周期が $\Delta t = 100 \text{ ns}$ なので、 $N = 12, 32, 64, 128$ 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。

$$S/N = \sqrt{\frac{N(b(t) - \bar{a})^2}{V_a}} \quad (5.2)$$

ここで \bar{a} は ADC 値の平均である。こうして求められる S/N の分布を図 5.2 に示す。S/N は、その値が最大になる移動平均の時間幅で計算されるのでピークは 1 にはならず、大きい値にずれている。

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わかる。

ただし、この S/N 値による判別では信号の形を見ていないため、空気シャワーによるものでない信号も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

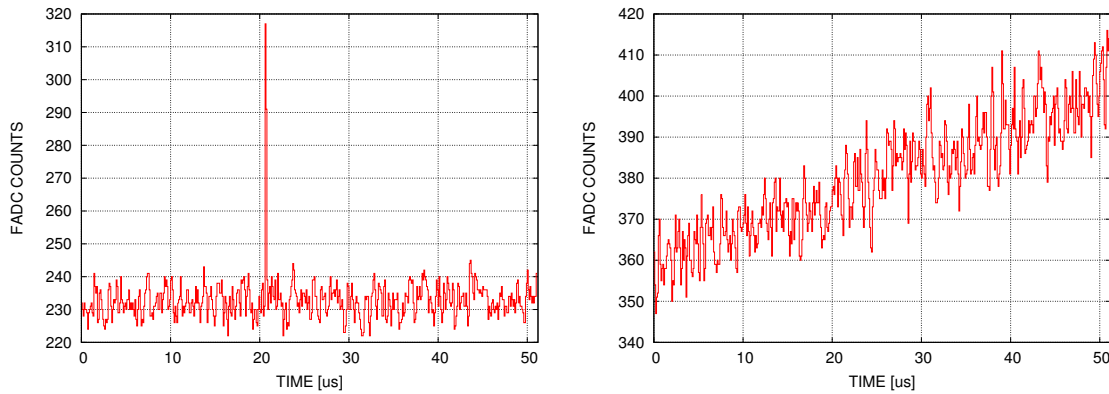


図 5.3: ミューオンによるものと考えられる波形 (左) と飛行機による波形 (右)

人工光や、ミューオンが直接 PMT の管面を通過したことによる波形などである。空気シャワーからの波形は一般的に三角形の形を持つものが多いため、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 の番号をあらわす添え字である) と幅 σ (三角形でフィットしたときの底辺) という信号の形を特徴づ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弁別する。その条件は、

1. 幅が極端に小さいか、極端に大きい ($\sigma < 0.1 \mu\text{s}$ または $\sigma > 25.6 \mu\text{s}$)
2. T_i がデータのタイムウインドウ ($51.2 \mu\text{s}$) から外れている ($T_i < 0 \mu\text{s}$ または $T_i > 51.2 \mu\text{s}$)

である。空気シャワーによる信号の幅は約 $1 \sim 10 \mu\text{s}$ である。これより幅が極端に小さいものは高周波のノイズあるいはミューオン、逆に極端に大きいものは飛行機などによるゆっくりとした光量の変動と考えられる (図 5.3) ので除く。また、波形のタイミングがデータのタイムウインドウ ($51.2 \mu\text{s}$) を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く。なお、ここで PMT ごとに求めた波形のタイミング T_i は、光子入射時刻として以後使用する。

5.1.2 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を信号として選択してしまうことがあり、上記の波形解析による選別のみでは不十分である。そこでさらに別の方法による選別が必要になる。空気シャワーを撮像すると、大気蛍光光子の入射した PMT は帯状に分布するので、この帯状の形状を弁別に利用する。電子数はシャワー軸付近で最も多く、軸から遠くなるにしたがって減少する。大気蛍光もほぼ同じ分布に従うので、シャワー軸から離れた方向を見ている PMT には大気蛍光が入射していないとみなせる。そこで、シャワーイメージの中心軸を近似的にシャワー軸とみなし、この直線と各 PMT の視野方向との離角を求め、その角度が大きい PMT の信号はノイズであるとして除外する。しかし、シャワー軸からの離角の分布は一次エネルギーやジオメトリによって決まり、あらかじめわかっていない。そのため求めた離角についての分布をとり、孤立した PMT を除去する (図 5.4)。

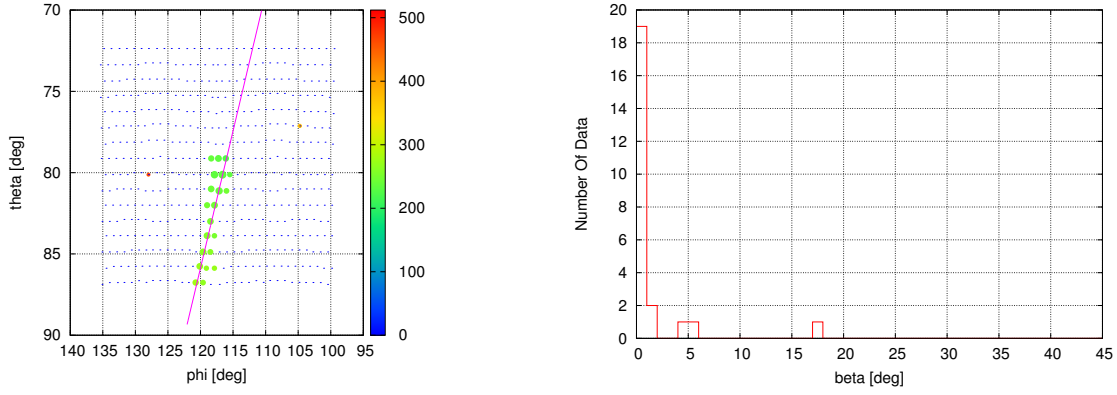


図 5.4: シャワートラック (左) と離角 β の分布 (左)。空気シャワーによるデータは離角の小さい部分に集中するのに対し、そこから外れたデータはノイズと考えられる

5.1.3 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からのノイズは除去できる。しかし、トラックに隣接した視野を持つ PMT のノイズ信号は取り除けない。再構成では光子の入射した時刻も用いるため、ノイズデータによる、期待する時刻と明らかに異なった時刻にピークを持つような信号が混入すると、著しく精度が落ちてしまう。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 からデータを選別する。

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量である。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を ψ 、各 PMT の方向ベクトルがなす角を α_i とする (図 5.5) と、PMT への光子入射時刻 t_i は

$$t_i = t^* + \frac{1 \sin \psi - \sin \alpha_i}{c \sin(\psi + \alpha_i)} r_0 \quad (5.3)$$

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達した時刻、 r_0 は FD からシャワートラック中心までの距離である。 $\phi - \theta$ の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。

$$\alpha_i = \cos^{-1} \left(\mathbf{n}_i^{\text{proj}} \cdot \mathbf{n}_c \right) \quad (5.4)$$

各 PMT における α_i と 1st セレクションで求めた T_i を式 (5.3) 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 5.6 は観測された空気シャワーイベントのイベントディスプレイ (撮像されたイメージ) である。各マーカーの位置は PMT の視線方向、色は光子入射時刻、大きさは光量を表している。左図が PMT セレクションを行う前で、S/N が 3 以上の波形が記録された PMT についてプロットしてある。右図は 1st、2nd、3rd セレクションを行った後であり、以降の解析で使用しない PMT には \times を表示した。PMT セレクションを行うことで有効にノイズ信号を除去できていることがわかる。

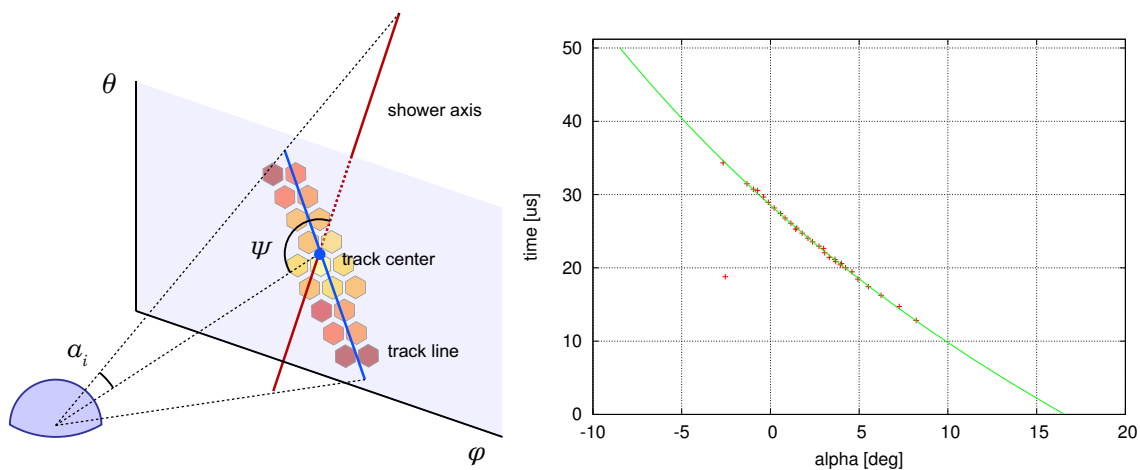


図 5.5: シャワートラック (左) とノイズ信号選別のためのタイミングフィット (右)。右図ではフィッティング曲線から大きく外れた点 $(-2.5^\circ, 19 \mu\text{s})$ があり、これはノイズ信号であると判断される

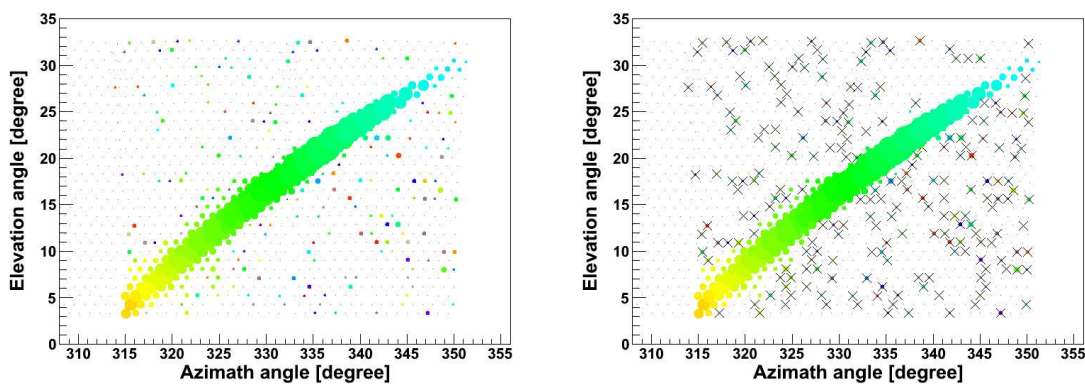


図 5.6: セレクション前後の空気シャワーイベントディスプレイ。1st、2nd、3rd セレクションを行うことでノイズ信号を除去できる

5.2 ジオメトリ再構成

ジオメトリ再構成では、シャワー軸の傾きやコアの位置といった空気シャワーのジオメトリを求める。ここでは、2ステーションの観測データからジオメトリを導くステレオジオメトリ再構成と、1ステーションの観測データのみを利用して求めるモノジオメトリ再構成の両方の場合について述べる。一般に前者の方が精度がよいため、2ステーション以上でデータ収集されたイベント(ステレオイベント)の場合は前者で再構成し、それに失敗した場合あるいは1ステーションのみでデータ収集されたイベント(モノイベント)の場合は後方で再構成する。いずれの場合にも、まずステーションごとに Shower-Detector Plane (SDP) を求める。

5.2.1 PMT の視野方向

ジオメトリの決定には、光子の入射方向が非常に重要である。つまり各 PMT の視野を正確に知る必要がある。PMT の視野は、PMT と 鏡との位置関係だけでなく、周囲の遮蔽物など望遠鏡全体の構造、PMT 感面での不均一性を考慮する必要があり、簡単な幾何計算で求めるのは難しい。よってシミュレータを用いてあらかじめ計算しておく。

シミュレーション自体は単純で、平行光を FD の球面鏡に入射してレイトレースを行い、各 PMT における入射光子数を見るものである。これにより各 PMT がある角度に対してどの程度の感度を持っているかがわかる。この方法で得られた PMT の感度分布を図 5.7 に示す。PMT の視野はおよそ 1° 程度の広がりを持っているが、鏡の球面収差などの影響でその広がり方にはカメラ上の各点で違いがあることがわかる。この視野の広がりを常に考慮してジオメトリ再構成を行うのはたいへんであり、イベント再構成の計算ではこれを 1 方向で代表させて扱う。そこで各 PMT に対し、入射光子数の重心方向を PMT の視線方向として定義する。

また PMT ごとの方向による感度分布は、後述する逆モンテカルロ法を高速化する上で重要である。

5.2.2 Shower-Detector Plane

Shower-Detector Plane (SDP) とは、検出器とシャワー軸によって張られる平面のことである。ここではステーションを一体で一つの検出器とみなし、ステーション中心を座標原点とする。 i 番目の PMT にシャワー軸から放射された大気蛍光光子が入射したとすれば、SDP の法線ベクトル \mathbf{n} はその PMT の視線方向 \mathbf{k}^i と垂直となる。複数の PMT に光子が入ったとして、以下の χ^2 を最小にする \mathbf{n} が SDP の法線ベクトルの最確値である。

$$\chi^2 = \sum_i \frac{w_i (\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}^i)^2}{\sigma_i^2} \quad (5.5)$$

ここで σ_i は PMT の視野を考慮した規格化因子で $\sigma_i = \sin 0.8^\circ$ 、 w_i は重みである。ここでは、シャワー軸に近い PMT に重みをつけて

$$w_i = \frac{N_i^{\text{pe}}}{\bar{N}^{\text{pe}}} \quad (5.6)$$

とする。 N_i^{pe} は i 番目の PMT の光電子数、 \bar{N}^{pe} は全 PMT の光電子数の平均である。

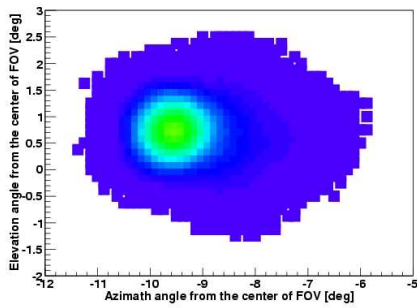
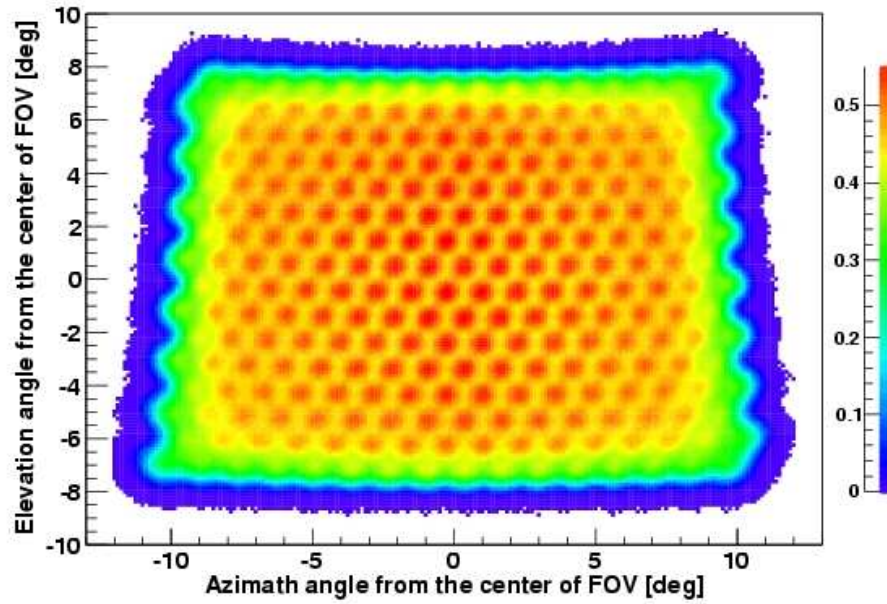
5.2.3 ステレオジオメトリ再構成

ステレオイベントの場合は、2 つの SDP が求まる。よってシャワー軸は 2 つの SDP の交線として与えられる (図 5.8)。2 つの SDP の法線ベクトルをそれぞれ $\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2$ とすれば、シャワー軸の方向ベクトル \mathbf{s} は

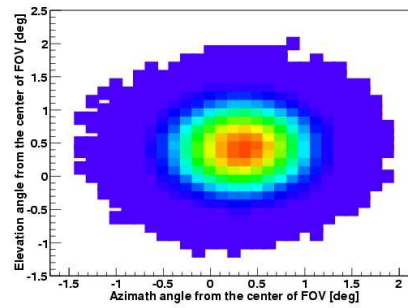
$$\mathbf{s} = \mathbf{n}_1 \times \mathbf{n}_2 \quad (5.7)$$

である。また、シャワーのコア位置 \mathbf{R} は、連立方程式

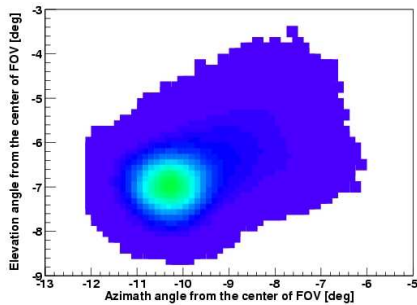
$$\begin{cases} \mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{R} = \mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{r}_1 \\ \mathbf{n}_2 \cdot \mathbf{R} = \mathbf{n}_2 \cdot \mathbf{r}_2 \end{cases} \quad (5.8)$$



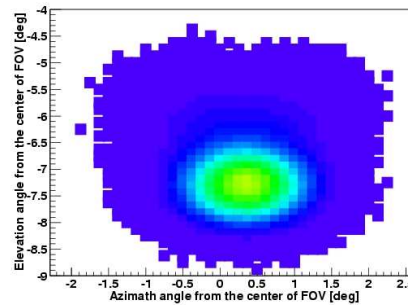
(b) PMT 247



(c) PMT 119



(d) PMT 255



(e) PMT 127

図 5.7: 望遠鏡への光子入射方向に対する PMT の感度 (BRM Camera00 の例)。上は 1 カメラの全 PMT についてまとめて描いたもの、下は各 PMT 毎に描いた図であり、望遠鏡視線方向からの相対的な方向を両軸にとってている。数値はシミュレーション時の入射光子数に対する検出光子数の比である。この方向ごとの感度分布は後述する逆モンテカルロ再構成で使用される

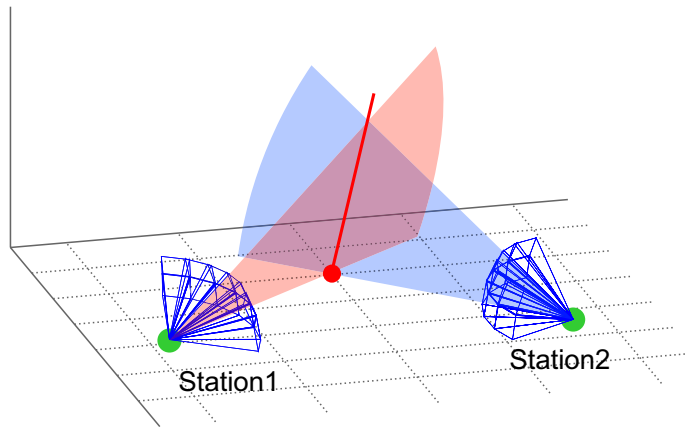


図 5.8: ステレオジオメトリ再構成。2 つの SDP の交線として シャワー軸が決まる

の解として得られる。 \mathbf{r}_i は i 番目の FD ステーションの位置ベクトルである。

5.2.4 モノジオメトリ再構成

モノイベントの場合は、各 PMT の光子の入射時刻情報も用いなければジオメトリは求まらない。今、SDP は求まっているものとして、FD ステーションを原点とする座標系で考える (図 5.9)。コア位置を \mathbf{r}^* 、シャワーがコアに到達した時刻を t^* とする。またシャワー軸上の \mathbf{r}_i の点から時刻 t^P に放出された光子は i 番目の PMT により時刻 t_i に検出されたとする。このとき

$$t_i = t^P + \frac{1}{c} |\mathbf{r}_i| \quad (5.9)$$

$$t^* = t^P + \frac{1}{c} |\mathbf{r}^* - \mathbf{r}_i| \quad (5.10)$$

が成り立つ。ここから t^P を消去すれば、

$$t_i - t^* = \frac{1}{c} (|\mathbf{r}_i| - |\mathbf{r}^* - \mathbf{r}_i|) \quad (5.11)$$

各 PMT の視野は既知であるので、光子の発生点 \mathbf{r}_i への仰角 α_i も既知である。これを用いて式 (5.11) を書き換えると

$$t_i = t^* + \frac{1}{c} \frac{\sin \psi - \sin \alpha_i}{\sin(\psi + \alpha_i)} r^* \quad (5.12)$$

ここで ψ はシャワー軸の SDP 内での地表面からの仰角である。再構成ルーチン内では光子入射時刻 T_i の測定誤差 σ_i を考慮して、以下の χ^2 を最小にするものを t^* 、 r^* 、 ψ の最確値とする。

$$\chi^2 = \sum_i \left[\left\{ t_i - t^* - \frac{1}{c} s_i(\psi) r^* \right\}^2 / \sigma_i^2 \right] \quad (5.13)$$

ただし $s_i(\psi)$ は

$$s_i(\psi) = \frac{\sin \psi - \sin \alpha_i}{\sin(\psi + \alpha_i)} \quad (5.14)$$

である。このようにして \mathbf{r}^* と ψ が決まるので、結果としてシャワー軸の方向ベクトルとコア位置への方向ベクトルが求められる。

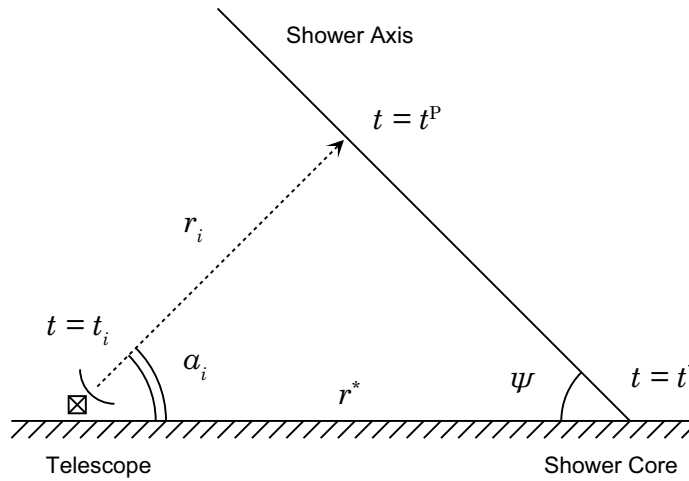


図 5.9: モノジオメトリ再構成

5.3 縦方向発達再構成 - 逆モンテカルロ法 -

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。福田らの開発した Waveform Sum Method [49] は、10 MHz の実効サンプリングレートで記録されている波形から 100 ns ごとの各 PMT の光電子数を求め、それに対応する大気深さの電子数に変換し、空気シャワーの縦方向発達を再構成する方法である。この Waveform Sum Method は非常に高速にデータ解析できる長所がある一方、チェレンコフ光や散乱チェレンコフ光が信号中に含まれることを考慮していない、という決定的な短所があった。第 4 章で述べたように、大気蛍光観測ではジオメトリによってはかなりの割合でチェレンコフ光やその散乱光が混入するため、すべて大気蛍光からの光として解析してしまうとエネルギーを過大評価してしまう。そこで、チェレンコフ光とその散乱を精密に考慮するために「逆モンテカルロ法」を用いた縦方向再構成ルーチンを開発した。以下、その詳細について述べる。

5.3.1 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に沿って、くりかえ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、観測された実データをもっともよ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くりかえし生成される。実際には X_{\max} の最確値をさがす。具体的には、このとき $N_{\max} = 1.0$ 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 $X_0 = 0.0 \text{ g/cm}^2$ 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のだが、第 4 章で述べたイベントシミュレーションと同様に縦方向発達からレイトレースを行うと計算機の負担が大きすぎるため現実的ではない。そのため、第 5.2.1 節で述べた PMT の視線方向を求めるときにシ

ミュレートした方向ごとの感度分布を利用して計算を簡略化・高速化する。 i 番目の PMT で検出される信号 n_i^{pe} (光電子数) は

$$n_i^{\text{pe}} = \int_x \int_\lambda N_{x\lambda}^{\text{RayTrace}} \times f_i(\mathbf{n}_x) d\lambda dx \quad (5.15)$$

で求めることができる。ここで $N_{x\lambda}^{\text{RayTrace}}$ はイベントシミュレーション同様、深さ x g/cm² 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 (4.16) の位置に依存しない係数をかけた光子数である。 $f_i(\mathbf{n}_x)$ 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り、図 5.7 の値に相当する。

式 (5.15) 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。

$$L = \sum_i \{n_i^{\text{pe,data}} \log \frac{n_i^{\text{pe}}}{n_i^{\text{pe,st}}}\} \quad (5.16)$$

$$n_i^{\text{pe,st}} = \sum_i n_i^{\text{pe}} \quad (5.17)$$

ここで、 $n_i^{\text{pe,st}}$ は式 (5.15) 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、 $n_i^{\text{pe,data}}$ は実際の観測データから求めた i 番目の光電子数である。 X_{max} を変えながら、式 (5.16) の尤度をくりかえし計算し、最大になる X_{max} を最確値とする。

5.3.2 N_{max} 決定

縦方向発達を求めたのち、 N_{max} を求める。検出された総光電子数がもっとも多かったステーションでの総光電子数と、式 (5.15) 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、

$$N_{\text{max}} = \frac{\sum_i n_i^{\text{pe,data}}}{\sum_i n_i^{\text{pe}}} \quad (5.18)$$

である。図 5.10 は観測されたシャワーイメージと、再構成結果をもとに式 (5.15) から計算した PMT で検出される光電子数との比較である。図 5.6 と同じイベントである。左図は各 PMT で観測された波形データを単位間隔ごとに足しあわせ、時刻情報を大気斜め深さ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 (5.15) を使い、カメラで観測される光電子数求め、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隔も含めて観測データをシミュレーションでよく再現できていることがわかる。

5.3.3 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。 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。

$$E_{\text{cal}} = \frac{dE}{dX} \int_{X_1}^{\infty} N_e(X, N_{\text{max}}, X_{\text{max}}, X_0) dX \quad (5.19)$$

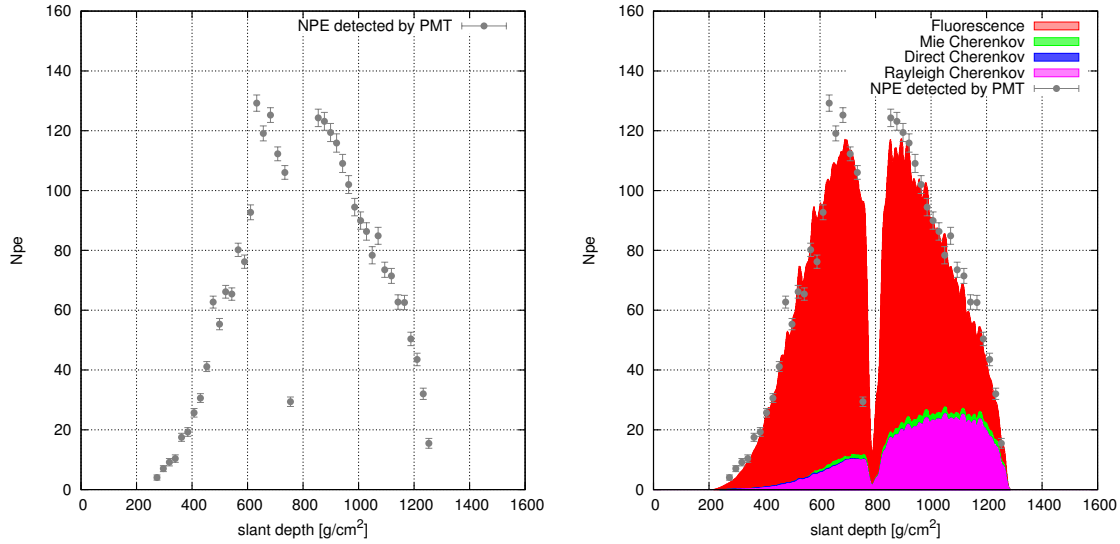


図 5.10: 観測データとシミュレーションとの比較。左図は実際に観測されたデータであり、右図は再構成で得られた結果からシミュレートした光電子数を重ね書きしている。赤色が大気蛍光、青色がチェレンコフ光、紫色がレイリー散乱されたチェレンコフ光、緑色がミー散乱されたチェレンコフ光からの光電子数を表す

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

$$t = \frac{X - X_0}{\lambda} \quad (5.20)$$

$$\xi = \frac{X_{\text{max}} - X_0}{\lambda} \quad (5.21)$$

を用いて書き換えると

$$N_e(t) = N_{\text{max}} \left(\frac{e}{\xi} \right)^\xi e^{-t\xi} \quad (5.22)$$

となる。したが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よい。

$$E_{\text{cal}} = \lambda N_{\text{max}} \overline{\frac{dE}{dX}} \left(\frac{e}{\xi} \right)^\xi \Gamma(\xi + 1) \quad (5.23)$$

そのようにして求めた 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 が決定される。

5.4 精度評価

今回開発された再構成ソフトウェアの決定精度を評価した。具体的には、シミュレーションソフトウェアで生成したデータを再構成ソフトウェアで解析し、その結果とシミュレーション生成時に与えたパラメータの差とその分布から精度を評価した。

5.4.1 ステレオ再構成決定精度

BRM ステーションと LR ステーションの両方でトリガーされるステレオイベントの決定精度を評価した。以下の条件でシミュレートした。

- 一次宇宙線のエネルギー E_0 : $10^{18.5}$ 、 $10^{19.0}$ 、 $10^{19.5}$ 、 $10^{20.0}$ eV
- 到来方向の天頂角 : 0 - 60 度で等方的
- 到来方向の方位角 : 0 - 360 度で等方的
- コア位置 : BRM と LR ステーションの視野中心の延長線の交点から半径 12 km 以内
- イベント数 : 各エネルギーにつき 500 イベント

である。図 5.11 に BRM、LR ステーションの位置関係を示した。BRM、LR ステーションの視野中心の延長線の交点を青丸 (CLF の位置を原点とする座標系で - 0.7 km, - 3.0 km) で示し、シミュレートされたイベントのコア位置の範囲を生成する半径 12 km 以内の領域を薄赤色で示した。

また、観測したステーションの視野の中に X_{\max} が入らない場合は X_{\max} を過大評価してしまうことが多いため、

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

というイベントセレクション条件を加え、視野内に X_{\max} が観測されない場合のイベントは除いた。ここで X_{start} はシャワーの見え始めの深さ、 X_{end} は見え終わりの深さ、 X_{\max} は再構成で得られたシャワーの最大発達深さである。このカットを加えた後に、シミュレーションで与えたパラメータと再構成で求めた値を比較した。

図 5.13 の左列にはシミュレーションの到来方向と再構成で求めた方向との開き角の分布を示し、右列にはシミュレーションのコア位置と再構成で求めたコア位置の距離の分布を示した。上から順に、一次宇宙線のエネルギー E_0 が $10^{18.5}$ 、 $10^{19.0}$ 、 $10^{19.5}$ 、 $10^{20.0}$ eV の場合である。

図 5.14 には、左列にはシミュレーションの X_{\max} と再構成結果の X_{\max} との差の分布を表す。右列には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 と、再構成で求めたエネルギー E_0^{rec} の差の分布を示した。エネルギーの差は E_0 で割って百分率で表されている。図 5.13 同様、上からエネルギー E_0 が $10^{18.5}$ 、 $10^{19.0}$ 、 $10^{19.5}$ 、 $10^{20.0}$ eV の場合である。またそれぞれの分布についてはガウス関数でフィッティングした曲線も重ね書きで表示してある。

表 5.1 にステレオ再構成の決定精度をまとめた。#sim. は生成したイベント数、#trig. はそのうち BRM と LR の両方でトリガーされたイベント数、#rec. はジオメトリ再構成と縦方向発達再構成を行ったイベント数であり、#sel. はイベントセレクション条件を満たし、

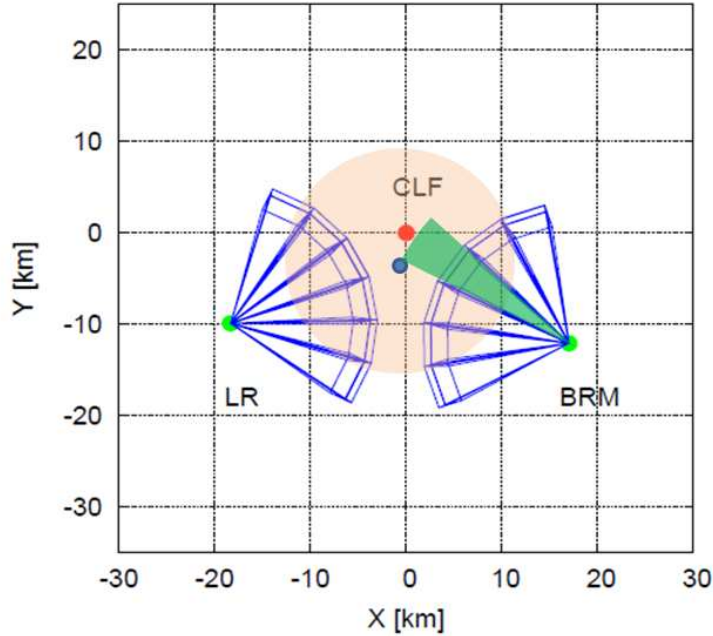


図 5.11: シミュレーションで生成するコア位置の範囲。BRM、LR ステーションの位置と CLF の位置に加え青丸で BRM と LR の視野中心を示した。薄赤の範囲は視野中心から 12 km 以内、緑の扇型の領域は BRM から 20 km 以内の範囲を示す

E_0 [eV]	#sim.	#trig.	#rec.	#sel.	Δ Angle	Δ R	ΔX_{\max} [g/cm ²]	ΔE_0 [%]
$10^{18.5}$	500	232	182	178	2.9°	379 m	-2.4 ± 15.7	-6.5 ± 6.2
$10^{19.0}$	500	420	358	331	1.5°	193 m	10.8 ± 19.8	-2.5 ± 5.4
$10^{19.5}$	500	478	448	387	1.3°	156 m	11.8 ± 18.0	1.5 ± 5.5
$10^{20.0}$	500	500	469	388	1.1°	159 m	13.8 ± 17.8	3.3 ± 6.7

表 5.1: ステレオ再構成決定精度

残ったイベント数である。図 5.12 は BRM ステーションで観測した場合のトリガー効率を示す。エネルギーが増加するとともにシャワーがトリガーされる範囲が増大し、 10^{18} eV では ~ 15 km、 10^{19} eV では ~ 30 km、 10^{20} eV では ~ 50 km 以内に到来する空気シャワーがほぼ 100 % トリガーされる。 Δ Angle、 Δ R は到来方向の開き角とコア位置の距離について小さい方から 68 % のイベントが含まれる幅である。また、 ΔX_{\max} 、 ΔE_0 はガウス分布でフィッティングしたときの平均値 m と標準偏差 σ について $m \pm \sigma$ で示している。

$E_0 = 10^{18.5}$ eV のときは BRM、LR の 2 つのステーションでトリガーされるイベントは発生する大気蛍光量が少ないために生成した 500 イベントのうち 232 イベントしかトリガーされない。エネルギーが高くなるとともに発生する大気蛍光量が増えるためトリガーされるイベントが増え、 $10^{20.0}$ eV では全てのイベントが両ステーションでトリガーされる。

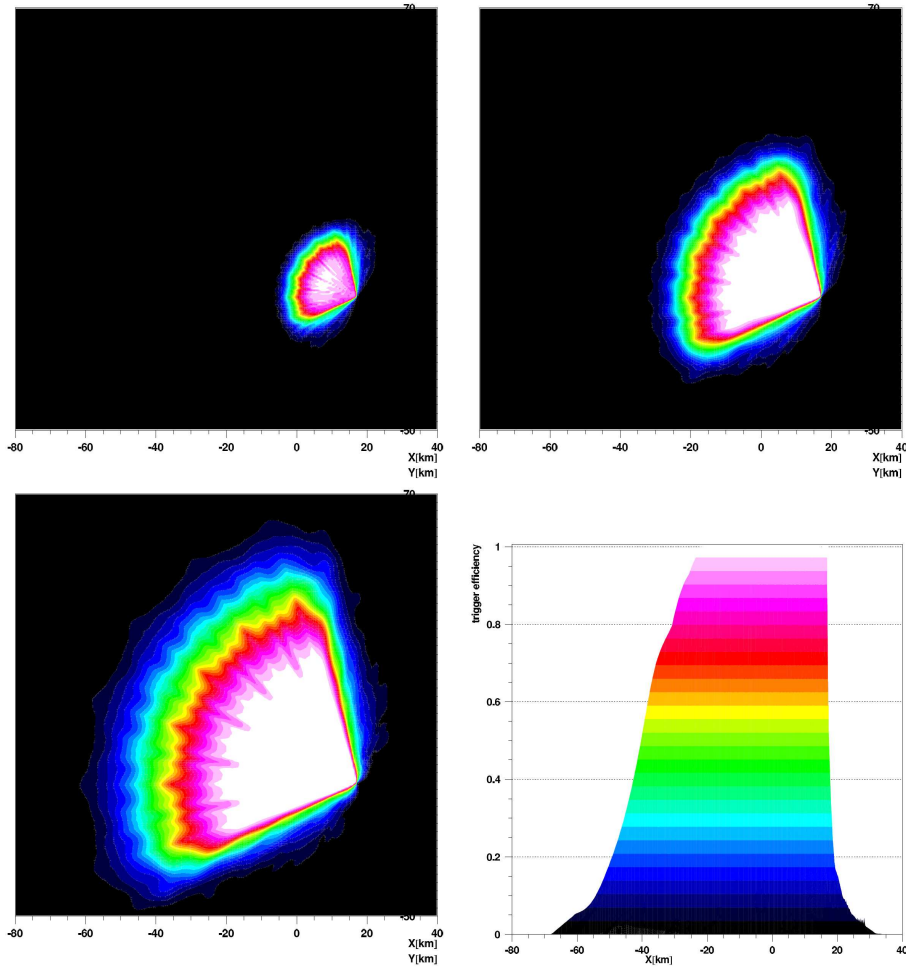


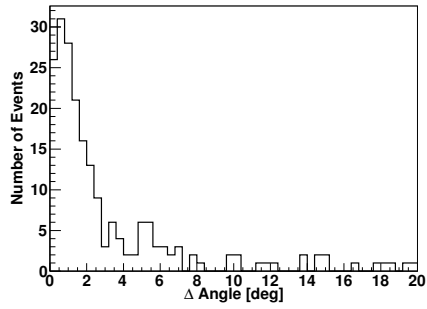
図 5.12: BRM ステーションでのトリガー効率 (左上から順に、 10^{18} eV、 10^{19} eV、 10^{20} eV の場合。) トリガー効率と色の関係は右下を参照

FD のジオメトリ再構成はエネルギーが増加すると、セレクションで選ばれる PMT 数が増えるため方向が決まりやすくなる。そのため、エネルギーとともに決定精度がよくなっていくことがわかる。また、縦方向発達再構成ではエネルギーが高くなるにつれてジオメトリ再構成の精度が高くなるため、 ΔX_{\max} の標準偏差が小さくなる。また $E_0 = 10^{18.5}$ eV で ΔE_0 が系統的に小さくなるのは、PMT セレクションで小さな信号を見落としてしまい、カメラ面で検出された信号総数が小さくなってしまふことが考えられる。 ΔE_0 はどのエネルギー領域でも標準偏差はほとんど変わらず小さい。

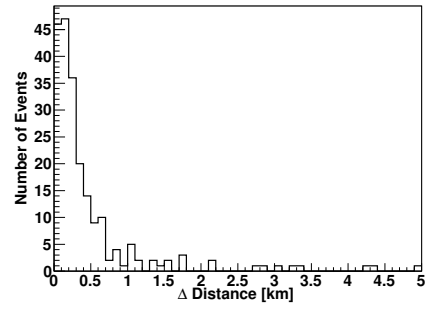
5.4.2 モノ再構成決定精度

1 つの FD ステーションで記録されたデータをもとに再構成を行うモノ再構成についても性能を評価した。以下の条件でシミュレーションした。

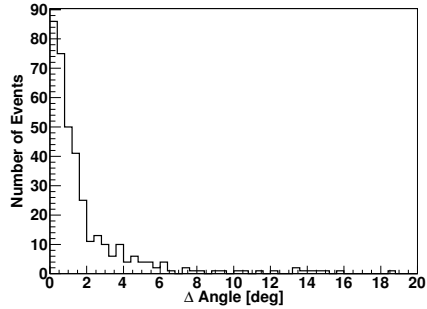
- 一次宇宙線のエネルギー E_0 : $10^{18.0}$ 、 $10^{18.5}$ 、 $10^{19.0}$ 、 $10^{19.5}$ eV



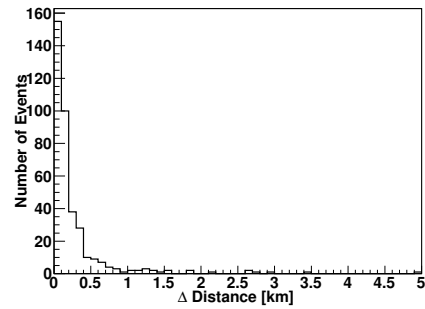
(a) $E_0 = 10^{18.5}$ eV



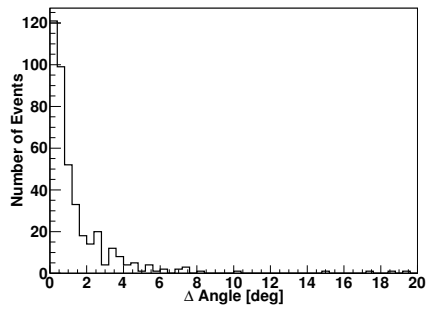
(b) $E_0 = 10^{18.5}$ eV



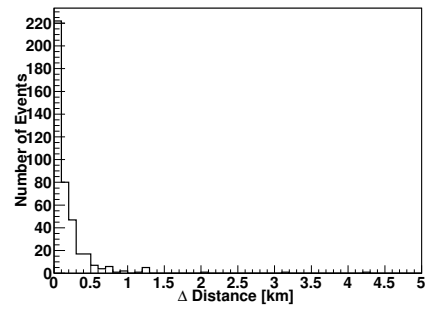
(c) $E_0 = 10^{19.0}$ eV



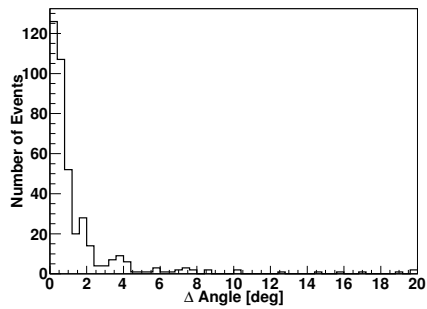
(d) $E_0 = 10^{19.0}$ eV



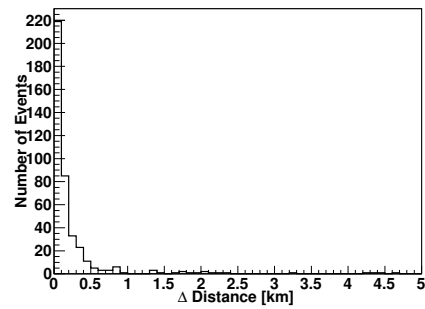
(e) $E_0 = 10^{19.5}$ eV



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

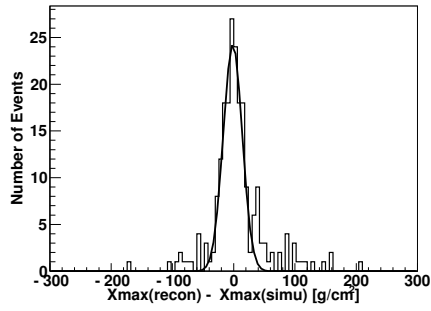


(g) $E_0 = 10^{20.0}$ eV

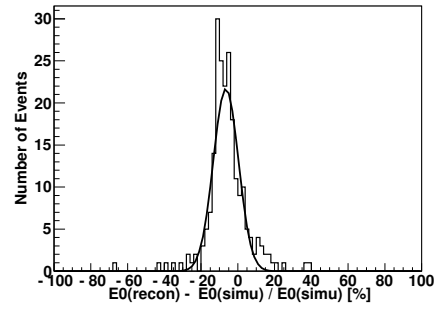


(h) $E_0 = 10^{20.0}$ eV

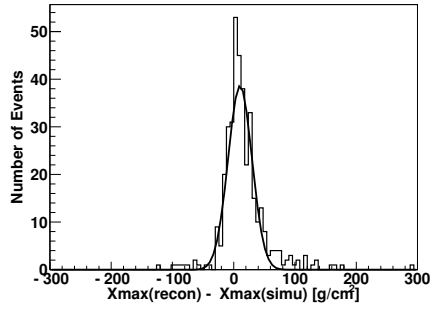
図 5.13: ステレオジオメトリ再構成の決定精度。シミュレーションの空気シャワー到来方向と再構成で求めた到来方向の開き角の分布 (左列) と、シミュレーションのコア位置と再構成で求めたコア位置の差の分布 (右列)



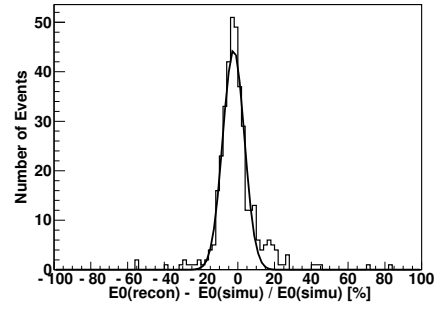
(a) $E_0 = 10^{18.5}$ eV



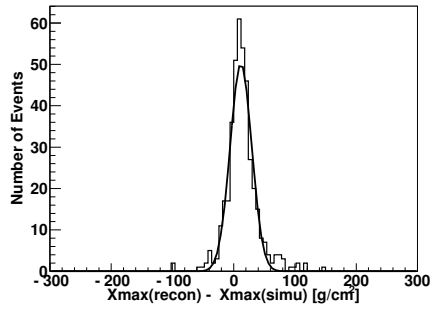
(b) $E_0 = 10^{18.5}$ eV



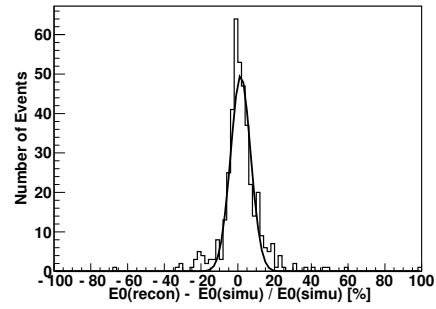
(c) $E_0 = 10^{19.0}$ eV



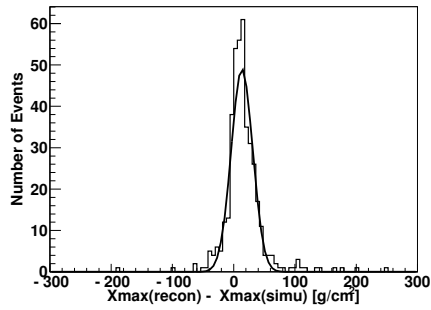
(d) $E_0 = 10^{19.0}$ eV



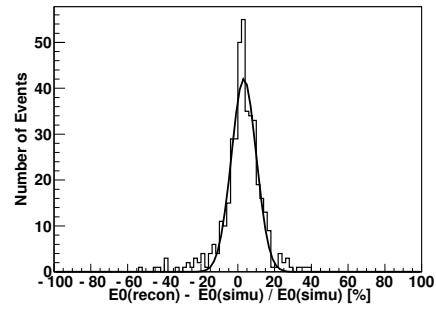
(e) $E_0 = 10^{19.5}$ eV



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



(g) $E_0 = 10^{20.0}$ eV



(h) $E_0 = 10^{20.0}$ eV

図 5.14: ステレオ縦方向発達再構成の決定精度。シミュレーションで与えた最大発達深さと再構成で求めた最大発達深さの差の分布 (左列) と、シミュレーションで与えたエネルギーと再構成で求めたエネルギーの差の分布 (右列)

- 到来方向の天頂角：0 - 60 度で等方的
- 到来方向の方位角：0 - 360 度で等方的
- コア位置：BRM のカメラ camera06、07 の視野方向 20 km 以内
- イベント数：各エネルギーにつき 500 イベント

シミュレートされたコア位置の範囲を図 5.11 の緑色の領域に示した。また、ステレオ再構成時と同様に、

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

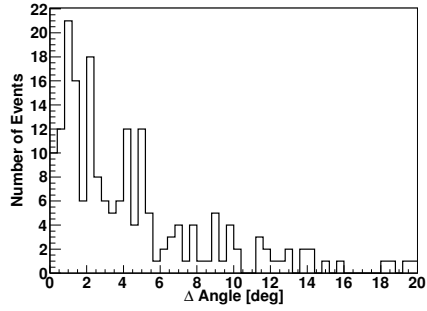
のイベントセレクション条件を課した。

以上の条件を満たしたイベントについて、到来方向、コア位置、最大発達深さ、エネルギーについてシミュレーションで与えた値と再構成で求めた値の差分布を図 5.15 と図 5.16 に表示した。ステレオ再構成の精度と同様に、精度をまとめ表 5.2 に示した。

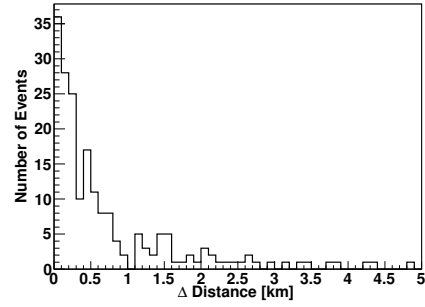
E_0 [eV]	#sim.	#trig.	#rec.	#sel.	Δ Angle	ΔR [m]	ΔX_{max} [g/cm ²]	ΔE_0 [%]
$10^{18.0}$	500	332	294	201	5.5°	745	-13.2 ± 35.7	-8.8 ± 8.9
$10^{18.5}$	500	498	472	303	4.8°	865	11.7 ± 50.5	-3.9 ± 7.8
$10^{19.0}$	500	500	474	290	3.4°	507	18.8 ± 48.5	0.1 ± 8.7
$10^{19.5}$	500	500	482	273	4.2°	609	12.5 ± 55.0	2.9 ± 8.9

表 5.2: モノ再構成決定精度

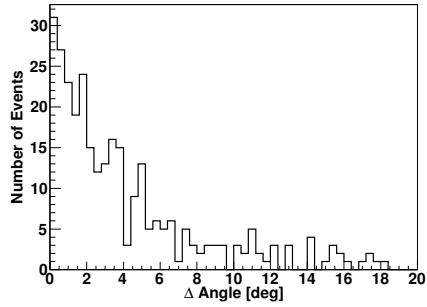
ジオメトリ再構成決定精度はステレオ再構成同様に、エネルギーが高くなるにつれて精度が良くなる。 $E_0 = 10^{19.0}$ eV 以上になると到来方向を 4.2° 以内、コア位置を 650 m 以内で求めることができる。 X_{max} 、 E_0 も $E_0 = 10^{18.5}$ eV 以上では標準偏差が約 50 g/cm²、8.5 % 程度になっていてエネルギー依存性はない。



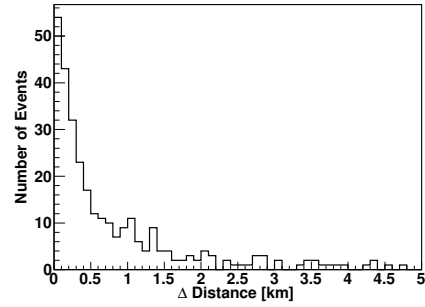
(a) $E_0 = 10^{18.0}$ eV



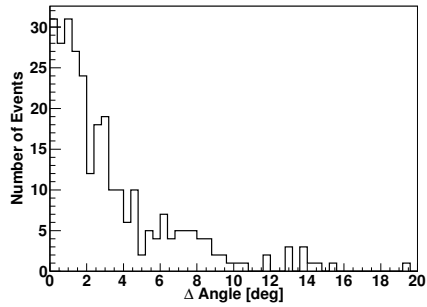
(b) $E_0 = 10^{18.0}$ eV



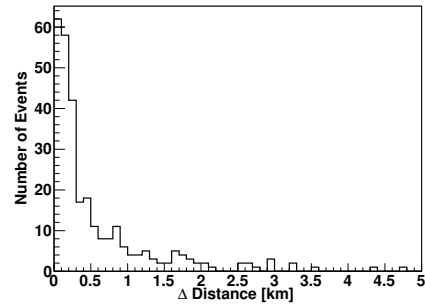
(c) $E_0 = 10^{18.5}$ eV



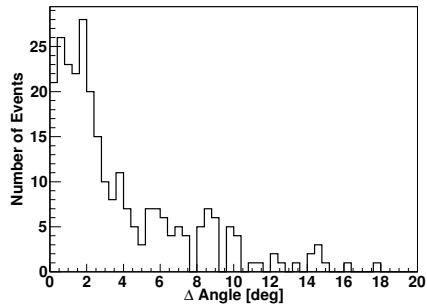
(d) $E_0 = 10^{18.5}$ eV



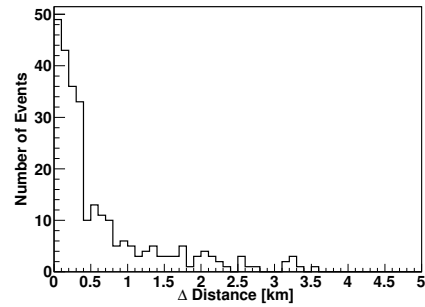
(e) $E_0 = 10^{19.0}$ eV



(f) $E_0 = 10^{19.0}$ eV

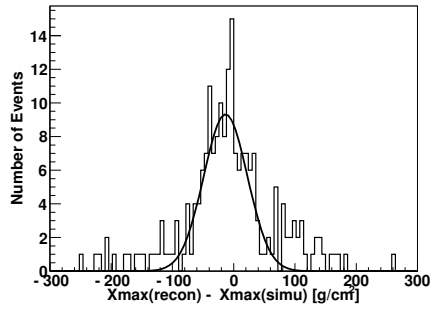


(g) $E_0 = 10^{19.5}$ eV

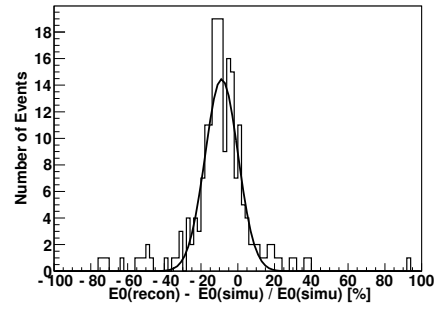


(h) $E_0 = 10^{19.5}$ eV

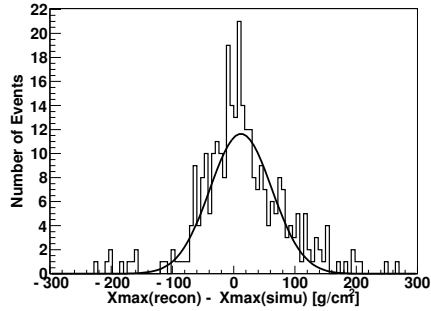
図 5.15: モノジオメトリ再構成の決定精度。シミュレーションの空気シャワー到来方向と再構成で求めた到来方向の開き角の分布 (左列) と、シミュレーションのコア位置と再構成で求めたコア位置の差の分布 (右列)



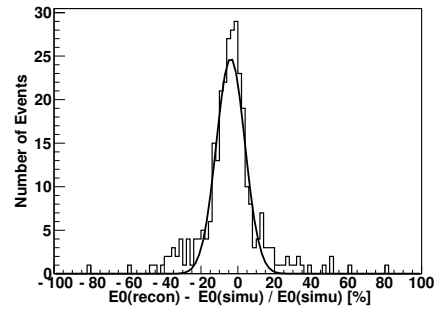
(a) $E_0 = 10^{18.0}$ eV



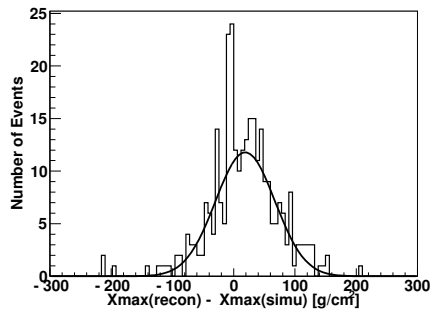
(b) $E_0 = 10^{18.0}$ eV



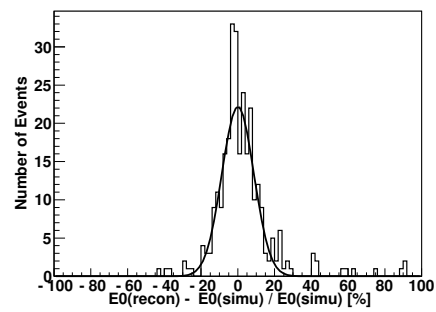
(c) $E_0 = 10^{18.5}$ eV



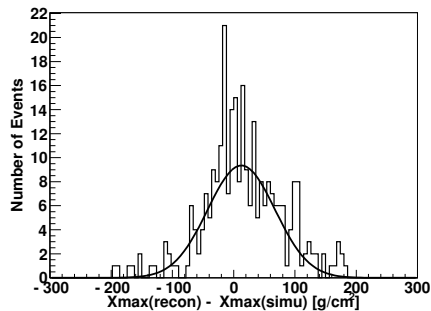
(d) $E_0 = 10^{18.5}$ eV



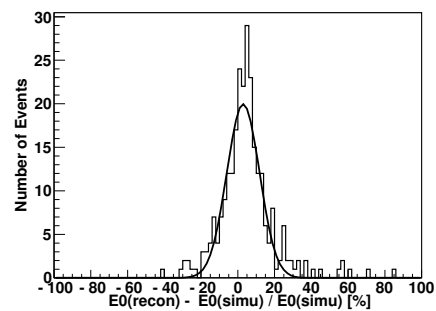
(e) $E_0 = 10^{19.0}$ eV



(f) $E_0 = 10^{19.0}$ eV



(g) $E_0 = 10^{19.5}$ eV



(h) $E_0 = 10^{19.5}$ eV

図 5.16: モノ縦方向発達再構成の決定精度。シミュレーションで与えた最大発達深さと再構成で求めた最大発達深さの差の分布 (左列) と、シミュレーションで与えたエネルギーと再構成で求めたエネルギーの差の分布 (右列)

第6章 極高エネルギーニュートリノの探査

極高エネルギーニュートリノは相互作用を起こすまでに通過する物質が多いので、FDでは図 6.1 のような特徴的な「上向き空気シャワー」として観測される可能性がある。そこで、2007 年 11 月から 2009 年 10 月まで FD で得られた 2 年間のデータの中から、今回開発された再構成ソフトウェアを用いて上向き空気シャワーイベントを探した。

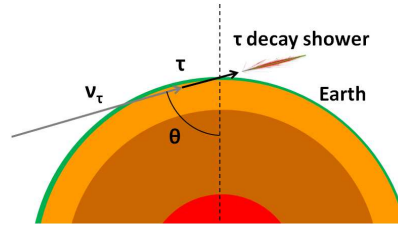


図 6.1: 極高エネルギーニュートリノから生成される上向き空気シャワーイベントの概念図

6.1 大気蛍光望遠鏡観測時間

図 6.2 に、2 年間の間に行われた FD の累積観測時間を示す。赤色が BRM ステーション、青色の点線が LR ステーションの累積観測時間である。2009 年の 4 月以降、LR ステーションの観測時間の増加率が BRM ステーションと比べて小さいのは、LR ステーションで無人観測が始まり、安全のため天文薄明から 3 時間前に観測を終了したためである。2009 年 10 月までの総観測時間は、BRM で約 2000 時間、LR で約 1750 時間である。

6.2 選別基準

大気蛍光観測データを解析するにあたり、まずは上向き空気シャワーを探す選別基準を定める。図 6.3 は、シミュレーションで生成した上向き空気シャワーのイベントディスプレイである。シャワーが上向きに進んでいるかどうかは、第 5.1 節で求めた各 PMT の光子入射時刻 T_i と、SDP 内での PMT の視線方向の角度 α_i の関係を利用して容易に判断することができる。図の右図から明らかなように T_i と α_i の傾きが正となる。よって、 T_i と α_i が $T_i = A\alpha_i + B$ の関係を持つと仮定し、最小二乗法で傾きを求める。

$$A = \frac{n \sum \alpha_i T_i - \sum \alpha_i \sum_i T_i}{n \sum \alpha^2 - (\sum \alpha)^2} \quad (6.1)$$

上向き空気シャワーの場合 A の値は正となる。

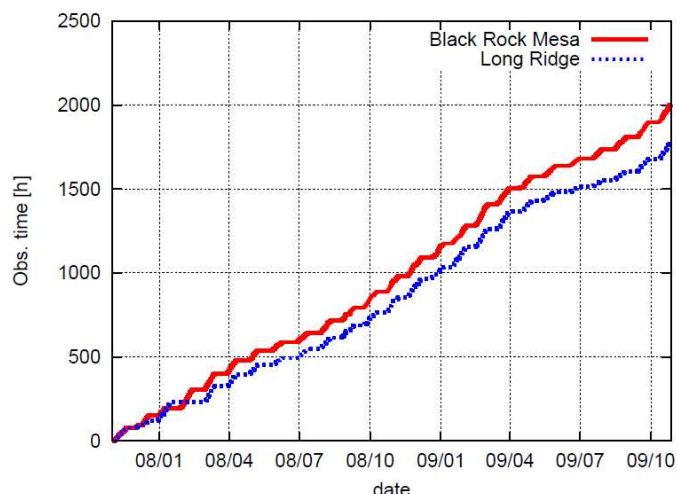


図 6.2: FD の累積観測時間

しかし、この条件だけでは大気蛍光イベントでないものも選んでしまう。そのため、大気蛍光望遠鏡によって観測された通常の下向き空気シャワーイベントの特徴を考慮して、さらなる選別条件を増やす。

図 6.4 に実際に観測された空気シャワーイベント 1501 イベントの空気シャワーイベントの特徴を表す諸量のヒストグラムを示した。図 6.4 左上の図はシャワートラックの長さの分布を示す。30 度付近にピークがあるのは FD の縦方向の視野角が 30 度であるためである。右上、左下の図はそれぞれ観測された空気シャワーイベントの時間幅と、1st、2nd、3rd セレクションによって残った PMT の数の分布である。左下の図に示された PMT 一本あたりのシャワーイメージの長さ (角度) の分布であり、離れた PMT がある場合に大きくなる値である。大気蛍光望遠鏡の近くに空気シャワーが到来した場合は、カメラで検出される信号の範囲が太くなるためこの値は小さくなる。この結果から効率良く空気シャワーを探すために、空気シャワーを探す基準を設定した。

設定した条件は以下のとおりである。

- 各 PMT の光子入射時刻 T_i と SDP 内の視線方向の角度 α_i から求めた式 (6.1) の値が正である。
- 検出されたトラックの長さが、7.0 度より大きい。
- 検出された信号の長さが、1.5 us より大きい。
- セレクションを通った PMT の本数が 7 本より多い。
- PMT 一本あたりに検出されたトラックの長さが 2.0 度より小さい。

しかし、この条件では CLF の発射したレーザー光のイベントや Xe フラッシャーによるイベントが除去されずに残る。だが、CLF は毎時 0 分付近と 30 分付近に運転されていること、

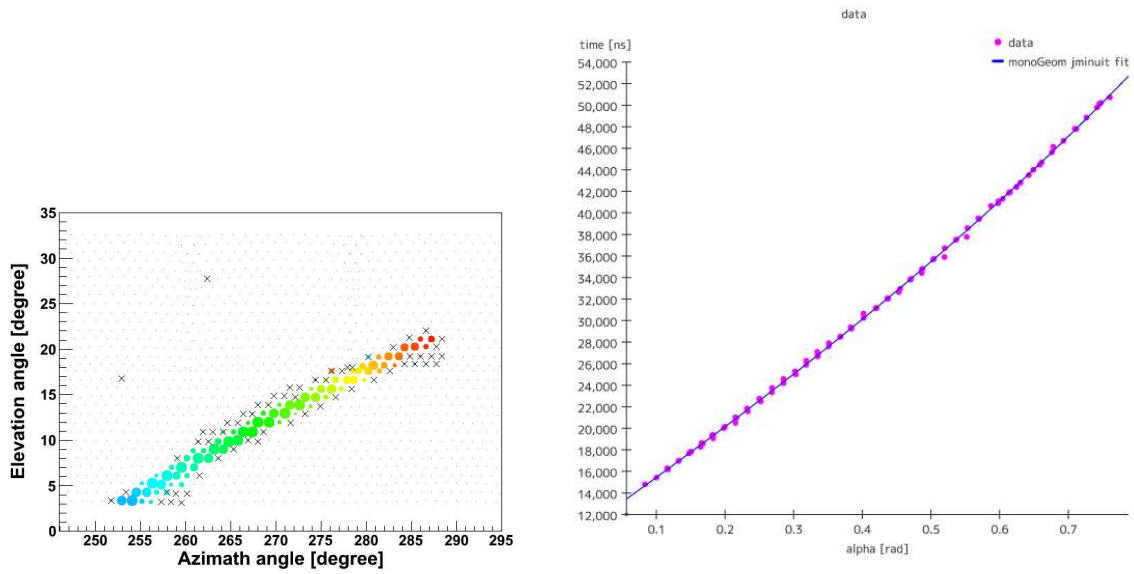


図 6.3: シミュレーションソフトウェアで生成した上向きイベント (左) と観測時刻 T_i と SDP 内の PMT の視線方向の角度 α_i の関係 (右)。

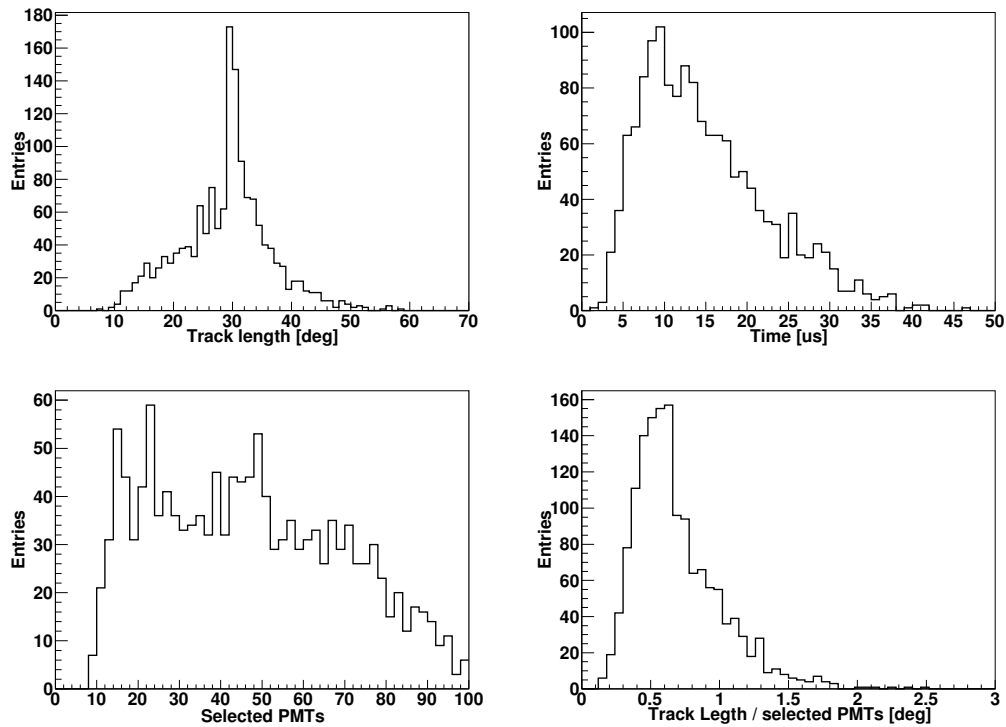


図 6.4: 観測された通常の下向き空気シャワーイベントのトラックの長さ (左上)、時間幅 (右上)、PMT セレクションに通った PMT の本数 (左下)、PMT 一本あたりのトラックの長さ (右下)

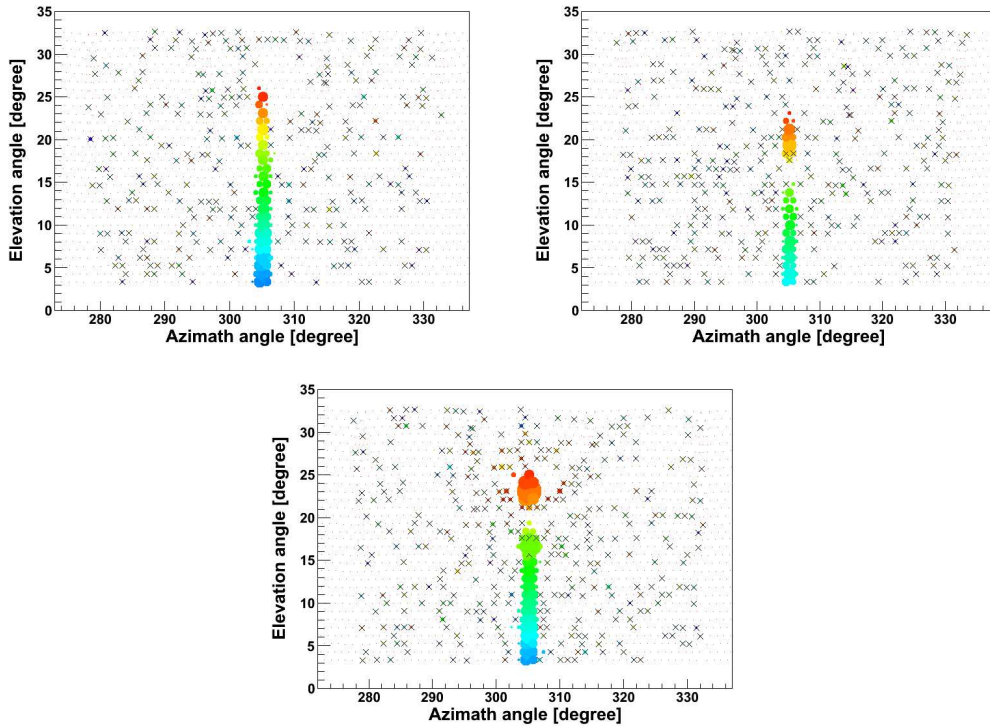


図 6.5: BRM サイトで検出され上向き判定された CLF イベント

Xe フラッシャーイベントは PMT 全体に光を照射するのでセレクションに通る PMT の本数が多いという特徴があるので、以下の選別条件でこれらのイベントを除去する。

- セレクションに通る PMT の本数が 300 本より少ない。
- トリガーの発生した時刻の分のところが 0 ± 1 分、 30 ± 1 分以外である。

以上の選別条件をみたすイベントが BRM ステーション、LR ステーションの観測データ中にないか探査した。

6.3 解析結果

前節の選別条件を満たすイベントは、BRM で 294 イベント、LR で 550 イベント見つかった。BRM に比べ LR のイベント数が多い理由は、BRM ステーションで射出された LIDAR によるレーザー光が、LR ステーションでは上向き空気シャワーイベントと判定されてしまうためである。つぎに、これらのイベントが上向き空気シャワーであるかをイベントディスプレイして、すべて目視で確認した。図 6.5 から図 6.9 は選別条件を満たした典型的なイベントのイベントディスプレイである。各点は PMT の視線方向を表し、時刻は色で表され、光電子数は円の大きさと表されている。

図 6.5 は BRM ステーションで観測された CLF イベントである。TA サイトの中央から上向き射出を行うため、上向き判定を通る。ほとんどのイベントは時刻情報から除くことが可能であるが、試験運用の場合は通常の時刻とは異なる時刻から射出するために残ってしまう。

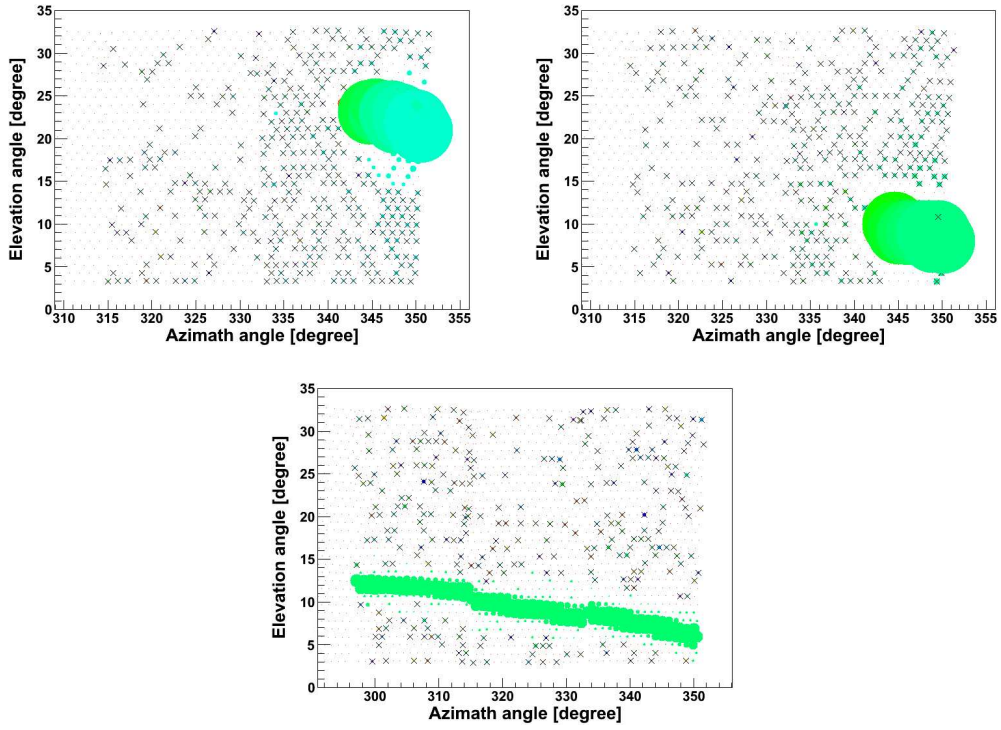


図 6.6: BRM サイトで検出され上向き判定された LIDAR イベント

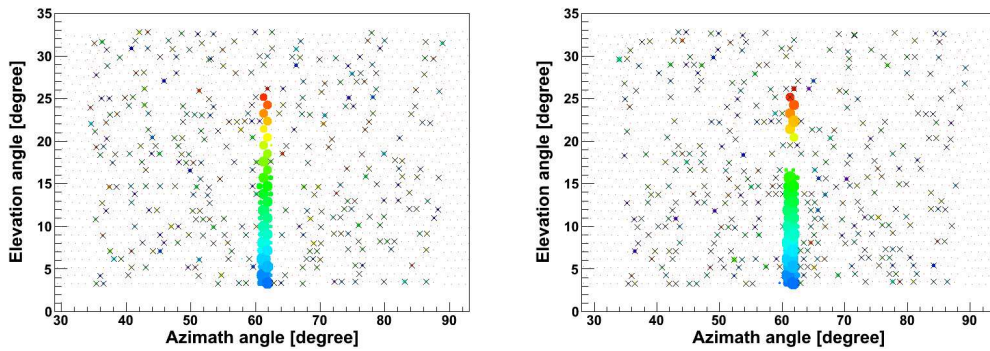


図 6.7: LR サイトで検出され上向き判定された CLF イベント

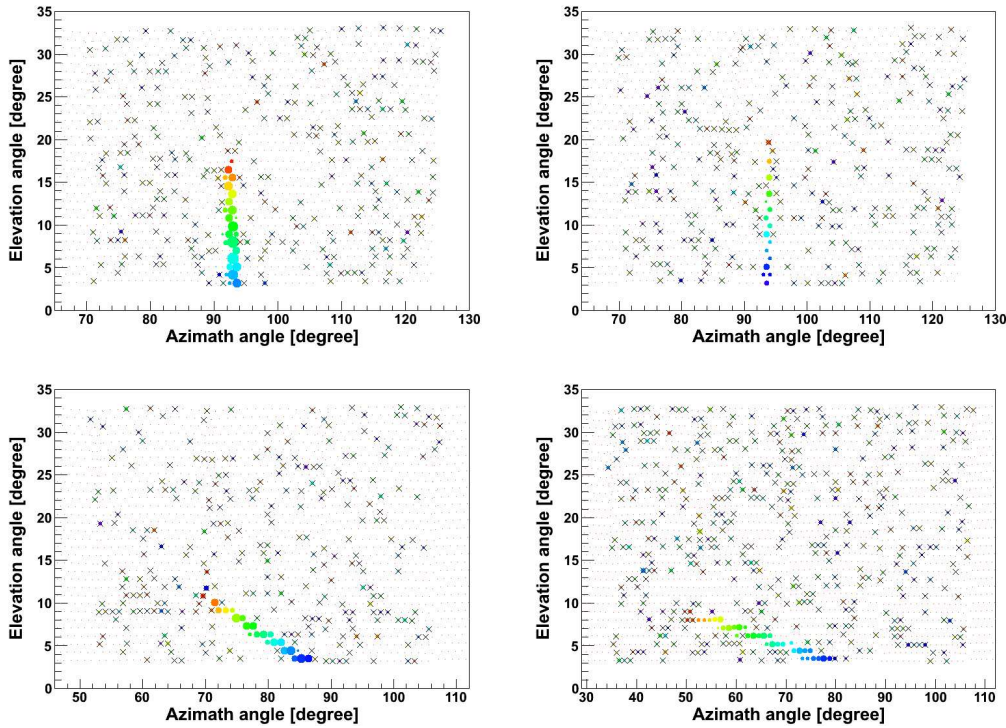


図 6.8: LR サイトで検出され上向き判定された LIDAR イベント

図 6.6 は BRM ステーションで観測された LIDAR イベントである。LIDAR も CLF 同様にレーザーを射出しているため上向き判定を通る。LIDAR は BRM ステーションからわずか 100 m の位置で射出しているため BRM では明るい光が観測される。

図 6.7 は LR ステーションで観測された CLF イベントである。CLF イベントは BRM 同様に選別基準をクリアしてしまう。図 6.8 は LR ステーションから見た LIDAR のレーザーであり距離が離れているために小さな信号になるが上向き判定を通る。

また図 6.9 には LIDAR、CLF イベント以外のイベントを載せた。持ち運び可能なポータブルレーザーイベントや、ぼんやりと光るイベントや 300 本以下の Xe イベントであり、上向き空気シャワーイベントではなかった。

選別条件を満たした全イベントについて確認を行ったところ、極高エネルギーニュートリノ起源の上向きシャワーイベント候補は見つからなかった。

6.4 上向き空気シャワーのアーチャー

本解析では極高エネルギーニュートリノイベントが観測されなかったため、フラックスの上限値を求める。この節では、そのために必要な検出器の極高エネルギーニュートリノイベントに対するアーチャー (有効検出面積 × 視野 (立体角)) を求めた。今回は、Aramo らが Auger 実験のために計算したアーチャー [21] を基に Auger と TA-FD 検出器の有効検出面積の大きさをスケールすることによって近似的に TA の上向きニュートリノに対するアーチャーを求めた。Aramo らの計算の要点を参考文献をもとに以下に解説する。

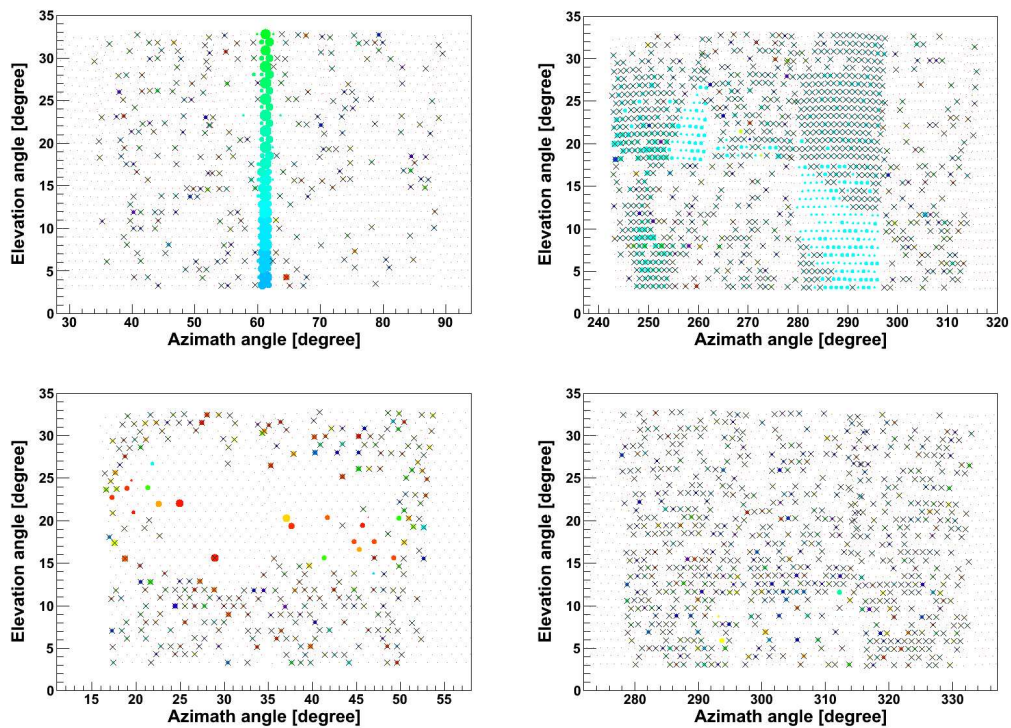


図 6.9: ニュートリノイベント探索のための選別条件をパスした大気モニター用レーザー以外によるイベント。ポータブルレーザーイベント (左上)、Xe フラッシャーによるイベント (右上) や人工光ノイズイベント (左下、右下)

まず、タウニュートリノと反タウニュートリノの等方的なフラックスを仮定する。地球表面から入射する荷電レプトンの微分フラックスは、 E_τ の関数として

$$\frac{d\Phi_\tau(E_\tau, \theta, \phi)}{dE_\tau d\Omega} = \int dE_\nu \frac{d\Phi_\nu(E_\nu, \theta, \phi)}{dE_\nu d\Omega} K(E_\nu, \theta, E_\tau), \quad (6.2)$$

となる。 $K(E_\nu, \theta; E_\tau)$ は、エネルギーが E_ν 、脱出角度が θ のニュートリノから、 E_τ のエネルギーをもったレプトンを生成する確率を表す (図 6.1)。また、式 (6.2) のニュートリノは極高エネルギーを持つため $\nu_\tau + N \rightarrow \tau + X$ の過程で生成されるレプトンの方向と、ニュートリノが進む方向が同じであると近似できる。さらに、極高エネルギーニュートリノによる上向き空気シャワーイベントは以下の条件を満たしたときのみ達成される。

- (a) E_ν のエネルギーをもつ ν_τ が地球内部を距離 z 進む。
- (b) ν_τ が距離 z から $z + dz$ まで進む間に τ 粒子を生成する反応を起こす。
- (c) 生成された τ 粒子が、崩壊前に地球内部から大気中に脱出する。

(a) E_ν のエネルギーをもつ ν_τ が地球内部を通過する距離 z の距離を生き残る確率は、

$$P_a = \exp \left\{ - \int_0^z \frac{dz'}{\lambda_{cc}^\nu(E_\nu, \theta, z')} \right\}, \quad (6.3)$$

であり、ここでの

$$\lambda_{cc}^\nu = \frac{1}{\sigma_{cc}^{\nu N}(E_\nu) \rho[r(\theta, z)] N_A} \quad (6.4)$$

は地中での荷電相互作用長であり、 ρ は地球中心から距離 r における密度である。距離 r は $r^2(\theta, z) = R_\oplus^2 + z^2 - 2R_\oplus z \cos \theta$ より求めることができ、 R_\oplus は地球の平均半径で $R_\oplus \simeq 6370$ km である。大気の荷電相互作用長は地球内部の値に比べて 3 桁も小さいため、 P_a の確率には地球内部へ入射する前に通過する大気を考慮しない。

(b) 距離 z から $z + dz$ の間でニュートリノが τ に変換される確率は、

$$P_b = \frac{dz}{\lambda_{cc}^\nu(E_\nu, \theta; z)} \quad (6.5)$$

である。

FD で観測できる τ 粒子が地表から脱出するには、地中を伝播する距離に制限がかかる。10 EeV 以上のエネルギーになると $\lambda_{cc}^\nu \sim 500$ km であるので、ほとんど水平に近い ν_τ しか FD で検出することしかできない。そのため、荷電相互作用はほぼ地球表面で起こるので、地球の平均密度は $\rho = 2.65 \text{ g/cm}^3$ と定数とする。

(c) エネルギーを失った荷電レプトンが地中と通ったときに生き残る確率 P_c は、以下の 2 つの微分方程式で記述できる。

$$\frac{dP_c}{dz} = - \frac{m_\tau}{c\tau_\tau E_\tau} P_c, \quad (6.6)$$

$$\frac{dE_\nu}{dz} = -(\beta_\tau + \gamma_\tau E_\tau) E_\tau \varrho_s. \quad (6.7)$$

ここでは、 τ の質量 $m_\tau = 1.8 \times 10^9$ eV、平均寿命 $\tau \simeq 3.4 \times 10^{-13}$ s である。また、 τ 粒子の物質中でのエネルギー損失のパラメーターを $\beta \simeq 0.71 \times 10^{-6}$ eV、 $\gamma_\tau \simeq 0.35 \times 10^{-18}$ cm²g⁻¹GeV⁻¹ とする [21]。また、生成された τ のエネルギー E_τ は E_ν の関数で記述され、 $E_\tau^0 = E_\tau^0(E_\nu) = (1 - \langle y \rangle) E_\nu$ となる。 $\langle y_{cc} \rangle$ は荷電相互作用の平均非弾性パラメーターであり $E_\nu = 10^{19.0}$ 付近では $\langle y_{cc} \rangle \sim 0.2$ である。

式 (6.6) と式 (6.7) を地球表面の点について解くことができ、

$$P_c = (F(E_\nu, E_\tau))^\omega \times \exp \left\{ -\frac{m_\tau}{c\tau_\tau \beta_\tau \varrho_s} \left(\frac{1}{E_\tau} - \frac{1}{E_\tau^0(E_\nu)} \right) \right\} \quad (6.8)$$

$$E_\tau = \frac{\beta_\tau E_\tau^0(E_\nu) \exp \{ -\varrho_s \beta_\tau (2R_\oplus \cos \theta - z) \}}{\beta_\tau + \gamma_\tau E_\tau^0(E_\nu) (1 - \exp \{ -\varrho_s \beta_\tau (2R_\oplus \cos \theta - z) \})} \quad (6.9)$$

ここで、

$$F(E_\nu, E_\tau) \equiv \frac{E_\tau^0(E_\nu) (\beta_\tau + \gamma_\tau E_\tau)}{E_\tau (\beta_\tau + \gamma_\tau E_\tau^0(E_\nu))} \quad (6.10)$$

とした。 τ のエネルギーが、式 (6.9) と一致していなければならぬためデルタ関数を使う。

$$P_d = \delta \left(E_\nu - \frac{\beta_\tau E_\tau^0(E_\nu) \exp \{ -\varrho_s \beta_\tau (2R_\oplus \cos \theta - z) \}}{\beta_\tau + \gamma_\tau E_\tau^0(E_\nu) (1 - \exp \{ -\varrho_s \beta_\tau (2R_\oplus \cos \theta - z) \})} \right) \quad (6.11)$$

これまでの異なる確率の式 (6.3)、式 (6.5)、式 (6.8) と式 (6.11) をかけあわせることで $K(E_\nu, \theta, E_\tau)$ がもとまる。

$$K(E_\nu, \theta, E_\tau) = \int_0^{2R_\oplus \cos \theta} P_a P_b P_c P_d dz \quad (6.12)$$

この式を z について積分すると、

$$\begin{aligned} K(E_\nu, \theta, E_\tau) &= \frac{\sigma_{cc}^{\nu N}(E_\nu N_A)}{E_\tau (\beta_\tau + \gamma_\tau E_\tau)} (F(E_\nu, E_\tau))^\xi \\ &\times \exp \left\{ -\frac{m_\tau}{c\tau_\tau \beta_\tau \varrho_s} \left(\frac{1}{E_\tau} - \frac{1}{E_\tau^0(E_\nu)} \right) \right. \\ &\left. - 2R_\oplus \cos \theta \sigma_{cc}^{\nu N}(E_\nu) \varrho_s N_A \right\}, \end{aligned} \quad (6.13)$$

となり、ここでは

$$\xi = \left(\omega + \frac{\sigma_{cc}^{\nu N}(E_\nu) N_A}{\beta_\tau} \right) \quad (6.14)$$

とした。

式 (6.13) から、TA での τ による上向きシャワーの検出率ももとまる。FD での潜在的な検出率は

$$\begin{aligned} \frac{dN_\tau}{dt} &= 2\pi S D \int_{E_\nu^{\min}}^{E_\nu^{\max}} dE_\nu \int_{E_\tau^{\text{th}}}^{E_\tau^0(E_\nu)} dE_\tau \int_{\cos \theta_{min}}^1 \frac{d\Phi_\nu(E_\nu)}{dE_\nu d\Omega} \\ &\times K(E_\nu, \theta, E_\tau) \left(1 - \exp \left\{ -\frac{H m_\tau}{c\tau_\tau E_\tau} \right\} \right) \\ &\times \epsilon \cos \theta d(\cos \theta) \end{aligned} \quad (6.15)$$

となる。式 (6.15) にある $S = 700 \text{ km}^2$ は検出器により覆われている面積である。 $D \sim 10\%$ は 1 年間の大気蛍光観測が可能な割合を示す。また、 $E_\tau^{\text{th}} \simeq 10^{18} \text{ eV}$ は蛍光過程の閾値エネルギー、 E_ν^{min} は検出閾値エネルギーの τ を生成しうるニュートリノの最小エネルギー、 E_ν^{max} はニュートリノフラックスの最大エネルギーである。式 (6.15) の右辺には、地球表面に現れてから距離 H 進む間に崩壊する確率を考慮する。崩壊する場所は詳細なモンテカルロシミュレーションでの計算が必要だが、ここでは単純に τ が距離 H の間で崩壊する割合を求める。 H は近似的に TA 全体を含む円の半径での、 $H = 15 \text{ km}$ とした。また、 ϵ は FD の検出効率を表す。式 (6.15) の $\cos\theta$ についての積分は簡単にできて

$$\frac{dN_\tau}{dt} = D \int_{E_\nu^{\text{min}}}^{E_\nu^{\text{max}}} \frac{d\Phi_\nu(E_\nu)}{dE_\nu d\Omega} A(E_\nu), \quad (6.16)$$

となる。この式の中で、装置のアパーチャーを以下のように定義できる。

$$\begin{aligned} A(E_\nu) = & \frac{\pi S}{2R_\oplus^2 N_A \varrho_s^2} \int_{E_\tau^{\text{th}}}^{E_\tau^0(E_\nu)} dE_\tau \frac{(F(E_\nu, E_\tau))^\omega}{E_\tau (\beta_\tau + \gamma_\tau E_\tau)} \\ & \times \exp \left\{ -\frac{m_\tau}{c\tau_\tau \beta_\tau \varrho_s} \left(\frac{1}{E_\tau} - \frac{1}{E_\tau^0(E_\nu)} \right) \right\} \\ & \times \left(1 - \exp \left\{ -\frac{H m_\tau}{c\tau_\tau E_\tau} \right\} \right) \epsilon \\ & \times \frac{1}{\sigma_{\text{cc}}^{\nu N}} \left[\left(1 + \frac{\sigma_{\text{cc}}^{\nu N}}{\beta_\tau} \log(F(E_\nu, E_\tau)) \right) \right. \\ & \left. - (1 - 2R_\oplus \sigma_{\text{cc}}^{\nu N} \varrho_s N_A) \exp \left\{ -2R_\oplus \sigma_{\text{cc}}^{\nu N} \varrho_s N_A \right\} \right. \\ & \left. \times (F(E_\nu, E_\tau))^{\sigma_{\text{cc}}^{\nu N} N_A / \beta_\tau} \right] \end{aligned} \quad (6.17)$$

アパーチャーとエネルギーの関係を図 6.10 に示す。表 6.1 にいくつかの極高エネルギーニュートリノ生成モデルによる 1 年間で期待されるニュートリノイベント数を示す。TD (Topological Defect) は宇宙初期の位相欠陥 [41]、NH (New Hadron) は超重粒子の崩壊から極高エネルギーニュートリノを生成する理論モデル [42] である。GZK-H は EGRET [29] で観測された超銀河拡散ガンマ線フラックスが、全てパイオン-光子生成によるものであるとするモデル、GZK-L はそのうちの 20% であると仮定した場合のフラックスである。GZK-WB は宇宙背景放射と極高エネルギー宇宙線との相互作用によって極高エネルギーニュートリノを生成するモデルである [43]。

dN_τ/dt at FD	GZK-WB	GZK-L	GZK-H	TD	NH
# of UP events/year	0.003	0.005	0.012	0.014	0.033

表 6.1: 異なるニュートリノ生成モデルの、1 年間に検出が期待される上向きシャワーのイベント数

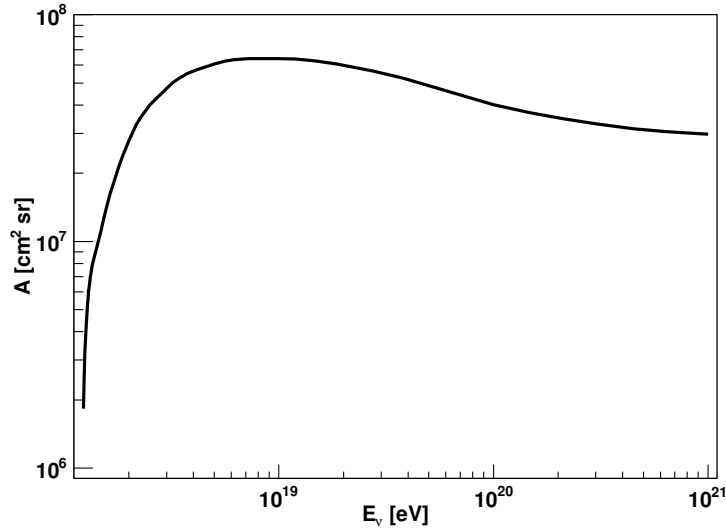


図 6.10: 上向きシャワーに対するアパーチャー $A(E_\nu)$

6.5 上限値

フラックスの上限値を求めるためには、前節で求めたアパーチャーに観測時間をかけたエクスポージャーが必要である。図 6.2 の総観測時間から 1 割のデッドタイムを差し引くと、観測時間は ~ 1500 時間となる。この値を図 6.10 のアパーチャーにかけると、エクスポージャーが求まる (図 6.11)。図 6.12 は、信頼度 90 % の微分フラックスの上限値に E^2 をかけた値 ($= 2.3/\text{Exposure} \cdot E_\nu$) である。比較のために GLUE [30]、FORTE [31]、Auger [32] の観測結果を載せた。また異なる理論モデルから予測される極高エネルギーニュートリノフラックスについても示した [41] [44] [45] [46]。

Auger の結果は観測時間が長く、さらには地表検出器アレイを用いた上限値であるため本研究で求めた上限値との差が大きい。しかし、Auger は南半球であるため観測可能な方向が TA とは異なる。北半球の宇宙線観測実験から上限値を求めることができた。

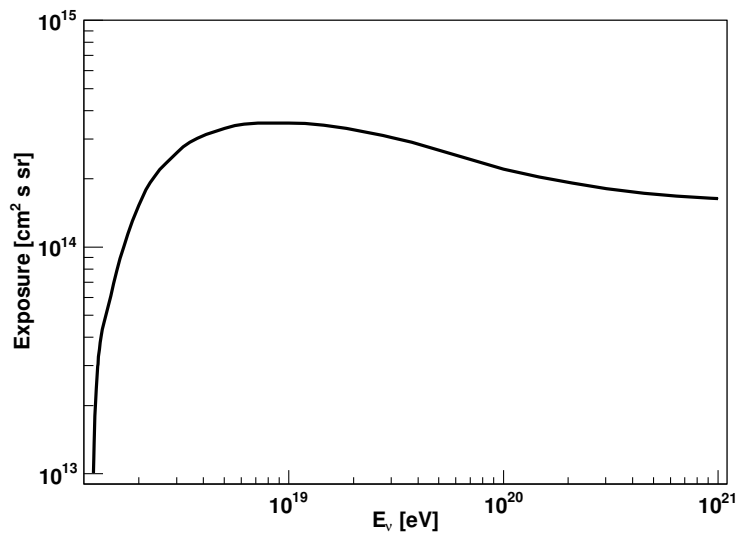


図 6.11: 2007 年 11 月から 2009 年 10 月までの上向き空気シャワーに対するエクスポージャー

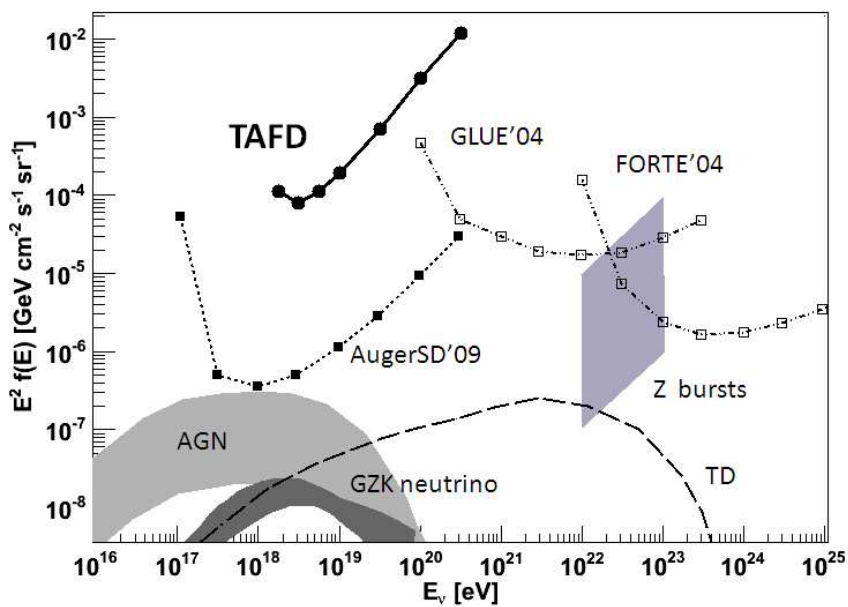


図 6.12: 1 フレーバーの極高エネルギーニュートリノイベントの上限值。理論から予測されるニュートリノフラックスをいくつか示した。TD: 位相欠陥 [41], Z burst: Z バーストモデル [44], GZK: 宇宙背景放射と極高エネルギー宇宙線との相互作用 [45], AGN: 活動銀河核 [46]。他の実験結果による上限値も示した。AugerSD'09 [32], GLUE [30], FORTE [31]

第7章 結論

宇宙線望遠鏡実験による FD 観測データをシミュレートするソフトウェアの開発に携わり、特に望遠鏡の細部構造、電子回路の応答関数、チェレンコフ光とその散乱光の実装を担当した。同時に観測データから一次宇宙線の情報を導きだす再構成ソフトウェアの開発にも参加し、チェレンコフ光やその散乱を正しく考慮しながら縦方向発達を再構成するための逆モンテカルロ法による解析ソフトウェアを完成させた。

さらに、このシミュレーションソフトウェアを使って生成した疑似イベントデータを解析することによって完成した再構成ソフトウェアの決定精度を評価した。

その結果 $10^{19.5}$ eV の空気シャワーをステレオ再構成すると、

- 到来方向決定精度： 1.3°
- コア位置決定精度：156 m
- 最大発達深さ決定精度： 11.8 ± 18.0 g/cm²
- エネルギー決定精度： 1.5 ± 5.5 %

の精度で求めることができ、 $10^{19.0}$ eV の空気シャワーをモノ再構成すると

- 到来方向決定精度： 3.4°
- コア位置決定精度：507 m
- 最大発達深さ決定精度： 18.8 ± 48.5 g/cm²
- エネルギー決定精度： 0.1 ± 8.7 %

の精度で求まることが分かった。

2007 年 11 月から 2009 年の 10 月までの FD 観測データから、極高エネルギーニュートリノから生成される上向きシャワーを探索した。本研究の結果そのようなイベントは検出されなかったため、北半球の宇宙線観測実験に基づく極高エネルギーニュートリノフラックスの 90 % CL の上限値をエネルギー $10^{18.5}$ eV で 8.0×10^{-5} GeV cm⁻²s⁻¹sr⁻¹ と求めた。

謝辞

本研究に全てにおいて数多くの助言、ご指導いただきました荻尾彰一准教授に深く感謝します。的確なご指摘、助言をいただきました林嘉夫教授、愛知工業大学の小島浩司客員教授に感謝致します。

今回の研究は宇宙線望遠鏡実験なしでは成り立ちませんでした。コラボレーターみなさんに深く感謝します。その中でも特に宇宙線望遠鏡実験に携わる機会を与えていただいた福島正己教授、佐川宏行准教授に深く感謝致します。

解析チームとしてご指導いただきました東京工業大学の常定芳基助教、神奈川大学の有働慈治特別助手に深く感謝します。ソフトウェアを開発するにあたり惜しみない協力と助言をいただいた東京工業大学の多米田裕一郎氏に深く感謝致します。東京大学宇宙線研究所の池田大輔氏にはソフトウェア開発における助言、さらにユタ現地での生活でもお世話になりました。山梨大学の富田孝幸氏にはユタ現地で長期間にわたり支えていただき、多くの助言をいただきました。東京工業大学の林健太郎氏、東京工業大学を修了された福田崇徳氏にも多くのご指摘や助言をいただきました。解析チームとして協力していただいた東京工業大学の石森理愛氏、小林友作氏、東京大学宇宙線研究所の高橋良彰氏、ユタ現地の生活で一緒になった山梨大学の奥大介氏に感謝します。会議後の夕べでは楽しい場所に何度もご一緒させていただき本当にありがとうございます。

ユタ現地で観測シフトの方法を一から丁寧に教えてくれた東京工業大学の得能久生特任助教、埼玉大学の川名進吾氏、常日頃サポートしていただいた東京大学宇宙線研究所の竹田成宏助教に深く感謝します。

観測装置のメンテナンス方法について詳しく教えていただいた大阪市立大学の奥田剛司氏、東京大学宇宙線研究所の野中敏幸特任助教に深く感謝します。ユタ現地での日々でお世話になった東京大学宇宙線研究所の櫻井信之特任助教、芝田達伸特任助教、観測シフトでお世話になった技術職員の小平英明技官、近藤好技官に感謝致します。会議での議論、ご指摘いただいた宇宙線研究所の武多昭道氏、木戸英治氏に深く感謝します。

明野観測所の故川口昌巳氏には生前お世話になりました。ご冥福をお祈りします。

毎日の研究生活の支えとなっていた大阪市の南野真容子氏、山下祐氏、修了された宮内仁氏、技術職員の松山利夫技官に深く感謝します。また、研究室に新たな刺激をあたえてくれた倉本和幸氏、松宮大輔氏、山崎勝也氏に感謝します。

最後に私の研究生活を支えてくれた家族、友人に深く感謝します。

参考文献

- [1] *The Telescope Array Project Design Report* (2000)
- [2] M.S.Longair, *High Energy Astrophysics*
- [3] T. K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*
- [4] 小田稔, 宇宙線.
- [5] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* 16 (1966) 748
T. Zatsepin, V.A. Kuzmin, *JETP Lett.* 4 (1966) 178
- [6] S. Yoshida and M. Teshima, *Prog. Theor. Phys.* 89, 331 (1993)
- [7] L. Drury, *Rep. Prog. Phys.*, 46 973 (1983)
- [8] Thompson C, Duncan R., *Mothly Notices of the Royal Astron. Society*, 275, (1995) 255
- [9] Blasi P, Epstein R et al., *Astrophys. J. Lett.*, 533 (2000) L123
- [10] Rees M.J.R., Mészáros R., *Astrophys. J.*, 93, 430 (1994)
- [11] Hillas A. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 22, (1984) 425
- [12] Blodt E, Ghosh P. *Mothly Notices of the Royal Astronomical Society*, 307, (1999) 491
- [13] Rachen J and Biermann P, *Astron. Astrophys.* 272 (1993) 161
- [14] Kang H, Ryu D and Jones TW, *Astrophys. J.* 456 (1996) 422
- [15] J. Abraham et al., *Astropart. Phys.*, **29**, 188, (2008)
- [16] The Pierre Auger Collaboration, *Science*, **9**, November, 938-943, (2007)
- [17] D.Heck et al., *Forschungszentrum Karlsruhe Report FZKA 6019* (1998)
- [18] H.M.J.Barbosa et al., *Astropart. Phys.*, 22, 159 (2004)
- [19] Berezhinsky, astro-ph/0801.3028v1, (2008)
- [20] T. Shibata et al., *Nucl. Instr. and Meth. A*, 597 (2004) 61
- [21] C. Aramo et al., *Astropart. Phys.* 23, (2004) 65
- [22] M. Takeda et al., *Phys. Rev. Lett.*, 81(6):1163, (1998).

- [23] M. Takeda et al., *Astrophys. J.*, 522 225 (1999)
- [24] Y. Uchihori et al., *Astropart. Phys.*, 13, 151, (2000).
- [25] Abbasi R et al., *Phys. Rev. Lett.*, 100(10):101101, 2008.
- [26] Egorova V et al., *Nuclear Phys. B - Proc. Supplements*, 136:3, (2004)
- [27] H. Tokuno et al., *Nucl. Instr. and Meth. A*, 601 (2009) 364
- [28] Y. Tameda et al., *Nucl. Instr. and Meth. A*, 609 (2009) 227
- [29] P. Sreekumar et al., *Astrophys. J.* 494 (1998) 523
- [30] P.W. Gorham et al., *Phys. Rev. Lett.*, 93, 041101 (2004)
- [31] N.G. Lehtinen, et al., *Phys. Rev. D*, 69, 013006 (2004)
- [32] The Pierre Auger Collaboration, *Phys. Rev. D*, 79. 102001 (2009)
- [33] A. M. Hillas, *Astron. Astrophys.*, 22, 425 (1984)
- [34] A. N. Bunner, *Ph.D. Thesis, Cornell University* (1967)
- [35] F. Kakimoto et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 372, 527 (1967)
- [36] M.-P. Véron-Cetty, P. Véron, *Astron. Astrophys.*, 455, 773 (2006)
- [37] Kuzmin V. and Tkachev I., *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Phys. Lett.*, 68 (1998) 271
- [38] Weiler T.J., *Astropart. Phys.*, 3, 303, (1999)
- [39] Sato H. and Tati T., *Progr. Theor. Phys.*, 47, 1788 (1972)
- [40] Nerling F et al., *Astropart. Phys.*, 24, 421, (2006)
- [41] P. Bhattacharjee and G. Sigl, *Phys. Rept.*, 327 (2000) 109
- [42] M. Kachelriess et al., *Phys. Rev. D* 68 (2003) 043005
- [43] E. Waxman and J.N. Bahcall, *Phys. Rev. D*, 59 (1999) 023002
- [44] T.J. Weiler, in *Radio Detection of High Energy Particle*, edited by David Saltzberg and Peter Gorham, *AIP Conf. Proc.*, No. 579, p. 58
- [45] C.T. Hill and D.N. Schramm, *Phys. Rev. D*, 31, 564 (1985)
- [46] K. Mannheim, *Astropart. Phys.*, 3, 295 (1995)
- [47] 多米田裕一郎, 修士論文, 東京工業大学.(2009)
- [48] 町田智子, 修士論文, 東京工業大学.(2009)
- [49] 福田崇徳, 修士論文, 東京工業大学.(2009)
- [50] 藤井俊博, 卒業論文, 大阪市立大学.(2008)