

TA 実験における FD DAQ システムの確立およびイベント選別システムの開発

東 龍二

06M01021

東京工業大学大学院理工学研究科基礎物理学専攻

指導教官

垣本 史雄

平成 20 年 2 月 12 日

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>最高エネルギー宇宙線</b>	<b>1</b>
1.1	宇宙線	1
1.1.1	宇宙線のエネルギースペクトル	1
1.1.2	宇宙線の加速機構	1
1.2	最高エネルギー宇宙線	4
1.2.1	GZK cutoff	4
1.2.2	AGASA による観測	5
1.2.3	起源モデル	7
1.2.4	観測結果の現状と問題点	10
1.3	宇宙線観測と空気シャワー	11
1.3.1	空気シャワー現象	11
1.3.2	空気シャワーの縦方向発達	12
1.3.3	空気シャワーの横方向分布	14
1.4	空気シャワーの観測方法	15
1.4.1	大気蛍光の発光過程と散乱・吸収	17
<b>第 2 章</b>	<b>テレスコープアレイ実験</b>	<b>21</b>
2.1	TA 実験の目標	21
2.2	TA 実験の装置	21
2.3	大気蛍光望遠鏡	22
2.3.1	光学系	23
2.3.2	PMT カメラ	24
2.3.3	データ収集システム	25
2.3.4	キャリブレーション	26
2.3.5	地表粒子検出器	29
2.4	ハイブリッド観測	30
<b>第 3 章</b>	<b>FD DAQ システムの確立</b>	<b>32</b>
3.1	FD DAQ システム概要	32
3.1.1	Network Shared Memory	32
3.1.2	NSM を用いた DAQ システム	33
3.2	データ収集系	34
3.2.1	データ転送試験	35
3.2.2	オンライン解析	36
3.3	Slow Control 系	36
3.3.1	HV 制御システム	37



3.3.2	LV 制御システム	37
3.3.3	デジタルマルチメータ制御システム	37
3.3.4	気象計制御システム	38
3.3.5	シャッター制御システム	39
3.3.6	Xenon flasher 制御システム	40
3.4	PMT ゲインのキャリブレーション	40
3.4.1	キャリブレーション手順	40
3.4.2	キャリブレーション結果	40
<b>第 4 章</b>	<b>FD イベント選別プログラムの開発</b>	<b>43</b>
4.1	選別条件	43
4.1.1	各イベントの波形データ	43
4.1.2	イベント判定アルゴリズム	44
4.2	イベント選別プログラムの性能評価	46
4.2.1	トリガーレート	46
4.2.2	ミュオンイベントによる選別プログラムの評価	53
4.2.3	ピークタイミングマップによる選別プログラムの評価	53
4.3	空気シャワーイベント選別	54
4.3.1	空気シャワーイベントレート	56
<b>第 5 章</b>	<b>宇宙線空気シャワーのステレオイベント解析</b>	<b>58</b>
5.1	解析プログラム	58
5.1.1	ソフトウェア概要	58
5.1.2	FD Reconstructor	58
5.1.3	一次宇宙線エネルギーの算出	60
5.2	ステレオイベント解析	60
<b>第 6 章</b>	<b>総括</b>	<b>67</b>
6.1	DAQ システムの確立と今後の展望	67
6.2	イベント選別プログラムの開発	67
6.3	イベント解析の現状と課題	67

## abstract

It has been predicted that cosmic rays with energies above  $10^{20}$  eV from extragalactic sources cannot arrive at the earth due to interactions with cosmic microwave background photons, known as the GZK-effect. However, the AGASA group observed 11 events of cosmic rays with energies above  $10^{20}$  eV. This throws important problems on cosmic-ray physics today, namely the origin of such high energy particles and high energy phenomena in the universe.

In order to determine the cosmic ray flux in the highest energy range, we need air shower detectors with more larger aperture and a better energy resolution. The Telescope Array(TA) experiment has started and the detectors are now in operation in the Desert of Utah, USA. We observe air showers both with a surface detectors array(SD) of the ninefold aperture of AGASA and with fluorescence detectors(FDs) by detecting air scintillations. We expect to observe more events of ultra high energy cosmic rays and approach their origin by this TA experiment.

In this paper, I describe the development of the FD data acquisition(DAQ) system. The system is now in stable operation and science runs have been started. I also constructed an environment monitoring system of the FD stations in order for safety operations using PMTs and other instruments. We established the base of automation of the FD DAQ system.

Moreover, I developed an event selection program to reduce spurious triggers in the FD observation data. I evaluated performance of this program using observational data in November, 2007, and found air shower events in that data. In these events, we analyze "stereo" events observed by two FD stations coincidentally. Using the data analysis program developed by TA group, we obtained preliminary results about some parameters of air showers: arrival directions, depths of shower maximum, primary energies, and so on.

# 第1章 最高エネルギー宇宙線

## 1.1 宇宙線

宇宙線とは宇宙空間に存在する高エネルギー放射線であり、1912年にオーストリアの物理学者 V. F. Hess によって発見された。その主成分は陽子やその他の原子核である。これまでに観測された宇宙線のエネルギーは  $10^8\text{eV}$  から  $10^{20}\text{eV}$  の広範囲に渡っており、その到来頻度はエネルギーのほぼ3乗に比例して小さくなる。宇宙線の地球への到来方向は等方的で、 $10^{18}\text{eV}$  以下の領域では0.1%を超える異方性は確認されていない。

### 1.1.1 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 1.1 に示す。太陽活動の影響を受けない  $10^{10}\text{eV}$  を越えるエネルギー領域の宇宙線は、そのエネルギースペクトルがエネルギーの冪乗  $F(E) = K \times E^{-\alpha}$  で近似できる。 $10^{15}\text{eV}$  付近までは  $\alpha \sim 2.7$  であり、そこから  $\alpha \sim 3.0$  と変化し、 $10^{19}\text{eV}$  付近からまた  $\alpha \sim 2.7$  となる。この2ヶ所のスペクトルの折れ曲がり ( $10^{15}\text{eV}$  付近、 $10^{19}\text{eV}$  付近) をそれぞれ “knee”、“ankle” と呼んでいる。 $10^{20}\text{eV}$  を越えた領域でのスペクトルは、宇宙線の到来頻度が年間  $100\text{km}^2$  あたり1事象と非常に少なく、観測量が不足しているためよく決まっていない。

### 1.1.2 宇宙線の加速機構

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

#### フェルミ加速

フェルミ加速は1949年に Fermi によって提唱された加速理論で、荷電粒子が星間雲との衝突を繰り返すことによって加速されるという統計的な加速である。これによれば、星間雲と荷電粒子の衝突方向は統計的にランダムであるが、粒子の1回の衝突あたりの平均的なエネルギー増加量  $\Delta E$  は正であり、 $\Delta E = \alpha E$  と粒子のエネルギーに比例することが示される。星間雲との衝突による加速は、この  $\alpha$  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  $\alpha$  が衝撃波の移動速度の1乗に比例することが示され、1次のフェルミ加速と呼ばれる。荷電粒子が衝撃波との1回の衝突

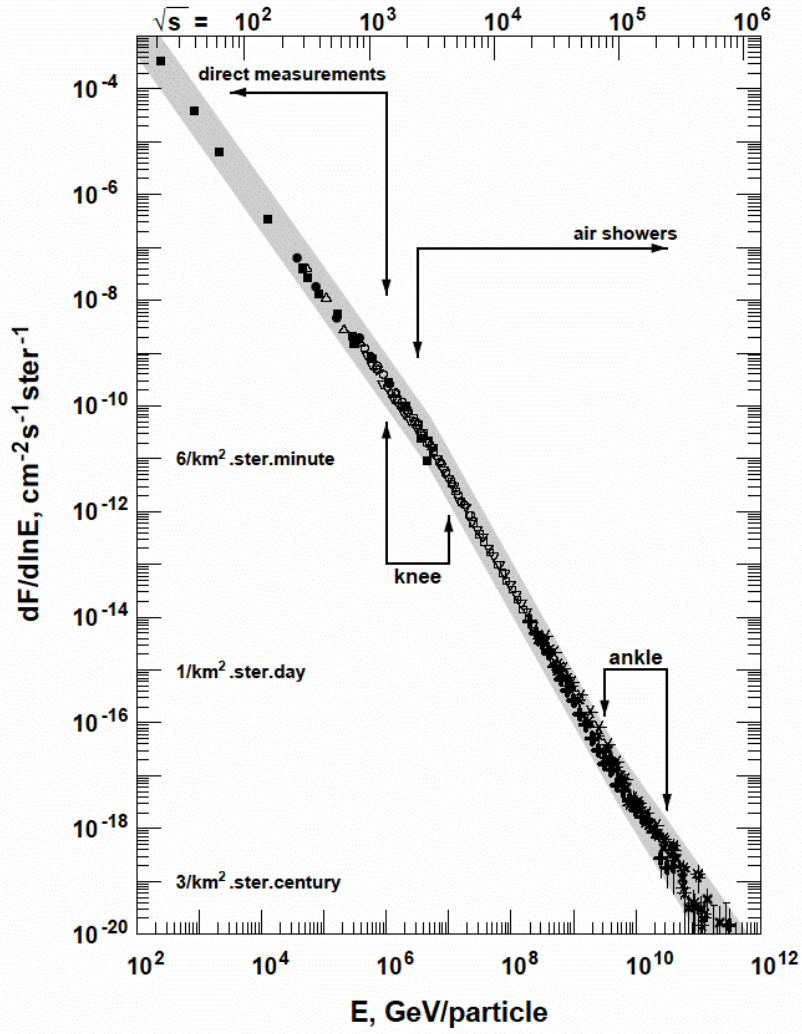


図 1.1: 一次宇宙線のエネルギースペクトル

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。

$$E_n = E_0 (1 + \alpha)^n \quad (1.1)$$

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、

$$n = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \alpha)} \quad (1.2)$$

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  $(1 - P_{esc})^n$  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

$$N(\geq E) \propto \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P_{esc})^m = \frac{(1 - P_{esc})^n}{P_{esc}} \quad (1.3)$$

である。式 (1.2) を式 (1.3) に代入すると、

$$N(> E) \propto \frac{1}{P_{esc}} \frac{E^{-\gamma}}{E_0} \quad (1.4)$$

となる。ここで

$$\gamma = \frac{\ln\left[\frac{1}{(1 - P_{esc})}\right]}{\ln(1 + \alpha)} \approx \frac{P_{esc}}{\alpha} \quad (1.5)$$

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。

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

knee から ankle までの領域の宇宙線も銀河系内起源とされているが、その詳しい加速機構はまだわかっていない。knee でのスペクトルの折れ曲がりの原因の一つとして考えられているのは、このエネルギー以上では荷電粒子のラーモア半径が銀河円盤の厚さよりも大きくなるため、粒子が銀河円盤の外に逃げ出していく効果が現れる、というものである。荷電粒子の磁場中でのらせん運動のラーモア半径は式 (1.6) で与えられる。

$$r_L = \frac{p}{ZeB} \quad (1.6)$$

ここで  $e$ 、 $Z$ 、 $p$ 、 $B$  は、素電荷、宇宙線粒子の原子番号、磁場に垂直な方向の運動量、磁場の強さである。銀河磁場は約  $3\mu\text{G}$  であるので、 $10^{15}\text{eV}$  の陽子では  $r_L \sim 0.3\text{pc}$  となる。この値は銀河円盤の厚さより小さいが、拡散運動の効果を含めると、これ以上のエネルギーを持つ宇宙線に対しては銀河系内への閉じ込め効果が効きにくくなる。また、別のモデルにおいては、 $10^{15}\text{eV}$  以上ではこれ以下のエネルギー領域とは別の機構で宇宙線が生成、加速されていて、それがスペクトルの違いとなっている、としている。

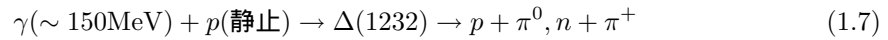
ankle を超えるエネルギーの宇宙線についても、宇宙線粒子の曲率半径が銀河系の厚みよりより大きくなるため銀河系内に閉じ込めることはできず、このエネルギー領域の宇宙線は銀河系外起源と考えられており、その到来方向に異方性があることが期待されている。

## 1.2 最高エネルギー宇宙線

宇宙線の中でも最も興味深いトピックの一つが最高エネルギー宇宙線である。最高エネルギー宇宙線とは、 $10^{20}$ eV 付近あるいはそれ以上のエネルギーを持つ宇宙線のことを指し、これまでに AGASA や HiRes などのグループにより観測されてきた。しかし、その起源や伝播機構はまだ謎に包まれている。この節では最高エネルギー宇宙線研究に残された諸問題についてまとめる。

### 1.2.1 GZK cutoff

1963年に宇宙背景放射 (Cosmic Microwave Background Radiation、以下 CMBR) の存在が発見された直後、Greisen、Zatsepin と Kuzmin は、最高エネルギー宇宙線は伝播中にこの CMBR と衝突して大きなエネルギー損失を起こすことを指摘した [6]。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。共鳴状態は中間子を放出して崩壊するために、大きなエネルギー損失が起こる。



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

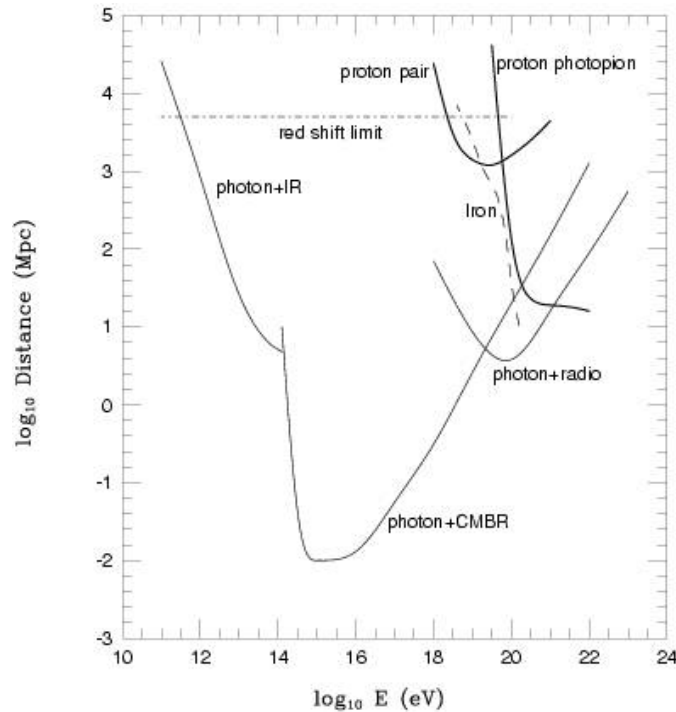


図 1.2: 最高エネルギー宇宙線の減衰距離。実線が陽子、点線が鉄の減衰距離を示す。

図 1.2 に宇宙線の銀河間空間における減衰距離を示す。これによれば、 $10^{20}$ eV 以上の陽子の減衰距離は 50Mpc 以下であることがわかる。従って、地球で観測された  $10^{20}$ eV 以上の宇宙線は、その起源が地球から 50Mpc 以内になければならない。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。

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。 $2 \times 10^{19}$  eV 以上の宇宙線原子核は CMBR 光子との衝突による photo-disintegration によって 1Mpc あたり 3 ~ 4 個の核子を失う。従って、観測された最高エネルギー宇宙線が陽子より重い原子核である場合は、その源は 20Mpc 以内に存在していなければならない。

以上のような反応により最高エネルギー宇宙線は遮蔽されるので、地球で観測されるエネルギースペクトルには  $10^{20}$  eV 付近に鋭いカットオフが現れると考えられており、これが GZK cutoff と呼ばれるものである。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 1.3 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てある [7]。例えば、源が宇宙空間に一樣に分布する場合は、 $5 \times 10^{19}$  eV で急激な減衰が現れると予想されている。観測される最高エネルギー宇宙線のスペクトルがどのような構造を示すかが、宇宙線源を研究する上で重要な鍵となっている。

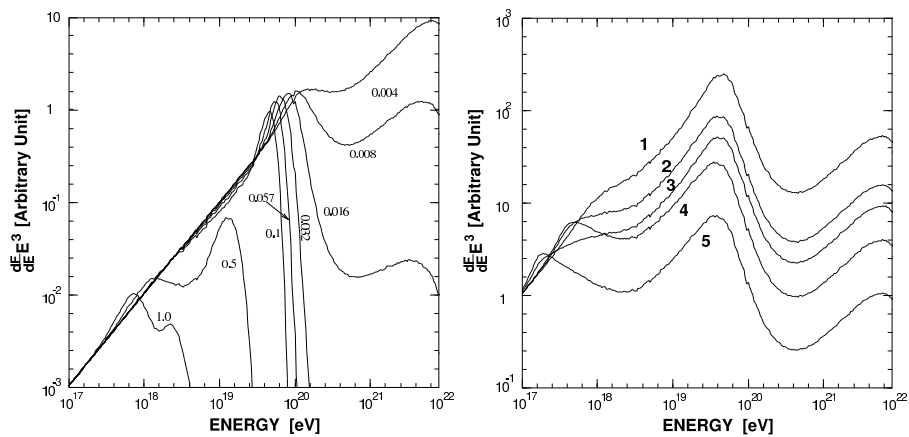


図 1.3: 宇宙線のエネルギースペクトルに予想される GZK cutoff。左は 1 つの源がいくつかの red shift ( $z = 0.004 \sim 1.0$ ) にあると仮定した場合。右は源が空間分布しているとしてその分布がいくつかの異なる evolution model に従うと仮定した場合。

## 1.2.2 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 (平均標高 900 m) に設置された空気シャワー観測装置である。面積  $2.2\text{m}^2$  のプラスチックシンチレータ 111 台を  $100\text{km}^2$  の領域に約 1 km 間隔で設置した空気シャワーアレイで、エネルギーが  $10^{20}$  eV 以上の宇宙線 (super-GZK 事象) を 11 事象観測した。

AGASA による観測は、最高エネルギー宇宙線について 2 つの大きな問題を提起している。

まず第一に、理論的な限界よりもはるかに多くの super-GZK 宇宙線が観測されているということである。AGASA によって観測された一次宇宙線のエネルギースペクトルを図 1.4 に示す。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 cutoff から期待される事象数は 1.6 であり、AGASA の観測は GZK 境界の存在と 4.0 の有意度で矛盾している。

第二に、これらの宇宙線は全天から等方的に到来しているが、その一部は点源から放射されているように見えることである。図 1.5 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。しかし、 $2.5^\circ$  以内に 2 事象、あるいは 3 事象重なった doublet、triplet 事象が計 6 例見つかっている。AGASA の到来方向分解能が  $1.6^\circ$  であることを考慮すると、これらの事象は同一の点源から放射されたものと考えて矛盾はない。doublet/triplet 事象の方向分布は、銀河中心や銀河円盤、局部銀河群の作る超銀河面などと相関を持たず、等方的である。 $10^{19.6}$  eV 以上の 59 事象のうち、任意の 2 事象が作る離角の分布を図 1.6 に示した。図の左端のピークは図 1.5 に示した 5 つの doublet と 1 つの triplet 事象に対応している。図 1.6 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 5 であり、以上の結果はなんらかの最高エネルギー宇宙線点源が銀河系外に存在することを強く示唆している。

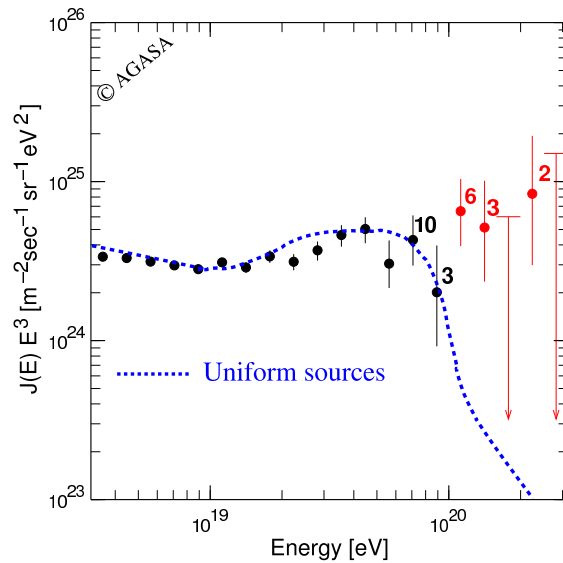


図 1.4: AGASA によって観測された一次宇宙線のエネルギースペクトル

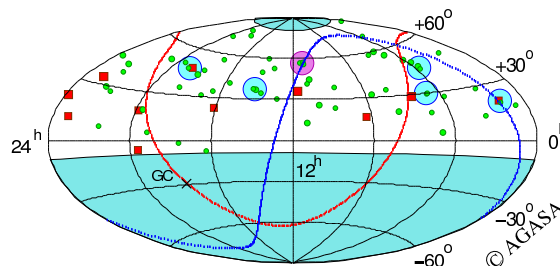


図 1.5: AGASA が観測した  $10^{19.6}$  eV 以上の宇宙線の到来方向分布。水色の丸が doublet、ピンクの丸が triplet である。また赤線は銀河面、青線は超銀河面を指す。



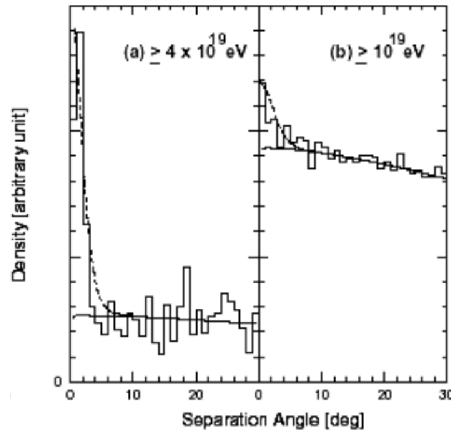


図 1.6:  $10^{19.6}\text{eV}$  以上の 59 事象のうち、任意の 2 事象が作る離角の分布

### 1.2.3 起源モデル

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

#### bottom-up モデル

Fermi 加速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、最高エネルギー宇宙線を放射している放射源モデルを総称して bottom-up モデルと呼ぶ。

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

$$E_{max} \leq \gamma e Z B R \quad (1.8)$$

となる。ここで  $\gamma$  は衝撃波のローレンツファクター、 $Z$  は宇宙線原子核の原子番号、 $B$  は加速領域の磁場の強さ、 $R$  は加速領域の大きさである。図 1.7 に、 $10^{20}\text{eV}$  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。この図から、銀河系そのものを含むほとんどの銀河系内天体は最高エネルギー宇宙線の加速源から除外されることがわかる。銀河系内の天体としては唯一、中性子星が候補天体である。銀河系外起源の候補としては、活動銀河核、ガンマ線バースト、電波銀河、銀河団などが挙げられる。

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  $10^{13}\text{G}$  を越えるような中性子星は、鉄原子核を  $10^{20}\text{eV}$  以上まで加速することが可能である。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  $10^9\text{cm}$  以上離れた領域で加速された粒子は大きなエネルギー損失を伴わずに放射される、という指摘もある。このモデルでは、最高エネ

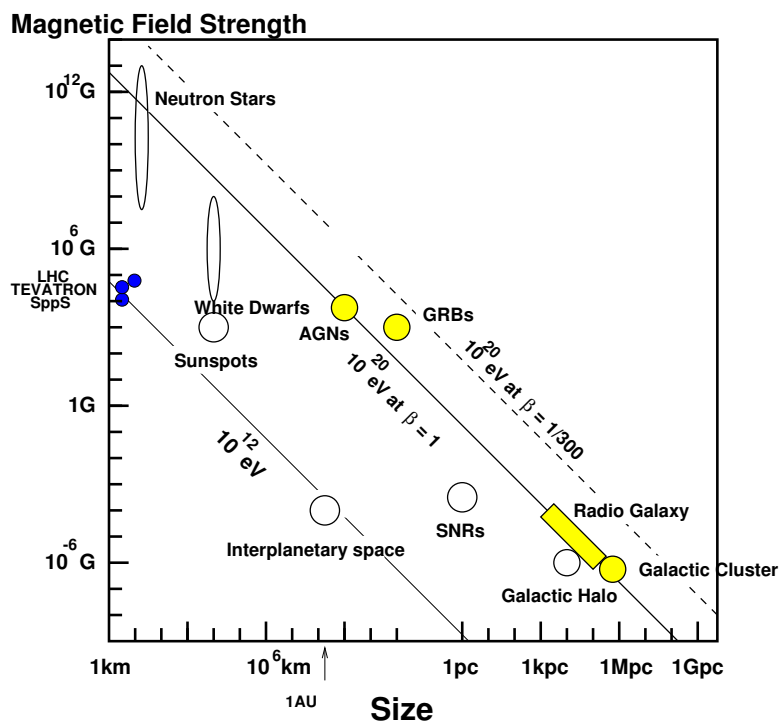


図 1.7:  $10^{20}$  eV を越える最高エネルギー宇宙線の加速源に課せられる、磁場の強さと天体の大きさと最大加速エネルギーの関係。

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、最高エネルギー宇宙線の組成の測定がこのモデルを検証する上で最も重要である。

- AGN：活動銀河核 (Active Galactic Nuclei, AGN) では、中心にあるブラックホールに降着する物質の重力エネルギーを粒子の運動エネルギーとして解放する。粒子加速は回転する磁場によって生ずる電場によって起こる。ただし、AGN での加速では、その周囲の放射場との衝突による荷電粒子のエネルギー損失が顕著であり、最大加速エネルギーは  $10^{19}$ eV までと考えられている。
- 電波ローブ：AGN の電波ローブと呼ばれる領域では、中心核から放出されるジェットと銀河間空間ガスの衝突によって強い衝撃波が生じており 100kpc 以上も広がっている。その中で特に強い電磁波が放射されている領域 (radio hot-spot) では、光子、物質ともに密度が低い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。しかし、hot-spot を伴う電波ローブを持つ AGN はまれで、地球からの距離も遠く、しかもこれまでに観測された最高エネルギー宇宙線の到来方向分布と合わない。仮に M87(18Mpc) がそのような放射源であれば、M87 の方向に観測事象が集中するはずである。また、次に近い既知の類似な天体は NGC315 で、これは 100 Mpc と遠すぎる。
- GRB：ガンマ線バースト (Gamma Ray Bursts, GRB) は、我々が知っている現象の中でも最も激烈なものの一つであり、最高エネルギー宇宙線の到来方向と同様に等方的に分布している。GRB によるエネルギー放出率は、最高エネルギー宇宙線源が一様に分布していると考えた場合の  $10^{19}$ eV 以上の宇宙線としてのエネルギー放出率にほぼ等しく、非常に有力な候補天体である。しかし、GZK 機構のために地球近傍 50Mpc 以内に存在しなければならない。このような GRB は 100 年に 1 回程度しか発生しないと予想されているので、観測される宇宙線の到来方向分布は GRB の方向に集中することが容易に予想できる。しかし、これまで観測された super-GZK 事象と GRB の方向には、相関は見つかっていない。
- 銀河団：数  $\mu$  G オーダーの磁場が 500kpc 程度の広がりを持って観測されており、これは最大加速の条件 (式 1.8) を満たしている。しかし、 $10^{20}$ eV 以上まで宇宙線が加速されたとしても、銀河団内部での GZK 機構によるエネルギー損失が大きく、銀河団の外には放射されないと考えられている。
- 衝突銀河：巨大な衝撃波と 20  $\mu$  G オーダーの強い磁場を持った衝突銀河が観測されており、その大きさは加速された宇宙線の曲率半径を越える。しかし、 $10^{20}$ eV まで粒子を加速するには、衝突している銀河どうしの大きさが非常に異なることが条件である。

### top-down モデル

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

以下はそのいくつかの例である。

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

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

#### 1.2.4 観測結果の現状と問題点

最高エネルギー宇宙線は宇宙空間での激しい現象や未知の物理と結びついていると考えられ、その観測結果は非常に注目されてきた。しかし、現在問題になっているのが、GZK cutoffの存否について実験グループごとに異なった結果が得られているということである。

最高エネルギー領域の宇宙線観測グループは、AGASAの他にもう一つ、HiRes (High Resolution Fly's Eye)がある。AGASAが地表粒子検出器を用いた観測であるのに対し、HiResは大気蛍光望遠鏡による観測を行い、そしてGZK cutoffの存在を示唆する結果を発表した。HiResが発表したエネルギースペクトル(2基の望遠鏡ステーションの単眼観測の結果)を図1.8に示す。これによると、 $10^{20}$ eVを越える宇宙線は2事象であり、スペクトルはGZK cutoffと一致している。

このように両者は矛盾した観測結果を示しているが、AGASAのエネルギー決定精度は18%、HiResも20%であり、GZK cutoffの存否についてはどちらも決定的な結果は出せていない、というのが現状である。また、AGASAとHiResは全く異なった手法(地表アレイと望遠鏡)で空気シャワーを観測しており、この観測装置固有のエネルギー決定の系統誤差がスペクトルの違いに関係しているのではないかと指摘されている。今後、こうした問題を解決して、最高エネルギー宇宙線の謎を解明することが望まれている。

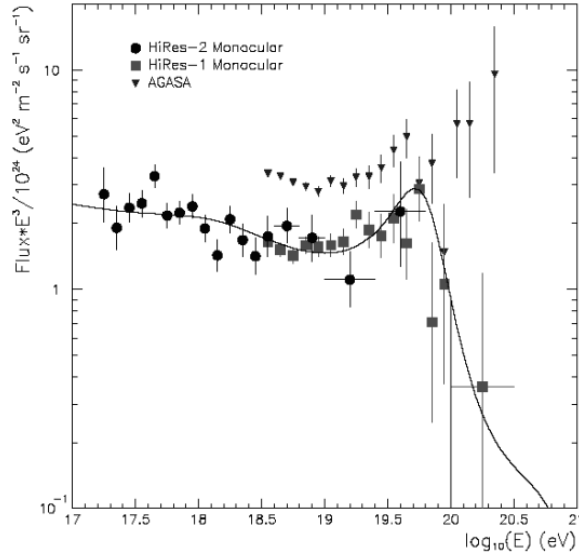


図 1.8: HiRes が発表したエネルギースペクトル

### 1.3 宇宙線観測と空気シャワー

1.1 節で述べたように、宇宙線のフラックスはほぼ  $E^{-3}$  で減少するので、全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の宇宙線は、気球や人工衛星などの飛翔体に観測装置を搭載して大気上空に飛ばし、直接観測される。しかしエネルギーが  $10^{14}$ eV 以上の宇宙線は、到来頻度が少ないため、観測には大きな検出面積と長い露光時間が必要であり、直接観測をすることはむずかしい。そこで、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) を測定するという間接観測が行われている。

#### 1.3.1 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。この空気シャワーには、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、ハドロンによる核カスケードがある。

高エネルギーのガンマ線の場合は、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  $\sigma_{brem.s.}$  は、次の Bethe-Heitler の式で表される。

$$\sigma_{brem.s.}(E, v)dv = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} \frac{dv}{v} \left[ \left( 1 + (1-v)^2 - \frac{2}{3}(1-v) \right) \ln \left( 184Z^{-\frac{1}{3}} \right) + \frac{1}{9}(1-v) \right] \quad (1.9)$$

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  $(dE/dX)_{brem.s.}$  は以下のように表せる。

$$\left( \frac{dE}{dX} \right)_{brem.s.} \simeq -\frac{E}{X_0} \quad (1.10)$$

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

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4Z^2 r_e^2 N}{137 A} \ln \left( 184Z^{-\frac{1}{3}} \right) \quad (1.11)$$

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  $38\text{g/cm}^2$  である。一方、電子対生成の断面積  $\sigma_{pp}$  は、

$$\sigma_{pp}(h\nu, u) du = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} du \left[ \left( u^2 + (1-v)^2 - \frac{2}{3}(1-v) \right) \ln \left( 184Z^{-\frac{1}{3}} \right) + \frac{1}{9}(1-u) \right] \quad (1.12)$$

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、

$$\left( \frac{dE}{dX} \right)_{pair} = -\frac{7}{9} \frac{E}{X_0} \quad (1.13)$$

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  $74\text{MeV}$  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、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中間子となる。そのうち  $\pi^0$  は短い寿命で2個のガンマ線に崩壊し、電磁カスケードを形成する。 $\pi^\pm$  は  $\tau = 2.60 \times 10^{-8}\text{sec}$  で、

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \quad (1.14)$$

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

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (1.15)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (1.16)$$

$$(1.17)$$

このように崩壊し、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、電子の大気中での輻射長の約25倍にもなるので、以上のような核カスケードと電磁カスケードの繰り返しにより、多数の粒子が生成される。図1.9はこの様子を模式的に表したものである。

### 1.3.2 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し、臨界エネルギー  $E_c$  (空気中では  $E_c = 81\text{MeV}$ ) 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。

エネルギーが  $E_0$  の一個の光子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。

$$N_e(t) \sim \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp \left[ t \left( 1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right] \quad (1.18)$$

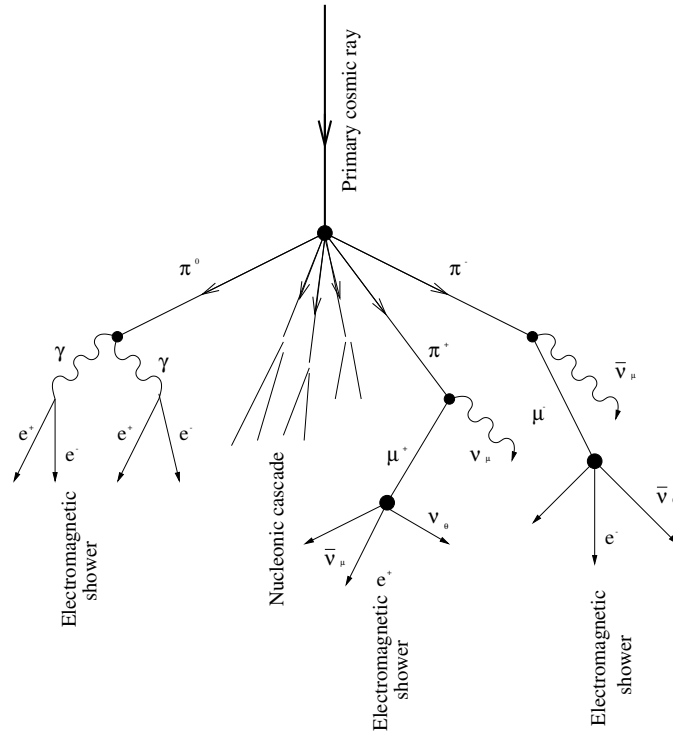


図 1.9: 空気シャワーの模式図

$$y = \ln \left( \frac{E_0}{E_c} \right) \quad (1.19)$$

$$s = \frac{3t}{t + 2y} \quad (1.20)$$

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

宇宙線陽子が生起する空気シャワーについては、Gaisser と Hillas の提案に基づく以下の式が用いられている。

$$N_e(X, X - X_1) = S_0 \frac{E}{\epsilon} \exp \left[ \frac{X_{max}}{\lambda} - 1 \right] \left( \frac{X - X_1}{X_{max} - \lambda} \right)^{\frac{X_{max}}{\lambda} - 1} \exp \left[ -\frac{X - X_1}{\lambda} \right] \quad (1.21)$$

$$S_0 = 0.0451 + 0.0217 \ln \left( \frac{E}{100\text{TeV}} \right) \quad (1.22)$$

ここで、 $\epsilon$  は空気に対する臨界エネルギーで  $74.0[\text{MeV}]$ 、 $X_{max}$  はシャワー最大発達深さ [ $\text{g}/\text{cm}^2$ ]、 $X_1$  は一次宇宙線の最初の相互作用の深さ [ $\text{g}/\text{cm}^2$ ]、 $\lambda$  は縦方向発達の attenuation length で  $70\text{g}/\text{cm}^2$  である。

一次宇宙線のエネルギーの違いは、 $N_{max}$  (最大発達時の粒子数) 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:  $\text{eV}$ ) 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  $X_1$ 、 $X_{max}$  に現れ、重い原子核ほど  $X_1$ 、

$X_{max}$  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 1.10 に示す。

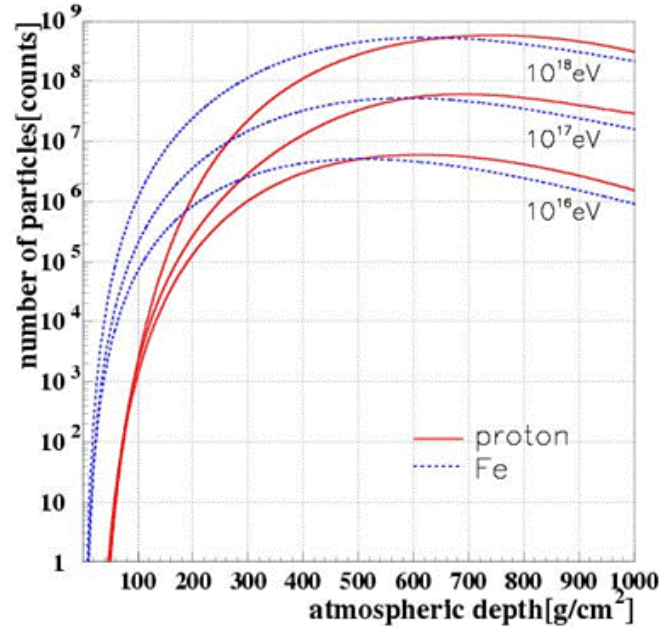


図 1.10: 空気シャワーの縦方向発達

### 1.3.3 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を、空気シャワーの横方向分布 (lateral distribution) と呼ぶ。電磁カスケードの横方向分布粒子密度  $\rho(r)$  は解析的な計算により得られ、それを近似して得られたのが Nishimura-Kamata-Greisen(NKG) 関数で、

$$f(r, s) = C(s) \left( \frac{r}{r_M} \right)^{s-2} \left( \frac{r}{r_M} + 1 \right)^{s-4.5} \quad (1.23)$$

を用いて、

$$\rho(r, s) = \frac{N_e f(r, s)}{r_M^2} \quad (1.24)$$

と表すことができる。 $r$  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 輻射長進む間に進行方向からずれる距離)、 $C(s)$  は規格化定数、 $N_e$  は全電子数である。 $s$  はエイジパラメータである。いくつかのエイジにおける横方向分布を図 1.11 に示した。



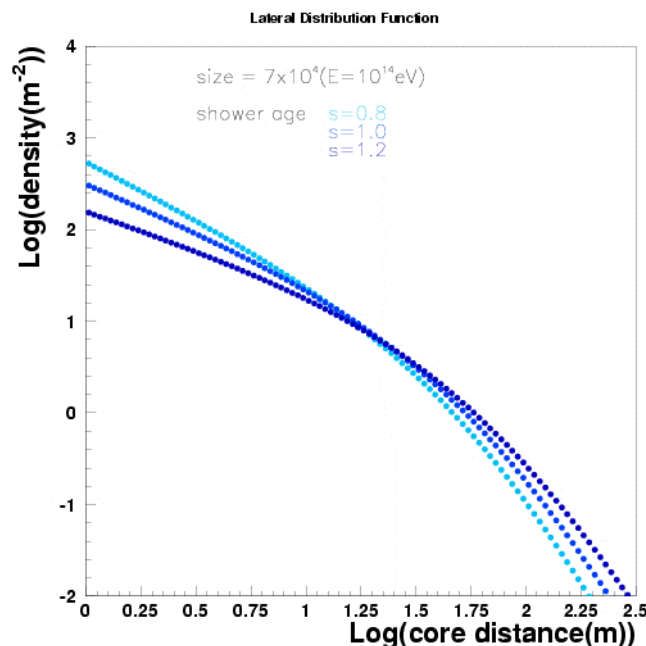


図 1.11: 空気シャワーの横方向分布

## 1.4 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、空気シャワーアレイと呼ばれる多数の地表検出器による観測法と、大気蛍光法の2種類がある。

### 地表粒子検出器

多数の粒子検出器を地表に配置して到来する空気シャワー粒子を検出することで宇宙線を観測する装置を空気シャワーアレイと呼び、高エネルギー宇宙線の観測法として伝統的に行われてきた。図 1.12 が空気シャワーアレイの概念図である。

空気シャワー粒子は、90%の電磁成分(電子、陽電子、光子)と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からなるミューオン検出器を別に配置する場合もある。さらに、空気シャワー軸に近いハドロン成分を観測するために、ハドロンカロリメーターを備えている空気シャワーアレイもある。

空気シャワーアレイの場合、一次宇宙線の到来方向は比較的簡単に知ることができる。空気シャワーは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。

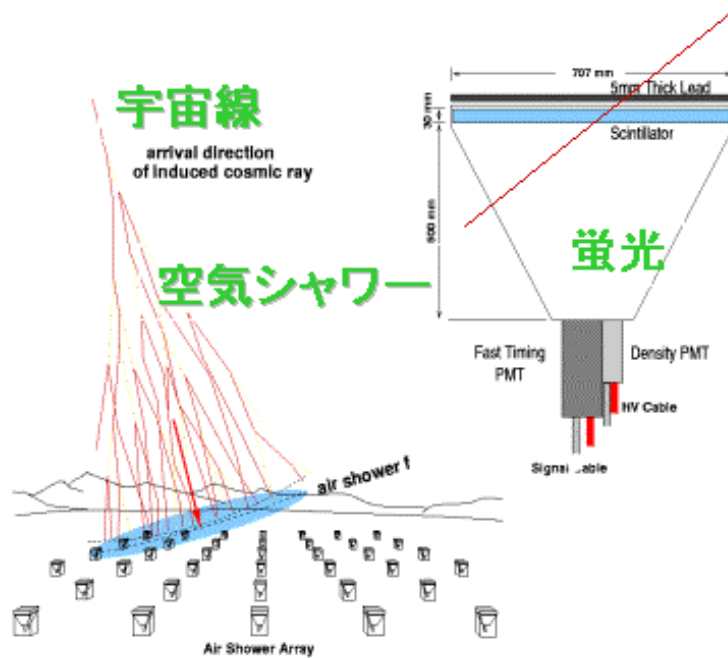


図 1.12: 空気シャワーアレイによる空気シャワー観測の模式図

## 大気蛍光法

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

高エネルギーの荷電粒子は大気中でチェレンコフ光を発する。チェレンコフ光は粒子の進行方向に近い角度に放射される。さらにこのチェレンコフ光とは別に、高エネルギーの荷電粒子が大気中を通過するときに窒素などの大気分子を励起し、この励起された大気分子から蛍光が發せられる。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わけである。80MeVの電子が1気圧の大気中を1m通過した場合の発光光子数はおよそ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 $2 \times 10^{15}$ 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30km遠方からでも観測することができる。さらに大気シンチレーション光の放射方向は等方的であるため一次宇宙線の到来方向によらず観測を行うことができるという利点がある。このような大気蛍光法は、新たな空気シャワー観測の方法として1960年代初めに菅、Greisen、Chudakovなどによって提案された。

空気シンチレーション光の測定による一次宇宙線の観測は、大きく分けて

1. 空気シャワー軸の再構成
2. 空気シャワーの縦方向発達の再構成

の2段階を経て行われる。宇宙線の到来方向(シャワー軸)は蛍光の軌跡から簡単に求めることができる。特に、遠離れた2台の望遠鏡でシャワーをステレオ観測すると、それぞれの望遠鏡が決めたシャワー平面の交差した線が宇宙線の到来方向となる(図 1.13)。空気シャワー軸を決定した後、さらに次のような手順で空気シャワーの縦方向発達の再構成をする。

- i. 空気シャワー中の電子1つから光電子増倍管に到達する光子数の期待値を、その電子の空間的な位置、望遠鏡までの距離から大気による散乱・吸収、装置の検出効率などを考慮して計算する。この光子数にはシンチレーション光だけでなく、チェレンコフ光も含まれる。
- 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(1.21)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ため、観測されたシャワー発達関数  $N_e(X)$  から以下の式(1.25)により一次宇宙線のエネルギー  $E$  が決まる。

$$E = \frac{\epsilon_0}{X_{rad}} \int N_e(X) dX \quad (1.25)$$

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

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

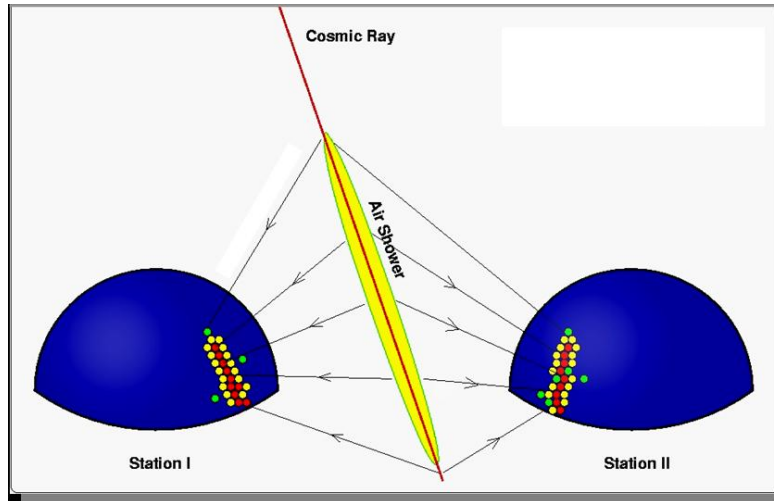


図 1.13: 空気シンチレーション光による空気シャワーのステレオ観測の概念図

次節では、大気蛍光の発光過程と大気中での光の散乱・吸収について詳しく述べる。

#### 1.4.1 大気蛍光の発光過程と散乱・吸収

##### 空気シンチレーション光

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 ( $10^{-3}\text{s}$  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。シンチレーション光は荷電粒子や X 線などが物質中を通過する際に、物質中の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、実際に観測を行なう波長領域 300 ~ 400nm での空気の蛍光の発光過程について述べる。

空気の蛍光 (シンチレーション光) の発光機構は、近紫外領域では主に  $N_2^+$  first negative (1N) band system ( $B^2\Pi_u^+ \rightarrow X^2\Pi_g^+$ ) と、 $N_2$  second positive (2P) band system ( $C^3\Pi_u^+ \rightarrow B^3\Pi_g^+$ ) 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)
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。スピン多重度の変わらない遷移による発光が蛍光、スピン多重度の変わる遷移による発光がリン光である。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。Bunner がまとめた発光率を表 1.1 に示す [8]。分子同士の衝突による消光には  $O_2$  分子が非常によい消光物質として働く。また、実際には空気は 1% 弱の Ar を含んでいる。純粋な  $N_2$  気体に Ar を加えると、 $N_2$  の発光効率が増加することが知られている。

また、垣本らによって測定されたシンチレーション光の相対強度を表 1.2 に示した [9]。ほぼ波長 300nm から 400nm 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  $\theta$  の角度をなす波面として観測される。ただし、

$$\theta = \sin^{-1} \left( \frac{c}{nv} \right) \quad (1.26)$$

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

波長  $\lambda$  の光子数は

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left( 1 - \frac{c^2}{n^2 v^2} \right) = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \sin^2 \theta \quad (1.27)$$

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

実際の空気シャワーでは、シャワー中の荷電粒子の角度分布のためにチェレンコフ光の放射角分布は広がりを持ち、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、シャワー軸から約  $20^\circ$  以下の領域では、観測される大気蛍光量に対して混入するチェレンコフ光の光量が無視できない。

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

波長 (nm)	光子数 (相対値)	波長 (nm)	光子数 (相対値)
297.7	0.4	357.7	5.054
311.7	0.068	367.2	0.068
313.6	0.725	371.1	0.25
315.9	1.767	375.6	0.954
328.5	0.204	380.5	1.711
330.9	0.05	389.4	0.041
333.9	0.141	391.4	1.937
337.1	6.68	394.3	0.15
346.9	0.082	399.8	0.565
350.0	0.1	405.9	0.571
353.7	1.025		

表 1.2: 空気シンチレーション光の波長スペクトル。光子数の相対値である。

## 夜天光

夜空から来る光全体を夜天光といい、主として次の3種類の光源から来る光である。

1. 大気光；地球上層大気のみ、原子の発する光
2. 黄道光；太陽系内の微塵が太陽光を散乱した光
3. 星夜光；星や星雲の集積光

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

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

## Rayleigh 散乱と Mie 散乱

Rayleigh 散乱は大気分子による散乱で、散乱確率は

$$\frac{\text{散乱波強度}}{\text{入射波強度}} = \frac{8\pi^4 N \alpha (1 + \cos^2 \theta)}{\lambda^4 r^2} \quad (1.28)$$

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

Rayleigh 散乱が波長より十分小さな直径の誘電体球による光の散乱であるのに対し、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 Mie 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。

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

## 第2章 テレスコープアレイ実験

最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  $1 \text{ km}^2$  の地表に 100 年に 1 度飛来する程度である。AGASA は 111 台のシンチレーション検出器を  $100 \text{ km}^2$  の地表に配置し、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 ~5 倍広げること成功し、大きな成果を導いた。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、これ以上に起源解明に迫ることはできず、2004 年に観測を終了した。

そこで、最高エネルギー宇宙線の存在の確立と起源解明のため、日米共同の新たな観測計画が立案された。それがテレスコープアレイ (Telescope Array, TA) 実験である。この TA 実験は、AGASA の約 4 倍の感度を持つ大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD) と、約 9 倍の感度を持つ地表検出器 (Surface Detector, SD) を設置し、最高エネルギー宇宙線の空気シャワーを観測するものである。

### 2.1 TA 実験の目標

TA 実験では、第 1 章で述べた現在までの最高エネルギー宇宙線観測の問題点を踏まえて、以下の目標を掲げている。

- 従来の最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。TA 実験では、観測イベントの約 10 % は大気蛍光望遠鏡と地表粒子検出器によるハイブリッド観測になるので、両検出器相互の補正によりエネルギースケールの系統誤差を 10 % 以下に抑える。
- 最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ので、これにより統計量を増やし、同時に一次宇宙線の到来方向を  $1.0^\circ$  以下の精度で決めることを目指す。
- 最高エネルギー宇宙線の粒子種を同定する。最高エネルギー宇宙線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が予言されており、組成判別が起源解明の大きな鍵となる。

### 2.2 TA 実験の装置

観測装置は、大気が乾燥して透明度が高く大気蛍光法による観測に適した米国ユタ州ミラード郡、平均標高  $1400 \text{ m}$  (大気深さ  $860 \text{ g/cm}^2$  の西部砂漠地帯) に設置する。大気蛍光観測用の望遠鏡ステーションは、地表近くで発生する霧などの影響を避けるために、周囲から  $100 \sim 200 \text{ m}$  高くなった小丘の頂上や中腹に配置する。また、望遠鏡ステーションは約  $40 \text{ km}$  の間隔で 3 ヶ所 (Black

Rock Mesa、Long Ridge、Middle Drum) に設けられ、それぞれが中心領域方向を中心とした、方位角 120° の範囲に到来する空気シャワーを 2 ヶ所以上のステーションでステレオ観測する。一方、地表検出器アレイとしては荷電粒子を検出するプラスチックシンチレーション検出器が 576 台、1.2 km 間隔で碁盤の目状に設置される。これによりアレイの検出面積は約 800 km<sup>2</sup> となる。アレイの配置図を図 2.1 に示す。

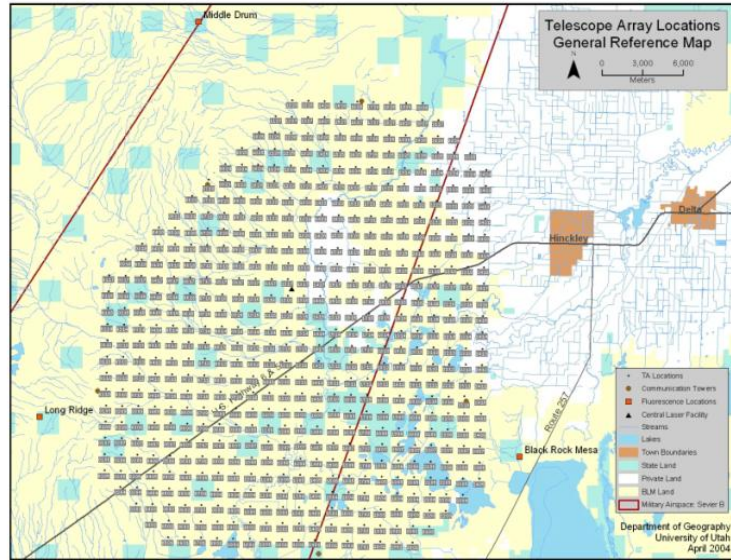


図 2.1: TA 実験における装置の配置図。中心に碁盤状に地表検出器が配置され、それを囲むように 3 台の大気蛍光望遠鏡ステーションが設置されている。

## 2.3 大気蛍光望遠鏡

大気蛍光望遠鏡は空気シャワーによるシンチレーション光を球面鏡で集光し、それを PMT カメラで撮像して観測を行う装置である。3 ヶ所に設置された望遠鏡ステーションは、それぞれ口径 3 m の球面鏡を持つ 12 基の望遠鏡を装備しており、方位角 120° を観測する (図 2.2)。将来的には 360 度をカバーするよう拡張ができるようになっている。観測を行わないときは全てのシャッターが閉まり、望遠鏡を保護するようになっている。また、ステーション内にはデータを収集するコントロールルームと居住区が設けられる。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、観測時間外で切替えることが可能である。

以下、大気蛍光望遠鏡を構成する各部位についてまとめる。



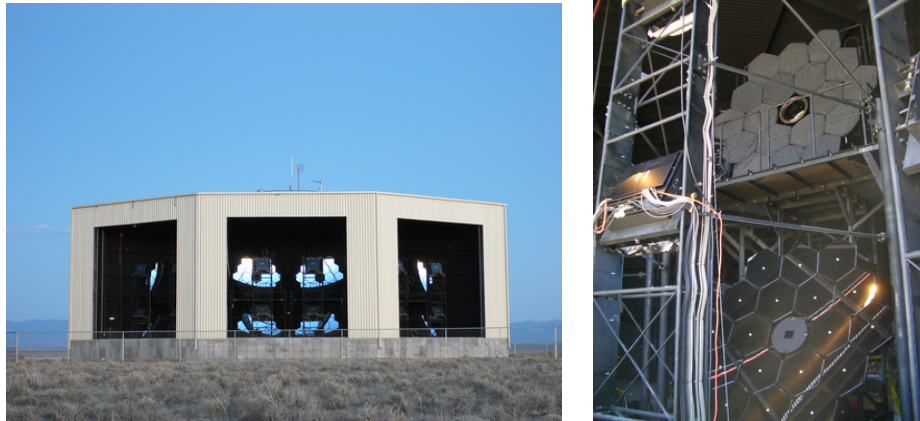


図 2.2: FD ステーションの概観 (左) とステーション内の望遠鏡 (右)

### 2.3.1 光学系

望遠鏡は広角視野を得るため、また放物面鏡に比べると設置と調節機構が簡単であるため、球面鏡を使用している。望遠鏡 1 基の視野は、方位角が  $18^\circ$ 、仰角が  $15.5^\circ$  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  $18.5^\circ \sim 34^\circ$  となり、全体では  $3^\circ \sim 34^\circ$  をカバーする (図 2.3)。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  $120^\circ$  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 程度で、これは PMT の大きさ (六角形の幅 61 mm) に比べ十分小さい。

望遠鏡に使われる球面鏡は、六角形をしたセグメントミラー 18 枚からなる口径 3.3 m の合成球面鏡である (図 2.3)。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、光学角度制御系と PMT 較正系 (Xenon flasher) が取り付けられている。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  $6067 \pm 40$  mm である。素材は Tempax glass を使用し、表面は劣化に強い Anodization という方法で  $\text{Al}_2\text{O}_3$  コーティングされている。反射率は、波長域 330 nm ~ 450 nm で 80 % 以上である。

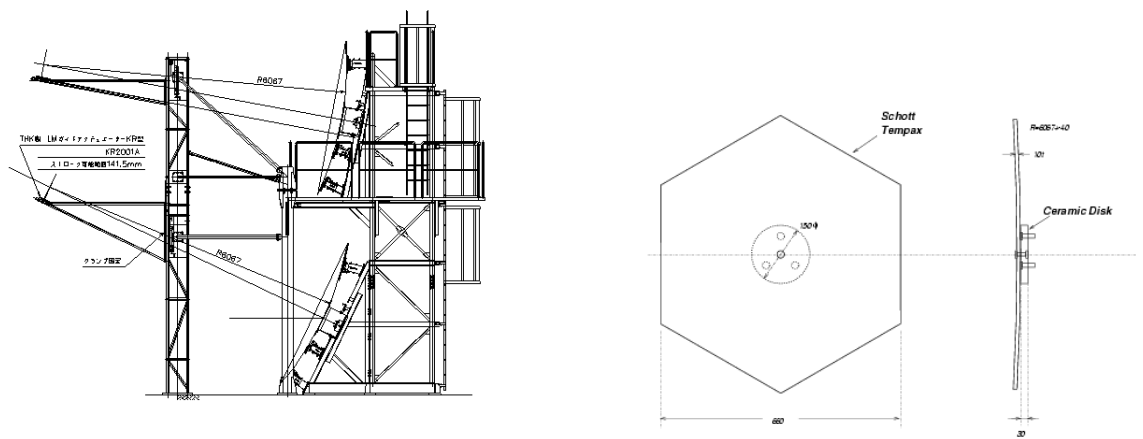


図 2.3: FD のデザイン (左) とセグメントミラーのデザイン (右)

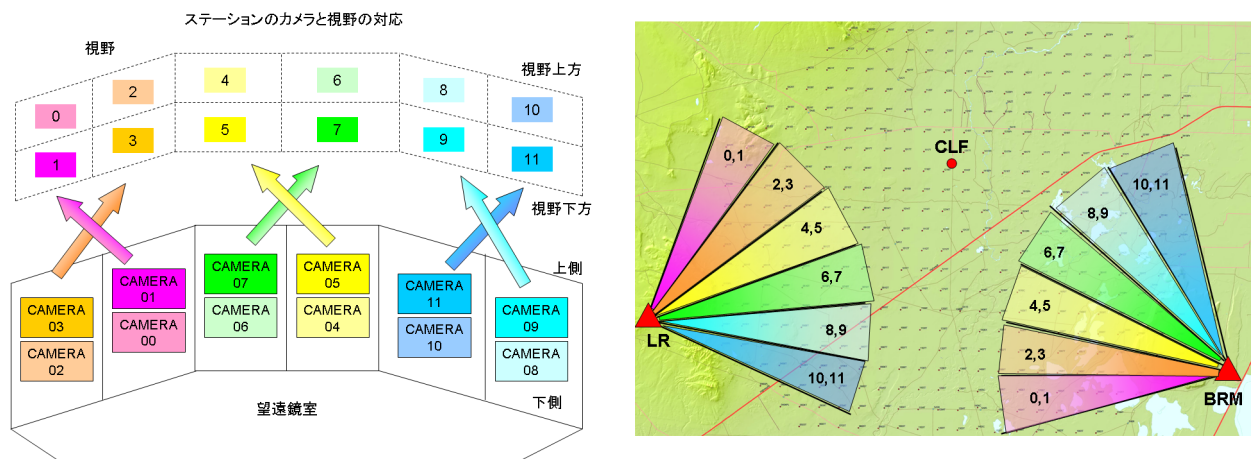


図 2.4: ステーション内から見たカメラと対応する視野の関係 (左) と BRM・LR 両ステーションのカメラの視野方向の概略図 (右)。カメラ番号偶数のカメラが視野仰角上方、奇数のカメラが視野仰角下方に対応する。

### 2.3.2 PMT カメラ

PMT(光電子増倍管) カメラは、 $16 \times 16$  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 2.5)。PMT カメラは PMT とカメラ内のエレクトロニクスを周りの砂や埃から保護するために、箱に密閉している。PMT は浜松ホトニクス製の 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となる。PMT 後部に取り付けられたプリアンプにより増幅された信号は、ボックス背面にあるパッチパネルを経由してデータ収集系に送られる。また、観測するシンチレーション光の波長域は主に  $300 \text{ nm} \sim 400 \text{ nm}$  であり、そ

の他の波長域の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 BG3 が取り付けられている (図 2.6)。さらに、PMT カメラの箱の窓として、300 nm 以降の波長域に対して透過率が 90 % 以上あるパラグラスを用いている。

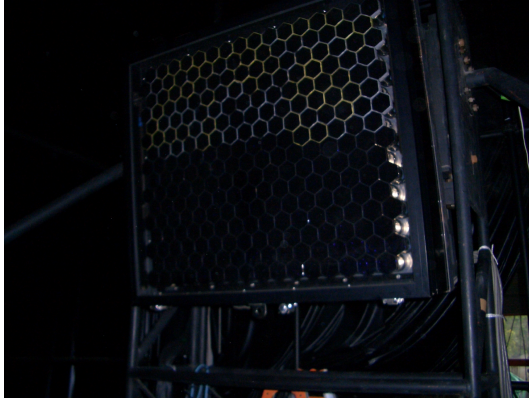


図 2.5: PMT カメラ

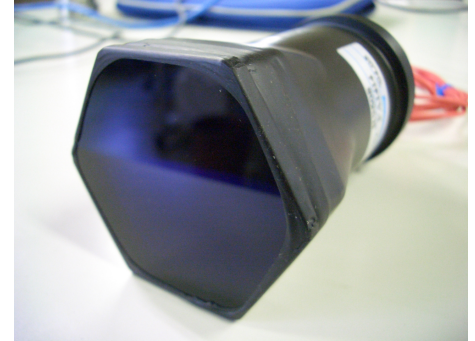


図 2.6: BG3 を取り付けした PMT

### 2.3.3 データ収集システム

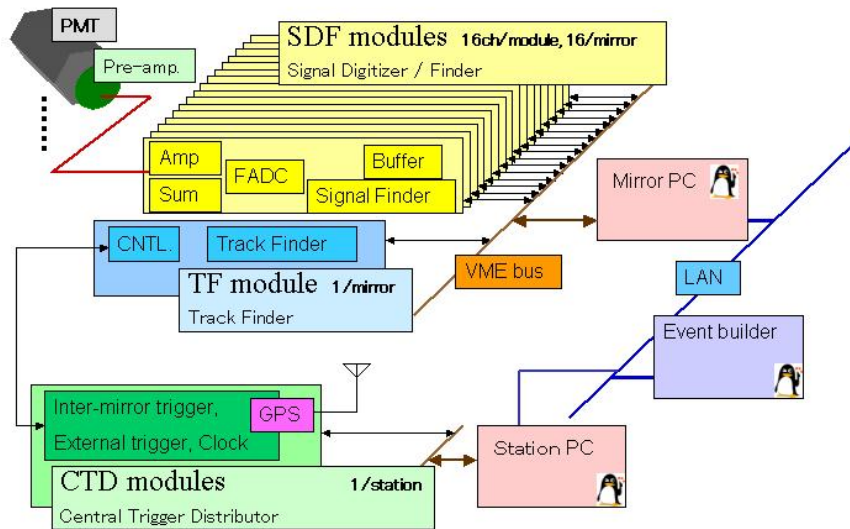


図 2.7: FD エレクトロニクスの概略図

データ収集システムの概略図を図 2.7 に示す。PMT 出力からの信号はプリアンプで増幅され、カメラ内部に設けられたパッチパネルを経由して Signal Digitizer and Finder module (SDF) に送

られる。PMT 印加電圧は LAN によって制御され、PMT でのゲインが  $8 \times 10^4$  となるように設定される。プリアンプでのゲインは 5 倍であり、PMT を含めたトータルでのゲインが  $4 \times 10^6$  となるように設計されている。トリガーシステムには、SDF、Track Finder module (TF)、Central Trigger Distributor module (CTD) の 3 種類のモジュールが使用される。

**SDF** メインアンプ出力信号を 12 bit、40 MHz サンプリングの Flash ADC によってデジタル化する。40 MHz でサンプリングされたデータは 100 ns 毎に積分し、1 フレーム (12.8  $\mu$ s) 毎に記録する。フレーム毎に S/N が計算され、大気蛍光による信号の有無を判断し (ファーストレベルトリガーモジュール)、その結果を TF へ出力する。

**TF** 各 PMT のファーストレベルトリガーの情報をカメラ毎にヒットパターンとして収集し、大気蛍光トラック判定を行い (セカンドレベルトリガーモジュール)、その結果を CTD へ出力する。

**CTD** 同一ステーション内の TF からのセカンドレベルトリガーを集め、データ取得の最終判断を行う (ファイナルトリガーモジュール)。カメラ間にまたがるトラックの判定、全エレクトロニクスに共通のクロックの供給、初期化信号の送出手などはたらきも担う。また、GPS によるイベント発生絶対時刻の記録を行う。

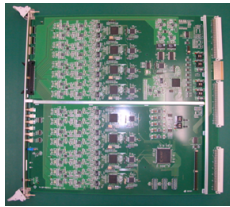


図 2.8: SDF ボード

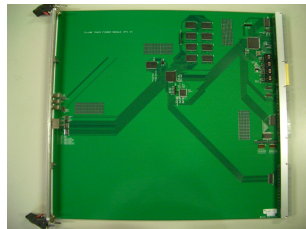


図 2.9: TF ボード

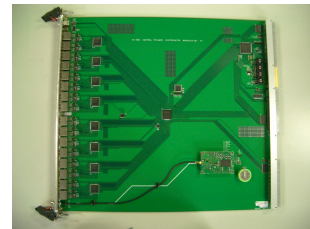


図 2.10: CTD ボード

### 2.3.4 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での一次宇宙線エネルギー推定では、FD の感度較正や大気状態のモニターが重要となる。感度較正については PMT の信号から入射光子の個数を算出しなければならないため、PMT ゲインが常に精度良く求められていなければならない。また、大気をシンチレーターとして観測が行われるため大気の状態を良く把握しておく必要がある。そこで以下のような PMT ゲインのキャリブレーションや大気状態のモニター方法が考えられている。

#### PMT ゲインの較正

**CRAYS** 絶対一様光源 (Calibration using RAYleigh Scattering, CRAYS) を用いて基準 PMT の較正を行う。N<sub>2</sub> レーザー (337.1 nm) の Rayleigh 散乱光を光源として用いる。レーザーの出力と Rayleigh 散乱断面積から PMT 入射光子数を計算し、基準 PMT の QE $\times$ CE (量子効率、収集効率) を求めることができる。基準 PMT は 1 カメラに 3 本取り付けられる。



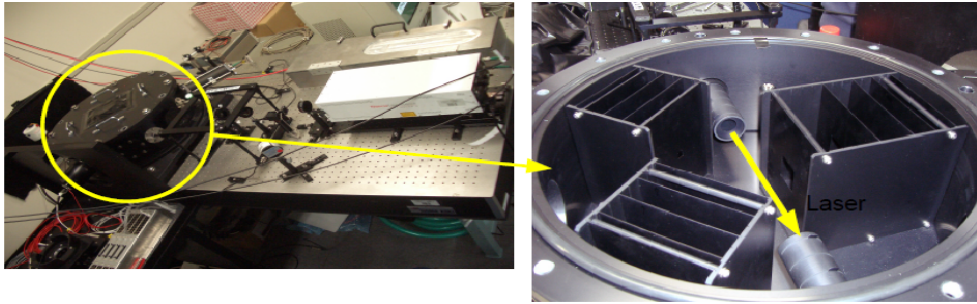


図 2.11: CRAYS

YAP 基準 PMT 光電面の中心に取り付け、観測中の絶対光量モニターに用いる。YAP は  $\text{YAIO}_3$ : Ce +  $^{241}\text{Am}$   $\alpha$  線源をシンチレータに入射させて光源とする。ピーク波長は 370 nm で、PMT 光電面で発生する光電子数は約 1000 個である。

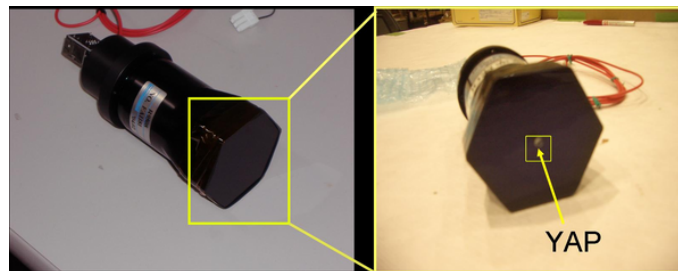


図 2.12: YAP

Xe flasher FD の合成鏡中心部に取り付けられ、PMT のゲイン調整およびモニターを行う。Xenon 光源を用いてカメラ面全体を照射し、PMT 印加電圧を調整して基準 PMT と他の PMT の出力を等しくする。この調整により PMT 管面上でのゲインの積分値がカメラ内の PMT で揃う。



図 2.13: Xe flasher の照射イメージ

XY-scanner PMT に同一量の光が入射する場合、光電面入射位置の違いにより、一般にその出力値は異なる。そこで、UVLED 光源をカメラ面上で走査させ、カメラの出力 2 次元不均一性を測定する。この測定により、PMT 管面上でのゲインの位置依存性が求まる。

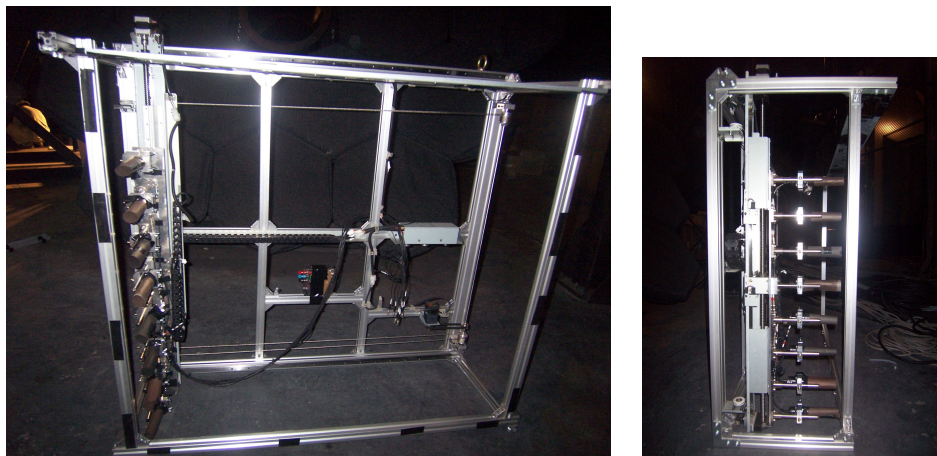


図 2.14: XY-scanner

#### 大気状態のモニター

**LIDAR** 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・吸収され減衰する。これを大気透明度の測定により補正する。大気透明度の測定は、LIDAR(LIght Detection And Ranging) 法により行われる。LIDAR 法とは紫外パルスレーザー (YAG 355 nm) を大気に発射し、大気中における後方散乱光の強度を観測することによって大気の状態を測定する方法である。LIDAR システムはステーションから 100 m 離れた LIDAR ドーム内に設置される。パルスレーザーは射出方向を自由に変更でき、空気シャワーが観測された直後にシャワー方向の大気透明度を測定することができる。

**CLF** Central Laser Facility(CLF) は 3 つのステーションから等距離 (~ 20 km) に位置し、大気透明度の測定に用いられる。CLF は紫外パルスレーザー (YAG 355 nm) を垂直上方に射出し、上空での側方散乱光を標準光源として 3 カ所の FD ステーションで観測し、大気透明度を測定する。

#### エネルギーの較正

**LINAC** 移動式の線形加速器 (LINear ACcelerator, LINAC) を用いて FD のエネルギー決定キャリブレーションを行う。FD ステーションから 100 m 離れた地点から垂直上方に電子ビーム (最大 40 MeV) を射出し、生じた大気蛍光を FD が観測することでエネルギー較正が可能となる。



図 2.15: LIDAR ドーム。中にある望遠鏡にはレーザーと PMT が取り付けられている。

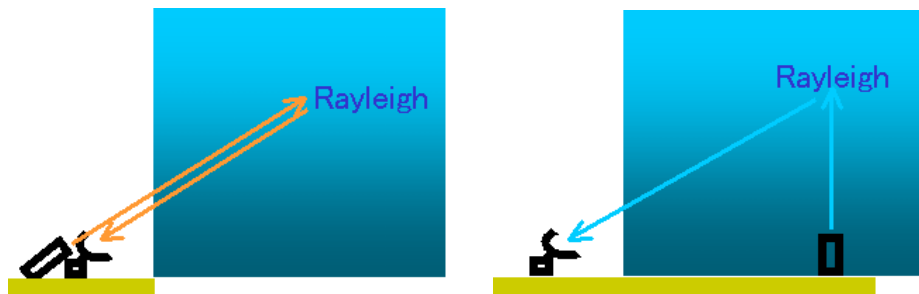


図 2.16: 左が LIDAR システム、右が CLF による側方散乱を利用するシステム

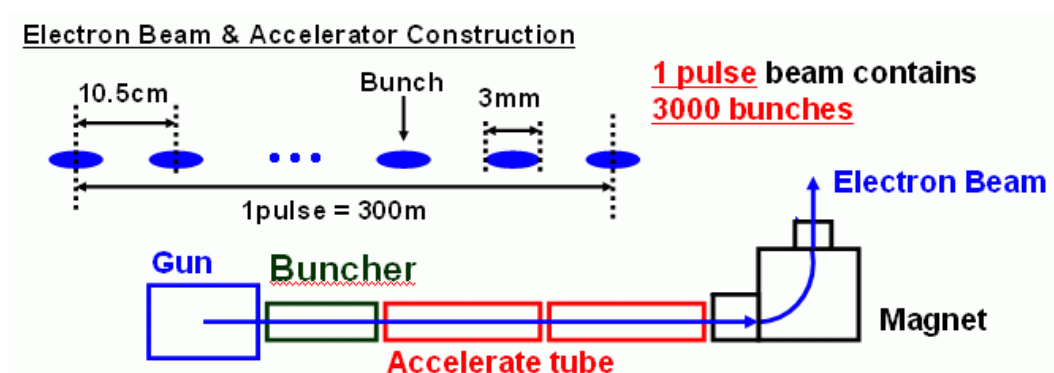


図 2.17: LINAC の概略図

### 2.3.5 地表粒子検出器

地表粒子検出器としては、面積  $3 \text{ m}^2$  のプラスチックシンチレータを使用し、これを  $1.2 \text{ km}$  間隔で合計 576 台設置する (図 2.18)。検出器 1 台は、 $100\text{cm} \times 150\text{cm} \times 1\text{cm}$  のプラスチックシン

チレータを2層に重ねたものが2つ並べられて容器(210cm×170cm×8cm)に入れられている。それぞれのプラスチックシンチレータには直径1mm、2cm間隔で溝が掘られており、その溝にWLSF(Wave Length Shifting Fiber)が埋め込まれる。シンチレータからの青色光は、このWLSFで緑色光に変換されて容器の中央に置かれたPMT(Photomultiplier Tube 9124SA)で検出される。PMTからの信号波形はアンプを介して12bit、52MHzサンプリングのFADC(Flash Analog Digital Converter)でAD変換され、記録される。時間情報はGPSにより取得される。各地表検出器はSDエリアに配置された通信塔を介して無線LANによる通信を行う。電力源としてはソーラーパネル(120W)が用いられる。



図 2.18: 現地に設置されたシンチレーション検出器

## 2.4 ハイブリッド観測

TA 実験では、大気蛍光望遠鏡による観測と、地表粒子検出器による観測を同時に行う(図 2.19)。地表検出器アレイでは、観測した粒子数と到来時間の測定結果と、空気シャワーのシミュレーション計算との比較により、一次宇宙線のエネルギーと到来方向を決定する。大気蛍光望遠鏡では、大気中でシャワー中心が作る軌跡を撮像し、軌跡の輝度(光量)から大気中における空気シャワーの全エネルギー損失と到来方向を測定する。大気蛍光法と地表粒子検出器は測定原理が異なるだけでなく、空気シャワーのエネルギーを相補的な視点で測定する。すなわち、大気蛍光は空気シャワー中心軸付近でのエネルギー損失を、シャワー縦方向発達に沿って観測する。これに対して、地表粒子検出器は最大発達付近の平面内でシャワー軸から数100m～数kmの範囲において、粒子密度の横方向分布を測定する。各々の方法は単独で一次宇宙線のエネルギーと到来方向を決定できるが、地表検出器による測定では、エネルギー決定にモンテカルロシミュレーションを介するため系統誤差が大きい。一方、大気蛍光法では、大気の発光効率、大気中での紫外線光の散乱・吸収、鏡の反射率、光電子増倍管の量子効率などの較正を行う必要があり、エネルギーの系統誤差を見積もるのは容易ではない。以上の問題を克服するためにも相互の情報を使い、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な意味を持っている。



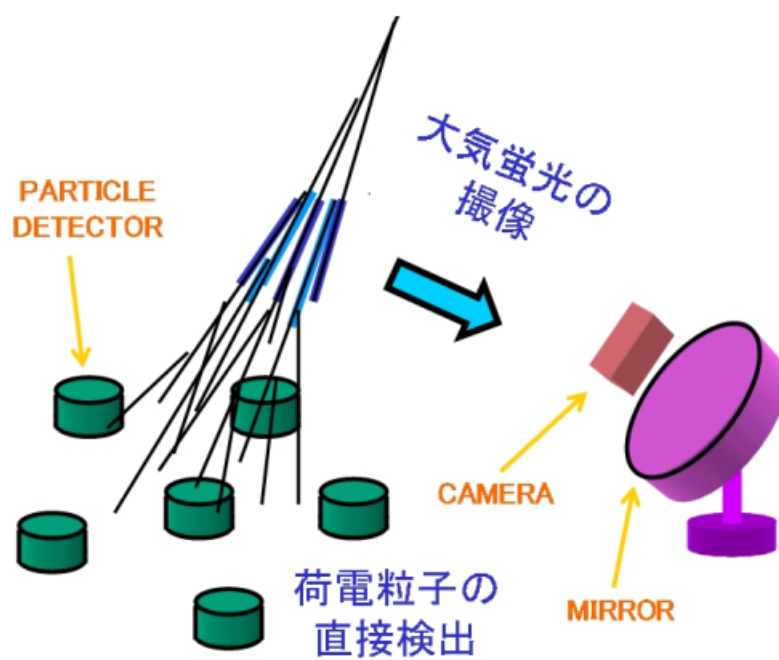


図 2.19: ハイブリッド観測の概念図

## 第3章 FD DAQシステムの確立

FD DAQ システムの目標は各 FD ステーションでのデータ収集の自動化である。これまで井口らによって開発された [12] FD DAQ システムのプロトタイプを基に、12 台の PMT カメラからのデータ収集、PMT 電源である High Voltage Power Supply(以下 HV と略す) の操作、Pre-AMP 電源である Low Voltage Power Supply(以下 LV と略す) の操作、環境モニター、ステーションのシャッター、Xenon flasher の操作等の自動化を確立した。これにより目標とする FD ステーションの遠隔操作が原理的には可能となった。また、YAP 付き PMT と Xenon flasher を用いて PMT ゲインの調整を行うプロセスを DAQ システムの一部に組み込み、PMT ゲインのキャリブレーションの手順を確立した。以下に構築した FD DAQ システムについて述べる。

### 3.1 FD DAQ システム概要

FD DAQ システムの構成は大きく分けてデータ収集系と電源等測定回路系の管理の 2 つに分けられる。各ハードウェア等の制御を担当する PC を以下に示す。

- データ収集系の構成
  - Camera PC : SDF からの出力データの収集、および Data Storage PC へのデータ送信を行う
  - CTD PC : CTD からの出力データの収集を行う
  - Data Storage PC : Camera PC からのデータを受信し、HDD に保存する
  - Analysis PC : online でイベントデータの解析を行う
- ステーション内の管理 (Slow Control)
  - Slow Control PC : HV、LV、デジタルマルチメータ、気象計、シャッター、Xenon flasher の制御を行う

各 PC 間のコミュニケーション手段として、Bell 実験で中尾らによって開発された Network Shared Memory(以下 NSM と略す) を使用する [10]。以下に NSM と NSM を用いた DAQ システムについて述べる。

#### 3.1.1 Network Shared Memory

NSM は、大規模な高エネルギー実験のための DAQ システムの制御とモニタリングを目的に開発されたソフトウェアである。NSM を使用するために、デーモンプログラムとクライアントプログラムの 2 種類が必要である。

## デーモンとクライアント

デーモンは同じ PC 上で動作しているクライアントと通信を行い、また他の PC 上で動作しているデーモンと通信する役割を担っており、NSM を使用している間は常に動かす必要がある。また、クライアントは、NSM が提供するライブラリをユーザが使用して作成するプログラムである。この 2 種類のプログラムを用いて、別々の PC 上で動作しているクライアント同士のコミュニケーションが可能となる。

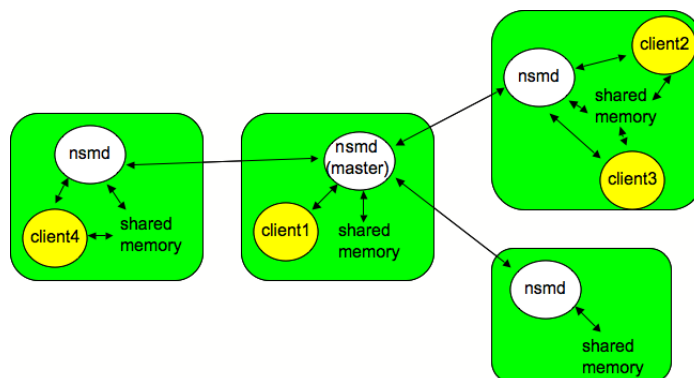


図 3.1: NSM のネットワーク構造図。四角は個々の PC を表し、デーモン (nsmd) 間の矢印は TCP 通信を表す。

## リクエストと共有メモリ

PC 間でのコミュニケーションを行う手段としてリクエストと共有メモリがある。リクエストは特定の動作を他のクライアントに要求するために伝達される情報であり、プロセスに対する割り込み要求を行う。共有メモリは異なる PC 間でのデータ共有のために非同期で更新される情報である。あるクライアントが連続した一つの領域を確保し、他のクライアントがその領域に参照出来る情報を書き込むことが可能である。また、他のクライアントで更新されていくデータ領域を参照することが可能である。

### 3.1.2 NSM を用いた DAQ システム

FD DAQ システムは、複数 PC 上に作成されたクライアントプログラムを使用し、さらに PC 間通信を可能とするために、リクエストと共有メモリを使用して開発されたものである。各 PC は一つ以上のクライアントを有し、その他のクライアントやハードウェアの制御を担当する。図 3.2 は NSM を用いた DAQ システムの概略図である。上流に Control クライアント、下流に Slave クライアントを配することで、機能の分散を行う。以下に各クライアントの具体的な役割について述べる。

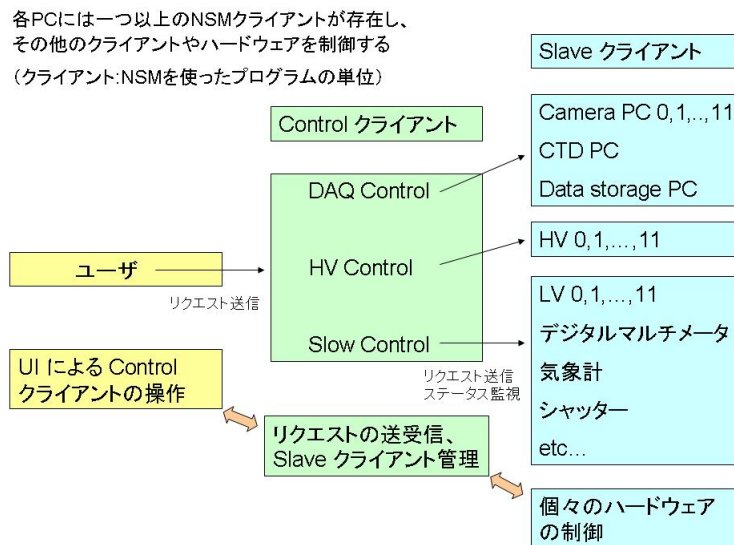


図 3.2: DAQ システムの概略図

### Control クライアントの基本機能

Control クライアントはデータ収集系、HV、その他のハードウェアの 3 種類を制御する Slave クライアントを管理する。Control クライアントはユーザから受けたリクエストを Slave クライアントに送信し、同時に Slave クライアントのステータスを監視して、リクエストが正常に送信されたか結果を確認する。また、自身と他クライアントのステータスを見て、必要であればリクエストのリジェクトを行う。例えば、望遠鏡室内に電気が点いている場合は HV 電源を ON とするリクエストをリジェクトする。また、エラーが起こった際の対処としては、他クライアントのステータスを監視してシャッターを閉める、HV 電源を落とすなどの処理を行う。

### Slave クライアントの基本機能

Slave クライアントは各々に決められたハードウェアを制御する。また、自身のステータスを見て、必要であればリクエストをリジェクトする。エラーが起こった際の対処としては、エラーの種類に関わらずステータスを表示するのみに留めている。今後、個々の制御において初期化の段階まで戻る、などの機能を実装させていく。

## 3.2 データ収集系

データ収集系の概略図を図 3.3 に示す。Camera PC は SDF/TF から波形データを収集する。取得するデータの内容は大気蛍光、YAP、Xenon flasher、XY-scanner、LIDAR、CLF、LINAC などである。CTD PC は CTD からの GPS 情報やデッドタイムなどのデータを収集する。観測したイベントデータは現状では Camera PC 内の HDD にそのまま保存している。今後イベントビルドなどを行い Data Storage PC へ転送し、保存するような運用が検討されている。Analysis PC は観測したイベントデータをオンラインで解析することを目的としている。

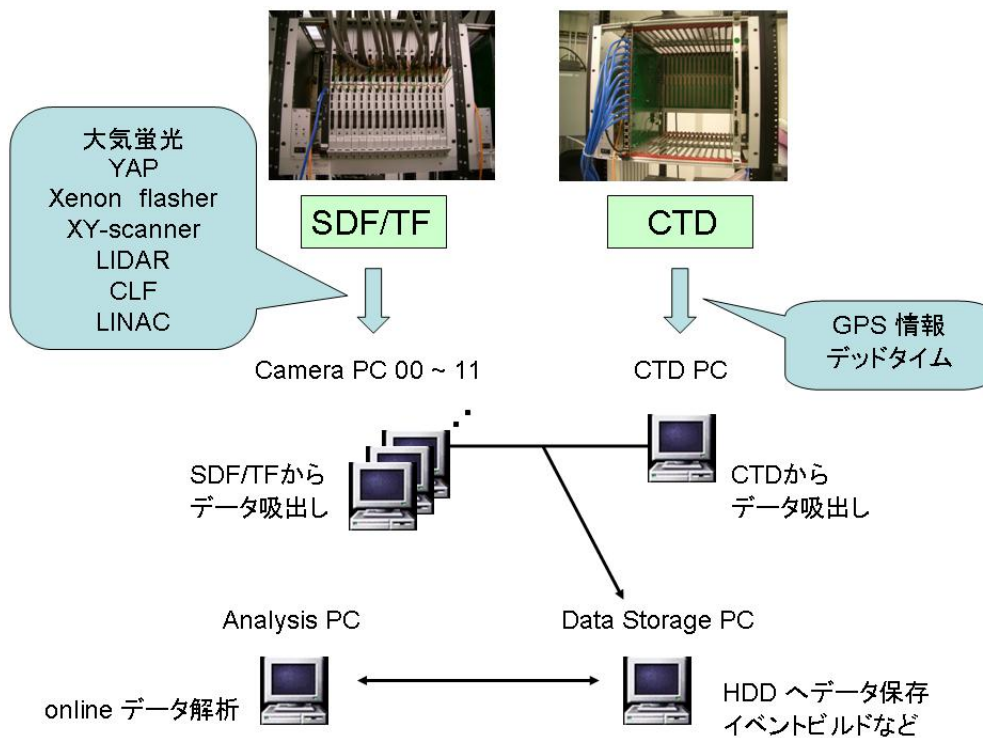


図 3.3: データ収集系概略図

現状のデータ収集システムは NSM を用いたシステムの実装は開発途中であり、shell script などを用いてデータ収集を自動化させている。このため NSM の仕組みを知らない観測人員でもシステムの整備が可能となっている。しかし、ステータス監視やエラー処理の自動化などを考慮すると、最終的に NSM を用いたシステムを組み込むべきである。これまでに行われた観測から、TF-CTD 間で同期が外れるなどのエラーの種類や頻度がわかるので、今後そうした情報をもとに NSM を実装させ、ステータスの監視を徹底させて安定したデータ収集を実現させる必要がある。以下にこれまでに行われたデータ収集系に関するテスト試験について述べる。

### 3.2.1 データ転送試験

2006 年の夏にユタ州の BRM サイトにて Camera PC と Data Storage PC 間で NSM を用いたデータ転送試験を行った。このとき使用した NSM の機能は、データ収集を決められた台数の PC でしか行うことができないプロトタイプ版である。また、NSM を使って CameraPC を制御する際、リクエストを用いると割り込み要求となり、SDF からの割り込みの妨げになる可能性があるため、共有メモリのみを用いたプログラムとしている。上記プログラムを用いて 12 台の Camera PC から Data Storage PC へ  $42 \text{ Hz} \pm 1\%$  (26 kB/event) でデータ転送が可能であることを確認した。Camera PC でのデータの読みだしが 60 Hz で行われるので、以上の結果、上限 20 Hz 程度でデータ収集が可能であることを確認した。これは定常観測におけるトリガーレートに対して十分な転送速度である (第 4 章参照)。

### 3.2.2 オンライン解析

2007年の冬に BRM・LR 両サイトにて Analysis PC にイベントデータのオンライン解析を行うプログラムを実装した。データ収集とほぼ同時にイベントセレクションを行い(第4章参照)、その日のうちに得られたシャワーイベントの解析が可能となった。現状では NSM を用いて自動化するプログラムは実装されていないため、今後はデータ収集からイベントセレクションによるシャワーイベントリストアップ、シャワーイベント解析までを自動化し、さらに FD から SD へトリガーを発生させてハイブリッドイベントを探す、といったプロセスを導入する。

## 3.3 Slow Control 系

Slow Control PC は HV、LV、デジタルマルチメータ、気象計、シャッター、Xenon flasher の制御を行う。各ステーションで 12 台ずつの HV・LV の制御を行い、デジタルマルチメータによる温度・湿度・照度の測定を行うことでステーション内の環境を把握し、気象計による風速・風向・気圧・降水量等の測定を行うことでステーション外の環境も把握する。シャッター制御はカメラを保護する上で重要な要素である。これらは DAQ システムの自動化という目的のために必要な制御・データである。また、Xenon flasher の遠隔操作は PMT ゲインのキャリブレーションの自動化において重要な役割を果たす。以下に各々の制御システムについて述べる。

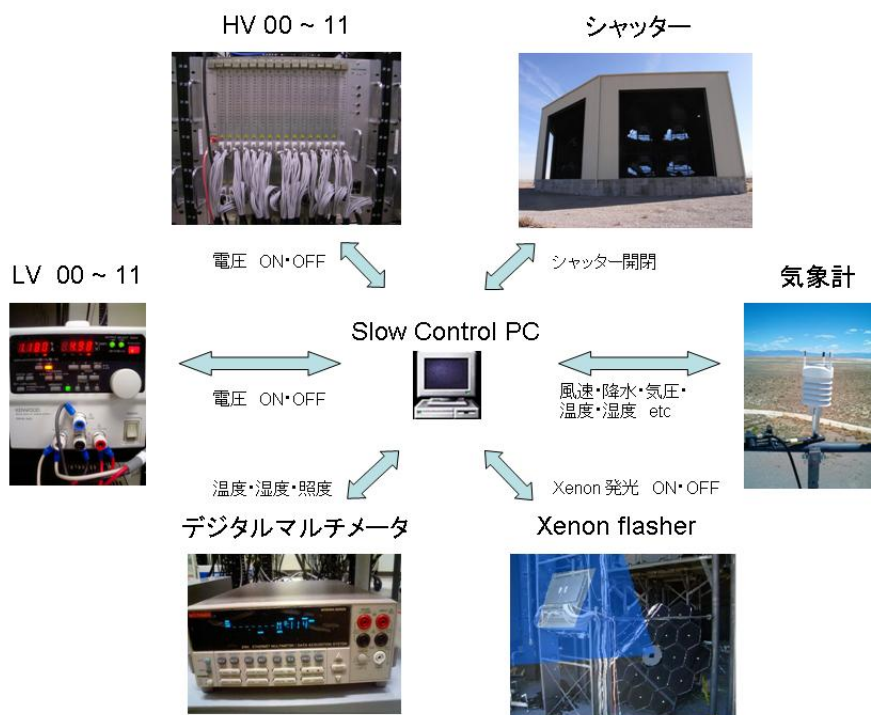
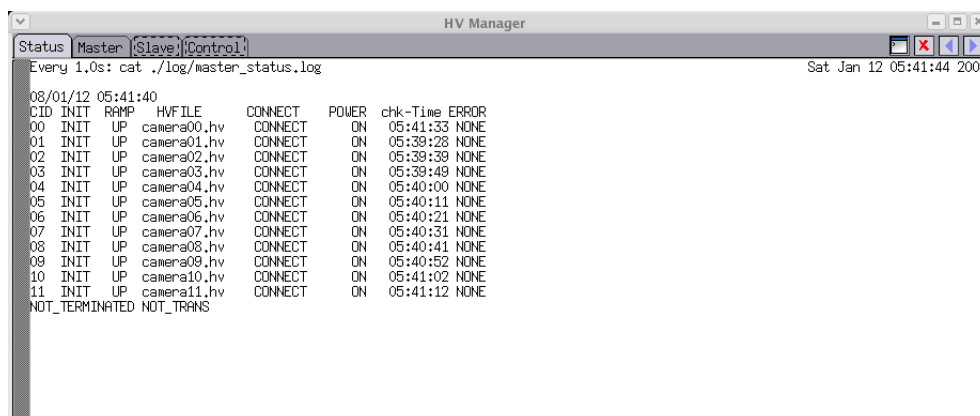


図 3.4: Slow Control 系イメージ図

### 3.3.1 HV 制御システム

HV 電源は 1 台で 256 本 (1 カメラ分) の PMT に電圧を印加することができ、1 ステーションに 12 台設置し、NSM を用いて制御を行っている。HV 電源との通信は TCP/IP で行われる。HV Control クライアントが個々の HV 出力値を制御する Slave クライアントを統括し、電圧の ON・OFF やステータスの監視を行う。図 3.5 はユーザインターフェース (UI) によるターミナル上でのステータスマニターの画面である。モニターは 1 分おきに更新され常に最新のステータス状況が把握できる。



```

HV Manager
Status Master [Slave] [Control]
Every 1.0s: cat ./log/master_status.log Sat Jan 12 05:41:44 2008
08/01/12 05:41:40
CID INIT RAMP HVFILE CONNECT POWER chk-Time ERROR
00 INIT UP camera00_hv CONNECT ON 05:41:33 NONE
01 INIT UP camera01_hv CONNECT ON 05:39:28 NONE
02 INIT UP camera02_hv CONNECT ON 05:39:39 NONE
03 INIT UP camera03_hv CONNECT ON 05:39:49 NONE
04 INIT UP camera04_hv CONNECT ON 05:40:00 NONE
05 INIT UP camera05_hv CONNECT ON 05:40:11 NONE
06 INIT UP camera06_hv CONNECT ON 05:40:21 NONE
07 INIT UP camera07_hv CONNECT ON 05:40:31 NONE
08 INIT UP camera08_hv CONNECT ON 05:40:41 NONE
09 INIT UP camera09_hv CONNECT ON 05:40:52 NONE
10 INIT UP camera10_hv CONNECT ON 05:41:02 NONE
11 INIT UP camera11_hv CONNECT ON 05:41:12 NONE
NOT_TERMINATED NOT_TRANS

```

図 3.5: HV 電源ステータスのモニター画面

PMT は高電圧が印加されている状態で大きな光量が入ると壊れてしまう可能性がある。望遠鏡室内で電気が点いていたたり、外が明るくかつシャッターが開いているなどの状態で PMT に電圧をかけてしまわないために、NSM を用いた HV 制御システムを組み込んだ。すなわち、照度計をステーションの望遠鏡室内に設置し、デジタルマルチメータにより測定している照度を共有メモリを用いて HV Control クライアントに監視させることで、ある照度以上を示すときには PMT に電圧を印加できないように設定した。このように各クライアント間でデータを共有してシステムの安全性を高めていく、という点において NSM を用いることは非常に有用である。

### 3.3.2 LV 制御システム

LV(KENWOOD PW18-3AD) 電源は 1 台で 256 個 (1 カメラ分) の Pre-AMP に電源を供給し、1 ステーションに 12 台設置している。各ステーション 12 台ずつの LV 電源に対し NSM を用いた制御が可能である。LV 電源との通信は GP-IB で行われる。Slow Control クライアントが LV 電源を制御する Slave クライアントを統括し、電源の ON・OFF や電圧・電流値のモニターを行う。現在は手動で電源の ON・OFF を行っているが、ステーションの無人化運転実施に必要なシステムである。

### 3.3.3 デジタルマルチメータ制御システム

ステーション内の環境モニターとして、デジタルマルチメータ (KEITHLEY Model 2701 DMM) により各カメラ内の温度と SDF-TF のクレート内の温度、望遠鏡室内と室外のシャッター付近の



照度を測定している。温度計は各カメラ内に一点ずつ、クレート内に二点ずつの計 36 個、湿度計は望遠鏡室内・室外に一点ずつ計 2 個設置している。照度計は現在使用しておらず、今後設置する予定である。各ステーション 1 台ずつのデジタルマルチメータに対し、NSM を用いた制御を行っている。デジタルマルチメータとの通信は TCP/IP で行われる。SlowControl クライアントがデジタルマルチメータを制御する Slave クライアントを統括し、電源の ON・OFF や各測定値のモニターを行う。温度計はサーミスタを使用し、抵抗値を温度に変換している。照度計は抵抗値をそのまま用いている。図 3.6 はカメラ内での一日の温度変化を表すグラフである。

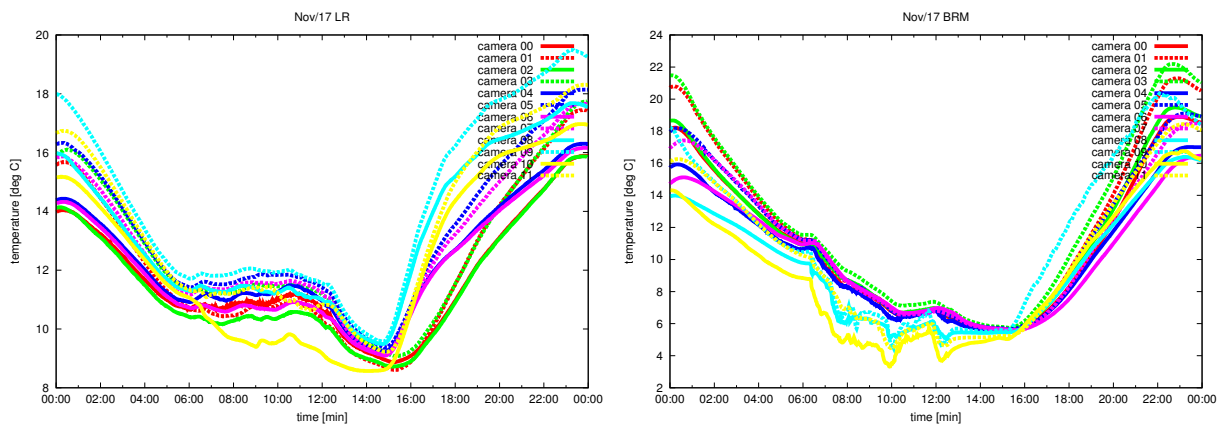


図 3.6: 各カメラ内の温度変化。左が LR、右が BRM でのデータで、横軸は UTC 時間で表記している。

カメラ内の温度やクレート内の温度を測定することで、PMT ゲインや各回路の温度特性を検証することができる。また、前述のように Slow Control クライアントと HV Control クライアント間で照度データを共有させてシステムの安全性を高めている。デジタルマルチメータは 1 台で最大 80 チャンネルのデータ測定が可能であり、今後温度補正などの観測データの較正に役立つように、測定点を増やしていく予定である。

### 3.3.4 気象計制御システム

ステーション外の環境モニターとして、気象計 (VAISALA WXT510) により風向・風速・降水・気圧・温度・湿度等のデータを測定している。気象計はステーション屋上に設置している。各ステーション 1 台ずつの気象計に対し NSM を用いた制御を行っている。気象計との通信は RS-232C で行われる。Slow Control クライアントが気象計を制御する Slave クライアントを統括し、電源の ON・OFF や各測定値のモニターを行う。両ステーションでの取得データとデルタ市内の気象データ [11] との比較をしたのが図 3.7~3.12 である。デルタ市内とステーションとの距離は数十キロ離れているため気象データに差があるが、温度・湿度はデルタ市内と大差ない。気圧の差はデルタ市内と BRM ステーションではほぼ同じ海拔高度 (デルタ市内の海拔約 1406 m、BRM ステーションの海拔約 1417 m)、BRM ステーションと LR ステーションで 150 m 程度の違いである (LR の海拔は約 1559 m) ことを考慮すると、妥当と言える。今後、観測データをオンラインで Web ページなどに載せ、ステーションの状況をモニターし、観測が可能かなどの判断ができるようなシステムにする必要がある。



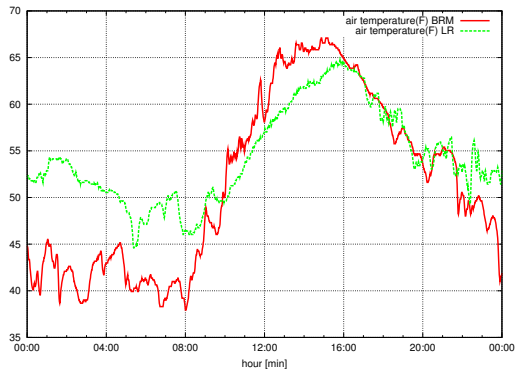


図 3.7: BRM・LR の温度変化

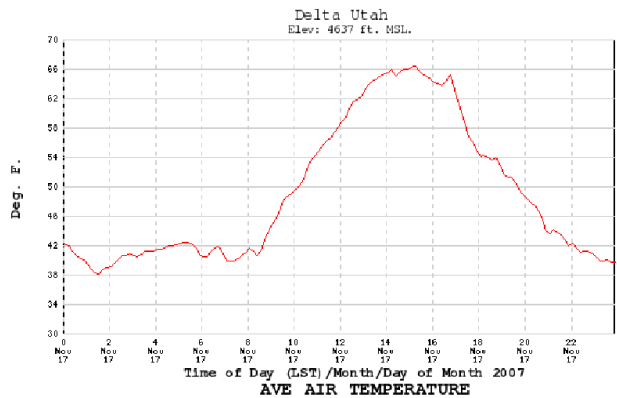


図 3.8: ユタ市内の温度変化

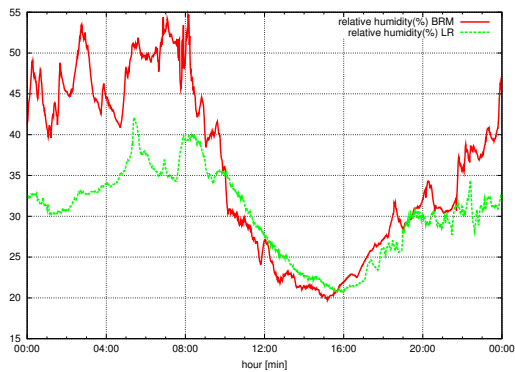


図 3.9: BRM・LR の湿度変化

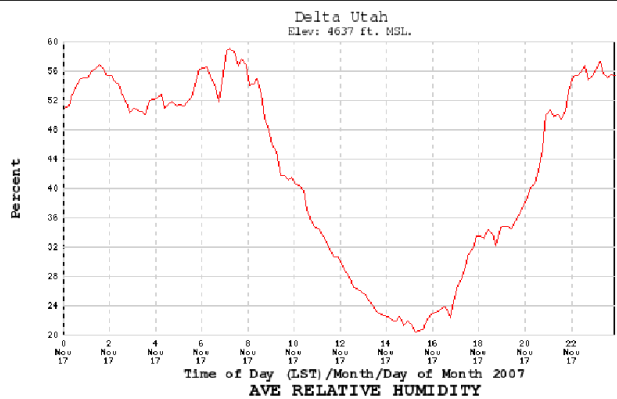


図 3.10: ユタ市内の湿度変化

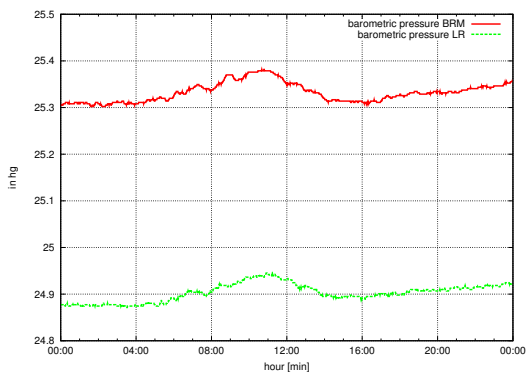


図 3.11: BRM・LR の気圧変化

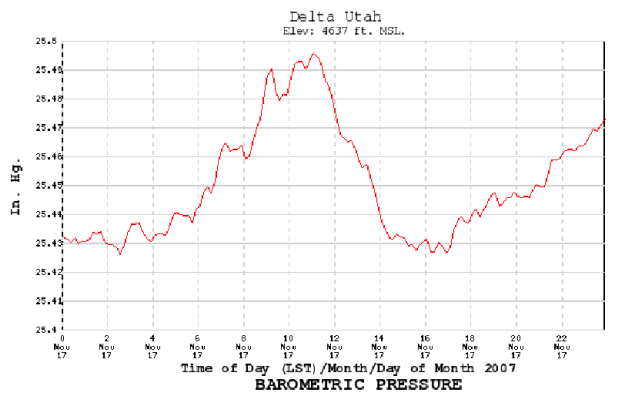


図 3.12: ユタ市内の気圧変化

### 3.3.5 シャッター制御システム

シャッターの開閉は電力線を通信回路とする技術である PLC(Programmable Logic Controller) を用いて制御している。Slow Control PC は RS-232C を用いて PLC と通信し、オープン・クローズ・ストップの 3 種類の操作とステータスの監視を行う。現在は NSM を用いたシャッター制御は行われていない。シャッターの制御は PMT カメラを保護するなどの重要な役割を持っているため、

NSM の組み込みは慎重に行わなければならない。共有メモリを用いて照度データや降水データを監視し、外が明るくなったり雨が降ったりするとシャッターは自動的に閉まる、などの具体案を検討し、長期安定してシステム制御ができるように試験を重ねる必要がある。

### 3.3.6 Xenon flasher 制御システム

PMT ゲインのキャリブレーションの一つに Xenon flasher を用いる方法がある。PMT 管面に一様光である Xenon flasher を照射することで得られるデータは観測前のゲイン調整と観測中の光量モニターのために必要なキャリブレーションデータである。各カメラに取り付けられた Xenon flasher の発光を制御・自動化し、データ収集の手順の一つに組み込んだ。Slow Control PC は PCI バス規格のデジタル I/O を用いて外部トリガーを発生させ、Xenon 光源の発光を制御する。

## 3.4 PMT ゲインのキャリブレーション

YAP 付き標準球の絶対ゲインは日本で CRAYS を用いて測定する (2.3.4 参照)。ユタ現地において、標準球の HV 値を変化させながら出力を調べ、PMT のゲイン特性データを取得する。これにより、日本での絶対ゲイン調整後の SDF カウント値と一致する HV 値を決定することができる。この HV 値を標準球に印加し、Xenon flasher をカメラに照射して SDF カウントを記録する。標準球以外の 255 本の PMT の出力が、標準球の出力と一致するように HV 値の調整を行うことで、カメラの全 PMT ゲインが揃うことになる。以上のプロセスを PMT ゲインの較正法とする。

YAP 付き標準球と Xenon flasher を用いた PMT ゲイン調整、及び光量モニターのプロセスをデータ収集システムの一部に組み込み、PMT ゲインのキャリブレーションシステムを確立した。以下に手順と較正結果について述べる。

### 3.4.1 キャリブレーション手順

DAQ システムの一部に組み込まれた PMT ゲインのキャリブレーション手順のフローチャートを図 3.13 に示す。現在は観測期間中に 1 時間おきに YAP 付き標準球と Xenon flasher のデータを取得している。これにより観測中の絶対光量・相対光量のモニターが可能となる。また、同時にカメラ内の温度測定データを用いることで (3.3.3 参照)、YAP 付き標準球の温度特性を確認することができる。

### 3.4.2 キャリブレーション結果

7 月に行った PMT ゲインのキャリブレーション結果を以下に示す。LR は 6 カメラ分、BRM は 12 カメラ分のデータである。図 3.14 は PMT ゲイン調整を行った直後の相対ゲインと、それに対応する PMT の本数を示すグラフである。LR では 90 % の PMT のゲインが  $\pm 3\%$  以内に収まっており、BRM では 90 % の PMT のゲインが  $\pm 2\%$  以内に収まっている。図 3.15 は観測期間中に測定した相対ゲインのデータをまとめたものである。LR では 18 回分の測定データで 90 % の PMT のゲインが  $\pm 3\%$  以内に収まっており、BRM では 24 回分の測定データで 90 % の PMT のゲインが  $\pm 3\%$  以内に収まっている。以上の結果から 90 % の PMT のゲインが  $\pm 3\%$  で揃っ

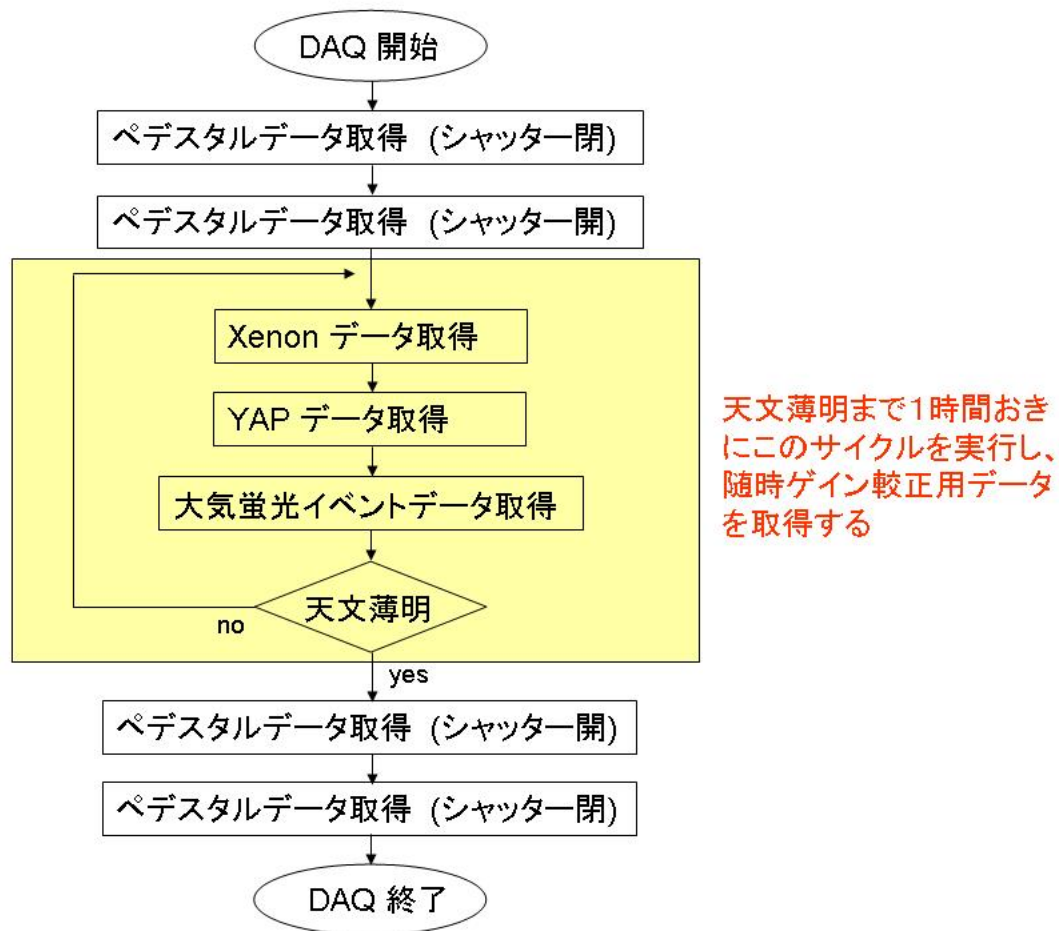


図 3.13: データ収集のフローチャート。DAQ 開始後、キャリブレーションデータ取得を毎時行う。

ている。現在、PMT と YAP の温度依存性を測定することで絶対光量への変換を行う準備をしている。今後、PMT カメラの絶対光量・相対光量のモニタリングの完成を目指す。

上記結果に加えて XY-scanner を用いた PMT ゲイン二次元不均一性のデータ取得を行うことで、一様光ではない光の入射に対する PMT ゲインの補正及び宇宙線のエネルギー決定の系統誤差を改善する。

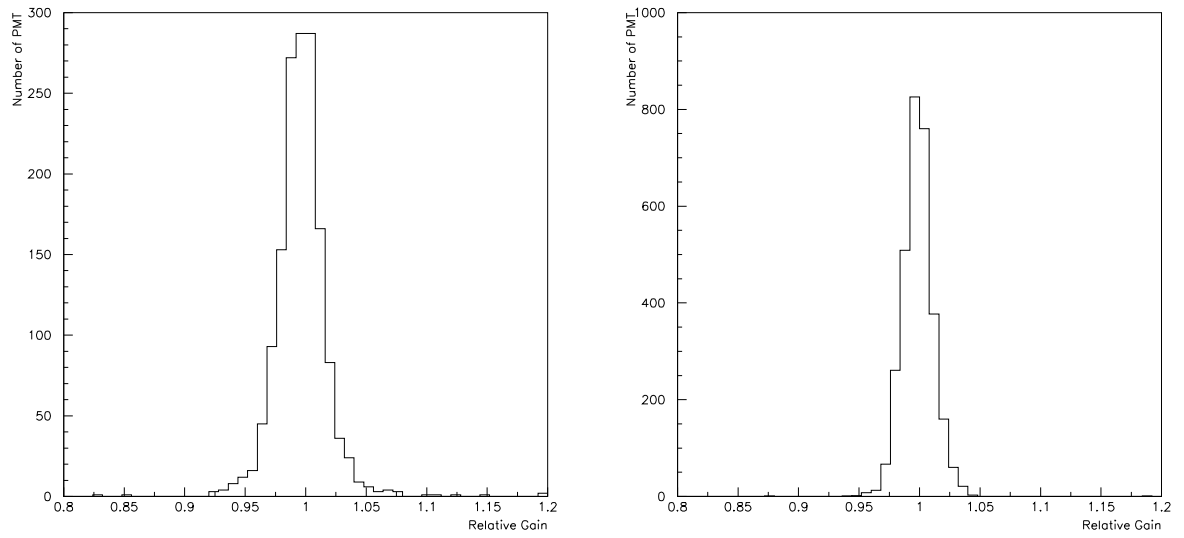


図 3.14: PMT ゲイン調整後の相対ゲインと対応する PMT 本数。左が LR、右が BRM のデータ。

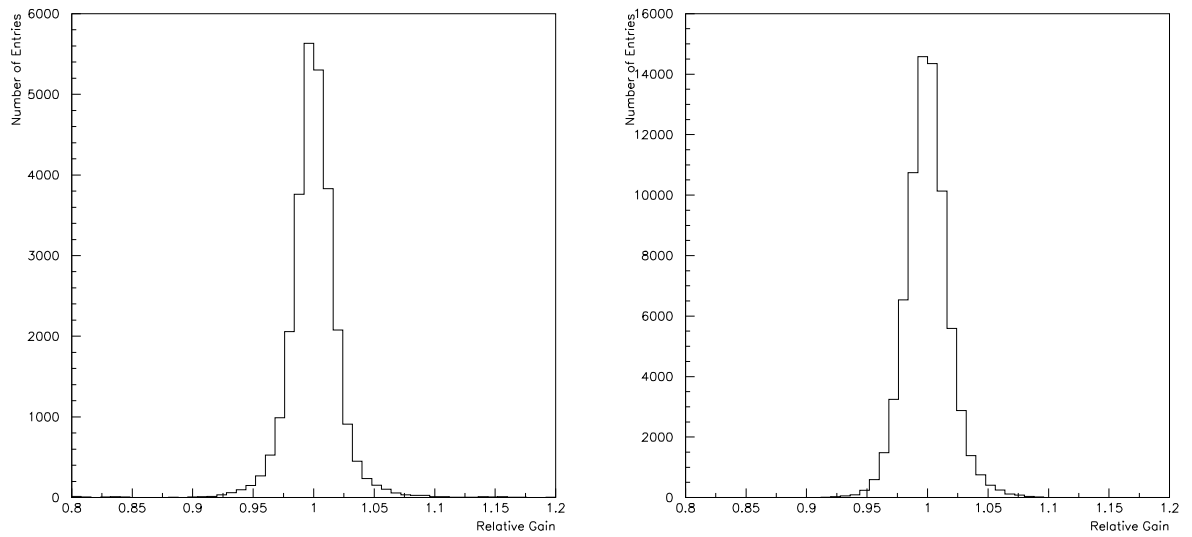


図 3.15: 観測期間中の相対ゲインと対応する PMT 本数。左が LR、右が BRM のデータ。

## 第4章 FD イベント選別プログラムの開発

2007年6月から、Black Rock Mesa と Long Ridge の両 FD ステーションによるステレオ定常観測が行われている。空気シャワーのイベントレートは、 $E > 10^{18}$  eV,  $1000 \text{ km}^2$ ,  $2\pi \text{ sr}$  の条件下で約  $0.005 \text{ Hz}$  の見積りであるが、PMT カメラをミュオン粒子が直接通過するイベントや飛行機の光によるイベントのため、実際の観測時のトリガーレートは  $2 \sim 6 \text{ Hz}$  程度となり、一日の観測で数万イベントのトリガーが発生する (4.2.1 参照)。1 イベントあたり、1 カメラあたりのデータ量は約  $260 \text{ kbyte}$  なので、一日の観測では数百  $\text{Gbyte/station}$  となる。この中から効率良く空気シャワーを探すために、得られた波形データから空気シャワー、ミュオン、飛行機の 3 種類にイベントを選別するプログラムを開発した。以下にその概要と性能評価について述べる。

### 4.1 選別条件

#### 4.1.1 各イベントの波形データ

前述のように、観測により得られるデータの多くは、飛行機イベントと PMT カメラを直接通過するミュオンイベントである。イベント選別にあってそれらの場合の波形データの特徴を認識しておく必要がある。トリガー判定は  $25.6 \mu\text{s}$  毎に行われており、波形データはそのウィンドウ幅  $25.6 \mu\text{s}$  と前後  $12.8 \mu\text{s}$  を合わせた、 $51.2 \mu\text{s}$  の時間幅を持つ (1 bin あたり  $100 \text{ ns}$ 、全 512 bin)。図 4.1 はミュオンイベントの波形データの例である。ミュオンイベントでは、TF のセカンドレベルトリガー判定に関与した PMT 全てのピークタイミングが一致する、という特徴がある。図 4.2 は飛行機イベントの波形データの例である。飛行機イベントは発光時間が飛行機の種類によって異なるため、一意に特徴づけることは難しい。しかし、多くの飛行機イベントではピーク位置が信号の立上りから  $38.4 \mu\text{s}$  以上に現れる。これは飛行機が発する光の立上りが遅いためと考えられる。また、飛行機の光は人の目で確認出来るほど発光時間が長いため、DAQ のデッドタイム終了時以降に出力値が立下るイベントも存在する。これらをふまえた上でイベント選別のアルゴリズムを決定する。

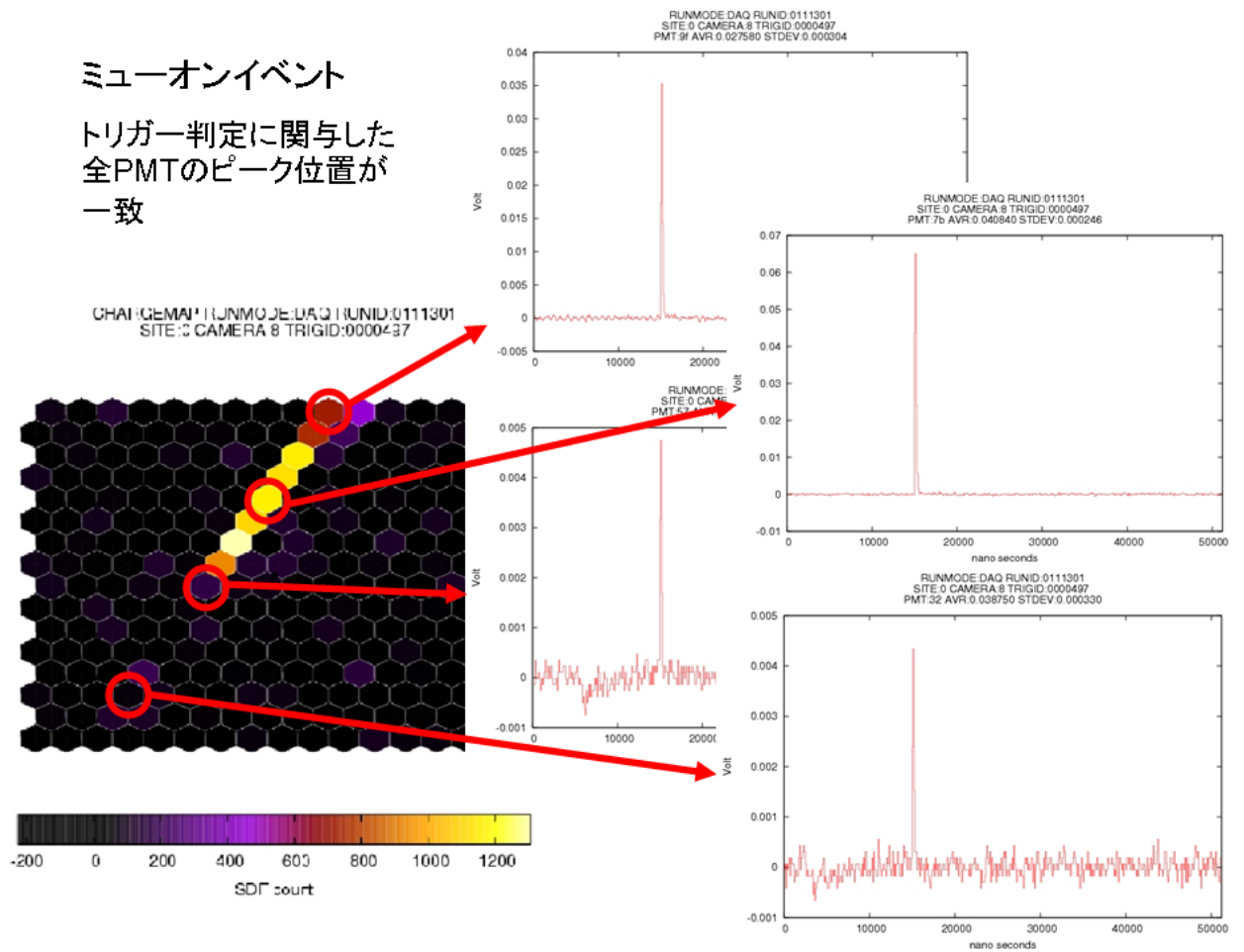


図 4.1: ミュオンイベントの波形データ。縦軸が電圧値、横軸が時間である。図中の 4 つの PMT 以外も全て同じタイミングでピークが立っている。

#### 4.1.2 イベント判定アルゴリズム

ミュオンと飛行機の波形データを選別する判定条件を以下に示す。

1. 256 本の PMT のうち、TF によるトリガー判定に関与した PMT のピークタイミングのずれが 100 ns 未満のものをミュオンイベントと判定する
2. 256 本の PMT のうち、TF によるトリガー判定に関与した PMT の中で、縦軸の最大カウント値を示す PMT の半値幅を計算し、幅が  $10 \mu\text{s}$  以内 (100 bin 以内) のものは暫定的にシャワーイベントと判定する
3. 2 で幅が  $10 \mu\text{s}$  以上の PMT があるイベントのうち、TF によるトリガー判定に関与した PMT のピークの位置が  $12.8 \mu\text{s}$  以下または  $38.4 \mu\text{s}$  以上のものが一つでもあれば、飛行機イベントとする。上記以外は暫定的にシャワーイベントとする。

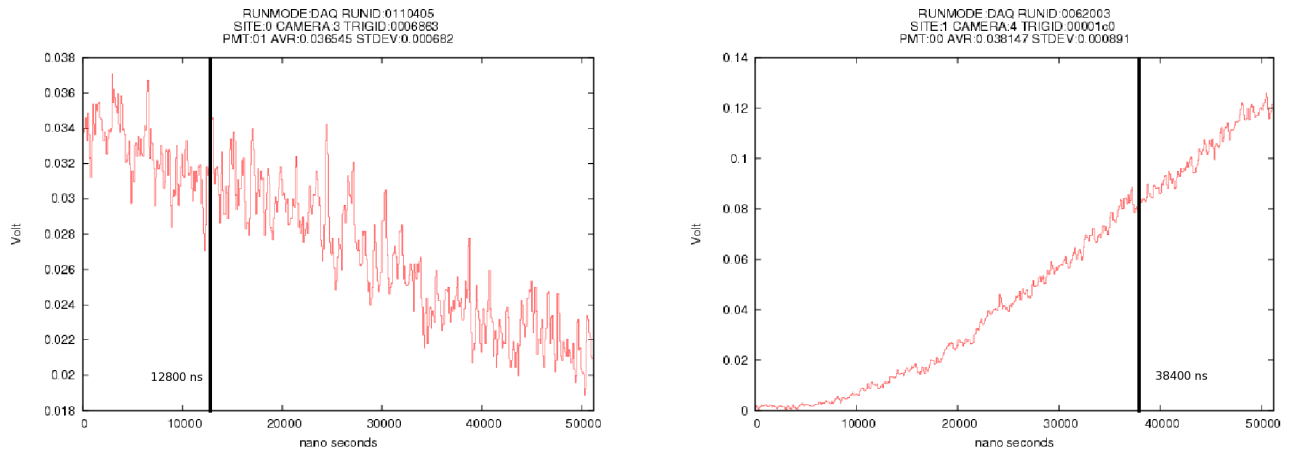


図 4.2: 飛行機イベントの波形データ。縦軸が電圧値、横軸が時間である。ピークの位置が  $12.8 \mu\text{s}$  以下 (左) と  $38.4 \mu\text{s}$  以上 (右) にある。

上記判定条件を用いてシャワー、ミュオン、飛行機の 3 種類にイベントを大別する。条件 2 を入れた理由は、条件 3 で飛行機と判定したイベントの中に、明らかに空気シャワーと思われるイベントが入ってしまうことのないようにするためである。図 4.3 は 2007 年 6 月に取得した CLF のレーザーによる散乱光の波形データである。CLF で用いるレーザーのエネルギーの較正が出来ていない段階だったので正確な光量はわからないが、おおよそ  $10^{20}$  eV 程度に相当する。このようなイベントは条件 2 を満たす。したがってパルス幅が小さく、なおかつ光量が多いイベントは誤って飛行機とは判定されず、空気シャワーと判定されるのである。

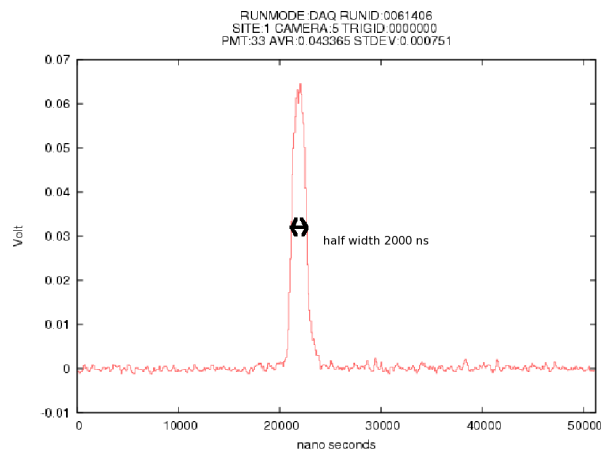


図 4.3: CLF を用いた散乱光が入射した PMT の波形データ。半値幅は  $2 \mu\text{s}$  程度である。

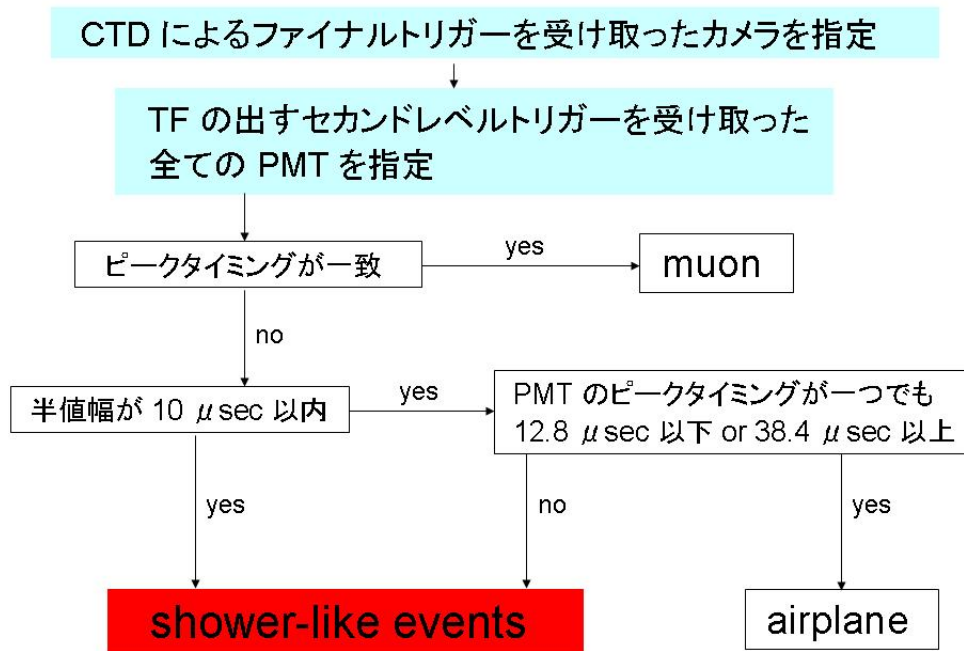


図 4.4: イベント判定ダイアグラム

## 4.2 イベント選別プログラムの性能評価

2007年11月の観測データを基に、イベント選別プログラムの性能評価を行った。

### 4.2.1 トリガーレート

BRMステーションにおいて11/04~11/19の間、LRステーションにおいて11/05~11/19の間の観測データをイベント選別プログラムにかけて、全トリガー数と空気シャワー、ミュオン、飛行機イベントのトリガー数を算出した。表 4.1 は観測時間数を示す。各ステーションの観測時間と、2つのステーションで同時に観測が行われた時間(ステレオ観測)の両方を算出した。表の各ステーションの観測及びステレオ観測において、右の列は観測時間数、左の列はCTDが保持しているGPS情報からデッドタイムを差し引いた値である。11/04はテスト観測のため、LRでは観測を行わなかった。11/10と11/12は天候不良のため観測を中止している。また、11/14は曇りのため途中で観測を中止している。

#### 各イベント分類のトリガー数

図 4.5 は全トリガー数と各イベント分類のトリガー数の日推移を表したグラフで、図 4.6 は各イベント分類の割合を表したグラフである。図 4.5 から観測期間の前半はトリガー数が多く、後半は



日付 (UTC)	BRM		LR		stereo	
11/04	4.2 h	4.7 h	not observed		--	
11/05	4.9 h	5.7 h	4.9 h	5.5 h	2.8 h	3.7 h
11/06	4.8 h	5.4 h	6.3 h	7.2 h	3.3 h	4.2 h
11/07	6.2 h	6.9 h	6.7 h	7.7 h	4.4 h	5.6 h
11/08	6.2 h	7.0 h	6.9 h	7.9 h	4.2 h	5.3 h
11/09	6.8 h	7.6 h	6.7 h	7.7 h	5.0 h	6.2 h
11/11	3.9 h	4.5 h	3.6 h	4.1 h	2.7 h	3.5 h
11/13	7.2 h	8.2 h	7.3 h	8.4 h	5.3 h	6.8 h
11/14	2.2 h	2.3 h	2.4 h	2.4 h	0.3 h	0.3 h
11/15	4.9 h	5.5 h	5.7 h	6.5 h	3.4 h	4.2 h
11/16	5.0 h	5.5 h	5.5 h	6.0 h	3.6 h	4.3 h
11/17	4.5 h	4.8 h	4.5 h	4.8 h	3.6 h	4.0 h
11/18	4.0 h	4.3 h	4.4 h	4.7 h	2.9 h	3.3 h
11/19	3.2 h	3.5 h	4.7 h	5.0 h	2.5 h	2.9 h
total	68.0 h	75.9 h	69.6 h	77.9 h	44.0 h	54.3 h

表 4.1: 11 月の観測日毎の観測時間数。各ステーションの観測時間及び、ステレオ観測時間において、右の列が観測時間、左の列がデッドタイムを差し引いた観測時間である。

トリガー数が少ないことがわかる。また、図 4.6 から観測期間の前半は飛行機イベントの割合が高く、後半はミューオンイベントの割合が高い。本観測は月の出ていない時間帯を選んで観測するため、日によって観測する時間帯が変動する。後述するが、現地で上空を飛ぶ飛行機の数は時間帯によって変わり、午前 0 時以前には多く、以降は少ない。したがって、観測期間の前半は午前 0 時以前から観測が始まるため、飛行機イベントの増加によりトリガー数が多く、観測期間の後半は午前 0 時あたりから観測が始まるため、飛行機イベントの減少によりトリガー数が少ないのである。

このように、トリガーレートは飛行機イベントの数によって決まるといっても過言ではない。開発したイベント選別プログラムを用いることで、空気シャワーイベントの候補を全イベントの 1 割程度にまで絞っている。

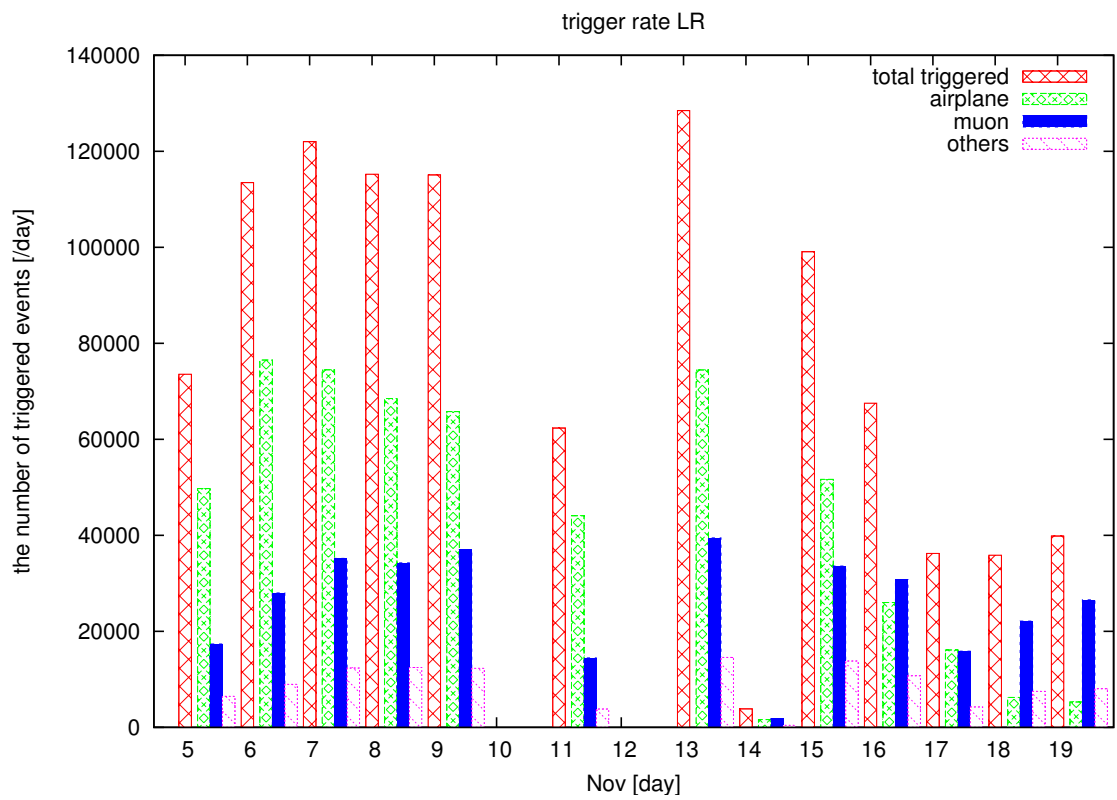
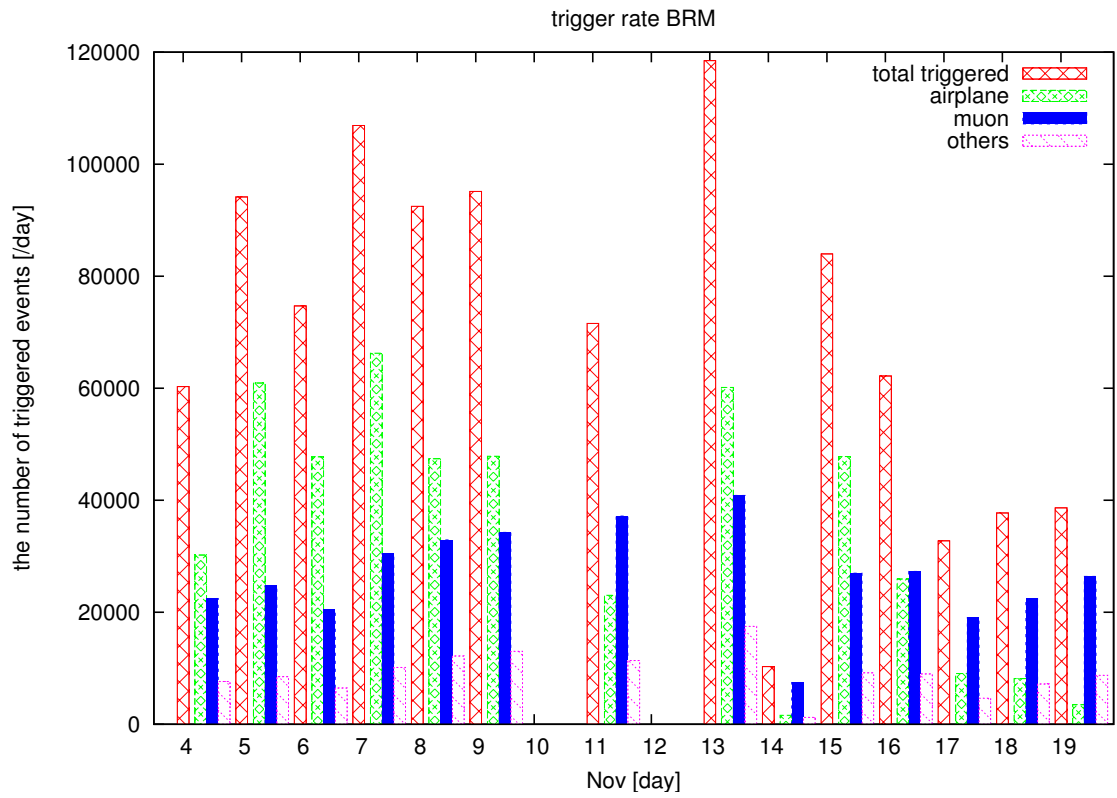


図 4.5: 各イベント分類のトリガー数。上は BRM、下は LR。

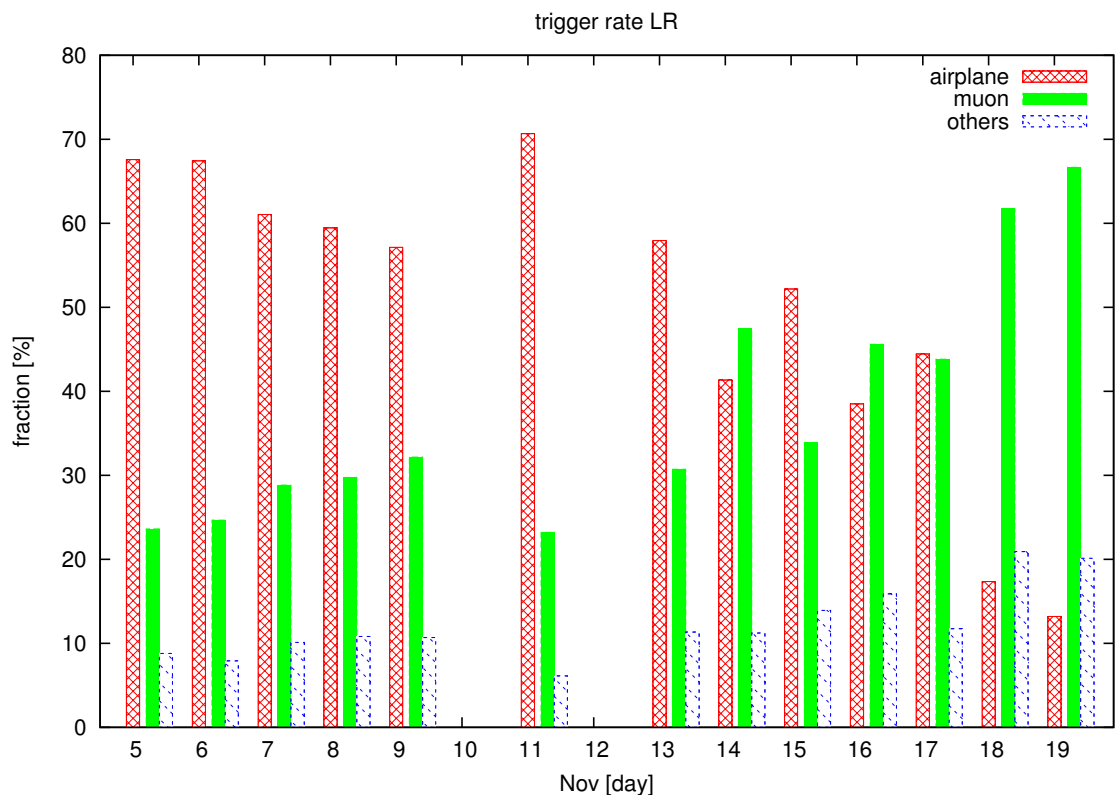
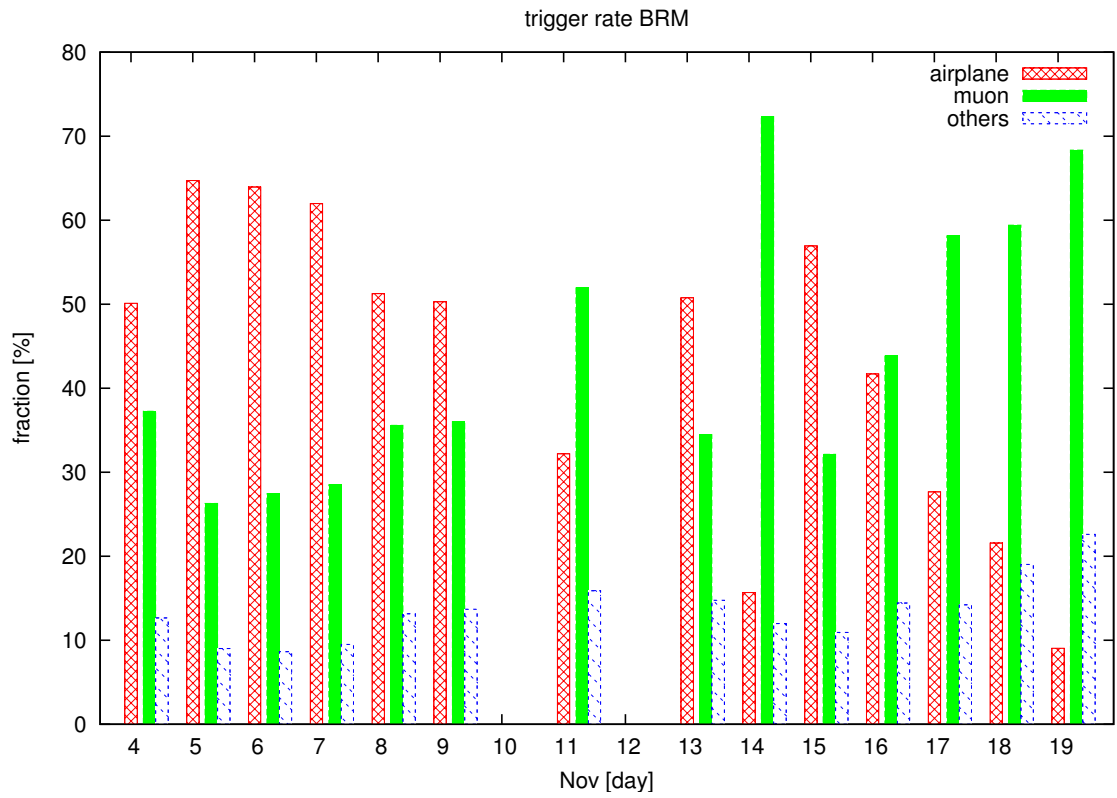


図 4.6: 各イベント分類の割合。上は BRM、下は LR。

#### 各イベントのカメラ毎のトリガー数

図 4.7 ~ 4.12 はカメラ毎の各イベントのトリガー数を日推移で表したグラフである。図 4.7 と 4.8 において、飛行機イベントは視野仰角の低い奇数カメラ (第 2 章図 2.4 参照) でトリガー数が多いことがわかる。このことからカメラの仰角  $3^{\circ} \sim 18.5^{\circ}$  の領域で、主に飛行機イベントがかかることがわかる。図 4.9 ~ 4.12 では主に偶数カメラでトリガー数が多い。これはカメラの視野上方で空気シャワーに伴い発光した、チェレンコフ光の影響によるものだと考えられる。本来、直接カメラに入射するミュオンのイベント数はカメラの視野方向に依存しないはずである (4.2.2 参照)。しかし、ステーション近傍でチェレンコフ光が発生したのであれば、視野が上方を向くカメラでピークタイミングの一致したイベントがかかるため、偶数カメラでミュオンと判定したイベントが増加しているのだと考えられる。シャワーと判定したイベントも同様に考えると、ピークタイミングに 100 ns 以上のずれがあるチェレンコフイベントがかかっていると考えられる。

#### 各イベントのトリガー数の時間推移

図 4.13 は 11 月 09 日における各イベントのトリガー数の時間推移を表したグラフである。グラフの横軸は UTC 時間で表記しているが、現地時間は UTC に対して -7 時間の時差がある。飛行機イベントの推移を見てみると、現地時間 18 ~ 24 時でイベント数が多く、それ以降の時間ではイベント数が減少している。これは現地で上空を飛んでいる飛行機数が時間帯によって変わることを示している。トリガーレートが現地時間 18 ~ 24 時頃では 5 ~ 6 Hz 程度であるが、それ以降は 2 ~ 3 Hz 前後まで減少しているのは、飛行機が原因であると言える。一方、ミュオンレートと、シャワーと判定したイベントレートは、それぞれ 1.4 Hz 前後、0.5 Hz 前後で安定していることがわかる。

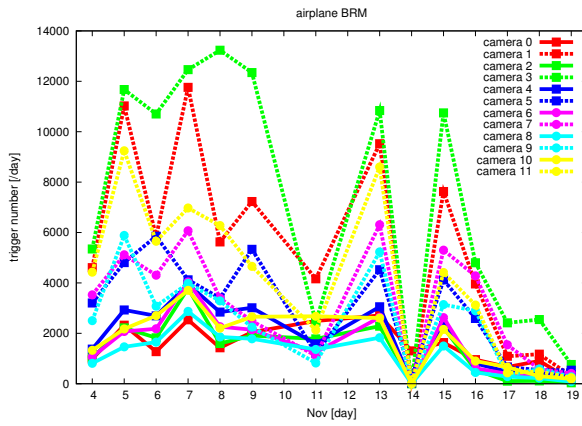


図 4.7: BRM の飛行機イベント

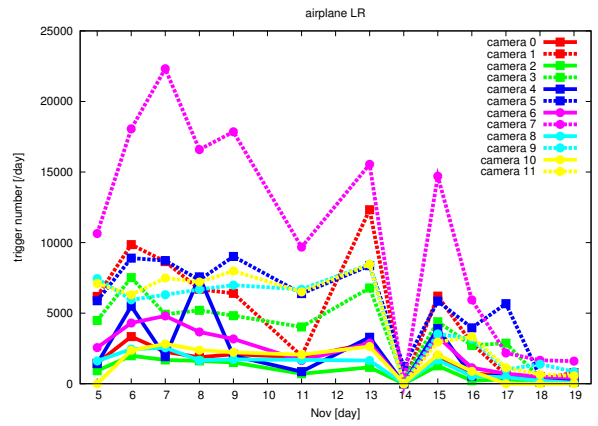


図 4.8: LR の飛行機イベント

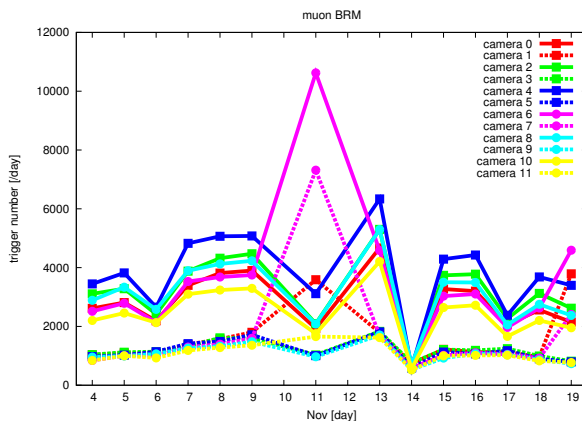


図 4.9: BRM のミュオンイベント

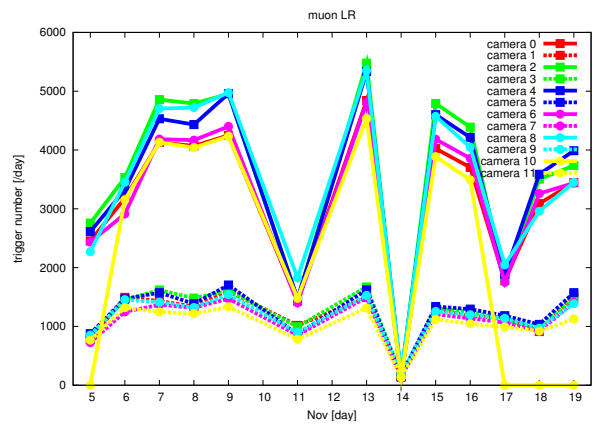


図 4.10: LR のミュオンイベント

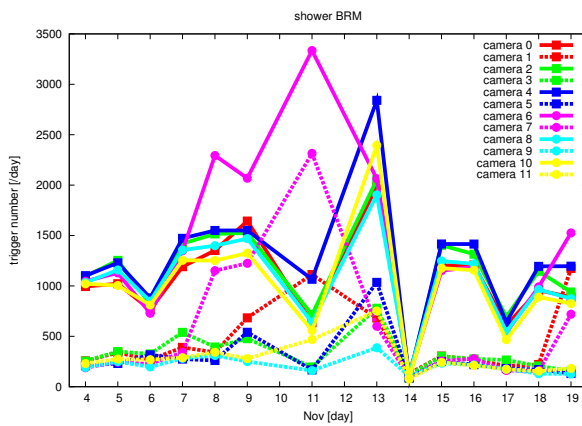


図 4.11: BRM のシャワーイベント

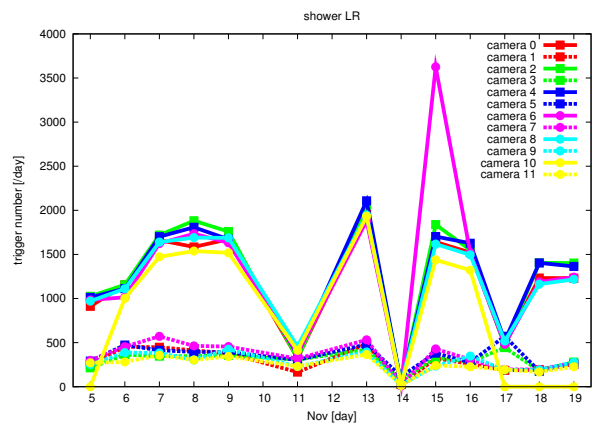


図 4.12: LR のシャワーイベント

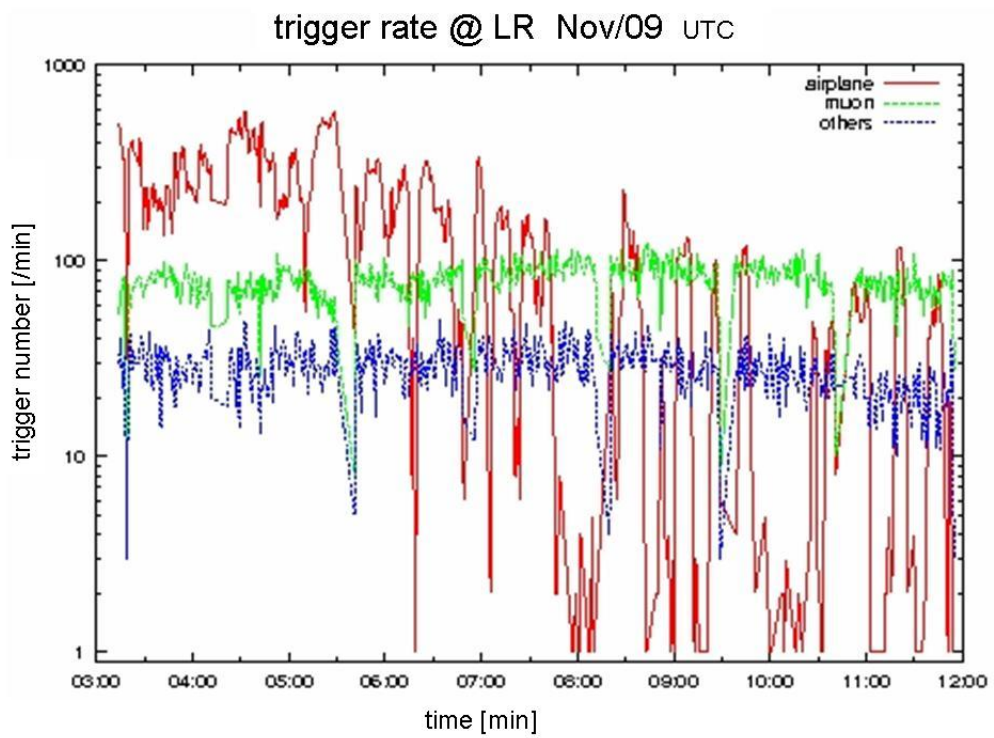
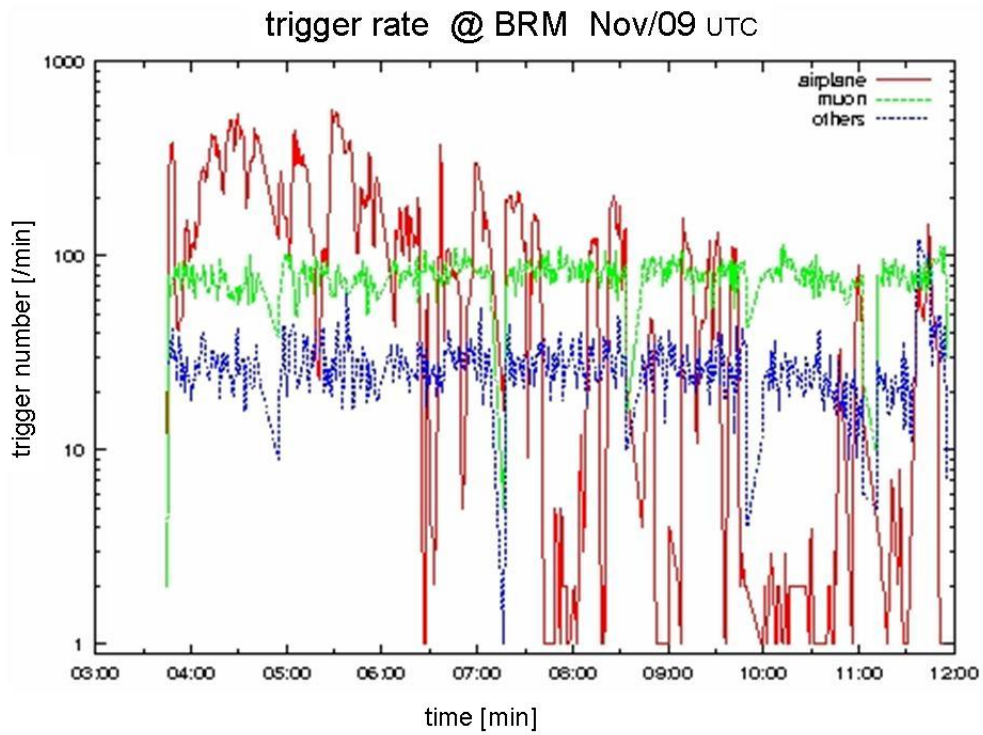


図 4.13: BRM でのトリガー数の時間推移 (上) と LR でのトリガー数の時間推移 (下)

#### 4.2.2 ミューオンイベントによる選別プログラムの評価

イベント選別プログラムの判定条件が正しく機能しているかを調べるために、観測前にシャッターを閉じた状態でデータ取得を行い、イベント選別プログラムにかけた。11/13にBRMで1000イベント、11/19にLRで8000イベントのデータ取得を行った。シャッターを閉じた状態では、ミューオンが直接PMTカメラを横切るイベントしかかからないはずである。よって、イベント選別プログラムにかけると全てミューオンイベントと判定されなければならない。表4.2はイベント選別の結果である。

日付	全イベント数	ミューオン	飛行機	シャワー	レート
11/13 (BRM)	1018	869 (1007)	7 (5)	142 (133)	2Hz
11/19 (LR)	8208	6989 (8125)	32 (23)	1187 (1113)	2Hz

表 4.2: シャッターを閉じた状態でデータ取得を行い、イベント選別を行った結果。()内はピークタイミングのずれが200 ns未満のイベント数

全イベント数がBRMとLRでそれぞれ1000、8000イベントを超えている理由は、CTDのトリガー判定に関与したカメラの数を全イベント数としているためである。ミューオンと判定する条件はピークタイミングのずれが100 ns未満であるが、上記結果から200 ns未満とすると、飛行機とシャワーの()内に書かれている数がそのままミューオンイベントとなり、ミューオン数が869 1007、6989 8125 となって、全イベント数の99%をミューオンと判別することが出来る。このようにピークタイミングが1 binずれてしまう理由として、エレクトロニクスやPMTの個性によってピークの信号の幅にばらつきが生じることや、ミューオンがPMTカメラを横切る数nsの間にbinをまたぐような場合は、ピークタイミングが一致せずずれが生じてしまう、などのことが考えられる。例えば、PMTのトランジットタイム(電子走行時間)の違いによって、信号の出力に数ns程度の時間差が生じる可能性がある。したがって、イベント選別プログラムにおけるミューオン判定条件を、「256本のPMTのうち、TFによるトリガー判定に関与したPMTのピークタイミングのずれが200 ns未満のものをミューオンとする」と変更することで解決する。また、残りの1%については、2つのミューオンが25.6  $\mu$ sの幅の間に同時にPMTカメラに入って来たもの、もしくはYAP線源による光とミューオンが25.6  $\mu$ sの幅の間に同時にトリガーされたもの、などが考えられる。波形データやトリガー判定に関与したPMTのカメラ上での並び(ヒットパターン)を目で見えて確認することで、これらのイベントを空気シャワーではないイベントと判定することが可能ではあるが(4.3参照)、今後こうしたイベントを取り除くプログラムを実装する必要がある。

#### 4.2.3 ピークタイミングマップによる選別プログラムの評価

##### 観測データでのピークタイミングマップ

イベント選別プログラムにより、飛行機と判定したイベントとシャワーと判定したイベントについて、256本のPMTのうち、TFによるトリガー判定に関与したPMTの中でピークタイミングが最小、最大の値をそれぞれ横軸、縦軸に取ったものをグラフにしたのが図4.14である。イベントセレクションが正しく判定されているのが図からわかる。データ点が直線  $y = x, (x, y) = (100, 100) \sim (256, 256)$

付近で多くなっているが、これはピークタイミングのずれが 200 ns 未満のイベントないし、チェレンコフ光によるイベントと考えられる。4.2.2 で提案した対処を施すことで、上記範囲で空気シャワーイベント以外を有効に取り除くことが可能である。

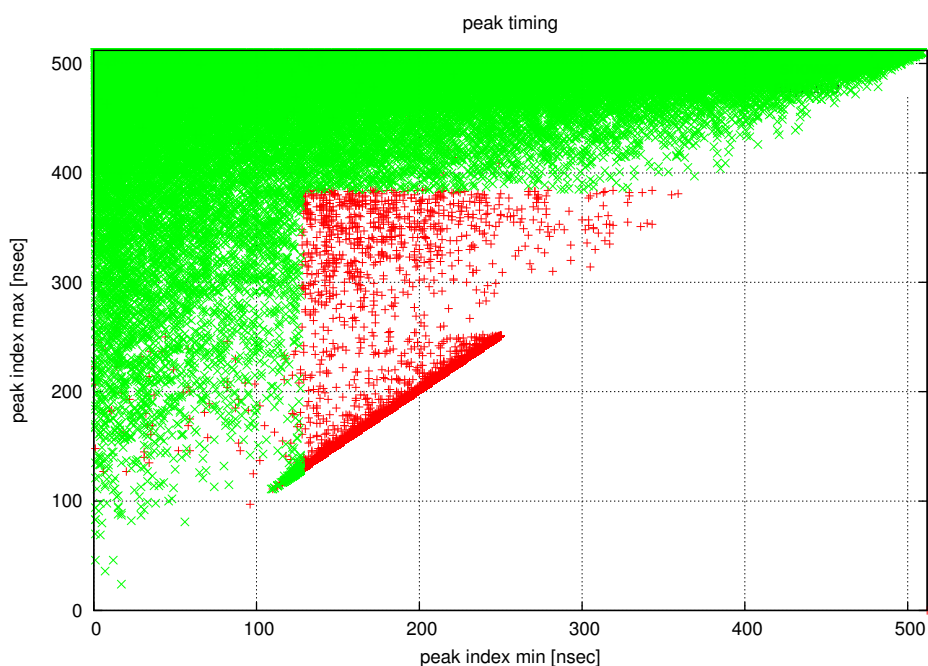


図 4.14: 11/09 LR でのピークタイミング図。緑が飛行機と判定したイベント、赤がシャワーと判定したイベントである。

### 4.3 空気シャワーイベント選別

4.1.2 で述べたアルゴリズムにより選別された暫定的なシャワーイベントの中には、飛行機やチェレンコフ光によるイベントも多く含まれている。飛行機・チェレンコフイベントと空気シャワーイベントの波形情報を比較すると、空気シャワーイベントには大まかに以下のような特徴が挙げられる。

- パルス幅が  $\sim \mu\text{s}$  前後である
- ピークタイミングのずれが  $\sim \mu\text{s}$  程度である
- 光量の時間発達がみえる

また、波形情報以外にもトリガー判定に関与した PMT のカメラ上での並び (ヒットパターン) が直線的になる、という点でも飛行機やチェレンコフイベントとは多少異なる。

図 4.15、4.16 は暫定的にシャワーイベントと選別された、2 つのイベントの波形データを比較したものである。飛行機イベントは、4.1.1 でも述べたように波形データの特徴が定まっておらず、図 4.16 のような光量の小さい波形データの場合において、2 つのイベントをプログラム上で分別するのは難しい。このような場合、図 4.17 のようなヒットパターンを見ることでシャワーかどうかの



判定は可能となる。実際、図 4.16 の左のイベントは光量は小さいがヒットパターンは図 4.17 に近い  
ため、空気シャワーイベントである。ただし、カメラのすぐそばに空気シャワーが到来した場合  
や、空気シャワーと同時にミュオンがカメラに入射した場合などのヒットパターンは直線的には  
ならないため、空気シャワーと判定するのが難しいと考えられる。これらのことをふまえると、ま  
だ十分な統計量が得られていない状況で各イベントの特徴を一意に決めることは難しく、空気シャ  
ワーの分別を”パイプライン”のプログラム上で行うには時機尚早である。したがってまずはシャ  
ワーを取りこぼさないためにも波形データやヒットパターンを目で見て確認し、統計量を増やして  
いくことで空気シャワーと他のイベントとの差異を見出していく必要がある。11 月観測分におけ  
る空気シャワーイベントの選出を行ったので、以下にその詳細を述べる。

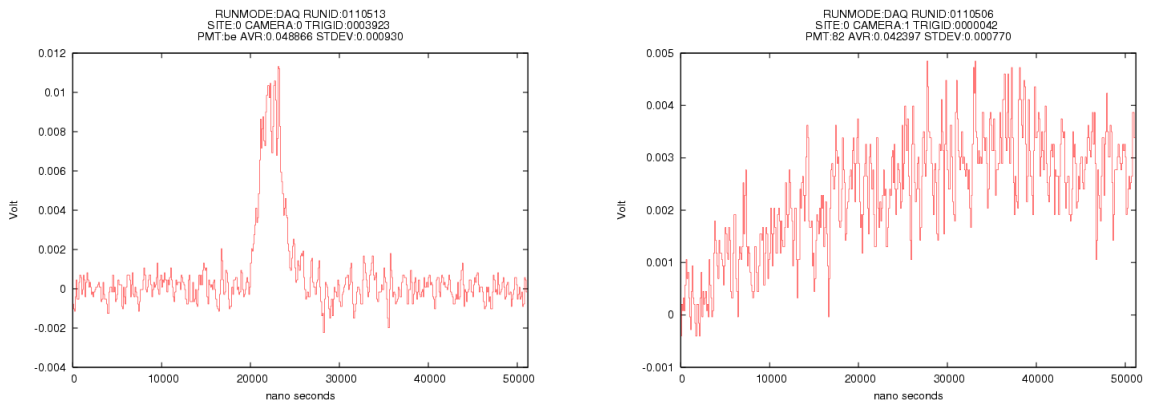


図 4.15: 暫定的にシャワーイベントと選別された 2 つのイベントの波形データの比較。左はパルス幅が  $\sim \mu\text{s}$  程度であり、空気シャワーイベントである。右はピークタイミングは  $12.8 \mu\text{s} \sim 38.4 \mu\text{s}$  の間にあるが発光時間が長くピークが見られないため、飛行機イベントである。

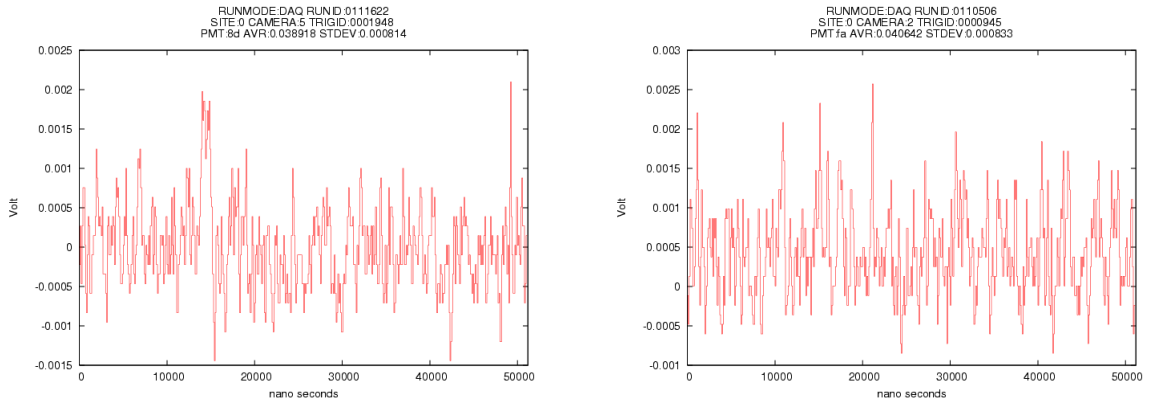


図 4.16: 暫定的にシャワーイベントと選別された 2 つのイベントの波形データの比較。どちらも光量が少なく、波形データのみで空気シャワーかどうかを判別するのは難しい。

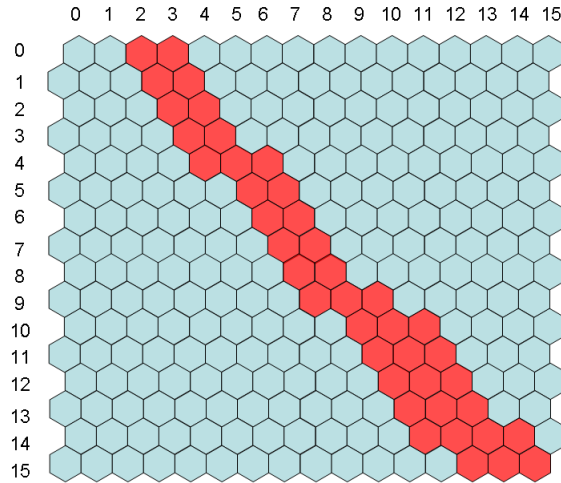


図 4.17: 空気シャワーのヒットパターンのイメージ図。六角形は 16 本 × 16 本の PMT カメラを表しており、そのうちの赤い色の PMT は TF によるセカンドレベルトリガー判定に関与したものである。シャワートラックが直線的なものはシャワーと判断することができる。

#### 4.3.1 空気シャワーイベントレート

表 4.3 は BRM、LR 各ステーションの観測時間あたりの空気シャワーイベント数 (モノイベント) と、GPS 情報が一致した空気シャワーイベント数 (ステレオイベント) である。ステレオイベントについては、各ステーションで選出したモノイベントの絶対時刻が  $\pm 200 \mu\text{s}$  の範囲で一致しているものを選出した。観測時間は CTD が保持している GPS 情報から、デッドタイムを差し引いた値である。空気シャワーの実イベントレートは  $E > 10^{18} \text{ eV}$ ,  $1000 \text{ km}^2$ ,  $2\pi \text{ sr}$  の条件下で約  $0.005 \text{ Hz}$  の見積りであるが、観測時間に天候条件を考慮していないことや、キャリブレーションのためのデータ取得の時間も含まれているため、表 4.3 の結果は期待値から大きくずれてはいない。また、町田が算出したステレオイベントレートは、 $10^{19} \text{ eV}$  以上のエネルギーで 50 時間あたり 11 イベントである [14]。観測したステレオイベントのエネルギーの詳細は第 5 章で述べるが、 $10^{19} \text{ eV}$  以上を満たすイベント数は 0 個である。これはキャリブレーションデータを解析ソフトウェアに組み込んでいないためであり、現在の解析結果は予備的なものと理解して頂きたい。今後、LIDAR や LINAC による大気透明度や大気蛍光発光量などのデータを精度良く較正し、エネルギー算出を行う必要がある。

日付 (UTC)	BRM mono	LR mono	stereo
11/04	22/4.2 h	not observed	--
11/05	36/4.9 h	26/4.9 h	1/2.8 h
11/06	74/4.8 h	56/6.3 h	1/3.3 h
11/07	70/6.2 h	234/6.7 h	1/4.4 h
11/08	79/6.2 h	129/6.9 h	1/4.2 h
11/09	114/6.8 h	56/6.7 h	1/5.0 h
11/11	33/3.9 h	39/3.6 h	2/2.7 h
11/13	57/7.2 h	87/7.3 h	4/5.3 h
11/14	19/2.2 h	4/2.4 h	0/0.3 h
11/15	61/4.9 h	90/5.7 h	1/3.4 h
11/16	94/5.0 h	61/5.5 h	3/3.6 h
11/17	142/4.5 h	107/4.5 h	0/3.6 h
11/18	157/4.0 h	153/4.4 h	0/2.9 h
11/19	127/3.2 h	89/4.7 h	3/2.5 h
total	1085/68.0 h	1131/69.6 h	18/44.0 h

表 4.3: 11 月の観測日における、観測時間あたりのモノ・ステレオイベント数。観測時間はデッドタイムを考慮した値である。11/10、12 日は悪天候のため観測を行っていない。また、14 日も悪天候のため観測を途中で中止している。

# 第5章 宇宙線空気シャワーのステレオイベント解析

前章では開発したイベント選別プログラムを用いて空気シャワーイベントを得ることが出来た。得られたイベントの内、ステレオイベントを解析プログラムを用いてシャワー縦方向発達と一次宇宙線の情報を算出した。以下に解析プログラムの概要と解析結果について述べる。

## 5.1 解析プログラム

### 5.1.1 ソフトウェア概要

TA 実験における全てのシミュレータや解析プログラムは、Java 言語を用いている。Java はオブジェクト指向言語のひとつであり、またプラットフォームに依存せずに動作するという特徴をもつ。検出器や大気状態、空気シャワー等は、Java の”クラス” というものによって表現される。この”検出器クラス” や”シャワークラス” の内部では、そのクラスに関連する情報 (検出器ならそのジオメトリ等、シャワーなら到来方向や発達に関するパラメータ等) を保持している。また、TA のソフトウェアではデータベースとして db4o を使用している。db4o とはオープンソースのオブジェクトデータベースであり、C 言語でも Java 言語でも使用可能である。シミュレーションにより生成されたイベントのデータは、この db4o に保存される。実際の観測データも、キャリブレーションデータ (観測時の大気状態のデータ等) とともに最終的に db4o 形式で保存される予定である。解析ソフトウェアは、大きく以下のように分けられる。

- ShowerGenerator クラス：空気シャワーの生成
- FDSimulator クラス：大気蛍光の発生、および光子の FD への入射
- FDReconstructor クラス：FD による観測データの解析

以下に FD 観測データの解析を行う FDReconstructor クラスについて述べる。

### 5.1.2 FD Reconstructor

FDReconstructor クラスでは、シミュレーションもしくは観測によって得られた各 PMT での光電子数とその到来時間情報から、もとのシャワーの縦方向発達と一次宇宙線の情報を導出する。これを、“シャワーの再構成” と呼ぶ。

シャワーの再構成は、大きく以下の 2 つのプロセスに分けられる。

- ジオメトリ (シャワー軸) の決定
- 縦方向発達の決定

## ジオメトリの決定

SDP(Shower-Detector-Plane) とは、シャワー軸とステーション位置で決定される平面である。SDP の法線ベクトルを  $\mathbf{n}$  とすると、 $\mathbf{n}$  を決定するには以下の式を最小にすればよい。

$$\chi^2 = \sum_i w^i (\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}^i)^2 \quad (5.1)$$

ここで、 $\mathbf{k}^i$  は  $i$  番目の PMT の見ている方向への単位ベクトル、 $w^i$  は重みで、現在、 $i$  番目の PMT に入った光電子数を用いている。ステレオイベントでは、2つのステーションそれぞれについて SDP が求められるので、シャワー軸は2つの SDP の交線になる。SDP の法線ベクトルをそれぞれ  $\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2$  とすると、シャワー軸の方向ベクトル  $\mathbf{s}$  は、

$$\mathbf{s} = \mathbf{n}_1 \times \mathbf{n}_2 \quad (5.2)$$

で与えられる。

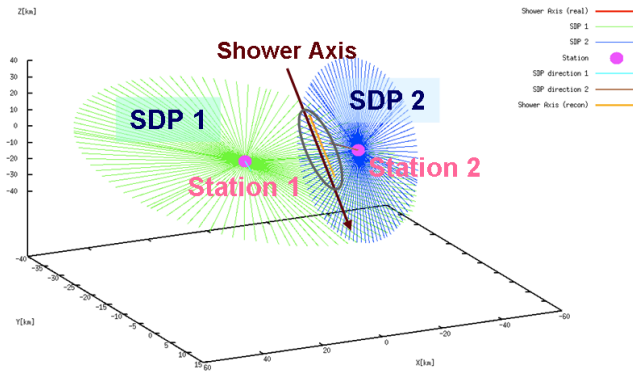


図 5.1: ステレオイベントでのジオメトリの決定。緑、青の線はそれぞれ2つのステーションのSDPを表し、この2つのSDPの交線をシャワー軸として決定する。

## 縦方向発達決定

シャワーのジオメトリが決定すると、次はシャワーの縦方向発達を再構成する。手順としては、

1. 各 PMT での光電子数をシャワー軸上の電子数に変換する。
2. 縦方向発達は Gaisser-Hillas 関数を使用する。(Gaisser-Hillas 関数は、陽子から始まる空気シャワーのシミュレーション結果から、シャワー軸に沿ったある大気深さ  $X$  でのシャワーサイズ  $N_e$  を記述するものである。)

$$N_e(X; N_{\max}, X_{\max}, X_1) = N_{\max} \left( \frac{X - X_1}{X_{\max} - X_1} \right)^{\frac{X_{\max} - X_1}{\lambda}} \exp \left( \frac{X_{\max} - X}{\lambda} \right) \quad (5.3)$$

以下の量を最小にするパラメータの組み合わせ  $(N_{\max}, X_{\max}, X_1)$  を決定する

$$\chi^2(N_{\max}, X_{\max}, X_1) = \sum_i w^i \left[ n^i - N_{\max} \left( \frac{X^i - X_1}{X_{\max} - X_1} \right)^{\frac{X_{\max} - X_1}{\lambda}} \exp \left( \frac{X_{\max} - X^i}{\lambda} \right) \right]^2 \quad (5.4)$$

ここで各パラメータはそれぞれ以下の通りである。

- $N_{\max}$  : 最大発達時のシャワー粒子数
- $X_{\max}$  : シャワーの最大発達深さ [ $\text{g}/\text{cm}^2$ ]
- $X_1$  : first interaction point [ $\text{g}/\text{cm}^2$ ]
- $\lambda$  : interaction length [ $\text{g}/\text{cm}^2$ ]

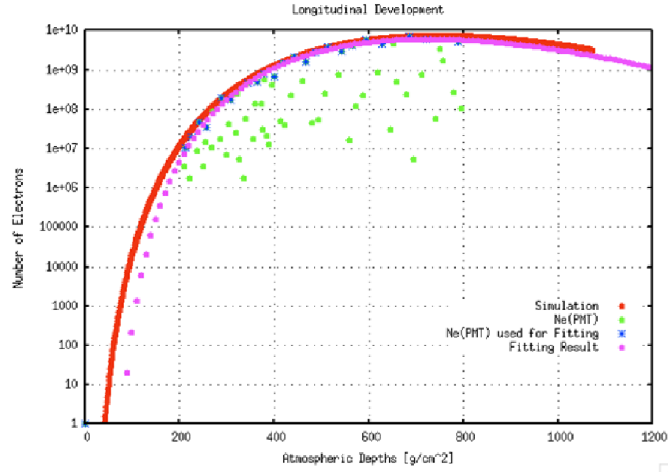


図 5.2: 縦方向発達の再構成。横軸が大気発達深さ [ $\text{g}/\text{cm}^2$ ]、縦軸が電子数である。緑、青の点がそれぞれ PMT の電子数、フィッティングに使われた PMT の電子数で、赤、ピンクの曲線がそれぞれ縦方向発達のシミュレーション、フィッティング結果である

### 5.1.3 一次宇宙線エネルギーの算出

$(N_{\max}, X_{\max}, X_1)$  を式 (5.4) を最小にすることにより決定し、次に式 (5.5) により一次宇宙線のエネルギーを求める。

$$E = \frac{E_c}{X_{\text{rad}}} \int N_e(X, X_{\max}, X_1, N_{\max}) dX \quad (5.5)$$

ここで  $X_{\text{rad}} = 38.0 \text{g}/\text{cm}^2$  で大気中における輻射長、 $E_c$  は大気の臨界エネルギーで  $74 \text{MeV}$  を用いる。

## 5.2 ステレオイベント解析

前述の解析プログラムを用いて、4.3 で選別したステレオイベントデータの解析を行った。表 5.1 はイベントリストである。絶対時刻は CTD の保持する GPS 情報を用いて算出しており、精度は  $25 \text{ns}$  である。カメラ ID は CTD のトリガー判定に関与したカメラ番号である (各カメラと対応する視野の位置関係は第 2 章の図 2.4 を参照)。

イベント番号	ステーション	絶対時刻 (UTC)	カメラ ID
1	BRM	07/11/05 05:23:01.908194475	0
	LR	07/11/05 05:23:01.908204950	8
2	BRM	07/11/06 08:34:23.437948975	6
	LR	07/11/06 08:34:23.438002725	7
3	BRM	07/11/07 06:18:08.664202925	0,2
	LR	07/11/07 06:18:08.664201825	8,10
4	BRM	07/11/08 06:47:23.128885100	0,1
	LR	07/11/08 06:47:23.128876825	10,11
5	BRM	07/11/09 04:01:49.769188250	5
	LR	07/11/09 04:01:49.769110625	0,1
6	BRM	07/11/11 04:07:38.263821300	5
	LR	07/11/11 04:07:38.263799875	6
7	BRM	07/11/11 05:26:10.482367275	9,11
	LR	07/11/11 05:26:10.482399800	5
8	BRM	07/11/13 07:29:38.915256750	0,2
	LR	07/11/13 07:29:38.915279475	8
9	BRM	07/11/13 09:07:22.252108025	5
	LR	07/11/13 09:07:22.252065350	4
10	BRM	07/11/13 12:19:33.091796300	4,5,10,11
	LR	07/11/13 12:19:33.091930250	9
11	BRM	07/11/13 12:19:36.091846575	4,5,10,11
	LR	07/11/13 12:19:36.091979375	9
12	BRM	07/11/15 10:43:34.687499500	0,1
	LR	07/11/15 10:43:34.687476325	10
13	BRM	07/11/16 07:09:38.381768900	3
	LR	07/11/16 07:09:38.381715075	10
14	BRM	07/11/16 10:35:53.378563450	5
	LR	07/11/16 10:35:53.378549175	6,7
15	BRM	07/11/16 12:05:51.517309300	0,1
	LR	07/11/16 12:05:51.517348175	9
16	BRM	07/11/19 09:03:09.753991850	5
	LR	07/11/19 09:03:09.753955600	2,4,5
17	BRM	07/11/19 11:19:44.758098225	4,5
	LR	07/11/19 11:19:44.758068050	4,6
18	BRM	07/11/19 12:40:56.995700325	3
	LR	07/11/19 12:40:56.995651525	11

表 5.1: ステレオイベントリスト

図 5.3 ~ 5.5 はチャージマップと波形データである。チャージマップは 256 本の PMT の相対光量を表すもので、空気シャワーのトラックを認識することが出来る。図 5.3 は左右に隣り合うカメラをまたがったイベント、図 5.4 は上下に隣り合うカメラをまたがったイベント、図 5.5 は LR において 3 つのカメラにまたがったイベントであることがわかる。波形データはいくつかの光量の多い PMT の波形を抜き出して重ね合わせたもので、横軸が時間で  $51.2 \mu\text{s}$  の幅であり、縦軸が光電子数である。波形データから空気シャワーの時間発達が見て取れる。

表 5.2 はイベント再構成を行った結果である。 $\theta$  は天頂角、 $\phi$  は方位角を表し、core position の原点は CLF を設置する地点である。イベント番号 3 のイベント再構成後のジオメトリと縦方向発達曲線を図 5.6 に示す。ジオメトリの図からトリガーのかかったカメラの視野とシャワー軸との位置関係を確認することが出来る。縦方向発達曲線の図は横軸が大気深さ [ $\text{g}/\text{cm}^2$ ]、縦軸が電子数である。再構成に使われた PMT のデータポイントがフィッティング関数上によく載っていることがわかる。

第 4 章でも述べたが、今回の解析結果はキャリブレーションデータを組み込んでいない。大気透明度の補正などを行い、また、SD での解析結果とのクロスチェックも行うなどして、エネルギーの決定精度を上げることが今後の課題と言える。



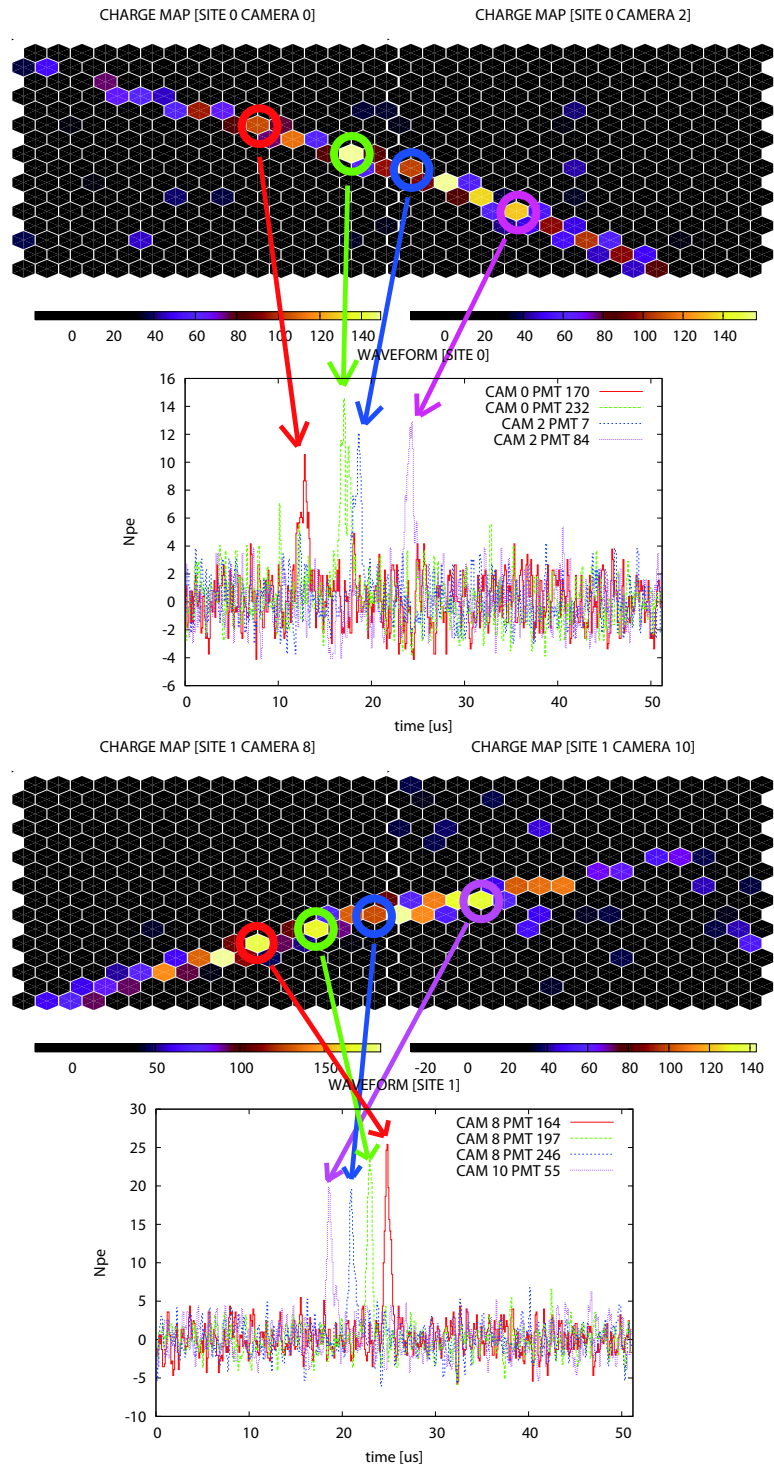


図 5.3: イベント番号 3 のイベントディスプレイと波形データ。上が BRM、下が LR のイベントである。

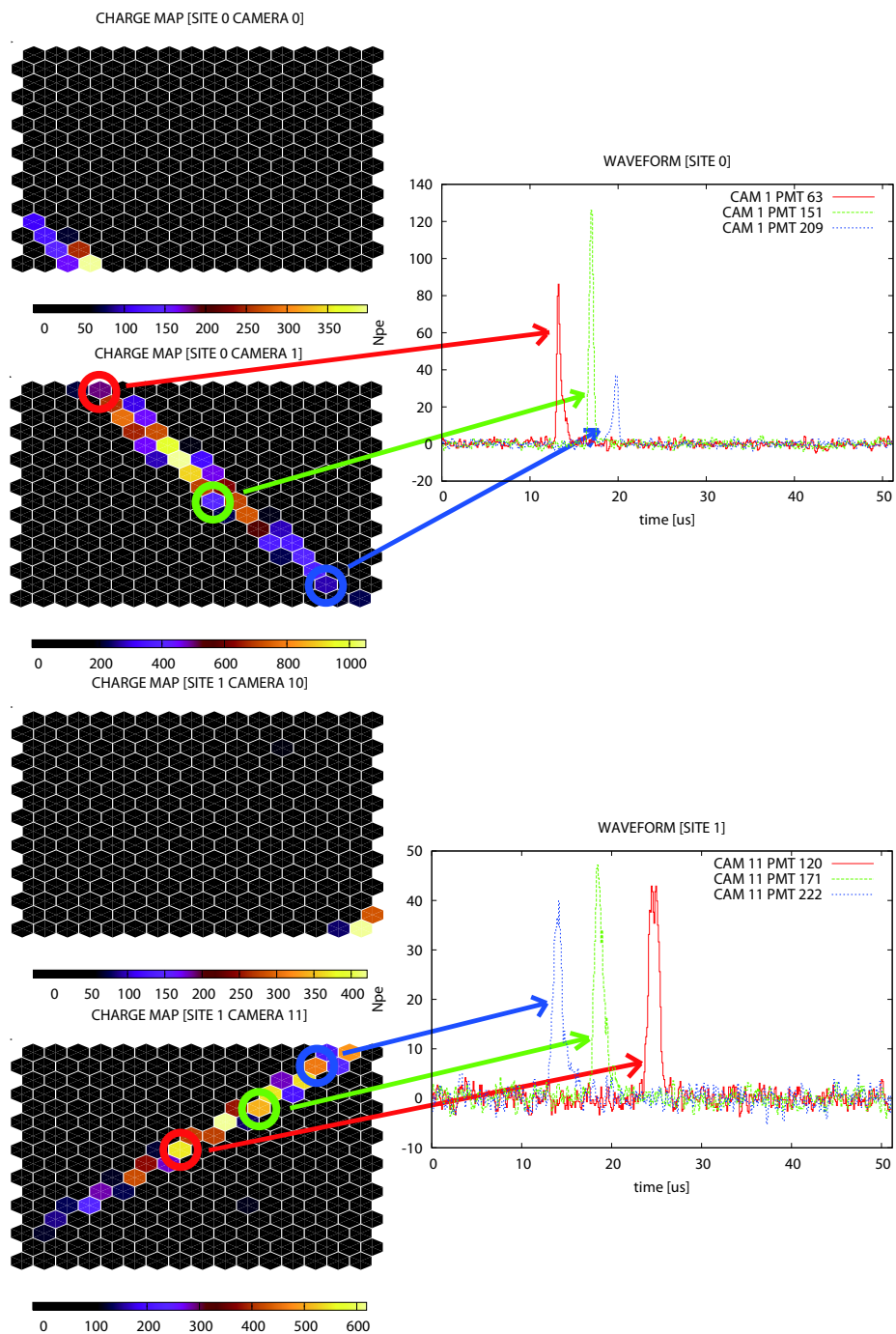


図 5.4: イベント番号 4 のイベントディスプレイと波形データ。上が BRM、下が LR のイベントである。

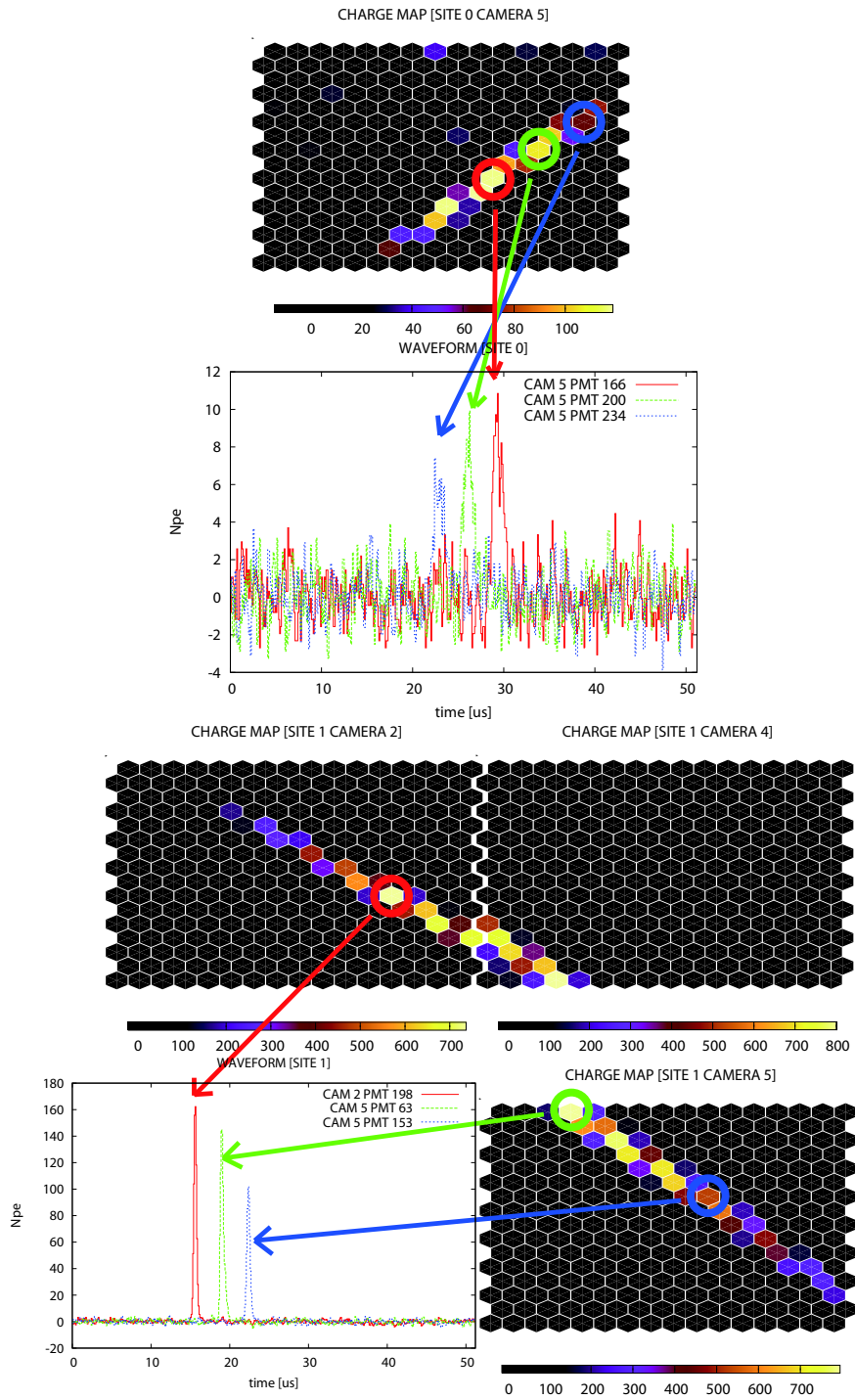


図 5.5: イベント番号 16 のイベントディスプレイと波形データ。上が BRM、下が LR のイベントである。

number	$\theta$ [deg]	$\phi$ [deg]	core position (x,y) [km]	$X_{\max}$	$\ln N_{\max}$	$\log E$
1	70.4	77.3	(-29.6,-23.0)	519.2	22.3	18.7
2	78.7	115.4	(-19.9,8.0)	2413.0	21.6	18.8
3	60.6	166.5	(-4.1,-0.8)	643.3	20.9	18.2
4	44.6	-153.8	(2.8,-14.7)	683.1	22.5	18.8
5	46.1	-35.9	(-9.6,-2.7)	662.8	22.1	18.7
6	45.5	-143.3	(1.3,-2.2)	759.3	21.5	18.5
7	41.0	-6.8	(6.9,4.7)	834.1	22.4	18.9
8	70.8	112.5	(-18.4,-5.2)	761.0	20.1	17.8
9	69.8	-51.1	(8.4,-17.3)	920.0	20.3	18.0
10	34.0	-85.6	(16.6,-11.9)	564.9	22.5	18.8
11	33.8	-85.6	(16.8,-11.9)	575.7	22.6	18.8
12	64.6	96.4	(-19.2,-20.7)	475.1	22.4	18.7
13	53.2	120.1	(-16.1,-9.3)	674.2	20.8	18.1
14	44.1	53.8	(-4.4,-9.3)	850.9	21.2	18.4
15	30.8	-170.8	(2.1,-13.3)	700.7	21.0	18.2
16	45.3	-6.4	(-7.5,-7.2)	708.5	22.0	18.6
17	67.7	-103.7	(13.9,-0.6)	699.1	21.4	18.4
18	50.3	-69.0	(-4.6,-17.5)	710.5	21.5	18.4

表 5.2: ステレオイベント解析結果

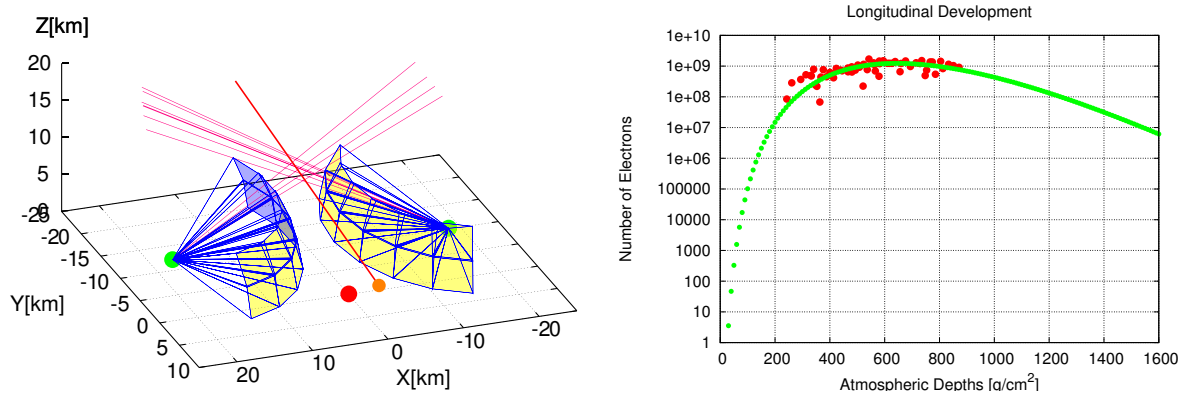


図 5.6: イベント番号 3 の再構成後のジオメトリ (左) と縦方向発達曲線 (右)

## 第6章 総括

### 6.1 DAQシステムの確立と今後の展望

FD DAQ システムを確立し、イベントデータの取得やキャリブレーションなどに最低限必要なデータの取得を安定して行うことが出来るようになった。また、ステーション内外の環境を把握し、PMT カメラの保護などの安全対策を施した。さらに、データ収集システムの一部に PMT ゲインのキャリブレーションプロセスを組み込み、PMT カメラの相対光量のキャリブレーションを行った。

FD ステーションにおけるデータ収集の遠隔操作の基礎となるシステムは概ね完成したと言える。今後の FD ステーション無人化運転に向けた課題として、データ収集システムに NSM を組み込み、環境モニターをさらに充実させることで、安全かつ安定したデータ取得を可能とするようにシステムを作り上げていく必要がある。

### 6.2 イベント選別プログラムの開発

FD 観測により取得したデータから空気シャワーイベントの候補を選別するプログラムを開発し、性能評価を行った。選別したイベントの中から空気シャワーイベントを選別し、さらにステレオイベントも選別した。

現在、飛行機イベントをデータとして保存せずに、TF・CTD のトリガー判定の段階で取り除く試験が行われている。新しいトリガーエレクトロニクス具体的な内容は、同一カメラに連続的にトリガーがかかった場合は飛行機イベントと判定し、データ取得を行わないというものである。この新システムが導入されれば、多様な波形パターンを持つ飛行機イベントを考慮せずに空気シャワーの選出が可能となる点において、非常に有用である。また、データ量を減らすことが出来るのも重要な点である。この新たなトリガーシステムの開発が成功することを大きく期待する。

### 6.3 イベント解析の現状と課題

選出した空気シャワーのうち、ステレオイベントについての解析を行った。現状ではキャリブレーションデータを解析ソフトウェアに組み込んでいないため、解析結果は予備的なものである。今後、早急にキャリブレーションデータを組み込み、エネルギー等の決定精度を高めていかなければならない。SD の定常観測が始まれば、SD の解析結果とのクロスチェックが可能である。ハイブリッド観測開始に向けて上記課題を克服するのが当面の目標と言える。

# 謝辞

本研究を行う機会を与えて頂き、御指導を頂いた垣本史雄教授に深く感謝致します。日頃から多くの御助言を頂き、あらゆる面で支えて下さった常定芳基助教に深く感謝致します。

本研究に当たり惜しみない協力をして下さり、御指導を頂いた、東京大学宇宙線研究所研究員得能久生氏に深く感謝致します。多くの御助言、御協力を頂き、また、米国ユタ州長期滞在時等においても御世話になりました、東京大学宇宙線研究所 竹田成宏助教、研究員 小澤俊介氏、有働慈治氏、大阪市立大学 荻尾彰一講師、そして多くの TA コラボレーターの皆様に深く感謝致します。

日々の研究の支えとなり御協力をして頂きました、東京工業大学垣本研究室の多米田裕一郎氏、松本英高氏、菅原利弘氏、福田崇徳氏、副島吾郎氏、林健太郎氏に感謝致します。

## 参考文献

- [1] *The Telescope Array Project Design Report.* (2000)
- [2] 福島 正巳, 宇宙線望遠鏡計画:提案書. (2002)
- [3] M.S. Longair, *High Energy Astrophysics.*
- [4] 小田 稔, 宇宙線.
- [5] M.Takeda *et al.*, *Astropart. Phys.* 19, 447. (2003)
- [6] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.*, 16, 748 (1966)  
G.T. Zatsepin & V.A. Kuzmin, *JETP Lett.*, 4, 78 (1966)
- [7] S. Yoshida, M. Teshima, *Prog. Theor. Phys.* 89, 833. (1993)
- [8] A.N. Bunner, *Ph.D. Thesis, Cornell University.* (1967)
- [9] F. Kakimoto *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth., A* 372, 527. (1996)
- [10] M. Nakao, S.Y. Suzuki , *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 47:267-271. (2000)
- [11] Western Regional Climate Center,WRCC, <http://www.wrcc.dri.edu>
- [12] 井口 貴裕, 修士論文, 東京工業大学. (2006)
- [13] 多米田 裕一郎, 修士論文, 東京工業大学. (2006)
- [14] 町田 智子, 修士論文, 東京工業大学. (2007)
- [15] 村野 暢子 , 修士論文, 東京工業大学. (2007)

# 目次

1.1	一次宇宙線のエネルギースペクトル	2
1.2	最高エネルギー宇宙線の減衰距離。実線が陽子、点線が鉄の減衰距離を示す。	4
1.3	宇宙線のエネルギースペクトルに予想される GZK cutoff。左は1つの源がいくつかの red shift( $z = 0.004 \sim 1.0$ )にあると仮定した場合。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。	5
1.4	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	6
1.5	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。	6
1.6	$10^{19.6}$ eV 以上の 59 事象のうち、任意の 2 事象が作る離角の分布	7
1.7	$10^{20}$ eV を越える最高エネルギー宇宙線の加速源に課せられる、磁場の強さと天体の大きさと最大加速エネルギーの関係。	8
1.8	HiRes が発表したエネルギースペクトル	11
1.9	空気シャワーの模式図	13
1.10	空気シャワーの縦方向発達	14
1.11	空気シャワーの横方向分布	15
1.12	空気シャワーアレイによる空気シャワー観測の模式図	16
1.13	空気シンチレーション光による空気シャワーのステレオ観測の概念図	17
2.1	TA 実験における装置の配置図。中心に碁盤状に地表検出器が配置され、それを囲むように 3 台の大気蛍光望遠鏡ステーションが設置されている。	22
2.2	FD ステーションの概観 (左) とステーション内の望遠鏡 (右)	23
2.3	FD のデザイン (左) とセグメントミラーのデザイン (右)	24
2.4	ステーション内から見たカメラと対応する視野の関係 (左) と BRM・LR 両ステーションのカメラの視野方向の概略図 (右)。カメラ番号偶数のカメラが視野仰角上方、奇数のカメラが視野仰角下方に対応する。	24
2.5	PMT カメラ	25
2.6	BG3 を取り付けた PMT	25
2.7	FD エレクトロニクスの概略図	25
2.8	SDF ボード	26
2.9	TF ボード	26
2.10	CTD ボード	26
2.11	CRAYS	27
2.12	YAP	27
2.13	Xe flasher の照射イメージ	27
2.14	XY-scanner	28
2.15	LIDAR ドーム。中にある望遠鏡にはレーザーと PMT が取り付けられている。	29



2.16	左が LIDAR システム、右が CLF による側方散乱を利用するシステム . . . . .	29
2.17	LINAC の概略図 . . . . .	29
2.18	現地に設置されたシンチレーション検出器 . . . . .	30
2.19	ハイブリッド観測の概念図 . . . . .	31
3.1	NSM のネットワーク構造図。四角は個々の PC を表し、デーモン (nsmd) 間の矢印は TCP 通信を表す。 . . . . .	33
3.2	DAQ システムの概略図 . . . . .	34
3.3	データ収集系概略図 . . . . .	35
3.4	Slow Control 系イメージ図 . . . . .	36
3.5	HV 電源ステータスのモニター画面 . . . . .	37
3.6	各カメラ内の温度変化。左が LR、右が BRM でのデータで、横軸は UTC 時間で表記している。 . . . . .	38
3.7	BRM・LR の温度変化 . . . . .	39
3.8	ユタ市内の温度変化 . . . . .	39
3.9	BRM・LR の湿度変化 . . . . .	39
3.10	ユタ市内の湿度変化 . . . . .	39
3.11	BRM・LR の気圧変化 . . . . .	39
3.12	ユタ市内の気圧変化 . . . . .	39
3.13	データ収集のフローチャート。DAQ 開始後、キャリブレーションデータ取得を毎時行う。 . . . . .	41
3.14	PMT ゲイン調整後の相対ゲインと対応する PMT 本数。左が LR、右が BRM のデータ。 . . . . .	42
3.15	観測期間中の相対ゲインと対応する PMT 本数。左が LR、右が BRM のデータ。 . . . . .	42
4.1	ミューオンイベントの波形データ。縦軸が電圧値、横軸が時間である。図中の 4 つの PMT 以外も全て同じタイミングでピークが立っている。 . . . . .	44
4.2	飛行機イベントの波形データ。縦軸が電圧値、横軸が時間である。ピークの位置が $12.8 \mu\text{s}$ 以下 (左) と $38.4 \mu\text{s}$ 以上 (右) にある。 . . . . .	45
4.3	CLF を用いた散乱光が入射した PMT の波形データ。半値幅は $2 \mu\text{s}$ 程度である。 . . . . .	45
4.4	イベント判定ダイアグラム . . . . .	46
4.5	各イベント分類のトリガー数。上は BRM、下は LR。 . . . . .	48
4.6	各イベント分類の割合。上は BRM、下は LR。 . . . . .	49
4.7	BRM の飛行機イベント . . . . .	51
4.8	LR の飛行機イベント . . . . .	51
4.9	BRM のミューオンイベント . . . . .	51
4.10	LR のミューオンイベント . . . . .	51
4.11	BRM のシャワーイベント . . . . .	51
4.12	LR のシャワーイベント . . . . .	51
4.13	BRM でのトリガー数の時間推移 (上) と LR でのトリガー数の時間推移 (下) . . . . .	52
4.14	11/09 LR でのピークタイミング図。緑が飛行機と判定したイベント、赤がシャワーと判定したイベントである。 . . . . .	54

4.15	暫定的にシャワーイベントと選別された2つのイベントの波形データの比較。左はパルス幅が $\sim \mu\text{s}$ 程度であり、空気シャワーイベントである。右はピークタイミングは $12.8 \mu\text{s} \sim 38.4 \mu\text{s}$ の間にあるが発光時間が長くピークが見られないため、飛行機イベントである。 . . . . .	55
4.16	暫定的にシャワーイベントと選別された2つのイベントの波形データの比較。どちらも光量が少なく、波形データのみで空気シャワーかどうかを判別するのは難しい。 . . . . .	55
4.17	空気シャワーのヒットパターンのイメージ図。六角形は16本 $\times$ 16本のPMTカメラを表しており、そのうちの赤い色のPMTはTFによるセカンドレベルトリガー判定に関与したものである。シャワートラックが直線的なものはシャワーと判断することができる。 . . . . .	56
5.1	ステレオイベントでのジオメトリの決定。緑、青の線はそれぞれ2つのステーションのSDPを表し、この2つのSDPの交線をシャワー軸として決定する。 . . . . .	59
5.2	縦方向発達の再構成。横軸が大気発達深さ $[\text{g}/\text{cm}^2]$ 、縦軸が電子数である。緑、青の点がそれぞれPMTの電子数、フィッティングに使われたPMTの電子数で、赤、ピンクの曲線がそれぞれ縦方向発達のシミュレーション、フィッティング結果である . . . . .	60
5.3	イベント番号3のイベントディスプレイと波形データ。上がBRM、下がLRのイベントである。 . . . . .	63
5.4	イベント番号4のイベントディスプレイと波形データ。上がBRM、下がLRのイベントである。 . . . . .	64
5.5	イベント番号16のイベントディスプレイと波形データ。上がBRM、下がLRのイベントである。 . . . . .	65
5.6	イベント番号3の再構成後のジオメトリ(左)と縦方向発達曲線(右) . . . . .	66

# 表 目 次

1.1	Bunner が求めた $N_2$ の衝突による消光がないとしたときの発光効率 $E_0$ の波長領域 300 ~ 400nm での値 . . . . .	19
1.2	空気シンチレーション光の波長スペクトル。光子数の相対値である。 . . . . .	19
4.1	11 月の観測日毎の観測時間数。各ステーションの観測時間及び、ステレオ観測時間において、右の列が観測時間、左の列がデッドタイムを差し引いた観測時間である。 . . . . .	47
4.2	シャッターを閉じた状態でデータ取得を行い、イベント選別を行った結果。() 内はピークタイミングのずれが 200 ns 未満のイベント数 . . . . .	53
4.3	11 月の観測日における、観測時間あたりのモノ・ステレオイベント数。観測時間はデッドタイムを考慮した値である。11/10、12 日は悪天候のため観測を行っていない。また、14 日も悪天候のため観測を途中で中止している。 . . . . .	57
5.1	ステレオイベントリスト . . . . .	61
5.2	ステレオイベント解析結果 . . . . .	66