

Telescope Array 実験 大気蛍光望遠鏡のための
統一されたデータ解析プログラムの開発と
Middle Drum ステーション 望遠鏡の性能評価

(Development of an unified Analysis Program for the Telescope
Array Fluorescence Detectors and Evaluation of Characteristics
of the Telescopes installed in the Middle Drum Station)

理学研究科

数物系専攻

米田泰久

目次

第 1 章	極高エネルギー宇宙線	1
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	宇宙線の化学組成	2
1.1.3	宇宙線の加速機構	4
1.2	極高エネルギー宇宙線	8
1.2.1	GZK カットオフ	8
1.2.2	磁場による偏向	10
1.3	空気シャワーと宇宙線観測	11
1.3.1	空気シャワー現象	12
1.3.2	空気シャワーの縦方向発達	14
1.3.3	空気シャワーの横方向分布	15
1.3.4	空気シャワーの観測方法	16
1.3.5	大気中での発光過程と散乱・吸収	18
1.4	観測結果の現状	21
1.4.1	エネルギースペクトル	22
1.4.2	質量組成	23
1.4.3	到来方向分布	27
第 2 章	High Resolution Fly's Eye 実験	29
2.1	HiRes 実験	29
2.1.1	HiRes-I ステーション	31
2.1.2	HiRes-II ステーション	31
2.2	HiRes 実験による極高エネルギー宇宙線観測の結果	36
2.2.1	エネルギースペクトル	36
2.2.2	質量組成	36
2.2.3	宇宙線源探索	37
第 3 章	宇宙線望遠鏡実験	40
3.1	宇宙線望遠鏡実験の目的	40
3.2	宇宙線望遠鏡実験の装置の概観	41
3.3	Black Rock Mesa (BRM) ステーション, Long Ridge (LR) ステーション	41
3.3.1	望遠鏡と光学系	42
3.3.2	PMT カメラ	43
3.3.3	PMT ゲインの較正	48
3.3.4	トリガーエレクトロニクス	50
3.3.5	ハイブリッドトリガーシステム	51

3.4	大気状態のモニタリング	53
3.4.1	ラジオゾンデ	55
3.4.2	LIDAR	55
3.4.3	CLF	56
3.4.4	雲のモニタリング	56
3.4.5	FD カメラで測られた星の軌跡の解析	59
3.4.6	電子線形加速器を用いたエネルギースケールの較正	61
3.5	地表粒子検出器	63
3.5.1	データ収集システム	65
3.6	FD と SD アレイの同時検出事象	70
第 4 章	Middle Drum ステーション	72
4.1	Middle Drum (MD) ステーション	73
4.1.1	望遠鏡と光学系	73
4.1.2	PMT カメラ	73
4.2	エレクトロニクス	74
4.2.1	データ収集システム	74
4.2.2	その他のモジュール	76
4.3	キャリブレーション	79
4.3.1	エレクトロニクスの較正	79
4.3.2	光学系の較正	80
4.3.3	大気状態のモニタリング	83
第 5 章	TA 実験標準のシミュレーションとイベント再構成ソフトウェア	87
5.1	シミュレーションソフトウェア	87
5.1.1	空気シャワー生成シミュレーション	87
5.1.2	検出器シミュレーション	90
5.2	イベント再構成ソフトウェア	94
5.2.1	PMT セレクション	94
5.2.2	ジオメトリ再構成	100
5.2.3	縦方向発達再構成 - 逆モンテカルロ法 -	104
第 6 章	標準ソフトウェアへの Middle Drum ステーションの取扱いの導入	107
6.1	MD ステーションのシミュレーション部	107
6.1.1	大気蛍光望遠鏡のハードウェア	107
6.1.2	レイトレース	108
6.1.3	トリガーアルゴリズム	111
6.2	イベント再構成ソフトウェア	111
第 7 章	精度評価	116
7.1	モノ再構成決定精度	116
第 8 章	データ解析と HiRes 実験ベースのソフトウェアとの比較	120
8.1	いくつかのステレオ事象についての解析例	120
8.1.1	2 ステーション同時検出事象例	120

8.1.2	ゴールドステレオ事象例	122
8.2	統計的評価	123
第 9 章	結論	128

概論

日米韓露共同の宇宙線望遠鏡実験 (Telescope Array Experiment, TA 実験) は約 700 km² の領域に展開された 507 台の地表検出器と 3 つのステーション (Black Rock Mesa(BRM), Long Ridge(LR), Middle Drum(MD)) に設置された合計 38 台の大気蛍光望遠鏡からなる。

BRM ステーションと LR ステーションの大気蛍光望遠鏡は TA 実験用に新設された一方で、MD ステーションには HiRes 実験で使用されていた大気蛍光望遠鏡が移設された。BRM ステーションと LR ステーションの観測データは米国と日本でそれぞれの解析ソフトウェアによって解析され、両解析ソフトウェアがクロスチェックされているため、解析の信頼性は高い。一方で、MD ステーションの観測データは HiRes 実験で使用されていた解析ソフトウェアをベースに開発された解析ソフトウェアによる解析だけが米国で行われている。このため、MD ステーションで観測されたデータに対する解析ソフトウェアは 1 つしかなく、TA 実験の本来の目的である HiRes 実験の直接的検証のための新旧望遠鏡間の解析結果の比較ができていなかった。

本研究では、日本で BRM/LR ステーションのために開発された標準解析ソフトウェアに MD ステーションの取扱いを導入することで、全ての大気蛍光望遠鏡データを解析できる統合データ解析ソフトウェアを開発し、旧 HiRes とは独立に MD ステーションで観測されたデータを解析した。これにより、3 つのステーションの観測データを 1 つの解析プログラムで解析でき、2 つのステーションで同時に観測されたステレオイベントについての解析がどのステーションの組み合わせでも行えるようになった。さらに、MD ステーションで観測されたデータの解析結果の旧 HiRes とのクロスチェックも行えるようになり、MD ステーションで観測されたデータの解析の信頼性が向上することが期待される。

本論文では、宇宙線とその観測原理、HiRes 実験の観測装置と結果、TA 実験の観測装置について述べた後、MD ステーションの詳細、日本で使用されている標準解析ソフトウェアの詳細、MD ステーションの取扱いの標準解析プログラムへの導入について報告する。さらに、本研究で開発した MD ステーションのためのシミュレーションソフトウェアを使って生成した擬似イベントデータを解析することによってこの解析ソフトウェアの単眼 (モノ) 再構成決定精度を評価した。その結果 10^{18.5} 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 : 8.5 °
- コア位置決定精度 : 917 m
- 最大発達深さ決定精度 : $-0.1 \pm 29.8 \text{ g/cm}^2$
- エネルギー決定精度 : $1.8 \pm 12.1 \%$

精度で求まることがわかった。また、HiRes 実験ベースの解析ソフトウェアによる解析結果とのエネルギーの比較をすると、本研究で開発した解析ソフトウェアによる解析結果が系統的に ~14 % 低いことがわかった。これらの決定精度や系統的なずれは暫定値であり、大気蛍光イメージ中のノイズ除去などを工夫することによって、これらの解析精度を最適化することは今後の課題である。

第1章 極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．

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} 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．この冪は 10^{15} eV 付近までは $\gamma \sim 2.7$ であり，そこから $\gamma \sim 3.0$ 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．このように，宇宙線の到来頻度はエネルギーが大きくなるにつれて冪乗で小さくなるため観測を増やすことが難しい．特に，極高エネルギー宇宙線と呼ばれる図 1.1 の丸で囲んだ 10^{20} eV 以上のエネルギー領域の宇宙線は，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，観測が不足しているためにエネルギースペクトルがよく決まっていない．

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加速されると考えられている．また， 10^{15} eV 以上の宇宙線はこれ以上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冪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表れる，というものである．銀河磁場は約 $3 \mu\text{G}$ なので， 10^{15} の陽子では $r_L \times 0.3 \text{ pc}$ となる．この値は銀河円盤の厚さより小さいが，拡散運動の効果を合わせると，これ以上のエネルギーを持つ宇宙線に対しては銀河系内への閉じ込め効果が効きにくくなるため，エネルギースペクトルの冪が大きくなるとされている．

ankle 領域のエネルギーの宇宙線についても複数の理論がある．1 つは knee と同様に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，主要な宇宙線の起源が銀河系内から銀河系外へと遷移するという考え方である．この場合は ankle 周辺での系内起源の宇宙線の到来方向に異方性が検出されると期待される．また，化学組成は宇宙線の起源の変化に鉄から陽子へと変化していると期待される．

一方，別の考え方では ankle 構造が $p\gamma \rightarrow pe^+e^-$ の対生成によるエネルギー損失によって生じるという解釈もある．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が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であると予測される．この場合， $10^{17.5}$ eV 付近の “2nd knee” と呼ばれるエネルギー領域で宇宙線の起

源は銀河系内から銀河系外に変化していると考えられ、それに伴って化学組成は鉄から陽子へ変化していると予測される。

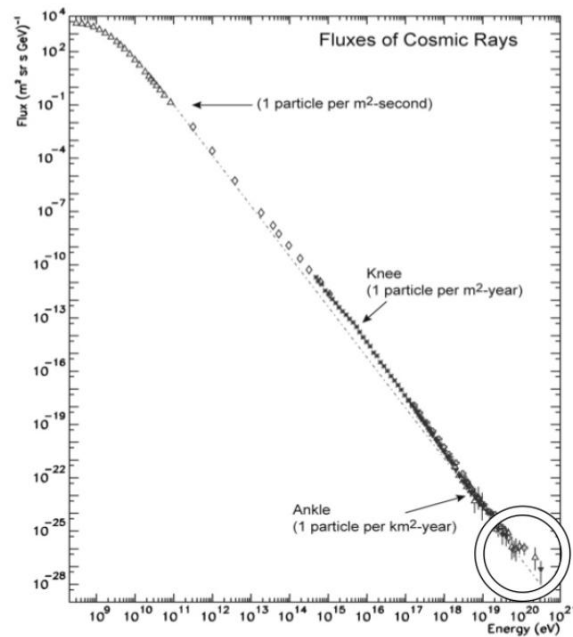


図 1.1: 一次宇宙線のエネルギースペクトル．右下の丸で囲まれた範囲は極高エネルギー宇宙線と呼ばれる領域である。

1.1.2 宇宙線の化学組成

宇宙線の化学組成は、宇宙の化学組成と比べると、重い元素が H , He に比べて相対的に多い。これは H , He が加速領域に入る際に比較的イオン化されにくいことと関係があると考えられている。しかし、大まかにみると宇宙線の化学組成は、宇宙の化学組成とよく一致している。原子は星の中で核融合によって合成され、星風や爆発によって星間物質と星とを何代にもわたって経て宇宙の化学組成を形成している。つまり、宇宙線の化学組成が宇宙の化学組成から大きくずれていないのは、星の中で合成された原子核が何らかの形で加速されて宇宙線となっていることを示している。

宇宙線の化学組成には、宇宙線の原子核がどこで合成され、どこで加速され、どのようにして伝播してきたのかが反映されているはずである。従って、宇宙線中の放射性同位体比や重元素比を知ることで、宇宙線の起源について知ることができる。

knee より低いエネルギー領域の宇宙線の観測は人工衛星や気球、惑星探査機などの飛翔体技術の発達と測定技術の向上により Fe グループまでの元素に対しては精度良く行われている。その構成比は数 10 MeV ~ 数 10 GeV まではほとんど変わらない。図 1.2 に He から Ni までの領域での、宇宙線の組成と太陽系の組成との比較を示す [5]。ここから、Li, Be, B と Sc, Ti, V, Cr, Mn の 2 つの元素群が、太陽系物質に比べて宇宙線には圧倒的に多いことがわかる。これらの元素は星の核合成の最終生成物としては存在しないが、炭素や酸素核の破碎 (Li, Be, B) や鉄の破碎 (Sc, Ti, Cr, Mn) によって生成されるためである。

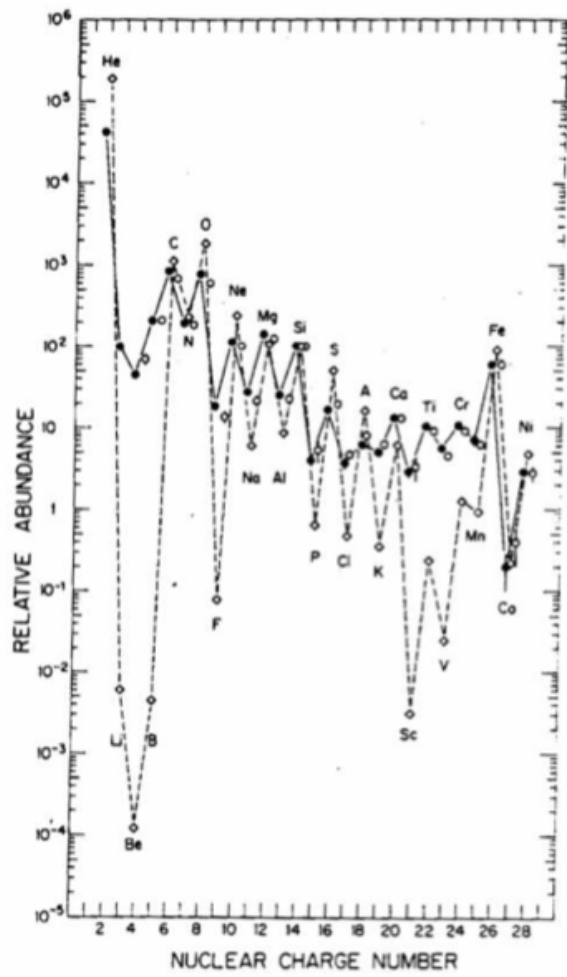


図 1.2: Si を 100 としたときの宇宙線の組成と太陽系の組成. ● は低エネルギーの宇宙線, ○ は高エネルギーの宇宙線, ◇ は太陽系の組成を表している [5].

1.1.3 宇宙線の加速機構

宇宙線の加速機構についても多くの議論がなされている．宇宙線の加速機構を考える上で，先に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されているのが“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 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 $(1 - P_{\text{esc}})^n$ 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，

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

である．式 (1.2) を式 (1.3) に代入すると，

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

となる．ここで

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

である．このようにして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．

超新星残骸での衝撃波加速

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述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 $T_A \sim 1000 \text{ yrs}$ となり、広がりの大きさは 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、

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\alpha E}{T_{\text{cycle}}} \quad (1.6)$$

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。また、 α は以下の式で表される。

$$\alpha = \frac{4}{3} \frac{u_1 - u_2}{c} \quad (1.7)$$

ここで、 u_1 は上流領域での流体の速度、 u_2 は下流領域での流体の速度である。

式 (1.6) を積分することで最大加速エネルギー E_{max} を見積ることができる。

$$E_{\text{max}} = \int_0^{T_{\text{cycle}}} \frac{dE}{dt} \cdot dt \quad (1.8)$$

ここではまず、 T_{cycle} を見積もる。衝撃波の上流での粒子数の流れは、

$$\mathbf{J} = -D\nabla N + \mathbf{u}N. \quad (1.9)$$

より与えられる。 u_1 は衝撃波面に対して相対的に負の方向になるため、

$$D_1 \frac{dN}{dz} = -u_1 N. \quad (1.10)$$

それゆえ上流領域では、

$$N(z) = \rho_{\text{cr}} \exp(-zu_1/D_1) \quad (1.11)$$

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

$$(\rho_{\text{cr}} D_1 / u_1) (\rho_{\text{cr}} c / 4)^{-1} = 4D_1 / (u_1 c). \quad (1.12)$$

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。ここでは単純に上流領域と同じであるとして、滞在時間を $4D_2 / (cu_2)$ とする [6] と、衝突にかかる時間は、

$$T_{\text{cycle}} = \frac{4}{c} \left(\frac{D_1}{u_1} + \frac{D_2}{u_2} \right) \quad (1.13)$$

となる。ここで D_2 は下流領域での衝撃波の拡散係数である。

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 [7]。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 (1.14) で与えられる。

$$r_L = \frac{pc}{ZeB} \quad (1.14)$$

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。従って拡散係数の最小値 D_{min} はこのラーモア半径を使って、

$$D_{\text{min}} = \frac{r_L c}{3} \sim \frac{1}{3} \frac{E c}{Z e B} \quad (1.15)$$

となる．ここでは， $T_{\text{cycle}} \geq 20E / (3u_1ZeB)$ となるような強いショック $u_2 = u_1/4$ を考えている． $D_1 = D_2 = D_{\text{min}}$ を代入すると最大加速エネルギー E_{max} は

$$E_{\text{max}} \simeq \frac{3}{20} \frac{u_1}{c} ZeB (u_1 T_A) \quad (1.16)$$

となる．質量 $10M_{\odot}$ の天体の超新星爆発の放出速度 5×10^8 cm/sec, $T_A \sim 1000$ yrs, 銀河磁場を $3 \mu\text{G}$ とすると，

$$E_{\text{max}} \simeq Z \times 3 \times 10^{13} \text{eV} \quad (1.17)$$

となる．

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．

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，

$$E_{\text{max}} \leq \gamma e Z B R \quad (1.18)$$

となる（前節と異なり衝撃波の寿命は十分長いものとする）．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 1.3 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 [8]．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（ガンマ線バースト (GRB)，中性子星が例外）ことがわかる．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と観測される特徴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 [9]．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 [10]．

このモデルが正しければ，極高エネルギー宇宙線の到来方向分布は銀河面に集中し，鉄原子核が主成分となるはずである．

- 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している [11]．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 [12]．

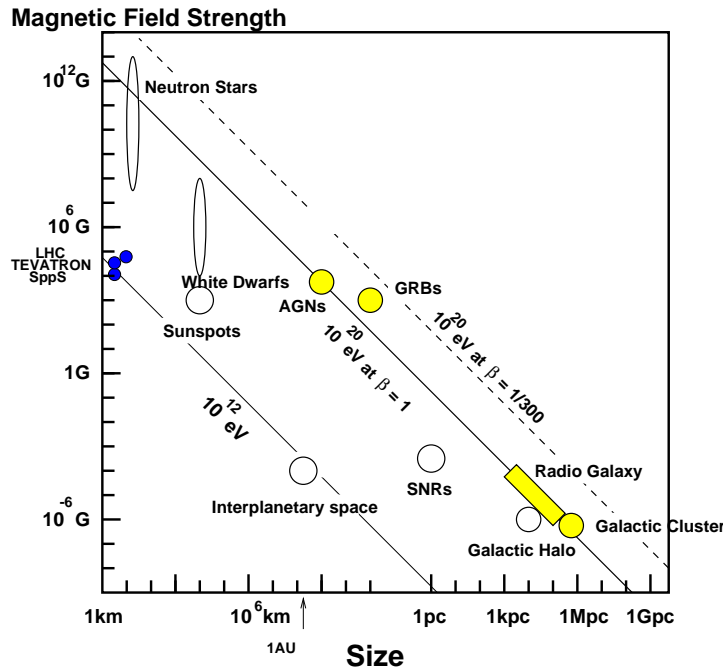


図 1.3: 磁場の強さと天体の大きさと最大加速エネルギーの関係 (Hillas プロット) [8].

- 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と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 [14]．しかし，GZK 機構のために地球近傍 50 Mpc 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 μG オーダーの磁場が 500 kpc 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 1.18) を満たしている [15]．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のではなく、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 [16]。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 [17]。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。

もしトップダウンモデルが正しければ、標準的な素粒子物理と天体物理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 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 1.1 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の伝播において重要ないくつかの項目について説明する。

1.2.1 GZK カットオフ

1963 年に宇宙背景放射 (Cosmic Microwave Background Radiation, CMBR) の存在が発見された直後、Greisen, Zatsepin と Kuzmin は、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 [18]。2.7 K の CMBR ($\sim 10^{-3}$ eV) は、宇宙線陽子の静止系では 100 MeV 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

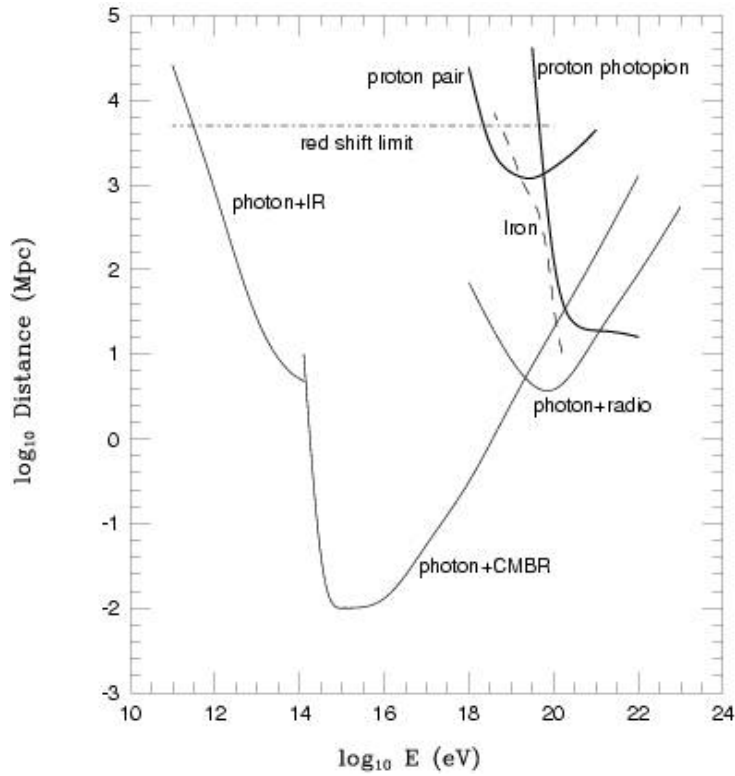
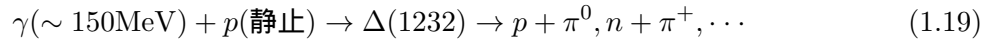


図 1.4: 極高エネルギー宇宙線の減衰長．細い実線が光子, 太い実線が陽子, 点線が鉄の減衰距離である．

で核子共鳴状態に励起される．共鳴状態は π 中間子を放出して崩壊するために大きなエネルギー損失が起こる．



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

図 1.4 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 CMBR 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 1.5 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．例えば, 源が宇宙空間に一樣に分布する場合, 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

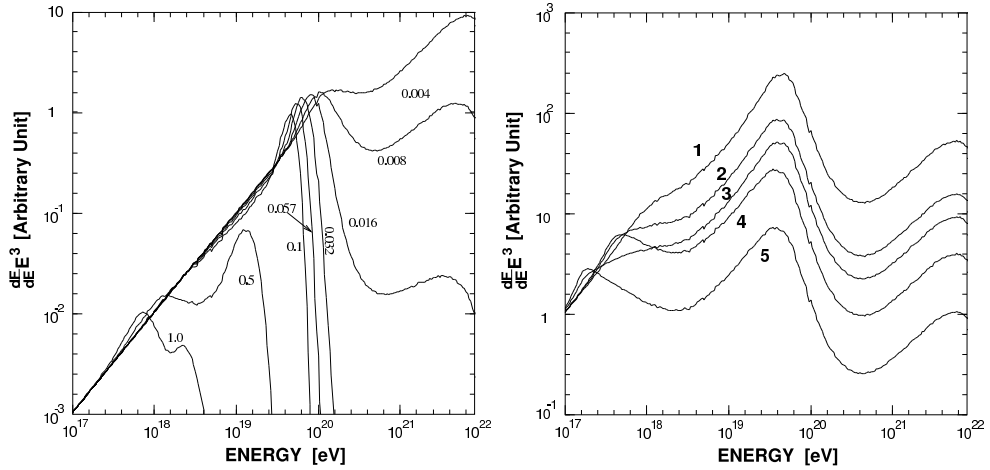


図 1.5: 宇宙線のエネルギースペクトルに予想される GZK カットオフ [18] . 1 つの宇宙線源がある red shift ($z = 0.004 \sim 1.0$) の位置にあると仮定した場合に予想されるスペクトル . 右は宇宙線源が空間分布しているとしてその分布がいくつかの異なる evolution model に従うと仮定した場合に予想されるスペクトル .

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 .

1.2.2 磁場による偏向

宇宙線は銀河系磁場や銀河系外磁場による偏向を受けることで、到来方向の情報を失ってしまう . すなわち、発生源を同じとする宇宙線であっても、磁場による大きな偏向を受けると、我々には異なる方向から到来したように観測される [19]. 磁場による偏向を理解することは、宇宙線と認知の天体現象との相関を調べる上で非常に重要である .

銀河磁場

銀河磁場の大きさは、ファラデー効果により測定されている .

$$RM \propto \int_0^d n_e B_{\parallel} \cdot dl (\text{rad/m}^2) \quad (1.20)$$

ここで、RM は偏向面の回転の大きさ、d はソースまでの距離、 n_e は電子数密度である .

また、銀河磁場の大きさは、銀河中の物質密度に比例し、銀河中心から離れるほど減少する . 銀河磁場と銀河中心からの距離との関係は以下の式のようなになる .

$$B \propto e^{R_{GC}(\text{kpc})/8.5} \quad (1.21)$$

ここで、 R_{GC} は銀河中心からの距離である . しかし、銀河中心近傍の磁場の研究はまだあまり進んでおらず、この関係式を使用できるのは $R_{GC} \geq 3\text{kpc}$ の領域のみである . これより、太陽系の磁場の大きさは約 $2 \mu\text{G}$ である .

これらの通常磁場に加えてランダム磁場も存在し、太陽系では通常磁場の 2 倍の約 $4 \mu\text{G}$ である . しかし、ランダム磁場の大きさのスケールは $50 \sim 100 \text{ pc}$ 程度であり、この磁場による極高エネルギー宇宙線への偏向の影響は重要ではない .

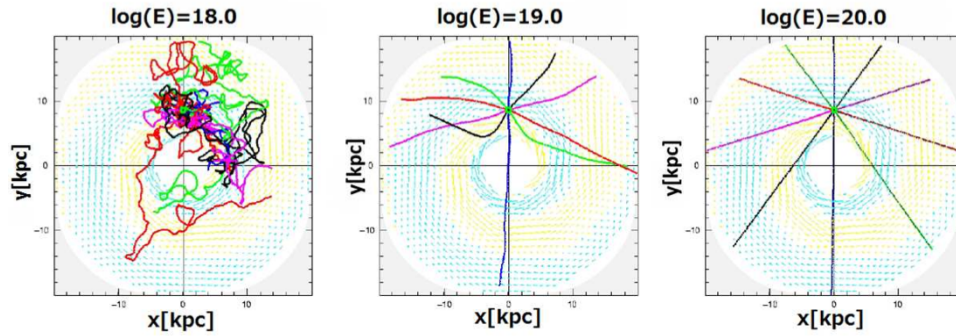


図 1.6: 銀河磁場下の極高エネルギー宇宙線陽子の軌道を表す ??.

また、非常に重要であるが未解決の問題として、銀河ハローの磁場の取扱いがある。近年、銀河ハローの磁場が極高エネルギー宇宙線の散乱に大きな影響を与えるとする研究も報告されている [20].

これらの磁場の影響で、 10^{19} eV の宇宙線は銀河中で $2^\circ \sim 4^\circ$ 程度の偏向を受けると見積もられている [19].

銀河磁場下の極高エネルギー宇宙線陽子の軌跡を図 1.6 に示す [1].

銀河間磁場

銀河間磁場の大きさは宇宙空間中の銀河の密度より、上限が与えられる [21]. μG 程度の磁場を持つ銀河が、1 Mpc の距離で分布していると仮定すると、平均銀河間磁場の上限は 1 nG である。ランダムウォークによる偏向角 θ は次式で表される。

$$\theta = 2.5^\circ E_{20}^{-1} B_{-9} d_{100} L_C^{1/2} \quad (1.22)$$

ここで E_{20} は 10^{20} eV を基準としたエネルギー、 B_{-9} は 1 nG を基準とした磁場の大きさ、 d_{100} は 100 Mpc を基準としたソースまでの距離、 L_C は銀河間の平均距離 (1 Mpc) である。

また、実際の宇宙線の伝播距離 Δd はソースまでの距離よりも大きく、以下の式で表される。

$$\Delta d = 0.047 E_{20}^{-2} B_{-9}^2 d_{100}^2 L_C [\text{Mpc}] \quad (1.23)$$

銀河間磁場下の極高エネルギー宇宙線陽子の軌跡を図 1.7 に示す [?]. 図 1.6, 図 1.7 からわかるように、 10^{20} eV を超えるエネルギーの宇宙線は銀河内外ともにほとんど偏向されない (銀河間磁場下で 10^{20} eV の宇宙線は 50 Mpc 伝播する間に約 2° しか偏向されない [23]). 以上より、 10^{20} eV を超えるエネルギーの宇宙線の源は比較的近傍に存在し、宇宙線は到来方向の情報を失わない。しかし、現在このエネルギー領域の宇宙線と候補天体現象との間に、有意な相関は得られていない。

1.3 空気シャワーと宇宙線観測

第 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、 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

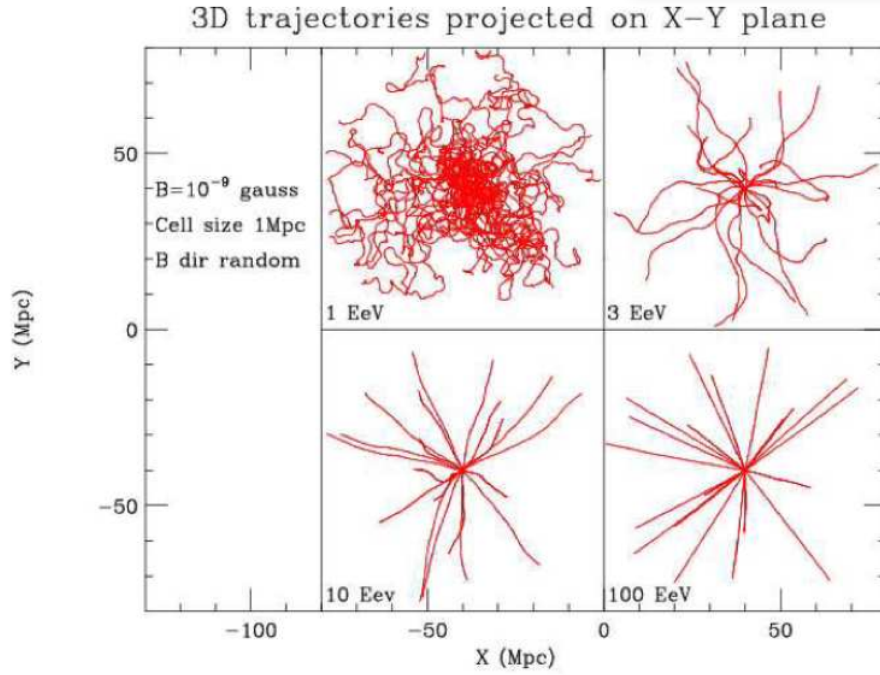


図 1.7: 銀河間磁場下の極高エネルギー宇宙線陽子の軌道を表す ??.

れる．しかし 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．

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．通常空気シャワーは高エネルギーハドロンによる核カスケードと，高エネルギーガンマ線から生成される電磁カスケードからなる．

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（核カスケード）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 (8.4×10^{-17} 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 $\tau = 2.60 \times 10^{-8}$ sec で，

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \quad (1.24)$$

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

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (1.25)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (1.26)$$

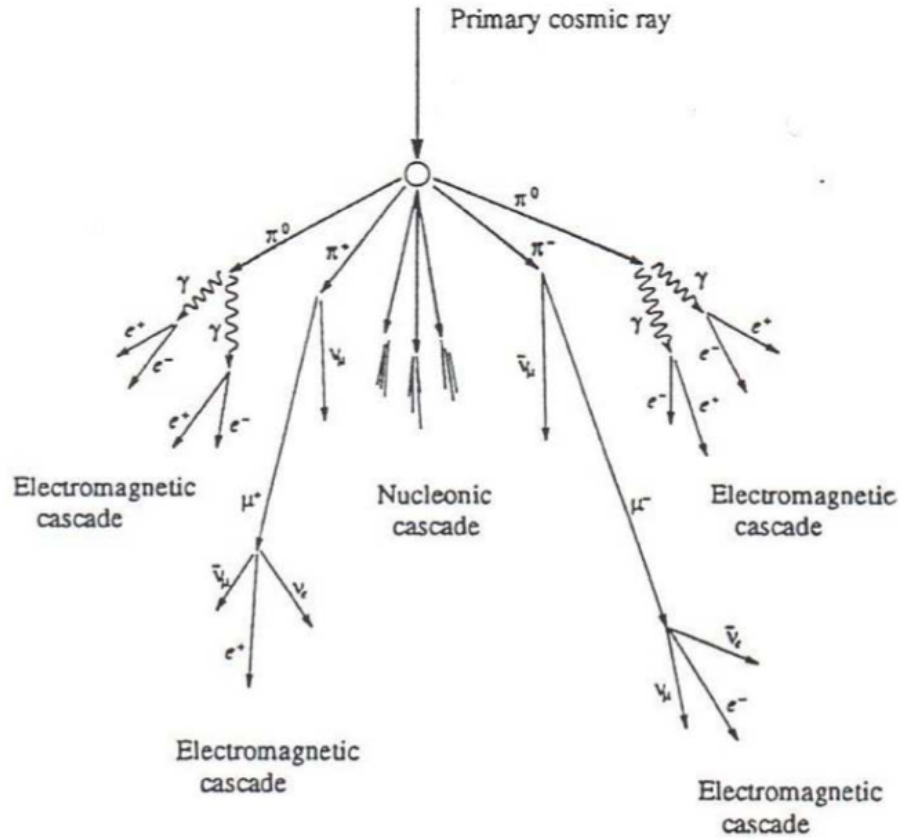


図 1.8: 空気シャワーの模式図.

このように崩壊する．大気の厚みは核相互作用の平均自由行程の約 10 倍であるため，相互作用が繰り返されることで多数の粒子が生成される．これを核カスケードと呼ぶ．図 1.8 はこの様子を模式的に表したものである．

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 $\sigma_{\text{brems.}}$ は，次の Bethe-Heitler の式で表される．

$$\sigma_{\text{brems.}}(E, \nu) d\nu = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} \frac{d\nu}{\nu} \left[\left(1 + (1 - \nu)^2 - \frac{2}{3}(1 - \nu) \right) \ln \left(184Z^{-\frac{1}{3}} \right) + \frac{1}{9}(1 - \nu) \right] \quad (1.27)$$

ここで， $\nu = h\nu/E$ ， ν は制動放射される光子の振動数， 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．

$$\left(\frac{dE}{dX} \right)_{\text{brems.}} \simeq -\frac{E}{X_0} \quad (1.28)$$

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．

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4Z^2 r_e^2 N}{137 A} \ln \left(184Z^{-\frac{1}{3}} \right) \quad (1.29)$$

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，

$$\sigma_{\text{pp}}(h\nu, u) du = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} du \left[\left(u^2 + (1-v)^2 - \frac{2}{3}(1-v) \right) \ln \left(184Z^{-\frac{1}{3}} \right) + \frac{1}{9}(1-u) \right] \quad (1.30)$$

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，

$$\left(\frac{dE}{dX} \right)_{\text{pair}} = -\frac{7}{9} \frac{E}{X_0} \quad (1.31)$$

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．この境目のエネルギーを臨界エネルギーと呼び，空気中では 84 MeV 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 $E_c = 84 \text{ MeV}$) 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．

$$N_e(t) \sim \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp \left[t \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right] \quad (1.32)$$

$$y = \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) \quad (1.33)$$

$$s = \frac{3t}{t + 2y} \quad (1.34)$$

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) が最大になるとき， $s \sim 1$ となる [24]．

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．

$$N_e(X) = N_{\text{max}} \left(\frac{X - X_0}{X_{\text{max}} - X_0} \right)^{\frac{X_{\text{max}} - X_0}{\lambda}} \exp \left(-\frac{X_{\text{max}} - X}{\lambda} \right) \quad (1.35)$$

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 $70 \text{ g}/\text{cm}^2$ である．

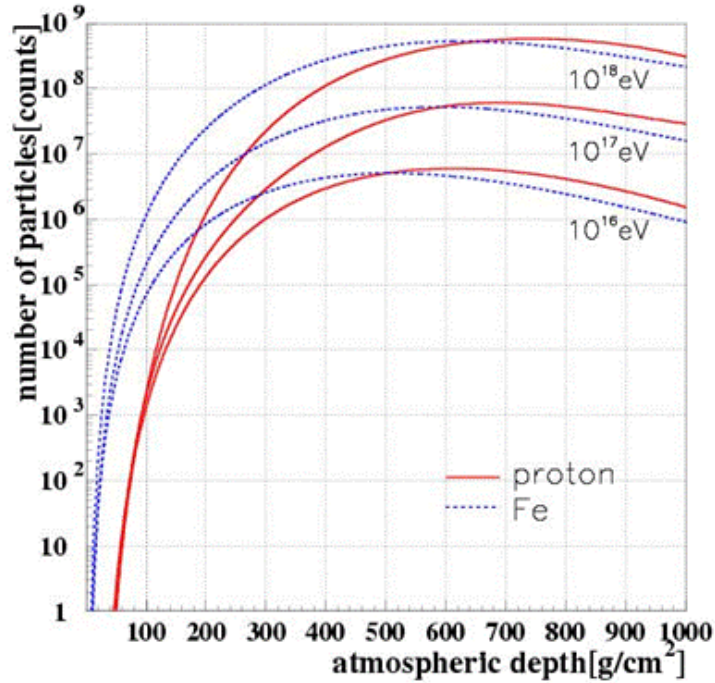


図 1.9: 空気シャワーの縦方向発達.

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 1.9 に示す．

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、

$$f(r, s) = C(s) \left(\frac{r}{r_M} \right)^{s-2} \left(\frac{r}{r_M} + 1 \right)^{s-4.5} \quad (1.36)$$

$$\rho(r, s) = \frac{N_e f(r, s)}{r_M^2} \quad (1.37)$$

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 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 1.10 に示した．

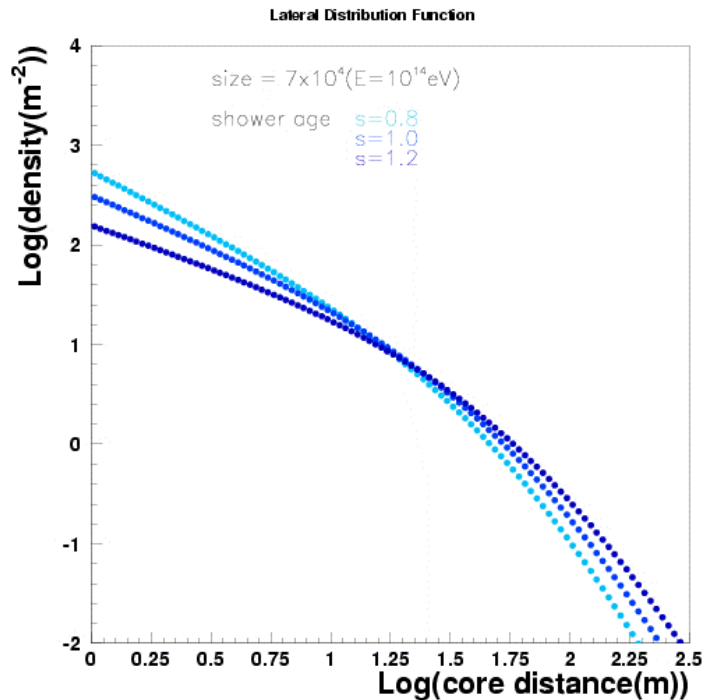


図 1.10: 空気シャワーの横方向分布.

1.3.4 空気シャワーの観測方法

現在の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。

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、空気シャワー発達のゆらぎの影響も無視できない。

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 1.11)。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 (1.35) 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ので、観測されたシャワー発達関数 $N_e(X)$ から以下の式 (1.38) により一次宇宙線のエネルギー E_0 が決まる。

$$E_0 = \frac{\epsilon_0}{X_{\text{rad}}} \int N_e(X) dX \quad (1.38)$$

ここで、 X_{rad} は大気中での輻射長で 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。

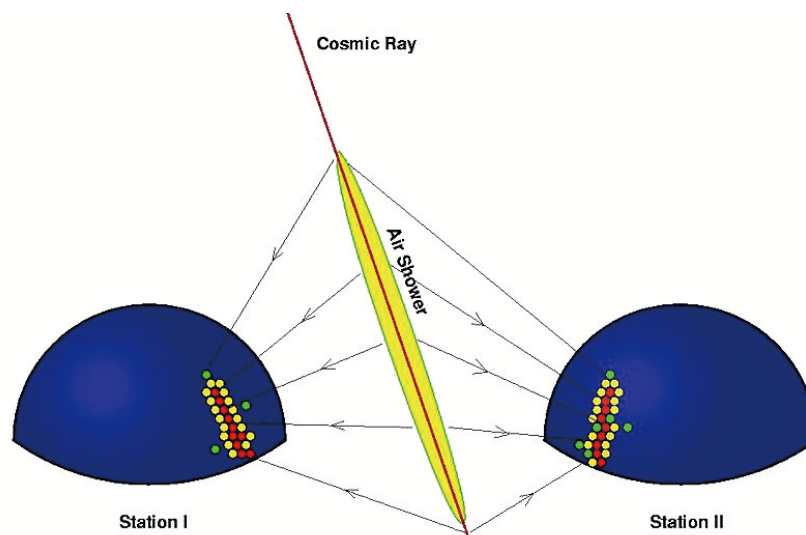


図 1.11: 大気蛍光による空気シャワーのステレオ観測の概念図.

1.3.5 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 ~ 400 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 ($B^2\Pi_u^+ \rightarrow X^2\Pi_g^+$) 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。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わる。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 1.1, 図 1.12 に示す [25] [26]。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。

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: 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 ~ 400 nm での値 [25].

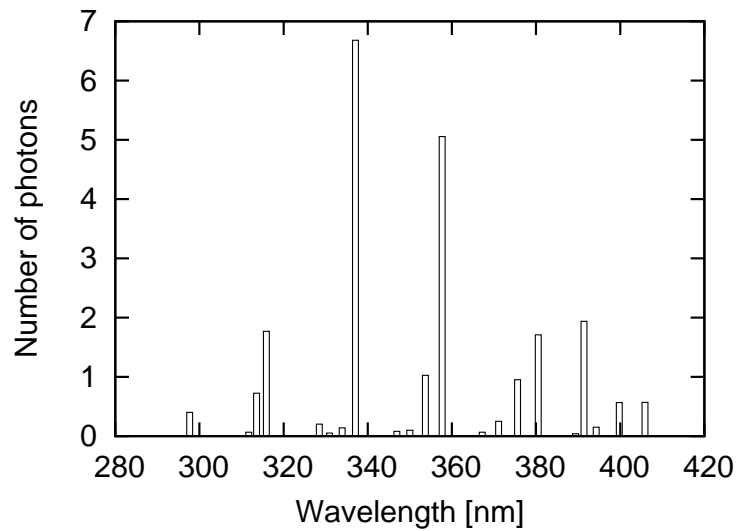


図 1.12: 大気蛍光の波長スペクトル [26] . 縦軸は光子数の相対値である.

チェレンコフ光

物質中を通過する荷電粒子の速度 v がその物質中での速度 c/n (c は光速, n は物質の屈折率) より大きいとき, 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,

$$\theta = \cos^{-1} \left(\frac{c}{nv} \right) \quad (1.39)$$

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

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{c^2}{n^2 v^2} \right) \quad (1.40)$$

$$= \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \sin^2 \theta \quad (1.41)$$

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無視できない. このようにチェレンコフ光は大気蛍光のバックグラウンド光となり系統誤差の原因となるため, データ解析の際には事象ごとに混入するチェレンコフ光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 of 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 $320S_{10}(\text{vis}) \left(1S_{10}(\text{vis}) = 1.20 \times 10^{-9} \text{ erg cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ \AA}^{-1} \right)$ 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

$$\frac{\text{散乱波強度}}{\text{入射波強度}} = \frac{8\pi^4 N \alpha (1 + \cos^2 \theta)}{\lambda^4 r^2} \quad (1.42)$$

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

$$T_{\text{Rayleigh}} = \exp \left[-\frac{X_{\text{trans}}}{X_{\text{Rayleigh}}} \left(\frac{400}{\lambda} \right)^4 \right] \quad (1.43)$$

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

$$T_{\text{Mie}} = \exp \left[\left(e^{-\frac{h_v^{\text{eff}}}{h_m}} - e^{-\frac{h_d^{\text{eff}}}{h_m}} \right) \frac{h_m}{l_m \cos \theta} \left(1 - \frac{h_m \tan \theta}{R} \right) - \frac{h_m \tan \theta}{R l_m \cos \theta} \left(h_v^{\text{eff}} e^{-\frac{h_v^{\text{eff}}}{h_m}} - h_d^{\text{eff}} e^{-\frac{h_d^{\text{eff}}}{h_m}} \right) \right] \quad (1.44)$$

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．

$$h_v^{\text{eff}} = h_v (h_{\text{det}} - h_{\text{hill}}), \quad h_d^{\text{eff}} = h_d (h_{\text{det}} - h_{\text{hill}}) \quad (1.45)$$

その他の変数については図 1.13 に示した．

レイリー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，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．

1.4 観測結果の現状

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．この極高エネルギー宇宙線を，広大な領域の地表検出器アレイと大気蛍光望遠鏡で同時観測する実験として，Pierre Auger 観測所と宇宙線望遠鏡実験が現在稼働している．両者の実験結果にはある程度の一致が見られるものの，到来頻度の少なさと両者の系統的なずれから，極高エネルギー宇宙線の起源についての統一の見解はまだ得られていない．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の見解はまだ得られていない．

Pierre Auger 観測所

Pierre Auger 観測所（以下 Auger）は南米アルゼンチンのパンパに展開されている．大型水タンク（10 m²×1.2m）を一辺 1.5km の三角形の網目状に 1600 台並べ，3000 km² をカバーし，そ

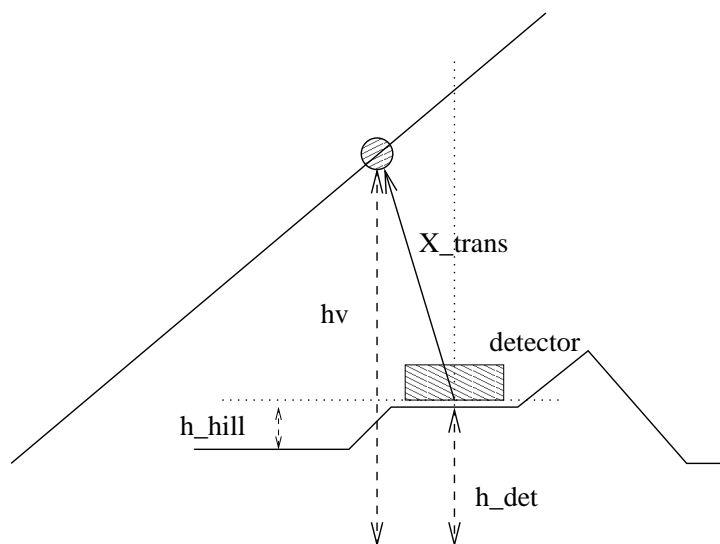


図 1.13: ミー散乱のパラメータ.

の周り 4 ヶ所に望遠鏡を設置し大気蛍光を観測する. 大型水タンクでは粒子の通過距離が長い
ため, シャワー中の電磁成分よりもミュオンに対しての感度が高い. また, 1.2 m の高さを持つ
ためニュートリノから生じる水平方向からのシャワーに対する感度がプラスチックシンチレーター
に比べ高い. 大気蛍光望遠鏡は視野 29° を解像度 1.5° でカバーしている.

地表検出器でのエネルギー決定にはシャワー中心から距離 1000 m でのミュオン粒子数を用い,
これを大気蛍光望遠鏡と同時観測した事象を使って較正している. エネルギー決定精度に約 22
% の系統誤差を持つ [27].

宇宙線望遠鏡実験

宇宙線望遠鏡実験 (以下 TA) は米国ユタ州の砂漠に展開されている. 3 m^2 , 2 層のプラスチック
シンチレーター 507 台を格子状に並べ, 約 700 km^2 をカバーし, その周り 3 ヶ所から仰角 $3\sim 33^\circ$
のアレイ上空を解像度 1.0° で観測している. また, 40 MeV 電子線形加速器を観測サイトに設置し,
大気中に射出される電子ビームを基準光源として, 望遠鏡の一括較正を行う試みが進行中である.

地表検出器でのエネルギー決定にはシャワー中心から距離 800 m での電子数密度を用い, これ
を大気蛍光望遠鏡と同時観測した事象を使って較正する. エネルギー決定精度に約 21 % の系統
誤差を持つ [27].

1.4.1 エネルギースペクトル

図?? に各実験で報告されているエネルギースペクトルを示す. また, 表 1.2 に各実験で観測さ
れたエネルギースペクトルの指数と, その前後でのエネルギースペクトルの折れ曲がりのエネル
ギーを示す.

ここで E_A は ankle, E_S はスペクトルの suppression が始まる点である. また, γ_i はスペクトル
の冪指数である. それぞれ γ_1 は ankle 以下, γ_2 は ankle と suppression の間, γ_3 は suppression
より上のエネルギー領域での冪指数である.

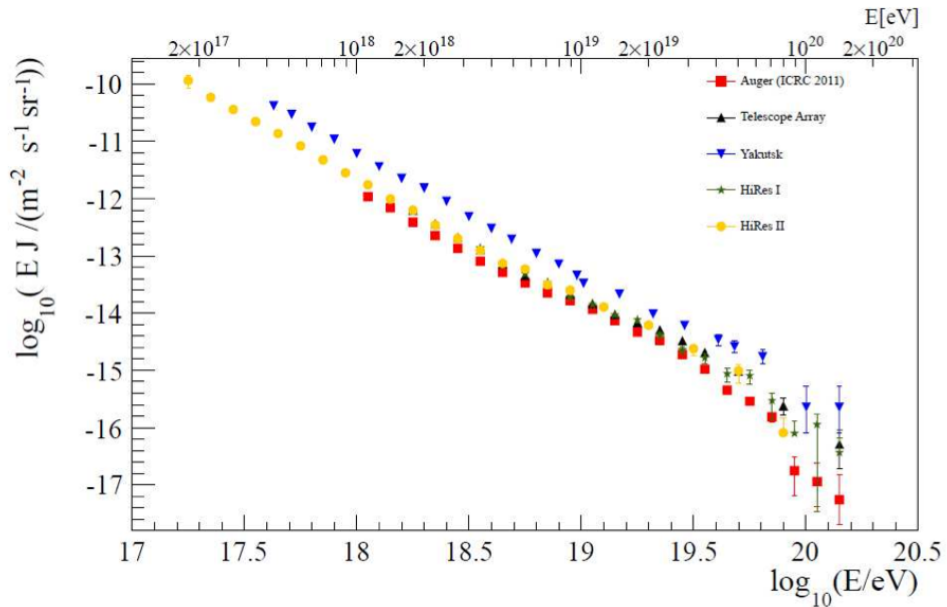


図 1.14: 各実験で観測されたエネルギースペクトル. それぞれ Auger(Hybrid/SD) [28], TA SD[29], Yakutusk SD[30], HiRes-I[31], HiRes-II[31].

図 1.15 に図 1.14 の各実験のエネルギースケールを調整してプロットした結果を示す. それぞれについて, Auger は +10.2%, TA は - 9.4%, Yakutsk は - 43.9%, HiRes-I は - 8.9%, HiRes-II は - 9.7% の調整が行われている. 図 1.16 に図 1.15 の縦軸の頻度にエネルギーの 3 乗を掛けてスペクトルの構造をわかりやすくしたプロットを示す.

このようにエネルギースケールの調整を行うと, 各実験のスペクトルはよく一致する. 各実験スペクトルには約 $10^{18.7}$ eV で冪指数が -3.3 から -2.7 に変わる曲がり (ankle) が, 約 $10^{19.6}$ eV から上では宇宙線の到来が急激に減る suppression が見られる. このように異なった観測方法を持つ 3 つの実験 (大気蛍光望遠鏡 [HiRes], 水タンクアレイ [Auger], シンチレーターアレイ [TA]) で結果が一致することから ankle と suppression の存在は実験的に確立したと良い. しかし, ankle と suppression の原因に関わる 1 次宇宙線粒子種の統一的理解はまだ得られていない. これは 1 次粒子種の観測結果が各実験で異なるからである. 後述するが (第 1.4.2 節), Auger の測定では約 $10^{18.6}$ eV から上の領域で徐々に陽子から重い原子核へと変化しているのに対し, TA の測定では $10^{18.2} \times 10^{19.6}$ eV の領域で陽子であり変化がない. 1 次粒子種が陽子であれば, ankle は CMB との衝突による電子・陽電子対生成により起こり, suppression は GZK カットオフにより起こる. 1 次粒子種が原子核, 例えば鉄の場合, suppression は CMB との衝突による原子核の光分解から起こるが, ankle の発生に関しては別の原因を考える必要がある.

1.4.2 質量組成

knee 領域以上の超高エネルギーの宇宙線の場合, その到来頻度の少なさから, 直接観測が難しいためその質量組成を調べることは大変困難である. そこで, 空気シャワーの観測を通じて間接的にその組成を調べる幾つかの方法が試みられている.

	γ_1	γ_2	γ_3	$\log_{10}E_A$	$\log_{10}E_S$
Yakutsk	3.29 ± 0.17	2.74 ± 0.20	-	19.01 ± 0.01	-
HiRes	3.25 ± 0.01	2.81 ± 0.03	5.1 ± 0.7	18.65 ± 0.05	19.75 ± 0.04
Auger	3.27 ± 0.02	2.68 ± 0.01	4.2 ± 0.1	18.61 ± 0.01	19.41 ± 0.02
TA	3.33 ± 0.04	2.68 ± 0.04	4.2 ± 0.7	18.69 ± 0.03	19.68 ± 0.09

表 1.2: 各実験で観測されたエネルギースペクトルの指数と折れ曲がりのエネルギー。それぞれ Yakutsk SD [30], HiRes-I&HiRes-II [31], Auger(Hybrid/SD) [28], TA SD [29] による報告。

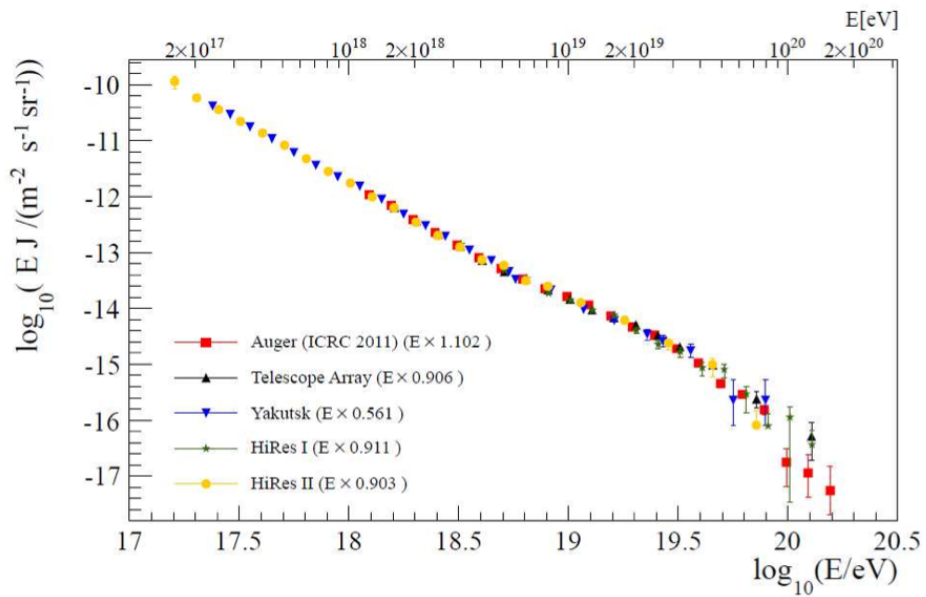


図 1.15: 図 1.14 を各実験のエネルギースケールを調節したプロット。

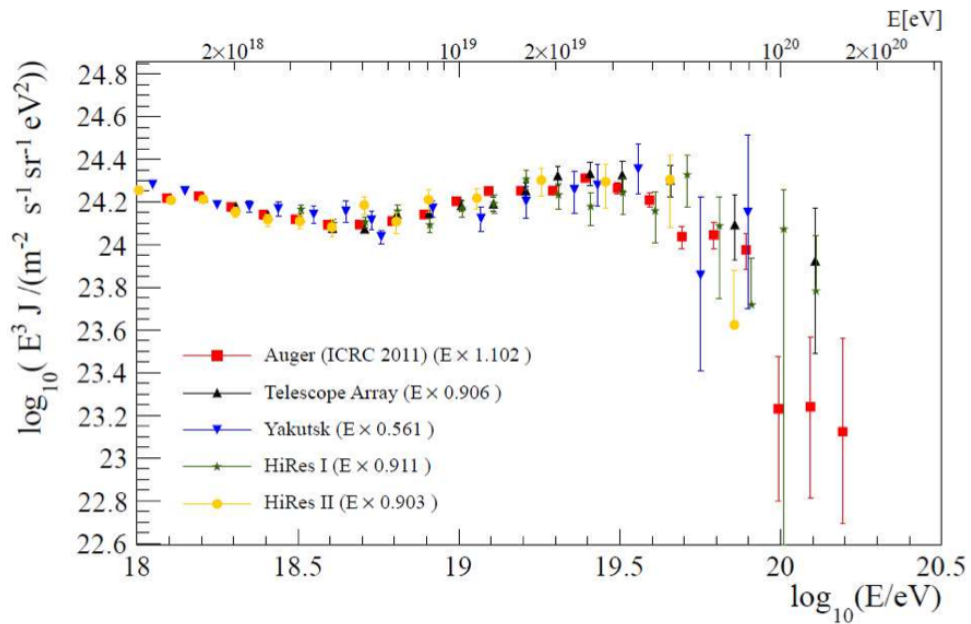


図 1.16: 図 1.15 の縦軸の頻度にエネルギーの 3 乗を掛けたプロット.

ミューオンの存在比

ミューオンは電子に比べ重く、ほぼ電離以外のエネルギー損失をしないため、空気シャワーの最大発達時の粒子数を保ちながら地上に到達する。その一方で電子成分は最大発達後の減衰が早い。また、原子番号 A の原子核はエネルギー E_0/A を持つ A 個の核子の組み合わせと考えられるため、1 次宇宙線が重核のとき、空気シャワーの発達は早く減衰も早い [19]。一方、重核のシャワーでは総ミューオン数 N_μ は大きい値となるので、宇宙線質量数が大きくなると、シャワー中の総ミューオン数 N_μ と総電子数 N_e の比は大きくなる [19]。さらに N_μ/N_e からハドロンによる空気シャワーと γ 線による空気シャワーを区別することもできる。 γ 線の場合、発生するミューオンは電磁カスケード中の γ 線と大気中の原子核との光パイオン生成によって生じる π を親粒子としている。しかし、光パイオン生成の断面積は原子核のパイオン生成断面積と比較して約 1/1000 であるため、生成されるミューオン数は少ない。これより、 γ 線起源のシャワーの選別が可能である。

空気シャワーの最大発達深さ

X_{max} は 1 次粒子種に依存するパラメーターであり [19]、極高エネルギーの粒子種を判別するのに重要である。観測によって求められた平均 X_{max} を核種ごとのシミュレーションと比較することで質量組成解析を行うことができる。Auger と TA がそれぞれ大気蛍光法で得られたデータを用いて行った質量組成解析の結果を図 1.17 に示す [32][33]。Auger の測定では約 $10^{18.6}$ eV から上の領域で徐々に陽子から重い原子核へと変化しているのに対し、TA の測定では $10^{18.2} \times 10^{19.6}$ eV の領域で陽子であり変化がない。

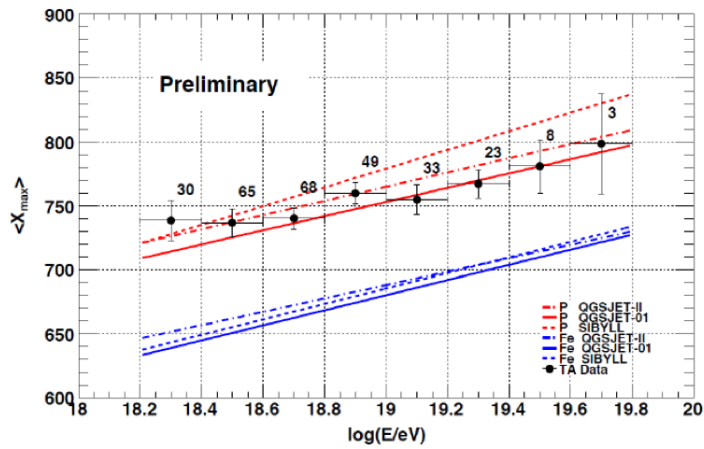
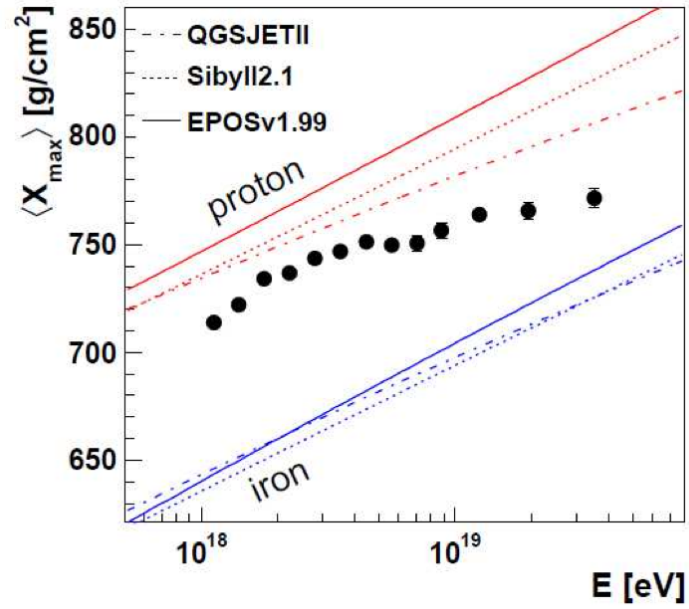


図 1.17: 上図は Auger による平均 X_{max} 測定結果 [32]. 下図は TA のステレオ解析による平均 X_{max} 測定結果 [33].

1.4.3 到来方向分布

Auger は 2007 年に極高エネルギー宇宙線の到来方向分布は, VCV カタログに載っている 75 Mpc 以内の AGN との相関を示すと発表した [34]. しかしその後統計量の増加により, AGN との相関は弱まっている. 図 1.18 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. 青丸は 75Mpc 以内の AGN の方向を表し, 大きさは半径 3.1° 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. TA は現在までの観測から得られる統計では, VCV カタログに載っている AGN と到来方向との相関, および等方的に宇宙線が到来していると仮定したときの到来方向の分布との相関の両方に対して矛盾しないと発表している [23]. 図 1.19 は, TA の 3 年間 (2008 年 5 月 11 日 ~ 2011 年 9 月 15 日) で得られた 57 EeV 以上のエネルギーの宇宙線の到来方向を示している. 青丸と赤丸は到来方向を表し, 赤丸は到来方向に AGN が存在している場合を示している.

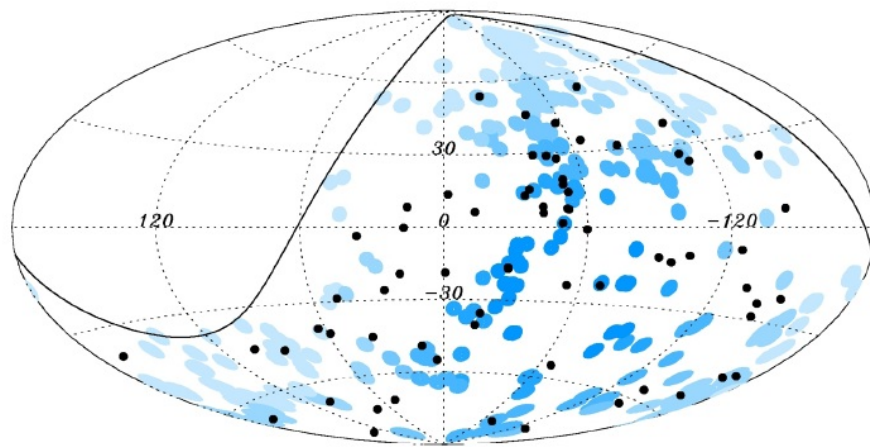


図 1.18: Auger で観測された 55 EeV 以上の極高エネルギー宇宙線の到来方向を銀河座標系で示している. 図の中の黒点が到来方向を表し, 青丸は VCV カタログに載っている 75 Mpc 以内に存在する AGN を中心に 3.1° に相当する大きさの丸で示されている [34].

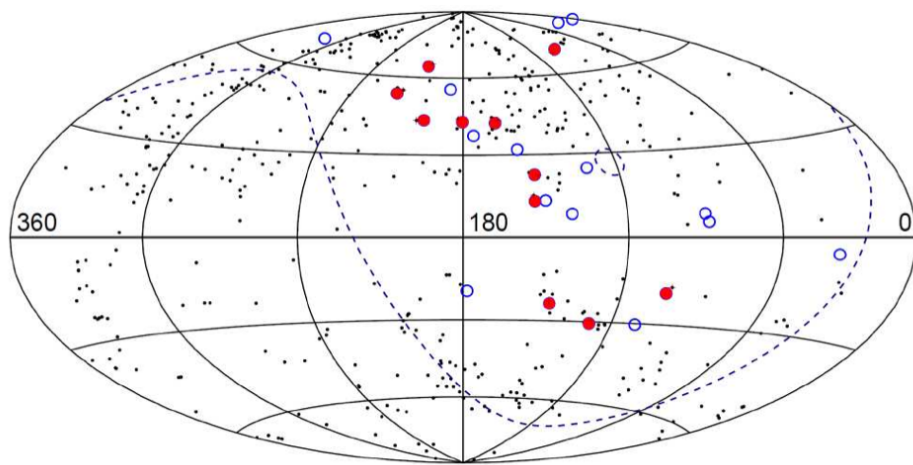


図 1.19: TA で観測された 57 EeV 以上の極高エネルギー宇宙線の到来方向を銀河座標系で示している。図の中の青丸と赤丸が到来方向を表し、その内赤丸は到来方向に AGN が存在している場合を示している。黒点は VCV カタログに載っている 75 Mpc 以内に存在する AGN を示す [35]。

第2章 High Resolution Fly's Eye 実験

本研究で使われた Middle Drum (MD) ステーションの大気蛍光望遠鏡は High Resolution Fly's Eye(HiRes) 実験で使われていたものを移設したものである。この章では、MD 望遠鏡の基になった HiRes 望遠鏡について概説するとともに、Telescope Array 実験の動機付け、原動力となった HiRes 実験の観測結果についても簡単にまとめる。

High Resolution Fly's Eye(HiRes) とは、 3×10^{18} eV 以上の宇宙線のスペクトルや組成、宇宙線源を研究するために開発され運用された大気蛍光望遠鏡である。HiRes 実験はこの望遠鏡を用いて、1997 年 5 月から 2006 年 4 月まで米国ユタ州の Dougway Proving Ground で行われた。

2.1 HiRes 実験

HiRes 実験は 12.6 km 離れた場所に設置された HiRes-I と HiRes-II と呼ばれる 2 つのステーションによって行われていた [36]。HiRes-I には 22 基、HiRes-II には 42 基の望遠鏡 (1 基あたりの視野: $14^\circ \times 14^\circ$) が設置され、ステーション全体としての視野は方位角方向にはともにほぼ $0^\circ \sim 360^\circ$ 、仰角方向には HiRes-I は $3^\circ \sim 17^\circ$ 、HiRes-II は $3^\circ \sim 31^\circ$ である。また、それぞれの望遠鏡は 3.72m^2 の合成球面鏡と鏡の焦点面に 256 個の光電子増倍管 (PMT) からなる PMT カメラ、データ収集システムで構成されていた (図 2.1)。各 PMT の空間分解能は 1° に相当し、PMT カメラ前方には波長 300 nm 以下および 400 nm 以上の光 (すなわち大気蛍光の主要なスペクトルの領域以外) を遮断するための UV フィルタが付けられている。PMT からの信号はデータ収集システムによってデジタル化され、収集される。

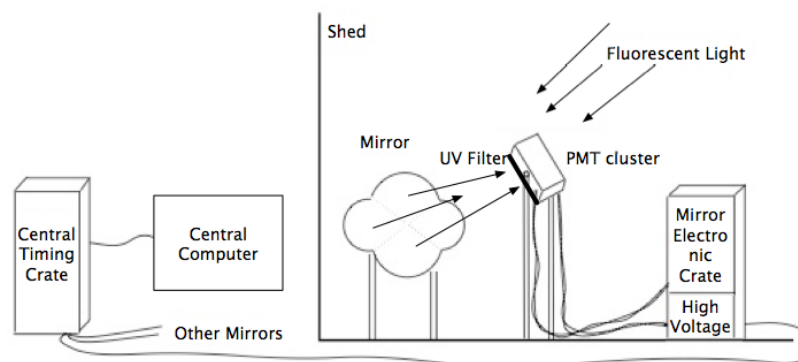


図 2.1: HiRes 実験で用いられていた大気蛍光望遠鏡の概略図。

HiRes の aperture は、 10^{20} eV の宇宙線に対して $10000\text{km}^2\text{str}$ に達する。aperture は大きいですが、月のない晴天夜、大気の状態、暗さなどの必要条件により観測時間が 10% まで制限されていた。図 2.2 にこの実験の行われていた場所と図 2.3 に大気蛍光望遠鏡を示す。



図 2.2: HiRes 実験の行われていた場所。



図 2.3: HiRes 実験で用いられていた大気蛍光望遠鏡。

2.1.1 HiRes-I ステーション

HiRes-I ステーションの大気蛍光望遠鏡の一部は宇宙線望遠鏡実験の MD ステーションに移設され運用されている。これらの大気蛍光望遠鏡の詳細は第 4 章に記述されている。よってここでの HiRes-I についての説明はこと簡単にとどめる。

HiRes-I は Little Granite Mountain に設置され、22 基の大気蛍光望遠鏡によって方位角方向には $0^{\circ} \sim 352^{\circ}$ 、仰角方向には $3^{\circ} \sim 17^{\circ}$ の視野をステーション全体でカバーしていた。図 2.4 が HiRes-I の大気蛍光望遠鏡の配置図で、実際に HiRes-1 の大気蛍光望遠鏡で観測された空気シャワーのイベントディスプレイ (撮像されたイメージ) が図 2.5 である [37]。

HiRes-I の PMT は 2 種類あり、1~14 の望遠鏡では EMI 9974KAFL, 15~22 の望遠鏡では Phillips XP3062/FL が使用されていた。データ収集システムでは、Sample and Hold 回路によって信号積分値が記録されていた。それらの信号積分値と外部から設定されるしきい値が比較され、信号の有無が判定され、しきい値を越えた PMT に関してサブクラスタートリガーとミラーレベルトリガーの判定が順に行われる。ミラーレベルトリガーをかけられたカメラの記録した PMT ごとの信号積分値や時刻情報が Data Acquisition Computer (DAQ) システムに転送・記録される。

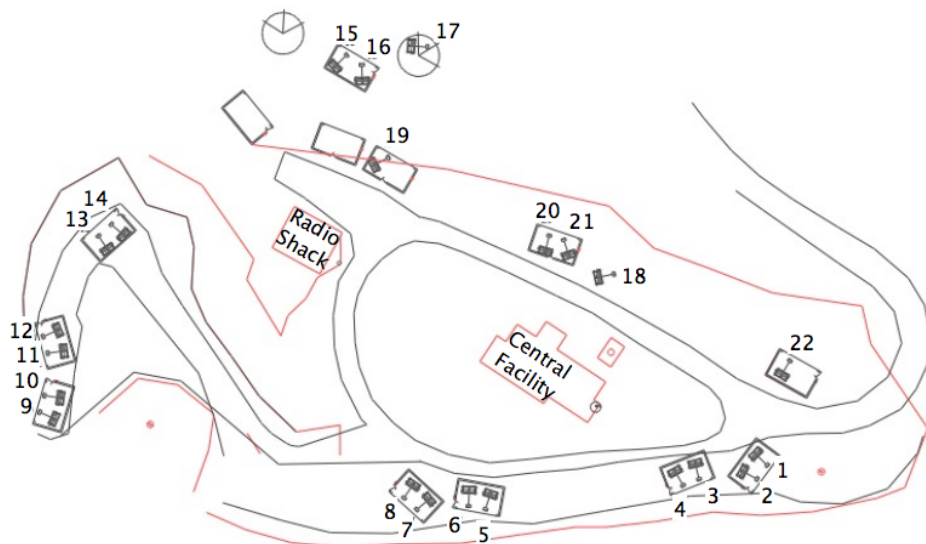


図 2.4: HiRes-I ステーションの大気蛍光望遠鏡の配置。

2.1.2 HiRes-II ステーション

HiRes-II は、HiRes-I から 12.6km 離れた位置にある Camels Back Ridge の頂上に設置され、42 基の大気蛍光望遠鏡によって方位角方向には $0^{\circ} \sim 336^{\circ}$ 、仰角方向には $3^{\circ} \sim 31^{\circ}$ の視野をステーション全体でカバーしていた。図 2.6 は HiRes-II の大気蛍光望遠鏡の配置図で、実際に HiRes-II の大気蛍光望遠鏡で観測された空気シャワーのイベントディスプレイ (撮像されたイメージ) が図 2.7 である。HiRes-II には、仰角方向に $3^{\circ} \sim 17^{\circ}$ (SHORT) と $17^{\circ} \sim 31^{\circ}$ (TALL) の視野をもつ 2 種類の大気蛍光望遠鏡がそれぞれ 21 基ずつ設置されていた。

基本的には HiRes-I と同じ形状、サイズの大気蛍光望遠鏡が設置されていた。しかし、HiRes-II では全ての PMT カメラで Phillips XP3062/FL の PMT が使用され、データ収集システムでは、

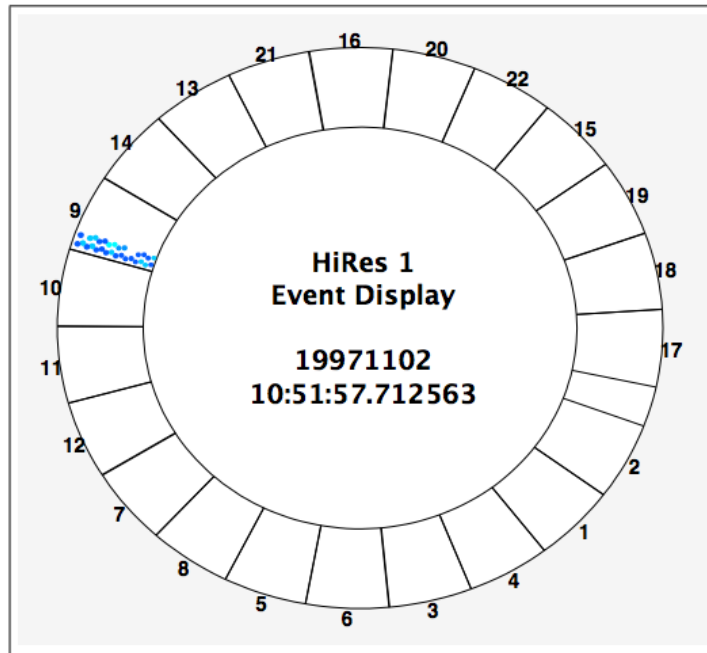


図 2.5: HiRes-I ステーションで観測された空気シャワーのイベントディスプレイ. PMT カメラ 7 の視野方向に HiRes-II ステーションが設置されていた.

大気蛍光望遠鏡毎に設置される FADC 回路によってアナログの信号波形が記録されていた [38]. FADC 回路は, 16 枚の FADC モジュールと 1 枚の Trighost モジュールで構成されている. FADC モジュールは PMT カメラの垂直方向の 16 PMT からくる信号をそれぞれ 100ns 毎にデジタル化 (デジタル信号) し, 8bit の値を M1 と呼ばれるリングバッファに記録する. さらに, それぞれの FADC モジュールは垂直方向の 16 PMT (垂直 PMT 群) のアナログ信号, 水平方向の 16 PMT (水平 PMT 群) のアナログ信号をそれぞれ足し合わせる (サムアナログ信号). それぞれの PMT 群のサムアナログ信号は, ダイナミックレンジを拡張するための低いゲインと外部から調節できるしきい値との比較を行うための長いフィルタータイムを使ってデジタル化される (サムデジタル信号). サムデジタル信号としきい値を比較し, しきい値を越えた PMT 群のトリガー情報が Trighost モジュールに転送される. その後, しきい値を越えた PMT 群が隣り合って 3 つ (3 フォールドコインシデンス) あり, その PMT カメラ内に 3 フォールドコインシデンスが 2 つ以上あるときにファーストリガーをかける. ファーストリガーをかけられた PMT カメラでは, それぞれの PMT のデジタル信号がサムデジタル信号の比較で使用されたしきい値とは別のしきい値と比較される. しきい値を越えた PMT のトリガー情報が Trighost モジュールに転送され, PMT カメラ内でトリガーパターン判定される. トリガーパターン判定によりシャワートラックであると判定されたときに, PMT カメラにイベントトリガーをかける. このトリガーパターンは HiRes-II の観測期間中に数回変更された (図 2.8). イベントトリガーをかけた PMT カメラでは, すべての PMT の光量と時刻情報を記録する.

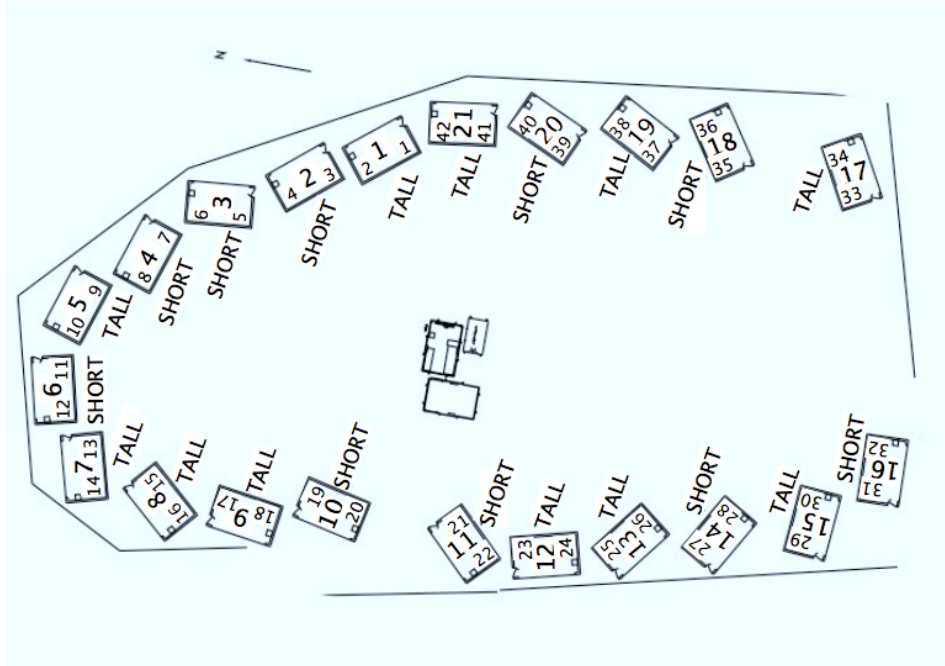


図 2.6: HiRes-II ステーションの大気蛍光望遠鏡の配置.

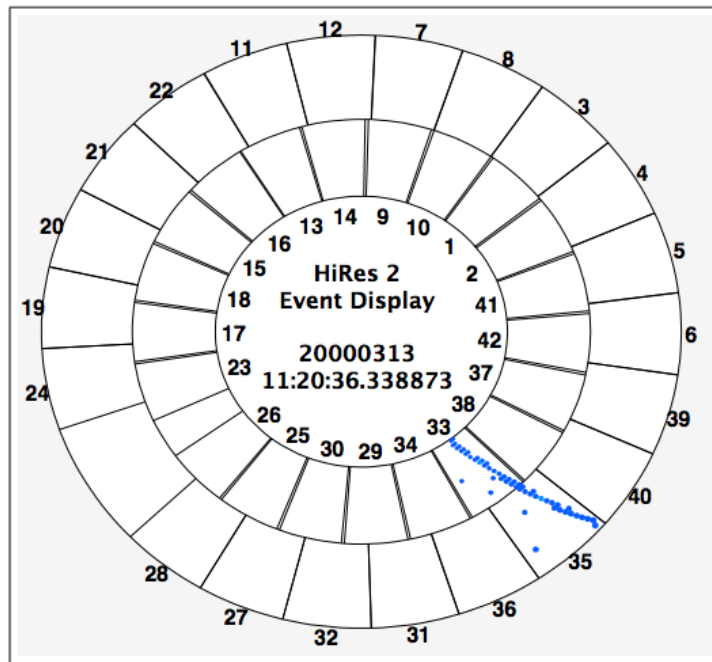


図 2.7: HiRes-II ステーションで観測された空気シャワーのイベントディスプレイ. カメラ 2, 4 の視野方向に HiRes-I ステーションが設置されていた.

Epoch	Start Date	Stop Date	Version	Description
1	01 Dec 1999	04 Jan 2000	1	DSP confirming scan shows at least 6 hits above threshold.
2	05 Jan 2000	31 Aug 2000	2	New version of Trighost code. Looks for at least 4 hits in 6x6 subcluster.
3	01 Sep 2000	14 Mar 2001	3.1	Mirror trigger for one cluster with > 3 adjacent hits. If there are at least 3 three-fold coincidences in the primary trigger, mark adjacent triggers with the ID of the primary mirror.
4	15 Mar 2001	21 Sep 2001	3.2	Adjacent mirror trigger version. Activates trigger if there are 2 three-folds in either view with number of tubes > 10. Prescale changes from 64 to 128 and secondary trigger accepts every 64th and 128th event regardless.
5	09 May 2002	27 May 2003	4	Number of hits > 3 in a cluster. No same time clusters allowed of any size.
6	28 May 2003	31 Jan 2004	5	Confirming threshold lowered, but servoed according to average trigger DAC in the mirror.
7	01 Feb 2004	03 Apr 2006	6	Number of hits > 2 in a cluster confirming thresholds midway between versions 4 and 5. Servoed according to variances in each channel. Readout thresholds servoed as in version 5.

図 2.8: HiRes-II ステーションにおけるトリガーパターン判定で用いられるトリガーアルゴリズム。HiRes-II の観測期間中に 6 回の変更があった。 [36]

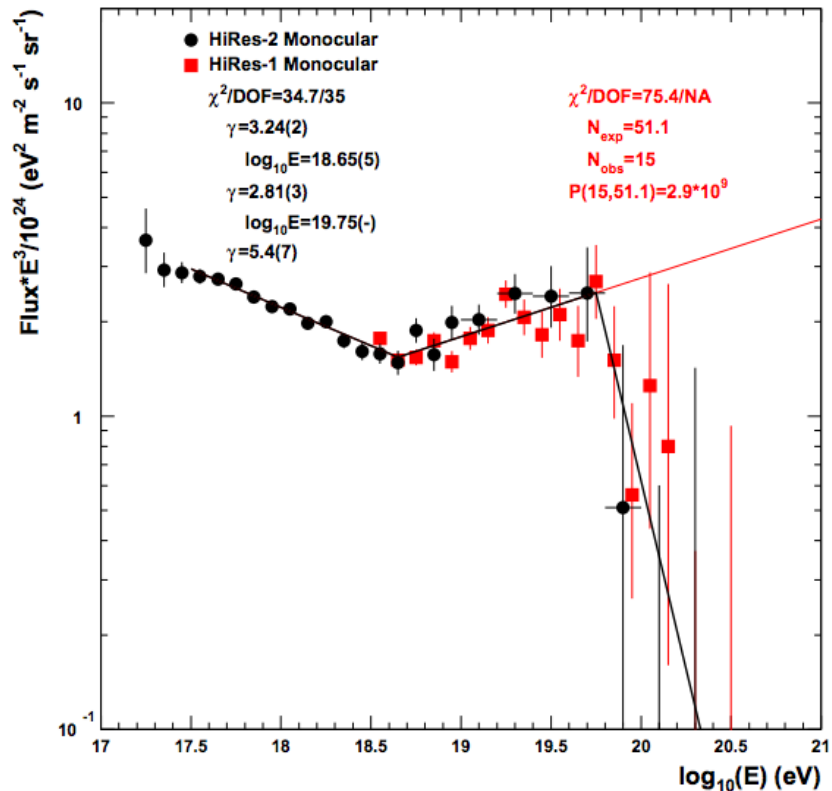


図 2.9: HiRes 実験によるモノ解析によって得られたエネルギースペクトル [39]. HiRes-I による 1997 年 5 月から 2006 年 4 月まで、HiRes-II による 1999 年 12 月から 2006 年 4 月までの観測結果がそれぞれモノ解析された。

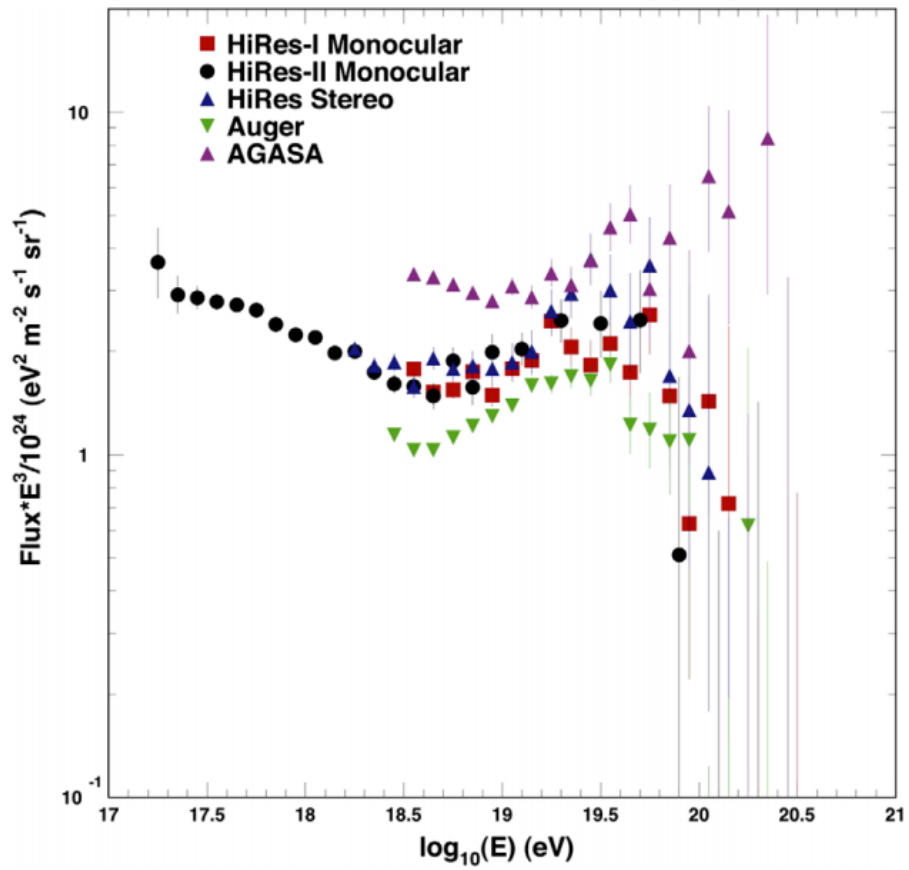


図 2.10: HiRes 実験による 1999 年 12 月から 2006 年 4 月までの 2 つのステーションで同時に検出された事象のステレオ解析によって得られたエネルギースペクトル [39].

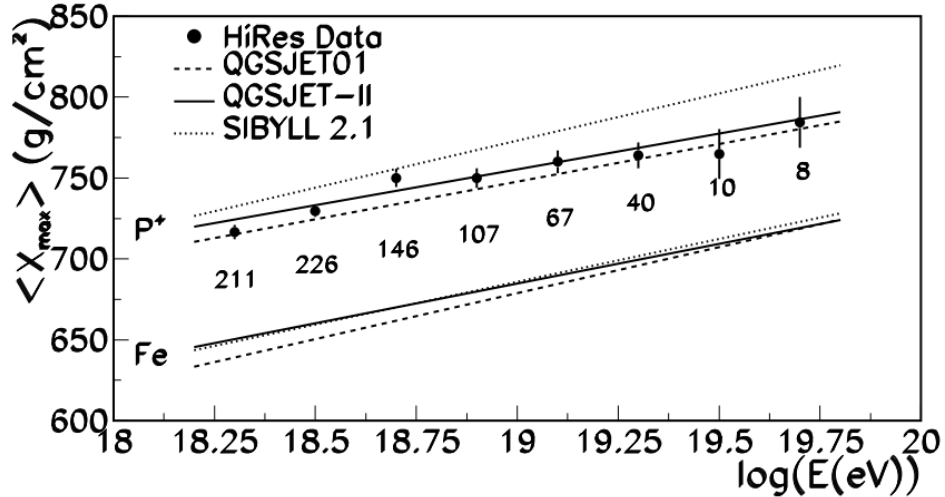


図 2.11: HiRes 実験による 1999 年 12 月から 2006 年 4 月までの 2 つのステーションで同時に検出された事象のステレオ解析結果の平均 X_{\max} (黒点) と 1 次陽子と 1 次鉄原子核を仮定したときの予測 (直線) を比較したものである [40].

2.2 HiRes 実験による極高エネルギー宇宙線観測の結果

2.2.1 エネルギースペクトル

図 2.9 に HiRes-I による 1997 年 5 月から 2006 年 4 月まで, HiRes-II による 1999 年 12 月から 2006 年 4 月までの観測結果をモノ解析することによって得られたエネルギースペクトルを示す [39]. 図 2.10 は HiRes 実験の 9 年間の観測で 2 つのステーションで同時検出された事象のみを集め, これらをステレオ解析した結果得られたエネルギースペクトルである. 観測結果には ankle 構造, カットオフの構造がはっきりと見えている. カットオフのエネルギーは理論的に予想される GZK エネルギーと矛盾していない. それぞれのベクトルに対し, 途中での折れ曲がり許したべき関数でのフィッティング結果も重ね描きされている. モノ解析によって得られたスペクトルからカットオフの統計的有意度は 5.3 であった. ステレオのエネルギースペクトルでは幾何メトリカルな再構成の単純さと強い安定性により, モノ解析に比べエネルギー分解能が良く, 信頼性が高い.

2.2.2 質量組成

エネルギーの関数として X_{\max} をプロットし, 宇宙線の組成とハドロン相互作用モデルに基づいて予測を比較することで組成が推定される. 図 2.11 はステレオ解析された事象のエネルギーの関数としての平均 X_{\max} といくつかの異なる相互作用モデルを使用したモンテカルロシミュレーションによる予想である [40]. この結果によれば, 10^{18} eV 以上ではどの相互作用モデルを使っても観測結果は軽い組成 (主に陽子) と一致している.

さらに相互作用モデルに依存しないアプローチをするために, X_{\max} のばらつきについて調べた. 重い原子核の相互作用は陽子起源のシャワーの重ね合わせと考えることができるので, 重い原

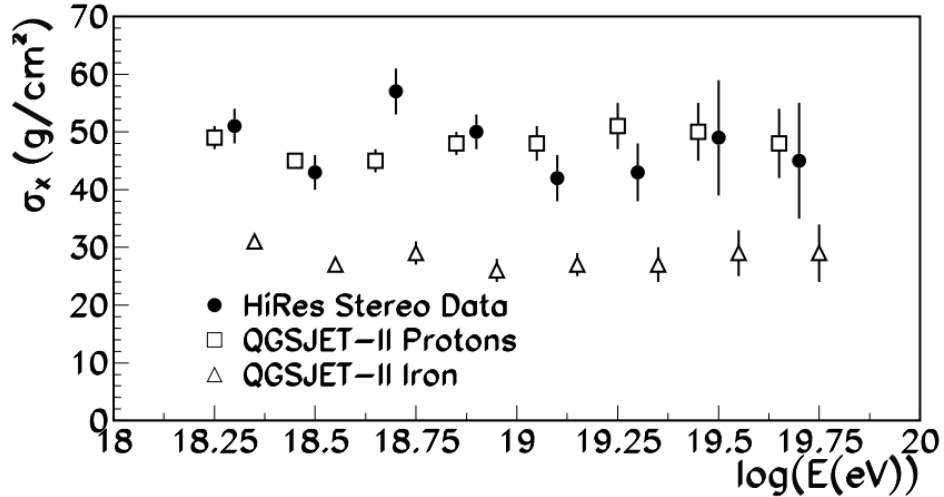


図 2.12: HiRes 実験のステレオ解析の結果としての X_{\max} のばらつきと 1 次陽子と 1 次鉄原子核を仮定し QGSJET-2 モデルを用いたシミュレーション計算結果との比較 [40].

子核によるシャワーの X_{\max} のばらつきは 1 次陽子で予期されるものよりかなり小さい (図 2.12). HiRes 実験のステレオ解析の結果は軽い組成モデルと一致する.

2.2.3 宇宙線源探索

HiRes 実験の結果では 10^{18} eV 以上で組成が純粋陽子であることからエネルギースペクトルのカットオフは GZK 機構によるものと考えて矛盾がない. GZK カットオフ以下のエネルギーの宇宙線は, $z < 0.2$ の宇宙線源からきているので, HiRes 実験の到来方向分布は近くの AGN と相関している可能性がある. 南半球で行われている Auger は, $z < 0.18$ での VCV カタログの AGN の方向とエネルギー $10^{19.75}$ eV 以上の宇宙線の到来方向の間に相関があることを発表した [41]. HiRes グループでは北半球での宇宙線源を探すために Auger と同じカタログのパラメータを使った. しかし, 一様な到来方向分布から期待される偶然の相関を超える相関関係は見つからなかった [42]. 図 2.13 は, HiRes 実験でのステレオ解析事象の銀河座標での到来方向分布と VCV カタログでの AGNs の位置である ($z < 0.016$). ただし, ここで留意すべきは HiRes 実験の acceptance と Auger のそれはかなり異なるということである.

HiRes 実験では, 2MASS (Two Micron All Sky Survey) Redshift Survey による平滑化した銀河分布を用いた LSS (the local large scale structure: 近傍の宇宙大規模構造) モデルとの相関を見つけた [43]. 図 2.14 は, 平滑化した LSS モデルと HiRes 実験による 1999 年 12 月から 2006 年 4 月までの期間に検出したステレオ事象 ($\theta < 0.02^\circ$, $z < 0.016$) との方向を示し, $> 1 \times 10^{19}$ eV のイベントは LSS モデルと相関があるようにみえる. しかし, $> 4 \times 10^{19}$ eV のイベントや $> 5.7 \times 10^{19}$ eV のイベントでは 95% の信頼度で相関がない. それゆえ, 北半球での高エネルギー宇宙線源が明らかにならないままである.

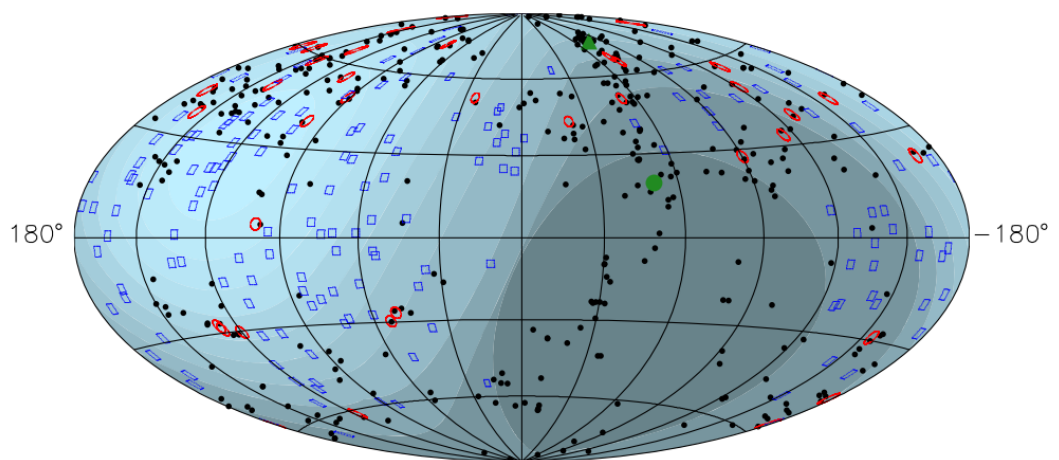


図 2.13: HiRes 実験によって 1999 年 12 月から 2006 年 4 月までの期間に検出, ステレオ解析された事象 ($\theta < 0.02^\circ$, $E > 15.8\text{EeV}$, $z < 0.016$) の到来方向分布と VCV カタログに掲載されている近傍 ($z < 0.016$) の AGN の位置である. 黒点: AGN, 青点: 相関のない宇宙線の到来方向, 赤点: 相関のある到来方向. θ は, ステレオ解析による宇宙線の到来方向と AGN の位置の角度差である [42].

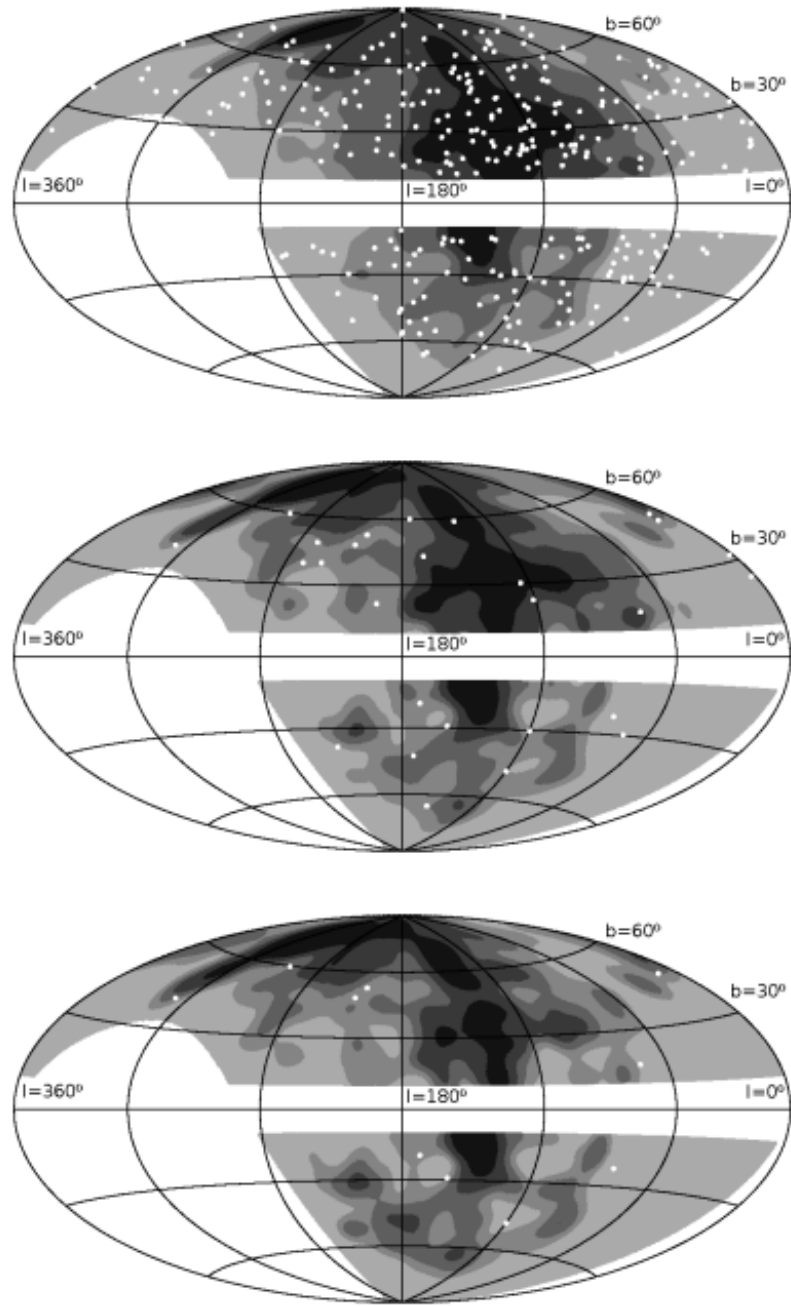


図 2.14: 平滑化した LSS モデルと HiRes 実験による 1999 年 12 月から 2006 年 4 月までの期間に検出したステレオ事象 ($\theta < 0.02^\circ$, $z < 0.016$) との方向を重ね書きしたもの . 上図 : 10^{19} eV 以上のイベント , 中図 : 4×10^{19} eV 以上 , 下図 : 5.7×10^{19} eV 以上 [43] .

第3章 宇宙線望遠鏡実験

最高エネルギー宇宙線の到来頻度は極めて低く、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 の範囲に111台のシンチレーション検出器を配置し、その範囲に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倍広げることになり、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、Telescope Array (TA) 実験が日米韓露共同の観測プロジェクトとして2003年に始まった。このTA実験は、エネルギー決定精度にシミュレーション依存性の少ない大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD) と、稼働時間が長く大きな統計量の蓄積が見込める地表検出器 (Surface Detector, SD) を同一地点で運用するハイブリッド検出器からなる。お互いの利点を生かし、最高エネルギー宇宙線の空気シャワーを北半球最大の検出面積で観測する。SDアレイは間隔 1.2 km の碁盤目上に配置された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 km^2 である。FDステーションはSDアレイ上空をFDの視野で覆うように、SDアレイ周辺の3ヶ所にあり、38基のFDが設置されている。これらの装置は米国ユタ州ミラード郡の西部砂漠地帯 (北緯 39.3° , 西経 -112.91° , 平均標高 1400 m , 大気深さ 860 g/cm^2) にある。

3.1 宇宙線望遠鏡実験の目的

TA実験の主目的は以下の通りである。

- 極高エネルギー宇宙線の起源の手掛かりを得るために、世界で最も良い精度と北半球で最大の統計量で極高エネルギー宇宙線を観測し、エネルギースペクトルを確定する。
- エネルギースペクトルの測定と同時に、空気シャワーの最大発達深さ X_{\max} の測定によって、極高エネルギー宇宙線の質量組成を決定する。もし、 10^{19} eV 以上で陽子が支配的であるならば、 $10^{19.8}\text{ eV}$ 付近のカットオフに極高エネルギー陽子とCMBRとの相互作用によるGZKメカニズムが働いている証拠となる。反対に、 10^{19} eV 以上で鉄の原子核が支配的であるならば、このエネルギー以上ではphoton-disintegrationが起こると予想される。また、 $10^{18.8}\text{ eV}$ 付近の“ankle”領域での組成を知ることは、GZKメカニズムや銀河系内宇宙線の加速限界などを明かにするという点で重要である。最高エネルギー宇宙線の点源天体を探査する際も、陽子と鉄の原子核では宇宙空間での磁場による曲がり具合が異なるため、質量組成の情報が必要不可欠である。
- 北半球最大の検出面積を使った最大の統計量の観測を基に、極高エネルギー宇宙線の到来方向と既知の天体との相関を調べる。さらに、エネルギー毎の異方性も探査する。結果として、極高エネルギー宇宙線を同定するとともに次世代の天文学として荷電粒子天文学の確立を目指す。

3.2 宇宙線望遠鏡実験の装置の概観

TA 実験の建設は 2003 年末に開始された。図 3.1 に検出器の配置を示す。1.2km 間隔に並べられた 507 台の SD は約 700 km² をカバーし、38 基の FD は、北から時計回りに Middle Drum (MD) ステーション、Black Rock Mesa (BRM) ステーション、Long Ridge (LR) ステーションと呼ばれる 3 つのステーションに設置されている。これらの 3 つのステーションの視野は、図 3.1 に示されるように SD アレイの検出面積のほぼ全体を覆っている。

2008 年 3 月に TA の全ての検出器の建設が終わり、以後 FD と SD による定常観測が続けられている。さらに LR ステーションによる観測を BRM ステーションから稼働し、監視しリモート制御できるように改善した結果、LR ステーションは 2010 年 3 月から無人運用されている。

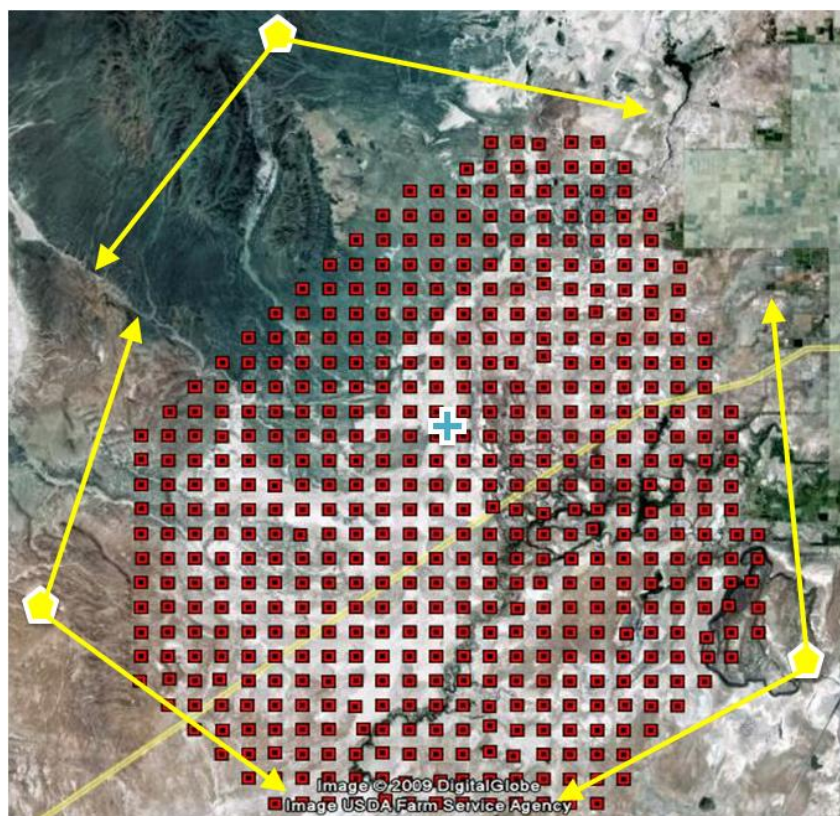


図 3.1: 装置の配置図。黄色の五角形が大気蛍光望遠鏡ステーション、赤色の四角形が地表検出器、中央の青十字が中央レーザー射出装置 (Central Laser Facility, CLF) の位置を表す。

3.3 Black Rock Mesa (BRM) ステーション、Long Ridge (LR) ステーション

TA 実験で使用されている大気蛍光望遠鏡は、シャワーによって励起され放射される大気蛍光を、球面鏡で集光し、焦点面に設置された 256 本の光電子増倍管 (PMTs) で構成されている PMT カメラによって検出する。SD アレイの北にある MD ステーションには HiRes 実験から 14 基の大

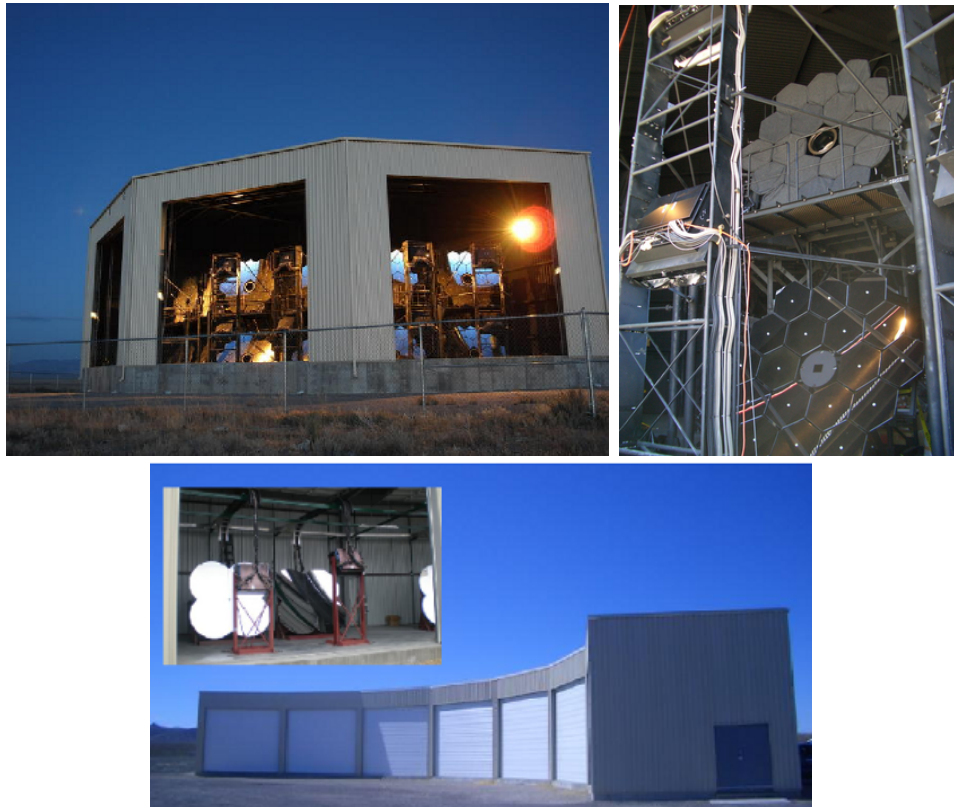


図 3.2: BRM ステーションの外観 (左上), BRM ステーション内の望遠鏡 (右上), MD ステーションの外観と望遠鏡 (下).

気蛍光望遠鏡が移設され, 運用されている. MD ステーションの望遠鏡に関しては, 次章で詳しく説明する.

一方で, BRM ステーションと LR ステーションでは, TA 実験のために新たに設計, 製作された大気蛍光望遠鏡がそれぞれのステーションに 12 基ずつ設置, 運用されている. 各ステーションは, SD アレイを覆う方位角 108° , 仰角 $3^\circ \sim 33^\circ$ の視野を持つ (図 3.2). 大気蛍光望遠鏡は, セグメントミラー 18 枚からなる口径 3.3 m の合成球面鏡と 256 本の PMT をもつ PMT カメラで構成されている.

3.3.1 望遠鏡と光学系

大気蛍光望遠鏡 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 6 基の望遠鏡が $3^\circ \sim 18.5^\circ$, 下段の 6 基が $18.5^\circ \sim 33^\circ$ となり, 全体では $3^\circ \sim 33^\circ$ がカバーされる. 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, 方位角方向の視野の広がりには 108° である.

幅広い視野と大きな集光面積を実現するために, 望遠鏡の主鏡には合成球面鏡を使用している. 合成鏡は, 六角形のセグメントミラー 18 枚からなり, 口径 3.3 m である. セグメントミラーのデザインは図 3.3 に示されている. セグメント鏡は, 200 nm の薄いアルミニウムが真空蒸着された 10.5 mm の薄い Tempax glass で作られている. 厚み 5 nm の Al_2O_3 硬質保護面は, 水酸化アンモニウムや酒石酸, エチレングリコールの水溶液の中でのアルミニウムの陽極酸化処理によって

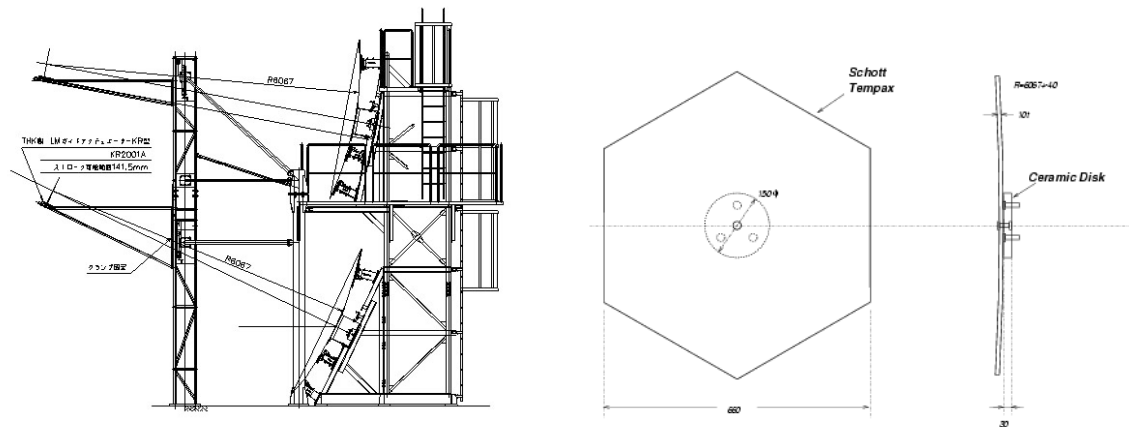


図 3.3: FD (左) とセグメントミラー (右) の構造と寸法.

製造される。球面鏡の反射率は 300nm ~ 400 nm で 90 % 以上である。反射率が 350 nm 付近でピークとなるように、陽極酸化処理の厚みが調節されている。球面鏡の表面は安定しており、反射率の低下は年間約 1 % である。しかしながら、外気に直接さらすため、球面鏡表面に付着する埃が反射率を低下させる。反射率の時間変化を監視するために、一定期間毎に分光光度計によって反射率を測定している。図 3.4 は、セグメント鏡の高さ毎の測定された反射率である。反射率は時間とともに低下し、低い層ほど反射率が小さい。球面鏡は年 1 回程度、純水で洗浄される。洗浄後の反射率が図 3.5 と図 3.6 に示されていて、およそ 90 % 以上に回復していることがわかる。

各セグメントミラーの PMT カメラに対する取付角度は調節可能である。焦点面、すなわち PMT カメラの光電面におけるスポットサイズは、2 次元ガウス分布を仮定して標準偏差を評価したときに約 12 mm 以下になるように調整されており、これは PMT の大きさ (六角形の対辺間の距離 61 mm) に比べ十分小さい。全てのセグメントミラーの曲率半径や曲率中心でのスポットサイズは設置する前に測定され、それぞれ 6067 ± 40 mm, 20 mm 以下であることが確認されている。

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 3.7)。PMT カメラの前面窓には 300 nm 以上の波長域に対して透過率が 90 % 以上のクラレ製パラガラス-UV00 を用いている (分光透過率は図 3.8)。PMT は浜松ホトニクス製 R9508 で、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。個々の PMT の光電面上にはバンドパスフィルターとして厚み 6 mm の SCHOTT 製 BG3 が取り付けられており、観測対象である大気蛍光の波長域の 300 nm ~ 400 nm 以外の波長域のバックグラウンド光をカットしている (分光透過率は図 3.9)。PMT の量子効率の典型値はおよそ 25 % であり、波長依存性が図 3.10 に示される。PMT カメラの中で、PMT は 1 mm の隙間をもって配置されている。さらに、合成鏡のスポットサイズは 12 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、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。図 3.11 は、253 本の PMT の平均不均一性の分布を示す。この分布は、カメラに装着する 8 個の UVLED (日亜化学, NSHU590B) 光源を大型 XY-スキャナー (次節で詳述) によって測定されている。

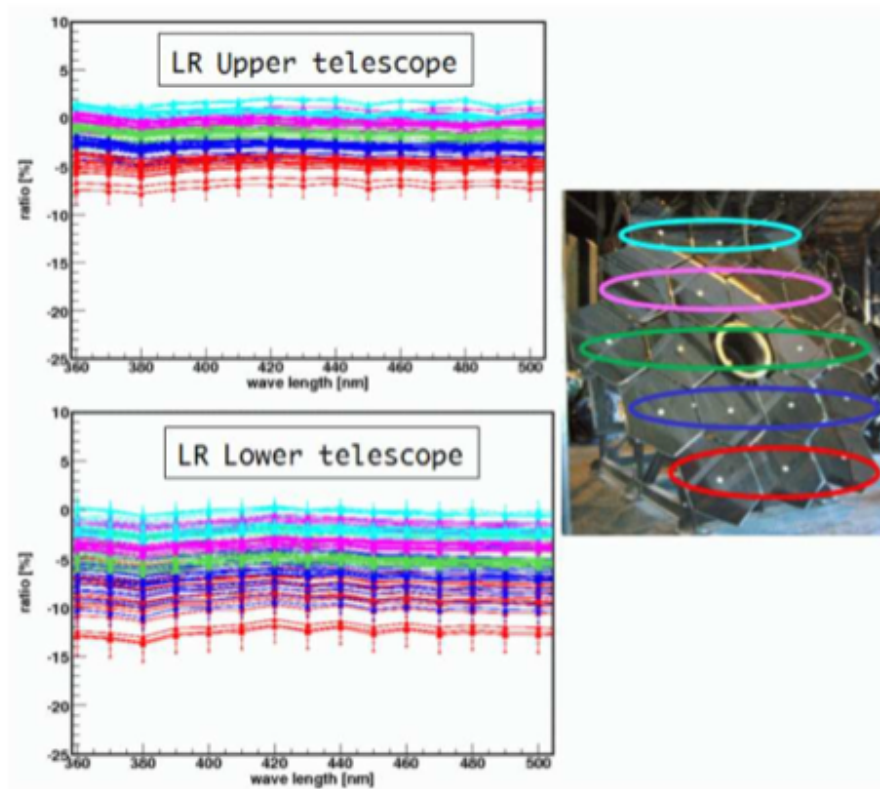


図 3.4: 2008 年 6 月に測定された LR ステーションのセグメント鏡の反射率. 床面からセグメント鏡までの高さ毎に異なる色で描かれている. 右の図での色が左の図の色に相当する.

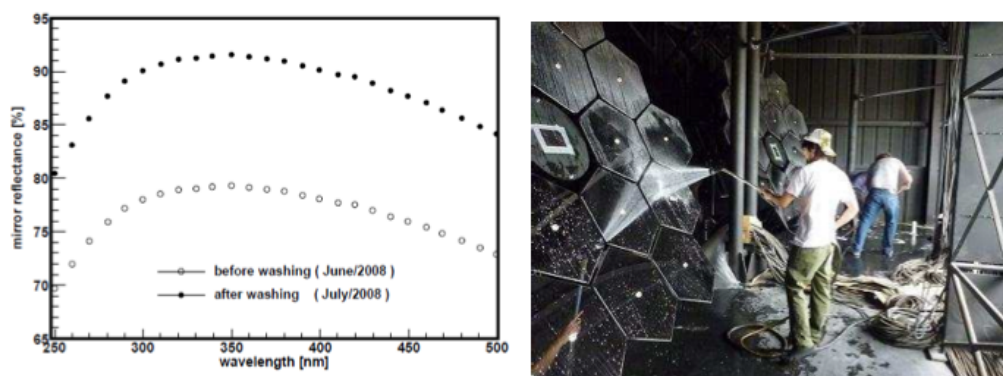


図 3.5: BRM ステーションのカメラ 06 のスペクトル反射 (右) と鏡洗浄の作業風景 (左). 白丸が洗浄前, 黒丸が洗浄後の反射率を表す.

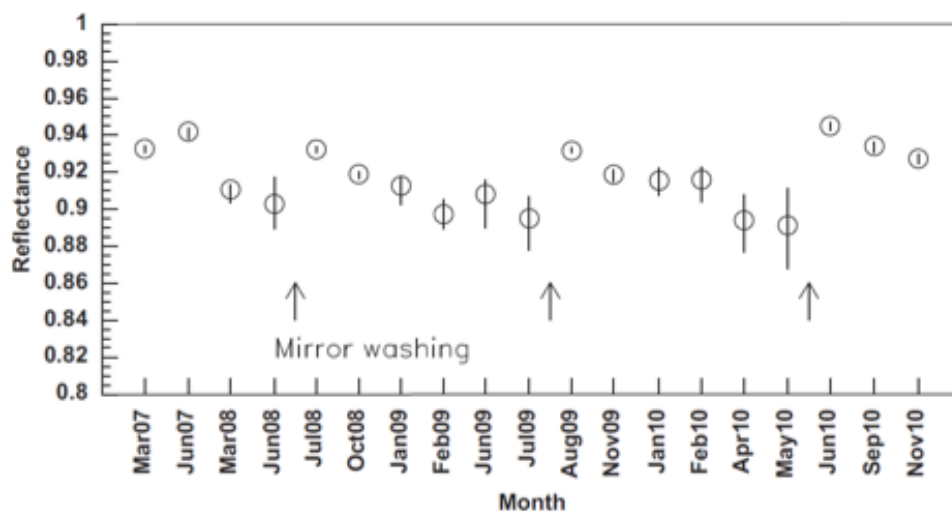


図 3.6: LR ステーションの望遠鏡 04 の波長 360 nm での反射率の時間変化. 2008 年 7 月, 2009 年 8 月, 2010 年 3 月 (図中の矢印の時期) に鏡洗浄が行われた.



図 3.7: PMT カメラ (左) と BG3 が取り付けられた PMT (Hamamatsu, R9508)(右).

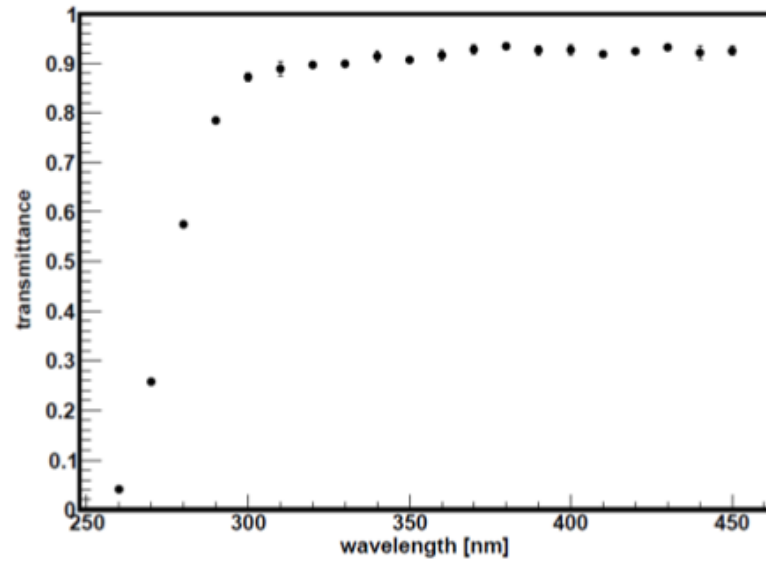


図 3.8: カメラ前方に取り付けられたクラレ製パラガラス UV00 の透過率の波長スペクトル.

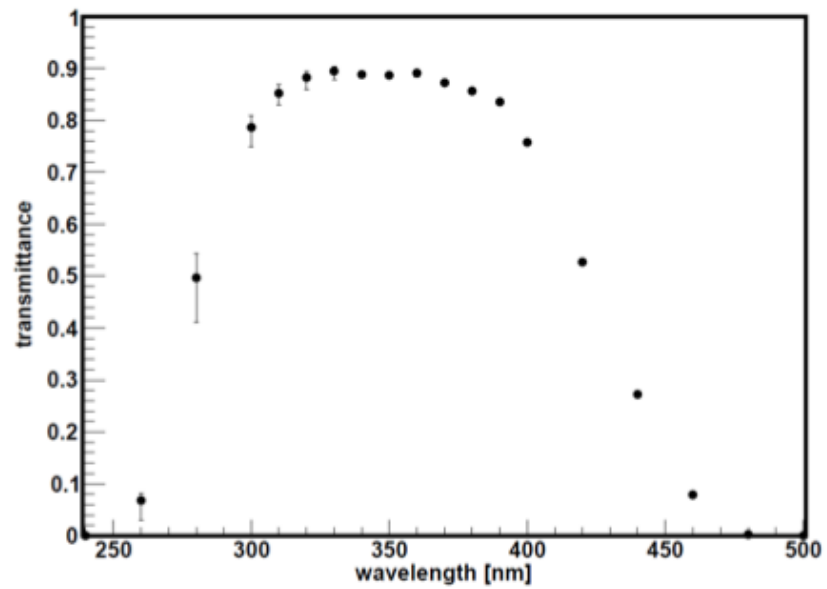


図 3.9: PMT の光電面に取り付けられた Schott 製 BG3 の透過率の波長スペクトル.

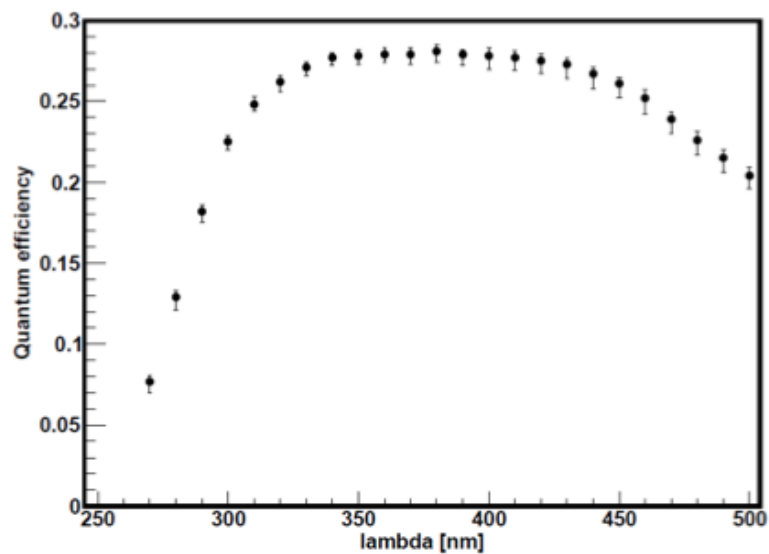


図 3.10: PMT R9508 の量子効率の波長スペクトル.

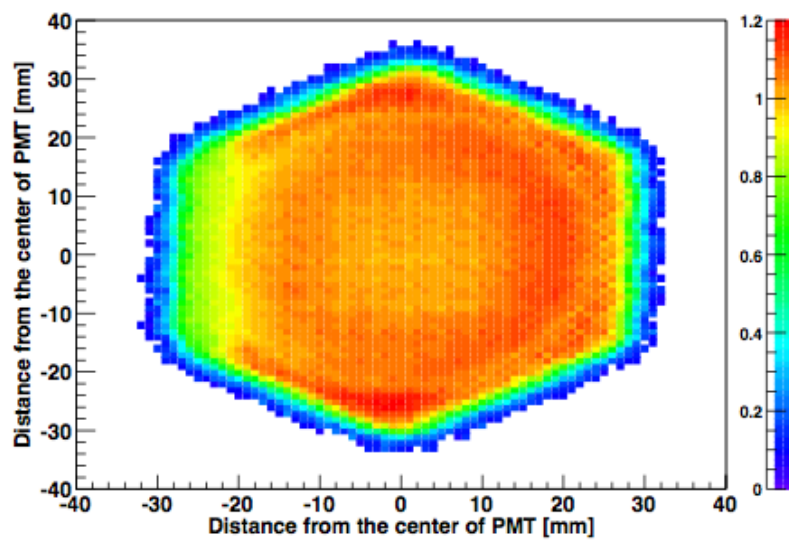


図 3.11: PMT R9508 カソードでの相対ゲイン不均一性. 253 本の R9508 についての測定値の平均.

3.3.3 PMT ゲインの較正

PMT ゲインのモニタリングと較正には, CRAYS (Calibration using Rayleigh scattering), YAP, Xe フラッシャー, XY スキャナーを使用する.

CRAYS 1 台の望遠鏡あたり 3 本の PMT については, 光量の絶対値が較正されている光源を用いて, ゲインの絶対値とその印加電圧依存性が実験室にお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 である (図 3.12).

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, パルスごとのエネルギー精度は 3 % である. また, 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 ± 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 ± 8 % と見積もられている [44].

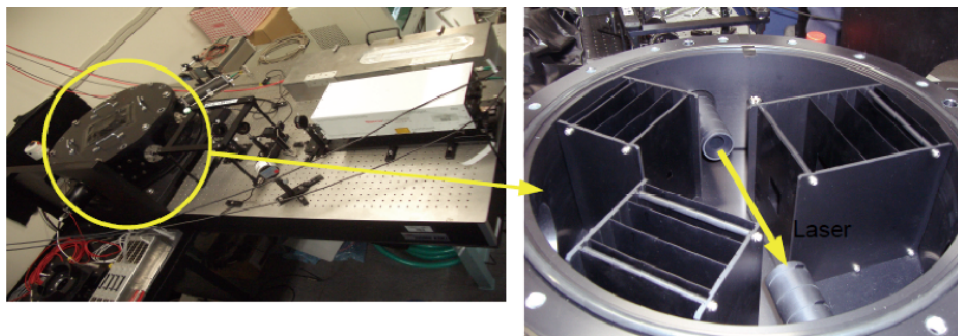


図 3.12: CRAYS の外観. 左図の右側からレーザーが照射され, レーザーの出力を較正するための光学系を通り, 円で囲まれたチェンバーにレーザー光が入射する. 左図の円で囲まれたチェンバーの内側を右図に示す. 右図の矢印はレーザー光の光路を表し, PMT は図の右側の絞りの奥に設置される. 絞りは構造物による多重散乱などを遮蔽し, ビーム軸に対して 90° 方向の散乱光のみが PMT に入射するように設置されている.

YAP YAP は基準 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 (図 3.13). 観測中の絶対ゲインをモニターするために用いられる. TA 実験で使われているこの光源は $YAlO_3 : Ce$ 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, パルス幅約 20 ns, 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. CRAYS を使った PMT のゲインの測定の際に, 同時にその PMT に貼付されている YAP の光量の絶対値も CRAYS の光量との比較によって測定されている [45].

Xe フラッシャー CRAYS による較正で 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

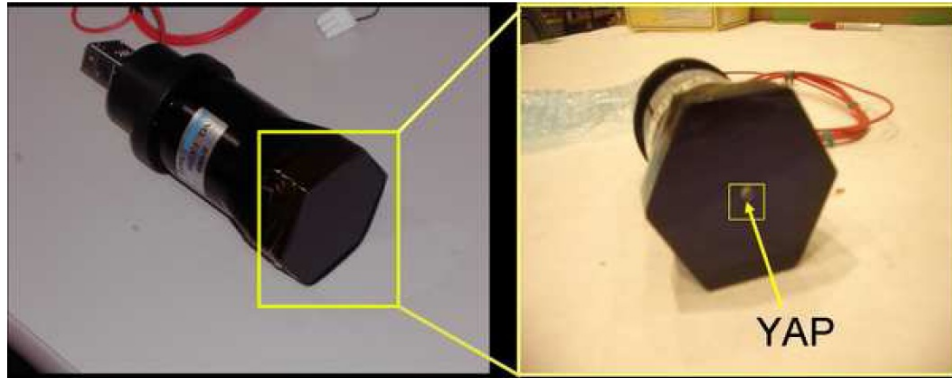


図 3.13: PMT 前面中央に設置され絶対光量光源として使用される YAP の設置図.

ラ面上のどの点でも同じ光子フラックスになるように調整された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 (図 3.14)。この光源は外部トリガーで制御されており、パルス幅 $2 \mu s$ 、光源から照射される光量はカメラ全体あたり 2×10^4 pe/pulse に相当し、繰り返し周波数 25 Hz で発射される。カメラ感面における光量の一様からのばらつきは 2% であることが測定されている。

相対ゲインの調整 (= 印加電圧の変更) は年 3 回程度の頻度で行われている。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) [45]。

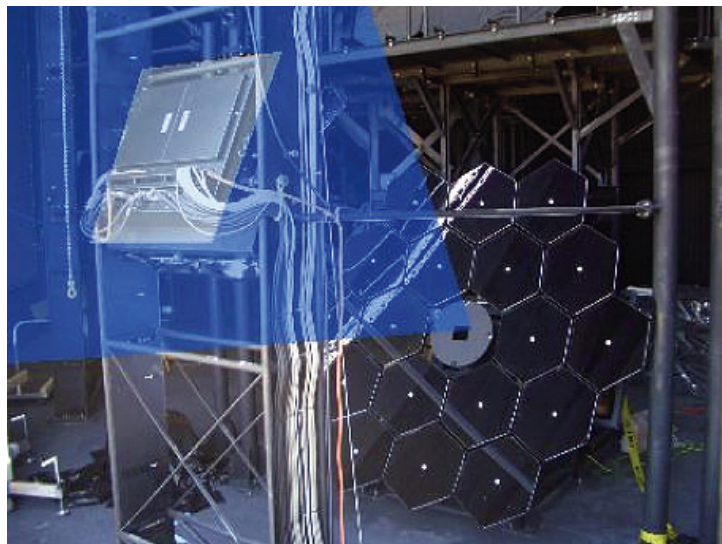


図 3.14: Xe フラッシャーの照射イメージ.

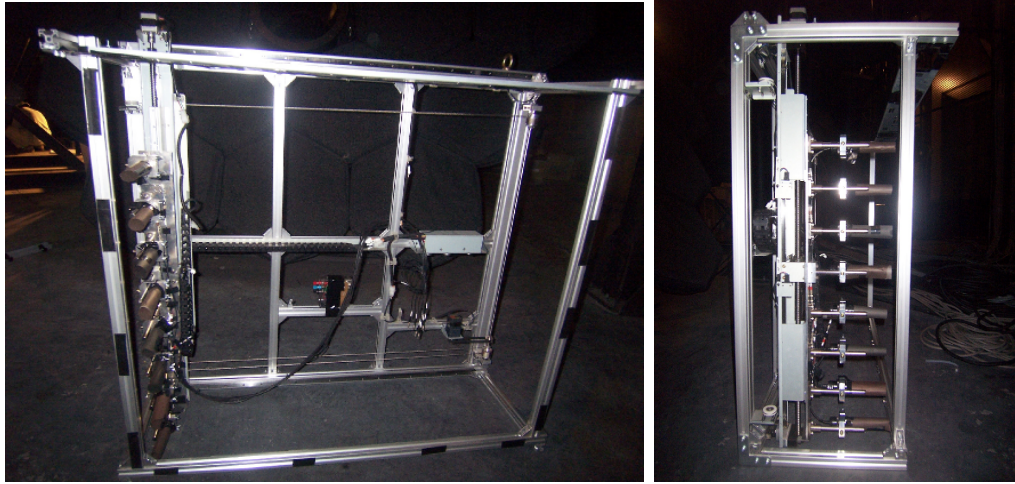


図 3.15: XY-スキャナー.

XY-スキャナー 合成鏡のスポットサイズは 12 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 (図 3.15)。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 の単色光を発生し、そのパルス幅は 400 ns、スポットサイズは 3.83 mm (1.65σ , 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。この較正で求められたカメラ感面の 2 次元不均一性は、観測から一次元宇宙線の情報を推定する際に利用される。具体的には、モンテカルロ法によって空気シャワーイメージと各 PMT の信号をシミュレートする際に、2 次元不均一性が考慮され、これらの較正結果が利用される。

3.3.4 トリガーエレクトロニクス

BR ステーションと LR ステーションのエレクトロニクスとトリガーシステムの概略図を図 3.16 に示す [46]。PMT の電源電圧は各 PMT 独立に印加され、ゲインが 8×10^4 となるように調整されている。PMT 出力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 4×10^4 となっている。PMT の出力信号はプリアンプで増幅され、カメラ内部に設けられたパッチパネルを経由して Signal Digitizer and Finder (SDF) モジュールに送られる。イベントトリガーの生成と信号記録には、SDF, Track Finder (TF), Central Trigger Distributor (CTD) の 3 種類のモジュールが使用される (図 3.17)。SDF モジュールは、PMT の信号を記録、デジタル化の他に、空気シャワーからの蛍光信号を判定するための S/N 比の計算などを行う。TF モジュールは、SDF モジュールの結果を元に、各望遠鏡毎に「空気シャワートラック」を判断する。CTD モジュールはステーション中のすべての TF モジュールを集め、データ収集プロセスを制御する。

Signal Digitizer and Finder 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 FADC 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に記録される。バッファリングされたデータに対して、フレーム (12.8 μ s) ごとに信号認識判定が行われる。S/N 比が逐次計算され、これが外部から任意に設定されるしきい値を越えるか否かで大気蛍光信号の有無 (ファーストレベルトリガー) が判断され、その結果が TF へ転送される。TF、CTD を経由して最終的にファイナルトリガーが成立すると、時間的に対応する波形データがバッファメモリからオンライン計算機へと 1 フレーム (12.8 μ s) を 1 単位として 4 単位転送され、保存される。

Track Finder TF は 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、12.8 μ s ごとにまとめられた画像の中に、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。TF はファーストレベルトリガーのパターンが次のいずれかの条件を満たした場合に「空気シャワートラック」であると判断し、セカンドレベルトリガーを生成する。

1. ファーストレベルトリガーが生じている PMT が 5 本以上隣接して連結している場合
2. カメラの視野の端に、ファーストレベルトリガーが生じている PMT が 3 本以上隣接して連結している場合
3. ファーストレベルトリガーのしきい値よりもずっと大きなシグナルを記録した PMT があった場合 (このしきい値は外部から設定/変更可能である)

TF によるセカンドレベルトリガー判定結果は逐次 CTD に転送される。

Central Trigger Distributer CTD は VME9U1 幅のモジュールである。1 モジュールに 12 台の TF が接続される。すなわち 1 つの FD ステーションに 1 台の CTD モジュールがあり、トリガー信号の分配とトリガー時刻の記録を行っている。ステーション内の全ての TF からのセカンドレベルトリガー情報を集め、データ取得の最終判断を行い、データ収集開始のためのトリガー信号 (ファイナルトリガー) をステーション内の全信号記録系に向けて送出する。さらに、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の絶対時刻も CTD が記録する。

3.3.5 ハイブリッドトリガーシステム

ハイブリッドトリガーは FD のトリガーによって生成される SD へのトリガーである。ハイブリッドトリガー導入以前、TA 実験の SD と FD はそれぞれ独立のトリガーシステムにより別々にデータ収集を行っていた。しかし、それぞれの検出器は検出できるエネルギー領域に違いがあり、

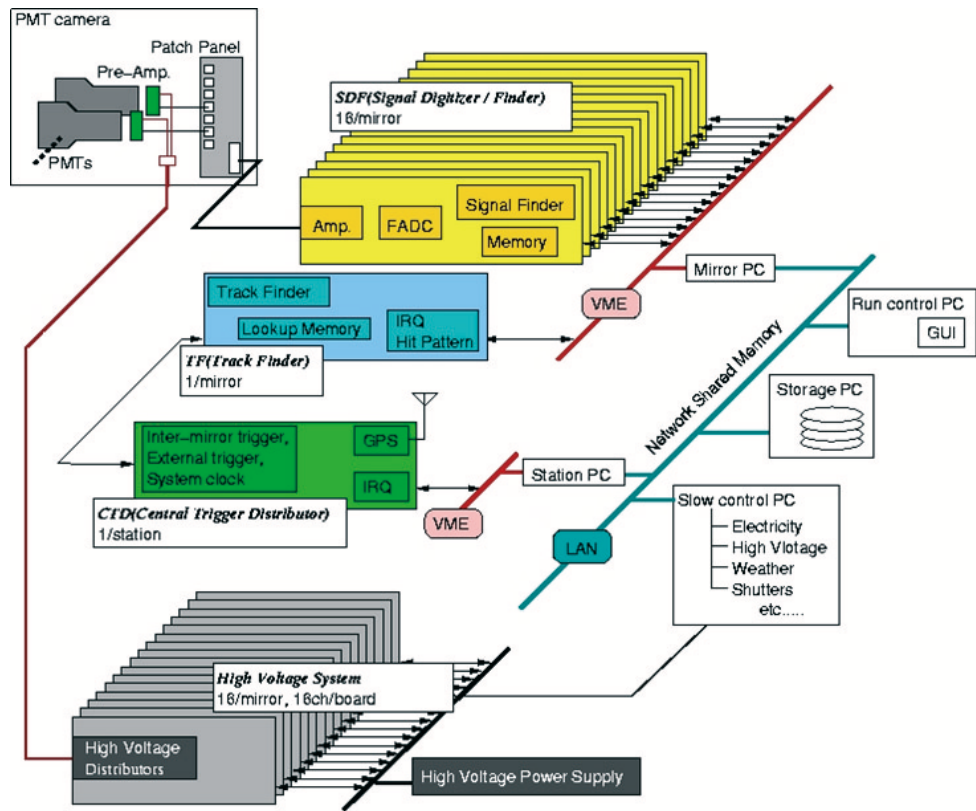
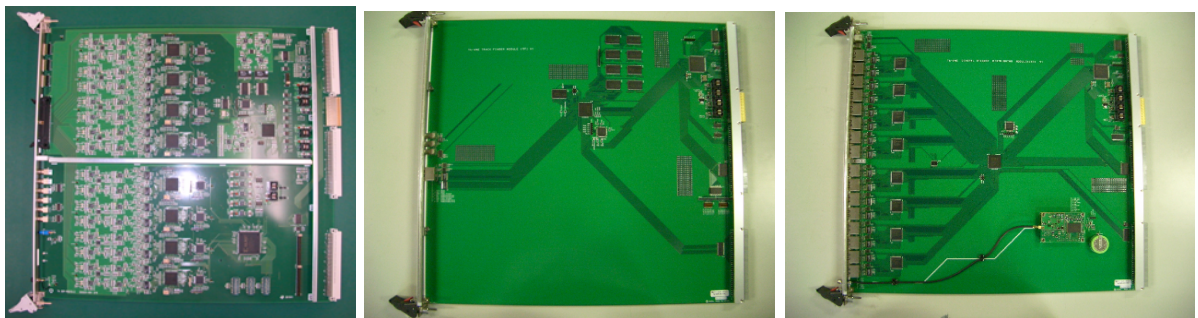


図 3.16: FD エレクトロニクスのブロック図.



(a) SDF ボード

(b) TF ボード

(c) CTD ボード

図 3.17: FD のための VME モジュール. (a) の SDF は望遠鏡 1 台あたり 16 枚, (b) の TF は望遠鏡 1 台あたり 1 枚, (c) の CTD はステーションあたり 1 枚使われる.

低エネルギー側の 10^{17} eV 程度の宇宙線では FD ではトリガーされるが、SD アレイでは検出できないものも多い。このようなイベントは、たとえ観測されても FD 1 ステーションのみで観測される場合がほとんどであり、FD 単眼の情報からではシャワー軸のジオメトリ再構成で十分な精度が得られない。しかしこの時、FD 単眼の情報に 1 台の SD の位置と時刻情報を得ることによって、再構成の精度は著しく向上する。

そこで、従来の FD (BRM, LR ステーション) と SD の完全に独立なトリガーシステムに加え、FD がトリガーされた際、同時に SD でも波形収集するよう改良した。FD のトリガーレートは 2~3 Hz だが、これでは SD へ送るレートとしては多すぎるので、PC で簡単なイベント判定をし、0.005 Hz 程度にレートを減らして SD に波形収集命令を送る。元々 SD 子機は、0.3 MIP 以上の波形を記憶するように設計されているため、ハイブリッドトリガーの場合にも 0.3 MIP 以上の波形を収集する。この際、波形収集は各 FD に対応した SD アレイ領域に対して行われる。この波形は SD でトリガーされてから 40 秒間保持されるので、FD から SD への波形収集命令はその間に送られていないといけない。ハイブリッドトリガーの概念図が図 3.18 である。このトリガー方式導入により今まで SD データが得られなかった FD 単眼のイベントについても、SD データを取得することが可能となった。

ハイブリッドトリガー導入以前の観測において、FD でトリガー生成したイベントのうち、SD でも自身のトリガー条件 (3 MIPs 以上の恣意号を検出した SD が隣接して 3 台以上あるかどうか) を満たし、トリガーされたイベントの割合を図 3.19 に緑のマークで示す。このようなイベントは、ハイブリッドトリガー導入前の FD と SD 独立のトリガーアルゴリズムによっても、両検出器でデータ収集が行われ (ハイブリッド観測)、高い精度で空気シャワーの情報を再構成できた。一方で、ハイブリッドトリガーで対象とする SD 1 台以上に粒子が入射する (0.3 MIP 以上) イベントの確率を赤のマークで示した。ここでは SD アレイの対象領域として、512 台のアレイ全体を仮定した。この結果から、ハイブリッドトリガー導入により、 $10^{18.5}$ eV 程度のシャワーでハイブリッド観測できるイベントが導入以前の約 12 倍になっていることがわかる。

ただし、実際に今回導入したハイブリッドトリガーでは、各 FD ステーションが対象とする SD のアレイ領域は、最寄りの SD アレイ領域に限られる。そのため図 3.19 では、FD の検出エリアが SD アレイの対象領域を超える $10^{18.5}$ eV 程度から、SD のトリガー効率が 100 % になる $10^{19.0}$ eV までの間の領域で割合が実際より多く見積もられている。

ハイブリッドトリガーシステムを導入することで、今まで FD 解析で再構成が困難な低エネルギーのイベントの再構成精度を向上させる。 $10^{17.0}$ eV 以上のイベントの再構成決定精度はコア位置 50 m, 到来方向 1° , 最大発達深さ 6.7 ± 50 g/cm², エネルギー 1.04 ± 0.15 倍と見積もられている。これにより、“ankle” 付近のエネルギースペクトルの形状や質量組成解析をより高い精度で議論できるようになる。

ハイブリッドトリガーシステムの導入に向けた動作試験が 2009 年 12 月から 2010 年 2 月に行われ、2010 年 10 月に本格稼働が始まり、現在も継続中である [47]。

3.4 大気状態のモニタリング

TA 実験は大気状態をモニタリングする手段をいくつか持っている。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。検出された大気蛍光から空気シャワーの 1 次エネルギーを見積もるために、大気状態をモニタリングすることは大切である。

次の 3 つのパラメータが TA 実験の FD 観測事象の解析で用いられる。

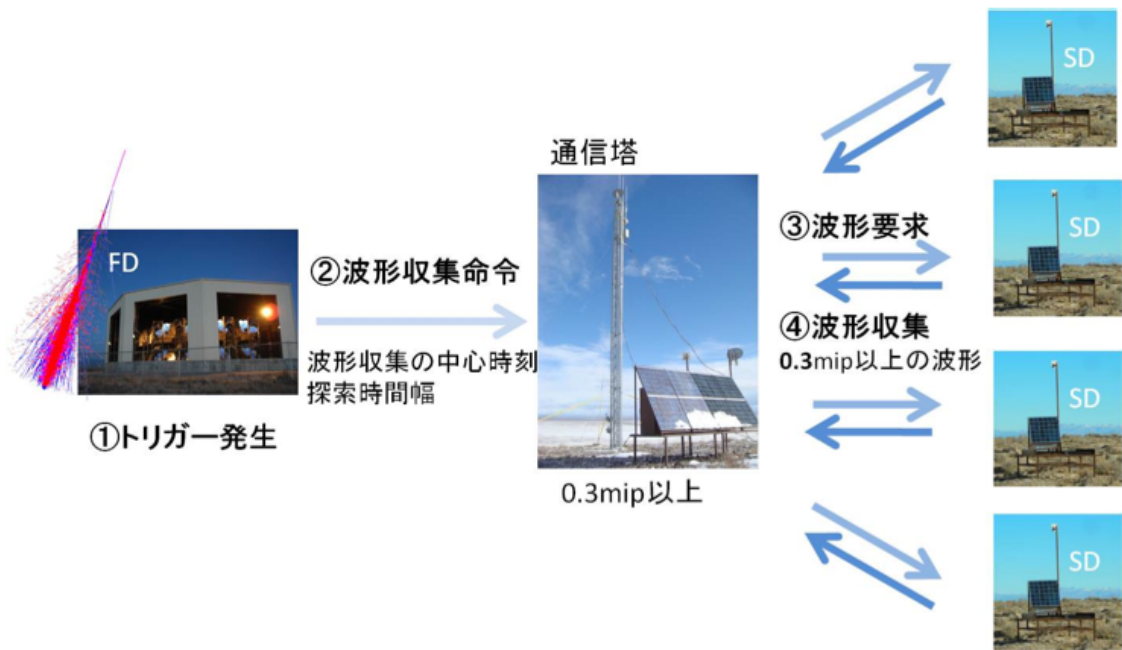


図 3.18: ハイブリッドトリガーの概念図.

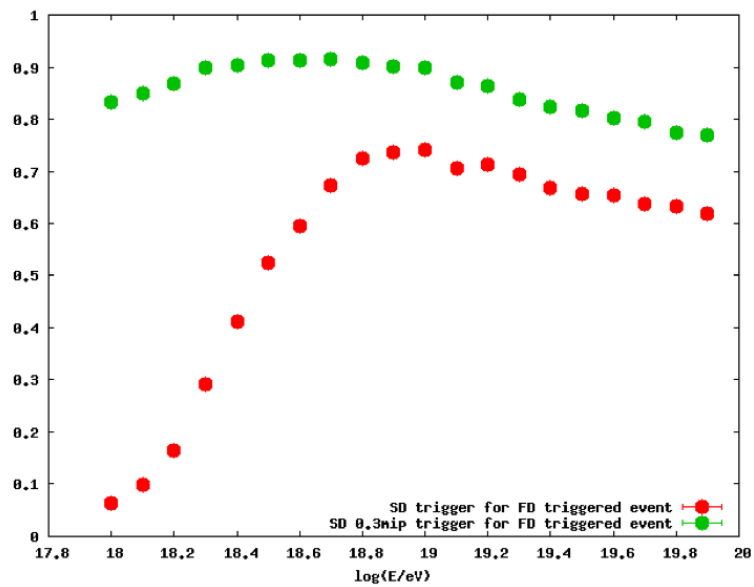


図 3.19: FD でトリガーされたイベントに対し, SD でデータが収集される割合. 緑は SD トリガー条件 (3 MIP 隣接 3 台以上), 赤は 1 台の SD に粒子がヒット (0.3 MIP 以上) する割合を表す.

- 大気パラメータ (温度, 大気圧, 湿度)
- 透過率 (水平方向の減衰長)
- 雲量

これらの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.

3.4.1 ラジオゾンデ

温度や大気圧, 湿度のような大気パラメータは, FD 解析をする上でとても大切なパラメータである. これらのパラメータは大気蛍光発光効率, 大気深さ, 大気の透過率などの計算に使われる. 大気状態は時間変化するため, これらのパラメータは定期的に測定されなければならない. 通常, 気球 (ラジオゾンデ) を用いて, およそ海拔 30 km までの大気状態が高度毎に測定されている. TA 実験サイト周辺には, ラジオゾンデを打ち上げるサイトが 6 ヶ所ある. それぞれのサイトでは, 大気の状態が 12 時間毎に測定されている. 特に, ELKO サイト (北緯 40.87°, 西経 115.73°) の環境は TA 実験サイトに似ていることが知られており, ELKO サイトで測定される大気パラメータを FD 解析で用いている. 測定された大気パラメータのデータは解析に使われるため, データベース化されている. ラジオゾンデの詳細に関しては [48] [49] に記載されている.

3.4.2 LIDAR

TA 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, 強いパルスレーザー光を大気に向けて発射し, その最後方散乱光強度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 μm), 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 (図 3.20).

大気の状態は, LIDAR によって射出されるパルスレーザー光の後方散乱光子の大気減衰として測定される. 光子は LIDAR に取り付けられた PMT によって検出され, PMT 出力波形はデジタルオシロスコープによってデジタル化される. 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垂直方向と水平方向にパルスレーザー光を 2 種類のエネルギー (High ~4mJ, Low ~1mJ) でそれぞれ 500 回ずつ発射することで行われている.

LIDAR 観測によって得られる全消散係数からレイリー散乱の消散係数を差し引くことで, エアロゾル散乱の消散係数を得ることができる.

$$\alpha_{\text{Aerosol}}(h) = \alpha_{\text{total}}(h) - \alpha_{\text{Rayleigh}}(h) \quad (3.1)$$

エアロゾルは砂や塵などの微粒子で, 比較的低位に位置している. また, FD 解析でエアロゾル散乱による透過率を考える際, 以下の式で定義される Vertical Aerosol Optical Depth (VAOD) を用いている.

$$\tau_{\text{Aerosol}}(h) \equiv \int_{h_G}^h \alpha_{\text{Aerosol}}(h') dh' \quad (3.2)$$

ここで h_G は地表高度である. 図 3.21 が消散係数の 2 つの典型モデルから計算した VAOD の高度分布である. これらの VAOD を使用すると, 天頂角 θ , 高度 h にある光源からのエアロゾル散乱の透過率 T_{Aerosol} は

$$T_{\text{Aerosol}} = \exp\left(\frac{-\tau h}{\cos \theta}\right) \quad (3.3)$$

のように表せる.



図 3.20: LIDAR ドーム (右) とドーム内部の装置 (中). ドームの中にある望遠鏡には右のようにレーザーと PMT が取り付けられている.

3.4.3 CLF

紫外線レーザー (Big Sky Laser, 波長 355 nm, 最大出力 4 mJ, パルス幅 9 ns, 繰り返し周波数 1~50 Hz) を使用した CLF (Central Laser Facility) 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ている (図 3.22, 図 3.23). CLF から垂直に射出されたレーザーからそれぞれの FD ステーションの方向に散乱された側方散乱光をそれぞれの FD ステーションで観測し, 解析することで, ミー散乱の消散係数を求める. レイリー散乱による散乱量は計算によって求めることができるので, 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散乱量を表すことになる. 大気の状態が一次元的 (大気状態が高さにのみ依存する) と考えた場合には LIDAR によって得られたミー散乱の消散係数と比較することが可能である. LIDAR と CLF 測定による VAOD が図 3.24 である.

現在 CLF は FD 観測中, 30 分毎に運用され, FD で観測されている.

3.4.4 雲のモニタリング

空が雲に覆われるとき, 雲の遮蔽によって大気蛍光望遠鏡で観測する大気蛍光の量が減ってしまう. そのため, 視野内の雲の有無を知っておく必要がある.

WEAT コード 時々刻々変化する雲量を数値化して記録するために, 観測者は 1 時間毎に自身の目で雲の量をモニタリングする. 記録されたコードは, WEAT コードと呼ばれる. そのコードは東西南北, 天頂の雲の有無を 0 と 1 で, 0 ~ 4 で雲が覆われている領域の割合を表す. さらに, 視野内の霧の有無を 0 と 1 で表す. このモニタリングの方法は, HiRes 実験でも使用されていた.

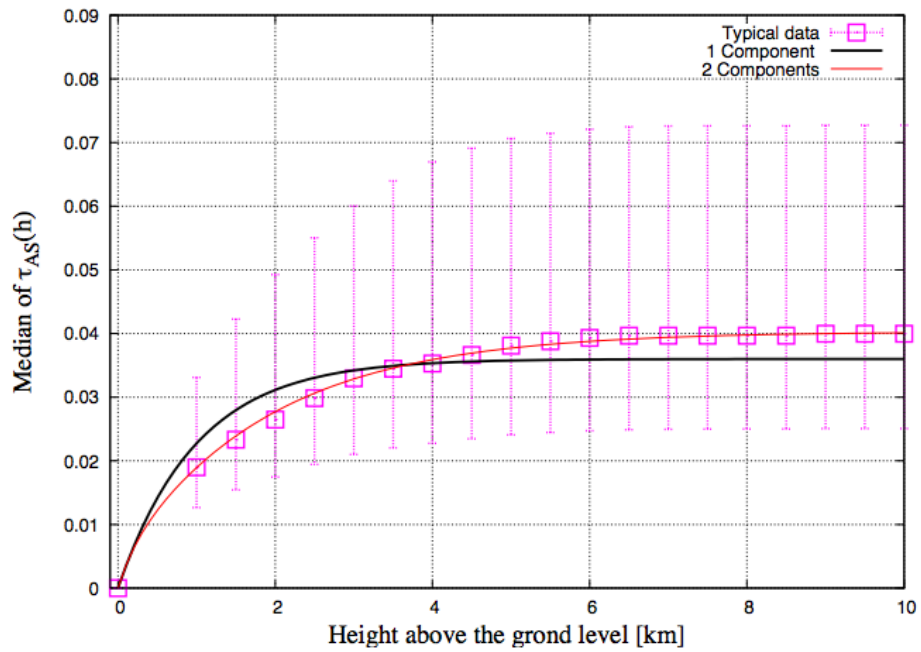


図 3.21: VAOD の高度分布. 赤線が 1 成分モデル, 黒線が 2 成分モデルである. また紫色の点は各高度における VAOD の中央値である. [51]



図 3.22: TA サイト中央に設置された CLF (左) と CLF 内部 (右).

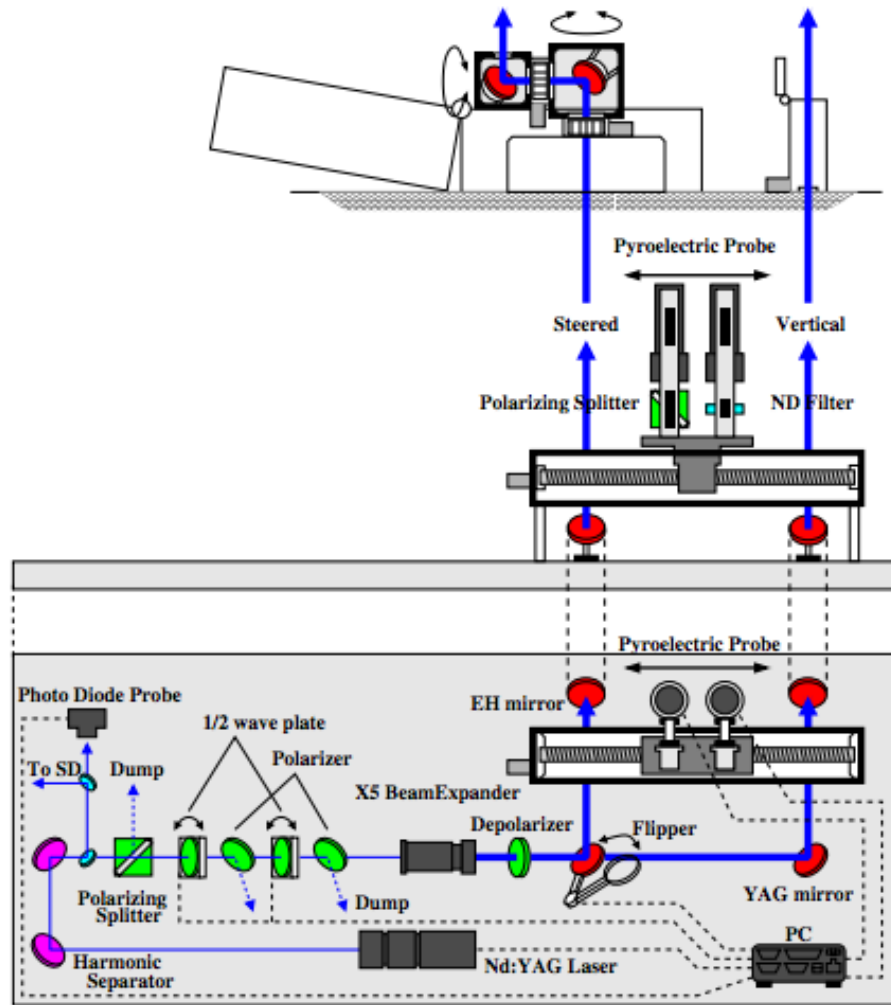


図 3.23: CLF の光学系の概略図.

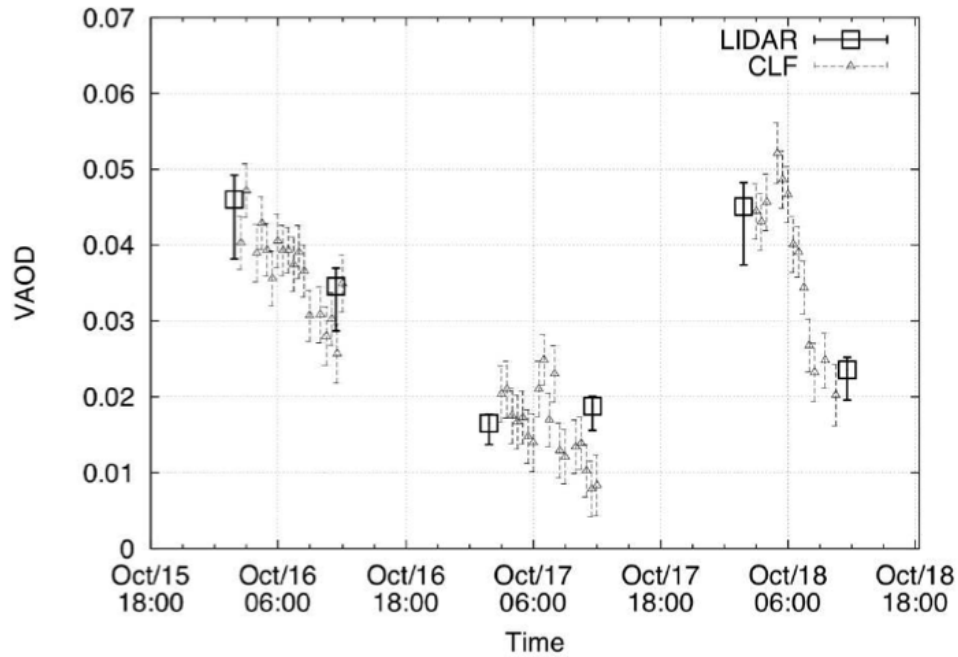


図 3.24: CLF の FD による観測と LIDAR 観測による VAOD の相関関係.

IR Camera BRM ステーションではステーションの視野全体を赤外線カメラ (Infra-Red Camera, IR Camera : Avio TV S-600) で 1 時間毎に撮影し, 監視している. 雲が存在する部分は温度が高くなるので, IR Camera を使うことで視野内の雲を撮影することができる. 撮影する方向は FD 視野と同じ方向を 12 枚に加え水平, 垂直の計 14 枚の方向である.

図 3.25 に IR Camera とこれが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, 同じ日の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っている様子がわかる.

CCD Fish-eye 2012 年 1 月に, CCD (charge copled device) Fish-eye が CLF と BLM ステーション, LR ステーションに設置された. CCD Fish-eye は CCD (1/2" WAT-120N+, Watec Video output), 魚眼レンズ (FE185C057HA-1, Fujinon) で構成されている. 月の無い夜には, そのカメラで視野内の空を撮影する. 図 3.26 は, CCD Fish-eye の概観と, FD の視野と星の名前が描かれた CLF, BLM ステーション, LR ステーションで撮られた写真を示す. 空が雲に覆われると, 星を見ることができない. これによって, 雲の有無を評価する. 最近完全運用が始まったので, 解析のために十分なデータを着実に集めている.

3.4.5 FD カメラで測られた星の軌跡の解析

星はそれぞれの望遠鏡と PMT の光軸を較正するために役立つ光源である. FD ステーションが 2 ~ 4 Hz でトリガーされるたびに, カメラ 12 台の全ての PMT の波形が記録され, それらの DC レベルは波形とは独立に SDF で測定されている. それらの波形の中には視野中の星からの光による信号も含まれる. それぞれの PMT は約 1° の視野を持つので, PMT の視野中を星が通過すると FADC のバックグラウンドレベルはおよそ 5 分間増加する. 各イベントの時刻での全

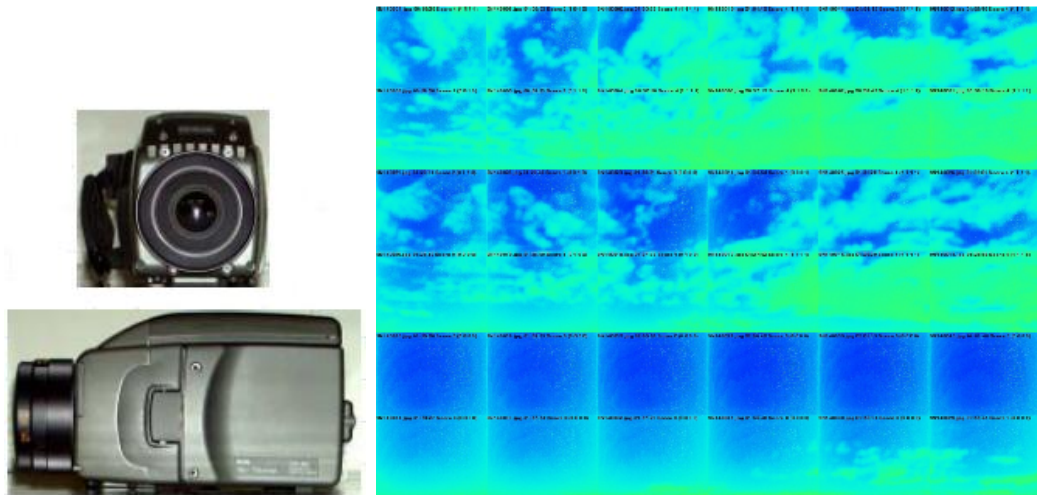


図 3.25: IR Camera (左) と IR Camera で撮像された写真 (右) . 右の赤外線写真では, 青色に比べ緑色のほうが温度が高く, 雲の存在を表している . 上段, 中段, 下段の中の各 12 枚が同時刻に撮像された写真である . 上段から下段に進むにつれて時間が経過し, 時間とともに雲が少なくなっていく様子がわかる . 12 枚の撮影方向はそれぞれ FD の各カメラの視野のである .

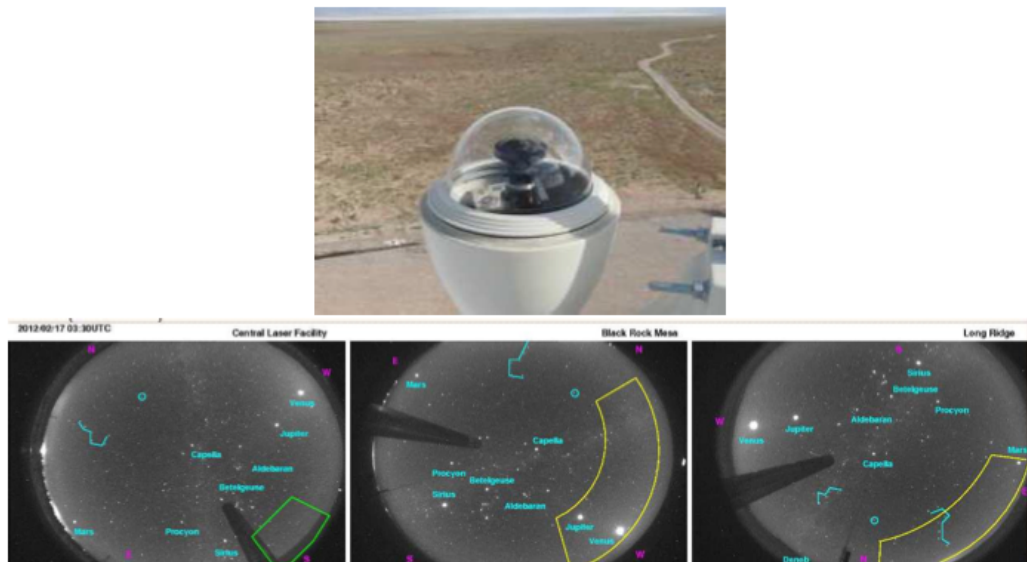


図 3.26: LR ステーションにある CCD Fish-eye の写真と CLF, BRM ステーション, LR ステーションの CCD Fish-eye で撮影された写真 . 黄色の枠がそれぞれの FD の視野である .

PMT の DC レベルと、視野中の星の位置を基に計算した予想される DC レベルを比較することによって、FD の配置位置と光軸方向を求めることができる。この解析では、planet position カタログ [52], visible star カタログ [53], stellar flux カタログ [54] を使用している。

FD の視野内にある星の光はカメラでのスポットとして観測される。球面鏡で反射した光のカメラ面上での大きさは光子の反射方向を計算することによって得られる。球面鏡で反射される光子は 2 次元ガウス分布に従ってランダムに生成されるゆらぎ角を持つため、光子の反射方向は幾何学的に決められた反射方向とそのゆらぎ角から計算される。ここで、生成されるゆらぎ角の標準偏差をスポットサイズパラメータ (SSP) と呼ぶことにする。第 5.1.2 節で説明するレイトレースシミュレーションをつかって、カメラ面中心で SSP が 0.05° (半径 21 mm) であると見積もられた。しかし、この値は理想的なアライメント精度で見積もられており、実際のスポットの半径は FD のアライメント精度によって理想値よりも大きい。

図 3.27 はいくつかの異なる SSP を仮定した場合のシミュレーションによるバックグラウンドレベルの時間変化である。一般的に SSP の値が小さいほど DC レベルの時間変化は鋭い形となる。また、この DC レベルの時間変化の形は PMT カソードの検出感度に依存する。

このシミュレーション法を使って、 0.000° から 0.450° までの範囲で 0.025° 毎に SSP を変えながら、星による DC レベルの時間変化をシミュレートし、観測されたプロファイルと比較し χ^2 フィットした。図 3.28 はフィットの結果例で、このフィットから SSP の最確値として 0.200° が得られた。

さらに、星の軌跡の解析の結果、FD の望遠鏡の方向が 0.01° 精度で、全ての PMT の方向が 0.1° 以内の精度で決められている。

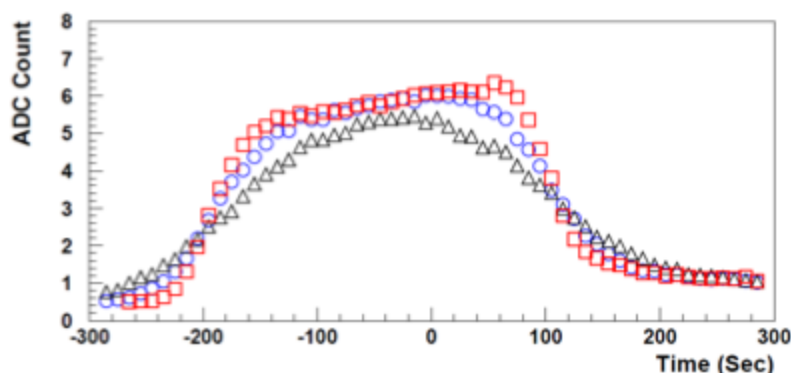


図 3.27: いくつかの異なる SSP を仮定したシミュレーションによるバックグラウンドレベルの時間変化の計算結果。赤色のプロットが $SSP = 0.0^\circ$ 、青色のプロットが $SSP = 0.1^\circ$ 、黒色のプロットが $SSP = 0.2^\circ$ 、 0 s はピークのタイミングである。

3.4.6 電子線形加速器を用いたエネルギースケールの較正

FD のエネルギースケールの較正には、Electron Light Source (ELS) と呼ばれる電子線形加速器を用いる。ELS は 高エネルギー加速器研究機構との共同開発で製作され、2009 年夏に TA 実験サイトの BRM ステーション前方 100 m の位置に設置された。この ELS は、1 % 以下の誤差で既知のエネルギーの電子ビームを射出できるように設計されている [55]。

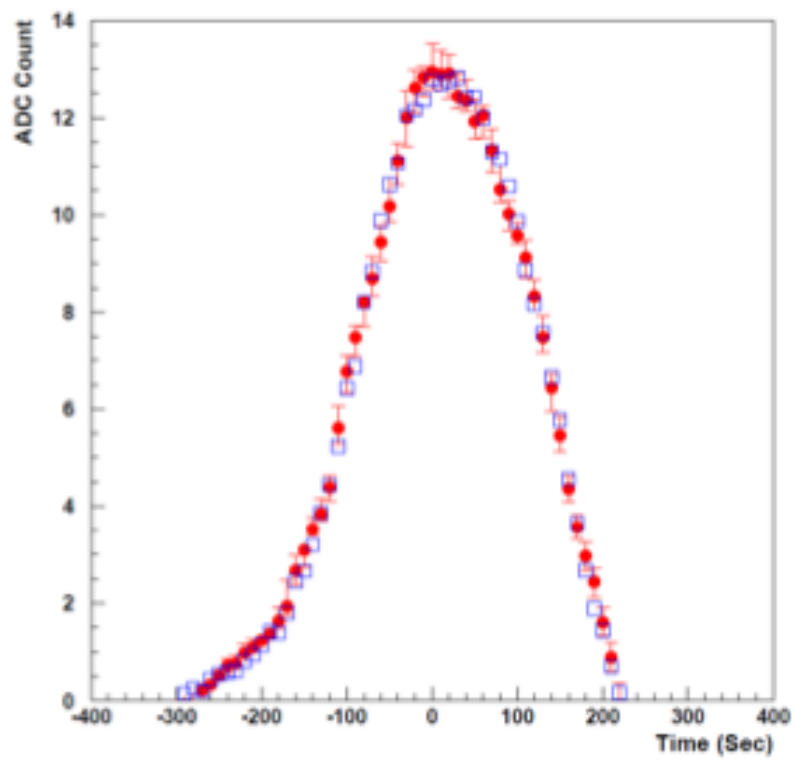


図 3.28: バックグラウンドレベルの時間変化のフィッティング例 (望遠鏡 BRM ID:00). 赤色のプロットが観測値, 青色のプロットが $SSP = 0.2^\circ$ を仮定した場合のシミュレーションによる値である.

TA 実験以前の大気蛍光観測実験では、実験室などの環境で測定された大気蛍光発光スペクトルが、観測地の高度や気象条件でも成り立つと仮定していた。さらに大気蛍光発光効率に始まり、鏡の反射率、フィルター透過率、量子効率、増幅率など様々な係数をそれぞれ個別に測定によって求め、それらを掛け合わせて 1 つの係数とせざるを得なかった。しかし、我々は世界で初めて空中射出型電子線型加速器 = ELS を空気シャワー観測装置に隣接して設置し、これによる電子ビーム、すなわちエネルギーと粒子数が実験者の指定した値にあらかじめ調整されている「擬似空気シャワー」、を使って望遠鏡の各要素の係数の掛け算をひとまとめの係数として知ることを可能にし、結果としてエネルギー決定の系統誤差を小さくすることを可能にした。

FD から 100m と設置距離が近いので、ELS による擬似空気シャワーイベントに対する大気による蛍光の散乱、減衰は無視することができる。ELS の仕様を表 3.1 に示す。

ビーム中の電子のエネルギー	41.1 ± 0.6 MeV
電荷量	10 ⁹ e ⁻ / pulse
ビーム強度	6.4 mJ / pulse
繰り返しレート	0.1 ~ 1 Hz
パルス幅	数 ns ~ 2 μs (typical 1 μs)

表 3.1: Electron Light Source の仕様。

ELS から鉛直上方に射出された電子ビームは、大気分子によって散乱されながら進み、ほとんどの電子が望遠鏡の視野内で電離損失によりエネルギーを失って止まる。パルス中の全電子のエネルギー損失は 4×10^{16} eV のエネルギー損失に相当し、このとき FD で観測される大気蛍光量は 10 km 先での 4×10^{20} eV のエネルギー損失と等価である。空気シャワーの電磁成分はハドロン成分に比べて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シミュレーションによって得られた光量とを比較することで、大気蛍光発光効率と FD の装置定数を一括して絶対較正できる。現在の精度は約 10 % であるが、今後の電荷量測定精度向上により数 % にすることを目標としている [56]。

ELS の外観とシステムの概略図を図 3.29 と図 3.30、FD で観測されたイベント例を図 3.31 に示す。

3.5 地表粒子検出器

TA 実験の地表検出器 (Surface Detectors, SDs) は面積 3 m² のプラスチックシンチレーターからなり、およそ 1.2km 間隔で合計 507 台設置されている (図 3.32)。SD 1 台には、無線通信用アンテナ、ソーラーパネル、シンチレーターボックス、エレクトロニクス (図 3.33) とバッテリーを収納するステンレスボックスで構成されている。

シンチレーターボックスの内部の構造を図 3.34 に示す。シンチレーターボックスには、100 cm × 150 cm × 1 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 2 cm 間隔で直径 1 mm の溝が掘られ、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 (Electrontubes 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、50 MHz サンプリングの FADC 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。

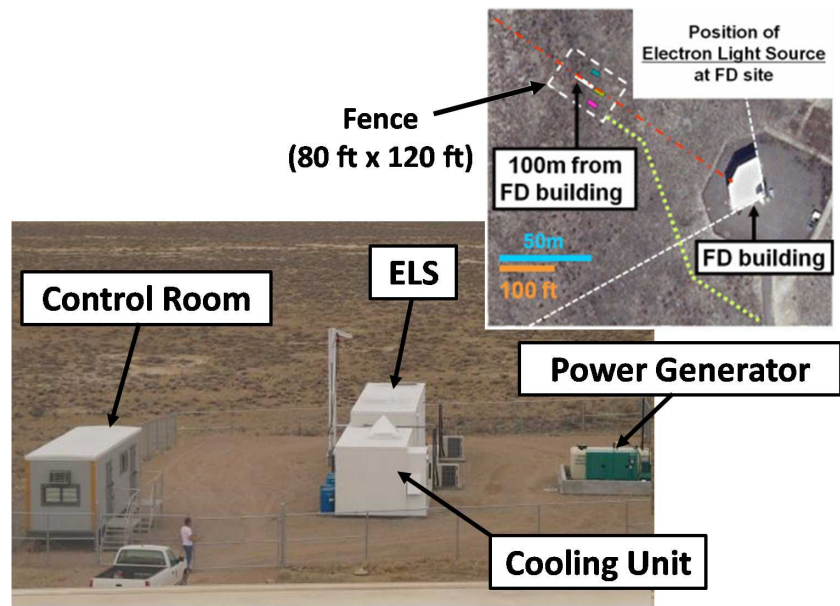


図 3.29: TA サイト BRM ステーションに設置された電子線形加速器, Electron Light Source (ELS).

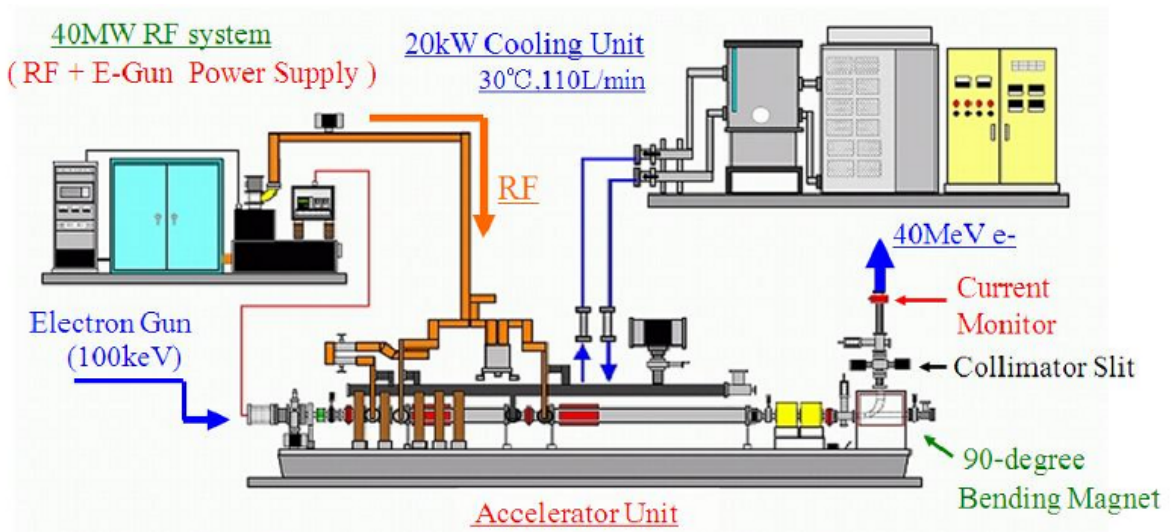


図 3.30: ELS のシステムの概略図.

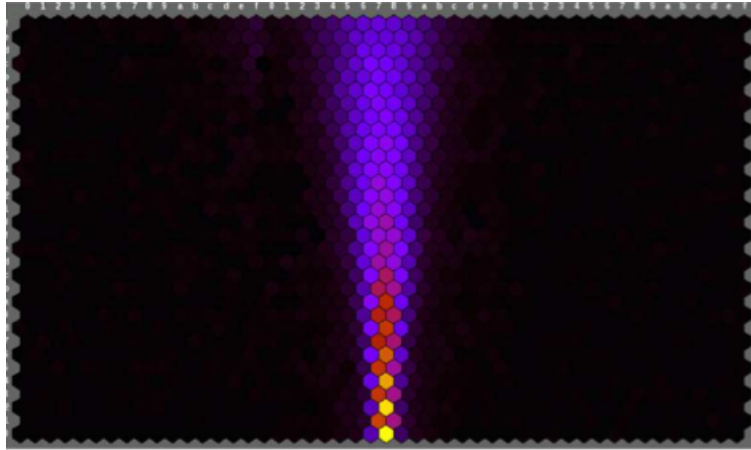


図 3.31: 初めて FD によって観測された ELS ビームのイベントディスプレイ.

各 SD は、ソーラーパネル (京セラ社製 KC120J, KC125TJ, 最大出力 120 W) とバッテリーを備え、外部からの電源供給なしに自立して稼働する。また、指向性アンテナを用いて通信塔 (図 3.32) と 2.4 GHz 帯の無線 LAN で通信している。

図 3.33 が SD のエレクトロニクスである。メインボードには FADC と CPU が搭載され、チャージコントローラー、GPS、無線 LAN ユニットが接続されている。SD はチャージコントローラーを用いてエレクトロニクスの電力管理をしており、主にバッテリーの充放電管理、電圧低下時の自動シャットダウン、電圧回復時の自動復帰を行う。また、各 SD は各々 GPS モジュール (Motorola 社製 M12+) を持っており、SD 間の時刻は 20 ns 以下の精度で同期している。

3.5.1 データ収集システム

データ収集システムは SD アレイ、Tower Electronics、Tower PC、Central PC によって構成されている (図 3.35)。SD アレイは図 3.36 のような 3 つの領域に分かれており、各領域の SD はそれぞれの領域を担当するタワーと通信している。SD アレイは 507 台のうち「3 MIPs 以上の信号を検出した SD が隣接して 3 台以上ある」を条件としてトリガー判定されている。判定には、各領域での判定と、領域の境界での判定、2 つがある。

まず、3 MIPs 以上の信号を検出した SD で記録されたトリガーテーブルが Tower Electronics に集められ、「3 MIPs 以上の信号を検出した SD が隣接 3 台以上あるかどうか」の判定をする。しかしこれでは、領域の境界で同様の条件が適用するとトリガー効率が低下するため、Tower Electronics は境界 1 列目 (図 3.36 において水色の SD) のトリガーテーブルを Tower PC を通じて Central PC に送信し、そこで境界領域でのトリガー判定が行われる。ここで図 3.37 の左図と中図のように境界をまたぐ 2 台の SD でトリガーが発見された場合、これをライントリガーパターンの候補とする。この場合には、境界の 2 列目 (図 3.37 において黄色で丸のかかれた SD) の該当する SD のトリガーの有無を確認する必要がある。そのため、Central PC は該当する領域の Tower PC を通じて Tower Electronics に対して、該当する SD にトリガーがあるかを確認し、存在すればトリガー成立となる。

トリガー生成は以上の 2 種類がある。ある領域の Tower Electronics でトリガー生成された場合には、Central PC を通じて、他の 2 領域でも波形収集が行われる。境界トリガーの場合は、Central PC でトリガーが成立し次第、全タワーを通じて波形情報収集される。



図 3.32: 左 : 地表検出器, 右 : 通信塔.

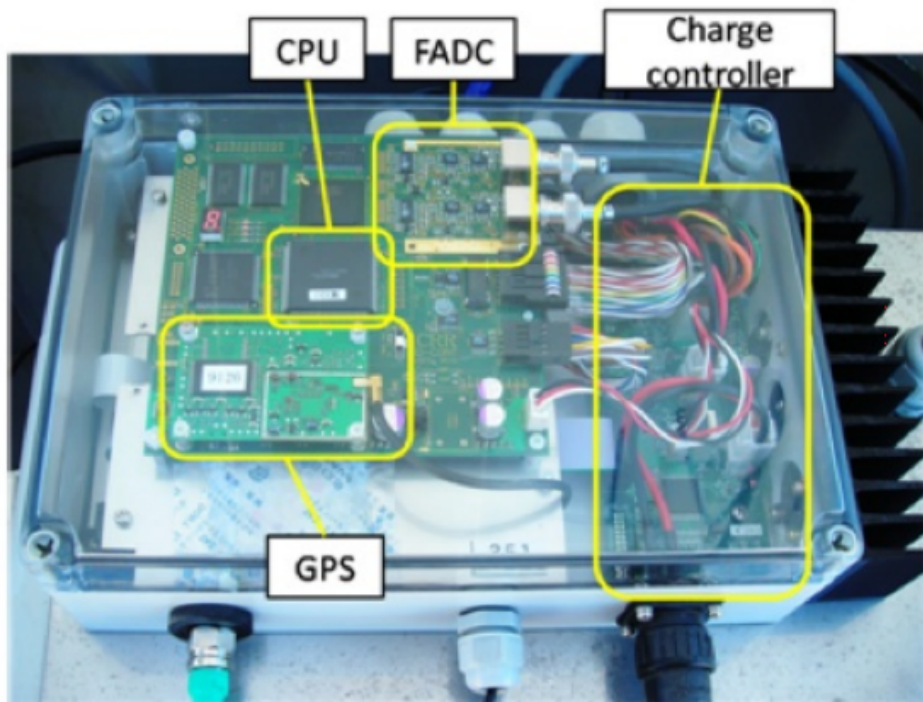


図 3.33: SD のエレクトロニクス. 各 SD と通信塔にこのエレクトロニクスが設置されている. 無線 LAN モジュールは, メインボードの下段に収納されている.

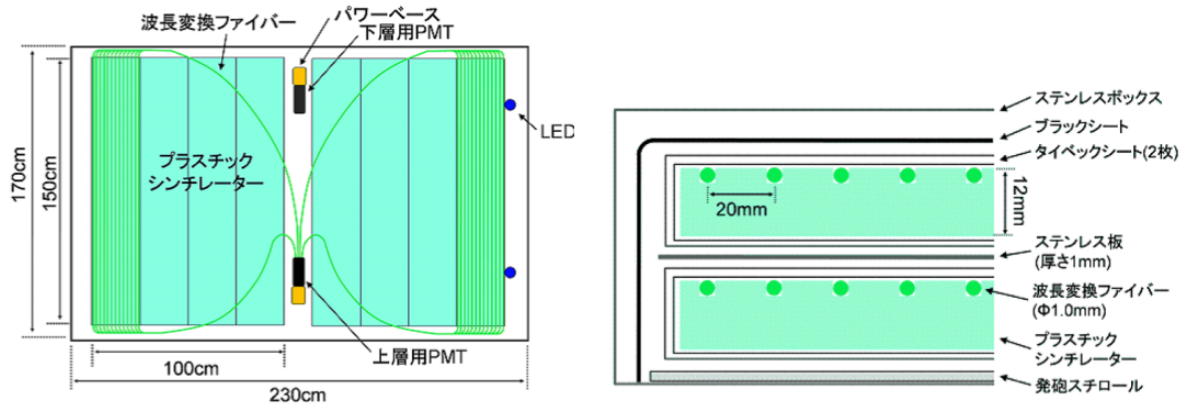


図 3.34: 左 : シンチレーターボックスの内部構造, 右 : シンチレーターボックスの断面図.

以下に SD, Tower Electronics, Tower PC, Central PC の役割をまとめた,

SD SD 単体毎に以下の 2 種類のトリガーがある.

level-0 トリガー 波形に level-0 トリガーがかかったとき, その波形がバッファリングされる. 50 MHz の FADC でデジタル化したデータを FPGA 内の論理回路でトリガー判定する. 具体的な判定は以下の手順で行う. このトリガー頻度は 700 Hz/台 程度である.

1. GPS の 1 pps を検知したら 1 秒前のペDESTAL値を計算する. 計算方法は 8 bin 毎に和をとり, その和のヒストグラムを作る. その最頻値を 8 bin 分の和のペDESTALとする. ここで, 1 bin は 20 ns である.
2. ゲート幅 8 bin で波形の移動平均を計算する.
3. 移動平均からペDESTAL値を引く.
4. ペDESTAL減算後の値が上下層ともに 15 カウント (0.3 MIPs に相当) 以上であれば, 波形データ, 積分値, エレクトロニクスのカウント数をバッファにコピーする. 波形データはしきい値を越えた部分から 32 bin 遡り, 128 bin ($2.56 \mu\text{s}$) が記録される. バッファリングされた波形は 40 秒程度保持される.

level-1 トリガー level-1 トリガーは, level-0 トリガーで記録された積分値が上下層ともに 150 カウント (3 MIP 相当) 以上の場合に発生する. このトリガーがかかった波形に対しては, 積分値とトリガータイミングが入ったトリガーテーブルが生成される. このトリガー頻度は 20 ~ 30 Hz である.

level-1 トリガーを生成した SD のトリガーテーブルは Tower Electronics からの要求時に送信される. また, ヘッダーにはモニター情報が書かれており, トリガーテーブル収集と同時にモニター情報も回収される.

Tower Electronics または Central PC においてシャワーイベントが発見されると, Tower Electronics から各 SD に波形探索命令が送られる. SD はトリガー時刻情報を受け取ると, トリガー時刻 $\pm 32 \mu\text{s}$ 以内に波形が記録されているか探し, その結果を Tower Electronics に送信する. 波形があった場合には Tower Electronics から SD へ波形収集命令が送られてきて, 波形データ, 信号の積分値, トリガー時間情報を送信する.

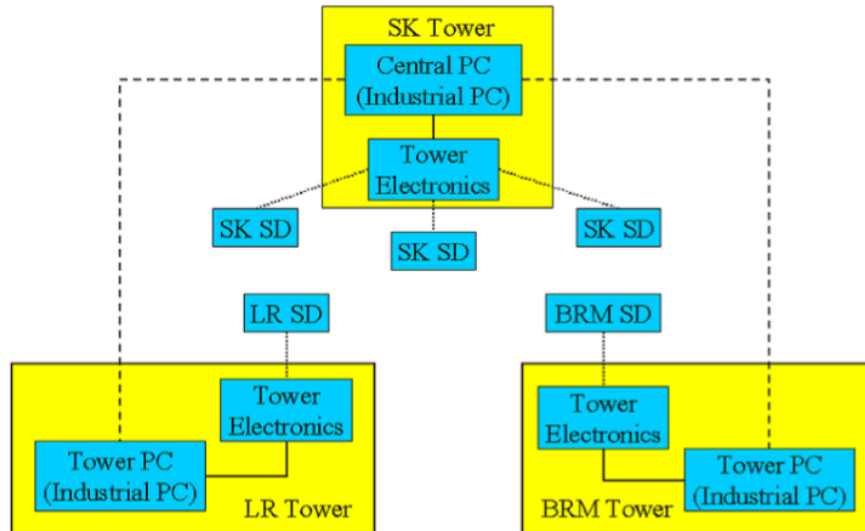


図 3.35: SD のデータ収集ネットワーク. メンテナンス時やデータ収集以外では, この通信塔間のネットワークは使わず, 他の通信ルートを使用して各 Tower PC にアクセスするようになっている.

Tower Electronics Tower Electronics は各通信塔に 1 台設置されている. ハードウェアは SD に用いられているエレクトロニクスと同様で, SD とは違ったファームウェアで動作している. Tower Electronics の役割は以下である.

1. 各領域内の SD から level-1 トリガーの時刻を収集し, 時刻でソートしトリガーテーブルを作る.
2. 上で生成したトリガーテーブルから, 3 台以上の隣接した SD が $8 \mu\text{s}$ 以内で level-1 トリガーしているかを確認する.
 - (a) そのような状況を発見したらトリガー時刻情報を各 SD に送り, トリガー時刻 $\pm 64 \mu\text{s}$ の時間範囲に対して波形情報を記録しているか探させる.
 - (b) 波形探索の結果, 発見した波形数を受け取る.
3. 境界トリガー判定のため, 境界 1 列分のトリガーテーブルを Tower PC に出力.
4. Central PC による境界トリガー判定 (ライントリガーパターン検索) のため, 境界から 2 列目の SD トリガーテーブルを Tower Electronics が 16 秒程度保持する.
5. Central PC から Tower PC を通じてライントリガーパターンの探索命令を受け取った場合, 4 で保持している情報から該当する SD にトリガーがあるか探し, 結果を Tower PC を通じて Central PC に送る.
6. 他領域でトリガーがあった場合, 境界トリガーがあった場合にトリガー時刻, ポジション, トリガーの種類を Tower PC から受け取り, 波形情報を収集する.

Tower PC Tower PC は各通信塔に 1 台設置されている. SK の Tower PC はここで示す Tower PC の機能に加えて, 特別な機能をもつため, Central PC と呼ばれる. ここでは, BRM, LR, SK 3 つの Tower PC に共通する機能について説明する.

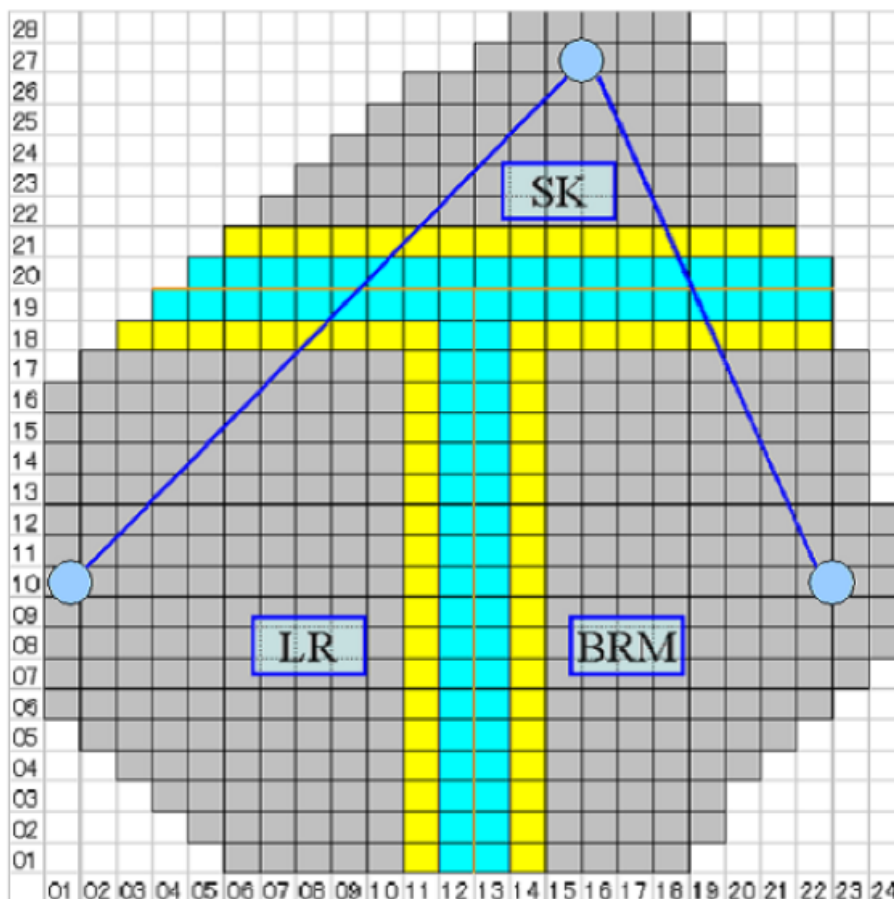


図 3.36: BRM, LR, SK の各領域と境界. 1 マスが 1 台の SD を表している. 水色の SD のトリガーテーブルは SK 通信塔にある Central PC に転送され, 境界トリガー判定される. 黄色の SD のトリガーテーブルはライントリガーパターンを照合されるため, Tower Electronics で記録している.

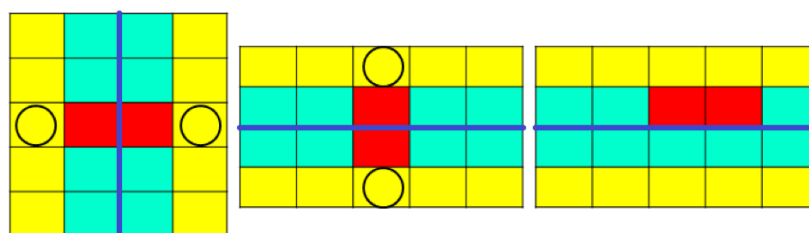


図 3.37: ライントリガーパターンの確認例. 青線は境界を, 赤 SD は level-1 トリガーのかかった SD を表す. (左)(中) の場合, 赤 SD は境界をまたがって隣接しているので黄色で丸のかかれた SD にトリガーがあるかを確認する. (右) の場合, 赤 SD は境界をまたがっていないため, ライントリガーパターンではなく, どのトリガーもかからない.

1. Tower Electronics から出力されるデータから以下の情報を読み出し、メモリーに保存する。
 - (a) 境界 1 列目のトリガーテーブル
 - (b) トリガーが発生した場合の時刻とトリガーがかかった SD の位置
 - (c) ライントリガーパターンの検索結果
2. 取得した境界 1 列目の SD のトリガーテーブルを時間情報でソートし、10 秒程度のバッファに保存する。
3. Central PC からの要求時に情報を送信する。
 - (a) Central PC から要求された秒の境界 1 列目のトリガーテーブル
 - (b) Tower Electronics から読み出した領域のトリガー情報
 - (c) ライントリガーパターン検索でトリガーを発見した時のトリガー情報
4. Central PC から Tower Electronics への命令を中継する。
 - (a) トリガー情報からトリガー時刻を確認し、トリガー時刻が、直前に収集された波形の時刻 $\pm 8 \mu\text{s}$ 以内でなければ、Tower Electronics に送り波形情報収集を命令する。これは 1 つの空気シャワーイベントで自領域でトリガーがかかり他の領域でもトリガーがかかった時に、二重で波形を収集することで防止するためである。
 - (b) ライントリガーパターン検索を命令する。

Central PC Central PC は SK の通信塔に置かれた PC で、Central PC であると同時に Tower PC の機能も持つ。以下、Central PC 特有の機能を述べる。

1. 各 Tower PC に命令し、指定した時刻 (秒) の境界 1 列目のトリガーテーブルを取得する。
2. 取得した境界 1 列目のトリガーテーブルを時間情報でソートし、トリガー判定を行う。
3. 境界トリガーがあった場合、各タワー PC に対して波形情報収集命令を出す。
4. ライントリガーパターンの可能性がある場合に、ライントリガーパターン検索命令を該当する領域の Tower PC に出す。
5. Tower PC からライントリガーパターンでのトリガー情報を得た時、各タワーに波形情報収集命令を出す。
6. Tower PC から Tower Electronics で発生したトリガー情報を得た時、そのタワーを除いた他のタワーに波形情報収集命令を出す。

3.6 FD と SD アレイの同時検出事象

SD アレイはほぼ 100 % の効率で稼働しているので、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必ず同時検出されることになる (図 3.38)。

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一次宇宙線の到来方向が決定され、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が決定される。FD 観測では大

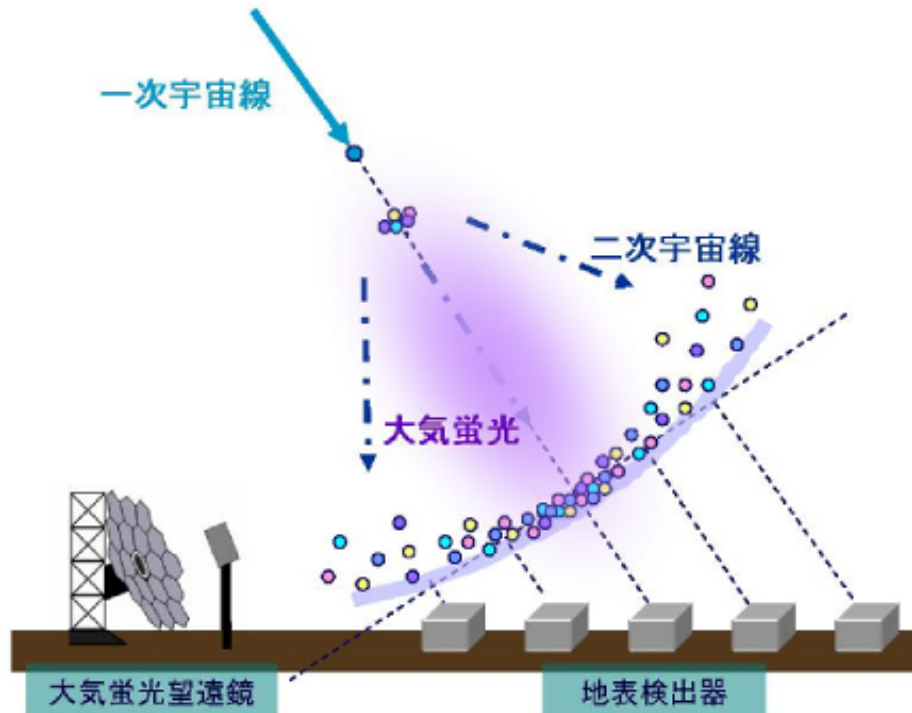


図 3.38: FD と SD アレイによる空気シャワーの同時検出.

空中を通過する空気シャワーの軌跡を撮像し、信号の時間差から一次宇宙線の到来方向を決定し、軌跡の輝度（光量）とシミュレーションを比較することで一次宇宙線のエネルギーが推定される。このように SD アレイと FD は測定原理が異なり、観測された事象を解析する上で相補的な役割を果たす。SD のデータ解析においてエネルギーの推定は、シミュレーションで仮定しなければならない高エネルギー相互作用モデルと一次組成への依存性が大きな系統誤差の原因となる。一方で、FD のデータ解析でのエネルギー推定はシミュレーションにおける相互作用モデルや一次宇宙線の組成への依存性は比較的小さく、これに加えて ELS を用いたエネルギーの絶対較正をすることができるため、エネルギー決定の系統誤差は SD アレイに比べて小さい。また、FD 単独での一次宇宙線の到来方向の決定は精度が悪く（1 ステーションでのみ観測された事象の場合、2 つ以上の FD ステーションで同時検出される「ステレオ事象」の場合は方向決定精度は SD アレイよりも良い） $\sim 5^\circ$ 程度であるのに対して、SD アレイのデータ解析での到来方向決定法は原理が単純で、エネルギー $10^{18.5}$ eV では $\sim 2.4^\circ$ 程度、より高いエネルギーの $10^{19.0}$ eV 以上では $\sim 1.4^\circ$ で到来方向を決定することができる。FD と SD アレイの同時検出事象では SD と FD の長所を組み合わせることで観測することによってより高精度なエネルギー推定が行える [57]。

第4章 Middle Drum ステーション



図 4.1: MD ステーションの外観図.

BRM ステーションと LR ステーションの大気蛍光望遠鏡は TA 実験用に新設された一方で、MD ステーションには HiRes 実験で使用されていた大気蛍光望遠鏡が移設された。BRM ステーションと LR ステーションの観測データは米国と日本でそれぞれの解析ソフトウェアによって解析され、両解析ソフトウェアがクロスチェックされているため、解析の信頼性は高い。一方で、MD ステーションの観測データは HiRes 実験で使用されていた解析ソフトウェアをベースに開発された解析ソフトウェアによる解析だけが米国で行われている。このため、MD ステーションで観測されたデータに対する解析ソフトウェアは 1 つしかなく、TA 実験の本来の目的である HiRes 実験の直接的検証のための新旧望遠鏡間の解析結果の比較ができていなかった。

日本で BRM/LR ステーションのために開発された標準解析ソフトウェアに MD ステーションの取扱いを導入することで、全ての大気蛍光望遠鏡データを解析できる統合データ解析ソフトウェアを開発し、旧 HiRes とは独立に MD ステーションで観測されたデータを解析するために、MD ステーションの情報 (形状、スペック、性能、設置位置など) を BRM ステーション、LR ステーションと比較して導入した。この章では、導入した MD ステーションのこれらの情報に関して述べる。

4.1 Middle Drum (MD) ステーション

MD ステーションは、緯度 39.5° 、経度 113.0° 、標高 1589 m に設置されている (図 4.1)。ステーションの前方には、CXF と呼ばれる Xe フラッシャー装置が設置されている。このステーションには、HiRes 実験の HiRes-I の大気蛍光望遠鏡を移設した 合計 14 基の望遠鏡が扇型に配置されている (図 4.2)。ステーション全体で方位角 120° 、仰角 $3^\circ \sim 31^\circ$ を観測する [59]。



図 4.2: MD ステーションの大気蛍光望遠鏡 (左) と 各望遠鏡の ID(0 ~ 13) (右)。

4.1.1 望遠鏡と光学系

MD ステーションの大気蛍光望遠鏡 1 基の視野は、方位角方向、仰角方向ともに 14° である。 $3^\circ \sim 17^\circ$ の視野を向く望遠鏡 (ID: 0, 2, 4, 6, 8, 10, 12)、 $17^\circ \sim 31^\circ$ の視野を向く望遠鏡 (ID: 1, 3, 5, 7, 9, 11, 13) からなり、全体では方位角方向に 120° 、仰角方向に $3^\circ \sim 31^\circ$ がカバーされる。望遠鏡に使われる球面鏡は、半径 630 mm の円形のセグメントミラー 4 枚からなる面積 4.18 m^2 のクローバー型の合成球面鏡である。球面鏡の曲率半径は、 4780 mm (ID: 2, 5, 6) と 4740 mm (ID: 1, 3, 4, 7 ~ 13) である。また、PMT カメラを設置するための台や PMT カメラのフレーム、カメラから出るケーブルなど、球面鏡に光が入射することを妨げる遮蔽物を直角柱と円柱で考慮し、ソフトウェアに実装した。上視野 (高仰角) を向いた望遠鏡と下視野 (低仰角) を向いたものでは PMT カメラの高さが異なり、上視野のものでは 226 cm で、下視野のものでは 179 cm である。これらの形・大きさ・設置位置を標準ソフトウェアに数 cm の精度で記述している。

球面鏡の反射率は球面鏡毎に異なるが、BRM ステーション、LR ステーションと同様に波長域 $330\text{ nm} \sim 450\text{ nm}$ で 80% 以上である。図 4.3 が波長毎の球面鏡の反射率であり、時間変化を考慮しない反射率をシミュレーションや解析プログラムに記述している。

4.1.2 PMT カメラ

PMT カメラの構成は BRM ステーションや LR ステーションと同じで、 16×16 のアレイ状に並べられた 256 本の PMT から構成されている (図 4.4)。PMT カメラは球面鏡の焦点面に設置

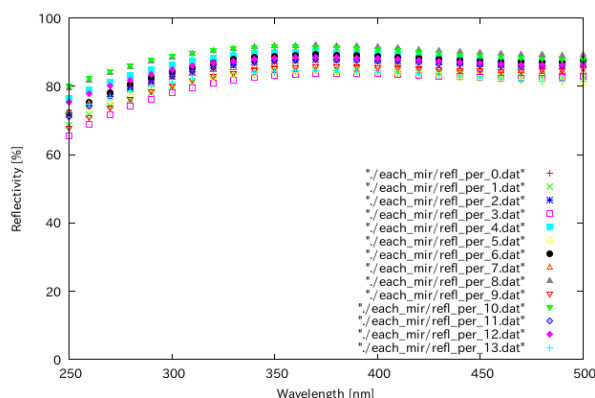


図 4.3: 各望遠鏡の球面鏡の反射率.

されており、球面鏡の中心と PMT カメラの中心の距離は 2.29 m (ID: 1, 3, 4, 7 ~ 13) と 2.30 m (ID: 2, 5, 6) である。しかし、BRM ステーションや LR ステーションとは使用されている PMT が異なる。ID が 0 ~ 5 の望遠鏡では EMI 9974KAFL, 6 ~ 13 の望遠鏡では Phillips XP3062/FL が使用されている。両 PMT ともに 1 本で約 $1^\circ \times 1^\circ$ の視野を持つ。また、これらの PMT の大きさ (六角形の対辺の距離) は 46 mm であり、BRM ステーションや LR ステーションの PMT (60 mm) より小さい。そのため、PMT カメラの大きさも小さく、 $360 \times 720 \times 620$ cm (感面の高さ \times 幅 \times カメラの奥行き) である。有効検出面積は PMT 1 本あたり 1000 mm^2 である。各 PMT は、HV 分配器とプリアンプを内蔵し、HV と LV を供給している single-piece-back-plane に接続されている [61]。

PMT の量子効率、すべての PMT で同じ値と波長依存を持つと仮定されており、図 4.5 (左) の値をプログラム内で用いている。大気蛍光の波長域以外のバックグラウンド光をカットするためのバンドパスフィルターがカメラ感面前に装着されている。このフィルターの透過率を図 4.5 (右) に示す。

4.2 エレクトロニクス

MD ステーションで使用されているエレクトロニクスクレートの写真と概略図を図 4.6 に示す。このエレクトロニクスクレートはデータ収集エレクトロニクスを含む Versa Module Eurocard (VME) クレート、VME クレート用と PMT に内蔵されたプリアンプ用 LV パワーサプライ、PMT への HV 分割用 HV パワーサプライクレートなどで構成されている [61]。このエレクトロニクスクレートも、大気蛍光望遠鏡と同様に HiRes-I のものを移設し使用している。

4.2.1 データ収集システム

VME クレートのデータ収集システムエレクトロニクスは CPU カード、Ommatidial Board (OMB), Trigger Logic Board (TRG), Program Pulse Generator Board (PPG), Multifunction Board (MISC) で構成される (図 4.7, 図 4.11)。PMT の出力信号は PMT に内蔵されたプリアンプで増幅され、OMB に送られる (図 4.8, 図 4.9)。トリガーシステムには、OMB, TRG の 2 種類のモジュールが使用される。



図 4.4: MD ステーションで使われている PMT. 左側の PMT はシールドが取りはずされており、プリアンプを含む小さな回路ボードが見えている。プリアンプ回路については第 4.2 節および図 4.8 を参照。

OMB

OMB はメインアンプ, Sample and Hold 回路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スステムの 2 つの段階の論理回路系が実装されたモジュールである。1 ボードで 16 入力を持ち, 1 カメラあたり 16 枚の OMB を有する。MD では Rev3 の OMB のチャンネル B を使用している。Rev3 の OMB の概略図を図 4.10 に示す。チャンネル A との違いはローパスフィルターとディレイの時間の違いである。メインアンプ出力信号は 2 つに分けられ, 375 ns のローパスフィルターを通過してトリガー回路へ, 1600 ns のディレイラインを通過して積分回路へ送られる。

トリガー回路に送られた信号は, チューブトリガー, サブクラスタートリガーの 2 段階の判定にかけられる。チューブトリガーは, 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を判断する。各 PMT でしきい値は異なり, 各 PMT のトリガーレイトが 200 Hz を保持するように, 絶えずしきい値は調節されている。チューブトリガーのしきい値を越えた信号は「ヒット」とされ, さらに次にサブクラスタートリガー判定にかけられる。サブクラスターとは, 256 本の PMT からなる PMT カメラを 4×4 のアレイ状に 16 分割したときの 1 単位である。サブクラスタートリガーの最低条件は, $6 \mu\text{s}$ 以内にチューブトリガーされた PMT がサブクラスター内に最低 3 つあり, 少なくとも 1 つの隣接したペアがあることである。判定結果は逐次 TRG に転送される。

メインアンプのもう一方, すなわちディレイラインを通過して積分回路に送られた信号は, $5.6 \mu\text{s}$ の時間幅で積分され, その積分値が 12 bit の ADC によってデジタル化される。

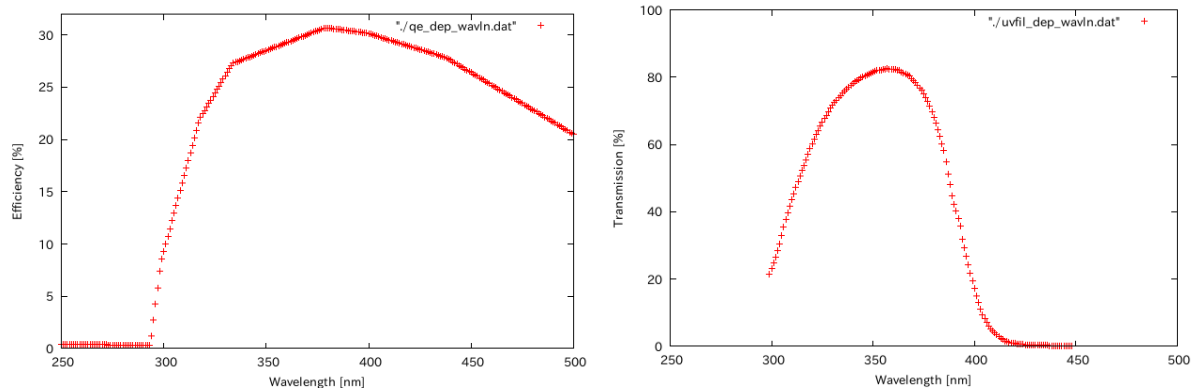


図 4.5: シミュレーション/データ解析で用いる PMT の量子効率 (左) とカメラに取り付けられたバンドパスフィルターの透過率 (右).

TRG

1 ボードで 1 基の望遠鏡を担当するモジュールである。1 カメラ内の全ての OMB からのサブクラスタトリガー情報を集め、データ取得の最終判断であるミラーレベルトリガーを行う。ミラーレベルトリガーは、 $25 \mu\text{s}$ 以内にサブクラスタトリガーをかけられたサブクラスターが 2 つ以上あることが条件である。トリガーされたカメラのトリガー判定の情報は、CPU ボードに転送される。

CPU

1 ボードで 1 基の望遠鏡を担当するモジュールである。CPU ボードには Motorola 68030 プロセッサが設置され、すべてのエレクトロニクスを制御する。TRG でミラーレベルトリガーが起動し情報が転送されてきたとき、 $25 \mu\text{s}$ の Hold Off の時間を課す。この時間に CPU は CTC に GPS のタイムスタンプを要求するパケットを送り、CTC から GPS の時間情報が送り返される。Hold Off の時間の直後、 8 ms のデッドタイムがあり、望遠鏡の次のトリガーは抑制される。デッドタイムの間に、CPU が ADC や TDC、トリガーされた PMT のしきい値を読み出し、それらのデータは DAQ に転送される。

4.2.2 その他のモジュール

MISC

1 ボードで 1 基の望遠鏡を担当するモジュールである。Multifunction Board (MISC) は、HV と LV の読み出しや温度のモニタリング、望遠鏡の前方にあるシャッターの開閉などの望遠鏡の補助機能を制御する。

PPG

1 ボードで 1 基の望遠鏡を担当するモジュールである。Program Pulse Generator Board (PPG) は、さまざまな波形のパルス信号を生成し、各 PMT に送り、PMT の信号に対する応答を測定す



HV Distribution Crate
15 V DC Supply
3-fan FAN-PAK
HV Supply
3-fan FAN-PAK
LV Switching Supply (5, 12 V)
VME Crate
Heat-tape
6-fan FAN-PAK
220 V AC
110V AC

図 4.6: MD ステーションの電子スクレータの写真と概略図.

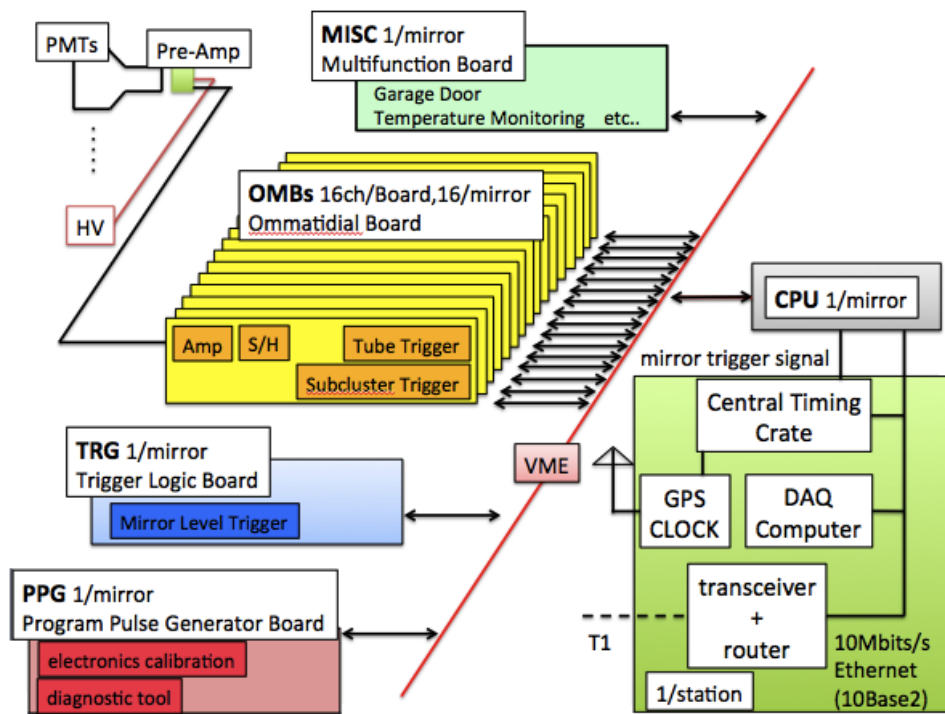


図 4.7: MD ステーションのエレクトロニクスブロック図.

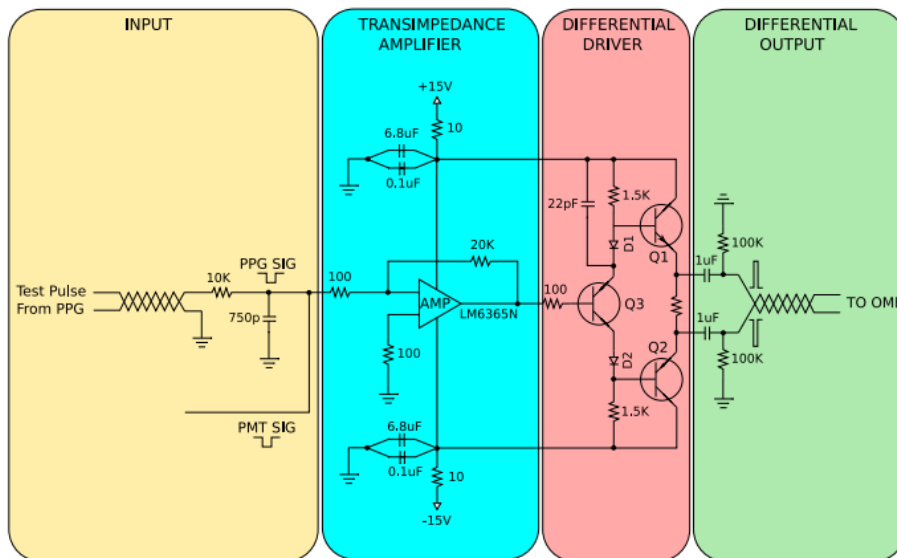


図 4.8: MD ステーションの PMT のプリアンプ回路のブロック図.

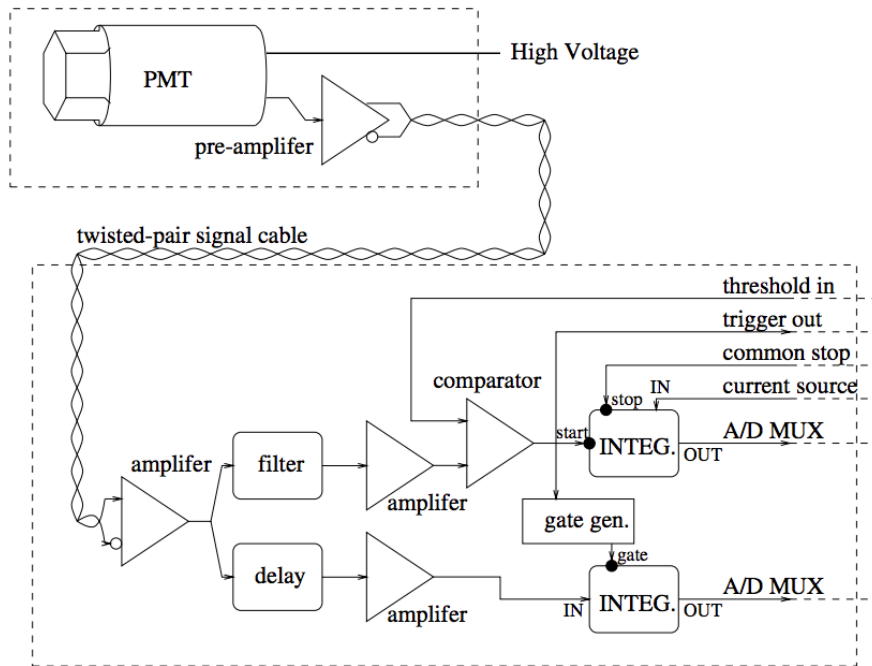


図 4.9: 各 PMT チャンネルの概略図.

る。これは PMT が誤動作していないかを確認するために、データを集める前に診断テストとして毎晩行われる。

4.3 キャリブレーション

BRM ステーションや LR ステーションの場合と同様に、MD ステーションでも望遠鏡の特性と時間変化を常時知っておく必要がある。この節では、MD ステーションの較正について述べる。

4.3.1 エレクトロニクスの較正

エレクトロニクスの機能性点検を観測の前後に行う。PPG ボードによってそれぞれの PMT のプリアンプに制御可能な振幅と時間の方形波を送信する。観測開始前に単一パルスを送り、イベントディスプレイで PMT の動作を確認する。

加えて、各 PMT に対して以下の検査をする。この検査によって、プリアンプ、信号ケーブル、PPG チャンネル、サブクラスター、全てのエレクトロニクスの異常を確認する。以下のような検査順序で初期化やエレクトロニクスの機能性を点検する。

1. レスポンスを確認するためのエレクトロニクスラックの初期化
2. GPS クロックとシステムの同期の確認
3. LV を読み込み、許容範囲であるかの確認
4. しきい値をセットし、デジタル化して運営上問題がないかの確認

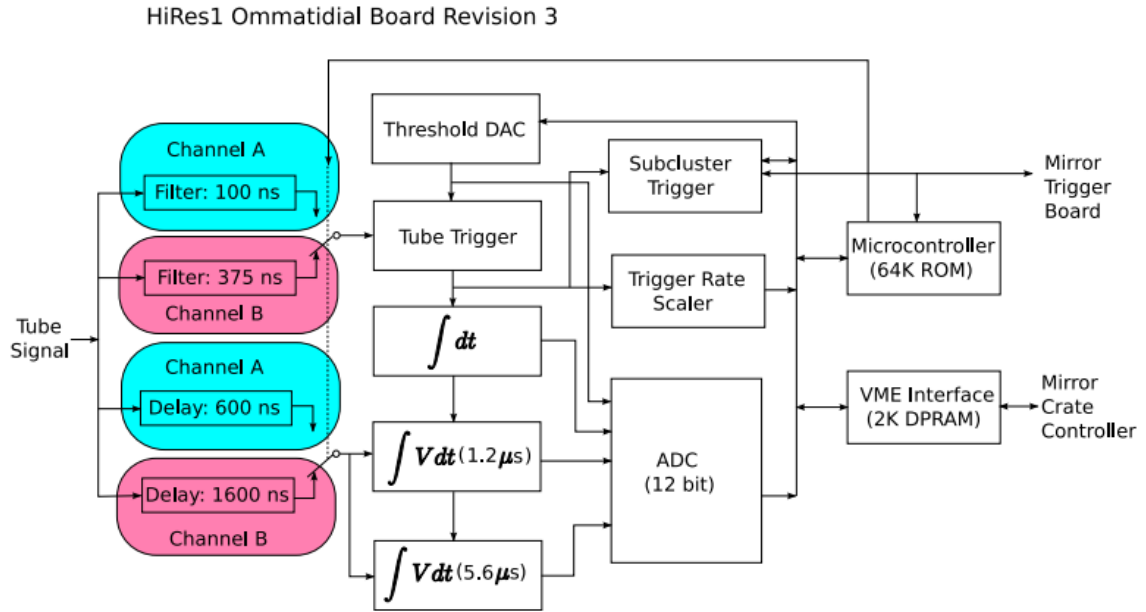


図 4.10: Ommatidial Board Rev.3 のブロック図.

5. カウンティングレイトの生成と確認
6. エレクトロニクスでトリガーを生成して、タイミングのリードバックや OMB の TDC が正常であるかを確認
7. PPG トリガーが生成され、ADC と TDC が同時に運営可能かの確認

4.3.2 光学系の較正

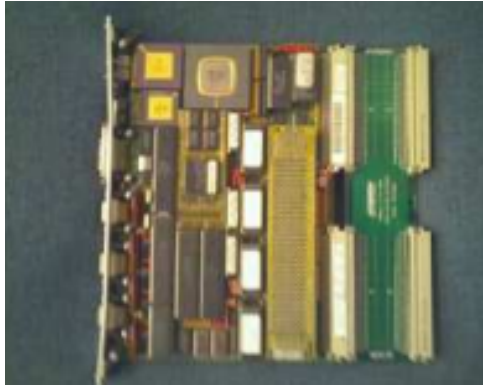
MD ステーションでは光学系の較正に RXF, UVLED, CXF を使用している [60].

RXF

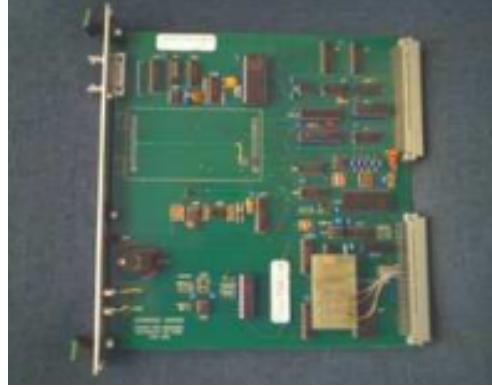
Roving Xenon Flasher(RXF:図 4.12) を用いて光子数を ADC 値で定量化することによって、各 PMT のゲインを較正する. RXF はそれぞれの球面鏡の中心に取り付けられ (図 4.13), RXF による Xe フラッシュ光が大気蛍光望遠鏡によって 5 ~ 20 分間トリガーされる. 波長毎に射出される光子数はほぼ変わらない (~0.3%). RXF による較正は観測期間毎に行われている. 図 4.14 が RXF 測定による PMT の ADC 値のヒストグラムであり、このヒストグラムをポアソン分布でフィッティングし、この時の平均値と RMS を光電子数の見積りに使用する.

UVLED

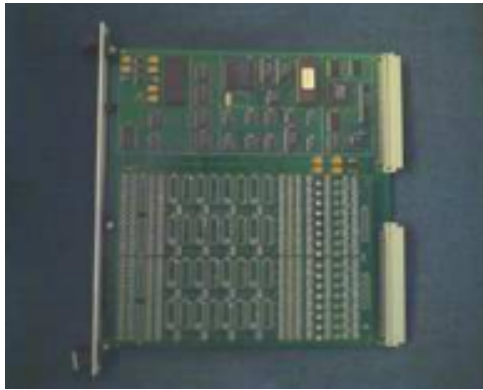
観測毎の PMT の較正のために Ultra Violet Light Emitting Diode (UVLED) からの光を測定をする (図 4.15). UVLED は RXF と同じで各球面鏡の中心に設置されており、観測開始前、観測



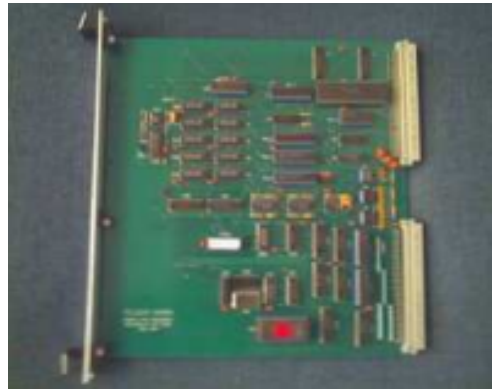
(a) CPU ボード



(b) MISC ボード



(c) OMB ボード



(d) TRG ボード



(e) PPG ボード

図 4.11: MD ステーション望遠鏡の電子回路モジュール.

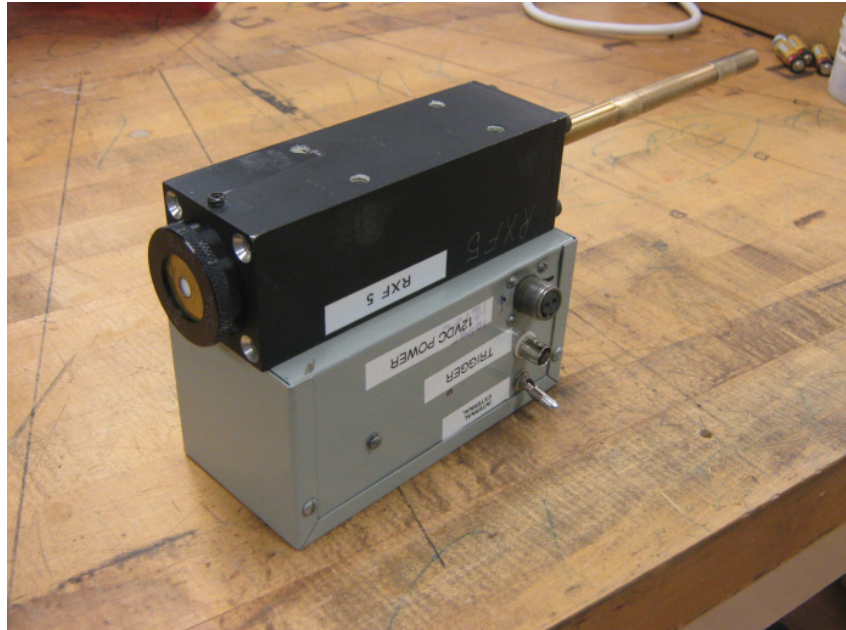


図 4.12: RXF の外観図. RXF の上部がフラッシュランプ, 下部が電源である.



図 4.13: 球面鏡の中心に取り付けられた RXF.

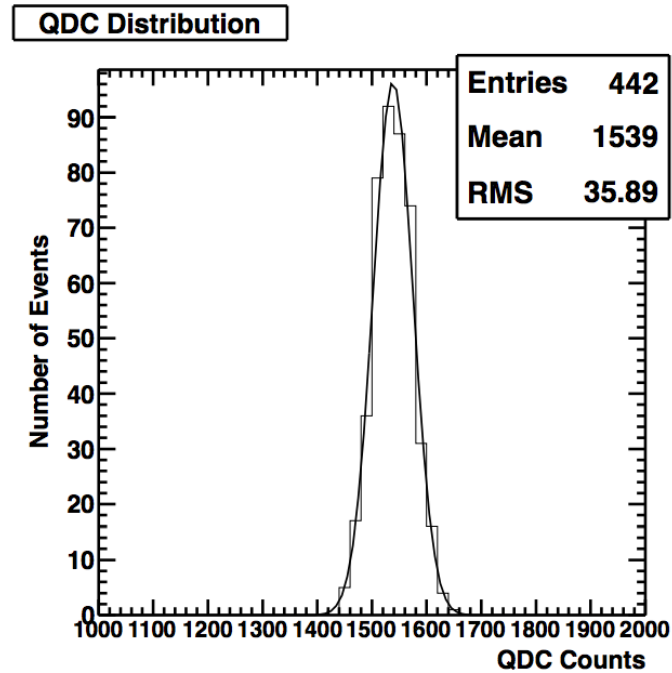


図 4.14: RXF 測定による PMT の QDC 値のヒストグラムとポアソン分布によるフィッティング. この測定の平均値と RMS を光電子数の見積りで使用する.

中, 観測終了後に 355 nm で発光する. UVLED 測定によって実質的に実時間での PMT ゲインを監視することができる. UVLED 機能性は RXF を用いた較正との比較によって見積もられる.

UVLED と RXF は強い温度依存性を持つため, それぞれ動作時の温度を監視する必要がある. 図 4.16 が UVLED と RXF による ADC 値毎の光電子数であり, 温度依存性による季節変化がはっきりとわかる. 温度を考慮することで温度依存性を取り除いたものが図 4.17 である.

CXF

Central Xe Flasher(CXF) は, MD ステーションの扇型の建物の中心に設置された Xe フラッシュャーである (図 4.18). そのため, 同じ時間に全ての望遠鏡で Xe を観測することができる. CXF 測定は球面鏡の相対的な較正ために, 観測夜毎に最初と最後に一度だけ行われる.

4.3.3 大気状態のモニタリング

大気状態のモニタリングには BRM/LR ステーションでも使用している LIDAR, CLF, 雲のモニタリングには Weat コードを使用している. これらの情報は第 3.4 節に記述してある.

また, 温度や大気圧, 湿度のような大気パラメータは US 標準大気モデル (1976) を使用している. このモデルでは, 海拔高度 h km と垂直方向の大気深さ x_ν g/cm² を以下のように定義している [51].

$$x_\nu(h) = \begin{cases} a_i + b_i \cdot e^{-h/c_i} & (i = 1, \dots, 4) \\ a_5 + b_5 \cdot -h/c_5 & (i = 5) \end{cases} \quad (4.1)$$

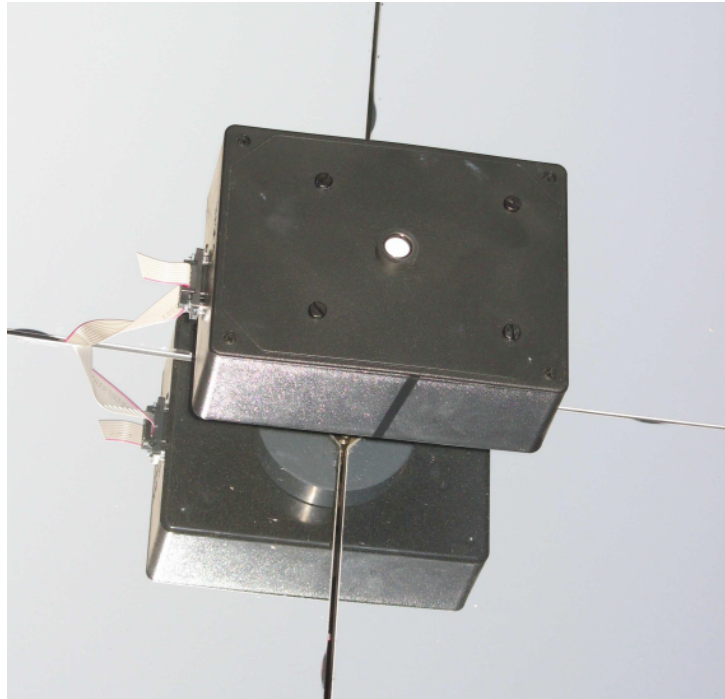


図 4.15: 球面鏡に取り付けられた UVLED の外観図.

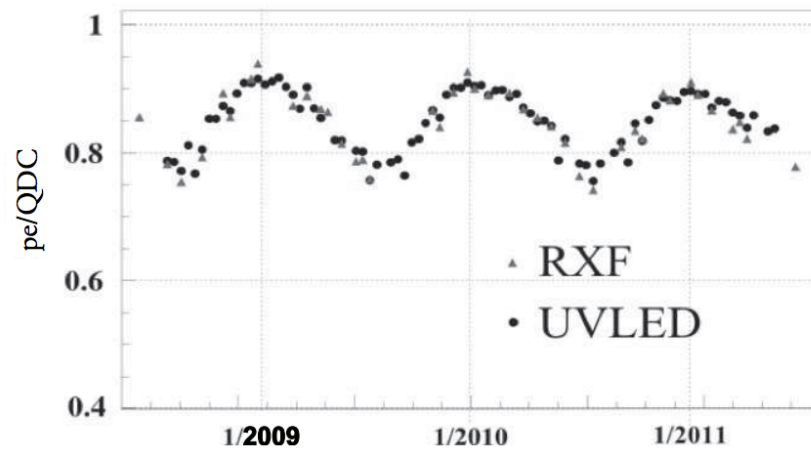


図 4.16: RXF と UVLED による QDC 値毎の光電子数. 温度依存性による季節変化がはっきりとわかる.

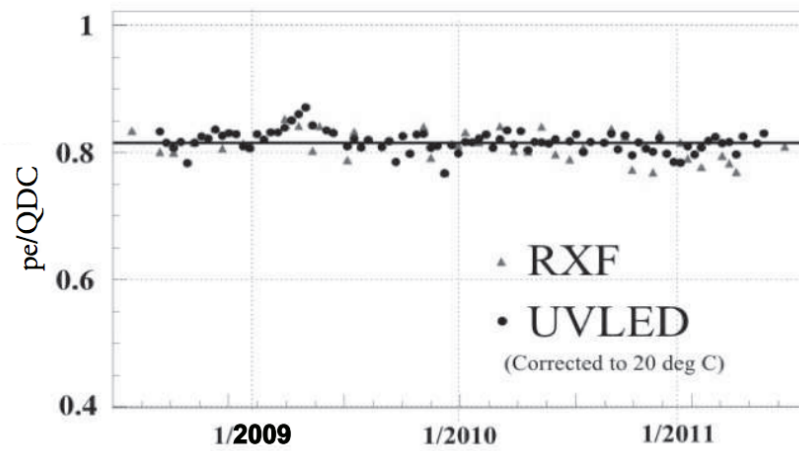


図 4.17: 温度依存性を取り除いた RXF と UVLED による QDC 値毎の光電子数.



図 4.18: CXF の外観図.

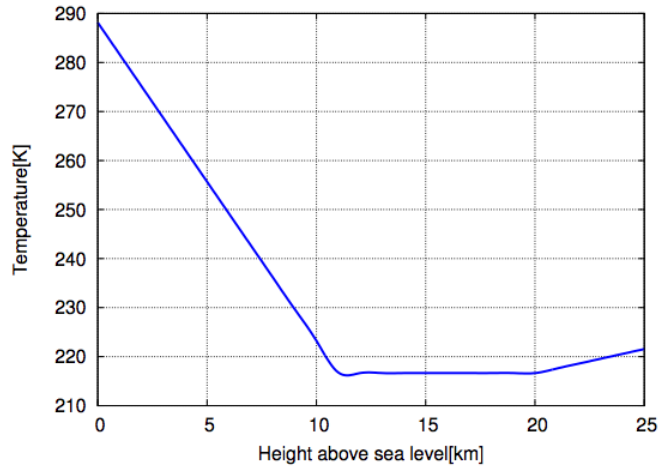


図 4.19: US 標準大気モデルでの高度ごとの気温.

式 8.1 では大気を高度ごとに 5 つの層に分けているが, i 番目の層の境界高度と各パラメータの値は以下である.

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

表 4.1: US 標準大気モデルにおける, 境界高度と各 a_i, b_i, c_i の値.

また, モデル中での高度と気温の関係は図 4.19 のようになっている.

第5章 TA 実験標準のシミュレーションとイベント再構成ソフトウェア

5.1 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の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。

5.1.1 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 天頂角 θ , 方位角 ϕ
- コア位置 x, y

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 (1.35) 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。

$$E_{\text{cal}} = E_0 - E_{\text{miss}} \quad (5.1)$$

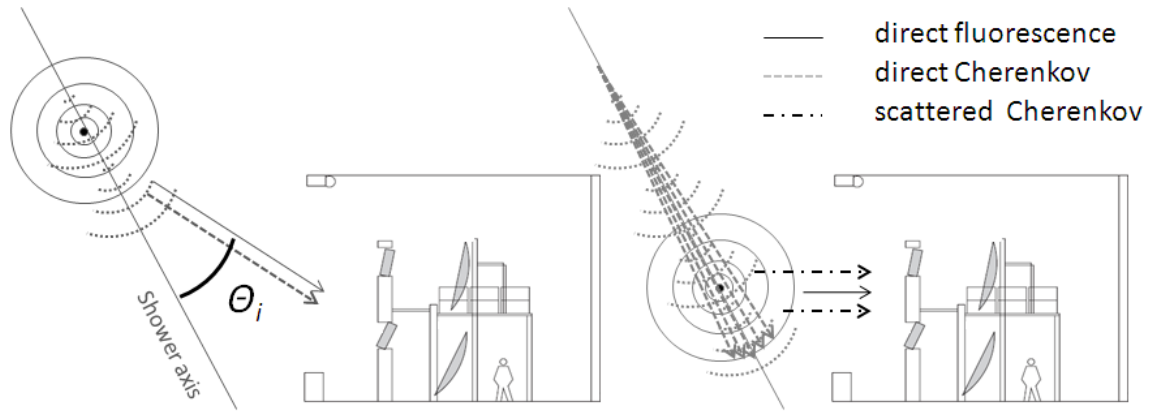


図 5.1: 空気シャワーから望遠鏡に入射する光子. 大気蛍光発光とチェレンコフ光にくわえ, 指向性をもったチェレンコフ光が散乱することで望遠鏡に入射する.

ただし, CORSIKA [62] による空気シャワーシミュレーションから

$$\frac{E_{\text{cal}}}{E_0} = A - B \left(\frac{E_{\text{cal}}}{10^{18}\text{eV}} \right)^{-C} \quad (5.2)$$

の関係が成り立つことがわかっている [63] 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

$$E_0^1 = \frac{dE(s)}{dX} \int_{X_1}^{\infty} N_e(X, N_{\text{max}}, X_{\text{max}}, X_0) dX \quad (5.3)$$

を使い,

$$N_{\text{max}} = \frac{E_{\text{cal}}}{E_0^1} \quad (5.4)$$

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, 任意の大気の斜め深さ $X \text{ g/cm}^2$ 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.

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 5.1).

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。

$$N_{i\lambda}^{\text{Fl}} = N_{e,i} \frac{dE(s_i)}{dX} Y_{i\lambda}^{\text{Fl}}(H_i) S_{\lambda}^{\text{Fl}}(H_i) dl_i \quad (5.5)$$

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

$$N_{i\lambda}^{\text{Fl,tel}} = N_{i\lambda}^{\text{Fl}} T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(r_i) T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(r_i) \frac{A_i}{4\pi r_i^2} \quad (5.6)$$

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。

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 [64]。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,

$$N_{i\lambda}^{\text{C}} = N_{e,i} \frac{dE(s_i)}{dX} Y_{i\lambda}^{\text{C}}(H_i, s_i) S_{i\lambda}^{\text{C}}(H_i, s_i) dl_i \quad (5.7)$$

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。

$$D_i^{\text{C}}(\theta_i) = \frac{1}{\theta_0} \exp\left(-\frac{\theta_i}{\theta_0}\right) \quad (5.8)$$

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 [64]。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

$$N_{i\lambda}^{\text{C,tel}} = N_{i\lambda}^{\text{C}} T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(r_i) T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(r_i) \frac{2}{\sin \theta_i} \frac{A_i}{4\pi r_i^2} D_i^{\text{C}}(\theta_i) \quad (5.9)$$

から計算する。

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 $N_{i\lambda}^{\text{C Total}}$ 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,

$$N_{i\lambda}^{\text{C Total}} = N_{i\lambda}^{\text{C}} + N_{i-1}^{\text{C pass}} \quad (5.10)$$

である. $N_{i\lambda}^{\text{C Total}}$ からこのセグメントでレイリー散乱, 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 $N_{i\lambda}^{\text{C pass}}$ を求める.

$$N_{i\lambda}^{\text{C pass}} = N_{i\lambda}^{\text{C Total}} T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(dl_i) T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(dl_i) \quad (5.11)$$

$$N_{i\lambda}^{\text{RayC}} = N_{i\lambda}^{\text{C Total}} \left[1 - T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(dl_i) \right] T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(dl_i) \quad (5.12)$$

$$N_{i\lambda}^{\text{MieC}} = N_{i\lambda}^{\text{C Total}} T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(dl_i) \left[1 - T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(dl_i) \right] \quad (5.13)$$

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,

$$N_{i\lambda}^{\text{RayC, tel}} = N_{i\lambda}^{\text{RayC}} T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(r_i) T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(r_i) \frac{A_i}{4\pi r_i^2} D_i^{\text{RayC}}(\theta_i) \quad (5.14)$$

$$N_{i\lambda}^{\text{MieC, tel}} = N_{i\lambda}^{\text{MieC}} T_{i\lambda}^{\text{Rayleigh}}(r_i) T_{i\lambda}^{\text{Mie}}(r_i) \frac{A_i}{4\pi r_i^2} D_i^{\text{MieC}}(\theta_i) \quad (5.15)$$

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ていることに注意してほしい. 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 5.2 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, 発達の深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.

5.1.2 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 5.3 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.

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, パラグラスの透過

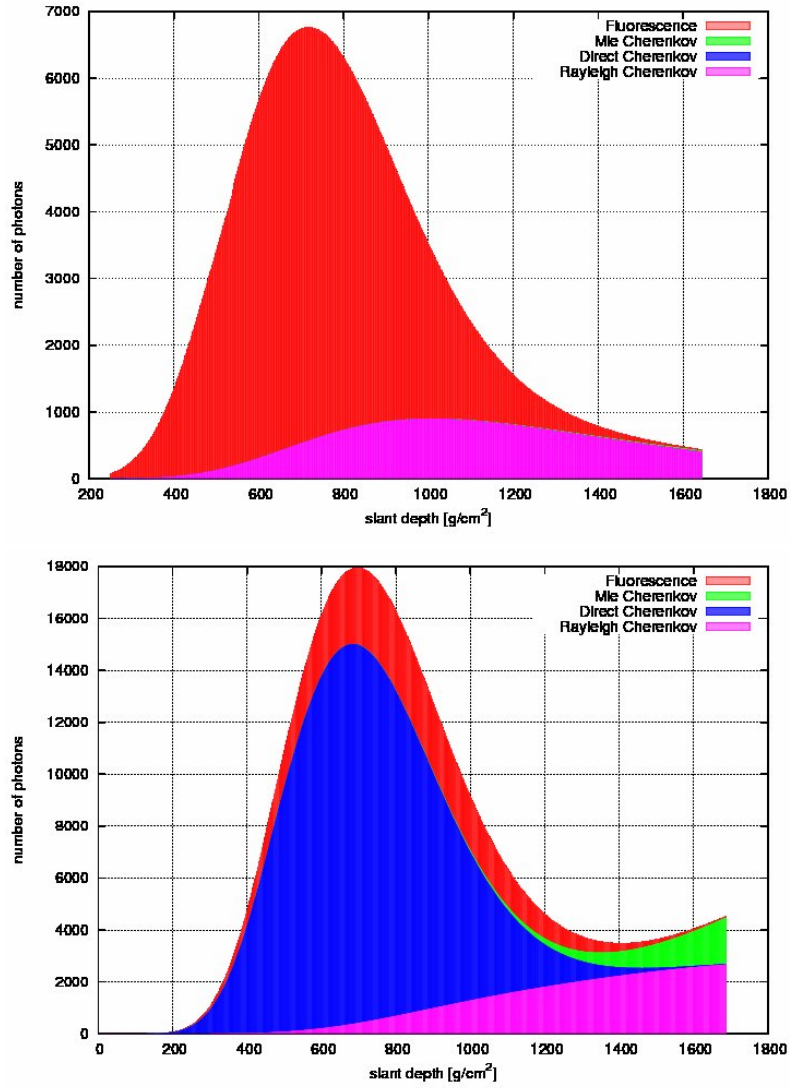


図 5.2: シミュレーションで計算された望遠鏡に入射する光子数. 上は望遠鏡の視野を横切る空気シャワーから入射する光子数, 下は望遠鏡に向かってくる空気シャワーからの光子数である. 色の違いは, 赤色は大気蛍光, 青色はチェレンコフ光, 紫色はレイリー散乱されたチェレンコフ光, 緑色はミー散乱されたチェレンコフ光の光子数を表す.

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

$$N_i^{\text{RayTrace}} = \int N_{i\lambda}^{\text{p, tel}} R_{i\lambda}^{\text{mirror}} \tau_{i\lambda}^{\text{para}} \tau_{i\lambda}^{\text{BG3}} Q_{i\lambda} d\lambda \quad (5.16)$$

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

ここまで準備できたところで, 光子 1 つ 1 つについて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 (1.36) の NKG

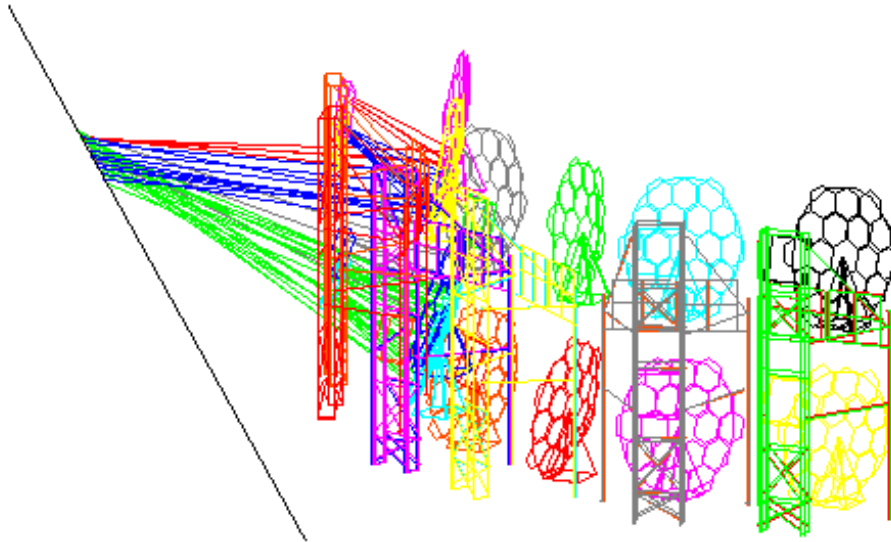


図 5.3: ソフトウェア中に再現された FD ステーションの内部構造. 左の直線 (仮想的シャワー軸) の上から望遠鏡に向かって行ったレイトレースの軌跡も表示されている.

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 5.4 の上図の係数をかける.

図 5.4 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 5.4 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 (BRM/LR ステーションの場合. MD ステーションの旧 HiRes-1 エレクトロニクス向けの場合は FADC ではなく, Sample and Hold 回路を通じてデジタル化される. 詳しくは第 4.2 節を参照). レイトレースの軌跡から光が PMT に入射する時刻を求め, ゲイン, 電子回路の応答関数 (図 5.5, これも BRM/LR ステーションの場合) 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. この手順を光子の数だけ繰り返し, 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.

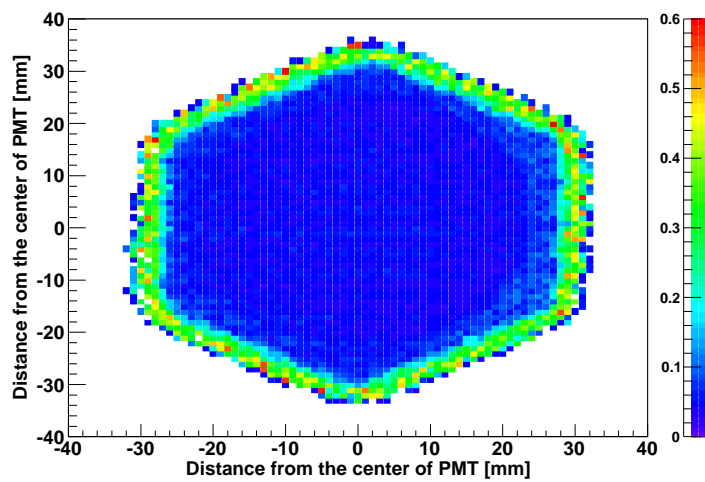
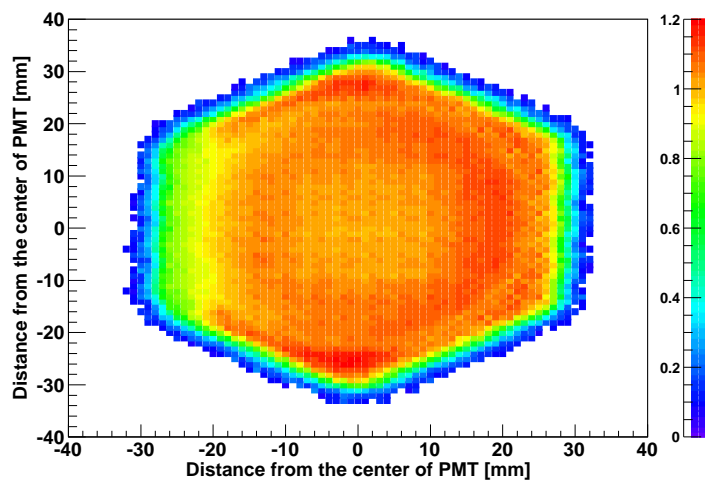


図 5.4: BRM/LR ステーションの PMT カソード での不均一性 (上), 不均一性の (標準偏差/平均値) の分布 (下).

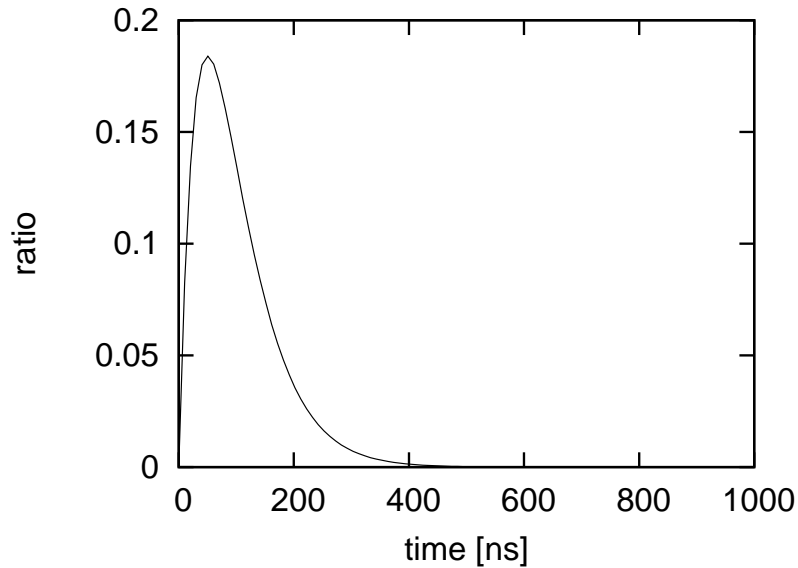


図 5.5: BRM/LR ステーションで用いられる SDF の応答関数. 時定数は 50 ns である.

5.2 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と方向を決定し、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。

5.2.1 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 , あるいは 256×14 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光電子数や光子の到達時刻を見積もる。

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。BRM, LR ステーションで記録される空気シャワーの信号波形は、図 5.6 で示されるような三角形をしている。これを図 5.7 のように、波形のピーク位置 p と幅 ω で表現されるトライアングルフィルターでフィットし、以下に示す有意度 $\sigma(\omega, p)$ が最大になる p, ω を求める。

$$\sigma(\omega, p) = \frac{\sum_{i=p-\omega}^{p+\omega} F_{\text{sub}}(i)W(i)}{\sum_{i=p-\omega}^{p+\omega} P_{\text{rms}}(i)W(i)} \quad (5.17)$$

$$W(i) = \omega - |p - i| \quad (5.18)$$

$F_{\text{sub}}(i)$ はペDESTALの平均を差し引いた波形の i 番目のピンの値、 $W(i)$ は重み、 $P_{\text{rms}}(i)$ は i 番目のピンのペDESTALのゆらぎである。ペDESTALの平均やゆらぎは SDF によって記録される。 ω の探索範囲は 0 から 30 である。

有意度分布を図 5.8 に示す。空気シャワーの信号が無い場合の有意度 (図 5.8(左)) はほぼ 6σ 以下に分布しているのに対して、空気シャワーによる信号を含む場合の有意度 (図 5.8(右)) は 6σ 以上の領域にテールを持つ。このようにして、 6σ 以上の有意度を持った PMT 信号を大気蛍光信号と判定し、以後の解析に使用する。 6σ に若干満たない有意度を持つ PMT は後に議論される 4th セレクションにかけられる。

最大有意度を持つ p と ω のペアが見つかったとき、タイミング T とその誤差 σ_T を以下の式によって計算する。

$$T = \frac{\sum_{i=p-\omega}^p + \omega i \times F_{\text{sub}}(i)}{\sum_{i=p-\omega}^{p+\omega} F_{\text{sub}}(i)} \times 100\text{ns} \quad (5.19)$$

$$\sigma_T^2 = \frac{\sum_{i=p-\omega}^{p+\omega} (T - i)^2 \times F_{\text{sub}}(i)}{\sum_{i=p-\omega}^{p+\omega} F_{\text{sub}}(i)} \times 100\text{ns} \quad (5.20)$$

サンプリング 10 MHz なので相当するピン幅 100 ns をかける。 T は上で求めた幅 ω 内での重心であることに注意する。現在は PMT 信号幅が 30 ピンと求まった場合は、その信号はノイズとみなし、解析には使わない。光電子数 N_{pe} は以下の式で得られる。

$$N_{\text{pe}} = \text{Gain} \times \sum_{i=p-3\omega}^{p+3\omega} F_{\text{sub}}(i) \quad (5.21)$$

Gain は FADC 値から光電子数への変換係数で、キャリブレーションによって得られるものである。

2nd セレクション

1st セレクションによってほとんどのノイズ信号を除去できるが、それでもまだ光量の大きな夜光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、大気蛍光子の入射した PMT はヒットマップ画面上に線状に分布するので、この線状の形状を弁別に利用する。シャワー粒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

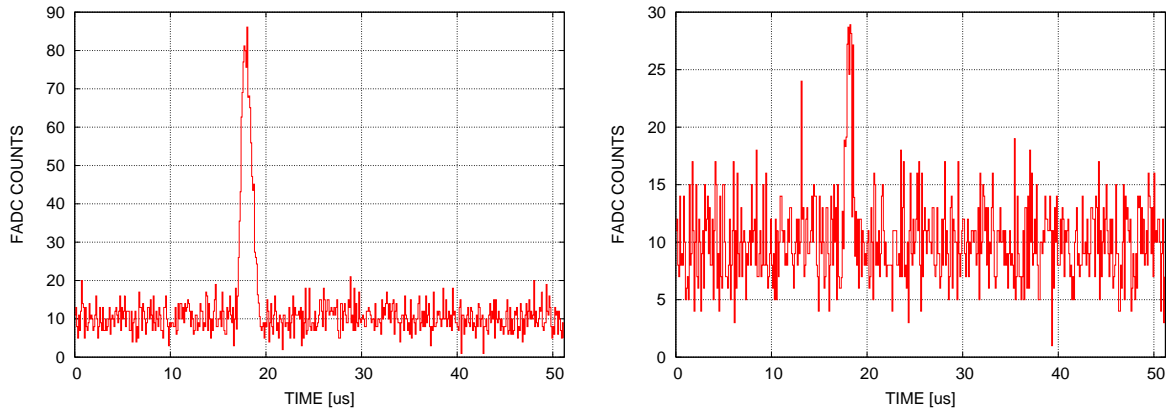


図 5.6: シミュレーションによる波形.

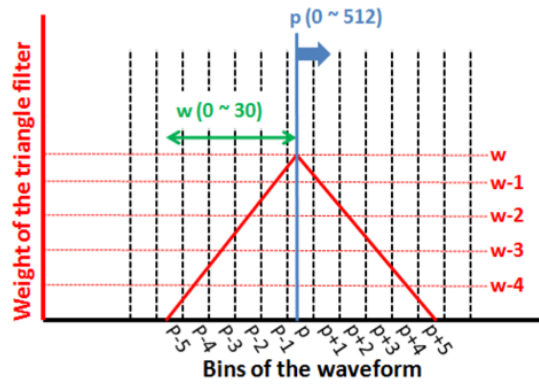


図 5.7: 重みを表しているトライアングルフィルターの概略図.

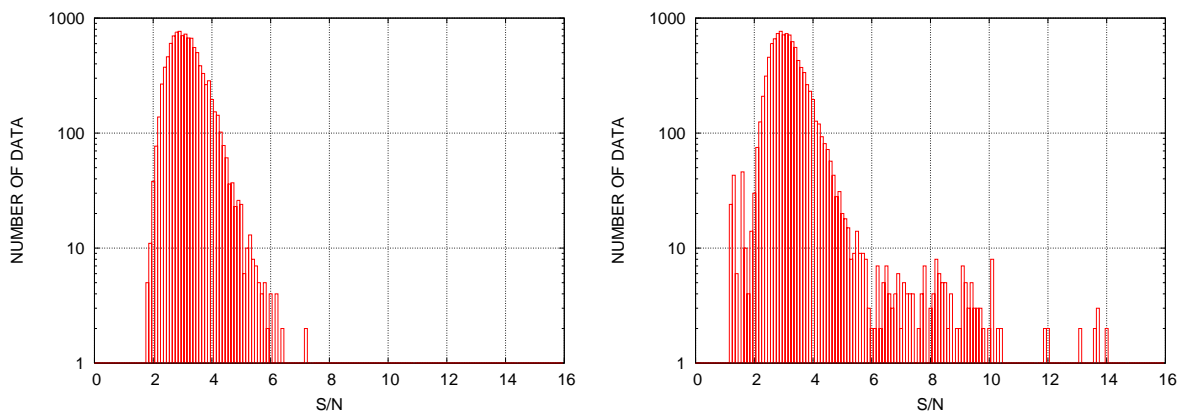


図 5.8: 観測で得られた波形の最大有意度の分布。空気シャワーによる信号を含まない波形の場合 (左) と, 含む場合 (右).

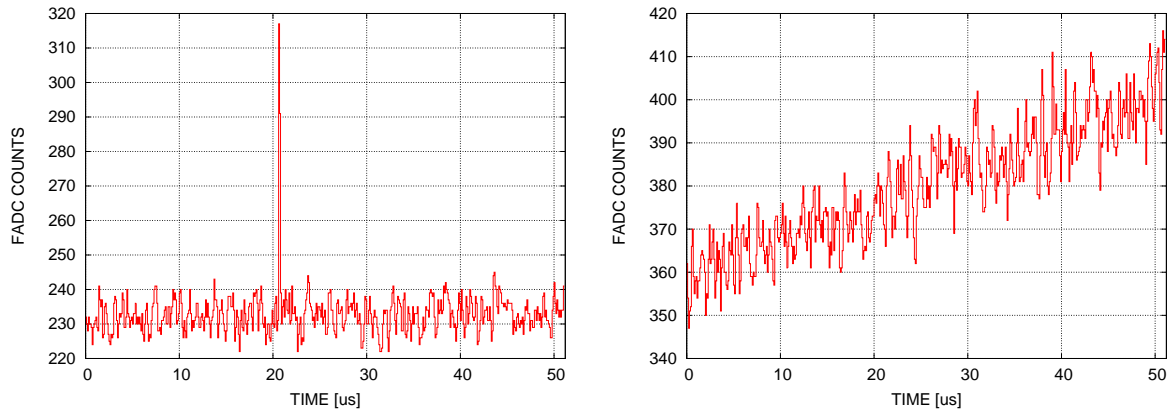


図 5.9: ミューオンによるものと考えられる波形 (左) と, 飛行機による波形 (右).

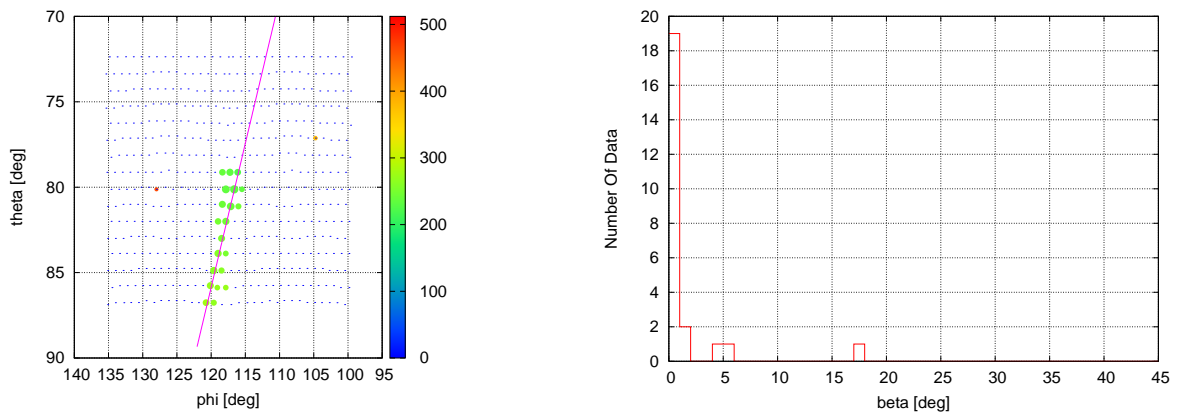


図 5.10: シャワートラック (左) と離角 β の分布 (左). 空気シャワーによるデータは離角の小さい部分に集中するのに対し, そこから外れたデータはノイズと考えられる.

PMT の視野方向との離角 (β と表す) を求め, β 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, β 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. そのためまずは, β の測定値についての分布をとり, 孤立した PMT を除去する (図 5.10).

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波形の入射時刻 T 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 , i 番目の PMT

の方向ベクトルがなす角を α_i とする (図 5.11) と, PMT への光子入射時刻 t_i は

$$t_i = t^* + \frac{1}{c} \frac{\sin \psi - \sin \alpha_i}{\sin(\psi + \alpha_i)} r_0 \quad (5.22)$$

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_i 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 n_c とシャワー軸上に投影した PMT の方向ベクトル n_i^{proj} から次式で求まる.

$$\alpha_i = \cos^{-1} \left(n_i^{\text{proj}} \cdot n_c \right) \quad (5.23)$$

各 PMT における α_i と 1st セレクションで求めた T_i を式 (5.22) 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.

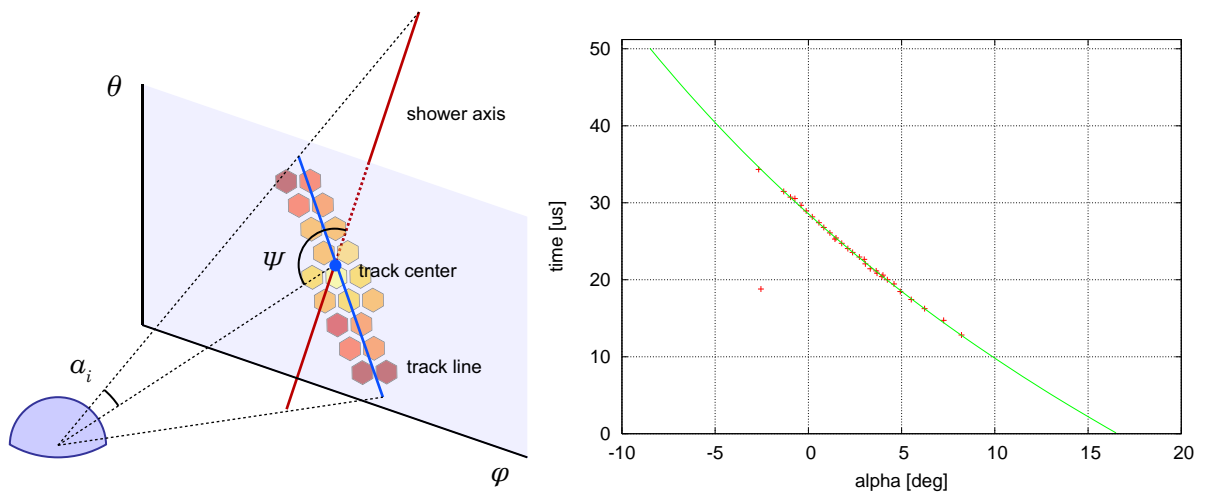


図 5.11: シャワートラック (左) とノイズ信号選別のためのタイミングフィット (右). 右図ではフィッティング曲線から大きく外れた点 $(-2.5^\circ, 19 \mu\text{s})$ があり, これはノイズ信号であると判断される.

4th セレクション

4th セレクションでは 1st セレクションの情報を使用する. 4th セレクションでは, モノジオメトリ再構成とほぼ同じようにタイミングの情報によって PMT を選定する. 1st, 2nd, 3rd セレクションによって 6σ 以上の有意度をもった PMT だけが選定される. ここでは, 6σ 以下の小さな信号をもった PMT を含めて, PMT を除外するだけでなく, 上記のセレクションで除外された PMT を追加する.

ジオメトリ再構成で得られる SDP 上での PMT 方向の仰角や選定されたすべての PMT のタイミングは, モノ解析でタイミングフィットされる. タイミングフィットの詳細や SDP については, 第 5.2.2 節で述べられる. 次に, フィット関数からのタイミングの差 R_i や擬似的な χ^2 , SDP からの離角 β_i はこれまでのセレクションで除去された PMT を含めたすべての PMT に対して計算される.

$$R_i = |f(\alpha_i) - T_i| \quad (5.24)$$

$$\chi^2 = \left(\frac{R_i}{\sigma_{T_i}}\right)^2 \quad (5.25)$$

$$\beta_i = \vec{P}_i \cdot \vec{V}_{SDP} \quad (5.26)$$

ここで、 α_i は i 番目の PMT の SDP への見積もられる仰角、 $f(\alpha_i)$ は α_i でフィットされた関数から得られるタイミング、 σ_{T_i} は 1st セレクションによって得られたピークのタイミングの誤差、 \vec{P}_i はポインティングベクトル、 \vec{V}_{SDP} は SDP の垂線ベクトルである。これらのパラメーターが PMT の除去または追加の判断に使われる。

item	SOFT	HARD
R_i	$< 1.2\mu s$	$< 0.8\mu s$
χ^2	< 20	< 15
β_i	$< 4^\circ$	$< 2^\circ$

表 5.1: 4th セレクションでの PMT の選定基準.

これらの PMT は表 5.1 に示される 2 種類の基準値 (SOFT セレクション, HARD セレクション) によって分類される。最初に、SOFT セレクションの基準値で PMT が選定される。SOFT セレクションの後、同じ方法で基準値を変えて HARD セレクションが行われる。

分類されたそれぞれの PMT は隣接した PMT とともに α_i と T_i の "Linear フィット" によって選定される。フィットされた関数からの時間差 R_{linear} , χ_{linear}^2 , 使用される PMT 数 N_{linear} が "Linear フィット" による選定で使用される。表 5.2 が Linear フィットによる PMT の選定基準である。この選定により、位置や時間情報が孤立している PMT の除去を行う。これらの基準を満たす PMT が追加され、基準を満たさない PMT は除去される。その後、再び 4th セレクションが行われ、選定対象がなくなるまで繰り返しされる。

item	THRESHOLD
N_{linear}	> 3
R_{linear}	$1.2\mu s$
χ_{linear}^2	20

表 5.2: 4th セレクションでの Linear フィットによる PMT の選定基準.

図 5.12 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 1st から 4th 全ての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 を全てプロットしてある。右図は 1st から 4th 全ての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持つ PMT が除かれていることがわかる。

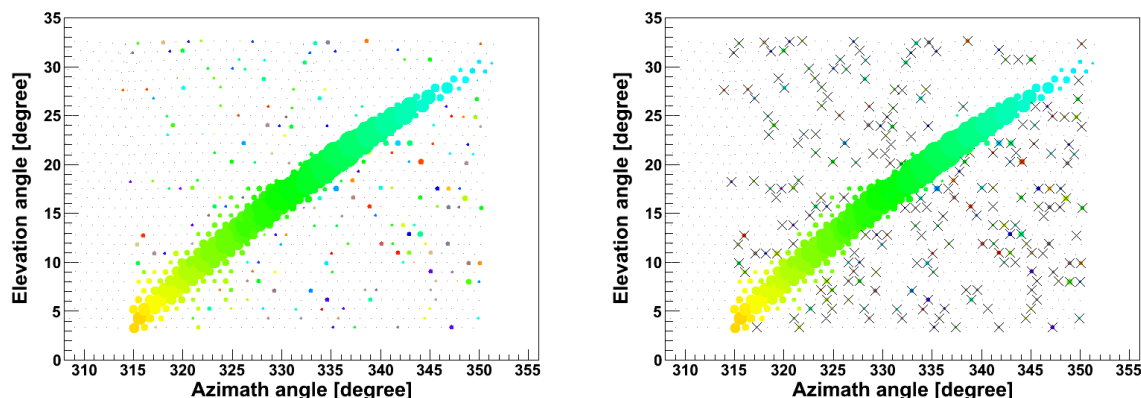


図 5.12: 1st から 4th 全てのセレクション前 (左) とセレクション後 (右) の空気シャワーイベントディスプレイ。 ” ノイズ ” が除去されていることがわかる。

5.2.2 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良いため、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しかデータ収集されなかったイベント (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。

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 5.13 に示す。PMT の視野はおおよそ 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口法を高速化する上で重要である。

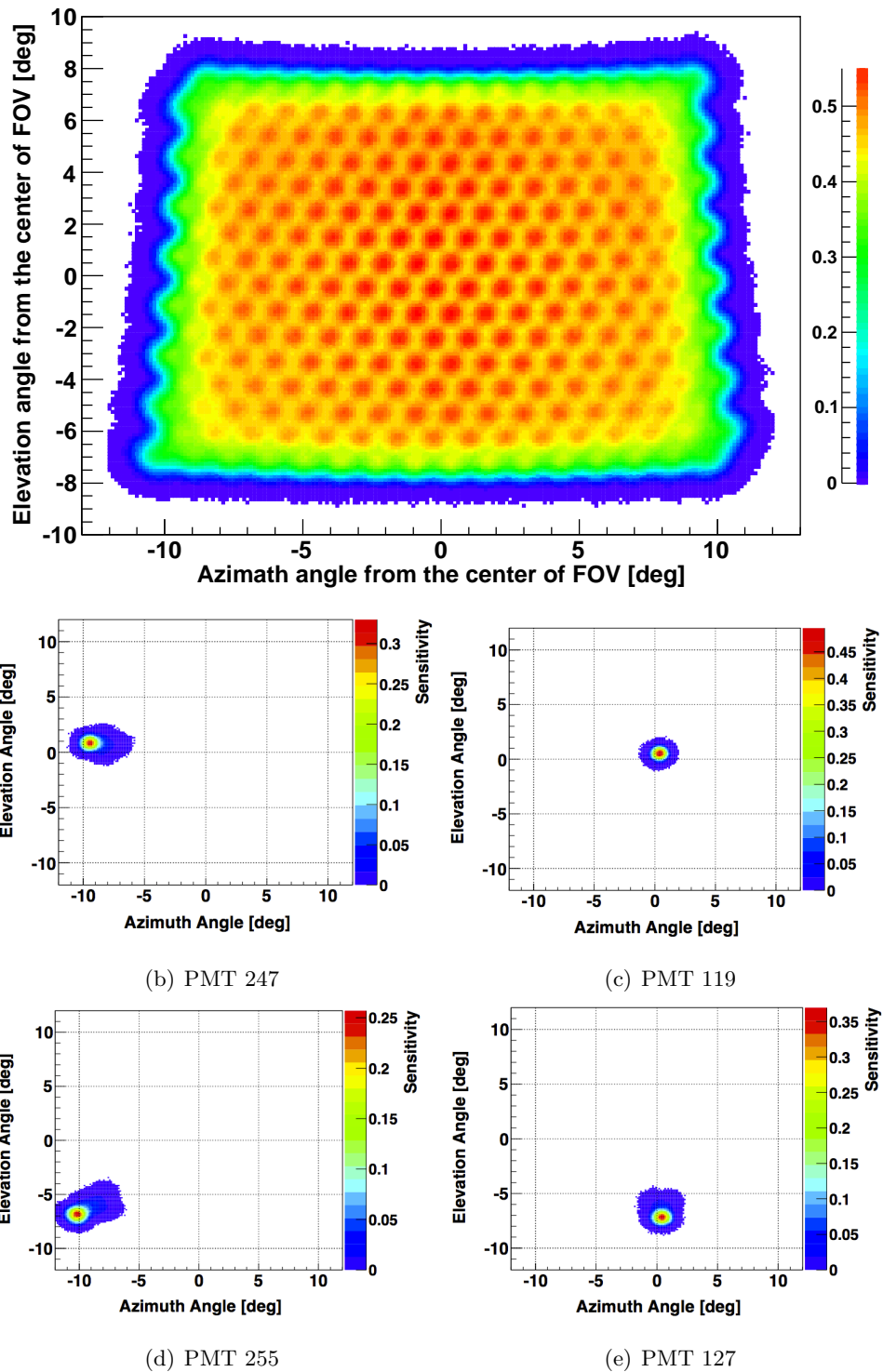


図 5.13: 望遠鏡への光子入射方向に対する PMT の感度 (BRM Camera00 の例). 上は 1 カメラの全 PMT についてまとめて描いたもの, 下は各 PMT 毎に描いた図である. 数値はシミュレーション時の入射光子数に対する検出光子数の比である. この方向ごとの感度分布は後述する逆モンテカルロ再構成で使用される.

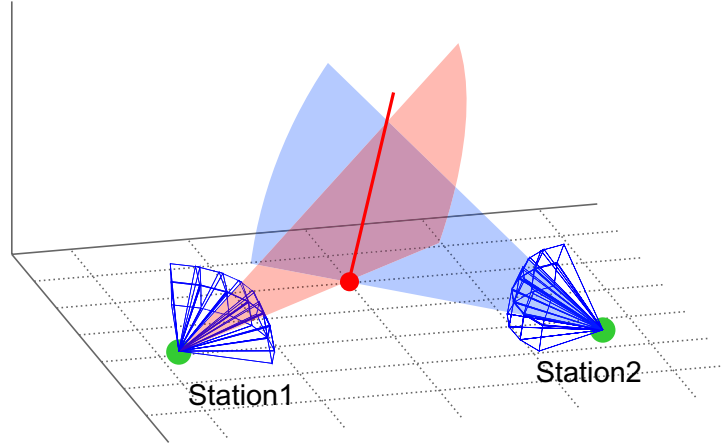


図 5.14: ステレオジオメトリ再構成. 2 つの SDP の交線としてシャワー軸が決まる.

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.

$$\chi^2 = \sum_i \frac{w_i (\mathbf{n} \cdot \mathbf{k}^i)^2}{\sigma_i^2} \quad (5.27)$$

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

$$w_i = \frac{N_i^{\text{pe}}}{\bar{N}^{\text{pe}}} \quad (5.28)$$

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.

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 5.14). 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

$$\mathbf{s} = \mathbf{n}_1 \times \mathbf{n}_2 \quad (5.29)$$

である. また, シャワーのコア位置 \mathbf{R} は, 連立方程式

$$\begin{cases} \mathbf{n}_1 \cdot (\mathbf{R} \cdot \mathbf{r}_1) = 0 \\ \mathbf{n}_2 \cdot (\mathbf{R} \cdot \mathbf{r}_2) = 0 \end{cases} \quad (5.30)$$

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.

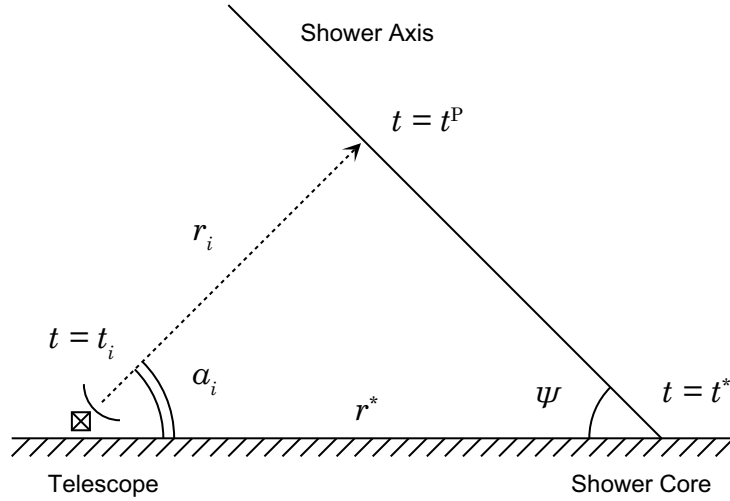


図 5.15: モノジオメトリ再構成.

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 5.15). コア位置を 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 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

$$t_i = t^P + \frac{1}{c} |\mathbf{r}_i| \quad (5.31)$$

$$t^* = t^P + \frac{1}{c} |\mathbf{r}^* - \mathbf{r}_i| \quad (5.32)$$

が成り立つ. ここから t^P を消去すれば,

$$t_i - t^* = \frac{1}{c} (|\mathbf{r}_i| - |\mathbf{r}^* - \mathbf{r}_i|) \quad (5.33)$$

各 PMT の視野は既知であるので, 光子の発生点 r_i への仰角 α_i も既知である. これを用いて式 (5.33) を書き換えると

$$t_i = t^* + \frac{1}{c} \frac{\sin \psi - \sin \alpha_i}{\sin(\psi + \alpha_i)} r^* \quad (5.34)$$

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.

$$\chi^2 = \sum_i \left[\left\{ t_i - t^* - \frac{1}{c} s_i(\psi) r^* \right\}^2 / \sigma_i^2 \right] \quad (5.35)$$

ただし $s_i(\psi)$ は

$$s_i(\psi) = \frac{\sin \psi - \sin \alpha_i}{\sin(\psi + \alpha_i)} \quad (5.36)$$

である. このようにして 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.

5.2.3 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 [65] 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、それを対応する大気深さでのシャワー中電子数に変換し、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 5 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、すべて大気蛍光の光であるとみな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光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が開発された。以下、その詳細について述べる。

X_{\max} 決定

逆モンテカルロ法とは、ジオメトリ再構成で得られたシャワー軸に沿って、くりかえし空気シャワーをモンテカルロ法でシミュレートし、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 5 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 5.2.2 節で述べた PMT の視線方向を求めるときに利用されたシミュレート計算で求められた方向に対する各 PMT の感度 (以下の式 (5.37) での f_i) 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

$$n_i^{\text{pe}} = \int_x \int_\lambda N_{x\lambda}^{\text{RayTrace}} \times f_i(\mathbf{n}_x) d\lambda dx \quad (5.37)$$

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 $x \text{ g/cm}^2$ ごとに大気蛍光、チェレンコフ光、散乱チェレンコフ光の望遠鏡に届く光子数を計算し、第 5.1.2 節で述べた式 (5.16) 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 i 番目の PMT の感度図 5.13 (BRM/LR ステーションのカメラ)、図 6.8 (MD ステーションのカメラ) の値に相当する。

式 (5.37) 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。

$$L = \sum_i \{n_i^{\text{pe,data}} \log \frac{n_i^{\text{pe}}}{n_i^{\text{pe,st}}}\} \quad (5.38)$$

$$n_i^{\text{pe,st}} = \sum_i n_i^{\text{pe}} \quad (5.39)$$

ここで、 $n_i^{\text{pe,st}}$ は式 (5.37) 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 (5.38) 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。

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 (5.37) から求まる $N_{\max} = 1.0$ の総光電子数の比から N_{\max} を決定する。すなわち、

$$N_{\max} = \frac{\sum_i n_i^{\text{pe,data}}}{\sum_i n_i^{\text{pe}}} \quad (5.40)$$

である。図 5.16 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 (5.37) 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 5.12 と同じイベントである。左図は各 PMT で

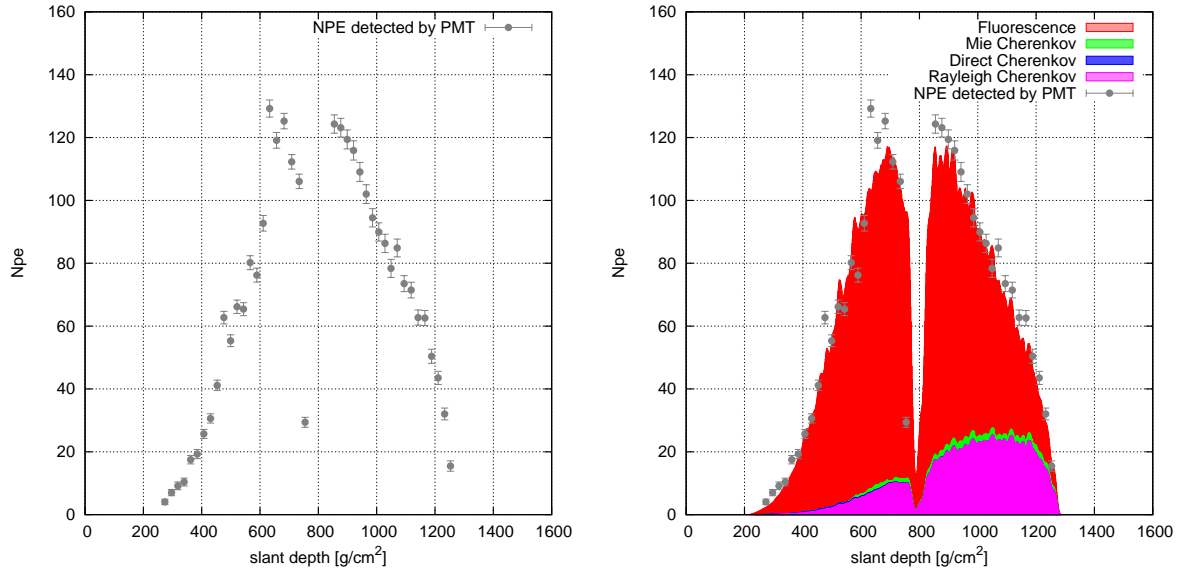


図 5.16: 観測データとシミュレーションとの比較。左図は実際の観測データであり、右図は再構成で得られたシャワーパラメータをもとにシミュレートした光電子数を重ね書きしたものである。右図ヒストグラムで赤色は大気蛍光、青色はチェレンコフ光、紫色はレイリー散乱されたチェレンコフ光、緑色はミー散乱されたチェレンコフ光の光電子数への寄与を表す。

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 (5.37) 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、立ち下がりやプロット真ん中に位置するカメラ間の隙間による光量の損失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。

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。

$$E_{\text{cal}} = \frac{\overline{dE}}{dX} \int_{X_1}^{\infty} N_e(X, N_{\max}, X_{\max}, X_0) dX \quad (5.41)$$

ここで \overline{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

$$t = \frac{X - X_0}{\lambda} \quad (5.42)$$

$$\xi = \frac{X_{\text{max}} - X_0}{\lambda} \quad (5.43)$$

を用いて書き換えると

$$N_e(t) = N_{\text{max}} \left(\frac{e}{\xi} \right)^\xi e^{-t\xi} \quad (5.44)$$

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.

$$E_{\text{cal}} = \lambda N_{\text{max}} \frac{\overline{dE}}{dX} \left(\frac{e}{\xi} \right)^\xi \Gamma(\xi + 1) \quad (5.45)$$

そのようにして求めた E_{cal} に式 (5.1) と式 (5.2) 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.

第6章 標準ソフトウェアへの Middle Drum ステーションの取扱いの導入

前章で述べた標準ソフトウェアを用いて MD ステーションで観測されたデータの解析やその解析プログラムの性能評価をするために、MD ステーションの取扱いを標準ソフトウェアに導入した。MD ステーションの取扱いの導入の際に、BRM ステーションや LR ステーションと同様なデータ解析と性能評価が行えるように考慮した。この章では、シミュレーションソフトウェアとイベント再構成ソフトウェアに導入した MD ステーションの取扱いについて述べる。

6.1 MD ステーションのシミュレーション部

MD ステーションのためのシミュレーション部は、BRM/LR ステーションと同様に空気シャワー生成シミュレーションクラス群と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。空気シャワー生成シミュレーションクラス群は BRM/LR ステーション用のものと全く同じものを使用している。一方で、検出器シミュレーションクラス群は、BRM ステーションや LR ステーションと MD ステーションではハードウェアやデータ収集システムが異なるので、それに応じて MD ステーションに対応さつつ追加、実装した。

6.1.1 大気蛍光望遠鏡のハードウェア

MD ステーションの大気蛍光望遠鏡の情報 (第 4.1 節) を標準ソフトウェアに実装し、再現した大気蛍光望遠鏡のハードウェアが図 6.1 である。

手前にある箱型の絵 (赤色と灰色) が PMT カメラであり、その PMT カメラに取り付けられているもの (黄色と青色) が遮蔽物である。シミュレーションでも、光子が MD ステーション内に入射した際に、再現された PMT カメラや遮蔽物に当たった場合それ以上のレイトレースは行われない。

また、内側の重なった 4 つの小さな円と外側の大きな円で構成描かれているものが合成球面鏡である。内側の 4 つの小円が現実の MD 望遠鏡の鏡面に相当する。レイトレースでは入射した光子が当たったかどうか小円 1 つずつ順に判定していく。もしいずれかの小円に光子が当たった場合、その時点で次の小円での光子の当たり判定は行われない。従って、小円が重なった部分に光子が当たった場合でも重複して光子が当たったと判定されることはない。

球面鏡によって反射された光子は次に PMT カメラの PMT に入射するかを判定される。図 6.2 の上図がソフトウェア中に再現した PMT カメラの内部構造で、下図が PMT カメラにランダムに入射させた光子の入射判定結果である。PMT に入射した場合は赤色で、入射しなかった場合は緑色でプロットされており、PMT への入射判定が再現されていることが図 6.2 下図からわかる。

MD ステーションの 14 基の大気蛍光望遠鏡のハードウェアの情報に 14 基分の位置情報を加えて実装することで、MD ステーション全体を再現した (図 6.3)。

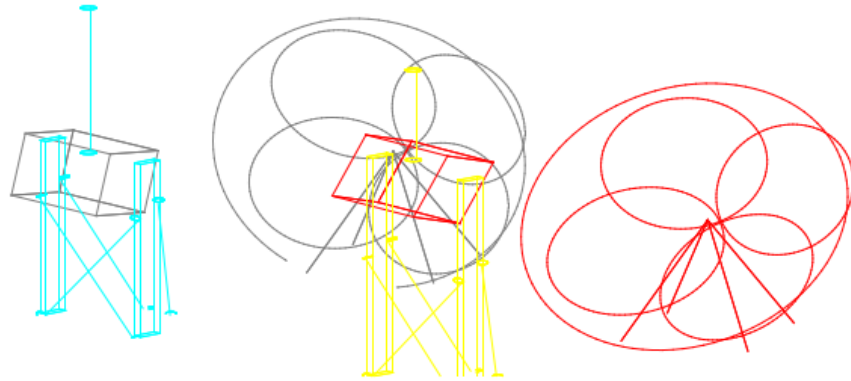


図 6.1: 標準ソフトウェア内に再現した MD ステーションの大気蛍光望遠鏡.

6.1.2 レイトレース

レイトレースに関しては, BRM/LR ステーションと MD ステーションでほぼ同様のルーチンを使用している. 図 6.4 にレイトレースした際の MD ステーションの内部構造と光子の軌跡を示す. しかし, BRM/LR ステーションと MD ステーションでは異なる点が 2 つあるため, その部分に関して MD ステーションの取扱いを新しく導入した.

1 つ目は, MD ステーションで用いられている PMT にはバンドパスフィルターである SCHOTT 製 BG3 が取り付けられていない点である. そのため, レイトレースを開始する前の粒子数 $N_{i\lambda}^{p, tel}$, 鏡の反射率 $R_{i\lambda}^{mirror}$, カメラ前方に取り付けられた UV フィルターの透過率 $\tau_{i\lambda}^{filter}$, 量子効率 $Q_{i\lambda}$ をから以下のようになる.

$$N_i^{RayTrace} = \int N_{i\lambda}^{p, tel} R_{i\lambda}^{mirror} \tau_{i\lambda}^{filter} Q_{i\lambda} d\lambda \quad (6.1)$$

ただし, $N_i^{RayTrace}$ は望遠鏡に入射する光子数である.

2 つ目は, PMT カソード応答の不均一性である. MD ステーションに設置されている PMT のカソード不均一性は BRM/LR ステーションとは異なり, 図 6.5 の様である.

その後は BRM/LR ステーション様のルーチンを使って MD ステーションについても同様で, PMT カメラに入射した光子は光電子に変えられ個々の 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, 時間情報を含んだ波形データとなり保存される. MD ステーションのエレクトロニクスは FADC 回路ではなく Sample and Hold 回路であるが, シミュレーション内では FADC 回路により波形データを作り, その波形データを積分することで Sample and Hold 回路を再現している.

この手順を光子の数だけ繰り返し, 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.

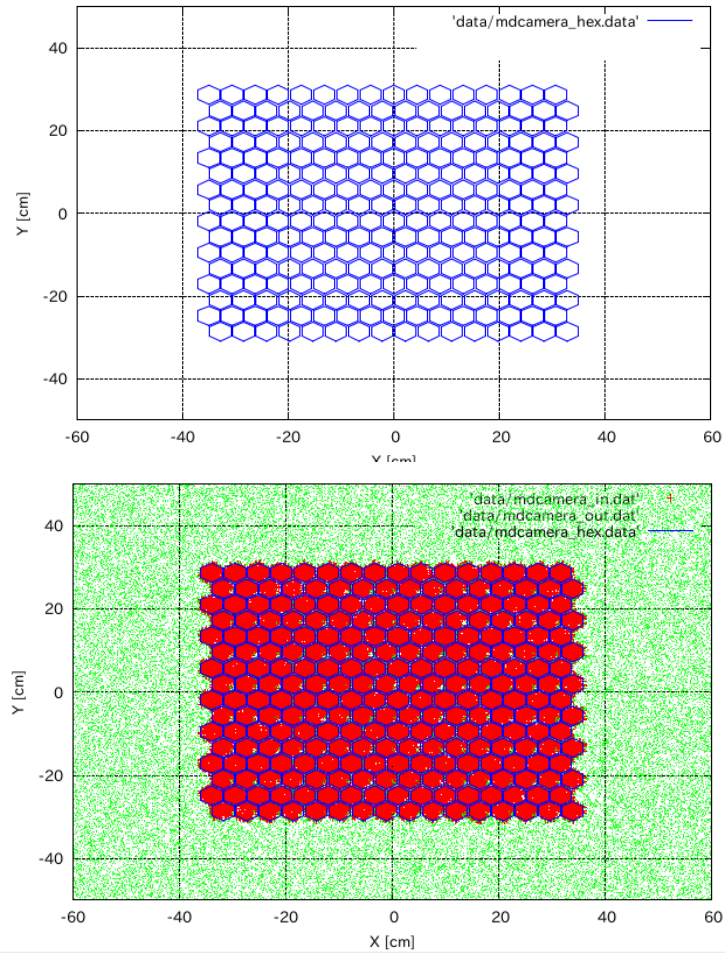


図 6.2: 標準ソフトウェア内に再現した MD ステーション望遠鏡のカメラ面上の PMT の配置 (上) と PMT カメラにランダムに入射させた光子の PMT への入射判定結果 (下). PMT に入射した光子は赤色で, 入射しなかった光子は緑色でプロットした.

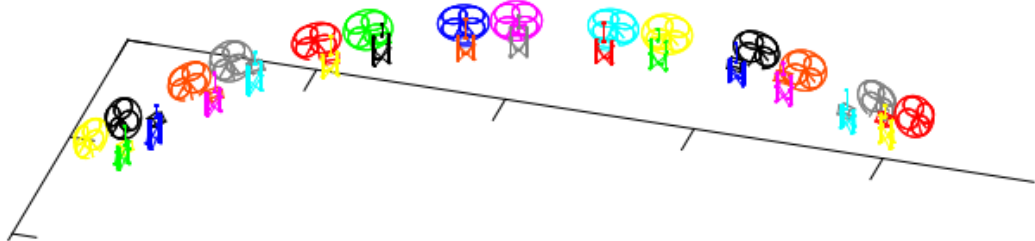


図 6.3: 標準ソフトウェア内で再現した MD ステーション大気蛍光望遠鏡とその配置.

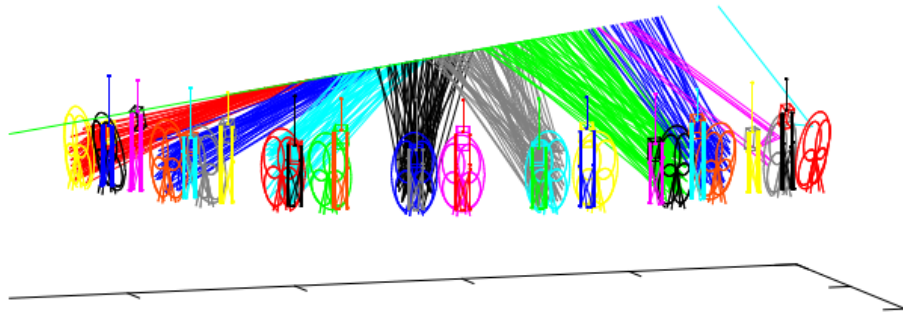


図 6.4: レイトレースを行った際の MD ステーションの内部構造と光子の軌跡. 望遠鏡の上の直線 (仮想的シャワー軸) から光子が PMT カメラに入射している.

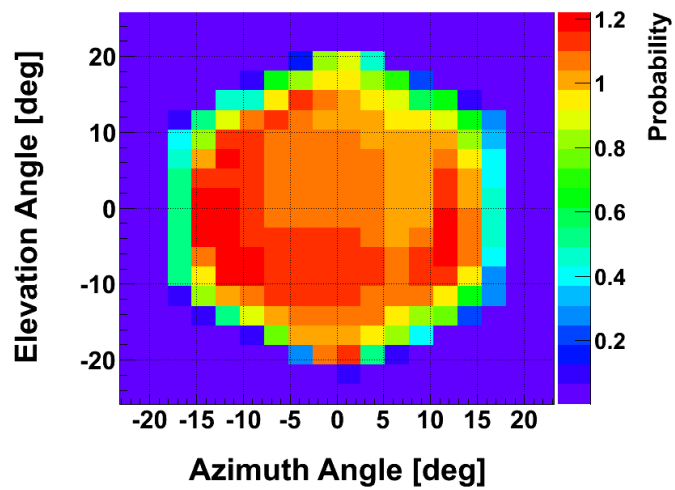


図 6.5: MD ステーションの PMT カソード での相対ゲインの不均一性.

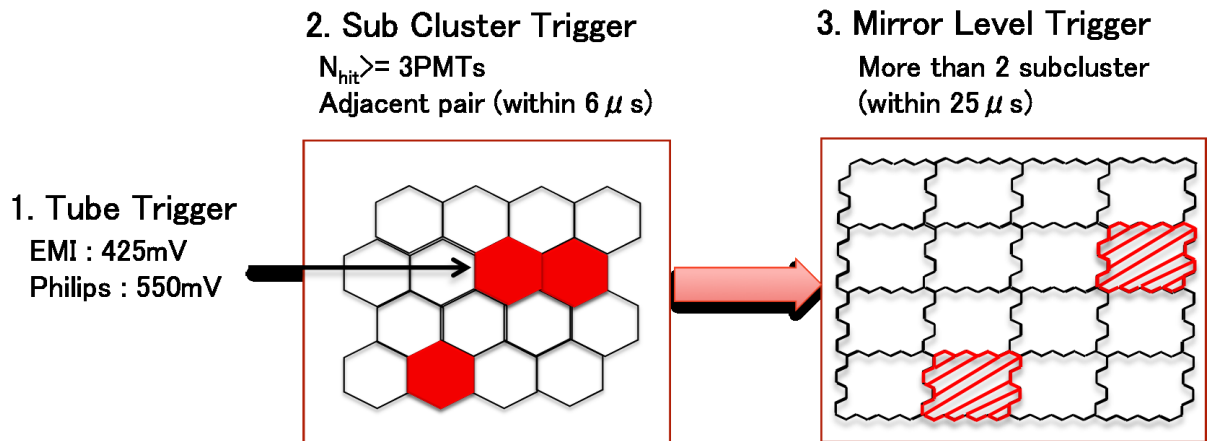


図 6.6: 標準ソフトウェア内に再現した MD ステーションのトリガーシステムのアルゴリズム.

6.1.3 トリガーアルゴリズム

第 4.2 節で述べた MD ステーションのトリガーシステムを標準ソフトウェア内に再現し実装した。図 6.6 はトリガー条件である。ここにも要約すると、最初に、信号積分値が設定されたしきい値を越えているかの判定を PMT 毎に行う (チューブトリガー)。しきい値を越えた信号を持つ PMT はサブクラスタトリガーの判定にかけられる。すなわち 4×4 本の PMT からなるサブクラスタ内にチューブトリガーのかかった PMT が最低 3 つあり、少なくとも 1 つ隣接したペアがある時、サブクラスタトリガー発生する。そして最後に、PMT カメラにサブクラスタトリガーが 2 つ以上あればミラーレベルトリガーをかける。

実装されたトリガーアルゴリズムが正常に機能しているかテストした。図 6.7 がトリガーテストの出力例である。カメラ内の 256 本の PMT の位置が 0 と 1 で表され、1 がチューブトリガーされた PMT である。そして、青枠がチューブトリガーがかかった PMT を持つサブクラスタトリガーはかからなかったもの、赤枠はサブクラスタトリガーのかかったものである。下に書かれた "Code:" がミラーレベルトリガーを表し、1 がミラーレベルトリガーされた PMT カメラである。左図の PMT カメラでは、① と ④ のサブクラスタがサブクラスタトリガー条件を満たしており、さらにこのカメラで 2 つのサブクラスタトリガー発生しているため、ミラーレベルトリガーがかけられている (Code:1)。

左図と右図の違いは、① のサブクラスタ内のチューブトリガーされた PMT の位置にある。これにより、右図の PMT カメラでは ① の中に隣接したチューブトリガーのペアが無く、① ではサブクラスタトリガーが発生していない。そのため、PMT カメラ内でサブクラスタトリガーが 1 つしかなく、右図の PMT カメラではミラーレベルトリガーが発生しない。このようなテストを繰り返し、ソフトウェア内に再現したトリガーアルゴリズムが正常に機能していることを確認した。

6.2 イベント再構成ソフトウェア

MD ステーションのためのイベント再構成ルーチンには、標準ソフトウェアの PMT セレクション、ジオメトリ再構成、縦方向発達再構成の 3 つをそのまま利用する。しかし、BRM/LR ステーションの FD による大気蛍光観測で得られる情報が各 PMT に入射した光による信号波形とその時刻であるのに対して、MD ステーションでは各 PMT に入射した光による信号の「積分値」と

PMT Camera

①	0000	0000	0000	0000
	0000	0000	0000	0000
	1000	0000	0000	0000
	1001	1000	0000	0000
	0001	0100	0000	0000
	0001	1101	0000	0000
	0000	0010	0000	0000
	0000	0000	0000	0000
③	0000	0000	0000	0000
	0000	0000	0000	0000
	0000	0000	0000	0000
	0000	0000	0000	0000

Code: 1

PMT Camera

①	0000	0000	0000	0000
	1000	0000	0000	0000
	0000	0000	0000	0000
	1001	1000	0000	0000
	0001	0100	0000	0000
	0001	1101	0000	0000
	0000	0010	0000	0000
	0000	0000	0000	0000
③	0000	0000	0000	0000
	0000	0000	0000	0000
	0000	0000	0000	0000
	0000	0000	0000	0000

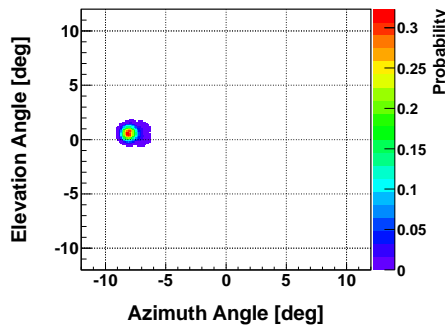
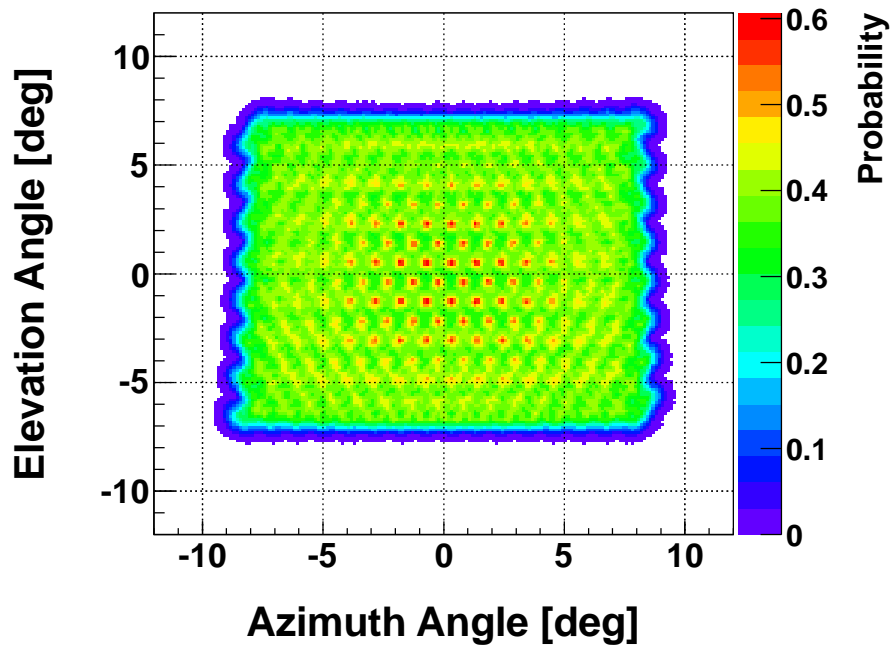
Code: 0

図 6.7: 標準ソフトウェア内に再現したトリガーシステムのテスト例.

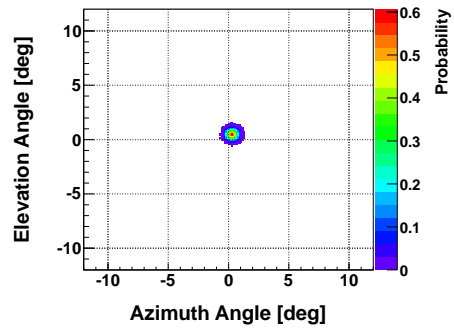
その時刻であるため、PMT セレクションの 1st セレクションを使うことができない。さらに、1st セレクションの出力結果を使用する 4th セレクションも使用できない。そのため、MD ステーションのための PMT セレクションでは 2nd セレクションと 3rd セレクションのみを使用する。

また、ジオメトリを決定する際に重要である望遠鏡への光子入射方向に対する PMT の感度が BRM/LR ステーションとは異なるため、MD ステーションのシミュレータ (第 5.2.1 節) を用いて光子入射方向に対する PMT の感度を新しく計算したその結果が図 6.8 である。この PMT 感度分布が MD ステーションのためのルーチンで用いられる。

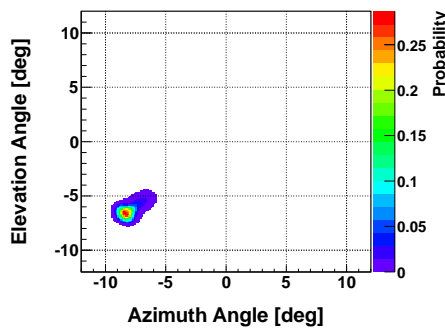
実際に MD ステーションのためのイベント再構成の流れが図 6.9 である。この図では、赤枠が BRM/LR ステーション専用部分、緑枠が MD ステーション専用部分、青枠が共通に使用されるものである。すなわち、まず MD ステーションと BRM/LR ステーションでは観測データのフォーマットが違い、異なるフォーマットの観測データを読み込むために新しく MD ステーション用の Event Reader を製作した。さらに較正データに関しては、HiRes 実験ベースの解析プログラムで用いられている波長依存の較正データとして、球面鏡の反射率 (図 4.3)、PMT カメラの前方に付けられた UV フィルターの透過率 (図 4.5)、PMT の相対ゲインの不均一性 (図 6.5) と量子効率 (図 4.5) を実装した。その後標準ソフトウェアと同じ PMT セレクションの 2nd セレクションと 3rd セレクション、ジオメトリ再構成、縦方向発達再構成を通して MD ステーションの観測データはイベント再構成される。



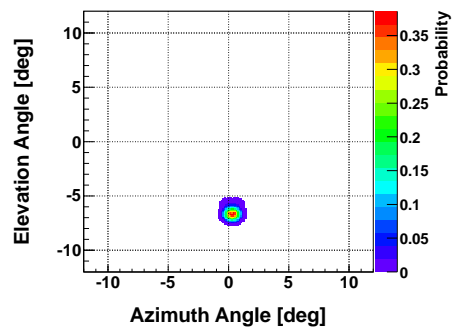
(b) PMT 247



(c) PMT 119



(d) PMT 255



(e) PMT 127

図 6.8: 望遠鏡への光子入射方向に対する PMT の感度 (MD 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.

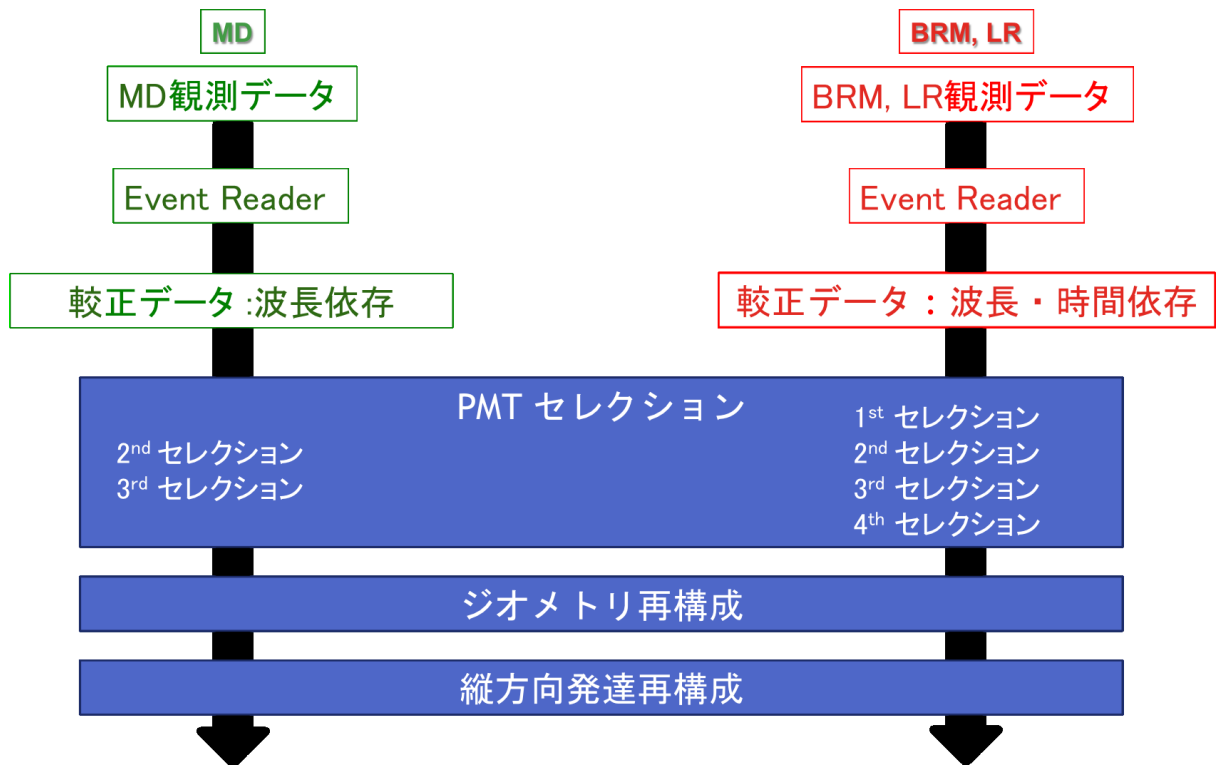


図 6.9: MD ステーションと BRM ステーション, LR ステーションでのイベント再構成ソフトウェアの流れ. 赤枠が BRM/LR ステーション専用部分, 緑枠が MD ステーション専用部分, 青枠が共通に使用されるものである.

第7章 精度評価

今回開発された MD ステーションの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。

7.1 モノ再構成決定精度

MD 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
- 到来方向の天頂角 : 0 - 65 度で等方的
- 到来方向の方位角 : 0 - 365 度で等方的
- コア位置 : CLF を中心とした半径 35 km 以内
- 再構成されたイベント数 : 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 7.1 のオレンジ色の領域に示した。

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、視野内に X_{\max} が観測されない場合のイベントは除いた。さらに、モノ解析によるジオメトリ再構成の分解能によって引き起こされる悪影響を避けるため、

- $X_{\text{start}} < X_{\max} < X_{\text{end}}$
- 天頂角 $\theta < 55^\circ$
- コア位置が CLF を中心に半径 25 km 以内

というイベントセレクション条件を加えた。ここで X_{start} は再構成で得られた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 7.2 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 $10^{18.0}$, $10^{18.5}$, $10^{19.0}$, $10^{19.5}$ eV の場合である。

図 7.3 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 7.2 同様、上からエネルギー E_0 が $10^{18.0}$, $10^{18.5}$, $10^{19.0}$, $10^{19.5}$ 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。

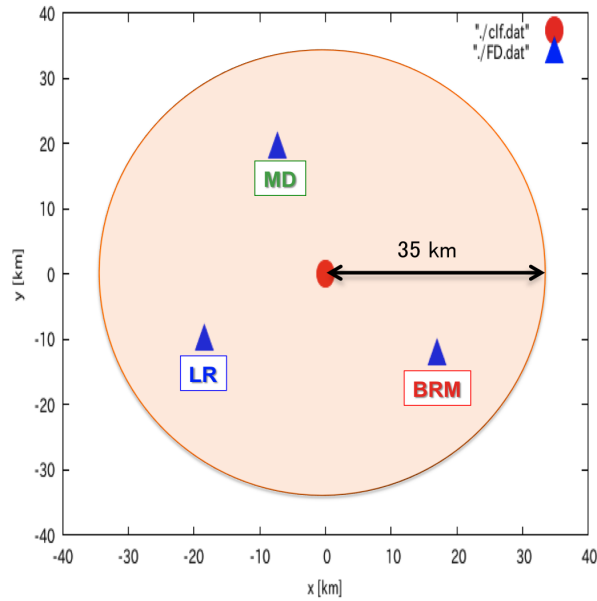


図 7.1: シミュレーションで生成するシャワーのコア位置の範囲. CLF を中心に半径 35 km 以内のオレンジ色の領域を範囲とした.

表 7.1 にモノ再構成の決定精度をまとめた. #rec. は生成したイベントを MD ステーションでトリガーし, 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, 残ったイベント数である. ΔAngle , ΔR 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 [eV]	#rec.	#sel.	ΔAngle	ΔR [m]	ΔX_{max} [g/cm ²]	ΔE_0 [%]
$10^{18.0}$	500	269	13.6°	898	-2.8 ± 57.4	-1.1 ± 13.0
$10^{18.5}$	500	302	8.5°	917	-1.6 ± 50.1	1.8 ± 12.1
$10^{19.0}$	500	234	9.2°	1760	-4.0 ± 60.8	-1.5 ± 11.9
$10^{19.5}$	500	257	7.4°	1600	12.7 ± 48.3	1.7 ± 7.3

表 7.1: モノ再構成決定精度.

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 [66]. 今回開発した MD ステーション用のイベント再構成ではエネルギーが増加すると到来方向が良くなっているが, 一方で $10^{18.5}$ eV から $10^{19.0}$ eV に増加する際にコア位置の決定精度は悪くなっている. この原因は PMT セレクションが BRM/LR ステーションとは異なり, MD ステーションでは 1st, 4th セレクションを使っていないことが考えられる. そのため大気蛍光イメージ中のノイズ除去を工夫する必要があり, これらの解析精度を最適化することは今後の課題である.

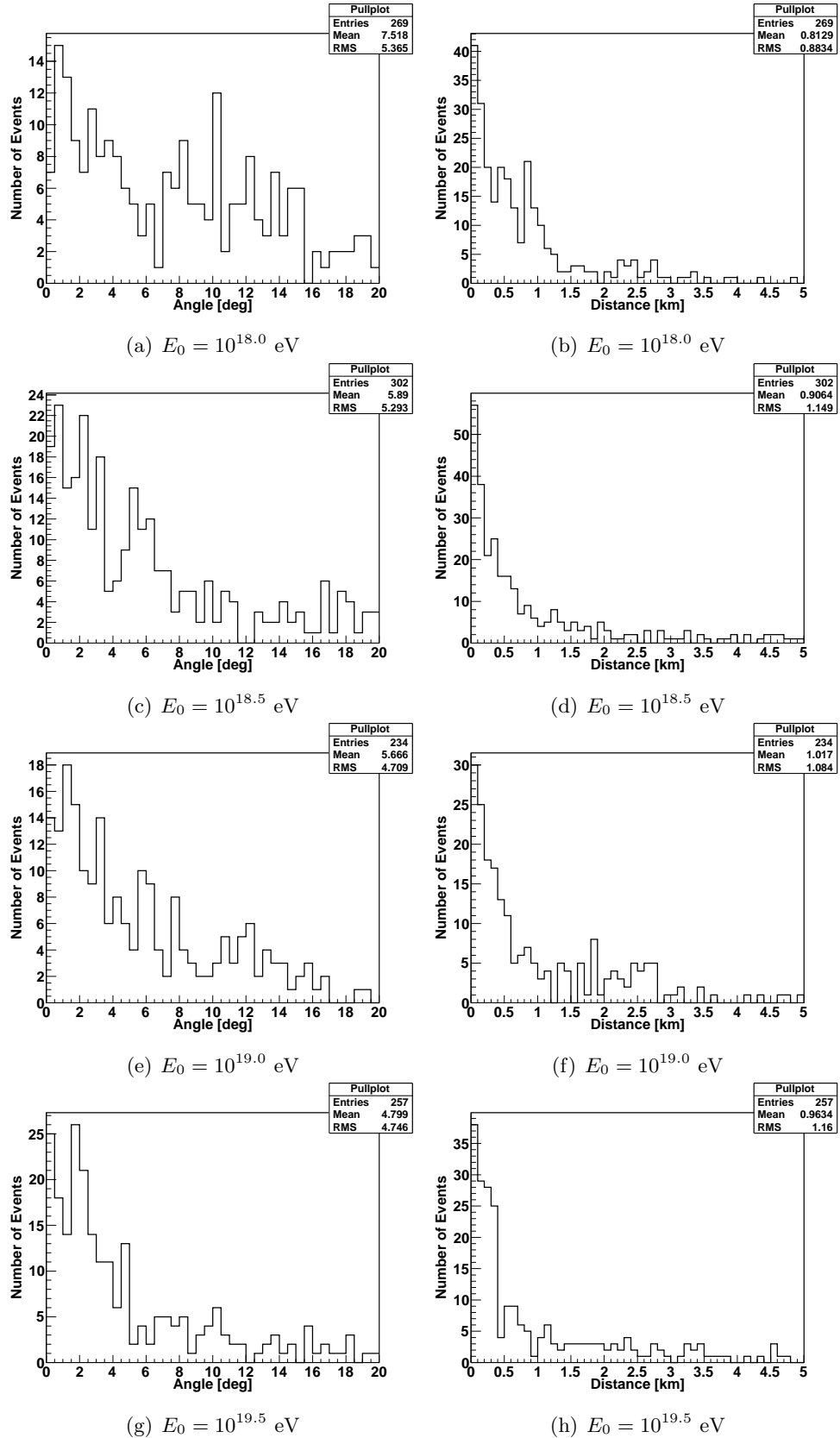


図 7.2: モノジオメトリ再構成の決定精度. シミュレーションの空気シャワー到来方向と再構成で求まった到来方向の開き角の分布 (左列) と, シミュレーションのコア位置と再構成で求まったコア位置の差の分布 (右列).

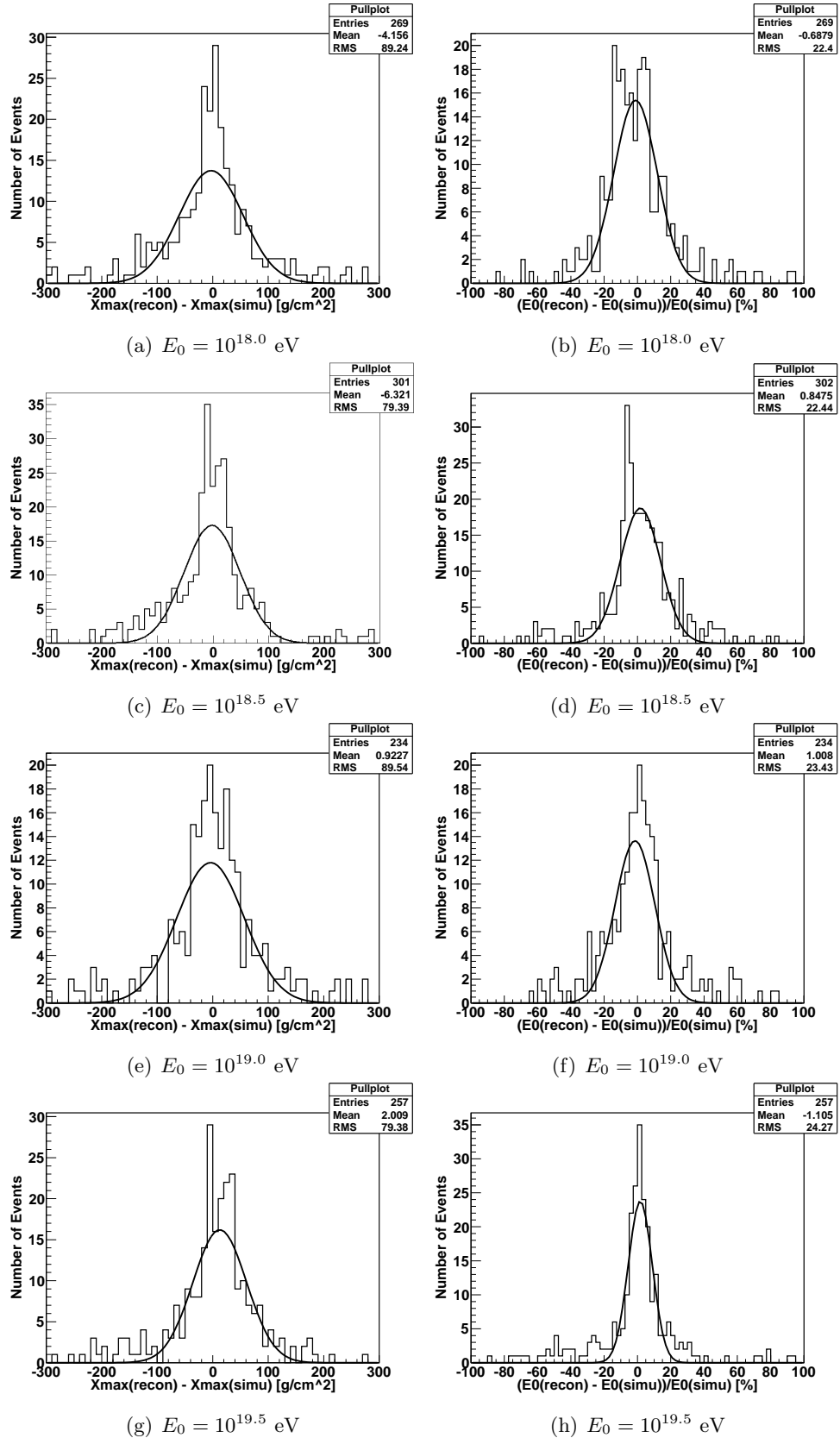


図 7.3: モノ縦方向発達再構成の決定精度. シミュレーションで与えた最大発達深さと再構成で求めた最大発達深さの差の分布 (左列) と, シミュレーションで与えたエネルギーと再構成で求めたエネルギーの差の分布 (右列)

第8章 データ解析と HiRes 実験ベースのソフトウェアとの比較

この章では、実際に MD ステーションの大型望遠鏡で観測されたデータを今回開発した標準ソフトウェアを用いてデータ解析をした結果について述べる。以下、本章では、まずいくつかのステレオ事象についての解析結果を例として紹介する。ステレオ事象を見ることで、BRM/LR ステーションによる観測結果と MD ステーションによる結果を比較することが可能である。その後、3年間のデータを解析した結果を米国で開発された HiRes 実験用ソフトウェアを基礎としたソフトウェアで同じデータを解析した結果と比較し、両者の差を統計的に評価する。

8.1 いくつかのステレオ事象についての解析例

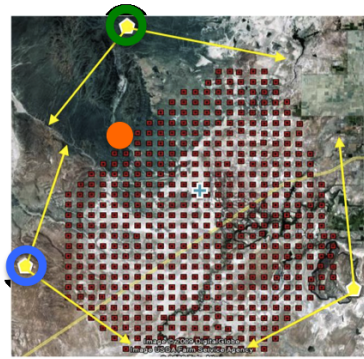
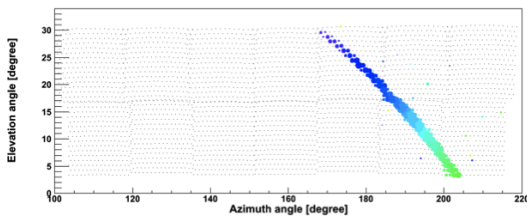
この節では、2つのステーションで同時観測されたステレオイベント、3つ全てのステーションで観測された”ゴールドンステレオイベント”をそれぞれ1例とし、データ解析とその結果の比較について紹介する。ステレオイベントの解析では、MD ステーション、LR ステーションそれぞれについての標準ソフトウェアによる単眼解析 (モノ解析)、MD ステーションについての HiRes 実験ベースのソフトウェアによるモノ解析、標準ソフトウェアによる MD+LR のステレオ解析、計4つの異なる解析結果がある。ゴールドンステレオイベントの解析では、MD+BRM、MD+LR、BRM+LR の3つのステレオ解析を行った。データ解析結果として空気シャワーのコア位置 (Core X, Core Y) と到来方向 (Zenith, Azimuth)、最大到達深さ (X_{\max})、一次宇宙線のエネルギー ($\log E_0$) を取り上げ、相互に結果を比較する。具体的には、2つの解析で求めたコア位置の距離 (Core R [km])、到来方向の開き角 (Open Angle [deg])、 X_{\max} の差 (ΔX_{\max} [g/cm²])、エネルギーの差を MD ステーションでの標準ソフトウェア出力 E_0 で割った百分率 (ΔE_0 [%]) を求めた。ただし、HiRes 実験ベースのソフトウェアによる結果には X_{\max} がなかった。

8.1.1 2ステーション同時検出事象例

ここではステレオイベントの解析例として、2008年07月12日8:34:38 (UTC) に MD ステーションと LR ステーションで同時に観測された事象を取り上げる。図8.1がこのイベントを観測した際のイベントディスプレイである。このイベントを MD ステーション、LR ステーションに対する標準ソフトウェアによるモノ解析 (MD(標準), LR(標準)), HiRes 実験用ソフトウェアによるモノ解析 (MD(HiRes)), MD ステーションと LR ステーションを使った標準ソフトウェアによるステレオ解析 (MD-LR) の4種類の方法で解析した。その結果が表8.1であり、表8.2が MD ステーションの標準ソフトウェアによるモノ解析の結果とそれぞれの解析結果を比較したものである。

それぞれの比較からコア位置の違い (距離) Core R は 1km 以内、方向の違い (離角) Open Angle は 4° 以内であり、性能評価で見積もった分解能の範囲内であることがわかる。さらに、MD(標準)モノと MD(HiRes)モノによる解析結果の比較では、Core R が 0.22km、Open Angle が 1.3° とシャワーがほぼ同じジオメトリで再構成できている。しかし、 ΔE_0 が -10.9% と大きく、エネル

MD Jul. 12, 2008 8:34:38



BRM

LR

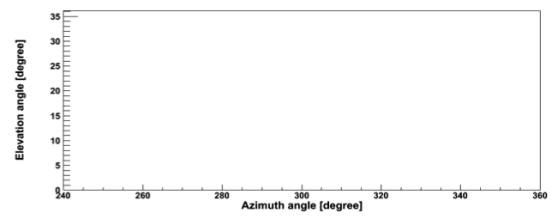
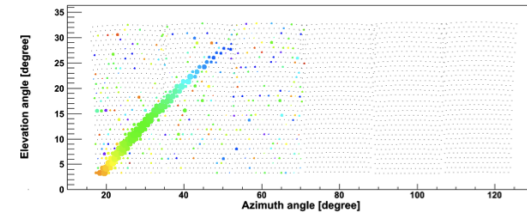


図 8.1: 2008 年 07 月 12 日 8:34:38 (UTC) に MD ステーションと LR ステーションで同時に観測されたステレオイベントのそれぞれのステーションでのイベントディスプレイ. オレンジ色の点は, シャワーのコア位置を示す.

ギー決定に関して系統的な差があると考えられるので相互のソフトウェアの比較によってこの原因解明が必要であることがわかった.

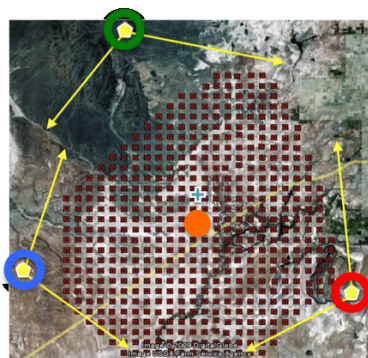
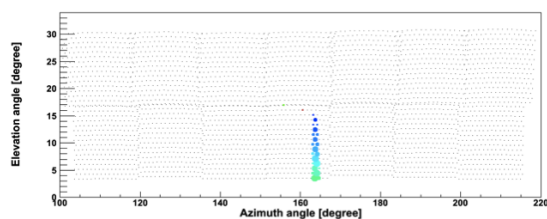
Analysis	Core X [km]	Core Y [km]	Zenith [deg]	Azimuth [deg]	X_{\max} [g/cm ²]	$\log E_0$
MD(標準)	-13.60	7.89	47.6	117.0	814.4	19.30
MD(HiRes)	-13.50	7.69	48.1	118.6	×	19.35
LR(標準)	-13.96	7.22	48.6	121.3	829.4	19.14
MD+LR	-13.83	7.46	47.7	111.7	807.7	19.16

表 8.1: ステレオイベントの解析結果. 3 種類のモノ解析 (MD (標準), MD (HiRes), LR (標準)) と MD ステーションと LR ステーション (MD+LR) のステレオ解析を行った.

Compare	Core R [km]	Open Angle [deg]	ΔX_{\max} [g/cm ²]	ΔE_0 [%]
MD (標準) と MD (HiRes)	0.22	1.3	×	-10.9
MD (標準) と LR (標準)	0.76	3.3	-15.0	44.5
MD (標準) と MD+LR	0.49	3.9	6.69	38.0

表 8.2: ステレオイベントの MD ステーションにおける標準ソフトウェアを用いたモノ解析の結果 (MD(標準)) と他の解析結果 (MD (HiRes), LR (標準), MD+LR) の比較.

MD Dec. 30, 2008 10:49:32



BRM

LR

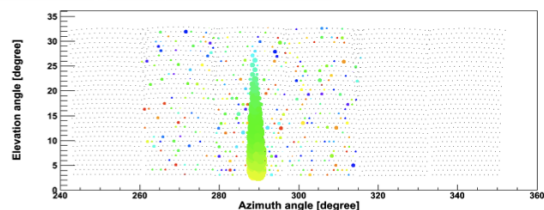
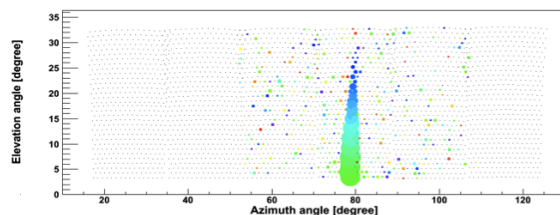


図 8.2: 2008 年 12 月 30 日 10:49:32 (UTC) に MD ステーションと BRM ステーション, LR ステーションの全てのステーションで同時に観測されたゴールデンステレオイベントのそれぞれのステーションでのイベントディスプレイ. オレンジ色の点は, シャワーのコア位置を示す.

8.1.2 ゴールデンステレオ事象例

3 つの FD ステーション全てで同時検出された ”ゴールデンステレオイベント” の例として, 2008 年 12 月 30 日 10:49:32 (UTC) のイベントを解析した. このイベントの MD ステーションでのイベントディスプレイが図 8.2 の右図, BRM ステーションが中央図, LR ステーションが左図である. このイベントを MD ステーションと BRM ステーション (MD+BRM), MD ステーションと LR ステーション (MD+LR), BRM ステーションと LR ステーション (BRM+LR)) の 3 つの組み合わせでステレオ解析した. それらの結果が表 8.3 であり, 表 8.4 が結果を相互に比較したものである.

相互比較から Core R は 0.2km 以内, Open Angle は 0.4° 以内であり, ステレオ解析が正しい結果を与えていると考えられる. しかし, ΔE_0 が約 $\pm 12\%$ と大きく, エネルギー決定に関しては系統的なずれがあり, 原因説明が必要である.

Analysis	Core X [km]	Core Y [km]	Zenith [deg]	Azimuth [deg]	X_{\max} [g/cm ²]	$\log E_0$
MD+BRM	-0.05	-6.01	3.6	140.0	734.6	19.91
MD+LR	-0.03	-6.09	3.4	138.6	730.1	19.86
BRM+LR	0.10	-6.07	3.2	143.4	746.9	19.92

表 8.3: ゴールデンステレオイベントの解析結果. MD ステーションと BRM ステーション (MD+BRM), MD ステーションと LR ステーション (MD+LR), BRM ステーションと LR ステーション (BRM+LR)) の 3 つのステレオ解析を行った.

Compare	Core R [km]	Open Angle [deg]	ΔX_{\max} [g/cm ²]	ΔE_0 [%]
MD+BRM と MD+LR	0.21	0.1	4.5	12.2
MD+BRM と BRM+LR	0.16	0.4	-12.3	-2.3
MD+LR と BRM+LR	0.13	0.3	-16.8	-12.9

表 8.4: ゴールデンステレオイベントの 3 つのステレオ解析による結果の相互比較.

8.2 統計的評価

この節では, 2007 年 12 月 16 日から 2010 年 12 月 16 日の 3 年間の MD ステーションでの観測データを単眼解析 (モノ解析) した. 検出事象数は 28662 であった. このデータセットを標準ソフトウェアでモノ解析した際, ジオメトリ再構成に成功したイベント数は 16484 であり, さらに縦方向発達再構成に成功したイベント数は 15981 であった. 以下本節では縦方向発達再構成に成功したイベントを標準ソフトウェアを用いた解析結果 [MD (標準)] とし, 同じデータセットを HiRes 実験ベースのソフトウェアによって解析した結果 [MD (HiRes)] と比較する.

MD (標準) の 15981 イベントと MD (HiRes) の 21001 イベントから同じ時刻情報をもった 9435 イベントのコア位置とエネルギーを比較した (図 8.3 の赤色プロット). さらに MD (標準) の解析結果から

- $X_{\text{start}} < X_{\text{max}} < X_{\text{end}}$
- $X_{\text{start}} < 1000$
- $\psi < 120^\circ$
- track length $\geq 7.9^\circ$
- 天頂角 $\theta < 55^\circ$

のイベントセレクション条件をかけて, 残った 4758 イベント ([MD (標準カット)]) と MD (HiRes) から同じ時刻情報をもった 3485 イベントを比較した (図 8.3 の緑色プロット). 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, ψ は シャワー軸の SDP 内での地表面からの仰角 (図 5.15) である.

また, MD (標準カット) のコア位置と MD (HiRes) のコア位置の距離の分布, 到来方向の開き角の分布, MD (標準カット) 一次宇宙線のエネルギー E_0 と MD (HiRes) のエネルギー E_0^{rec} の差の分布を図 8.4 に示す. エネルギーの差は E_0 で割って百分率で表されおり, 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.

コア位置の距離と到来方向の開き角について小さい方から 68 % のイベントを含む幅は, コア位置の距離では 1006 m, 到来方向の開き角では 12.5° となった. また, エネルギーでは標準ソフトウェアによる解析結果よりも HiRes 実験ベースのソフトウェアによる解析結果の方が 13.5 % 大きいことがわかった. これらの系統的なずれは PMT セレクションや使用している大気モデルの違いによるものと考えられる. 標準ソフトウェアで使用されている大気モデルはラジオゾンデによって Elko で観測されたデータを月平均したものであるのに対し, HiRes 実験ベースのソフトウェアでは US 標準モデルが使用されている. これらの大気モデルを同じものにする事で, エネルギーの系統的なずれが小さくなると考える. 図 8.4 からエネルギーの分布の標準偏差が 26.4

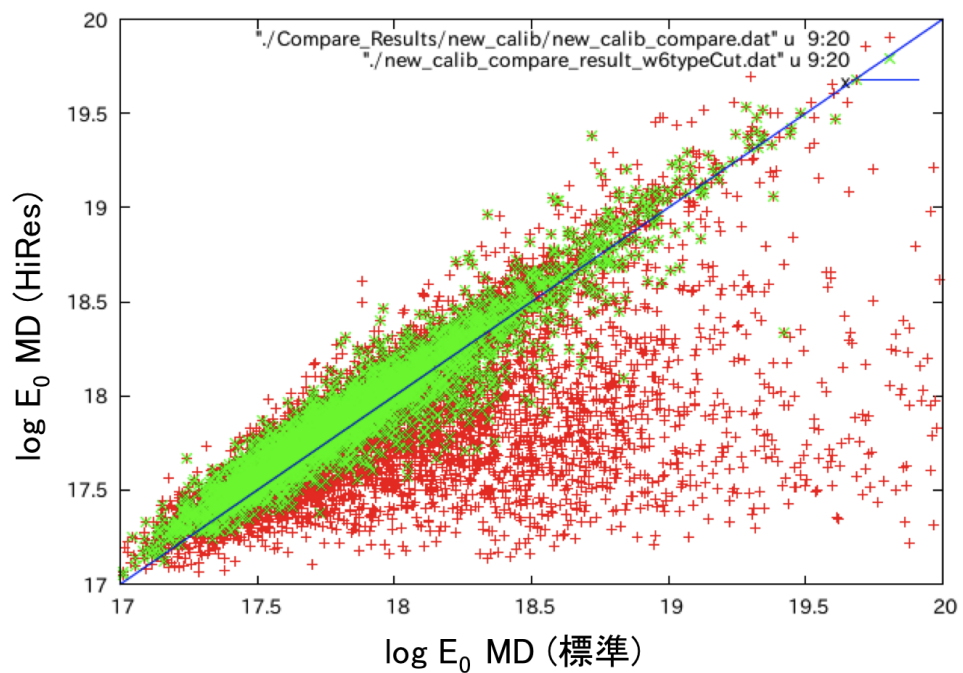


図 8.3: 2007 年 12 月 16 日から 2010 年 12 月 16 日の 3 年間の MD ステーションでの観測データを標準ソフトウェアを用いて解析した結果 (横軸) と HiRes 実験ベースのソフトウェアを用いて解析した結果 (縦軸) のエネルギーを比較した. 赤色プロットが標準ソフトウェアで再構成に成功したイベントで, 緑色プロットが赤色プロットのイベントにセレクションをかけたものを比較した結果である.

% である。ここで、MD (標準) と MD (HiRes) のエネルギー決定精度 $\Delta E_{JP} = 0.121$ (第 7 章), $\Delta E_{US} = 0.185$ ([61]) から求められるエネルギーの分布の標準偏差は以下の式より

$$\frac{E_{0US}}{E_{0JP}} \cdot \sqrt{(\Delta E_{US})^2 + (\Delta E_{JP})^2} \times 100 \quad (8.1)$$

25.1 % となった。これより、実イベントにおける解析のエネルギー分布のゆらぎはほぼそれぞれのエネルギー決定精度によるものであるとわかる。また、残りの数 % は使用している大気モデルによるもので、日々変化する大気パラメータに対して常に一定であったり、月平均したものを使用しているためである。

さらに MD (標準カット) の結果から、再構成された一次宇宙線のエネルギーのヒストグラムである "Number Spectrum" を描き、MD (HiRes) によるものと比較した (図 8.5)。赤が MD (標準カット)、黒が MD (HiRes) による Number Spectrum である [67]。比較した図から 13.5 % の系統的なずれがあることで、MD (標準カット) が MD (HiRes) より低いエネルギーにシフトしていることがわかる。

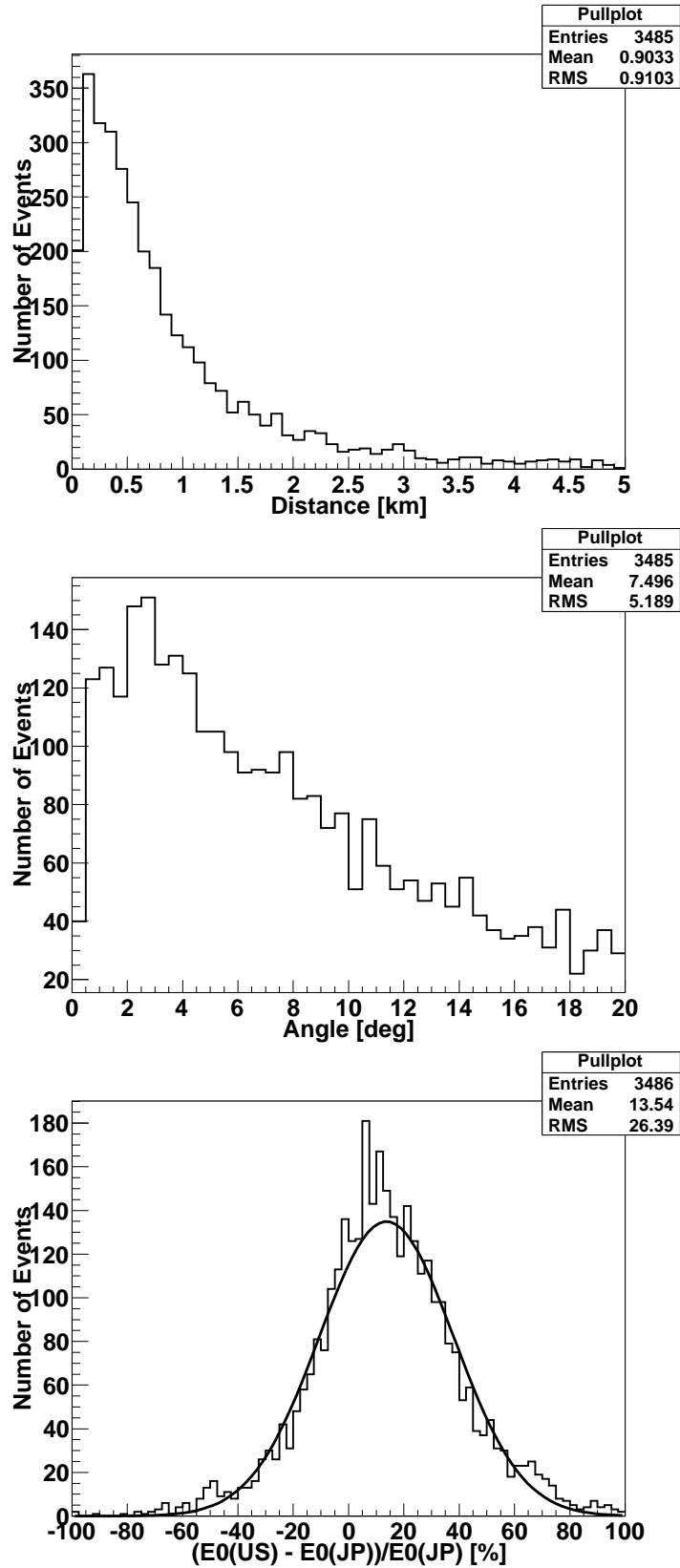


図 8.4: 標準ソフトウェアによって解析したイベントをさらにイベントセレクションにかけた結果 [MD (標準カット)] と HiRes 実験ベースのソフトウェアによって解析した結果 [MD (HiRes)] のコア位置の距離の分布 (上), 到来方向の開き角の分布 (中), MD (標準カット) による一次宇宙線のエネルギー E_0 と MD (HiRes) によるエネルギー E_0^{rec} の差の分布 (下).

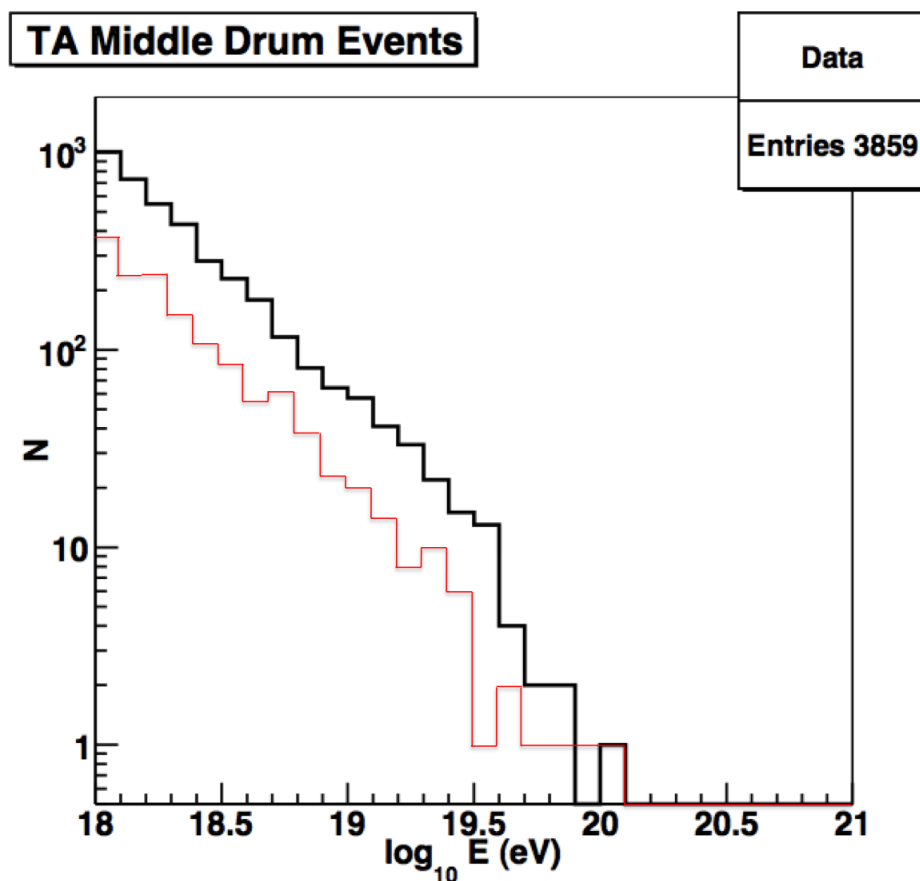
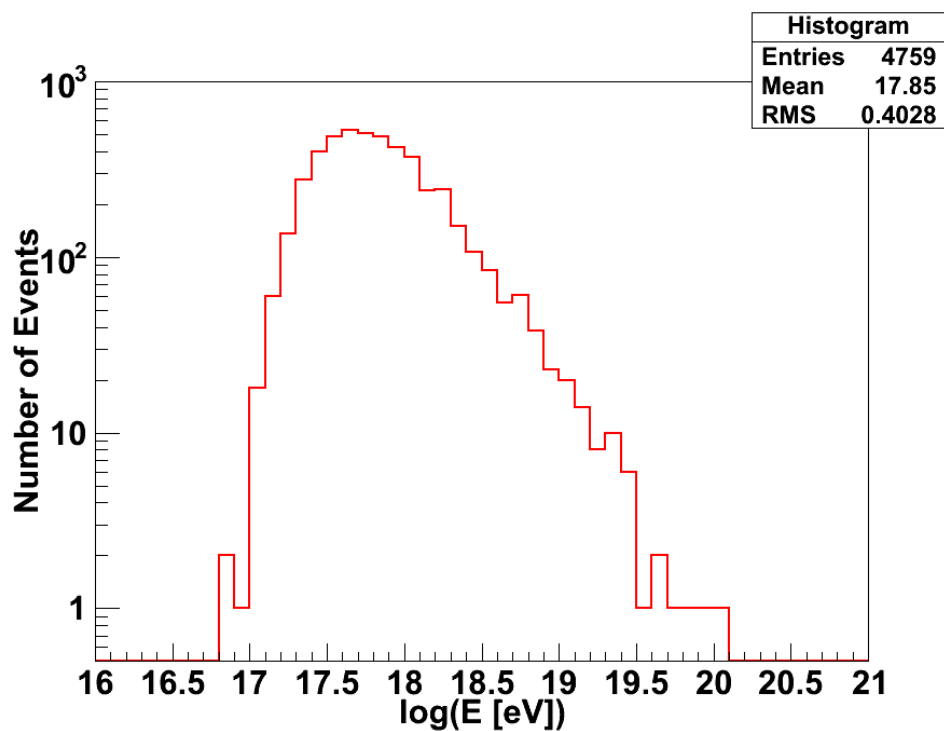


図 8.5: 標準ソフトウェアによるエネルギーのヒストグラムである "Number Spectrum" (上) と HiRes 実験ベースによるものとの比較 (下). 赤が標準ソフトウェア, 黒が HiRes 実験ベースのソフトウェアによる Number Spectrum である [67].

第9章 結論

宇宙線望遠鏡実験による BRM/LR ステーションの大気蛍光望遠鏡で観測されたデータを解析するために日本で開発された標準解析ソフトウェアに MD ステーションの取扱いを導入することで、全ての大気蛍光望遠鏡データを解析できる統合データ解析ソフトウェアを開発した。開発した MD ステーション用のシミュレーションソフトウェアを使って生成した擬似イベントデータを解析することによって MD ステーション用の再構成ソフトウェアのモノ解析の決定精度を評価した。その結果 $10^{18.5}$ 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 : 8.5°
- コア位置決定精度 : 917 m
- 最大発達深さ決定精度 : $-0.1 \pm 29.8 \text{ g/cm}^2$
- エネルギー決定精度 : $1.8 \pm 12.1 \%$

の精度で求まることがわかった。

さらに、実際に観測されたイベントを本研究で開発した標準解析ソフトウェアを用いて MD ステーションのモノ解析, MD ステーションと他ステーションとのステレオ解析をして, HiRes 実験ベースの解析ソフトウェアや標準解析ソフトウェアを用いた他ステーションによるモノ解析, ステレオ解析の結果を比較した。これにより, 標準解析ソフトウェアによって MD ステーションの観測データをモノ解析でき, 2 ステーション同時検出事象であるステレオイベントを MD ステーションと他ステーションとの組み合わせでもステレオ解析できることがわかった。また, 2007 年 12 月 16 日から 2010 年 12 月 16 日の期間で MD ステーションで観測されたデータを解析し, HiRes 実験ベースの解析ソフトウェアと比較することで, 標準解析ソフトウェアによる結果から, 2 つの解析ソフトウェアの精度 (68% 有意度での) は

- 到来方向 : 12.5°
- コア位置 : 1006 m
- エネルギー : 26.4 %

であり, さらに両方の間には

- エネルギー : 13.5 %

の系統的なずれはるのずれがあることがわかった。

これらの決定精度や系統的なずれは暫定値であり, 大気蛍光イメージ中のノイズ除去などを工夫したり, それぞれの大気モデルを合わせて解析することによって, これらの解析精度を最適化することは今後の課題である。

謝辞

本研究に携わる機会を与えて頂き、研究を進めるにあたっては、全てにおいて数多くのご助言、ご指導いただきました大阪市立大学の荻尾彰一准教授に深く感謝致します。また、幾度となく的確なご助言、ご指導をいただきました大阪市立大学の林嘉夫教授、小島浩司客員教授(愛知工業大学)に深く感謝致します。

大阪市立大学の藤井俊博博士(現 東京大学宇宙線研究所)、ユタ大学の Tareq AbuZayyad 助教授には、本研究の標準解析ソフトウェアの開発に関して幾度となく相談にのって頂き、ご指導して頂きましたことを深く感謝致します。

東京大学宇宙線研究所の福島正己教授、佐川宏行准教授、竹田成宏助教、野中敏幸助教、芝田達伸特任助教、多米田裕一郎博士、池田大輔博士、木戸英治博士、東京工業大学理工学研究科の常定芳基助教、得能久生特任助教、神奈川大学の有働慈治特別助手、理化学研究所の富田孝幸博士には、数多くのご助言・ご指導を頂きましたことを深く感謝致します。

ユタ大学の J.N. Matthews 教授、Doug Rodriguez 博士、Tom Stroman 博士、Elliott Barcikowski 博士、Jeremy Smith 氏、Chalie Jui 教授、Tiffany Wong 氏には本研究における相談や現地において多大なる協力をして頂きましたことを深く感謝致します。

大阪市立大学の櫻井信之特任助教、奥田剛司特任助教(現 立命館大学)、山崎勝也氏には、毎日の研究生活の中で研究に関することのみならず多くの相談に応じて頂き、的確なご助言を頂きましたことを深く感謝致します。

毎日の研究生活の中で支えとなっていた大阪市立大学南野真容子氏、山下祐氏、倉本和幸氏、松宮大輔氏、南平兵衛氏、後藤昂司氏、小林翔悟氏、寺農篤氏、小林隼矢氏、山口泰弘氏に感謝致します。また、同大学の同期として常に良い刺激を与えてくれ、時には相談にのって頂いた山根涼氏に深く感謝致します。

東京大学宇宙線研究所の技術職員の大木薫氏、下平英明氏、東京工業大学の北村雄基氏、北村星爾氏、山梨大学の柴田文哉氏、町田和広氏、向井啓兒郎氏、東京理科大学の屋代健太氏、高村茉衣氏、近畿大学の千川道幸教授、峪中良介氏、野里明香氏、ユタに住む Dave Barr 氏、Cindy Barr 氏にはユタ現地での生活、並びに観測作業でお世話になりましたことを感謝致します。

大阪市立大学大学運営本部学務企画課の川口幸子氏には、出張などの書類手続きや修士論文提出の際に多くのご助言を頂きましたことを感謝致します。

本研究は宇宙線望遠鏡実験なしには成り立ちませんでした。宇宙線望遠鏡実験コラボレーター、関係研究機関の皆様には深く感謝致します。

最後に、研究生活を支えてくれた家族、友人に深く感謝致します。

なお、本研究は日本学術振興会科学研究費補助金(特別推進研究) H21~H25 「最高エネルギー宇宙線で探る極高宇宙現象」、大阪市立大学学内重点研究「『アインシュタインの物理』でリンクする研究・教育拠点」、日本学生支援機構 H23 留学生交流支援制度(ショートステイ・ショートビジット)「数学研究所をハブとする理学の大学院留学生国際研究交流ネットワークプログラム」の支援を受けて行いました。これらの関係機関の皆様には感謝致します。

参考文献

- [1] TA Collaboration, *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] J. A. Simpson, *Ann. Revs. Nucl & Part. Sci.*, (1983) **33** 323.
- [6] L. Drury, *Rep. Prog. Phys.*, (1983) **46** 973.
- [7] P. O. Lagage and C. J. Cesarsky, *Astron. Astrophys.*, (1983) **118** 223.
- [8] A. M. Hillas, *Astron. Astrophys.*, (1984) **22** 425.
- [9] Thompson C., Duncan R., *Mothly Notices of the Royal Astron. Society*, (1995) **275**, 255.
- [10] Blasi P., Epstein R. *et al.*, *Astrophys. J. Lett.*, (2000) **533** L123.
- [11] Hillas A., *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, (1984) **22** 425.
- [12] Blodt E., Ghosh P., *Mothly Notices of the Royal Astronomical Society*, (1999) **307** 491.
- [13] Rachen J., and Biermann P., *Astron. Astrophys.*, (1993) **272** 161.
- [14] Rees M. J. R., *Astrophys. J.*, (1994) **93** 430.
- [15] Kang H., Ryu D., Jones T. W., *Astrophys. J.*, (1996) **456** 422.
- [16] Kuzmin V. and Tkachev I., *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Phys. Lett.*, (1998) **68** 271.
- [17] Weiler T.J., *Astropart. Phys.*, (1999) **3** 303.
- [18] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.*, (1966) **16** 748.
T. Zatsepin, V.A. Kuzmin, *JETP Lett.*, (1966) **4** 178.
- [19] Antoine Letessier-Selvon, Todor Stanev, *Rev. Mod. Phys.*, (2011) **83** 907.
- [20] Jiang, Y.-Y., L. Hou, J. Han, X. Sun and W. Wang, *Astrophys. J.*, (2010) **719** 459.
- [21] Kronberg, P. P, *Rept. Prog. Phys.*, (1994) **57** 325.
- [22] Lames W. Cronin, *Nucl. Phys. B.*, (2005) **138** 465.

- [23] T. Abu-Zayyad, *et al.* *arXiv*, 1205.5984v1, (2012).
- [24] T.K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, (1990).
- [25] A. N. Bunner, *Ph.D. Thesis, Cornell University*, (1967).
- [26] F. Kakimoto, *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. A*, (1967) **372** 527.
- [27] 一般社団法人日本物理学会, 日本物理学会誌 (2012) 第 **67** 巻.
- [28] F. Salamida, *et al.*, *32nd Proc. of International Cosmic Ray Conference.*, **2** 145. (2011).
- [29] D. Ivanov and B.T. Stokes and G.B. Thomson, *et al.*, *32nd Proc. of International Cosmic Ray Conference.*, **2** 258. (2011).
- [30] Ivanov A.A., *et al.*, *Moscow University Physics Bulletin*, **65**. (2010).
- [31] R. U. Abbasi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, (2008) **100** 101101.
- [32] Micheal U.F., *et al.*, *UHECR 2012*, (2012).
- [33] Y. Tameda, *et al.*, *32nd Proc. of International Cosmic Ray Conference.*, *HE1.3*, 1268, (2011).
- [34] The Pierre Auger Collaboration, *Science*, (2007) **9** 938.
- [35] I. Tkachev *et al.*, *Proc. of 32nd ICRC.*, (2011).
- [36] W. F. Hanlon, *Ph.D. Thesis, The University of Utah*, (2008).
- [37] O. Brusova, *Ph.D. Thesis, The University of Utah*, (2009).
- [38] J. H. Boyer *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. A*, (2002) **482** 457.
- [39] R. U. Abbasi *et al.*, *Astropart. Phys.*, (2009) **32** 5.
- [40] R. U. Abbasi *et al.*, *Phys. Rev. D*, (2010) **104** 1611101 .
- [41] J. Abraham *et al.*, *Science*, (2008) **318** 938.
- [42] R. U. Abbasi *et al.*, *Astropart. Phys.*, (2008) **30** 175.
- [43] R. U. Abbasi *et al.*, *arXiv*, astro-ph.HE/1002.1444v1, (2010).
- [44] S. Kawana *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. A*, (2012) **681** 68.
- [45] T. Tokuno *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. A*, (2009) **601** 364.
- [46] Y. Tameda *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. A*, (2009) **609** 227.
- [47] R. Ishimori *M. Thesis, The Tokyo Institute of Technology*, (2011).
- [48] S. Machida *et al.*, *29th Proc. of International Cosmic Ray Conference*, (2007).
- [49] K. Hayashi *M. Thesis, The Tokyo Institute of Technology*, (2011).

- [50] T. Tomida *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. A*, (2011) **654** 653.
- [51] Y. Kobayashi *M. Thesis, The Tokyo Institute of Technology*, (2011).
- [52] Chronological science tables, *National Astronomical Observatory of Japan, Maruzen*, (2011).
- [53] The Bright Star Catalog, *5th Edition, preliminary. Hoffleit D., and Warren Jr W.H.*
- [54] G.I. Thompson *et al. Catalog of Stellar Ultra-violet Fluxes, The Science Research Council*, (1978).
- [55] T. Shibata *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. A*, (2004) **597** 61 .
- [56] T. Shibata , *Private Discussion*, (2013) .
- [57] B. Elliott, *Ph.D. Thesis, The University of Utah*, (2011).
- [58] T. Abu-Zayyad, *Ph.D. Thesis, The University of Utah*, (2000).
- [59] D. Rodriguez, *Ph.D. Thesis, The University of Utah*, (2000).
- [60] M. Allen, *Ph.D. Thesis, The University of Utah*, (2012).
- [61] P. Shah, *Ph.D. Thesis, The University of Utah*, (2012).
- [62] D.Heck *et al.*, *Forschungszentrum Karlsruhe Report FZKA 6019* (1998).
- [63] H.M.J.Barbosa *et al.*, *Astropart. Phys.*, (2004) **22** 159.
- [64] Nerling F *et al.*, *Astropart. Phys.*, (2006) **24** 421.
- [65] T. Fukuda *M. Thesis, The Tokyo Institute of Technology*, (2009).
- [66] T. Fujii *M. Thesis, Osaka City University*, (2008).
- [67] T. Abu-Zayyad, *et al. Astropart. Phys.*, (2012) **39-40** 109.