

テレスコープアレイ実験における
大気蛍光望遠鏡トリガーシステムの開発

多米田 裕一郎

04M01227

東京工業大学

理工学研究科 基礎物理学専攻

指導教官

垣本 史雄

平成 18 年 2 月 23 日

目次

第 1 章	最高エネルギー宇宙線	1
1.1	宇宙線	1
1.2	最高エネルギー宇宙線の起源	2
1.2.1	伝播機構	2
1.2.2	天体による宇宙線加速 (ボトムアップモデル)	4
1.2.3	新しい物理	5
1.3	現在までの観測結果	6
1.4	宇宙線の観測方法	8
1.4.1	空気シャワー現象	8
1.4.2	空気シンチレーション光、光の吸収、散乱、バックグラウンド光	11
1.4.3	地表検出器	15
1.4.4	大気蛍光法	15
第 2 章	テレスコープアレイ実験	18
2.1	テレスコープアレイ実験概要	18
2.2	観測装置	19
2.3	大気蛍光望遠鏡	20
2.3.1	光学系	21
2.3.2	PMT カメラ	24
2.3.3	データ収集システム	25
2.3.4	キャリブレーション	25
2.4	地表検出器	29
2.5	ハイブリッド観測	30
第 3 章	大気蛍光望遠鏡トリガーシステムの開発	31
3.1	トリガーアルゴリズム	31
3.1.1	3 レベルトリガー	31
3.1.2	検出効率	34
3.2	トリガー回路の製作	39
3.2.1	Track Finder(TF) module	39
3.2.2	Central Trigger Distributor(CTD) moduel	41
第 4 章	試験観測	43
4.1	ユタにおける試験観測	43
4.2	空気シャワーと思われるデータ	44
4.3	それ以外のデータ	44

第 5 章 結論	50
5.1 今後の課題	50

Abstract

It has been predicted that ultra high energy cosmic rays(UHECRs) with energies above 10^{20} eV can't reach the earth from a distance greater than 100Mpc due to interaction with cosmic microwave background radiation. Therefore, it is expected that there is a cutoff around 10^{20} eV known as GZK cutoff. However, The AGASA group has observed 11 events with super GZK energy. It is very interesting in cosmic ray physics.

In order to solve the origin of UHECRs, we need the new UHECRs detector with higher energy and angular resolution and statistics. For this purpose, the Telescope Array(TA) experiment is now constructing a surface detectors array(SD) and fluorescence detectors(FDs). With these components, we can observe UHECRs with energy resolution $< 10\%$ and the angular resolution $< 1.0^\circ$.

In this paper, I describe the developments of the trigger system for the TA FDs. I manufactured 2 kinds of moduls for the trigger system: the Track Finder(TF) module to recognize the air shower tracks, and the Central Trigger Distributor(CTD) module to control all the FD cameras in FD station.

The first test observation was achieved in July, 2005. The trigger system worked successfully and we obtained the air shower signals. The trigger system is ready for the long term observations.

第1章 最高エネルギー宇宙線

1.1 宇宙線

宇宙空間に存在する高エネルギーの放射線を宇宙線と呼ぶ。宇宙線は、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。以来様々な実験により宇宙線が観測され、技術の進歩により観測できるエネルギーの領域は、 10^7eV から 10^{20}eV を超える広範囲にわたっている (図 1.1)。

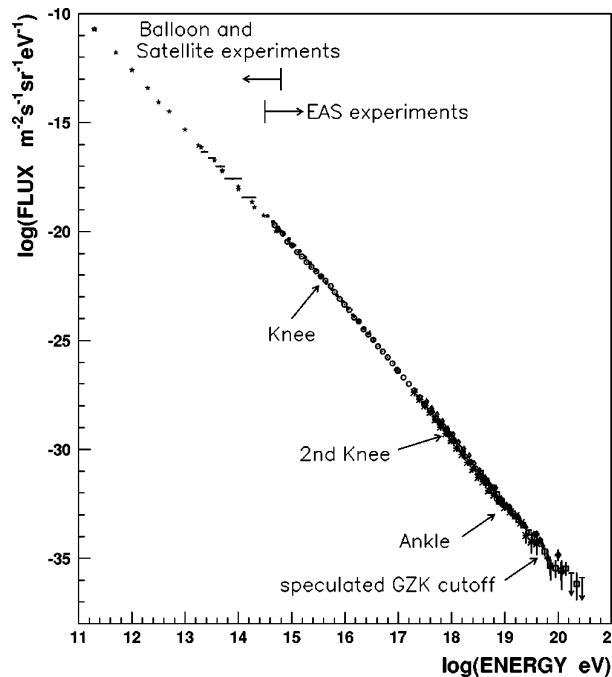


図 1.1: 観測されている一次宇宙線のエネルギースペクトル

10^{10}eV を越えるエネルギー領域の宇宙線は太陽活動の影響を受けず、そのエネルギースペクトルがエネルギーの冪乗で近似できる。 10^{15}eV 付近のスペクトルの折れ曲がり、“knee”、 10^{19}eV 付近のスペクトルの折れ曲がり、“ankle” と呼ぶ。“knee” より低いエネルギー領域の宇宙線は $\text{flux} \propto E^{-2.7}$ 、“knee” を越えたエネルギー領域の宇宙線は $\text{flux} \propto E^{-3.0}$ 、“ankle” を越えたエネルギー領域では $\text{flux} \propto E^{-2.7}$ と近似することができる。 10^{20}eV を越えた領域でのスペクトルは、 10^{20}eV を超える宇宙線の到来頻度が年間 100km^2 あたり 1 事象と統計量が少ないため確定していない。

10^{15}eV 以下の宇宙線は銀河磁場によって捉えられているため、銀河系内起源と考えられている。 10^{18}eV を越える最高エネルギー領域の宇宙線は宇宙線粒子の軌道の曲率半径が銀河系の厚みより大きくなるため、銀河系内起源であればその到来方向に異方性があることが期待される。

銀河磁場の強さは約 $3\mu\text{G}$ であり、荷電粒子はらせん運動をする。その軌道のラーモア半径 R_L は

$$R_L \simeq \frac{E}{ZeB} \quad (1.1)$$

で与えられる。ここで E 、 Z 、 e 、 B は、宇宙線粒子のエネルギー、原子番号、素電荷、磁場強度である。 10^{15}eV の陽子では、ラーモア半径は 0.3pc である。この値は銀河円盤の厚さより小さいが、拡散運動の効果と合わせて、これ以上のエネルギーを持つ宇宙線に対しては銀河円盤の外へ逃げ出して行く効果が現れると考えられる。特に、“knee” 領域でのスペクトルの折れ曲がりの原因に対する一つの考え方は、これ以上のエネルギーの宇宙線が銀河円盤の外へ洩れ出している影響が顕著になるためとしている。また、別のモデルにおいては、 10^{15}eV 以上ではこれ以下のエネルギー領域とは別の機構で宇宙線が生成されていて、それがスペクトルの違いとなっているとしている。これらについては、まだよくわかっていない。

1.2 最高エネルギー宇宙線の起源

1.2.1 伝播機構

最高エネルギー宇宙線の伝播において重要なのが、 2.7K 宇宙背景放射 (Cosmic Microwave Background Radiation, CMBR) や磁場との相互作用である。

CMBR との相互作用

CMBR との相互作用で挙げられるのが、Greisen-Zetsepin-Kuzmin(GZK) 効果である [12]。最高エネルギー宇宙線と CMBR 光子が衝突するとき、その重心系のエネルギーが Δ^+ resonance によるパイオン生成の閾値を超えていれば、 $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0, n + \pi^+, \text{etc.}$ という相互作用により大きくエネルギー損失をする。また Δ^+ resonance よりも低いエネルギーでも、pair production ($\gamma + p \rightarrow p + e^+ + e^-$) によるエネルギー損失などがある。

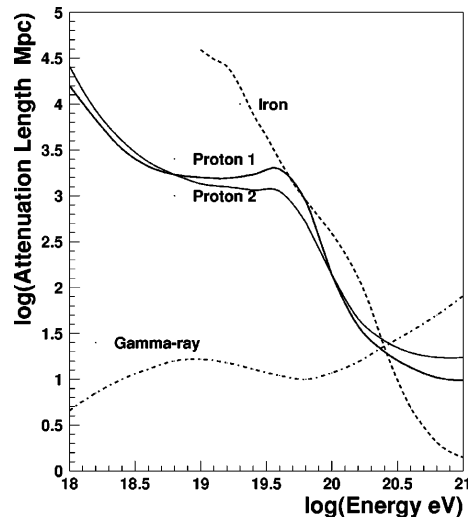


図 1.2: 一次粒子が陽子、鉄原子核、 γ 線であった場合の、CMBR と Cosmic Infrared Background(CIB) 中での減衰距離

宇宙線の銀河間空間における減衰距離を示した図 1.2 によると、 10^{20} eV の陽子は 100Mpc 程度しか伝播することができない。従って、地球で観測された 10^{20} eV の宇宙線は、その源は伝播距離にして地球から 100Mpc 以内に存在していることになる。

宇宙線が陽子よりも重い原子核である場合はさらに大きなエネルギー損失が起きる。 2×10^{19} eV 以上の宇宙線原子核は CMBR 光子との衝突による photo-disintegration によって 1Mpc あたり 3 ~ 4 個の核子を失う。従って、観測された最高エネルギー宇宙線が陽子より重い原子核である場合は、その源は 20Mpc 以内に存在しなければならない。

このため、銀河系外起源の宇宙線のエネルギースペクトルには GZK カットオフと呼ばれる急激な減衰が現われる。図 1.3 に様々な宇宙線源の分布モデルから予想されるエネルギースペクトルを示してある [13]。宇宙線源が宇宙空間に一樣に分布する場合は、 5×10^{19} eV 付近で急激な減衰が現れる。

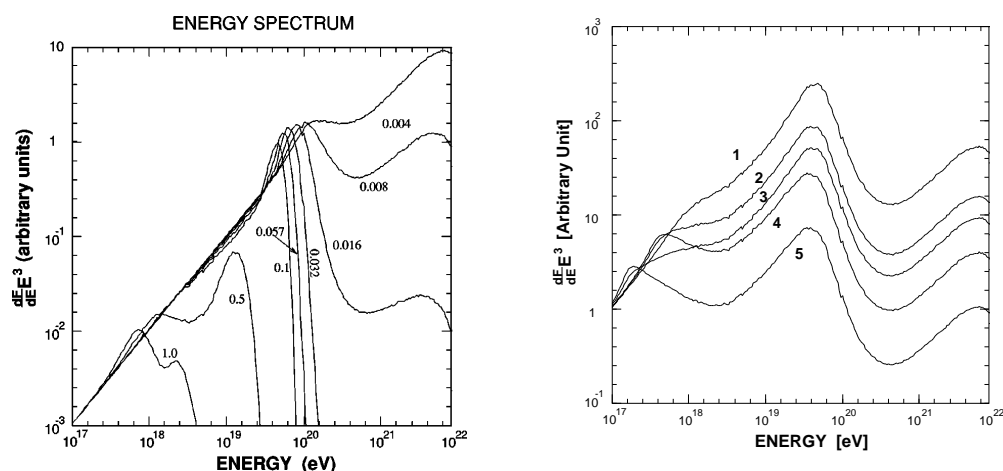


図 1.3: GZK 効果によるエネルギースペクトル。宇宙線源が 1 つである場合のスペクトル (左) と、一樣に宇宙線源が分布しているときのスペクトル

磁場との相互作用

宇宙線のほとんどは荷電粒子であり、 10^{19} eV 以上では陽子が主成分だと考えられている。ラーモア半径は、銀河の磁場を $1\mu\text{G}$ だとすると 10^{19} eV の陽子では 10kpc となる。これは銀河円盤の厚みより大きく、銀河外にすぐに逃げ出してしまふ。同じエネルギーでの鉄原子核だった場合は銀河中に残ると思われるが、 10^{19} eV 以上の宇宙線の到来方向に銀河面との相関関係はみられない。よってこれらの宇宙線の源は銀河系外、もしくは銀河のハロー中と考えられている。

銀河系外の磁場については詳しくはわかっていないが、おとめ座銀河団 (Virgo cluster) で $\sim \mu\text{G}$ 、銀河間空間で 1nG 以下と見積もられている。そのような磁場中での最高エネルギー宇宙線の伝播をシミュレーションした結果が図 1.4 である [14]。 $\sim 10\text{Mpc}$ のスケールでは、エネルギーが 10^{20} eV になると 1nG の磁場では影響を受けず直進する。よって、 10^{20} eV 以上のエネルギーの宇宙線は、到来方向を観測することで点源を特定できると期待される。

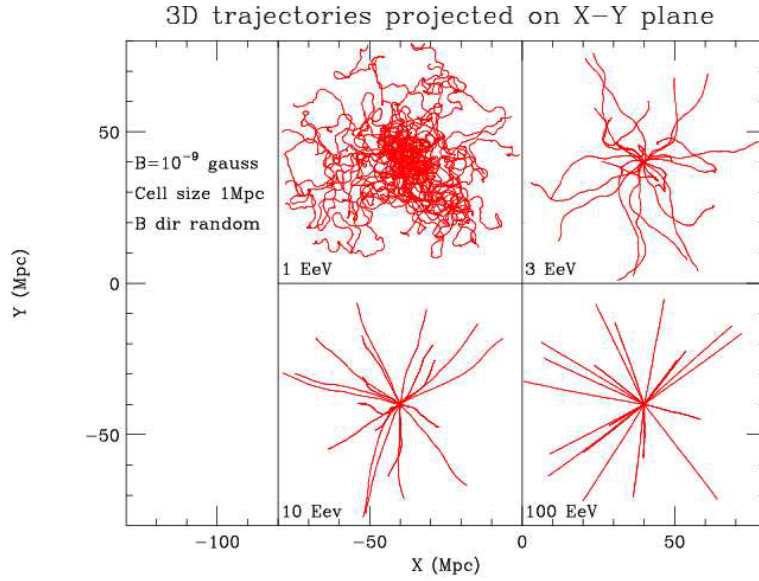


図 1.4: 陽子を一次宇宙線としたときの銀河間空間の磁場中における軌跡

1.2.2 天体による宇宙線加速 (ボトムアップモデル)

宇宙線は、宇宙空間に存在するプラズマ衝撃波により加速される。宇宙線を加速するには、そのラーモア半径が加速領域よりも大きくなってはならないため、加速限界が決まる。このメカニズムに従うと、最大加速エネルギーは

$$E_{max} \propto eZBL\beta c \quad (1.2)$$

で与えられる [15]。ここで βc は衝撃波の速度、 eZ は加速される粒子の電荷、 B は磁場強度、 L は加速領域の大きさである。図 1.5 は、天体の大きさ、磁場強度と最大加速エネルギーの関係を示したものである。粒子を 10^{20} eV を超えるエネルギーまで加速できる候補は限られるうえ、GZK 効果を考慮すると、これらの天体が 100Mpc 以内の存在しなくてはならない。

電波銀河ローブは有力な候補の 1 つである [16]。活動銀河中心核 (Active Galactic Nuclei, AGN) の電波ローブと呼ばれる領域では、中心核から放射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、そこでは最高エネルギー宇宙線まで粒子加速が可能であると考えられている。その中で特に強い電磁波が放射されている領域 (radio hot-spot) では、光子、物質ともに密度が低く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 turbulent な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。電波銀河 M87 がそのような放射源の候補として挙げられている [17]。

AGN の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加速粒子のエネルギーとして解放する、最高エネルギー宇宙線加速源の候補天体として挙げられる。粒子加速は回転する磁場によって生じる電場によっておこる。ただし、AGN の場合は、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。活動的でない銀河の中心にある重たいブラックホールはこのような大きなエネルギー損失の少ない効率の良い加速源となり得る、というアイデアも提案されている [18]。

ガンマ線バースト (Gamma Ray Burst, GRB) も最高エネルギー宇宙線加速源として考えられている。GRB は等方的に分布しており、GRB によるエネルギー放出率は、最高エネルギー宇宙線

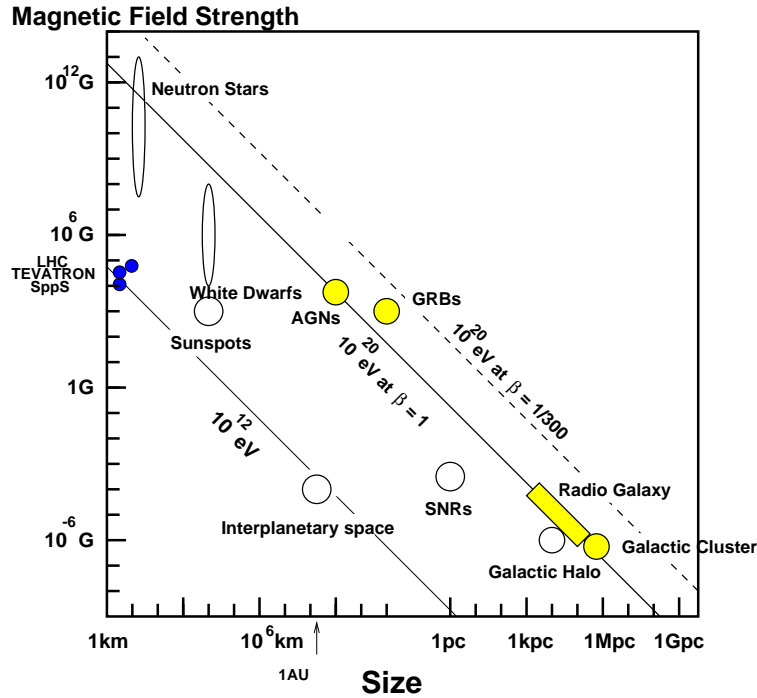


図 1.5: 宇宙線の加速源に課せられる、磁場強度と天体の大きさとの関係。加速源候補は、図中の斜線の上の領域に存在していなければならない。

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、有力な候補天体である。ただし、GZK 効果のために、 10^{20} eV を超える宇宙線源となる GRB は地球近傍 50Mpc 以内に存在しなければならない。このような GRB は 100 年に 1 回程度しか発生しないと予想されているので、観測される宇宙線の到来方向分布は、GRB の方向に集中すると考えられるが、相関は確認されていない [19]。

エネルギー損失時間が $\sim 3 \times 10^{20}$ eV までは陽子に比べ鉄原子核で長いことから [20]、最高エネルギー宇宙線の領域では陽子ではなく、重い原子核だという提案もある。この提案によると鉄原子核ならば、カットオフのエネルギーが高エネルギーにシフトする。

1.2.3 新しい物理

最高エネルギー宇宙線の起源として、既知の天体現象や素粒子論、宇宙論では適当な候補を見つけ出すのは困難として、新しい物理に基づくモデルが提案されている。最高エネルギー宇宙線の存在が確立すれば、標準的な素粒子と天体の理論を超えるこれらの新たな物理への開拓が期待される。以下にその例をいくつか挙げる。

トップダウンモデル

ビッグバン初期、宇宙の相転移によって宇宙紐やモノポールなどの位相欠陥 (Topological Defects, TD) が生成される。トップダウンモデルとは、このような TD や、超重粒子 (Super Heavy Relic Particles) が銀河近傍で崩壊するとき最高エネルギー宇宙線を生成するというモデルである。TD

や超重粒子は崩壊によって GUT(Grand Unification Theory) スケールのヒッグス粒子や超重フェルミオンなどを生成する。これらの粒子が崩壊しジェットを作り、これらはおもに π 中間子で、最終的に高エネルギーの γ 線やニュートリノとなる [21]。

他にも、超高エネルギーニュートリノと、1.9K 宇宙背景ニュートリノとの相互作用で生成される Z ボゾンが崩壊しジェットを起こす Z バースト [22] などが挙げられる。

ニュートリノ-核子の反応断面積の増加

ニュートリノ-核子の反応断面積が $\sigma(\nu N) \simeq [E_\nu/(100\text{EeV})]\text{mb}$ に示すように増大するならば [23]、GZK カットオフを超えるようなエネルギーの空気シャワーの観測を説明できるとするものである。

ローレンツ不変性の破れ

素粒子論での自発的対称性の破れにより、超高エネルギーでローレンツ不変性が破れている可能性がある [24]。これによると、 Δ^+ の共鳴的生成がおこらない。ローレンツ因子 γ が 10^{11} に及ぶ領域では、ローレンツ不変性の実験的検証はなされていない。

1.3 現在までの観測結果

10^{20}eV のエネルギーを持つ最高エネルギー領域の宇宙線が最初に観測されたのは 1963 年である [6]。以後、AGASA[7]、HiRes[8]、Fly's Eye[9]、Haverah Park[10]、SUGAR[11] などの実験により観測されてきた。

AGASA は、理論的に予言されてきた限界より遥かに高いエネルギーの宇宙線を観測してきた。図 1.6 に示されたように AGASA の観測したエネルギースペクトルは、GZK カットオフの 10^{20}eV を超えて、とぎれることなく高エネルギーへと続いている。AGASA はこれまでに 11 事象もの Super-GZK 事象 (エネルギーが 10^{20}eV 以上) を観測してきた。しかし、GZK カットオフから期待される事象数は 1.6 であり、AGASA の観測結果は GZK 限界の存在と 4.0σ の有意度で矛盾している。

これらの宇宙線は全天から等方的に到来し、その一部は点源から放射されている。図 1.7 は AGASA が観測した $10^{19.6}\text{eV}$ 以上の宇宙線 59 事象の到来方向を赤道座標系でプロットしたものである。到来方向はほぼ等方向的に分布しており、既知の天体の方向分布との相関は認められない。しかし、 2.5° 以内に 2 事象、あるいは 3 事象重なった doublet、trplet 事象が計 6 例見つかっている。 2.5° という離角は AGASA の到来方向分解能 1.6° を考慮すると同一の点源から放射されたものと考えて良い。doublet/trplet 事象の方向分布は、銀河中心や銀河円盤、局部銀河群の作る超銀河面などと相関を持たず等方的である。 $10^{19.6}\text{eV}$ 以上の 59 事象のうち、任意の 2 事象が作る離角の分布を図 1.8 に示す。図の左端のピークは図 1.7 に示した 5 つの doublet と 1 つの triplet の点源に対応している。図 1.8 の実線は到来方向が完全に等方的である場合に期待される分布である。ピークの有意度は 5σ であり、以上の結果はなんらかの最高エネルギー宇宙線点源が銀河系外に存在することを強く示唆している。

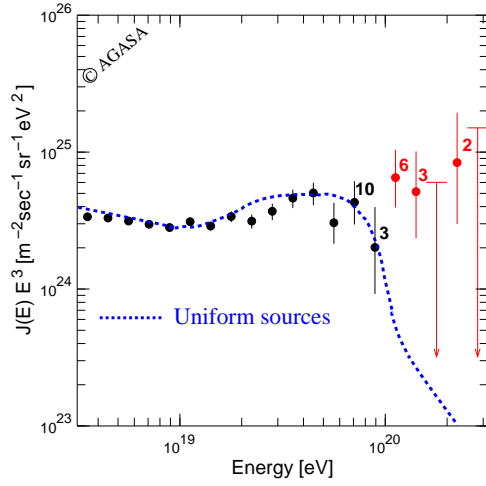


図 1.6: AGASA の観測した一次宇宙線のエネルギースペクトルと、GZK 効果を考慮し宇宙線源を銀河系外に一様にあるとしたときのスペクトル (点線)

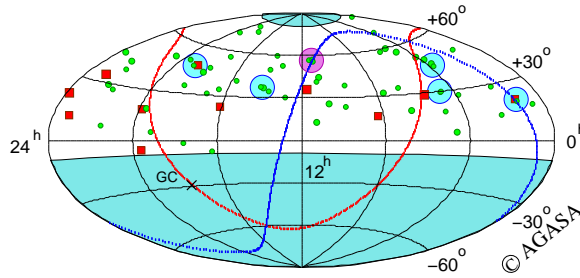


図 1.7: AGASA が観測した $10^{19.6}$ eV 以上の宇宙線の到来方向分布

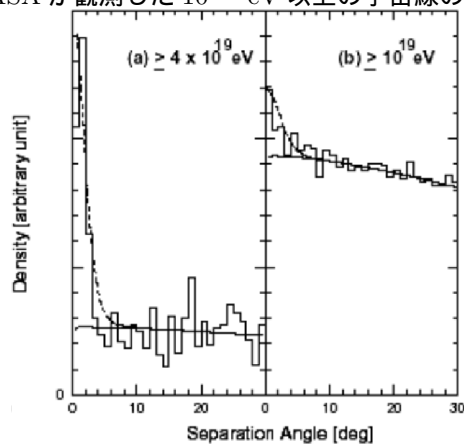


図 1.8: $10^{19.6}$ eV 以上の 59 事象のうち、任意の 2 事象が作る離角の分布

1.4 宇宙線の観測方法

現在までに観測されてきた宇宙線のエネルギーの領域は、 10^7eV から 10^{20}eV を超える広範囲 (図 1.1) にわたっている。 10^{14}eV 以下の低エネルギーの宇宙線は気球や人工衛星などの飛翔体を用いた直接観測が行われている。宇宙線の到来頻度はエネルギーの E^{-3} にほぼ比例しているため、 10^{14}eV 以上の宇宙線の観測には、大きな検出面積と長い露光時間が必要であるため、二次粒子を測定する間接的な観測によって行われる。

1.4.1 空気シャワー現象

宇宙線が大気に入射して大気中の原子核と相互作用して二次粒子を生成し、さらにそれらの二次粒子も粒子生成を行う。この過程をくり返し、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。

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 $\sigma_{brems.}$ は次の Bethe-Heiliter の式で表される。

$$\sigma_{brems.}(E, v)dv = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} \frac{dv}{v} \left[\left(1 + (1-v)^2 - \frac{2}{3}(1-v)\right) \ln(184Z^{-\frac{1}{3}}) + \frac{1}{9}(1-v) \right] \quad (1.3)$$

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

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{brems.} \simeq -\frac{E}{X_0} \quad (1.4)$$

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

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4Z^2 r_e^2 N}{137 A} \ln(187Z^{-\frac{1}{3}}) \quad (1.5)$$

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 38g/cm^2 である。

一方、電子対生成の断面積 σ_{pp} は、

$$\sigma_{pp}(hv, u)du = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} du \left[\left(u^2 + (1-u)^2 - \frac{2}{3}(1-u)\right) \ln(184Z^{-\frac{1}{3}}) + \frac{1}{9}(1-u) \right] \quad (1.6)$$

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。断面積から、電子対生成の interaction length が求められ、結果として、

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{pair} = -\frac{7}{9} \frac{E}{X_0} \quad (1.7)$$

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、ガンマ線が作られる。この現象を電磁カスケードと呼ぶ。粒子数が増大し1粒子あたりのエネルギーが減少すると、大気中での電離損失が優勢となり、電子成分が大気に吸収されて粒子総数が減少する。この臨界エネルギーは空気中では 81MeV である。

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は、 π 中間子、 K 中間子などハドロンの多重生成が起きる。生成された二次粒子の大部分は結果的に π 中間子とな

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

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \quad (1.8)$$

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

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (1.9)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (1.10)$$

このように崩壊する。以上のような電磁カスケードと核カスケードを繰り返し、多数の粒子が生成される。図 1.9 は、この様子を模式的に表したものである。

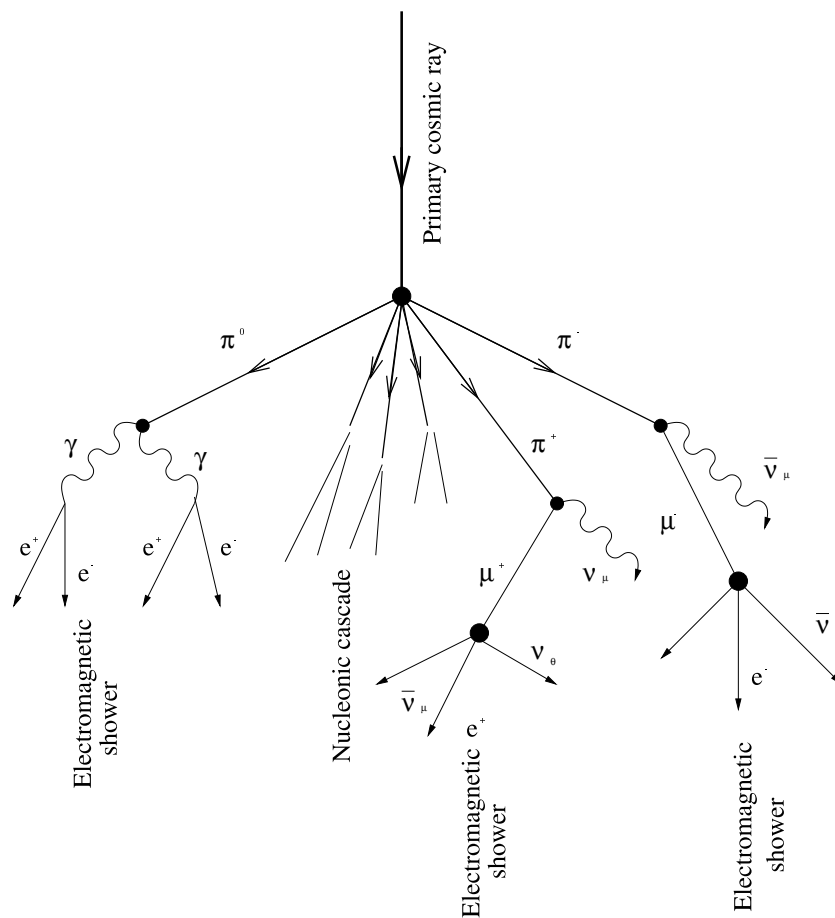


図 1.9: 空気シャワーの模式図

縦方向発達

空気シャワー中に含まれる粒子の総数が増大するにつれて、個々の粒子の持つエネルギーは減少し、臨界エネルギー E_c (空気中では $E_c = 81\text{MeV}$) に近付くと大気中の原子、分子による電離損失

が大きくなり、急速にエネルギーを失って大気に吸収されてしまう。そのため、空気シャワー中の粒子の総数はある段階で減少に転じる。このような空気シャワーが通過した物質質量に対する粒子数の変化は縦方向発達 (longitudinal development) と呼ばれる。

エネルギーが E_0 の一個の光子が大気に入射したときに生じる空気シャワーの縦方向発達について、次の近似式が用いられる。

$$N_e(t) \sim \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp \left[t \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right] \quad (1.11)$$

$$y = \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) \quad (1.12)$$

$$s = \frac{3t}{t + 2y} \quad (1.13)$$

ここで t はシャワーが通過した大気厚さを電子の大気中での輻射長 (37.1g/cm^2) を単位として表したものである。 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 (全電子数) が最大になる発達段階で $s = 1$ となる。

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

$$N_e(X, X - X_1) = S_0 \frac{E}{\epsilon} \exp \left[\frac{X_{max}}{\lambda} - 1 \right] \left(\frac{X - X_1}{X_{max} - \lambda} \right)^{\frac{X_{max}}{\lambda} - 1} \exp \left[-\frac{X - X_1}{\lambda} \right] \quad (1.14)$$

$$S_0 = 0.0451 + 0.0217 \ln \left(\frac{E}{100 \text{TeV}} \right) \quad (1.15)$$

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

同一の一次エネルギーの場合、一次宇宙線粒子種の違いは X_1 、 X_{max} に現れる。陽子、鉄原子核による空気シャワーの縦方向発達をシミュレーションして求めたものを図 1.10 に示す。

横方向分布

シャワー軸に垂直な方向の粒子数分布を空気シャワーの横方向分布 (lateral distribution) と呼ぶ。空気シャワーの横方向分布 $\rho(r)$ 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

$$f(r, s) = C(s) \left(\frac{r}{r_M} \right)^{s-2} \left(\frac{r}{r_M} + 1 \right)^{s-4.5} \quad (1.16)$$

を用いて、

$$\rho(r, s) = \frac{N_e f(r, s)}{r_M^2} \quad (1.17)$$

と表すことができる。ここで 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、 s はエイジパラメータである。

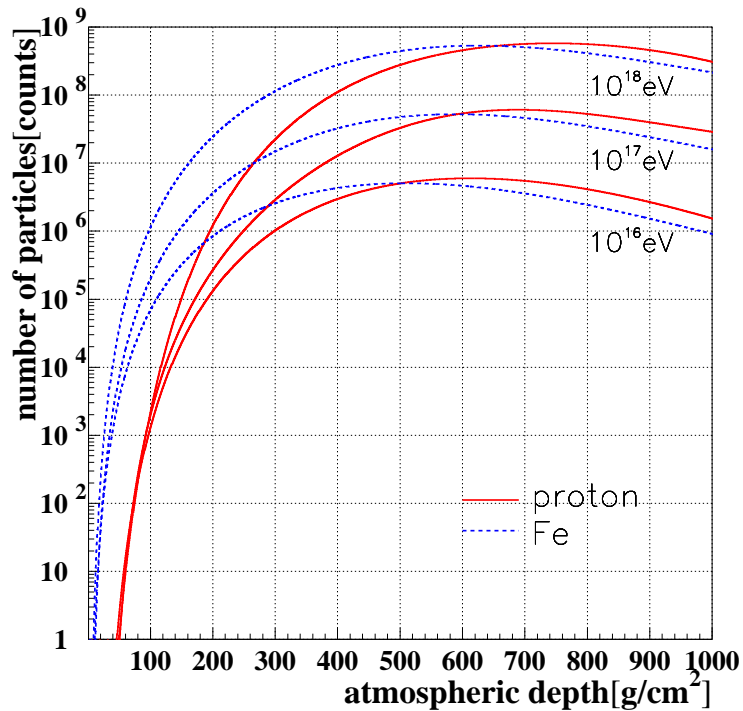


図 1.10: 空気シャワーの縦方向発達。 10^{16}eV , 10^{17}eV , 10^{18}eV の陽子と鉄原子核についてモンテカルロシミュレーションで求めた発達曲線。

1.4.2 空気シンチレーション光、光の吸収、散乱、バックグラウンド光

空気シンチレーション光

高エネルギーの荷電粒子が気体中を通過すると、気体分子は発光する。シンチレーション光とは放射線が蛍光物質に当たるときに物質が発する蛍光のことをいう。原因となる外部の場がなくなった後は、光の強度が比較的早く (10^{-3}s 以下程度) 減衰するものを蛍光といい、そうでないものをりん光という。荷電粒子の通過によって発せられる蛍光を特にシンチレーション光と呼ぶ。シンチレーション光は荷電粒子や X 線などが物質中を通過する際に、物質中の電子を励起してエネルギーを失い、そのエネルギーの一部が光として放出されるものである。ここでは、実際に観測を行う波長領域 $300 \sim 400\text{nm}$ での空気の蛍光の発光過程について述べる。

空気の蛍光 (シンチレーション光) の発光機構は、近紫外線領域では主に N_2^+ first negative (1N) band system ($\text{B}^2\Pi_u^+ \rightarrow \text{X}^2\Pi_g^+$) と、 N_2 second positive (2P) band system ($\text{C}^3\Pi_u^+ \rightarrow \text{B}^3\Pi_g^+$) である。

励起された分子の失活過程には 3 通りが考えられる。

1. 無放射遷移過程 (内部消光)
2. 放射遷移過程 (蛍光、りん光)
3. 分子間エネルギー移動

波長 (nm)	band system	始状態 (v')	終状態 (v'')	$E_0(\times 10^{-2})$
297.7	2P	2	0	0.016
311.7	2P	3	2	0.005
313.6	2P	2	1	0.029
315.9	2P	1	0	0.050
328.5	2P	3	3	0.015
330.9	2P	2	2	0.002
333.9	2P	1	1	0.004
337.1	2P	0	0	0.082
346.9	2P	3	4	0.006
350.0	2P	2	3	0.004
353.7	2P	1	2	0.029
357.7	2P	0	1	0.062
367.2	2P	3	5	0.005
371.1	2P	2	4	0.010
375.6	2P	1	3	0.027
380.5	2P	0	2	0.021
389.4	2P	3	6	0.003
391.4	1N	0	0	0.330
394.3	2P	2	5	0.006
399.8	2P	1	4	0.016
405.9	2P	0	3	0.007

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

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りん光を放射しないで失活する遷移過程である。放射遷移過程は、励起された電子状態が光子を放出することにより、より安定な状態に遷移する過程である。スピン多重度の変わらない遷移による発光が蛍光、スピン多重度の変わる遷移による発光がりん光である。以上の二つの遷移過程が分子内での失活過程である。分子間エネルギー移動は、分子同士の衝突により励起状態が移動もしくは転換されて失活する過程である。実際の失活過程はこれらの三つが競合しており測定される光放射の寿命および発光量は、これらの失活過程の総和である。Bunner がまとめた発光率を表 1.1 に示す [25]。

分子同士の衝突による消光には O_2 分子が非常によい消光物質として働く。また、実際には空気は 1% 弱の Ar を含んでいる。純粋な N_2 気体に Ar を加えると、 N_2 の発光効率は増加することが知られている。

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光する弱い光をチェレンコフ光という。

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

$$\theta = \sin^{-1} \left(\frac{c}{nv} \right) \quad (1.18)$$

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 21MeV である。

波長 λ の光子の数は

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{c^2}{n^2 v^2} \right) = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \sin^2 \theta \quad (1.19)$$

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

実際の空気シャワーでは、シャワー中の荷電粒子の角度分布のためにチェレンコフ光の放射角分布は広がり、更に検出されるチェレンコフ光は大気中での散乱や吸収の影響を受けている。このため、シャワー軸から約 20° 以下の観測ではチェレンコフ光の影響を大きく受ける。

夜天光

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

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

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

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増加している。このように、夜天光が長波長側で増加傾向であること、および空気シンチレーション光は波長 300 ~ 400 nm において発光量が多いこと、更に式 (1.21) により、大気による光の吸収が短波長側で大きくなることを考えると、波長 300 ~ 400 nm の光に対して良い検出器を使用することで、夜天光の影響を少なくし、空気シャワーからシンチレーション光を効率良く観測することができる。

Rayleigh 散乱と Mie 散乱

Rayleigh 散乱は大気分子による散乱で

$$\frac{\text{散乱波強度}}{\text{入射波強度}} = \frac{8\pi^4 N \alpha (1 + \cos^2 \theta)}{\lambda^4 r^2} \quad (1.20)$$

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。

Rayleigh 散乱が波長より十分小さな直径の誘電体球による光の散乱であるのに対し、波長に対し無視できない大きさの誘電体球による散乱を Mie 散乱という。主に大気中のダスト、エアロゾル(霧、もや、塵、煙など)によって起こる。

Rayleigh 散乱による大気の透過率 t_{Ray} は近似的に以下の式で表される。

$$t_{Ray} = \exp \left\{ \frac{-X_{trans}}{X_{Ray}} \left(\frac{400}{\lambda} \right)^4 \right\} \quad (1.21)$$

ここで、 X_{trans} は光の通過する slant depth (g/cm^2)、 X_{Ray} は Rayleigh 散乱の放射長で $2974(\text{g}/\text{cm}^2)$ 、 λ は光の波長 (単位は nm) である。

Mie 散乱による大気の透過率 t_{Mie} は近似的に式 (1.22) で与えられる。

$$\begin{aligned} hv_{eff} &= hv - (h_{det} - h_{hill}) \\ hd_{eff} &= hd - (h_{det} - h_{hill}) \\ t &= \left(e^{-\frac{hv_{eff}}{h_m}} - e^{-\frac{hd_{eff}}{h_m}} \right) \frac{h_m}{l_m \cdot \cos \theta} \left(1 - \frac{h_m \cdot \tan \theta}{R} \right) \\ &\quad - \frac{h_m \cdot \tan \theta}{R \cdot l_m \cdot \cos \theta} \left(hv_{eff} \cdot e^{-\frac{hv_{eff}}{h_m}} - hd_{eff} \cdot e^{-\frac{hd_{eff}}{h_m}} \right) \\ t_{Mie} &= e^t \end{aligned} \quad (1.22)$$

h_m はエアロゾル分布のスケール高で、 l_m は Mie 散乱の平均自由行程、 R は地球半径 (単位は m) である。また、その変数の意味については図 1.11 を参照。

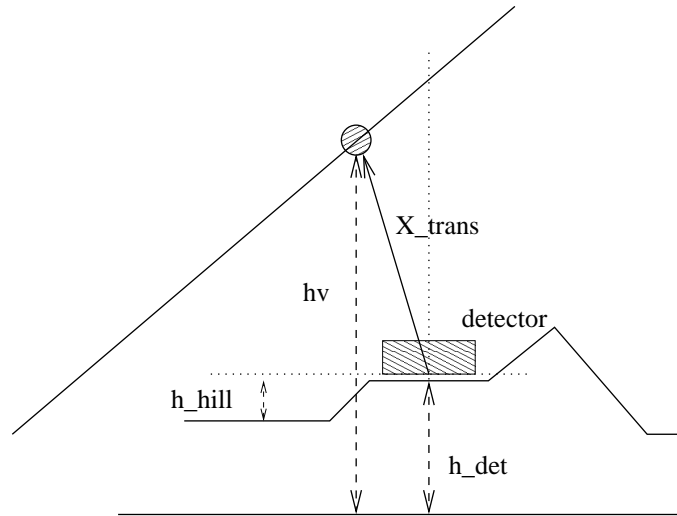


図 1.11: 各変数の説明

1.4.3 地表検出器

地表に多数の粒子検出器を配置して地表に到来する空気シャワー粒子を検出し宇宙線を観測する装置を空気シャワーアレイと呼ぶ。図 1.12 が空気シャワーアレイの概念図である。粒子検出器としてはプラスチックシンチレーターを用いたシンチレーター検出器が一般的に用いられている。この場合、観測される粒子は電磁カスケード成分とミューオン成分である。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ター検出器や比例係数管からなるミューオン検出器を別に設置する場合もある。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。

空気シャワー粒子は薄い円盤状の粒子群として地表に到来する。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る。一方で、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し、一次宇宙線のエネルギーが決定される。

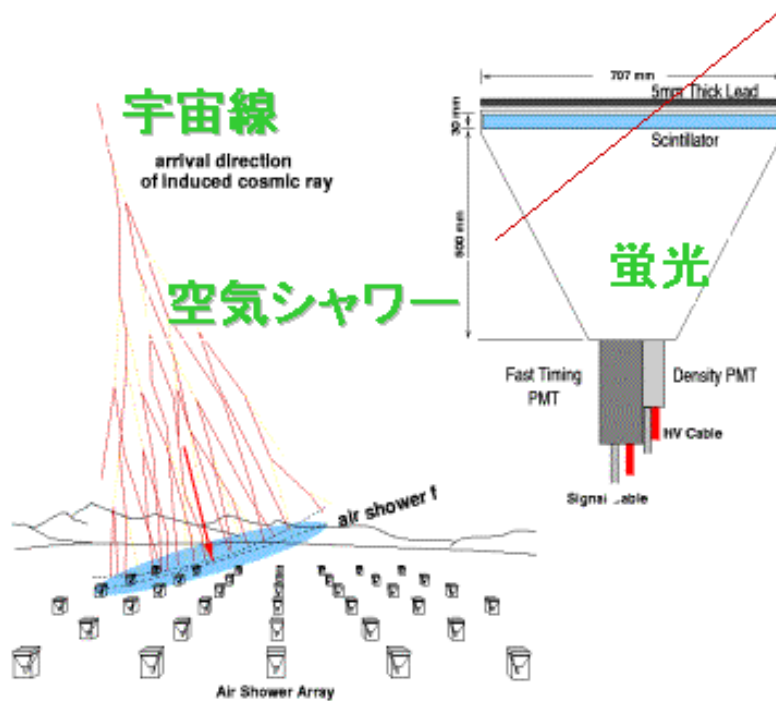


図 1.12: 空気シャワーアレイによる空気シャワー観測の模式図

1.4.4 大気蛍光法

高エネルギーの荷電粒子が大気中を通過すると励起された大気が蛍光を発する。すなわち、大気は宇宙線に対してシンチレーターとして働く。80MeV の電子が 1 気圧の大気中を 1m 通過した場合の発光量はおよそ 5 個である。しかし、最高エネルギー宇宙線による空気シャワー全体では、 2×10^{15} 個にも達し、その発光の継続時間は $30\mu\text{s}$ 程度である。このような、空気シャワーに励起される空気シンチレーション光を検出することによる宇宙線観測法である大気蛍光法は、1960 年代初めに、管、Greisen、Chudakov などがそれぞれ独立に提案した。

大気蛍光量は空気シャワーの最大発達付近ではおよそ 100W の電球に相当する光量であるが、遠方の空気シャワーを観測するためには、光学望遠鏡で集光し、高感度で高速な光センサーをカメラとして用いて大気蛍光を撮像する必要がある。

空気シンチレーション光の測定による一次宇宙線の観測は大きく分けて

1. 空気シャワー軸の再構成
2. 空気シャワーの縦方向発達の再構成

の 2 段階を経て行われる。遠く離れた 2 つの望遠鏡でシャワーをステレオ観測すると、それぞれの望遠鏡が決めたシャワー平面の交差した線が宇宙線の到来方向となる (図 1.13)。

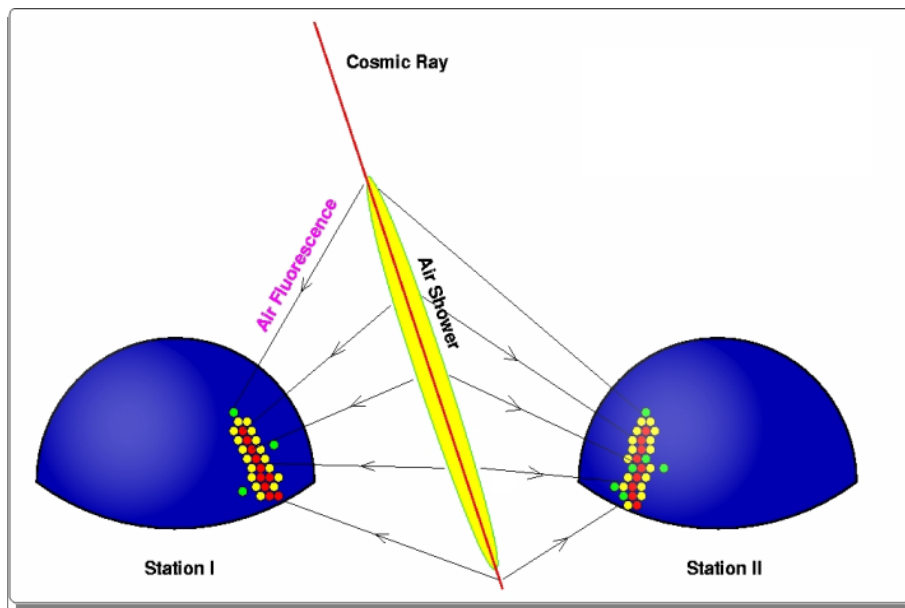


図 1.13: 空気シンチレーション光による空気シャワーのステレオ観測の概念図

空気シャワー軸を決定し、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行う。

1. 空気シャワーの中の電子 1 つから光電子増倍管に到達する光子数の期待値を、その電子の空間的な位置、望遠鏡までの距離から大気による散乱・吸収、装置の検出効率などを考慮して計算する。この光子数にはシンチレーション光だけでなく、チェレンコフ光も含まれる。
2. 実際に光電子増倍管で検出された光電子数と 1 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 1.14 と比較することでシャワー発達関数 $N_e(X)$ を求める。

宇宙線は一次宇宙線の粒子が異なると、大気中で異なったシャワー発達をする。空気シンチレーション光を観測し、シャワーの縦方向発達の様子がわかると $N_e(X)$ 、特に X_{max} の深さから一次粒子の判別ができる。このことは空気シャワーアレイによる観測と比べて、大気蛍光法の優れた点である。

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。よって、観測されたシャワー発達関数 $N_e(X)$ から以下の式 1.23 によ

り一次宇宙線のエネルギー E が求まる。

$$E = \frac{\epsilon_0}{X_{rad}} \int N_e(X) dX \quad (1.23)$$

ここで X_{rad} は大気中での輻射長で 38.0g/cm^2 、 ϵ_0 は大気に対する臨界エネルギーで 74MeV である。大気は、空気シャワーのエネルギーの吸収体であり、かつシンチレーターでもある。すなわち、大気蛍光望遠鏡装置は巨大な全吸収型カロリメーターとして作用することになる。地表検出器に比べると得られる情報量が多く、エネルギーもモンテカルロ計算にほとんど依存することなく決定できるというメリットがある。ただし、この方法でエネルギーを測定するには、大気の発光効率、大気中での紫外線光の散乱・吸収、鏡の反射率、フィルターの吸収率、光電子増倍管の量子効率などを全て積み上げて行く必要があり、系統誤差を正しく管理するのは容易ではない。

第2章 テレスコープアレイ実験

2.1 テレスコープアレイ実験概要

最高エネルギー宇宙線の到来頻度は極めて低く、 10^{20} eV 以上の宇宙線では、 1km^2 の地表に 100 年に 1 度飛来する程度である。AGASA は 111 台のプラスチックシンチレーション検出器を地表に展開し、空気シャワーを観測してきた。これは当時の検出感度としては世界レベルを 5 倍も上回るもので、大きな成功を導いた。AGASA により得られた宇宙線のスペクトルは、GZK カットオフが無いことを示唆している [7]。一方、大気蛍光法を用いた HiRes はこれとは逆に GZK カットオフを示す結果を発表している [8]。ただし、どちらの実験も統計数は十分とは言えず、またエネルギー決定の系統誤差が大きいためどちらのスペクトルが正しいのか判断出来ないのが現状である。

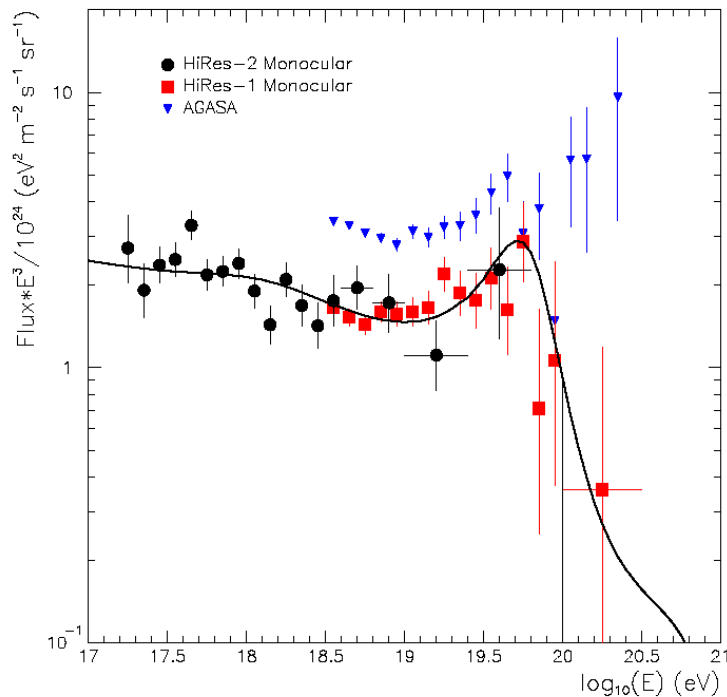


図 2.1: AGASA(青) と HiRes(赤、黒) の観測したスペクトルと GZK 効果を考慮したスペクトル (黒線)

そこで、テレスコープアレイ (Telescope Array、以下 TA と略す) 実験は、最高エネルギー宇宙線の起源解明を目指す次世代の宇宙線観測装置として、現在建設が進められている。TA 実験の目的として次のものが挙げられる。

1. 検出感度を AGASA の約 12 倍にし、観測事象数を飛躍的に増やす。

2. 最高エネルギー宇宙線粒子の組成として γ 線やニュートリノを予言するものもあることから、宇宙線粒子を同定する。
3. AGASA ではエネルギー決定精度は 18% であったので、エネルギースペクトルを確定するのに大きな障害となっていた。このため、TA 実験では観測結果の信頼度を揺るぎないものとするためエネルギー決定精度を 10% 以下にし、エネルギースペクトルを確定する。
4. Super-GZK 事象 (エネルギーが 10^{20}eV 以上) の点源を確定するため、角度分解能を AGASA の数倍に向上し、 $0.6^\circ \sim 1.0^\circ$ の精度での対応天体の探索を可能にする。

以上のような目的を達成するため、TA 実験では AGASA で用いられた地表検出器による方法に加え、大気蛍光法の両方によるハイブリッド観測を行う。

2.2 観測装置

大気蛍光法での観測には、天候が良好で、大気透明度が高く、人工光が少ない場所が望ましい。そこで、観測場所は、上記の条件に適した米国ユタ州ミラード郡の西部砂漠地帯、標高 1400m に選定し、2007 年のハイブリッド定常観測を目標に現在建設中である。

装置の構成は、地表検出器と大気蛍光望遠鏡とからなる。荷電粒子を検出する地表検出器 576 台をアレイ状に設置する。その周囲 3ヶ所に大気蛍光望遠鏡ステーションを建設し、地表検出器アレイの領域に到来する空気シャワーを撮像観測する。地表検出器の間隔は 1.2km、望遠鏡ステーションの間隔は約 40km で、約 800km^2 の面積をカバーする。

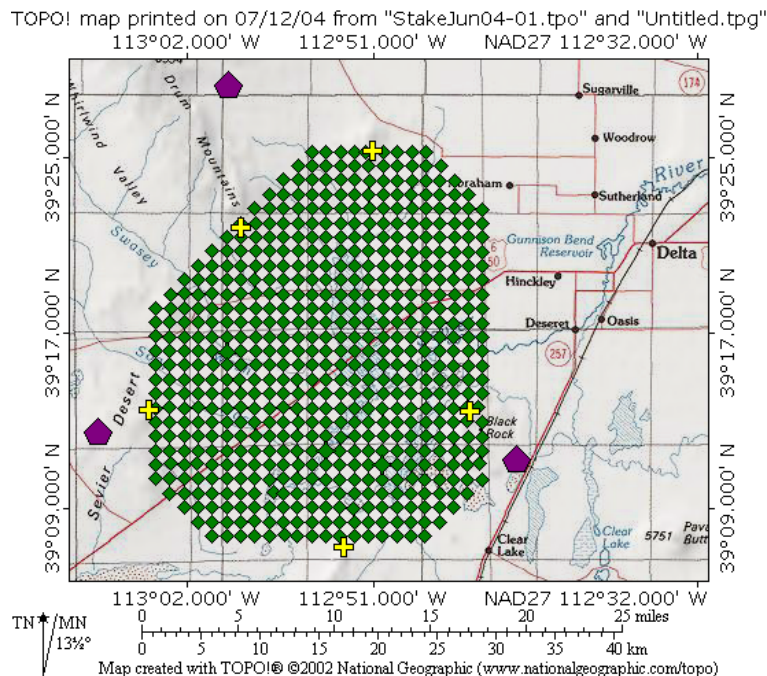


図 2.2: 大気蛍光望遠鏡ステーション (紫の五角形) と地表検出器 (緑の菱形) の配置

2.3 大気蛍光望遠鏡

大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector、以後 FD と略す) は、口径 3.3m の球面鏡と PMT カメラで構成されている。3ヶ所に設置された FD ステーションには、12 台の FD が 2 段重ねに格納されている。現在のステーションは、視野の方位角が 120 度であるが、将来的に 360 度に広げられるよう拡張性を考えて設計されている。観測を行わないときは全てのシャッターがしまり、FD を保護するようになっている。ステーションの内部には計算機室と居住区が設けられている。ステーション内の電源供給用の発電機は大小の 2 つが設置されており、大気蛍光の観測時間が否かで切替えるようになっている。

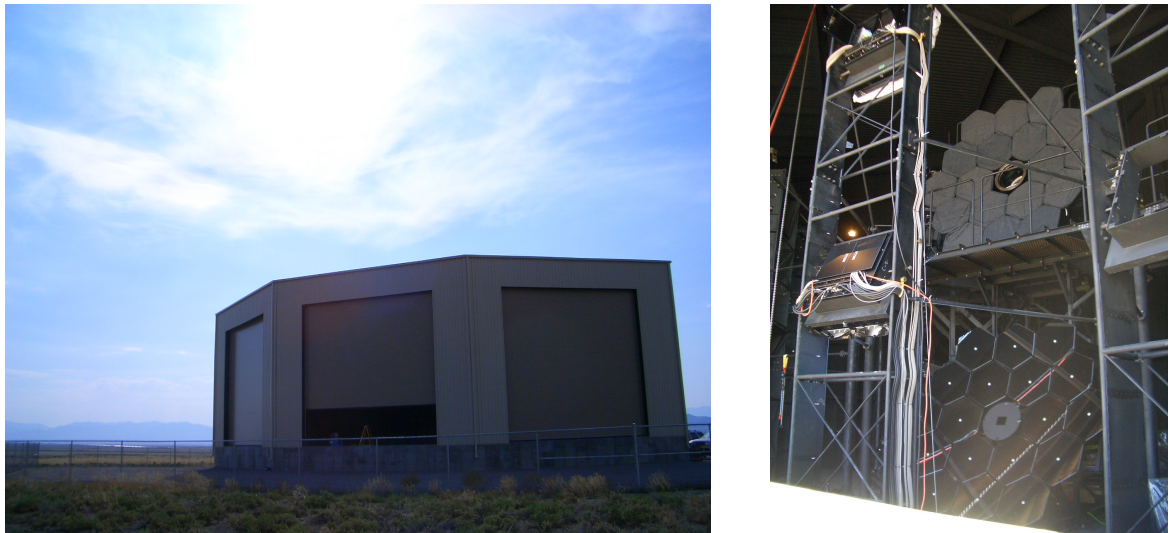


図 2.3: FD ステーションの外観 (左)、PMT カメラと鏡が実際に取り付けられた FD(右)

2.3.1 光学系

FD は、広角視野を得るためと、放物面鏡に比べると設置と調節の機構が簡単であるため球面鏡を使用している。FD1 台の視野は、方位角が 18.0 度、仰角が 15.5 度である。これが 2 段重ねに 12 台並び (図 2.4)、FD ステーションとして方位角 120 度、仰角は上段の FD が 3 度 ~ 18.5 度、下段が 18.5 度 ~ 34 度の範囲を視野としている。

FD に使われる球面鏡は、18 枚の六角形のセグメントミラーからなる口径 3.3m の合成球面鏡である。セグメントミラーの模式図は図 2.5 である。対辺間が 660mm の六角形の形状で、厚みは 11mm、曲率半径は $6067 \pm 100\text{mm}$ である。PMT カメラ面で結ぶスポットサイズは、ほとんどの視野で半値幅にして 30mm 程度 (図 2.6) で、これは PMT カメラの大きさ (六角形の幅 61mm) に比べ十分小さい。使用する全てのセグメントミラーは、図 2.7 によって試験され、曲率半径でのスポットサイズが 20mm 以下という条件を満たさない場合は使用しない。素材は、Tempaxglass を使用し、表面は劣化に強い Anodization という方法で Al_2O_3 コーティングされている。反射率は、波長域 330nm ~ 450nm で 80% 以上である。

セグメントミラーの取付角度は、2 方向に調節可能である。取り付け作業の際の光軸調整は図 2.8 を用いる。また、合成球面鏡の中心にはセグメントミラーは配置されておらず、光学角度制御系と PMT 較正系 (Xe flasher) が取り付けられる。

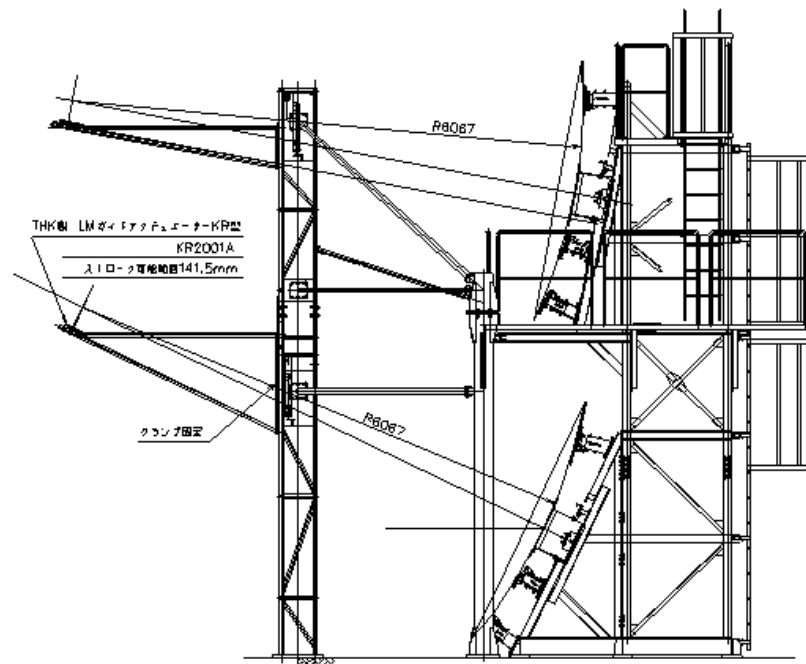


図 2.4: FD のデザイン

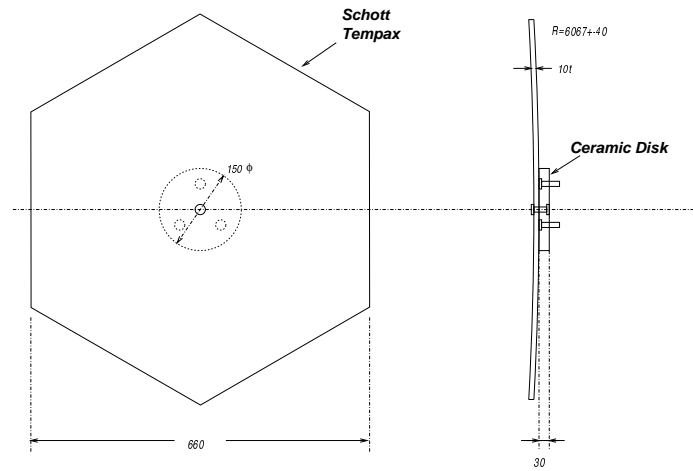


図 2.5: セグメントミラーの模式図

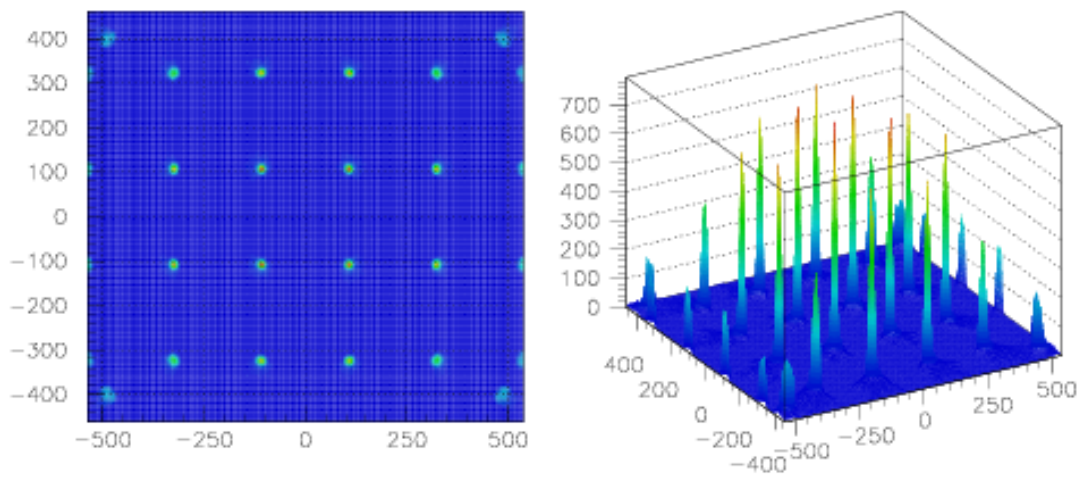


図 2.6: 合成鏡の視野シミュレーションによる、カメラ面にできる反射光の強度分布。

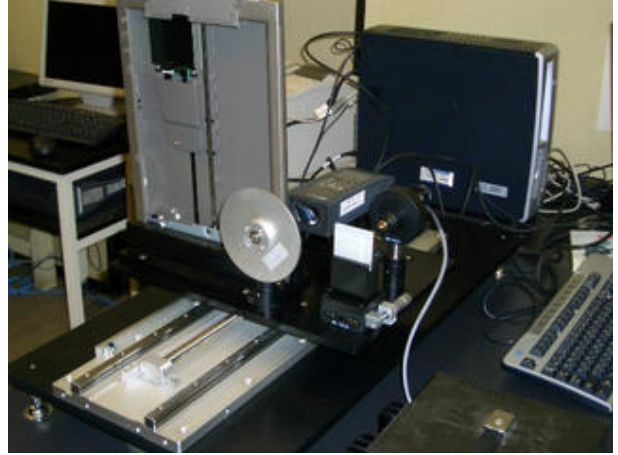


図 2.7: 鏡試験装置。セグメントミラーに拡散光を照射し反射光をスキャンしスポットサイズを測定する。スポットサイズが極小となることを曲率半径とする。

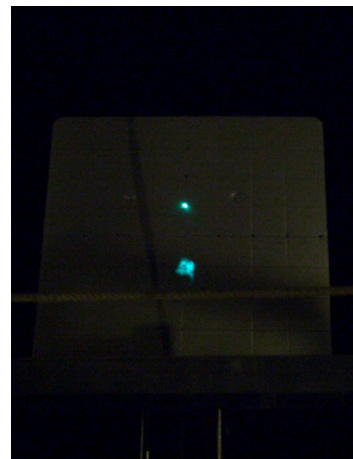
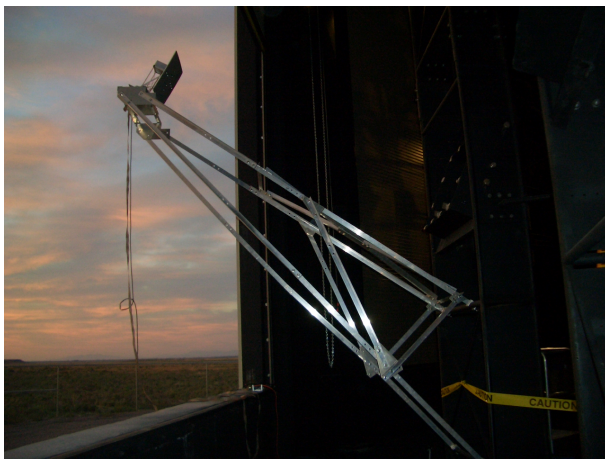


図 2.8: 合成鏡の曲率中心付近から LED により拡散光を照射し、反射光を光源に対称な位置にくるよう鏡の光軸をを調整する装置 (左)、光軸を合わせたときの反射光のスポット (右)。

2.3.2 PMT カメラ

カメラは 16×16 のアレイ状に配置された 256 本の PMT で構成され、反射鏡の焦点面に設置される (図 2.9)。PMT カメラは、周囲の砂や埃から PMT とエレクトロニクスを保護するために密閉された箱となっている。PMT からの出力はパッチパネルを中継して外部に取り出される。PMT には浜松ホトニクス R9508 を使用し (図 2.10)、各 PMT にはプリアンプが取り付けられている。観測対象の大気蛍光の波長域は $300 \sim 400\text{nm}$ なので、各 PMT にはその他の波長域をカットするフィルター (SCHOTT BG3) が取り付けられている。また PMT カメラの窓材には、 300nm 以上の波長域で透過率が 90% 以上のパラガラスを用いる。

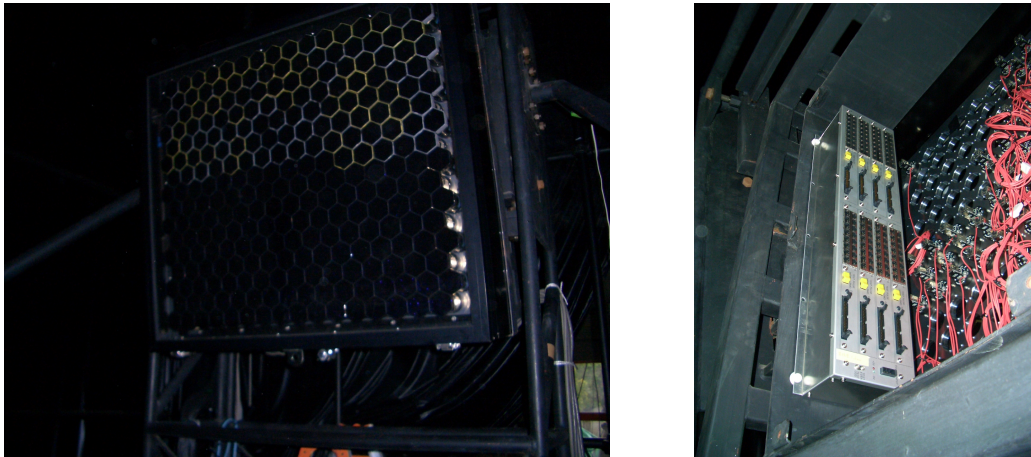


図 2.9: PMT カメラ (左)、パッチパネル (右)

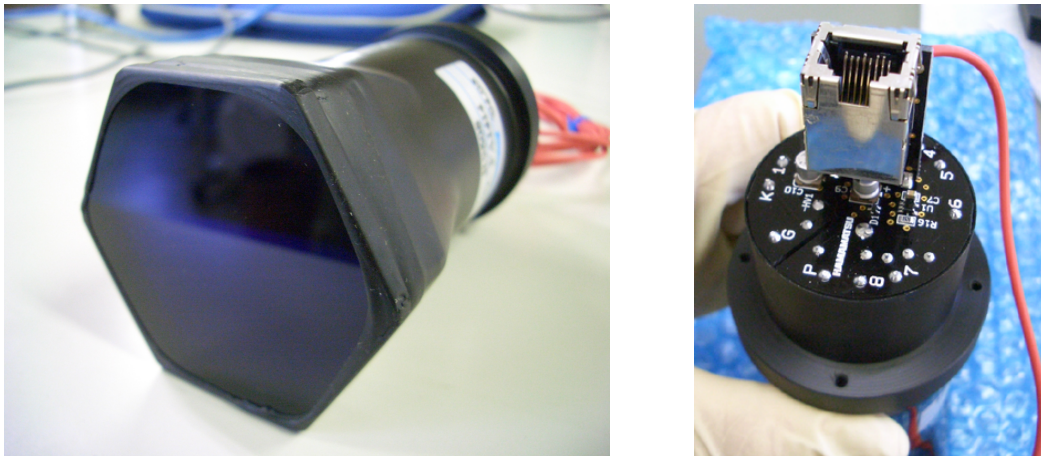


図 2.10: BG3 を取り付けた PMT:HAMAMATSU R9508(左)、PMT に取り付けられたプリアンプ (右)

2.3.3 データ収集システム

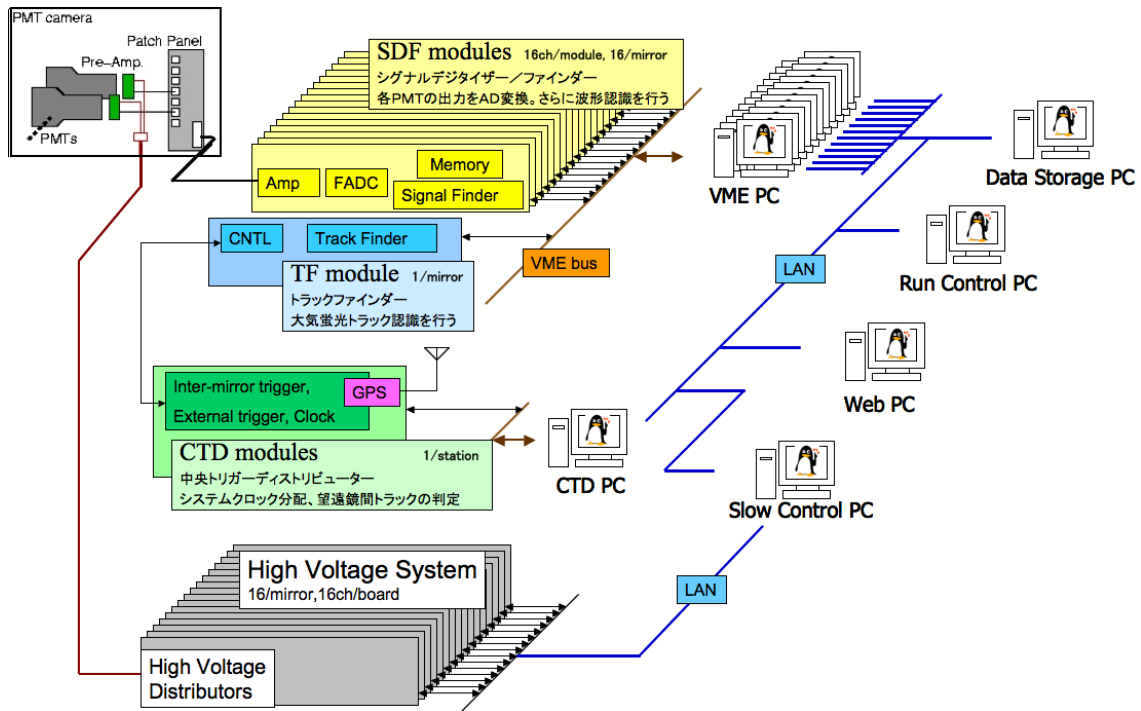


図 2.11: FD データ収集システムのブロックダイアグラム

データ収集システム概念図を図 2.11 に示す。PMT からの信号はプリアンプで増幅され、カメラ内部に設けられたパッチパネルを経由して Signal Digitizer and Finder module(SDF) に送られる。PMT 印加電圧は LAN により制御され、PMT でのゲインが 8×10^4 となるように設定される。プリアンプでのゲインは 5 倍であり、PMT を含めたトータルでのゲインが 4×10^6 となるよう設計されている。トリガーシステムには、SDF、Track Finder module(TF)、Central Trigger Distributor module(CTD) の 3 種類のモジュールが使用される。

SDF 信号を 12bit、40MHz サンプリングの Flash ADC によってデジタル化する。40MHz でサンプリングされたデータは 100ns 毎に積分され、1 フレーム ($12.8\mu s$) 毎に記録する。フレーム毎に S/N が計算され、大気蛍光による信号かを判断し、その結果を TF へ送る。

TF 大気蛍光によるトラックであるか判定を行う。

CTD SDF、TF の同期を確立し、データ収集の最終判断する。GPS により絶対時間も記録する。

TF、CTD については第 3 章で詳しく述べる。

2.3.4 キャリブレーション

大気蛍光法による空気シャワー観測では、PMT の信号から入射光子の個数を算出しないため、PMT のゲインが常に精度良く求められていなければならない。また大気蛍光の観測は、大気をシンチレーターとして行われるため大気の状態を良く把握している必要がある。そこで以下のような PMT のゲインのキャリブレーションや、大気のモニター方法が考えられている。

PMT ゲインの較正

CRAYS 標準 PMT の量子効率 (Q.E.) と収集効率 (C.E.) を確認するために、レーザーからの Rayleigh 散乱を使った絶対一様光源 (CRAYS) を使用し標準 PMT の較正を行う。

YAP 標準 PMT に YAP シンチレータ光源を取り付け、それから発生する光電子 (~ 1000 個) を測定することによって、標準 PMT の絶対ゲインをモニターする。

Xe flasher 合成鏡の中心部に取り付けた拡散 Xenon 光源を、カメラ面に照射し、カメラ全体の PMT の波形がほぼ等しくなるように、相対ゲインを調整する。

X-Y Stage 紫外 LED からのスポット光でカメラ面を走査し、PMT カメラのゲインの 2 次元不均一性を測定する。



図 2.12: CRAYS



図 2.13: Xe flasher



図 2.14: X-Y Stage

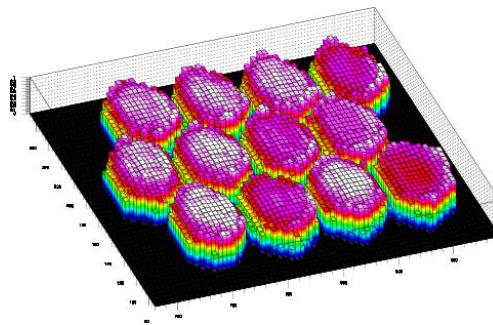


図 2.15: X-Y Stage によって測定されたゲインの 2 次元マップ

LIDAR 法による大気モニター

空気シャワーによって生成された大気蛍光は大気中を伝播する際に、大気中の微粒子により散乱され減衰する。これを、大気透明度の測定により補正する。大気透明度の測定は、LIDAR(LIght Detection And Ranging) 法により行われる。LIDAR 法とは紫外パルスレーザー (YAG 355nm) を

大気に発射し、大気における後方散乱光の強度を観測することによって大気の状態を得る方法である(図 2.18)。

LIDAR システム(図 2.16)は、ステーションから 100m 離れた LIDAR DOME(図 2.17)内に設置される。LIDAR システムはステーションとネットワークで接続される予定で、パルスレーザーは射出方向を自由に变更でき、空気シャワーが観測された直後のその方向の大気透明度を測定することも考えられている。

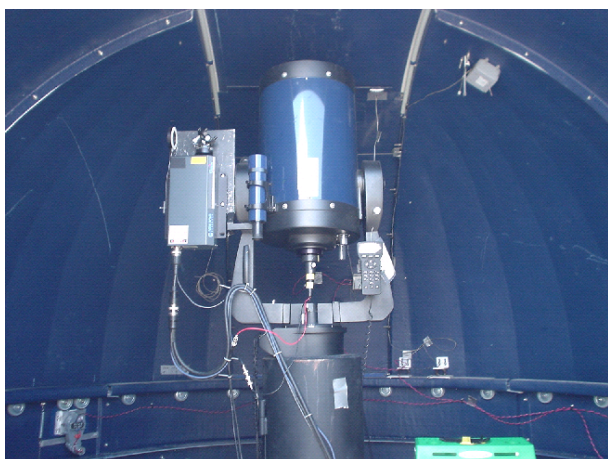


図 2.16: LIDAR に使用する望遠鏡。望遠鏡にはレーザーと PMT が取り付けられている。

図 2.17: LIDAR が内蔵されたドーム。

Central Laser Facility による大気モニター

Central Laser Facility(CLF)は3つのステーションから等間隔(〜20km)に位置し、大気透明度を測定するために用いられる。CLFは紫外パルスレーザー(YAG 355nm)を垂直に射出し、大気中における側方散乱光をFDで観測し大気透明度を測定する(図 2.19)。

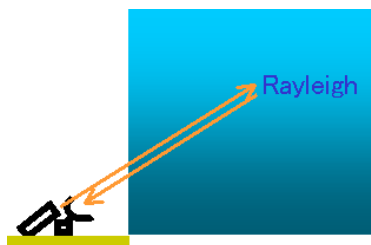


図 2.18: 後方散乱光を観測する大気モニターの原理(LIDAR)

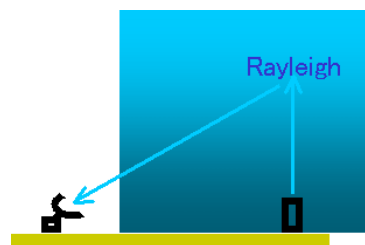


図 2.19: 側方散乱光を観測する大気モニターの原理(CLF)

LINAC

LINAC は、移動式の小型加速器である。小型加速器を FD ステーションより 100m 離れたところに設置し、加速器によりエネルギーの総量のわかった電子ビーム (最大 40MeV) を垂直に放射して、これから生ずる大気蛍光を FD で観測し、エネルギー決定のキャリブレーションを行う。

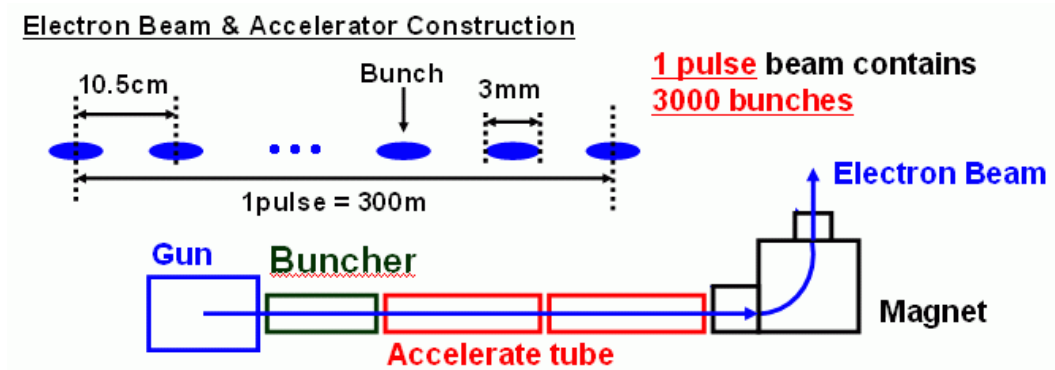


図 2.20: LINAC の概念図

2.4 地表検出器

地表検出器は 576 台のプラスチックシンチレーション検出器で構成される。厚み 1.2cm、面積 3m^2 のプラスチックシンチレーターを 2 層にして使用する。2 層で使用することでノイズイベントを減らす事ができる。シンチレーターには 2cm 毎にウェーブレンクスシフトファイバが張られ、PMT(Electronbuves 9124SA) へと接続される。電源はソーラーパネル (120W) により供給される。

地表検出器は 1.2km 間隔に合計 576 台が設置され、有効検出面積は AGASA の約 9 倍となる。各地表検出器は、FD ステーション内のデータ収集システムと通信塔を介してワイヤレス LAN(2.5GHz) により通信を行う。エレクトロニクスは 12bit、52MHz サンプルングの FADC を使用し、時間情報は GPS により取得する。



図 2.21: 実際に設置された地表検出器

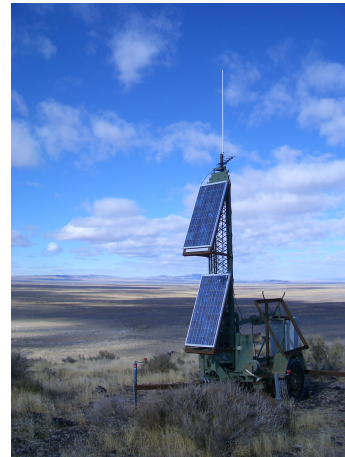


図 2.22: 通信塔

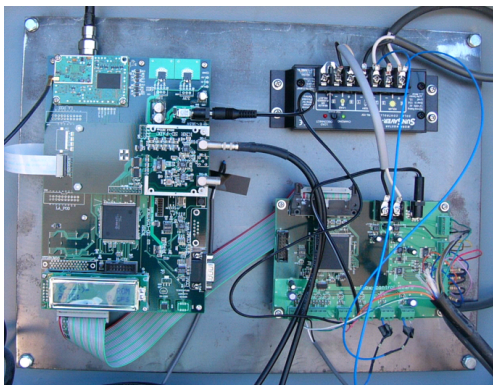


図 2.23: 地表検出器データ収集エレクトロニクス



図 2.24: 地表検出器を背面から見た図。ソーラーパネルの後ろにエレクトロニクスの入っている箱が取り付けられている

2.5 ハイブリッド観測

テレスコープアレイ実験では、FD による観測と、による観測を同時に行う。地表検出器アレイでは、観測した粒子数と到来時間の測定から、一次宇宙線のエネルギーと到来方向を決定する。FD では、大気中で空気シャワー中心が作る軌跡を撮像し、軌跡の輝度 (光量) から大気中における空気シャワーの全エネルギー損失と到来方向を測定する。大気蛍光法と地表検出器では測定原理が異なるだけでなく、空気シャワーのエネルギーを相補的な視点で測定する。すなわち、大気蛍光法は空気シャワー中心軸付近でのエネルギー損失を、空気シャワーの縦方向発達に沿って観測することにより、一次宇宙線のエネルギーをカロリメトリックに測定する。これに対して、地表検出器はシャワー軸から数 100m ~ 数 km の範囲において粒子密度の横方向分布を測定し、地表での全粒子数の情報からエネルギーを測定する。

各々の方法は単独で一次宇宙線のエネルギーと到来方向を決定できるが、地表検出器による測定では、エネルギー決定にモンテカルロシミュレーションを介するため系統誤差が大きく、大気蛍光法では、大気の発光効率、大気中の紫外線光の散乱・吸収、鏡の反射率、フィルターの吸収率、光電子増倍管の量子効率などを全てを考慮せねばならないためエネルギーの系統誤差を見積もるのは容易ではない。以上の問題を克服するために相互の情報を使い、より高精度な結果を得る。

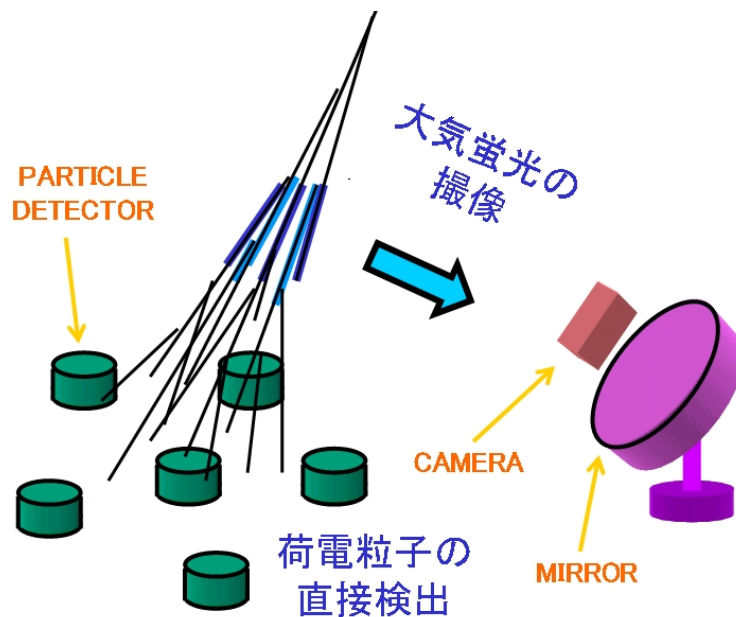


図 2.25: ハイブリッド観測の概念図

第3章 大気蛍光望遠鏡トリガーシステムの開発

本章では、テレスコープアレイ実験における大気蛍光望遠鏡のトリガーアルゴリズム、それを用いたときの検出効率、及び私が開発したトリガーシステムについて述べる。

3.1 トリガーアルゴリズム

テレスコープアレイ実験では、大気蛍光望遠鏡を用いて一次宇宙線により生成される空気シャワーが発する大気蛍光を PMT カメラによって観測する。空気シャワーを観測するには、まず PMT の信号が空気シャワーによる大気蛍光なのかを判断する。また空気シャワーは、カメラの視野中をトラックを描いて縦断するはずである。

そこで大気蛍光望遠鏡は SDF と TF、CTD モジュールによって、それぞれファーストレベルトリガーとセカンドレベルトリガー、ファイナルレベルトリガーの 3 レベルのトリガーによりデータを収集する。

ファーストレベルトリガーでは、PMT の波形が大気蛍光によるものか判定し、セカンドレベルトリガーにおいて空気シャワーのトラックを認識する。そして、ファイナルトリガーにて最終的に取得すべきデータかどうかを判断する。

また空気シャワー現象は $\sim \mu\text{s}$ にわたって観測される。よって、トリガー判断は $12.8\mu\text{s}$ 毎に $25.6\mu\text{s}$ の時間幅に対して行う。トリガーされた $25.6\mu\text{s}$ 分と前後 $12.8\mu\text{s}$ の合わせて $51.2\mu\text{s}$ 分をデータとして記録する。

3.1.1 3 レベルトリガー

ファーストレベルトリガー

ファーストレベルトリガーは PMT 毎に行われるトリガーで、各 PMT の波形が大気蛍光によるものかどうかを判断する。

まず PMT の出力波形の移動平均を次式から計算する。

$$b(t) = \frac{\int_0^{N\Delta t} a(t - \tau) d\tau}{N\Delta t} = \frac{\sum_{k=0}^{N-1} a(t - k\Delta t)}{N} \quad (3.1)$$

ここで $a(t)$ は波形出力値を表す。移動平均を計算する時間幅は、 $1.6\mu\text{s}$ $3.2\mu\text{s}$ $6.4\mu\text{s}$ $12.8\mu\text{s}$ の 4 種類とし、 $\Delta t = 100\text{ns}$ 、 $N = 16, 32, 64, 128$ である。

トリガー判断の条件は移動平均を用いて、

$$(b(t) - E(a))^2 > \frac{C^2 V(a)}{N} \quad (3.2)$$

である。ここで $E(a)$ と $V(a)$ は $a(t)$ の平均と分散、 C は閾値で 0 ~ 16 に設定できる。

この条件式 (3.2) を満たした場合、大気蛍光による信号と判断する。

また、出力値があるスレッシュホールド値よりも大きいとき、NC(Non Conditional) としてトリガーされる。

これはキャリブレーションに使用する YAP の波形を取得する場合や、大気蛍光望遠鏡のごく近傍でイベントが起きた場合、ミューオンが直接入射した場合等を想定している。

セカンドレベルトリガー

各 PMT のファーストレベルトリガーの情報をカメラ毎にヒットパターンとして収集し、空気シャワーのトラックかどうかを判断する。セカンドレベルトリガーでは、空気シャワーによるトラックかどうかの判断を 3 通りに分類する。これらのトリガー情報は、トリガーコードとしてファイナルトリガーへ受け渡される。

トリガーコード

- | | |
|---|-----------------------------------|
| 1 | 1 カメラに完全なトラックが収まっている |
| 2 | カメラの端に短いトラックがある |
| 3 | スレッシュホールドを超えた信号を記録した PMT がある (NC) |

1 は、トラックが連続した 5 本の PMT にわたるもの。2 は、トラックが連続した 3 本の PMT にわたるものである。後者は、隣接したカメラの視野が約 1 度オーバーラップする、つまり隣接したカメラの端の PMT は 1 本分同じ方向を向いていることから、2 カメラにまたがって連続した 5 本の PMT にわたるトラックを見つける事を目的に設定されている。

ファーストレベルトリガーの判定結果は、図 3.1 左の様な 16×16 マトリックス状のヒットパターンとして取得する。

完全なトラックは、5 本以上の PMT が連続した 5×5 のトリガーパターン (図 3.1 右) を用意し、ヒットパターンを 5×5 のサブマトリックスに切り出し、 5×5 のトリガーパターンと比較し見つけ出す。

カメラ端の短いトラックは、3 本以上の PMT がカメラ端を含み連続した 4×4 のトリガーパターン (図 3.2 右) を用意し、ヒットパターンの端を 4×4 のサブマトリックスに切り出し、 4×4 のトリガーパターンと比較し見つけ出す。

ファイナルレベルトリガー

ファイナルトリガーは 1 ステーション内の 12 台のカメラからセカンドレベルトリガーの結果をトリガーコードとして取得し、最終的にデータを取得するかを判断する。ファイナルトリガーを発生する条件を以下に優先度の高い順に列挙する。

- 1 1 台以上のカメラからトリガーコード 3 を取得
- 2 1 台以上のカメラからトリガーコード 1 を取得
- 3 隣接した 2 台のカメラからトリガーコード 2 を取得

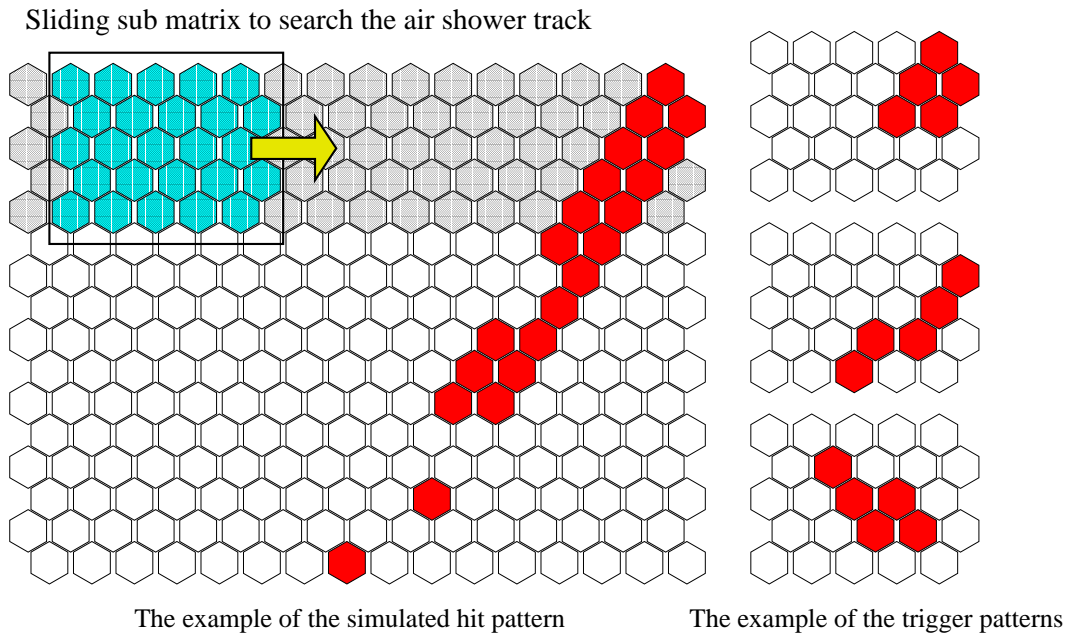


図 3.1: シミュレーションで得られたヒットパターン (右) と基本的なトリガーパターン (左) の例

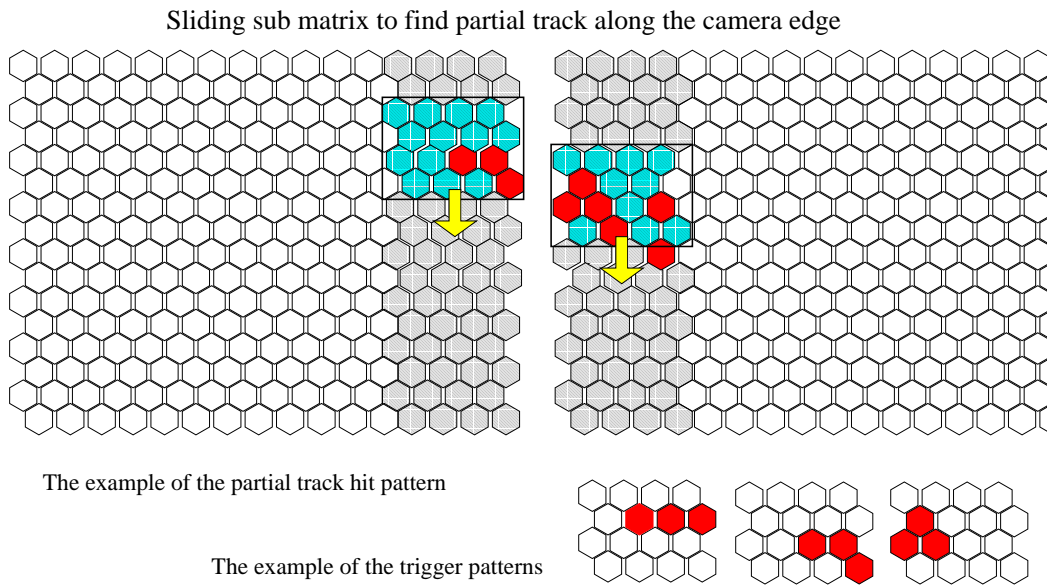


図 3.2: 2 カメラにまたがるヒットパターン (右) と基本的なトリガーパターン (左) の例

3.1.2 検出効率

上記に説明したトリガー判定の手順を用いたときの検出効率を、モンテカルロシミュレーションにより検出効率の評価した。

モンテカルロシミュレーションでは以下の条件で空気シャワーをそれぞれ 1000 イベント生成した。

コアポジション	3 ステーションの重心から半径 50km の円内
エネルギー	10^{18} eV、 10^{19} eV、 10^{20} eV
天頂角	1 度、30 度、60 度
ファーストレベルトリガー	3.5sigma

生成したイベントでトリガー判定を行いステレオ観測における検出面積を求めた (表 3.1)。ただしコアポジションは、エネルギー 10^{20} eV で天頂角 60 度の時のみ半径 80km の円内とした。検出面積 S は

$$S = S_0 \frac{N_t}{N_0} \quad (3.3)$$

で求められる。ここで S は検出面積、 S_0 はシミュレーションでのコアポジションを落とした領域の面積、 N_0 はシミュレーションで生成した空気シャワーの数、 N_t はトリガーされた空気シャワーの数。

図 3.4~3.21 はトリガーされた空気シャワーのコアポジションをプロットしたもので、左がステレオでトリガーされたイベント、右が Black Rock Mesa(BRM) の FD ステーションでトリガーされたイベントである。緑の点が生成した空気シャワーのコアポジション、赤の点がトリガーされたイベントのコアポジション、青が FD ステーションで BRM は右下である。BRM の FD ステーションは他 2 ステーションに先行し建設され、現在 1 カメラでの観測が可能となっている。

3 ステーションに囲まれたエリアに落ちるエネルギーが 10^{19} eV 以上の空気シャワーは、ほとんどがトリガーされている。

logE(eV)	天頂角	ステレオ観測の検出面積 (km ²)
18	1°	31.42 ± 15.74
18	30°	94.25 ± 27.37
18	60°	510.51 ± 65.34
19	1°	950.33 ± 91.47
19	30°	1028.87 ± 95.60
19	60°	2065.60 ± 143.14
20	1°	2034.18 ± 141.82
20	30°	2434.73 ± 158.27
20	60°	4342.94 ± 325.85

表 3.1: 検出面積

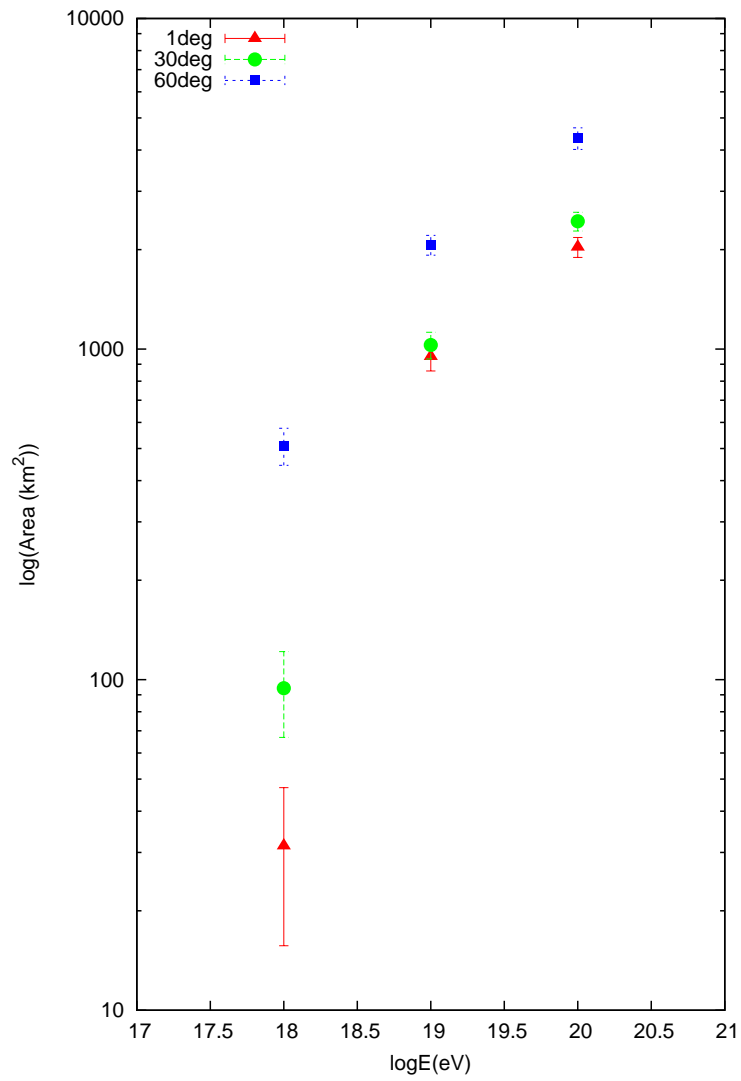


図 3.3: ステレオ観測の検出面積と一次宇宙線のエネルギーの関係。天頂角 1 度 (赤)、30 度 (緑)、60 度 (青)。縦軸、横軸ともに対数表示

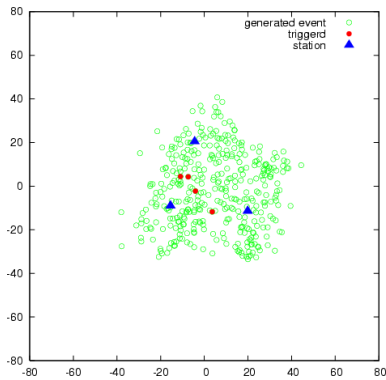


図 3.4: エネルギー 10^{18} eV、天頂角 1 度、2 ステーション以上でトリガーされたイベント

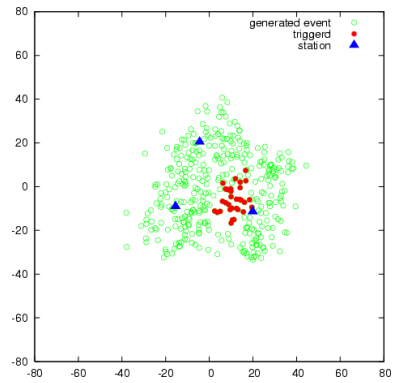


図 3.5: エネルギー 10^{18} eV、天頂角 1 度、ステーション Black Rock でトリガーされたイベント

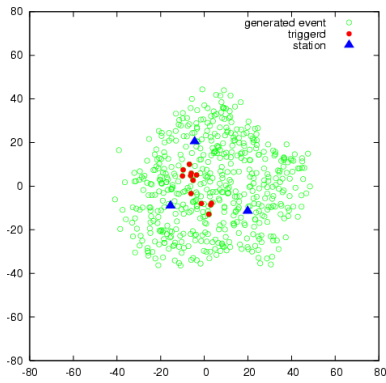


図 3.6: エネルギー 10^{18} eV、天頂角 30 度、2 ステーション以上でトリガーされたイベント

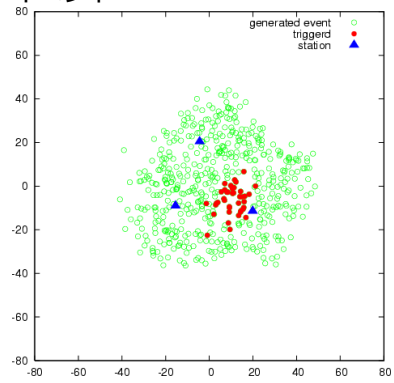


図 3.7: エネルギー 10^{18} eV、天頂角 30 度、ステーション Black Rock でトリガーされたイベント

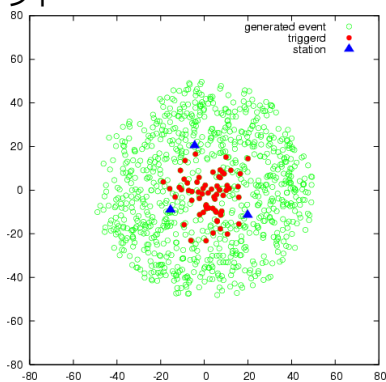


図 3.8: エネルギー 10^{18} eV、天頂角 60 度、2 ステーション以上でトリガーされたイベント

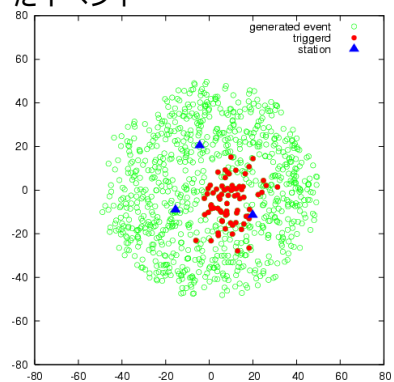


図 3.9: エネルギー 10^{18} eV、天頂角 60 度、ステーション Black Rock でトリガーされたイベント

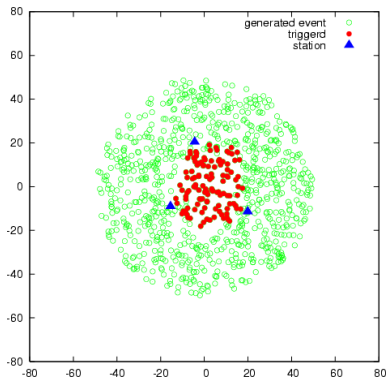


図 3.10: エネルギー 10^{19} eV、天頂角 1 度、2 ステーション以上でトリガーされたイベント

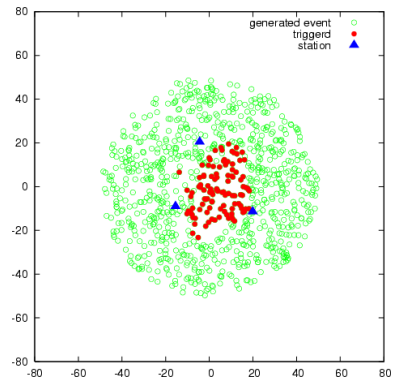


図 3.11: エネルギー 10^{19} eV、天頂角 1 度、ステーション Black Rock でトリガーされたイベント

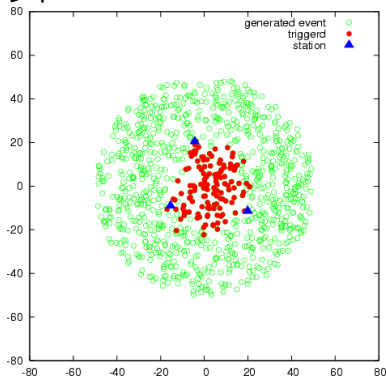


図 3.12: エネルギー 10^{19} eV、天頂角 30 度、2 ステーション以上でトリガーされたイベント

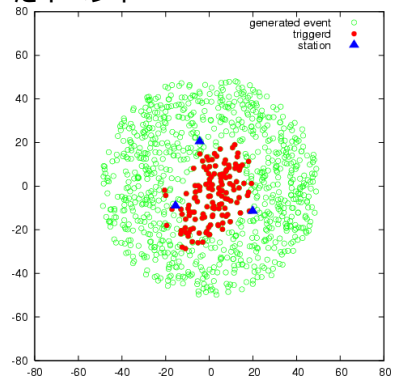


図 3.13: エネルギー 10^{19} eV、天頂角 30 度、ステーション Black Rock でトリガーされたイベント

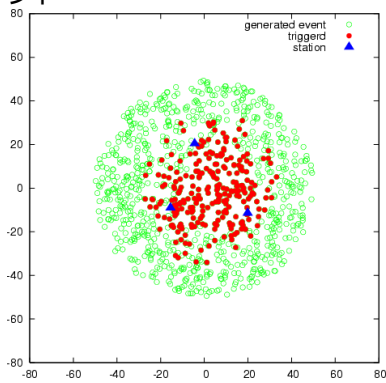


図 3.14: エネルギー 10^{19} eV、天頂角 60 度、2 ステーション以上でトリガーされたイベント

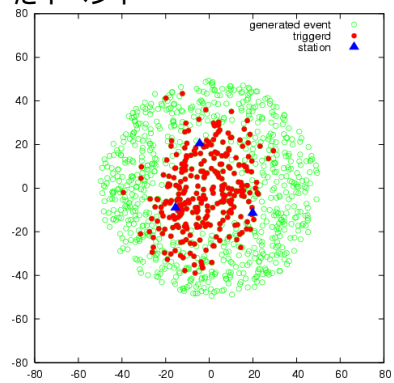


図 3.15: エネルギー 10^{19} eV、天頂角 60 度、ステーション Black Rock でトリガーされたイベント

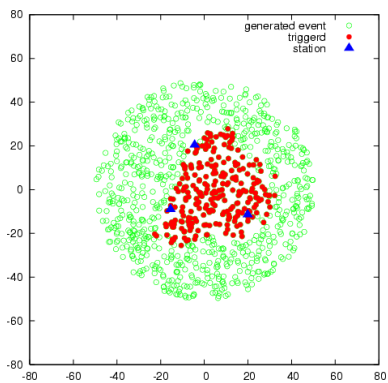


図 3.16: エネルギー 10^{20} eV、天頂角 1 度、2 ステーション以上でトリガーされたイベント

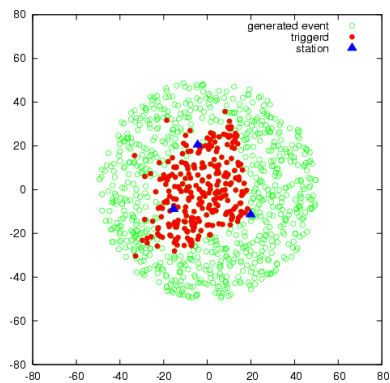


図 3.17: エネルギー 10^{20} eV、天頂角 1 度、ステーション Black Rock でトリガーされたイベント

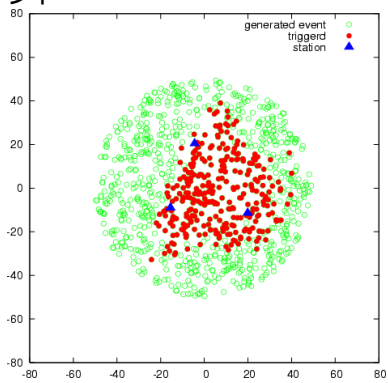


図 3.18: エネルギー 10^{20} eV、天頂角 30 度、2 ステーション以上でトリガーされたイベント

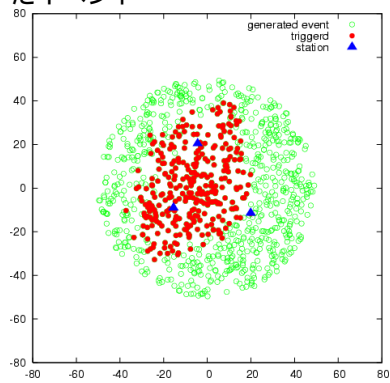


図 3.19: エネルギー 10^{20} eV、天頂角 30 度、ステーション Black Rock でトリガーされたイベント

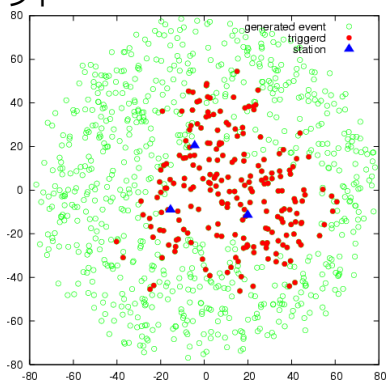


図 3.20: エネルギー 10^{20} eV、天頂角 60 度、2 ステーション以上でトリガーされたイベント

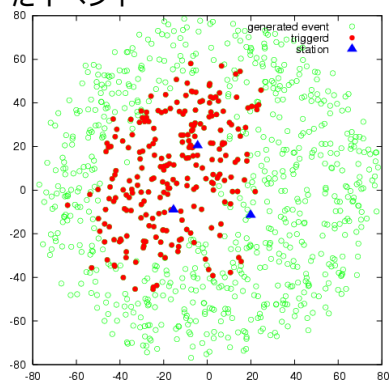


図 3.21: エネルギー 10^{20} eV、天頂角 60 度、ステーション Black Rock でトリガーされたイベント

3.2 トリガー回路の製作

トリガー回路は、VME(Versa Module Europe) バスシステムで構成される。SDF、TF、CTD は VME 9U バスボードを使用し、バックプレーンとボードのコネクタは標準の J1/P1 コネクタに加え、アドレスとデータラインを 32bit で使用できるように J2/P2 を、TF-SDF 間通信専用 (ヒットパターンの転送やクロック配信) に J3/P3、J0/P0 を増設した。VME バスのコントロールボードには Bit3(SBS 社) を使用する。

全てのトリガー判定は各 VME ボードに搭載された FPGA(Field Programmable Gate Array)、CPLD(Complex Programmable Logic Device) によって行われる。FPGA や CPLD を用いることで、大規模な回路機能を実現することができる。FPGA、CPLD のロジックは HDL(Hardware Description Language) によって記述される。HDL はシミュレーションが可能な言語であるためハードウェアの開発の期間を短縮化することができ、FPGA や CPLD への再プログラミングが可能なためメンテナンス及びバージョンアップが容易である。FPGA や CPLD へのプログラムの書き込みは何回でも行うことができ、VME バス経由でも可能である。

TF と CTD のロジック開発には、Verilog HDL を用いた。Verilog HDL は C 言語をベースにした文法体系なので、記述が簡潔であり、構文や演算子が C 言語とほぼ同じなので習得が容易である [26]。

3.2.1 Track Finder(TF) module

TF(図 3.23) は各望遠鏡に 1 つずつ設置され、セカンドレベルトリガー判定などの役割を担う。1 台の VME クレーンに 1 つの TF、16 個の SDF が装備され VME バックプレーン経由で相互に通信を行う。CTD とはツイストペアケーブル (CAT5e 又は CAT6) によって接続される。トリガー判定などは FPGA(Xilinx Spartan 2E) によって行われる。

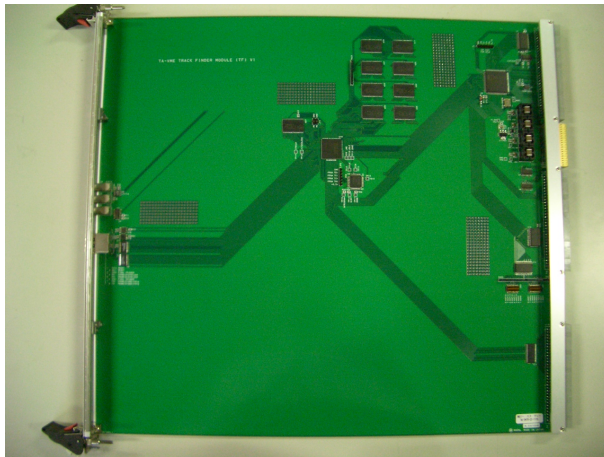


図 3.22: Track Finder module



図 3.23: TF と SDF16 枚が VME クレーンに挿入されている様子

TF の重要な役割の 1 つは各モジュール間の同期をとることである。CTD から 40MHz のクロック信号を受け取り、SDF に VME バックプレーン経由で分配する。2 つめに重要な役割は、セカンドレベルトリガー判定である。VME 経由で SDF から 256 ビットのヒットパターンと NC ビットを受け取る。NC ビットとは、スレッシュホールドを超えた信号を記録した PMT がある場合に SDF が

ら送られるシグナルである。ヒットパターンから完全なトラックを見つける際に使用されるトリガーパターンは 2^{25} 通りで、それらは Static RAM(512 × 8KB) に収められている。短いトラックに対するトリガーパターンは 2^{16} 通りで、別の Static RAM(512KB) に収められている。

また TF はフロントパネル部の外部入力によりトリガーを発生させることもできる。これは、大気モニターや Xe Flasher などのキャリブレーションの際に使用可能である。

トラック判定が終了後、トリガーコードとフレーム ID(12.8 μ s 毎に付けられる) を CTD へ送信する。

TF は、CTD からファイナルトリガーパルスとフレーム ID を受け取ったら、ファイナルトリガーパルスを SDF へ分配し、同時にフレーム ID を一時的に保存しデータ取得に備える。TF は保存されたフレーム ID 毎にデータを取得するよう PC へ割り込みをかける。これら 1 連の動作は 12.8 μ s 毎に行われる。PC は、TF からの割り込みを受け取ると、TF と SDF から必要なフレーム ID や波形信号などの情報を取得する。

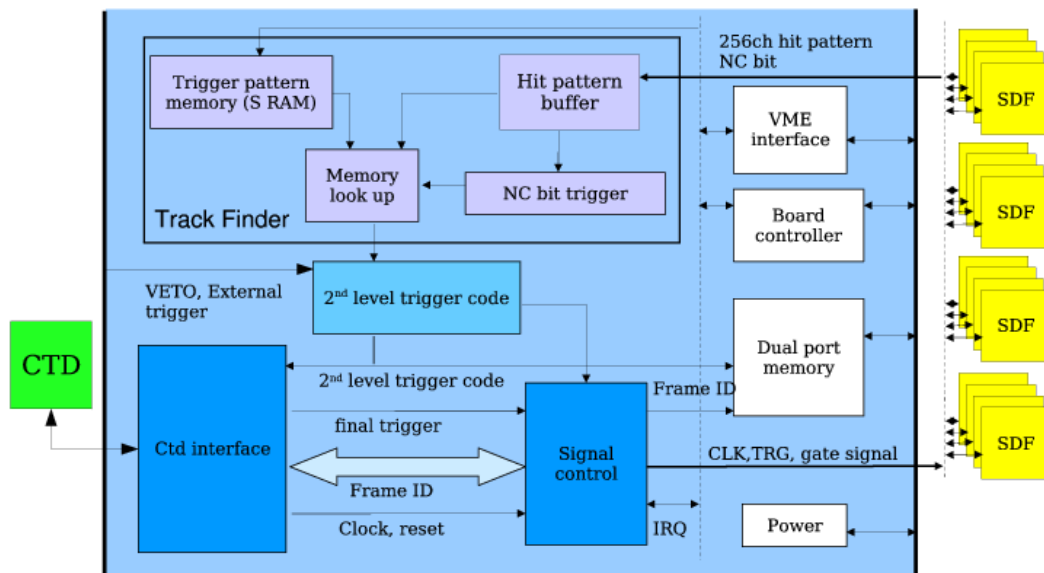


図 3.24: TF のブロックダイアグラム

3.2.2 Central Trigger Distributor(CTD) moduel

CTD(図 3.25) は FD ステーションに 1 つで、ファイナルレベルトリガー判定の役割を持ち、ステーション内の全 12 個の TF と通信を行う。CTD でのトリガー判定は FPGA(Xilinx Spartan 2E) によって行われ、TF との通信部分は CPLD(xc9500XL) で行う。

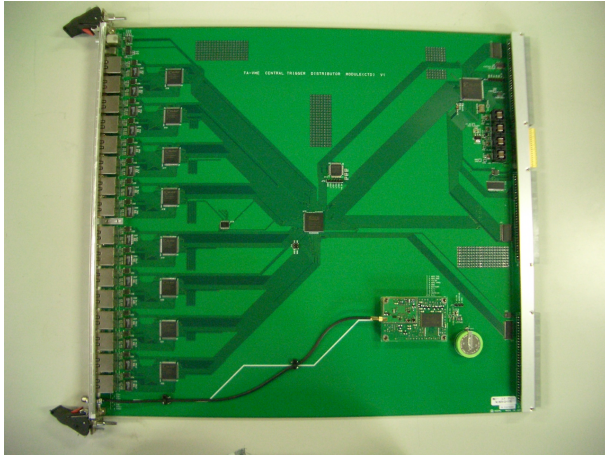


図 3.25: Central Trigger Distributor moduel

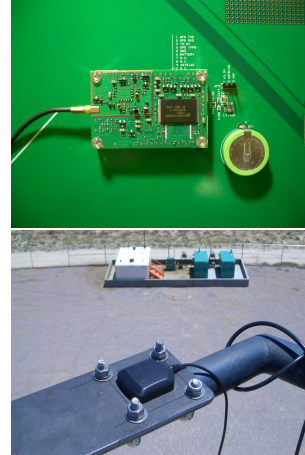


図 3.26: CTD に実装された GPS

CTD の役割は 2 つである。1 つは、全てのモジュールの同期をとることである。CTD は 40MHz のシステムクロック信号と、同期確立のためのリセットシグナルを配信する。これらは TF へと配信され、SDF へ分配される。更に CTD には GPS(Global Positining System, Motorola M12+) が装備されているため、詳細な位置情報やトリガーされたフレームの絶対時間を \sim ns の精度で記録する。この情報は異なる FD ステーション間のステレオイベントの判定や、ハイブリッドイベントの判定に用いられる。

もう 1 つの役割は、データ取得の最終判断である。CTD は $12.8\mu\text{s}$ 毎に FD ステーション内の全ての TF からトリガーコードを受け取る。トリガーコードが 1 つでも完全なトラックか NC ピット、又は外部トリガーを表すならファイナルトリガーを発生させる。また、隣接した 2 つのカメラから短いトラックが見つかった場合も、ファイナルトリガーを発生させる。

ファイナルトリガーが発生すると、TF へファイナルトリガーパルスとフレーム ID を送信し、フレーム ID と時間情報などを一時的に保存する。保存されたフレーム ID 毎にデータを取得するよう PC へ割り込みをかける。PC は割り込みを受け取ると、CTD からフレーム ID、トリガー情報、絶対時間などの必要な情報を取得する。

また、ファイナルトリガーは全ての TF にかけるだけでなく、空気シャワーを捉えた TF だけに送ることも可能である。こうすることで、保存するデータ量を抑えることができる。

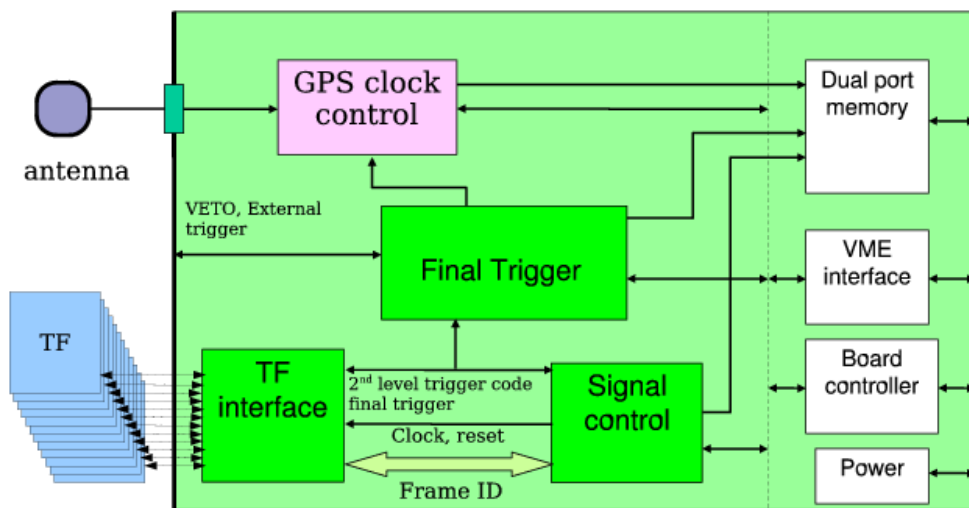


図 3.27: CTD のブロックダイアグラム

第4章 試験観測

4.1 ユタにおける試験観測

2005年7月3-13日にかけて、Black Rock MesaのFDステーションにおいて試験観測を行った。今回の観測ではFD1台で行い、CTDは用いなかった。延べ観測時間は約31.5時間で、月のない晴天の夜に行われた。夏季であったため、観測を行っている期間の晴天率は非常に高かった。

今回の試験観測では、

- トラック判定の確認
- トリガーシステムの動作確認
- 空気シャワーの観測

を行った。

トラック判定の確認は、LEDマトリックスを使用し行った(図4.2)。LEDマトリックスは、紫外LED光源をマトリックス状に並べて光らせ疑似トラックを作り出すものである。これをカメラに取り付けて使用する。

FD1台によるトリガーシステムは、観測期間安定に動作し、空気シャワーによるものと思われるデータの取得に成功した。

また、CTDを使用したトリガーシステムの動作確認は、2005年12月に行った。CTDを使用しての空気シャワー観測は行わなかったが、CTDを用いてTF、SDFを同期させ、データ取得がCTDにより行われることを確認した。

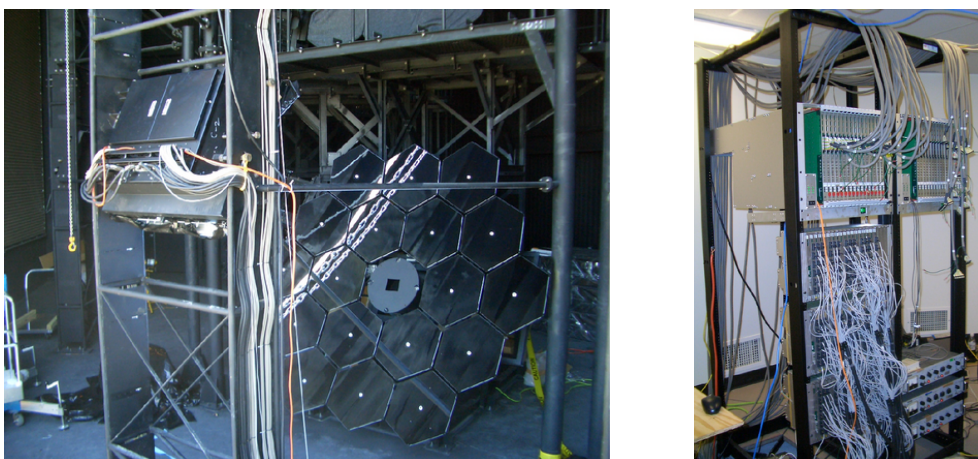


図 4.1: 観測に使用したFD(左)とトリガーシステム(右)

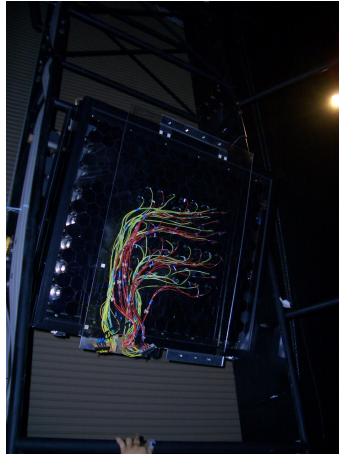


図 4.2: LED マトリックスをカメラに取り付けた様子

4.2 空気シャワーと思われるデータ

空気シャワーは、 $\sim \mu\text{s}$ にわたって観測されることがシミュレーションによってわかっている。以下に試験観測で実際に得られたデータのうち、空気シャワーと思われるものを数例を挙げる (図 4.3~4.8)。

空気シャワーがトラックを描いている様が観測されている。図 4.3~4.8 の左は、PMT の波形信号の ADC カウント値をバックグラウンドを引いて積分したもので、図 4.3~4.8 の右は空気シャワーを捉えた PMT の波形信号をいくつかプロットしたもので、横軸は時間 (μs)、縦軸は PMT の ID 番号である。

図 4.3~4.8 の右から、空気シャワーの発達の様子がわかる。

4.3 それ以外のデータ

空気シャワーによるもの以外に、トリガーにかかるデータがあった。それらの特徴は大きく二つに別けられる。

1. カメラの視野の端から端までのトラックを描く
到来時間に差がない (図 4.9,4.10)
2. トラックではなく円状である (図 4.11)

1 は各 PMT の信号のピーク時間が全て揃っているため大気蛍光によるものとは考えにくく、ミューオン等が PMT カメラを横切って通過したものと思われる。2 はミューオン等の粒子が直接入射し、その粒子が発するチェレンコフ光だと思われる。

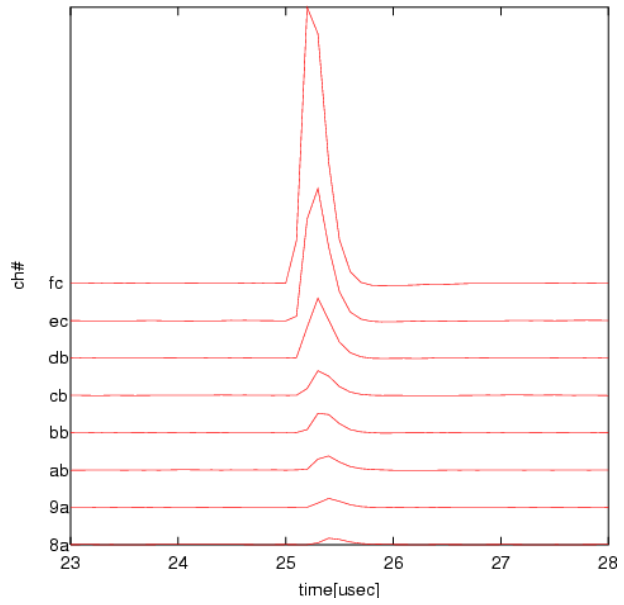
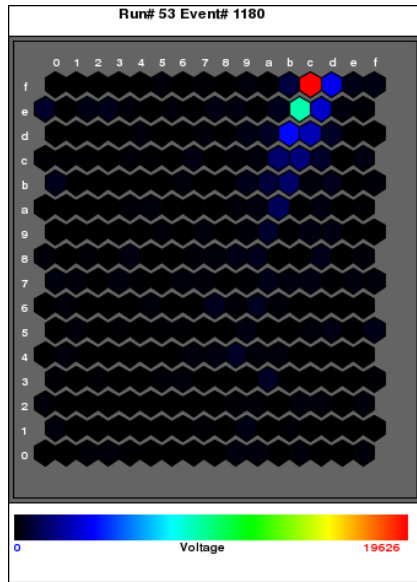


図 4.3: PMT カメラに捉えられた空気シャワー (左)、各 PMT の波形 (1)

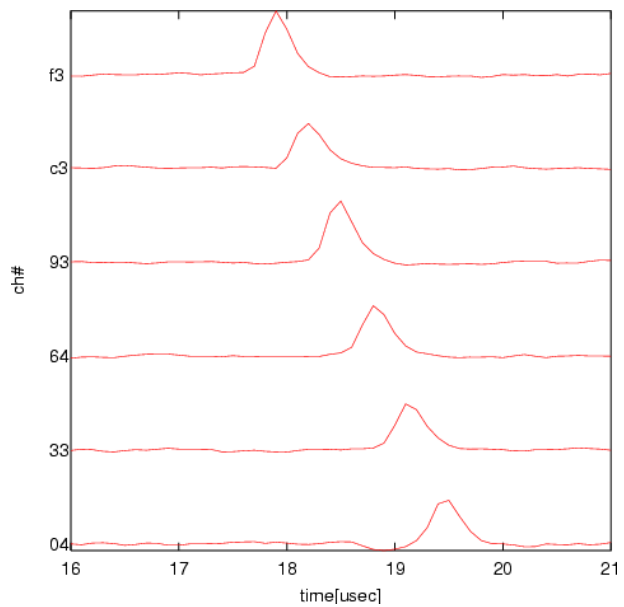
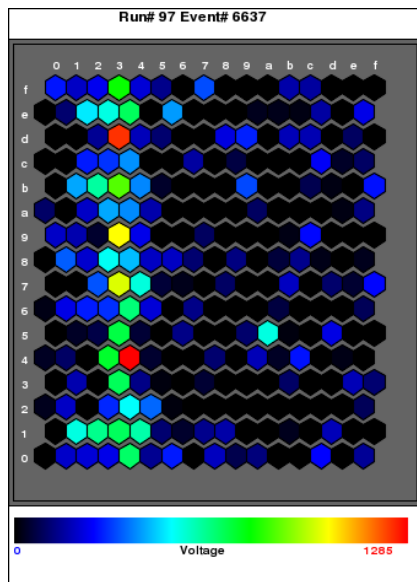


図 4.4: PMT カメラに捉えられた空気シャワー (左)、各 PMT の波形 (2)

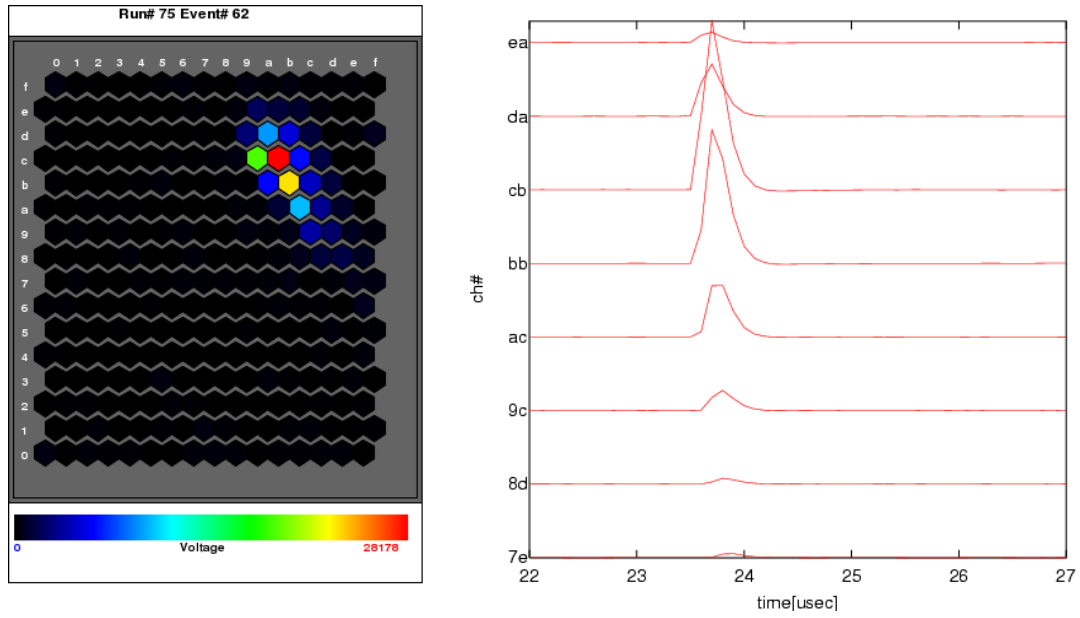


図 4.5: PMT カメラに捉えられた空気シャワー (左)、各 PMT の波形 (3)

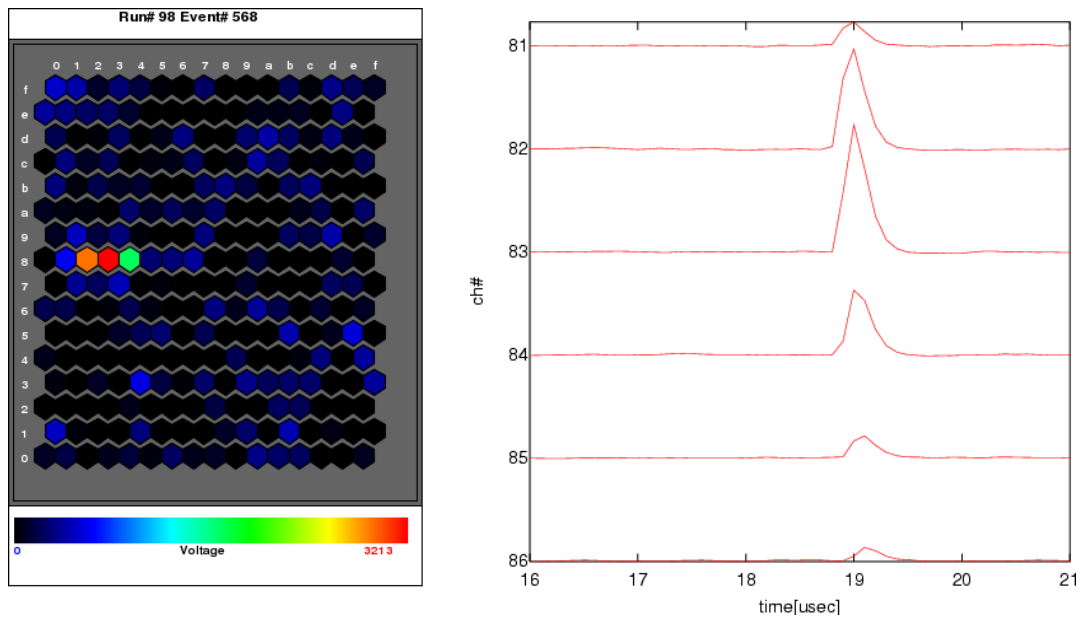


図 4.6: PMT カメラに捉えられた空気シャワー (左)、各 PMT の波形 (4)

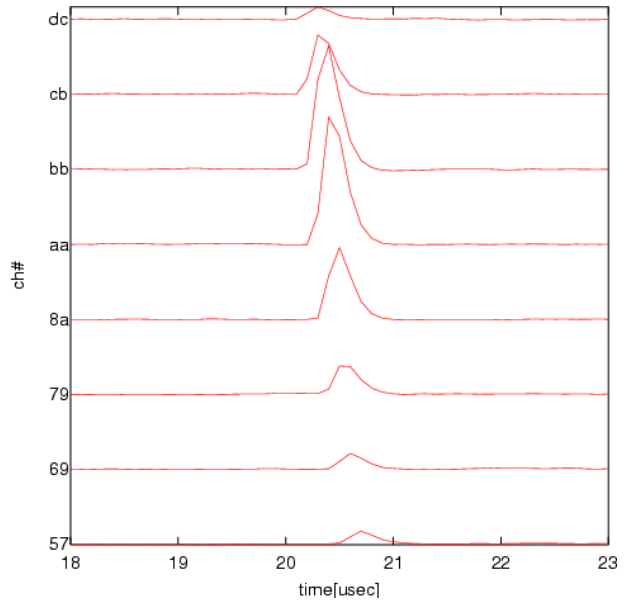
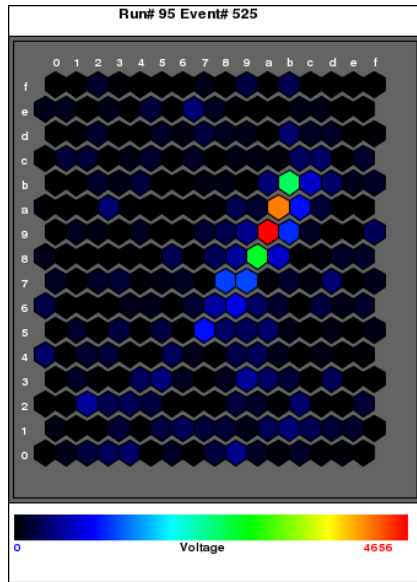


図 4.7: PMT カメラに捉えられた空気シャワー (左)、各 PMT の波形 (5)

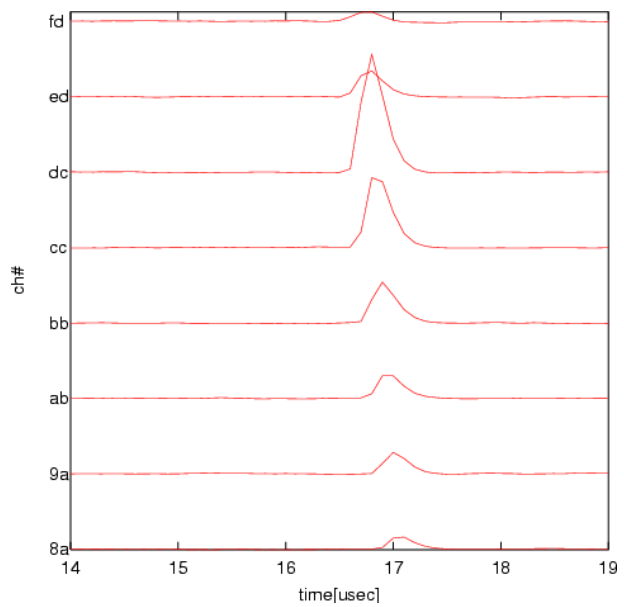
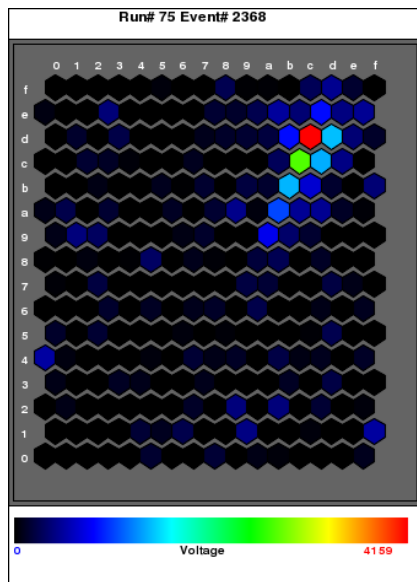


図 4.8: PMT カメラに捉えられた空気シャワー (左)、各 PMT の波形 (6)

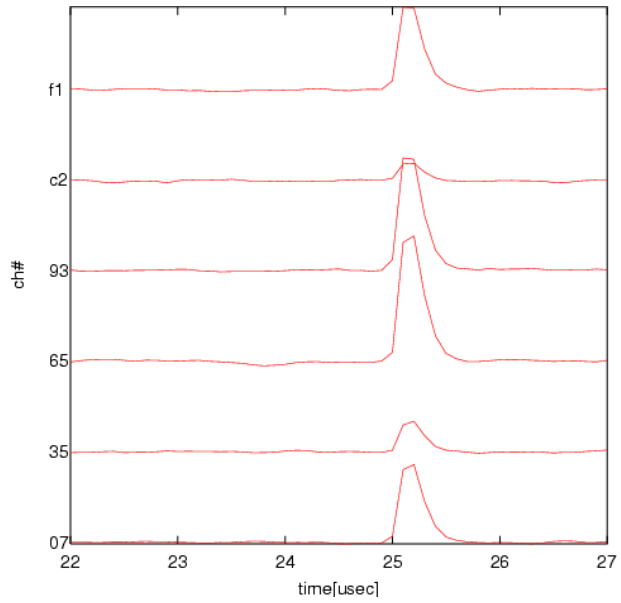
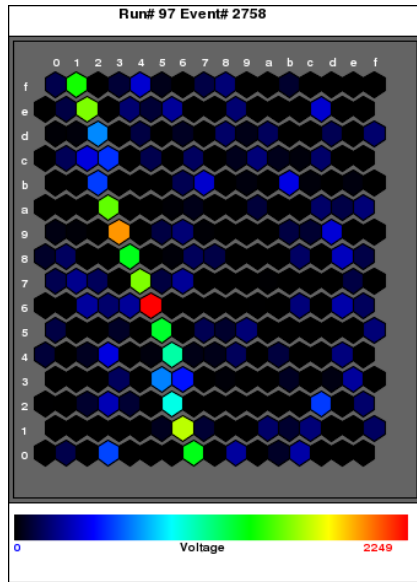


図 4.9: PMT カメラに捉えられた空気シャワー以外のイベント (左)、各 PMT の波形 (1)

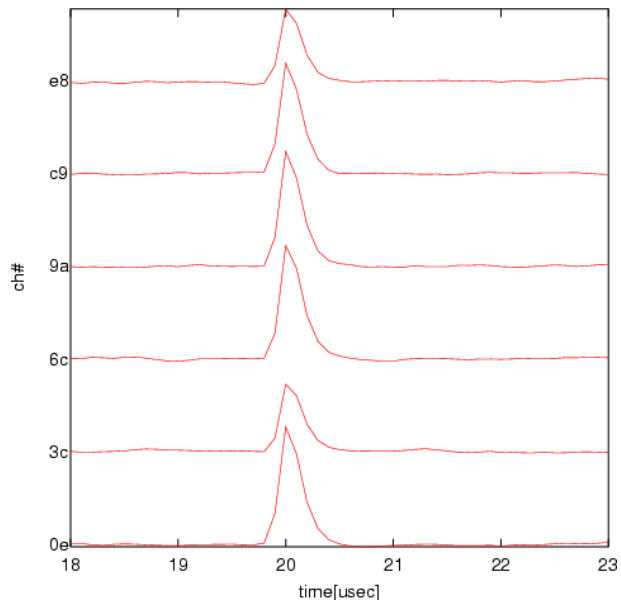
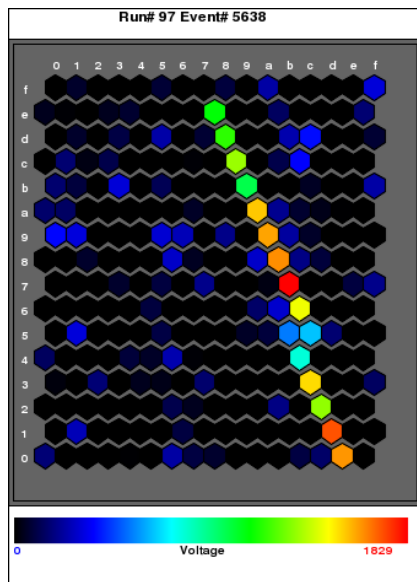


図 4.10: PMT カメラに捉えられた空気シャワー以外のイベント (左)、各 PMT の波形 (2)

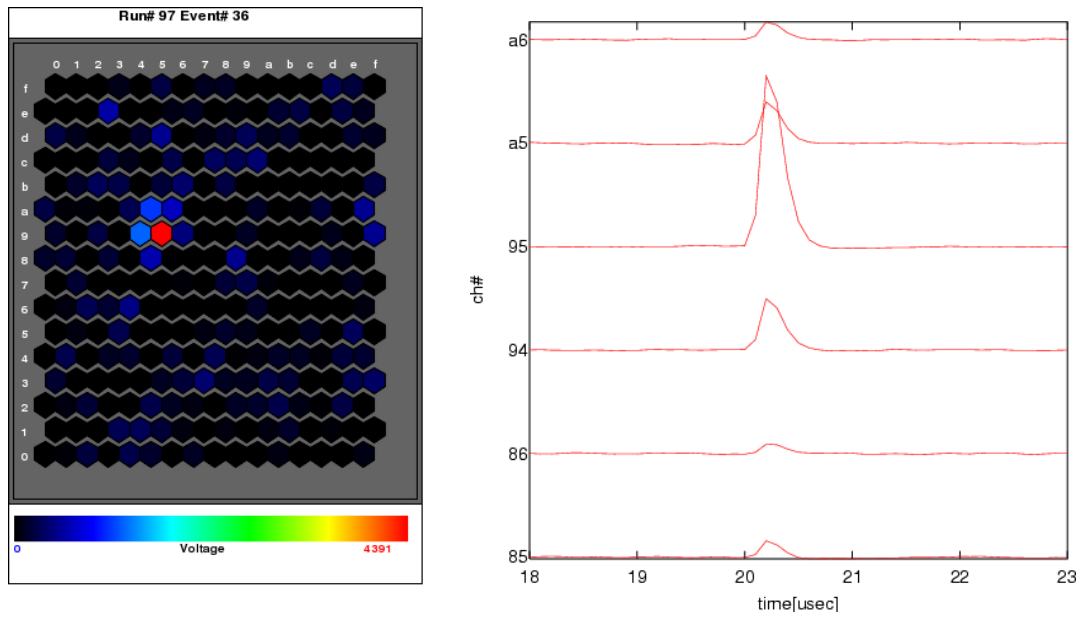


図 4.11: PMT カメラに捉えられた空気シャワー以外のイベント (左)、各 PMT の波形 (3)

第5章 結論

テレスコープアレイ実験におけるFDトリガーシステムの開発を行った。トリガーシステムのアルゴリズムを設計し、シミュレーションにより検証を行い、空気シャワーを観測するのに必要な条件は満たされていることがわかった。

トリガー回路であるTFとCTDを製作した。LEDマトリックスを用いた試験により、TFモジュールがトラック判定を正しく行うことが確認された。

製作したトリガー回路を用いて試験観測を行い、安定動作することが確認された。試験観測により、宇宙線による空気シャワーと思われるデータの取得に成功した。

5.1 今後の課題

2006年7月にBRMのFDステーションにて、残り11台のFDの設置が予定されている。それを目標にTFの量産を行っている。

また、現存の解析プログラムで、観測された空気シャワーのデータの解析が可能であるが、エネルギー決定精度などが十分ではないため今後改良を施し、データの解析を行う。

謝辞

本研究にあたり御指導頂きました垣本史雄教授、常定芳基助手に深く感謝致します。多くの御助言と御協力を頂きました大阪市立大学 荻尾彰一講師、高エネルギー加速器研究機構 田中真伸助教授、ユタ大学 J.D.Smith 博士、テレスコープアレイ実験コレボレーターの皆様に深く感謝致します。モジュール開発で御世話になりました GND 宮沢氏に深く感謝致します。惜しみない協力をしていただきました、東京工業大学 井口貴裕氏、古畠敦氏、町田智子氏、村野暢子氏、東龍二氏、菅原利弘氏に感謝致します。

参考文献

- [1] *The Telescope Array Project Design Report.*(2000)
- [2] 福島正己, 最高エネルギー宇宙線の起源(平成 15 年度発足特定領域申請書)
- [3] M.S.Longair, *High Energy Astrophysics.*
- [4] 小田 稔, 宇宙線.
- [5] 荻尾 彰一, 最高エネルギー宇宙線,*KAKI-LAB-INT-REPORT-20.*(2003)
- [6] J.Linsley, *Phys. Rev. Lett., 10, 146*(1963)
- [7] M.Takeda *et al.*, *Astropart. Phys. 19,447*(2003)
- [8] T.Abu-Zayyad, *et al.*, [High Resolution Fly's Eye Collaboration], astro-ph/0208301,astro-ph/0208243.
- [9] D.J.Bird, *et al.*, [High Resolution Fly's Eye Collaboration], *Astrophys. J.* 424,491(1994).
- [10] M.Ave,J.Knapp,J.Lloyd-Evans,M.Marchesini,A.A.Watson,*Astropart, Phys.19,47*(2003).
- [11] L.Anchoroqui and H.Goldberg, *Phys. Lett.B,in press [hep-ph0310054]*.
- [12] K.Greisen, *Phys. Rev. Lett.,16.*(1966) G.T.Zatsepin and V.A.Kuzmin, *Sov. Phys. JETP Lett. (Engl. Transl.),4.*(1966)
- [13] S.Yoshida,M.Teshima, *Prog. Theor. Phys. 89, 833.*(1993)
- [14] James W. Cronin, *The highest-energy cosmic ray.*(2003)
- [15] L.O'C.Drury, *Contemp. Phys. 35, 232.*(1994)
- [16] P.L.Biermann,P.A. Strittmatter, *Astrophys. J. 322, 643.*(1987) Jorg P. Rachen and Peter L. Biermann, *Astron.Astrophys.272,161*(1993)
- [17] G.R.Farrar,T.Piran,*Phys. Rev. Letters 84 3527.*(2000)
- [18] E.Boldt,P.Ghosh, *Mon.Not.R.Astron.Soc.307,491*(1999) E.Boldt,M.Lowenstein, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 316 L29.*(2000)
- [19] E.Waxman, *Phys. Rev. Letters 75 386.*(1995) M.Vietri, *Astrophys. J. 453 883.*(1995)
- [20] F.W.Stecker,M.H.Salamon, *Astrophys. J. 512 521.*(1999)
- [21] F.W. Stecker, *astro-ph/0407311.*(2004)

- [22] T.J.Weiler, *Phys. Rev. Letters* 75 386(1982)
- [23] S.Nussinov, R.Schrock, *Phys. Rev. D* 59, 105002(1999) G.Domokos, S.Kovesi-Domokos, *Phys. Rev. Letters* 82, 1366(1999)
- [24] H.Sato, T.Tati, *Progr. Theor. Phys.* 47 1788(1972)
- [25] A.N. Bunner, *Ph.D. Thesis, Cornell University, Ithaca, NY.*(1964)
- [26] 枝 均, *Verilog-HDL* による論理合成の基礎,
- [27] 皆川 隆一, 修士論文, 東京工業大学.(2005)

付録 TF、CTD の回路図

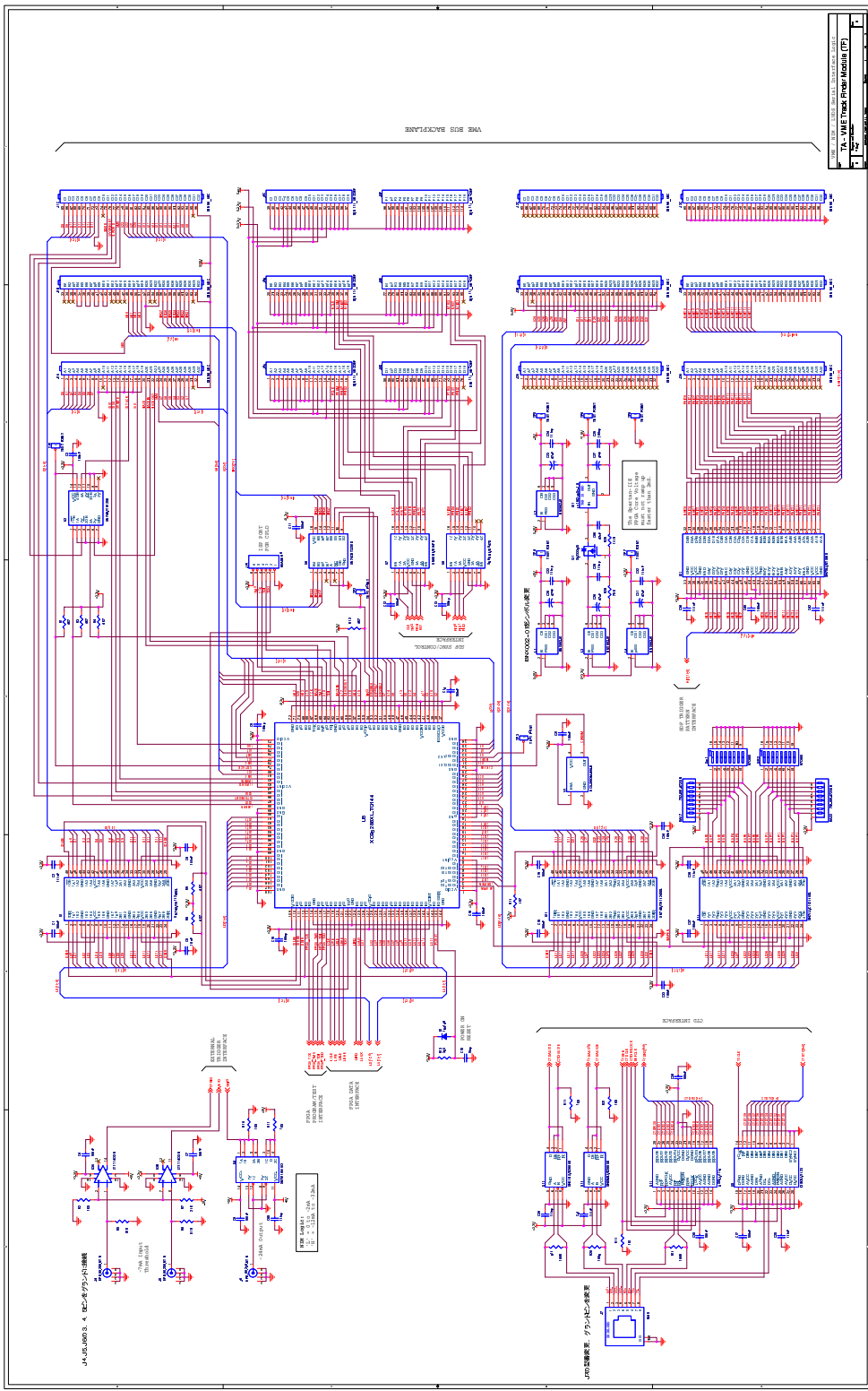


図 5.1: TF の回路図 1

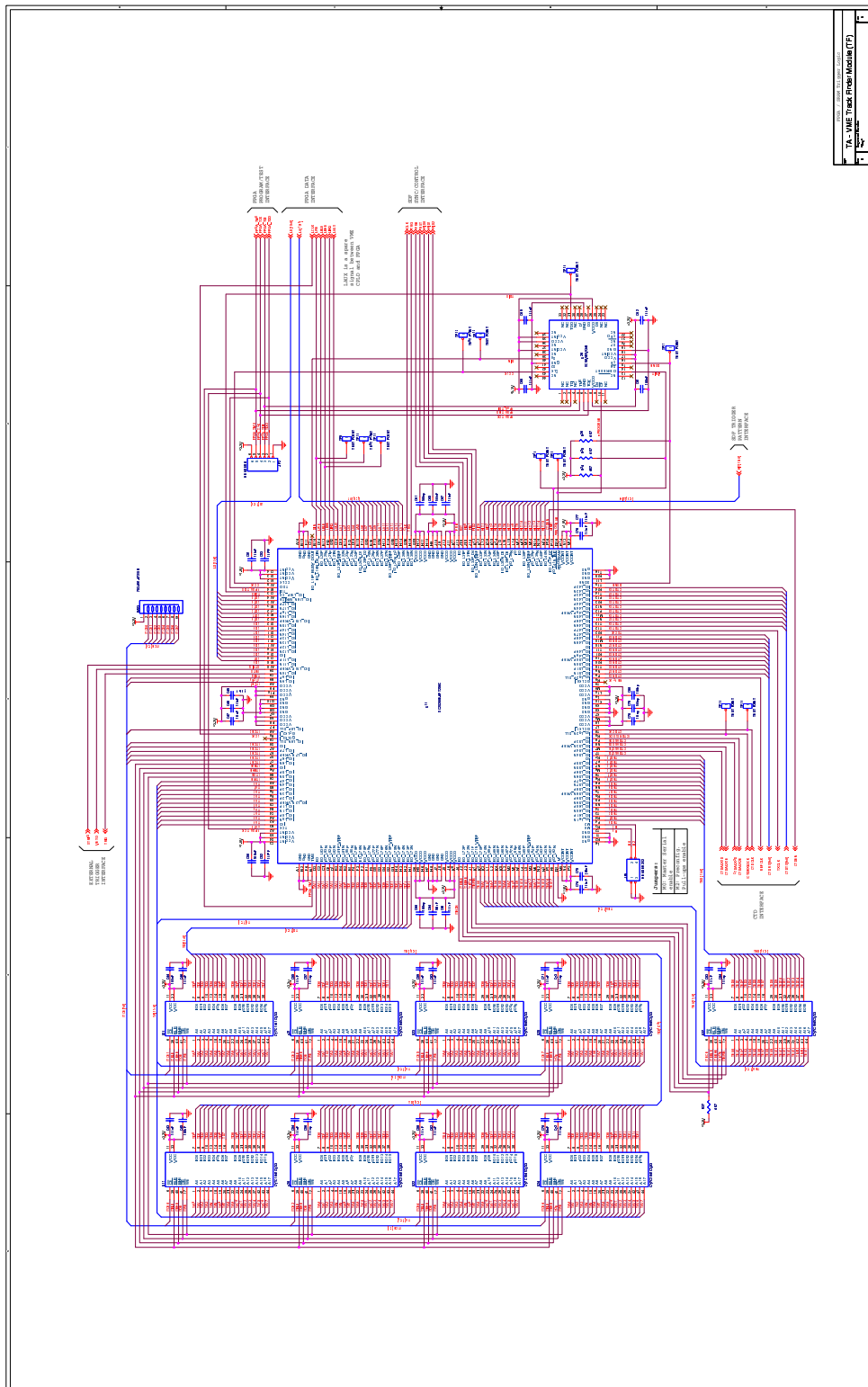


図 5.2: TF の回路図 2

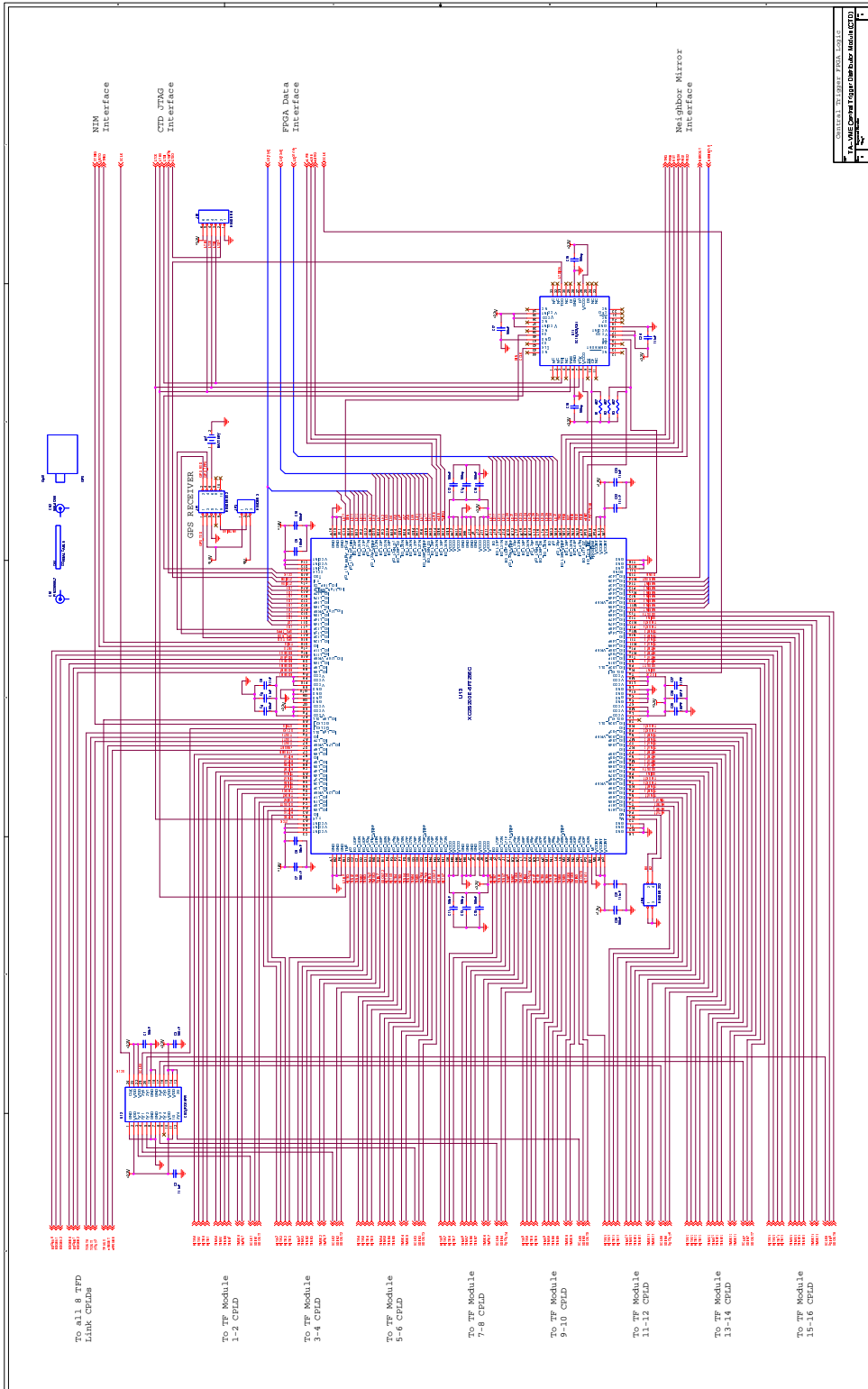


図 5.3: CTD の回路図 1

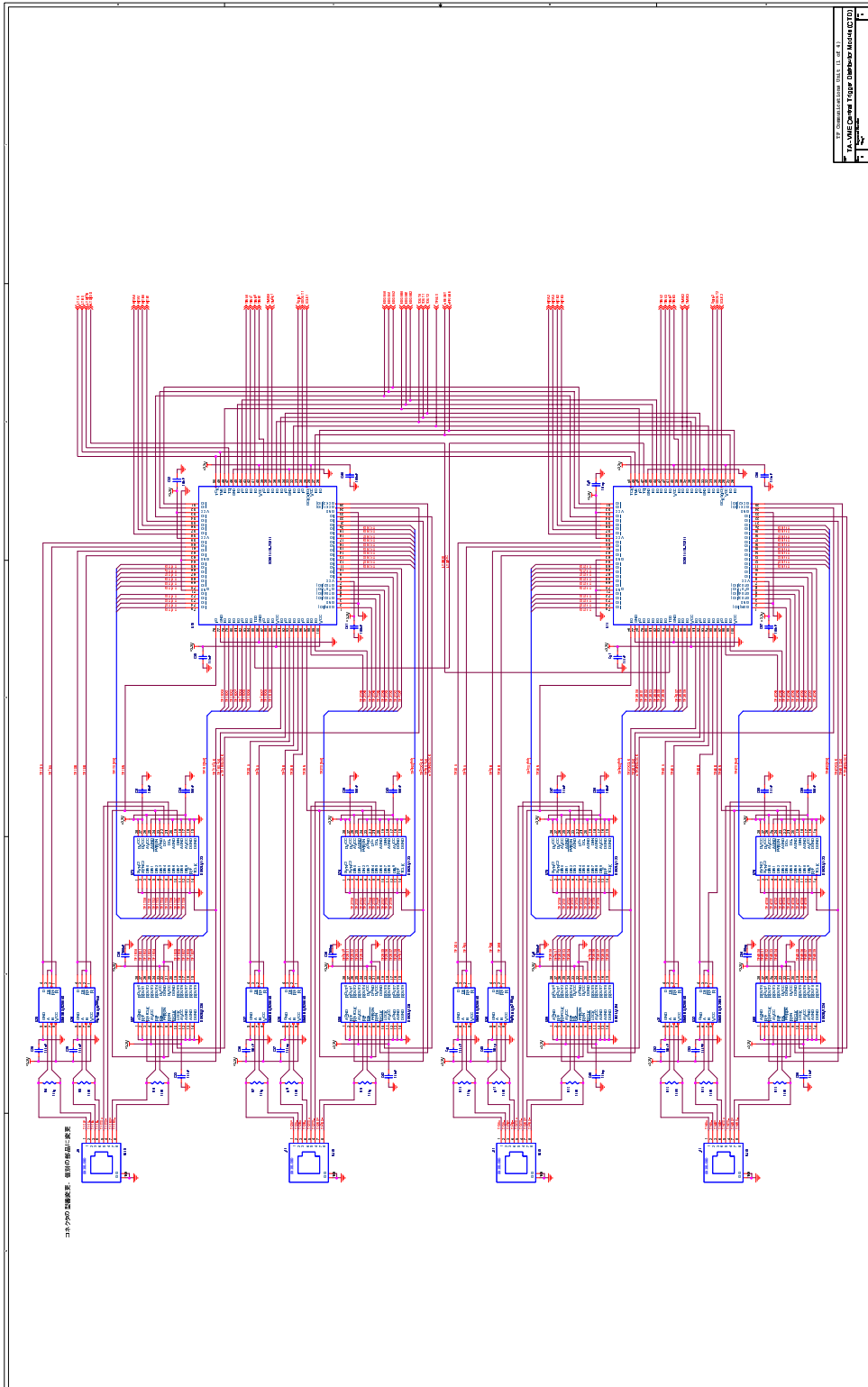


図 5.4: CTD の回路図 2

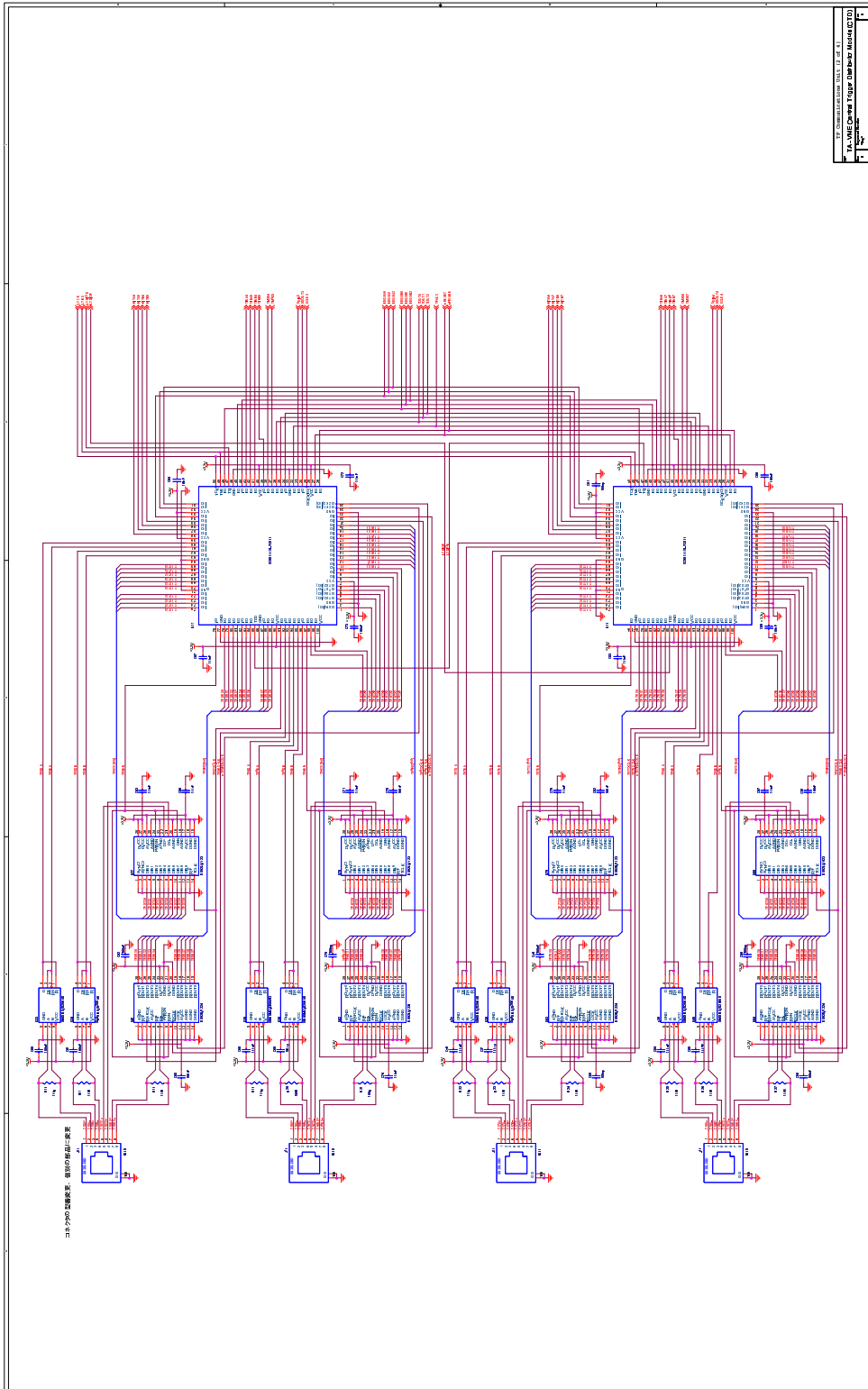


図 5.5: CTD の回路図 3

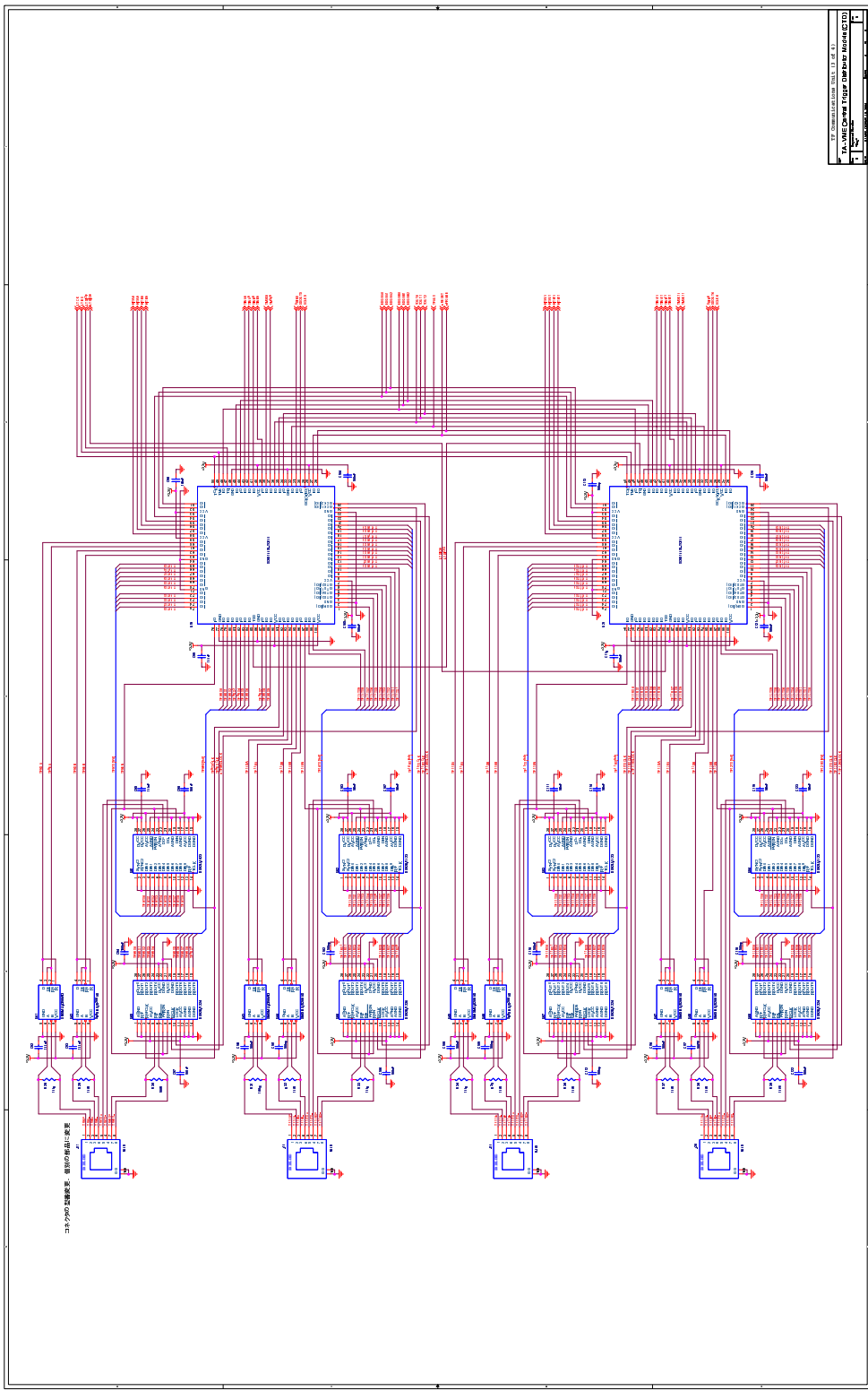


図 5.6: CTD の回路図 4

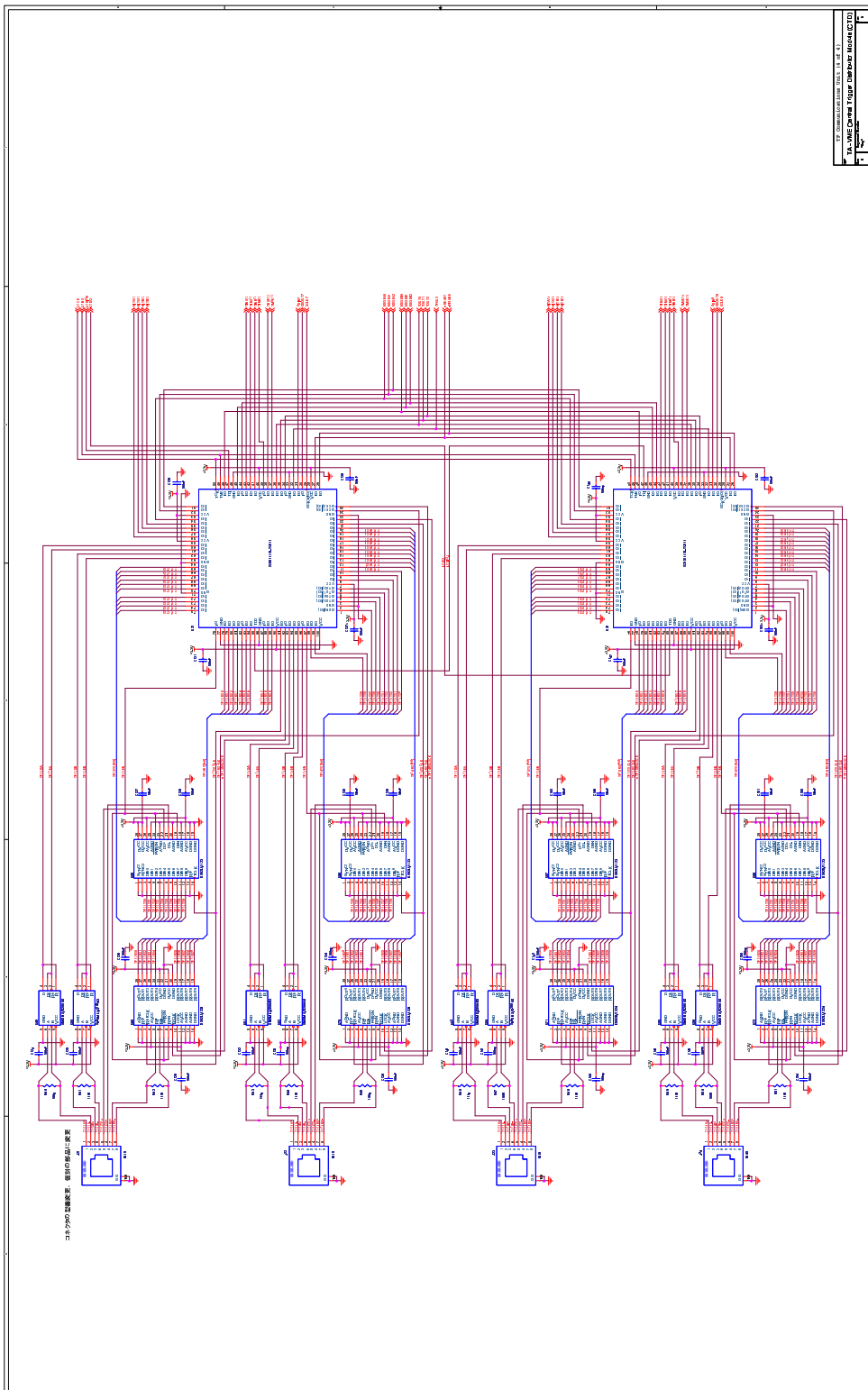


図 5.7: CTD の回路図 5

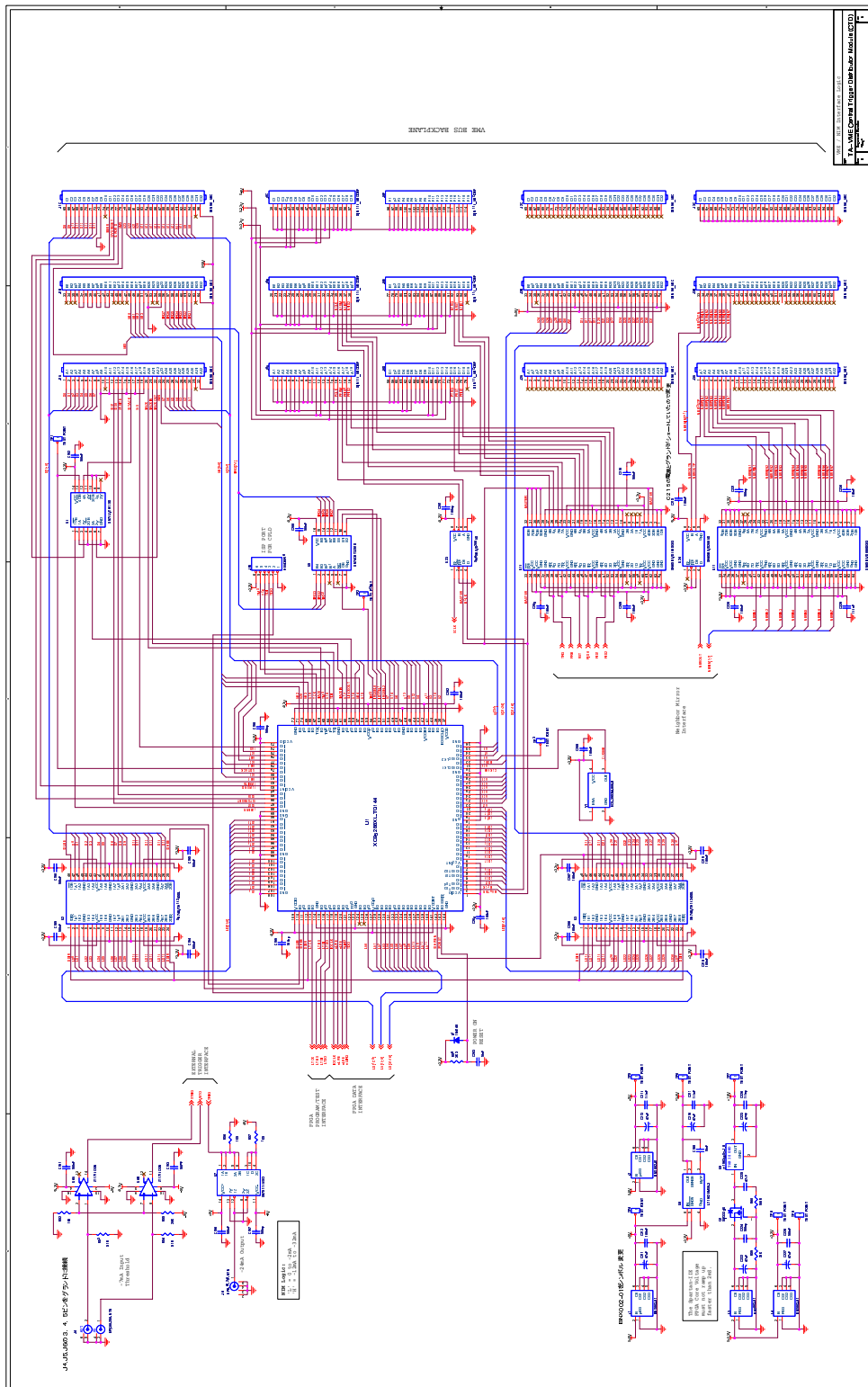


図 5.8: CTD の回路図 6

目次

1.1	観測されている一次宇宙線のエネルギースペクトル	1
1.2	一次粒子が陽子、鉄原子核、 γ 線であった場合の、CMBR と Cosmic Infrared Background(CIB) 中での減衰距離	2
1.3	GZK 効果によるエネルギースペクトル。宇宙線源が1つである場合のスペクトル(左)と、一様に宇宙線源が分布しているときのスペクトル	3
1.4	陽子を一次宇宙線としたときの銀河間空間の磁場中における軌跡	4
1.5	宇宙線の加速源に課せられる、磁場強度と天体の大きさとの関係。加速源候補は、図中の斜線の上の領域に存在していなければならない。	5
1.6	AGASA の観測した一次宇宙線のエネルギースペクトルと、GZK 効果を考慮し宇宙線源を銀河系外に一様にあるとしたときのスペクトル(点線)	7
1.7	AGASA が観測した $10^{19.6}$ eV 以上の宇宙線の到来方向分布	7
1.8	$10^{19.6}$ eV 以上の 59 事象のうち、任意の 2 事象が作る離角の分布	7
1.9	空気シャワーの模式図	9
1.10	空気シャワーの縦方向発達。 10^{16} eV, 10^{17} eV, 10^{18} eV の陽子と鉄原子核についてモンテカルロシミュレーションで求めた発達曲線。	11
1.11	各変数の説明	14
1.12	空気シャワーアレイによる空気シャワー観測の模式図	15
1.13	空気シンチレーション光による空気シャワーのステレオ観測の概念図	16
2.1	AGASA(青)とHiRes(赤、黒)の観測したスペクトルとGZK効果を考慮したスペクトル(黒線)	18
2.2	大気蛍光望遠鏡ステーション(紫の五角形)と地表検出器(緑の菱形)の配置	19
2.3	FDステーションの外観(左)、PMTカメラと鏡が実際に取り付けられたFD(右)	20
2.4	FDのデザイン	21
2.5	セグメントミラーの模式図	22
2.6	合成鏡の視野シミュレーションによる、カメラ面にできる反射光の強度分布。	22
2.7	鏡試験装置。セグメントミラーに拡散光を照射し反射光をスキャンしスポットサイズを測定する。スポットサイズが極小となることを曲率半径とする。	23
2.8	合成鏡の曲率中心付近からLEDにより拡散光を照射し、反射光を光源に対称な位置にくるよう鏡の光軸を調整する装置(左)、光軸を合わせたときの反射光のスポット(右)。	23
2.9	PMTカメラ(左)、パッチパネル(右)	24
2.10	BG3を取り付けたPMT:HAMAMATSU R9508(左)、PMTに取り付けられたブリアンブ(右)	24
2.11	FDデータ収集システムのブロックダイアグラム	25
2.12	CRAYS	26

2.13	Xe flaser	26
2.14	X-Y Stage	26
2.15	X-Y Stage によって測定されたゲインの 2 次元マップ	26
2.16	LIDAR に使用する望遠鏡。望遠鏡にはレーザーと PMT が取り付けられている。	27
2.17	LIDAR が内蔵されたドーム。	27
2.18	後方散乱光を観測する大気モニターの原理 (LIDAR)	27
2.19	側方散乱光を観測する大気モニターの原理 (CLF)	27
2.20	LINAC の概念図	28
2.21	実際に設置された地表検出器	29
2.22	通信塔	29
2.23	地表検出器データ収集エレクトロニクス	29
2.24	地表検出器を背面から見た図。ソーラーパネルの後ろにエレクトロニクスの入っ ている箱が取り付けられている	29
2.25	ハイブリッド観測の概念図	30
3.1	シミュレーションで得られたヒットパターン (右) と基本的なトリガーパターン (左) の例	33
3.2	2 カメラにまたがるヒットパターン (右) と基本的なトリガーパターン (左) の例 .	33
3.3	ステレオ観測の検出面積と一次宇宙線のエネルギーの関係。天頂角 1 度 (赤)、30 度 (緑)、60 度 (青)。縦軸、横軸ともに対数表示	35
3.4	エネルギー 10^{18} eV、天頂角 1 度、2 ステーション以上でトリガーされたイベント .	36
3.5	エネルギー 10^{18} eV、天頂角 1 度、ステーション Black Rock でトリガーされたイベ ント	36
3.6	エネルギー 10^{18} eV、天頂角 30 度、2 ステーション以上でトリガーされたイベント	36
3.7	エネルギー 10^{18} eV、天頂角 30 度、ステーション Black Rock でトリガーされたイ ベント	36
3.8	エネルギー 10^{18} eV、天頂角 60 度、2 ステーション以上でトリガーされたイベント	36
3.9	エネルギー 10^{18} eV、天頂角 60 度、ステーション Black Rock でトリガーされたイ ベント	36
3.10	エネルギー 10^{19} eV、天頂角 1 度、2 ステーション以上でトリガーされたイベント .	37
3.11	エネルギー 10^{19} eV、天頂角 1 度、ステーション Black Rock でトリガーされたイベ ント	37
3.12	エネルギー 10^{19} eV、天頂角 30 度、2 ステーション以上でトリガーされたイベント	37
3.13	エネルギー 10^{19} eV、天頂角 30 度、ステーション Black Rock でトリガーされたイ ベント	37
3.14	エネルギー 10^{19} eV、天頂角 60 度、2 ステーション以上でトリガーされたイベント	37
3.15	エネルギー 10^{19} eV、天頂角 60 度、ステーション Black Rock でトリガーされたイ ベント	37
3.16	エネルギー 10^{20} eV、天頂角 1 度、2 ステーション以上でトリガーされたイベント .	38
3.17	エネルギー 10^{20} eV、天頂角 1 度、ステーション Black Rock でトリガーされたイベ ント	38
3.18	エネルギー 10^{20} eV、天頂角 30 度、2 ステーション以上でトリガーされたイベント	38

3.19 エネルギー 10^{20} eV、天頂角 30 度、ステーション Black Rock でトリガーされたイベント	38
3.20 エネルギー 10^{20} eV、天頂角 60 度、2 ステーション以上でトリガーされたイベント	38
3.21 エネルギー 10^{20} eV、天頂角 60 度、ステーション Black Rock でトリガーされたイベント	38
3.22 Track Finder module	39
3.23 TF と SDF16 枚が VME クレートに挿入されている様子	39
3.24 TF のブロックダイアグラム	40
3.25 Central Trigger Distributor moduel	41
3.26 CTD に実装された GPS	41
3.27 CTD のブロックダイアグラム	42
4.1 観測に使用した FD(左) とトリガーシステム (右)	43
4.2 LED マトリックスをカメラに取り付けた様子	44
4.3 PMT カメラに捉えられた空気シャワー (左)、各 PMT の波形 (1)	45
4.4 PMT カメラに捉えられた空気シャワー (左)、各 PMT の波形 (2)	45
4.5 PMT カメラに捉えられた空気シャワー (左)、各 PMT の波形 (3)	46
4.6 PMT カメラに捉えられた空気シャワー (左)、各 PMT の波形 (4)	46
4.7 PMT カメラに捉えられた空気シャワー (左)、各 PMT の波形 (5)	47
4.8 PMT カメラに捉えられた空気シャワー (左)、各 PMT の波形 (6)	47
4.9 PMT カメラに捉えられた空気シャワー以外のイベント (左)、各 PMT の波形 (1)	48
4.10 PMT カメラに捉えられた空気シャワー以外のイベント (左)、各 PMT の波形 (2)	48
4.11 PMT カメラに捉えられた空気シャワー以外のイベント (左)、各 PMT の波形 (3)	49
5.1 TF の回路図 1	55
5.2 TF の回路図 2	56
5.3 CTD の回路図 1	57
5.4 CTD の回路図 2	58
5.5 CTD の回路図 3	59
5.6 CTD の回路図 4	60
5.7 CTD の回路図 5	61
5.8 CTD の回路図 6	62

表 目 次

1.1	Bunner が求めた N_2 の衝突による消光がないとしたときの発光効率 E_0 の波長領域 300 ~ 400nm での値	12
3.1	検出面積	34