

テレスコープアレイ実験における
Hybrid Trigger System の開発

石森理愛

05B02291

東京工業大学大学院 理学部物理学科

指導教員

垣本 史雄

常定 芳基

平成 21 年 3 月 9 日

目次

第1章 序論	3
第2章 最高エネルギー宇宙線	4
2.1 宇宙線	4
2.2 宇宙線のスペクトル	4
2.3 宇宙線の加速機構	4
2.4 伝播過程	6
2.4.1 宇宙背景放射との相互作用	6
2.4.2 磁場との相互作用	7
2.5 起源モデル	7
2.5.1 ボトムアップモデル	7
2.5.2 トップダウンモデル	9
2.6 高エネルギー宇宙線の観測	10
第3章 空気シャワー現象	11
3.1 空気シャワーの縦方向発達	12
3.2 空気シャワーの横方向分布	14
3.3 空気シャワーの観測方法	14
3.4 大気蛍光の発光過程と散乱・吸収	16
3.4.1 空気シンチレーション光	16
3.4.2 チェレンコフ光	16
3.4.3 夜天光	18
3.4.4 Rayleigh 散乱と Mie 散乱	18
第4章 テレスコープアレイ実験	19
4.1 TA 実験の目的	19
4.2 実験装置	19
4.2.1 地上検出器	20
4.2.2 大気蛍光望遠鏡	22
4.2.3 光学系	22
第5章 Hybrid Trigger System	29
5.1 ハイブリットトリガーシステムの必要性	29
5.2 ハイブリットトリガーシステム	31
5.3 SD と FD の空気シャワー検出時刻の差	31
5.4 フィルタープログラム	34

第 6 章	フィルタープログラムの開発	35
6.1	大気蛍光望遠鏡で観測されるイベント	35
6.2	Xe イベント	35
6.2.1	PMT 較正に使われる Xe flasher によるイベントの特徴	35
6.2.2	Xe イベントの判定条件	36
6.3	飛行機イベント	37
6.3.1	飛行機イベントの特徴	37
6.3.2	飛行機イベントの判定	37
6.4	ミュオンイベント	40
6.4.1	ミュオンイベントの特徴	40
6.4.2	ミュオンイベントの判定	40
6.5	宇宙線による空気シャワーイベント	43
6.5.1	空気シャワーイベントの判定	43
6.6	現在まで観測結果に対するテスト	46
第 7 章	結論	49
7.1	今後の課題	49

第1章 序論

宇宙空間に存在する高エネルギーの放射線は宇宙線と呼ばれ、1912年にオーストリアの物理学者 V.F.Hess によって発見された。これまで 10^8eV から 10^{20}eV を超える広い範囲で観測が行われており、その存在と起源は宇宙物理学の謎として残されている。このうち 10^{14}eV 以下の低エネルギー宇宙線については、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、組成などが詳しく調べられている。しかし、宇宙線の到来頻度はエネルギーの -3 乗にほぼ比例しているため、 10^{14}eV 以上の宇宙線の到来頻度は少なく、観測には大きな検出面積と長居露光時間が必要で、宇宙線によって発生する空気シャワー中の 2 次粒子を地上で測定するという間接的な観測が行われてきた。

これまで 10^{20}eV を超える宇宙線は宇宙背景放射と相互作用を起こすため、地球には到来しないとされてきた。しかし AGASA グループでは地表検出器を用いた実験において、その予想を覆す事象を 11 事象も観測したことを発表した。一方で HiRes グループは大気蛍光望遠鏡を用いた実験で、上の予想に従う観測結果を発表している。このことは、近年の宇宙線物理学上の大きな問題とされてきた。

そこで AGASA と HiRes の共同で Telescope Array 実験 (TA 実験) が始まった。現在 TA 実験では AGASA 型の地表検出器 (SD)512 台と HiRes 型の大気蛍光望遠鏡 (FD) を 12 台 2 ステーションを使った同時観測が行われている。現在はそのデータ収集系は独立しており、SD、FD ではそれぞれ別々に宇宙線イベントをトリガーし、オンラインにて時刻情報を用いてイベントの照合を行い、宇宙線の到来方向と位置を決定している。

しかしそれぞれの検出器はトリガーされるエネルギー閾値に違いがあり、低エネルギー側の 10^{18}eV 程度の宇宙線では FD ではトリガーされるが、SD では数台の検出器で検出されてもトリガー条件 (3 粒子以上の検出器 3 台) を満たすには至らないことが多い。このような領域のイベントは、FD 単体ではシグナルが小さく解析が困難であるが、もし 1 台の SD の粒子到来の位置や時刻情報がもたらされれば、精度が著しく向上することが指摘されている。

そこで、宇宙線イベントによって FD がトリガーされた場合に、SD に強制的にトリガーをかけるハイブリッドトリガーシステムが考案された。本研究では FD からトリガー命令を出す際の条件を提案し、現在までの観測データを用いたテストを行った。

第2章 最高エネルギー宇宙線

2.1 宇宙線

宇宙線とは宇宙空間を伝搬する高エネルギー放射線の総称で、主成分は陽子やその他の原子核である。1912年、オーストリアの物理学者 Victor F Hess らにより存在が確かめられた。現在観測されているエネルギー領域は 10^7eV から 10^{20}eV と広範囲にわたっている。

2.2 宇宙線のスペクトル

現在までの観測によるエネルギースペクトルを図にしめす。エネルギースペクトルはエネルギーの冪乗で近似でき、 10^{15} と 10^{19} 付近でのスペクトルの折れ曲がる領域をそれぞれ knee 領域、ankle 領域と呼ぶ。knee 以下、knee から ankle の間、ankle 以上の領域でのエネルギーの冪は 2.7、3.0、2.7 程度となっている。また、 10^{20}eV を超える領域でのエネルギースペクトルは統計量が少ないために確定していない。

2.3 宇宙線の加速機構

宇宙線のスペクトルによる加速機構の制限は、スペクトルが power law になることである。このような条件を満たす加速機構として、フェルミ加速が提案された。フェルミ加速は星間空間にある磁場の見垂れと宇宙線との多数の散乱の繰り返しの統計的效果により、宇宙線が加速されるというものである。

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。

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

ここで E_0 は粒子の初期エネルギーである。よって、エネルギーが E になるのに必要な衝突回数は、

$$n = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \alpha)} \quad (2.2)$$

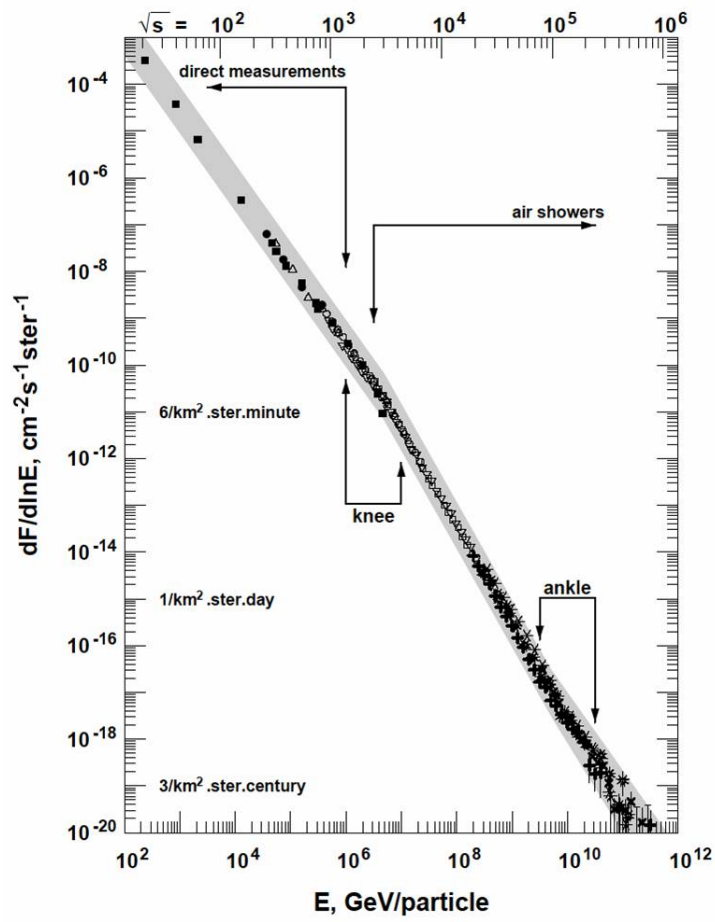


図 2.1: エネルギースペクトラム

となる。ここで、1回の衝突で加速領域から逃げ出す確率を P_{esc} とおけば、 n 回衝突後に加速領域に留まる確率は $(1 - P_{esc})^n$ であるので、 E 以上のエネルギーに加速される粒子の割合は

$$N(\geq E) \propto \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P_{esc})^m = \frac{(1 - P_{esc})^n}{P_{esc}} \quad (2.3)$$

である。式(2.2)を式(2.3)に代入すると、

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

となる。ここで

$$\gamma = \frac{\ln \left[\frac{1}{(1 - P_{esc})} \right]}{\ln(1 + \alpha)} \approx \frac{P_{esc}}{\alpha} \quad (2.5)$$

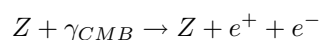
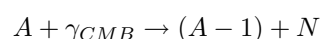
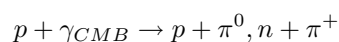
である。このように、フェルミ加速では冪型のエネルギースペクトルが導き出される。

2.4 伝播過程

最高エネルギー宇宙線は伝播の過程で、2.7Kの宇宙背景放射や磁場と相互作用する。

2.4.1 宇宙背景放射との相互作用

宇宙背景放射との相互作用には π -production、photo-disintegration、pair-production などがあり、反応式は次のように書ける。



宇宙線が陽子の場合には 10^{20} eV を超えると π -production をして大きくエネルギーを落とす。そのため 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る 10^{20} eV の陽子の起源は地球から 100Mpc 以内に存在していることになる。また、 $10^{18.5}$ eV あたりでは pair-production が起きる。これは ankle でのスペクトルのへこみに寄与すると考えられている。

宇宙線が陽子よりも重い原子核である場合にはさらに大きくエネルギーを落とす。上記の反応が起こるためには1核子当りのエネルギーが重要であるため、重い原子核の場合には π -production はあまり起こらない。しかし 10^{19} eV を超えると photo-disintegration を起こすため、1Mpc あたり3~4個の核子を失う。従って、宇宙線が重い原子核である場合には起源は20Mpc 以内に存在しなければならない。

以上の理由により、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あると予測されている。予想されるエネルギーのスペクトルを示す。

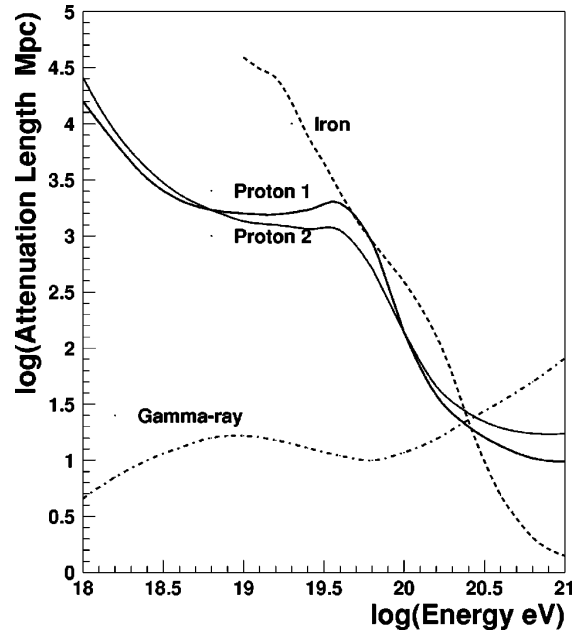


図 2.2: 各粒子種ごとの CMB と Cosmic Infrared Background 中での減衰長

2.4.2 磁場との相互作用

10^{19} eV を超える宇宙線のほとんどは陽子が主成分であると考えられている。ラーモア半径は、銀河磁場を $1\mu\text{G}$ とすると 10^{19} eV の陽子では 10kpc 程度と考えられている。これは銀河円盤の厚みより大きく、銀河外にすぐに出ていってしまう。同じエネルギーでも鉄の場合には原子番号が効いてラーモア半径が $1/56$ になるので銀河系内に留まると考えられるが、 10^{19} eV の宇宙線の到来方向には銀河面との相関関係はみられない。したが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る。また、銀河系外の磁場については詳しくわかっていないが、銀河間空間で 1nG 以下と見積もられている。このような磁場のもとでは、 10^{20} eV の宇宙線は、到来方向を観測することで起源を特定することが出来ると期待されている。

2.5 起源モデル

最高エネルギー宇宙線の起源はボトムアップモデルとトップダウンモデルの 2 つに大別できる。以下、それぞれのモデルについて説明する。

2.5.1 ボトムアップモデル

Fermi 加速あるいはその他のメカニズムによって、低いエネルギーの宇宙線をより高いエネルギーへと加速し、最高エネルギー宇宙線を放射している放射源のモデルを総称してボトムアップモデルという。

荷電粒子がある領域で加速される場合、磁場による力を受けて進行方向が曲げられる。これによる加速領域への閉じ込め条件を課すことで加速限界を求めることが出来る。加速領域の大きさを

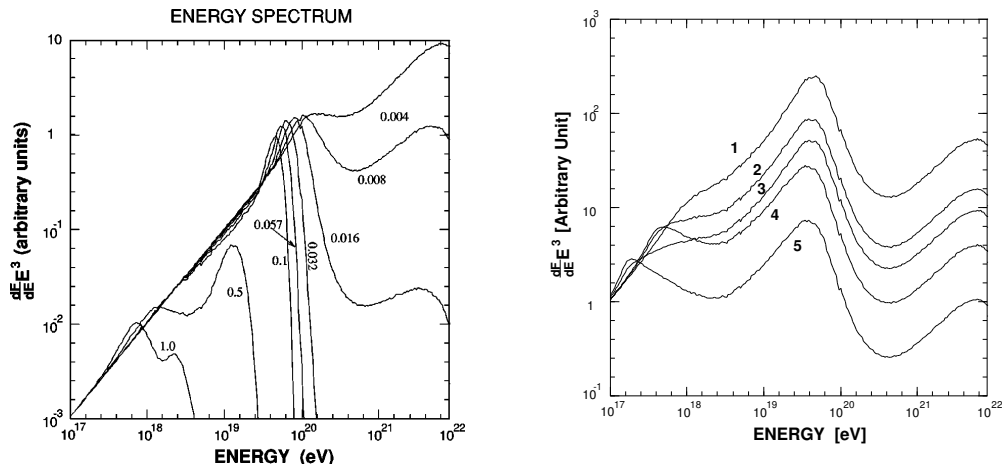


図 2.3: 左：宇宙線源が1つである場合のスペクトル、右：一様に宇宙線源が分布しているときのスペクトル

R、加速領域の磁場の強さを B 、宇宙線原子核の原子番号を Z 、さらに衝撃波加速を想定して粒子の速度は衝撃波の速度 V とする。すると簡単な計算より、加速限界は

$$E_{max} = eZVBR$$

となる。図 2.4 に 10^{20} eV まで加速が可能な候補天体の大きさと磁場強度、最大加速エネルギーの関係を示した。これより、銀河系内の天体としては唯一中性子星が候補天体となる。銀河系外では活動銀河核、ガンマ線バースト、電波銀河、銀河団などがある。

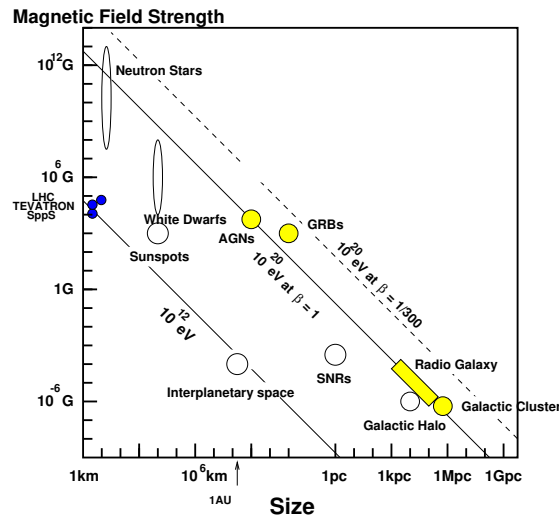


図 2.4: 宇宙線起源天体の候補

- 中性子星：表面の磁場が 10^{13} eV を超えるような中性子星は、鉄原子核を 10^{20} eV 程度まで加速することが可能である。しかし、このような非常に強い磁場中では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と考えられている。ただし、シンクロトン放射のエネルギー損失率は中性子星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することなく放射される、という指摘もある。中性子星で加速される粒子は主に鉄原子核と考えられるので、宇宙線の組成の測定がこのモデルを検証する上で重要になる。

- 電波銀河：電波銀河とは電波を放出する銀河の総称で、ほとんどは電波ローブという構造をもっている。電波ローブでは中心核から放出されるジェットと銀河間ガスの衝突によって強い衝撃波が生じており、100kpc 以上も広がっている。その中で特に強い電磁波が放射されている領域では、光子、物質ともに密度が低いためエネルギー損失が少なく、かつ粒子を閉じ込めるのに十分な強さの乱流磁場が存在していることが電波観測から予測されている。しかしこのような領域をもつものはまれで、地球からの距離も遠い。最も近い M87 との相関はみられておらず、次の NGC315 は 100Mpc と遠過ぎる。
- 活動銀河核：中心にブラックホールがあり、そこ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開放する。粒子加速は回転する磁場によって生じる電場によって起こる。しかし活動銀河核での加速では、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 程度と考えられている。
- ガンマ線バースト：ガンマ線バーストはエネルギー放出率からみて、非常に有力な天体候補であるが、GZK 機構のため地球近傍 50Mpc 以内に存在しなければならない。また、ガンマ線バーストは 100 年に 1 度程度しか発生しないと予想されているので、到来方向はガンマ線バーストの方向に集中すると考えられる。しかし、これまで観測された事象とガンマ線バーストの方向には相関は見つかっていない。
- 銀河団：数 μ G 程度の磁場が 500kpc の広がりをもって観測されており、これは最大加速の条件を満たしている。しかし銀河団内部での GZK 機構によるエネルギー損失が大きく、銀河団の外には放出されないと考えられている。

2.5.2 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最高エネルギー宇宙線を既知の天体現象や素粒子物理、宇宙論の標準的な枠組の中で説明することは困難である。そこで素粒子物理の標準的な理論を超えた新しい物理に基づくモデルや、未知の高エネルギー天体現象に基づくモデルが提されている。これらのモデルは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。

- TD、SHR の崩壊、対消滅：ビッグバン初期、すなわちインフレーションの最後またはその後生成された宇宙紐などの位相欠陥 (Topological Defect, DT)、または超重粒子 (Super Heavy Relic Particle, SHR) が、銀河近傍で崩壊して最高エネルギー宇宙線を発生しているとするモデルである。TD は互いの衝突や対消滅によって、超重ゲージボソンやヒッグスボソンに崩壊すると考えられている。これらはパイオンのハドロンジェットを作り最終的にガンマ線、電子、ニュートリノに崩壊し、ハドロンのうち数%だけが核子となる。GZK 機構を考慮すると、このシナリオでは、GZK cutoff より低いエネルギーでは陽子が、高いエネルギーではガンマ線が主成分になると予想される。SHR も崩壊によってハドロンジェットを作るが、SHR は cold dark matter として銀河ハロー内にも存在すると考えられているため、GZK 機構の影響を受けず、粒子種がエネルギーとともに変化することはないと予想されている。

- Zバースト模型：超高エネルギーのニュートリノが重力によって銀河近傍に集積している宇宙背景ニュートリノと相互作用して Z^0 粒子を作り、その崩壊生成物が最高エネルギー宇宙線として観測される、とするモデルである。この反応で生成されるのはほとんど光子である。また、宇宙背景ニュートリノは銀河近傍に大きな半径を持つクラスターを作るので、到来方向分布は等方的になると予想される。
- 相対論の敗れ：超高エネルギーでは特殊相対論に破れがあり、GZK 機構で考慮されている Δ^+ 生成の共鳴生成が起こらない、とするモデルである。ローレンツ因子が 10^{11} を超える様なエネルギー領域では、これまで特殊相対論の実験的検証がなされていないため、このような提案が可能である。

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

2.6 高エネルギー宇宙線の観測

最高エネルギー宇宙線は宇宙空間での激しい現象や未知の物理に結び付くと考えられ、その観測結果は非常に注目されてきた。中でも AGASA と HiRes によって発表された、GZK 機構に対する対称的な結果はとても興味深い。両研究グループによるエネルギースペクトルを図 2.5 に示す。

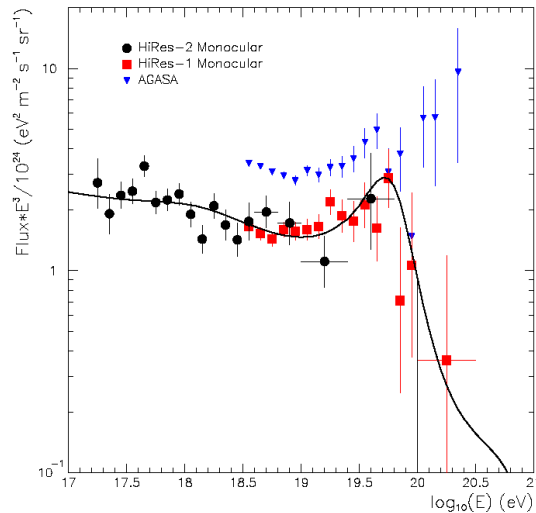


図 2.5: AGASA と HiRes によるエネルギースペクトル

これによれば、AGASA では 10^{20} eV を超える宇宙線を 11 事象も観測しているのに対し、HiRes では 2 事象観測しておらず、スペクトルは予想される GZK カットオフに一致している。

このように両者は矛盾した結果を示しているが、両グループともにエネルギー決定精度は 20% 程度であり、エネルギースペクトルの決定には至っていない。また、AGASA と HiRes は地上検出器と大気蛍光望遠鏡という全く異なった観測装置によって観測を行っている。この観測装置の違いがスペクトルの違いに関係しているのではないかと指摘されている。今後、これらの問題を解決し、最高エネルギー宇宙線の謎を解明していくことが求められている。

第3章 空気シャワー現象

宇宙線が大気に入射すると、大気中の原子核と相互作用して二次粒子を生成し、さらにそれらの二次粒子も粒子生成を行なう。この過程をくり返し一次宇宙線が結果的に大量の二次粒子群となる現象を空気シャワー現象と呼ぶ。この空気シャワーには、高エネルギーガンマ線から生成される電磁カスケードと、ハドロンによる核カスケードがある。

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

$$\sigma_{brem.s.}(E, v)dv = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} \frac{dv}{v} \left[\left(1 + (1-v)^2 - \frac{2}{3}(1-v) \right) \ln \left(184Z^{-\frac{1}{3}} \right) + \frac{1}{9}(1-v) \right] \quad (3.1)$$

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

$$\left(\frac{dE}{dX} \right)_{brem.s.} \simeq -\frac{E}{X_0} \quad (3.2)$$

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。

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} \frac{N}{A} \ln \left(184Z^{-\frac{1}{3}} \right) \quad (3.3)$$

ここで、 N はアボガド口数、 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、

$$\sigma_{pp}(h\nu, u)du = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} du \left[\left(u^2 + (1-v)^2 - \frac{2}{3}(1-v) \right) \ln \left(184Z^{-\frac{1}{3}} \right) + \frac{1}{9}(1-u) \right] \quad (3.4)$$

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輻射長が求められ、結果として、

$$\left(\frac{dE}{dX} \right)_{pair} = -\frac{7}{9} \frac{E}{X_0} \quad (3.5)$$

となる。従って、電子対生成と制動放射の輻射長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、ガンマ線がつけられる現象が電磁カスケードである。粒子数が増大し1粒子あたりのエネルギーが減少すると、大気中での電離損失が優勢となり、電子成分が大気に吸収されて粒子総数が減少する。この臨界エネルギーは空気中では 74MeV である。

一方、宇宙線の主成分である陽子などのハドロンが大気原子核と相互作用した場合には、中間子、 K 中間子などのハドロン多重生成が起き、核カスケードが形成される。生成された二次粒子の大部分は結果的に中間子となる。そのうち 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 $\tau = 2.60 \times 10^{-8}\text{s}$ で、

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (3.6)$$

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

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (3.7)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (3.8)$$

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、電子の大気中での輻射長の約 25 倍にもなるので、以上のような核カスケードと電磁カスケードの繰り返しの繰り返しにより、多数の粒子が生成される。図 3.1 はこの様子を模式的に表したものである。

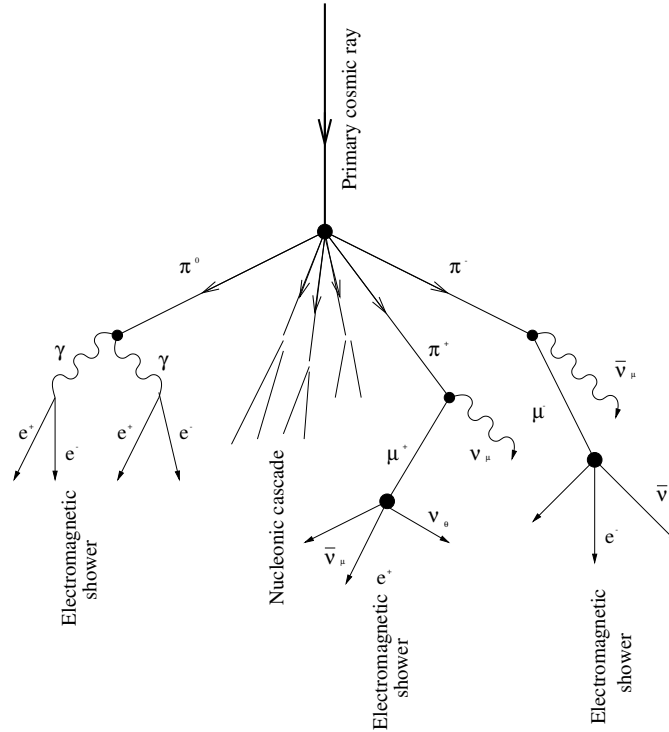


図 3.1: 空気シャワーの模式図

3.1 空気シャワーの縦方向発達

空気シャワー中に含まれる粒子のうち大多数を占める電子の総数が増大するにつれて、個々の電子のエネルギーは減少し、臨界エネルギー E_c (空気中では $E_c = 74 \text{MeV}$) に近付くと大気中の原子、分子による電離損失が大きくなり、急速にエネルギーを失って大気に吸収されてしまう。そのため、空気シャワー中の粒子の総数はある段階で減少に転じる。このような、空気シャワーの通過した物質質量に対する粒子数の変化は縦方向発達 (longitudinal development) と呼ばれる。

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

$$N_e(t) \sim \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp \left[t \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right] \quad (3.9)$$

$$y = \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) \quad (3.10)$$

$$s = \frac{3t}{t + 2y} \quad (3.11)$$

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) が最大になる大気深さで $s = 1$ となる。

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

$$N_e(X, X - X_1) = S_0 \frac{E}{\epsilon} \exp \left[\frac{X_{max}}{\lambda} - 1 \right] \left(\frac{X - X_1}{X_{max} - \lambda} \right)^{\frac{X_{max}}{\lambda} - 1} \exp \left[-\frac{X - X_1}{\lambda} \right] \quad (3.12)$$

$$S_0 = 0.0451 + 0.0217 \ln \left(\frac{E}{100\text{TeV}} \right) \quad (3.13)$$

ここで、 ϵ は空気に対する電子の臨界エネルギーで $74.0[\text{MeV}]$ 、 X_{max} はシャワー最大発達深さ [g/cm^2]、 X_1 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。1 次宇宙線のエネルギーが同じとき、粒子種の違いは X_{max} 、 X_1 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のシミュレーションの結果を図 3.2 に示す。

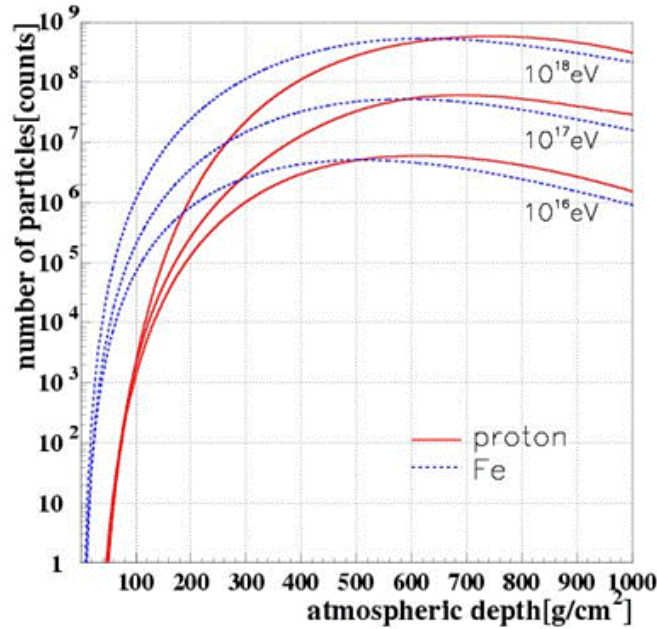


図 3.2: 空気シャワーの縦方向発達

3.2 空気シャワーの横方向分布

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

$$f(r, s) = C(s) \left(\frac{r}{r_M}\right)^{s-2} \left(\frac{r}{r_M} + 1\right)^{s-4.5} \quad (3.14)$$

を用いて、

$$\rho(r, s) = \frac{N_e f(r, s)}{r_M^2} \quad (3.15)$$

と表すことができる。 r はシャワー中心からの距離、 r_M はモリエールユニット (電子が1輻射長進む間に多重散乱により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の例を図 3.3 に示す。

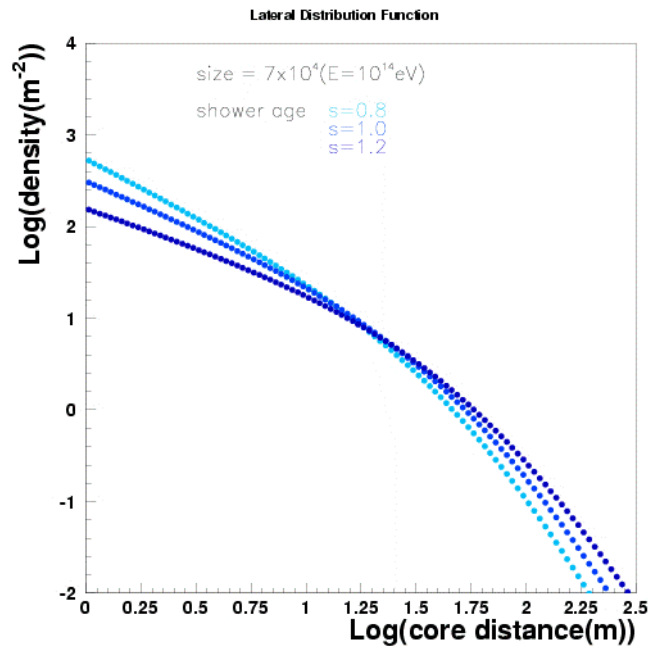


図 3.3: 空気シャワーの横方向分布

3.3 空気シャワーの観測方法

空気シャワーの観測は主に地上検出器と大気蛍光望遠鏡による観測の2種類がある。以下それぞれの検出方法を述べる。

地上検出器 多数の地上検出器を地表に配置して到来する空気シャワー粒子を検出することで宇宙線を観測する装置を空気シャワーアレイよび、高エネルギー宇宙線の観測法として伝統的に使用されてきた。

空気シャワー粒子は、90%の電磁成分(電子、陽子、光子)と10%のミューオン成分、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、とく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係数管から成るミューオン検出器を別に配置する場合もある。さらに、シャワー軸近くの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では、各検出器の到来時間の差から空気シャワーの到来方向を求めることができる。また、1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ることが出来る。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が大きい。

大気蛍光望遠鏡 大気蛍光望遠鏡は、空気シャワー粒子の電離損失の一部が光に変換されることを利用したものである。高エネルギーの荷電粒子は空気中でチェレンコフ光を発する。チェレンコフ光は粒子の進行方向に近い角度に放射される。またチェレンコフ光とは別にエネルギーの荷電粒子が大気中を通過する際に、窒素などの大気分子を励起し、この励起された大気分子から蛍光が発せられる。80MeVの電子が1気圧の大気中を1m通過した場合の発光光子数はおよそ4個であるが、空気シャワーの膨大な粒子数のため、 10^{20} eVの宇宙線の場合、シャワー全体での光子数は 2×10^{15} 個にも達する。また、発光の継続時間は $30\mu\text{s}$ 程度である。これを光学望遠鏡で集光し、高感度で光速の光りセンサーカメラで撮像すれば、およそ30km遠方からでも観測することができる。さらに大気シンチレーション光の放射方向は等方的であるため1次宇宙線の到来方向によらず観測を行うことが出来る。このような方法は新たな空気シャワーの観測法として1960年の始めに菅、Greisen、Chudakovによって提案された。この方法では、宇宙線の到来方向は発光の軌跡から簡単に求めることが出来る。これによりシャワー軸を決定した後、次の手順で空気シャワーの縦方向発達の再構成を行う。

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

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から以下の式により1次宇宙線のエネルギーが求まる。

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

ここで X_{rad} は大気中での輻射長で $38.0\text{g}/\text{cm}^2$ 、 ϵ は大気に対する臨界エネルギーで 74MeV である。また、シャワーの縦方向発達の様子から、1次粒子の判別が可能である。

このように、大気蛍光望遠鏡による観測では、シャワーの縦方向発達の様子を観測できるので地表検出器による観測に比べると得られる情報が多く、1次宇宙線のエネルギーもモンテカ

ル口計算に依存することなく決定でき、メリットが大きい。ただし、個の方法でエネルギーを測定するには、大気中での発光効率、大気中での紫外線光の散乱、吸収、鏡の反射率、フィルターの吸収率、光電子増倍管の量子効率などをすべて積み上げていかなければならず、系統誤差の正しい見積もりが必要である。

3.4 大気蛍光の発光過程と散乱・吸収

3.4.1 空気シンチレーション光

高エネルギーの荷電粒子が気体中を通過すると、気体分子は発光する。原因となる外部の場がなくなった後、光の強度が比較的早く (10^{-3}s 以下) 減衰するものを蛍光といい、そうでないものをリン光と呼ぶ。シンチレーション光は荷電粒子や X 線などが物質中を通過する際に、物質中の原子、分子を励起してエネルギーを失い、そのエネルギーの一部が光として放出されるものである。ここでは、実際に観測を行なう波長領域 300 ~ 400nm での空気の蛍光の発光過程について述べる。

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

励起された分子の失活過程には 3 通りが考えられる。

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

無放射遷移過程は、励起された分子が振動エネルギー失活、内部転換、系間交差により蛍光およびリン光を放射しないで失活する遷移過程である。放射遷移過程は、励起された電子状態が光子を放出することにより、より安定な状態に遷移する過程である。スピン多重度の変わらない遷移による発光が蛍光、スピン多重度の変わる遷移による発光がリン光である。以上の二つの遷移過程が分子内での失活過程である。分子間エネルギー移動は、分子同士の衝突により励起状態が移動もしくは転換されて失活する過程である。実際の失活過程にはこれらの三つが競合しており、測定される光放射の寿命および発光量はこれらの失活過程の総和である。Bunner がまとめた発光率を表 3.1 に示す。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。

また、垣本らによって測定されたシンチレーション光の相対強度を表 3.2 に示した。ほぼ波長 300nm から 400nm の間のいくつかの輝線スペクトルからなることがわかる。

3.4.2 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、

$$\theta = \sin^{-1} \left(\frac{c}{nv} \right) \quad (3.16)$$

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

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

表 3.2: 空気シンチレーション光の波長スペクトル。光子数の相対値である。

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 の光子数は

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{c^2}{n^2 v^2}\right) = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \sin^2 \theta \quad (3.17)$$

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

実際の空気シャワーでは、シャワー中の荷電粒子の角度分布のためにチェレンコフ光の放射角分布は広がりを持ち、さらに検出されるチェレンコフ光は大気中での散乱の影響を受けている。このため、シャワー軸から約 20° 以下の領域では、観測される大気蛍光量に対して混入するチェレンコフ光の光量に大きな影響を受ける。

3.4.3 夜天光

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

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

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

夜天光は波長 557.7nm に酸素原子による強いピークを持っており、連続スペクトル成分については波長が長くなるにつれて光量が増加している。このように、夜天光が長波長側で増加傾向にあること、および空気シンチレーション光は主に波長 $300 \sim 400\text{nm}$ の光からなることを考えると、波長 $300 \sim 400\text{nm}$ 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。

3.4.4 Rayleigh 散乱と Mie 散乱

Rayleigh 散乱は大気分子による散乱で、散乱確率は

$$\frac{\text{散乱波強度}}{\text{入射波強度}} = \frac{8\pi^4 N \alpha (1 + \cos^2 \theta)}{\lambda^4 r^2} \quad (3.18)$$

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

第4章 テレスコープアレイ実験

最高エネルギー宇宙線の到来頻度は極めて小さく、AGASA の観測によれば 100km^2 の地表に年に1度飛来する程度である。AGASA は 100km^2 の地表に111 台の地表検出器を配置し、降り注ぐ空気シャワーを観測した。これにより、検出感度を当時の世界レベルから一挙に5 倍広げること成功し、大きな成果を導いた。しかし、建設以来十数年を経て AGASA は感度、装置性能ともに限界に達し、2004 年に観測を終了した。

そこで、日米共同の新たな研究計画である Telescopoe Array 実験 (TA 実験) が立案された。この実験は AGASA の約4 倍の感度を持つ大気蛍光望遠鏡 (FD) と、9 倍の感度を持つ地上検出器 (SD) を設置し、2 つの検出器で最高エネルギー宇宙線の空気シャワーを観測するものである。

4.1 TA 実験の目的

TA 実験の目的は以下の通りである。

- 地表検出器と大気蛍光望遠鏡の2 つの検出器を合わせて使うことで、検出感度を AGASA の約12 倍にし、最高エネルギー領域での観測事象を増やす。
- 宇宙線の化学組成を特定し、その起源を解明する。
- エネルギー決定精度を10%以下にし、最高エネルギー側でのエネルギースペクトルを確定する。
- 角度分解能を AGASA の数倍に向上し、 $0.6 \sim 1.0$ 度の角度分解能での起源天体の探索を可能にする。

4.2 実験装置

地上検出器には平坦で広大な敷地、大気蛍光望遠鏡には高い晴天率、透明度の高い空気が必要である。これらの理由から、観測装置は米国ユタ州ミラード郡の西部砂漠地帯に設置された。平均標高1400m、大気の深さ $860\text{g}/\text{cm}^2$ である。

地上検出器はアレイ状に576 台並べられ、検出面積は 800km^2 である。大気蛍光望遠鏡は3 つの FD ステーションに分けて設置されている。地表近くで発生する霧などの影響を避けるために、周囲から100 ~ 200m ほど高くなった地表検出器アレイを囲むように約40km 間隔で設置されており、両検出器での同時観測が行えるようになっている。装置の配置を図に示す。

TOPO! map printed on 07/12/04 from "StakeJun04-01.tpo" and "Untitled.tpg"
 113°02.000' W 112°51.000' W NAD27 112°32.000' W

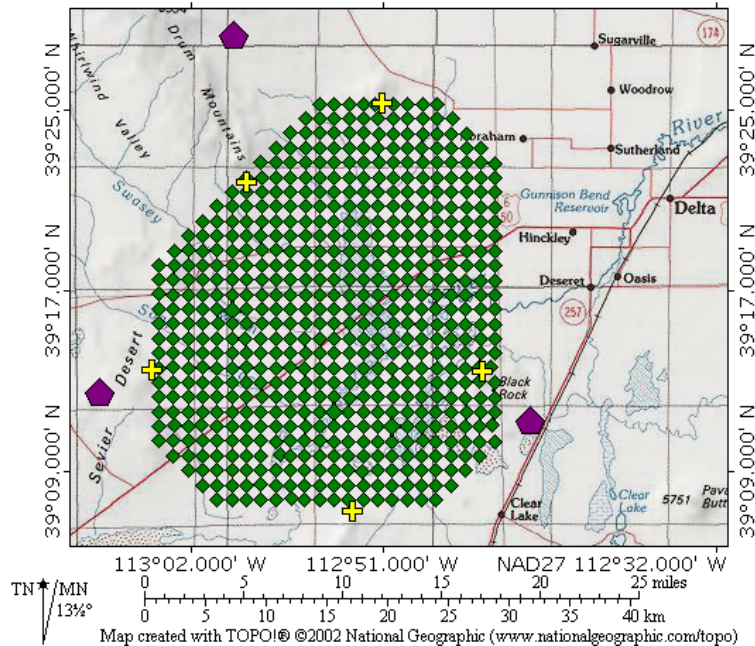


図 4.1: FD ステーションと SD の配置

4.2.1 地上検出器

地表検出器 (Surface Detector、以後 SD と略す) は $3m^2$ のプラスチックシンチレータを 1.2km 間隔に 576 台設置されている。シンチレータは 12mm のものを 2 枚重ねて用いることにより、荷電粒子の信号を確実に識別する。シンチレーション光は波長変換ファイバーを通して PMT に導き、12bit、52MHz の FADC で記録する。各 SD はエリアに配置された通信塔を介して無線 LAN による通信を行う。電力源としては 120W のソーラーパネルが用いられる。

地上検出器のデータ収集系

SD におけるデータ収集では各 SD でデータを収集してトリガーを生成し、通信塔にデータやトリガー情報を送信する。各 SD のエレクトロニクスは PMT からの波形データを 50MHz の FADC によってデジタル化する。各コンポーネントの働きを以下に示す。

- 各 SD のエレクトロニクス：各 SD のエレクトロニクスでは、level-0、level-1 トリガーを生成し、level-1 トリガーの情報を 1 秒ごとに通信塔に送る。各判定の基準を以下に示す。

level-0 トリガーは波形データのバッファリングを意味する。8bin の FADC の値の和と、前の 8bin の和を比較し、閾値を超えているかを判定する。トリガー条件はシンチレータ上下 2 層が反応し、0.3MIPs 以上がシンチレータでエネルギー損失した場合の PMT 出力電荷量を持つ場合である。トリガーを生成した場合、閾値を超えた部分から 35bin 程度遡ったところから 128bin のデータが記録される。

level-1 トリガーのトリガー条件はシンチレータ上下 2 層が反応し、3MIPs 以上のエネルギー損失した場合の PMT 出力電荷量を持つ場合である。

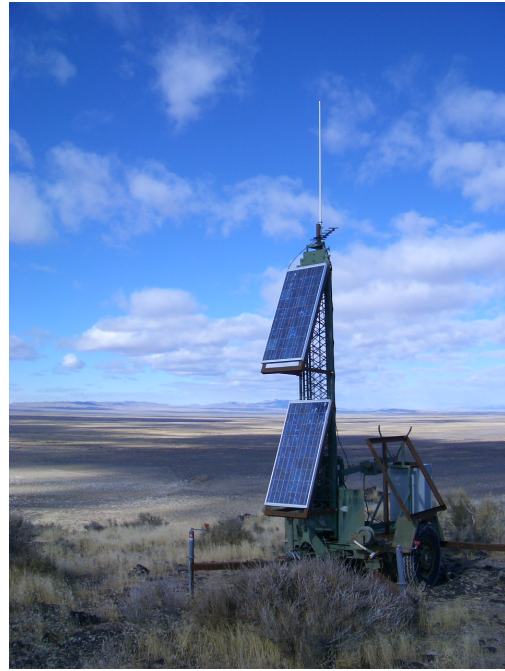


図 4.2: 左：地表検出器、右：通信塔

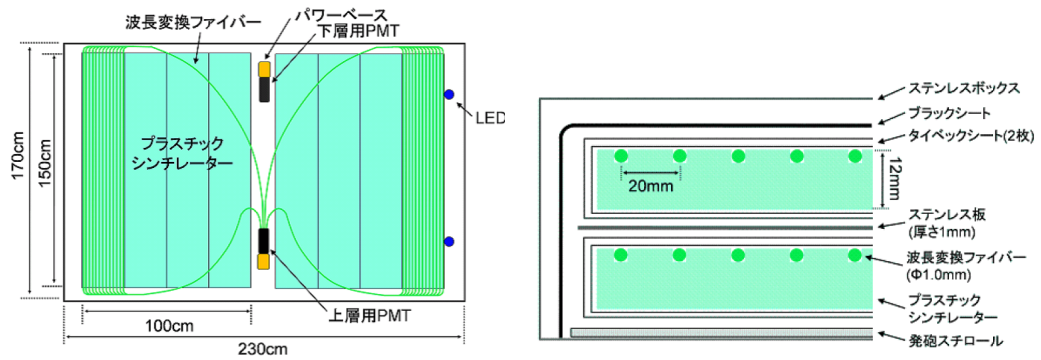


図 4.3: 左：シンチレーターボックスの内部構造、右：シンチレーターボックスの断面図

- 通信塔のエレクトロニクス：level-2 トリガーを生成する。以下の判定条件を満たした場合、無線により波形データを収集する。1 波形の収集にかかる時間は 40ms 程度で、1 イベントは約 7 から 8 台の検出器に入射する。データ収集に使われるのは、1 秒のうち 100ms 程度なので 3 秒程度の時間がかかる。level-2 トリガーのトリガー条件は level-1 トリガーの情報をもとに、 $8\mu\text{s}$ の中に 3MIPS 以上の信号のある検出器が 3 台以上の場合である。トリガーを生成した場合には $\pm 32\mu\text{s}$ の時間幅の波形データを収集する。

4.2.2 大気蛍光望遠鏡

大気蛍光望遠鏡は口径 3m の球面反射鏡からなる反射式望遠鏡である。鏡正面の焦点面には大気蛍光を撮像する PMT カメラが 256 個取り付けられている。1 台の視野は方位角 18 度、仰角 15.5 度である。FD ステーションには、このような大気蛍光望遠鏡が上下 2 段に計 12 個並べられている。観測を行わないときにはステーションのシャッターが閉まり、望遠鏡を保護するようになっている。



図 4.4: 左：FD ステーション (Black Rock Mesa)、右：内部に設置された FD

4.2.3 光学系

FD では広角視野を得るため、また放物面鏡に比べると設置と調節機構が簡単であるため、球面鏡を使用している。球面鏡は、対辺間が 660mm の六角形で厚みは 11mm、曲率半径は $6067 \pm 40\text{mm}$ の六角形をしたセグメントミラー 18 枚からなる、口径 3.3m の合成球面鏡である。セグメントミラーのデザインを図 4.5 である。望遠鏡 1 台の視野は、方位角が 18 °、仰角が 15.5 °である。この望遠鏡を二段に重ねることによって、仰角は上段の望遠鏡が 3 度 ~ 18.5 度、下段が 18.5 度 ~ 34 度となり、全体では 3 度 ~ 34 度をカバーする。各ステーションには、計 12 台の望遠鏡が扇形に配置され、方位角は全体で 108 °になる。焦点面の PMT カメラで結ぶスポットサイズは、ほとんどの視野で半値幅にして 30mm 程度で、これは PMT 大きさ (六角形の幅 61mm) に比べ十分小さい。

また、合成球面鏡の中心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 較正系が取り付けられる。

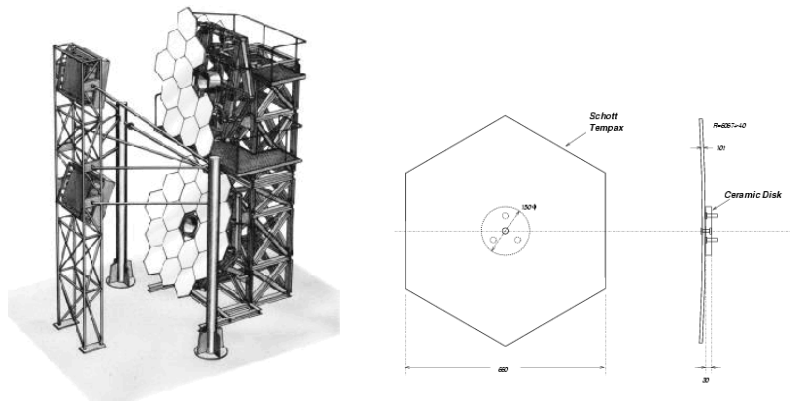


図 4.5: 左：望遠鏡のデザイン、右：セグメントミラーのデザイン

PMT カメラ

PMT 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 4.6 左)。1 本の PMT が持つ視野は、およそ $1^\circ \times 1^\circ$ である。このカメラは、PMT とカメラ内のエレクトロニクスを周りの砂や埃から保護するために、密閉された箱として作られている。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 4.6 右)、各 PMT にはプリアンプが取り付けられている。

また、観測するシンチレーション光の波長域は主に 300nm ~ 400nm であり、その他の波長域の光をカットするために、個々の PMT の光電面上にはバンドパスフィルターとして SCHOTT BG3 が取り付けられる。PMT カメラの窓材には、300nm 以降の波長域に対して透過率が 90% 以上のパラグラスが用いている。

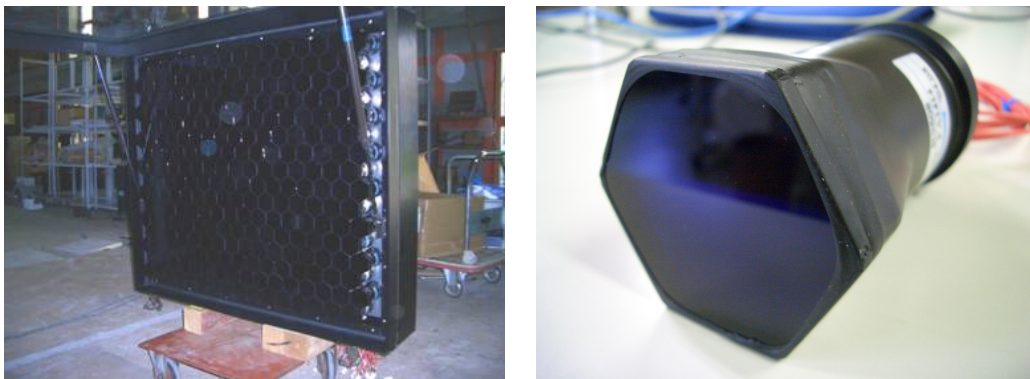


図 4.6: 左：PMT カメラ、右：PMT カメラ

FD のデータ収集システム

FD ステーションのデータ収集系の概念図を以下に示す。

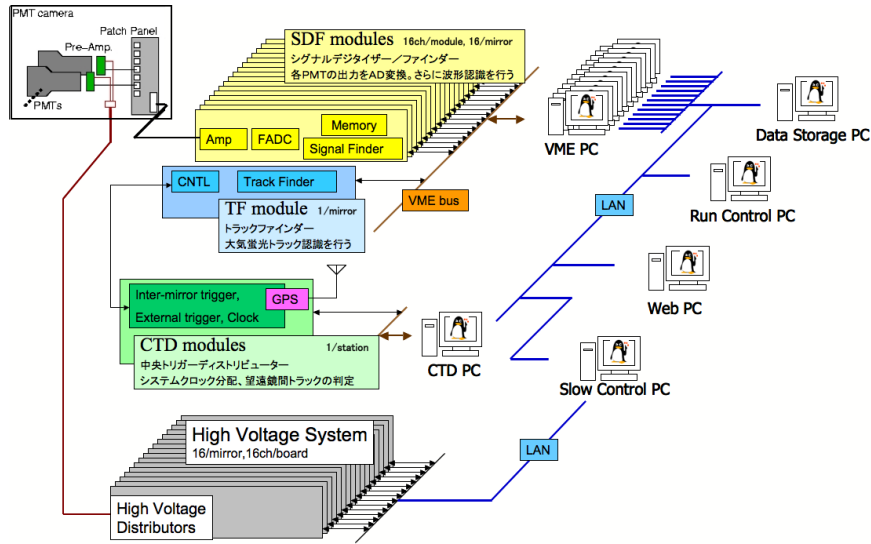


図 4.7: FD データ収集システムのブロックダイヤグラム

PMT の出力波形はプリアンプにより増幅され、カメラボックス内のパッチパネルを経由して SDF に送られ記録される。空気シャワーイベントのトリガーシステムには SDF、TF、CTD を用いる。各コンポーネントの働きは以下の通りである。

- SDF:カメラ内の各 PMT の出力波形を 12bit、40MHz のサンプリングの FADC によりデジタル化する。サンプリングされたデータは 100ns ごとに積分され、1 フレーム (12.8 μ s) ごとに記録する。さらに信号が大気蛍光によるものか判断し、その結果を TF に送る。これをファーストレベルトリガーと呼び、判定基準は以下の通りである。

まず、PMT の出力波形の移動平均を次式から計算する。

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

ここで $a(t)$ は出力波形を表す。移動平均を計算する時間幅は 1.6 μ s、3.2 μ s、6.4 μ s、12.8 μ s の 4 種類とし、 $\delta t = 100ns$ 、 $N = 16, 32, 64, 128$ である。トリガー判断の条件は移動平均を用いて、

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

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の際や、望遠鏡近傍でイベントが起きた場合、ミュオンが直接入射した場合などを想定している。

- TF : 大気蛍光よるトラックであるか判定を行い、結果を CTD に送る。これをセカンドレベルトリガーと呼び、判定基準を以下に示す。

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の判断を 3 通りのトリガーコードで分類する。

- 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、カメラの視野が約 1 度オーバーラップすることから、2 カメラに跨る連続した 5 本の PMT を見つけるためのものである。

- CTD:SDF、TF の同期をし、データ収集の最終判断をする。この判断をファイナルレベルトリガーと呼び、判断基準は以下の通りである。

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取得し、次の条件のときトリガーを発生する。条件は優先度の高い順に列挙した。

- 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

トリガーがかかるまでのデータの流れを図 4.8 に示す。

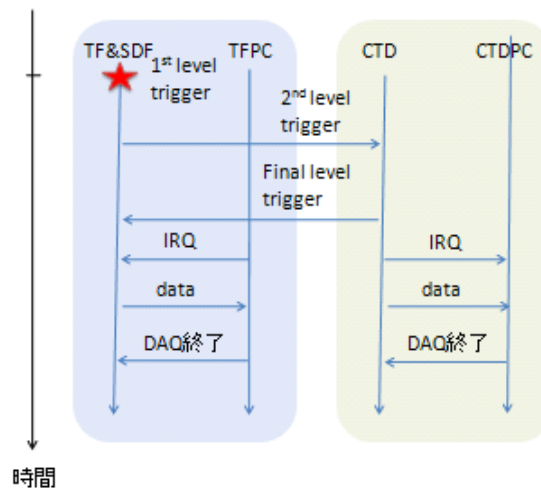


図 4.8: FD データ収集システムの流れ

PMT ゲインの較正

- CRAYS: 波長 337.1nm の窒素レーザーからの 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。エネルギーの分かっている窒素レーザーからどの程度

の光子が Rayleigh 散乱されるかは分かっているため、PMT の量子効率 (Q.E.)、収集効率 (C.E.)、絶対ゲインをあらかじめ測定することができる。基準 PMT は各カメラに 3 本取り付けられる。

- YAP : 標準 PMT の中心に YAP 光源を取り付け、そこから発生する光電子数 (~ 1000 個) を測定する。YAP 光源は、 $\text{YAlO}_3 : \text{Ce} + \text{Am}^{241}$ アルファ放射源 (50Bq) をプラスチックシンチレータにあてて光源としたものである。これにより、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られた拡散 Xenon 光源によりカメラ全面を照射し、全ての PMT の相対ゲインを調整する。YAP 付き標準 PMT とそれ以外の全ての PMT の出力が等しくなるよう高電圧を調整することで、全ての PMT の較正係数 ($\text{Q.E.} \times \text{C.E.} \times \text{PMTGain}$) のカメラ面での積分値を等しくする。
- XY scanner : 紫外線 LED からのスポット光でカメラ面を走査することにより、PMT カメラの 2 次元不均一性を測定する。この測定により $\text{Q.E.} \times \text{C.E.} \times \text{PMTGain}$ の場所依存性が求まる。

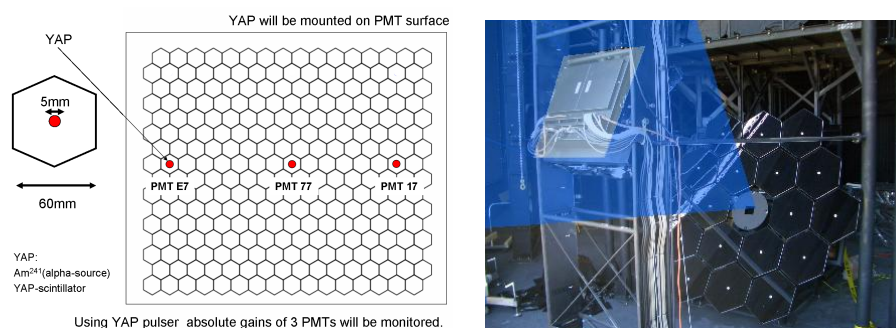


図 4.9: 左 : YAP、右 : Xe flasher

大気モニター

- LIDAR : 大気蛍光は、発生点から FD に至る光路で大気中の微粒子によって散乱損失を受ける。このため、紫外パルスレーザー (YAG) を大気中に射出し、その後方散乱光の強度から大気透明度を測定するのが LIDER である。用いるパルスレーザーは、波長 355nm で、その射出方向を自由に変更できるようになっている。

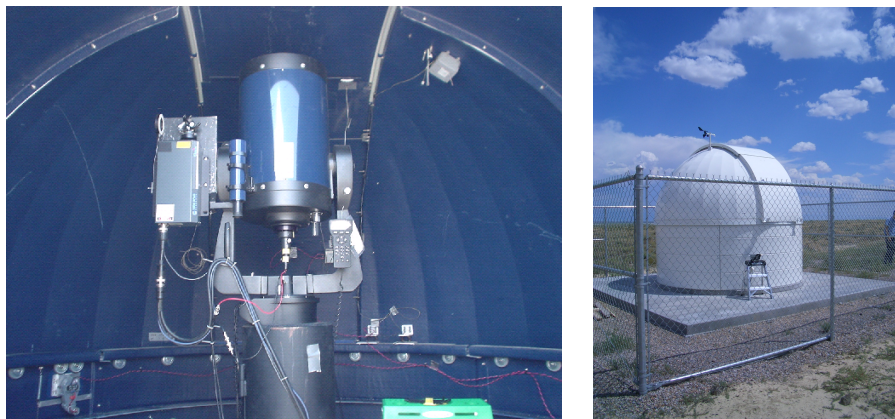


図 4.10: 左 : LIDAR で使用する望遠、右 : LIDAR が内蔵されたドーム

- CLF : CLF(Central Laser Facility) は 3 つのステーションから約 20km の等距離の位置に設置される。そこからレーザー光を垂直に放射し、その側方散乱光を各ステーションで観測することにより、大気透明度を測定する。

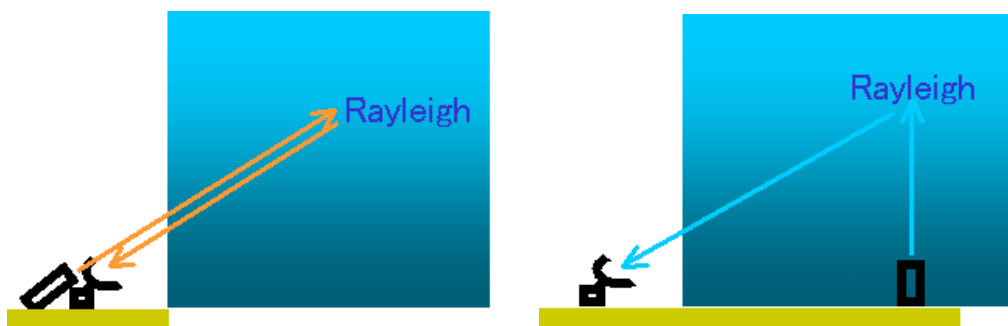


図 4.11: 左 : LIDAR システム、右 : CLF システム

エネルギー較正

- Linac : 移動式の小型線形加速器を使用したエネルギーキャリブレーションシステムである。加速器で加速された電子ビーム (最大 40MeV) を上空に打ち上げ、そこから発せられる大気蛍光を FD で測定する。エネルギーの絶対値のわかっているシャワーを観測することになるので、エネルギー決定のキャリブレーションを行うことができる。

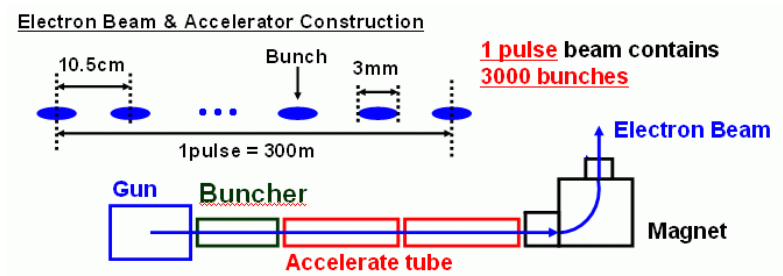


図 4.12: Linac の概念図

第5章 Hybrid Trigger System

現在 TA 実検の地上検出器と大気蛍光望遠鏡は前述のトリガーアルゴリズムによりそれぞれ別々にトリガーがかかる様になっている。しかしそれぞれの検出器はトリガーできるエネルギー領域に多少の違いがあり、低エネルギー側の 10^{17} eV 程度の宇宙線では大気蛍光望遠鏡ではトリガーされるが、地上検出器ではトリガーできないといったものも多い。このようなイベントは、たとえ観測されても大気蛍光望遠鏡の情報のみからシャワーの再構成を行うことは困難である。しかしこのような場合、1 台の SD の粒子到来の位置や時刻情報が得られれば、再構成の精度が著しく向上することが、シミュレーションにより確かめられている。

そこで、地上での位置情報、時刻情報を得るために、大気蛍光望遠鏡から強制的に地上検出器にトリガー命令を送るシステムが考案された。これがハイブリットトリガーシステムである。

5.1 ハイブリットトリガーシステムの必要性

現在のトリガーシステムによるそれぞれの検出効率を比較する。まず、大気蛍光望遠鏡の検出効率を以下に示す。

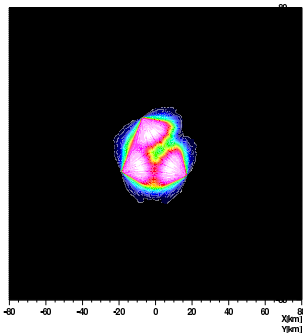


図 5.1: mono: 10^{18} eV

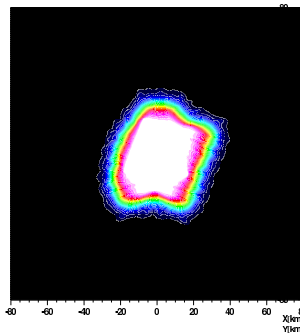


図 5.2: mono: 10^{19} eV

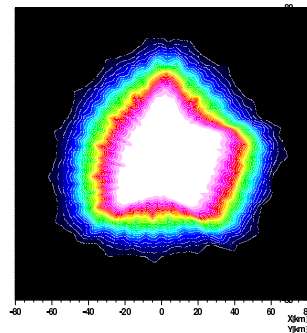


図 5.3: mono: 10^{20} eV

上は1つのステーションのみで検出されるモノイベント、下は2つのステーションから同時に検出するステレオイベントの検出効率を表している。ステレオイベントは2つのステーションが決めたシャワー平面の交差した線が到来方向となる。一方モノイベントでは1ステーションからのシャワー平面と信号の入ってくる時刻情報から到来方向を出す必要があり、ステレオイベントに比べて正確な再構成が難しい。 10^{19} eV を超える宇宙線の場合には、地表検出器のある領域に落ちるものについてはステレオで十分トリガーすることが出来るが、 10^{18} 程度の領域ではほとんどステレオの観測は出来ないことが分かる。一方モノの観測であれば 10^{18} eV でも十分検出することが出来る。このモノイベントを精度良く再構成するために、地表検出器からの位置と時刻情報は不可欠である。

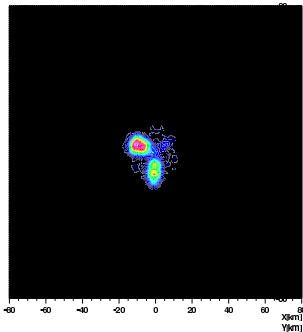


図 5.4: stereo: 10^{18} eV

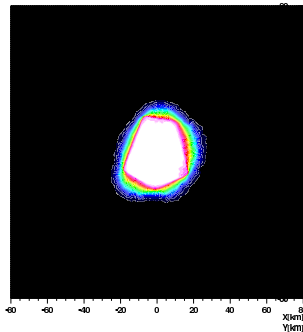


図 5.5: stereo: 10^{19} eV

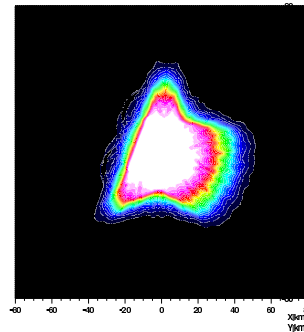


図 5.6: stereo: 10^{20} eV

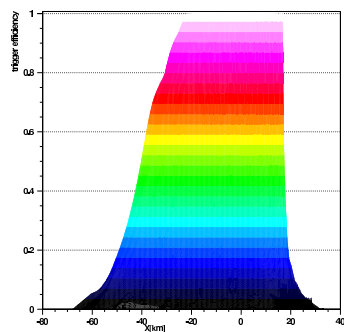
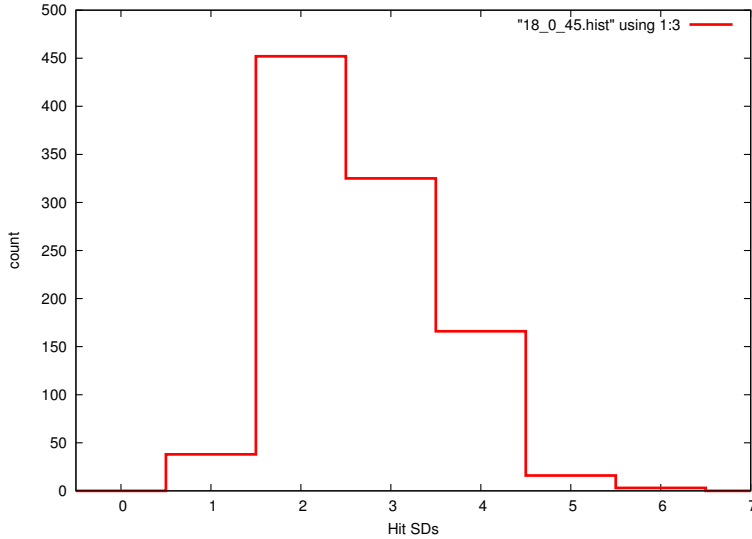


図 5.7: トリガー効率と色の関係

次に、地上検出器のトリガー効率をみていく。以下に天頂角 $0 \sim 45^\circ$ で 10^{18}eV の宇宙線をインパクトパラメーター $1000000[\text{cm}]$ の範囲に 1000event 落とした際のヒットした SD の数を横軸にプロットしたものである。



これより、 10^{18}eV 程度の宇宙線では、3 つ以上の地上検出器で検出され、トリガーされるものは少ないが、必ず 1 つないし 2 つの検出器には信号が入っていることが分かる。この情報を得ることが、FD のモノイベントを再構成する際に、極めて重要なものとなる。

5.2 ハイブリッドトリガーシステム

ハイブリッドトリガーシステムの概念図を図 5.8 に示す。

まず、大気蛍光望遠鏡の従来のトリガーシステムでトリガー判定を行い、最終的に CTD でトリガー判定が出されるとカメラごとについている TFPC に信号を送る。この TFPC でイベントがシャワーサーチプログラムにかけられ、結果と Trigger ID をハイブリッドトリガープログラムに送る。ハイブリッドトリガープログラムでは、シャワーサーチプログラムのもとに、最終判定を行う。空気シャワーと判定されれば、Trigger ID を参照して SD の tower PC に GPS 時刻を渡す。これを受けて、SD のデータ収集が始まる。

本研究ではシステムの実現に向けて SD と FD の空気シャワー検出時刻の差と、FD から SD にトリガー命令を送る際のフィルタープログラムに措ける条件の検討を行う。

5.3 SD と FD の空気シャワー検出時刻の差

ハイブリッドトリガーを実現するには FD からトリガー命令を送る際、どの時刻から、どの程度の時間幅の情報を収集するのが重要になる。そこで、シミュレーションによって各検出器で信号が検出される時刻の差を計算した結果を以下に示す。

1000 イベントの空気シャワーを天頂角 0 度から 60 度、CLF からの最大インパクトパラメーター 10Km の範囲でランダムに降らせた。1 つのイベントごとに FD で信号が検出される時刻から各 SD で信号が検出される時刻の平均をプロットしたものである。これを見ると検出時刻はほぼ等しく、多少 FD での検出が早いことが分かる。時間差はほとんどのイベントは $10 \mu\text{s}$ 辺りを中心に $-10 \mu\text{s}$

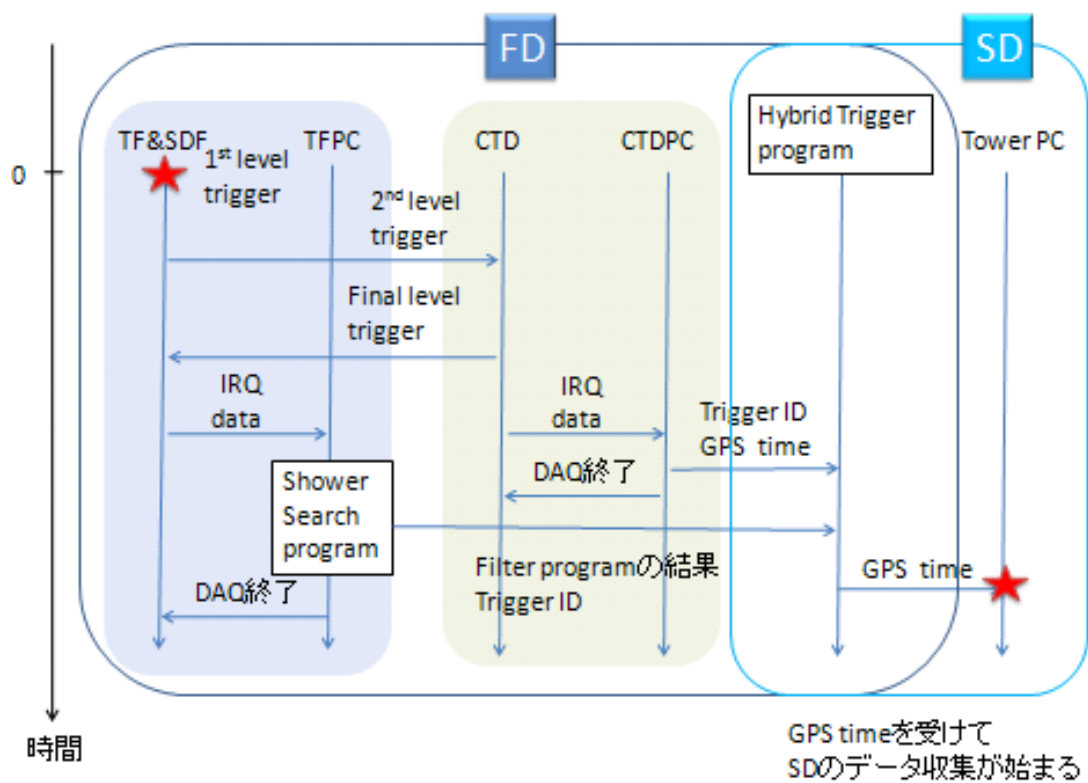


図 5.8: ハイブリッドトリガーシステムの概念図

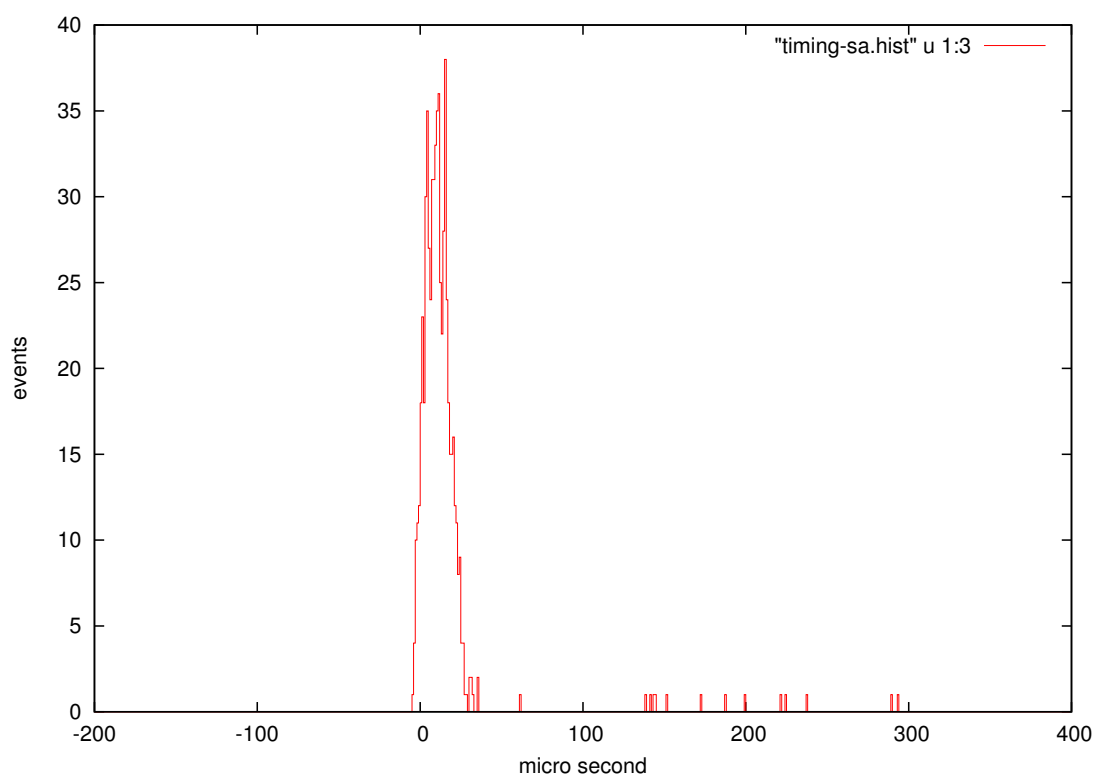


図 5.9: FD の検出時刻から SD の検出時刻を引いたもの、天頂角 : 0 ~ 60 度、CLF からのインパクトパラメター : 10Km のシャワーを 1000 イベントシミュレーションした。

から $40 \mu s$ の間に分布している。FD に比べて SD の検出時刻が極端に遅いものがあるが、これはインパクトパラメタを $10km$ としたことから、地上検出器のある範囲に落ちなかった事象などが考えられる。

従来の SD のトリガーは $\pm 32 \mu s$ の時間幅で波形収集を行っていることを考慮すれば、SD でのデータ収集は FD で信号が検出された時刻より $10 \mu s$ 後の時刻から $\pm 60 \mu s$ の時間幅で行えば良いことが分かる。

ここで算出した SD のデータ収集の時間幅は、FD から SD に送るトリガー命令の頻度の制限に対して大きな意味を持つ。前述の通り、現在 SD において 1 イベントの波形情報を収集するのにかかる時間は約 3 秒である。今回の計算結果では、ハイブリッドトリガーの際には両検出器の検出時間の差にばらつきがあることから、データ収集を従来の約 2 倍の時間幅で行う必要がある。したがって、データ収集にも約 2 倍の 6 秒かかると考えておくべきである。これよりハイブリッドトリガーによる観測の限界は $0.16Hz$ 程度となる。したがって FD から SD にトリガー命令を送る頻度は少し余裕をもって $0.05Hz$ 程度にしておく必要がある。

5.4 フィルタープログラム

本研究で作成するプログラムに求められることは次の 3 点である。

- 地上検出器に送るトリガー命令の頻度を $0.05Hz$ 以下にする
- SD へのトリガー命令を空気シャワー検出から 14 秒以内に行う
- TFPC に措ける処理は出来るだけ速やかに行い、デッドタイムの大幅な増加を防ぐ

まず 1 点目については、地上検出器のシステム上 $0.1Hz$ 以上の頻度でトリガー命令を出すと、データ収集が追い付かなくなってしまうために必要な条件である。大気蛍光望遠鏡のトリガーレートは平均して $2Hz$ 程度で、そのうち期待される宇宙線の到来頻度は $0.005Hz$ 程度であるため、かなり厳しい条件をつけて宇宙線以外のバックグラウンドイベントを排除しなければならない。

2 点目は、SD の波形探索はシステムの関係上 14 秒以内に行わなければならないためである。

3 点目は、TFPC で処理中は FD がデッドタイムになってしまうため、ここでの処理時間によって観測時間が大幅に左右されるためである。現在 1 イベントの観測によるデッドタイムは $30ms$ であるため、それより十分短い時間で処理することが求められている。

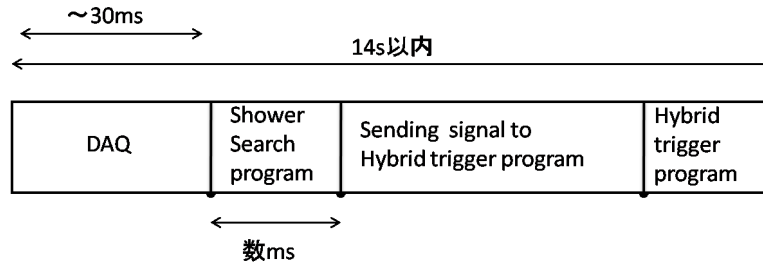


図 5.10: ハイブリッドトリガーシステムの時間的制限

第6章 フィルタープログラムの開発

フィルタープログラムはカメラごとのシャワーサーチプログラムと、12カメラのシャワーサーチプログラムの結果から最終判定を行うハイブリットトリガープログラムからなる。この2つのプログラムを通して宇宙線のイベントを効率よく選び出す条件を提案し、現在までの観測データでテストを行った。

6.1 大気蛍光望遠鏡で観測されるイベント

大気蛍光望遠鏡で観測されるイベントには以下の様なものがある。

- 宇宙線による空気シャワー
- PMT 較正に使われる Xe
- PMT 感面を直接通過するミュオン
- 飛行機の衝突防止灯
- その他

現在 FD のトリガー頻度は 2Hz 程度、期待される宇宙線イベントは 0.005Hz 程度であることからほとんどは宇宙線以外のバックグラウンドイベントと考えられる。また、SD のシステム上の限界が前述の計算で 0.16Hz であったので、空気シャワーの判定は 0.05Hz 以下であることが求められている。イベントの判定は図 6.1 の順に行う。各イベントの判定条件については以下に述べる。

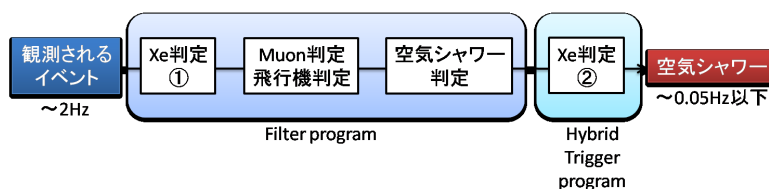


図 6.1: イベント判定の順序

6.2 Xe イベント

6.2.1 PMT 較正に使われる Xe flasher によるイベントの特徴

FD では定期的に Xe flasher による PMT の較正を行っている。Xe flasher は合成今日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ものである。Xe flasher は各カメラに順番に照射されていくが、シグナルはターゲットのカメラのサイドのカメラでも検出されている。ターゲットのカメラとサイドのカメラのヒットパターンと波形を以下に示す。

TRIG_ID:0000130 TRIG_CODE:1 frame_ID:0003c639

```

  0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 a b c d e f
f * * * * - - - - - - - - - -
e * * * * - - - - - - - - - -
d * * - * - - - - - - - - - -
c * * * * * - - - - - - - - -
b * * * * * - - - - - - - - -
a * * * * * - - - - - - - - -
9 * * * * * - - - - - - - - -
8 * * * * * - - - - - - - - -
7 * * * * * - - - - - - - - -
6 * * * * * - - - - - - - - -
5 * * * * * - - - - - - - - -
4 * * * * * - - - - - - - - -
3 * * * * * - - - - - - - - -
2 * * * * * - - - - - - - - -
1 * * * * * - - - - - - - - -
0 * * * * * - - - - - - - - -

```

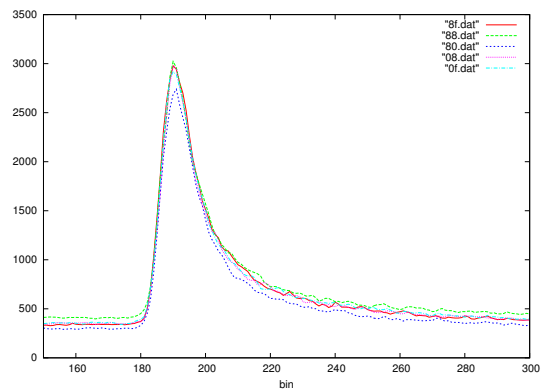


図 6.2: Xe イベントの例 1

ターゲットのカメラでは全て PMT でシグナルが検出されている。また、サイドのカメラではターゲット側の PMT が 3 割程度反応している。

6.2.2 Xe イベントの判定条件

Xe イベントは人工的なイベントでシグナルもパターンが決まっているので、比較的簡単に判定することが出来る。まず、ターゲットになっているカメラでは前述の例でも挙げたとおり、全ての PMT でシグナルが観測されている。256 個の PMT の内、少し余裕を持って 250 個という条件を付けることでほとんどの Xe イベントを判定することが出来る。

問題になるのがサイドのカメラである。サイドのカメラでは 3 割程度の PMT でシグナルが観測されているが、宇宙線によるイベントもステーション近くに降って来た場合などはこの程度の PMT にシグナルが検出されることは十分ありうることである。そのため、250 個という閾をもっと下げて 3 割以上の PMT などとすることはとても危険である。したがってこのようなイベントはシャワーサーチプログラムではとりあえず空気シャワーによるイベントとして判定しておいて、ハイブリッドトリガープログラムにおいて、他のカメラで Xe イベントと判定したカメラがあった場合には Xe イベントと判断することにした。

この判定を 2008 年 4 月 1 日の Xe flasher を使用したラン (08040105) に実行した。その結果 3000 イベント中 116 イベントが Xe によるイベントと判定された。

さらに、鏡の全体で検出されるが 250 本以上光ってはいないようなイベントがあった。これは Xe の光るタイミングとトリガーのかかるタイミングがほぼ等しいような場合であると考えられる。そのような現象のおこる確率はシグナルのピークの時間幅をトリガー判定の時間幅で割って

TRIG_ID:0000130 TRIG_CODE:1 frame_ID:0003c639

```
 0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 a b c d e f
f * * * * *
e * * * * *
d * * * * *
c * * * * *
b * * * * *
a * * * * *
9 * * * * *
8 * * * * *
7 * * * * *
6 * * * * *
5 * * * * *
4 * * * * *
3 * * * * *
2 * * * * *
1 * * * * *
0 * * * * *
```

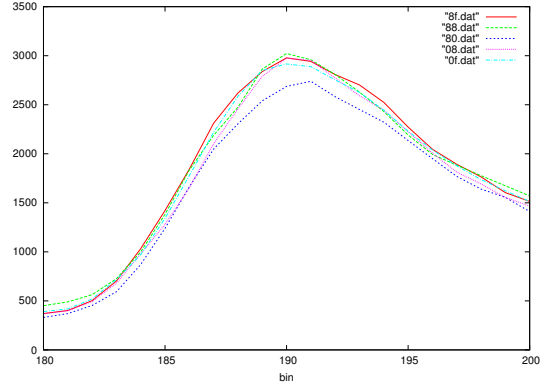


図 6.3: Xe イベントの例 2

$0.1 \text{ div } 25.6 = 3.9 \times 10^{-3}$ 程度となる。したがってこのような現象はかなりまれであり、トリガーレートに大きな影響は及ぼさないと考えられるため、今回は考慮しないこととした。

6.3 飛行機イベント

6.3.1 飛行機イベントの特徴

飛行機イベントとは、飛行機が望遠鏡の視野無いを飛行したときに、衝突防止灯がトリガーされるイベントである。飛行機の衝突防止灯のフラッシュによる継続時間は [ms] のオーダーであり、データのタイムウィンドウの $51.2[\mu\text{s}]$ に比べて 100 分の 1 のオーダーになっている。このためトリガーが長時間かかりつづけてしまうという不具合が生じる。そこで現在、飛行機イベントはハードウェアにより除去されている。飛行機イベントの判定基準は 8 フレームの連続トリガーである。これにより飛行機イベントの割合は以前の 0.1[%] となっている。

本研究では上で排除出来なかった飛行機イベントをシグナルの特徴から排除する。飛行機イベントのシグナルの特徴は立上りが遅く、トリガーフレームの中で単調増加することである。飛行機イベントの例を以下に示す。

1 つの PMT で大きなシグナルが検出されており、単調増加していることがわかる。周りのカメラでも、シグナルは小さいものの単調増加する PMT がある場合も多い。

6.3.2 飛行機イベントの判定

前述の飛行機イベントのシグナルの特徴は、単調増加のシグナルである。しかしシグナルが検出される PMT の数は少なく、判定基準は難しい。考えられる条件は以下の 2 つである。

- 単調増加の PMT が 2 つ以上の場合

TRIG_ID:0000476 TRIG_CODE:2 frame_ID:00043c54

```
  0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 a b c d e f
f - - - - -
e - - - - -
d - - - - -
c - - - - -
b - - - - -
a - - - - -
9 - - - - -
8 - - - - -
7 - - - - - *
6 - - - - - *
5 - - - - - *
4 - - - - -
3 - - - - -
2 - - - - -
1 - - - - -
0 - - - - -
```

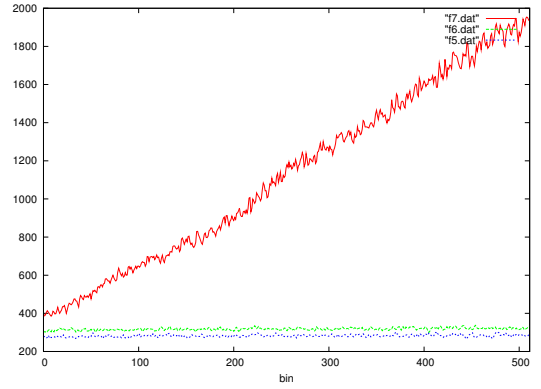


図 6.4: 飛行機イベントの例

TRIG_ID:0000527 TRIG_CODE:2 frame_ID:00005183

```
  0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 a b c d e f
f - - - - -
e - - - - -
d - - - - -
c - - - - -
b - - - - -
a - - - - -
9 - - - - -
8 - - - - -
7 - - - - - *
6 - - - - - *
5 - - - - - * *
4 - - - - -
3 - - - - -
2 - - - - -
1 - - - - -
0 - - - - -
```

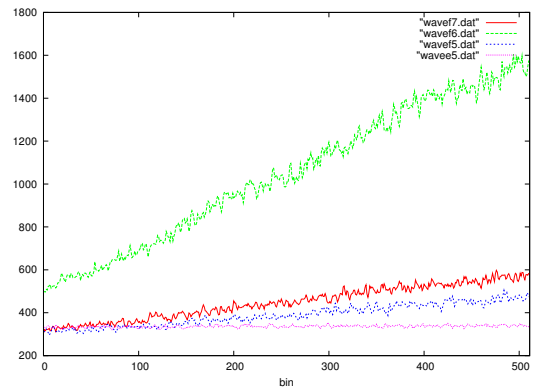


図 6.5: 飛行機イベントの例 2

TRIG_ID:0002138 TRIG_CODE:2 frame_ID:000d250e

```

  0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 a b c d e f
f  - - - - -
e  - - - - -
d  - - - - -
c  - - - - -
b  - - - - -
a  - - - - -
9  - - - - -
8  - - - - - *
7  - - - - - * *
6  - - - - - *
5  - - - - -
4  - - - - -
3  - - - - -
2  - - - - -
1  - - - - -
0  - - - - -

```

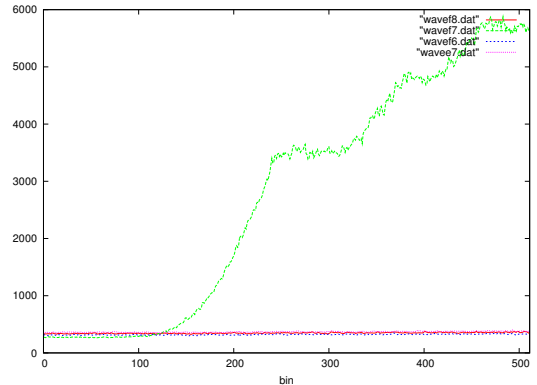


図 6.6: 飛行機イベントの例 3

- 一番シグナルの大きい PMT の波形が単調増加の場合

まず、シグナルの大きさが単調増加する PMT の個数を変えて判定を行った。今回は簡単のために 4 月 1 日の Xe flasher を使用しないラン (08040106) の観測結果を使用した。結果を図 6.7 に示す。

全 5000 イベント中最大でも 120 イベントで、飛行機イベントは約 2%をしめていることが分かる。また、飛行機イベントのシグナルの特徴である単調増加の波形を検出する PMT は 1~4 個程度である。

実際立体角をを用いて飛行機イベントが検出される PMT の個数を見積もってみる。まず、FD 1 台の視野が方位角 18 度、仰角 15.5 度より立体角で 0.085sr 程度。したがって 1PMT あたりの視野は $0.085/12 = 3.3 \times 10^{-4} \text{sr}$ 。それに対して飛行機はジャンボジェットで全長 70m、全幅 60m、全高 20m で速度 800~900km/h で高度 10000m 付近を飛行する。したがって飛行機の立体角は

$$4\pi \times = \frac{70 \times 60}{4\pi \times 10000^2} = 4.2 \times 10^{-5} \text{sr}$$

で、これは 1PMT の視野の 1/10 程度である。このとき飛行速度は 1 トリガーフレームあたり 1m 未満であるため考慮しない。これは飛行機イベントを検出する PMT が 1 個~4 個程度であることと矛盾しない結果である。また、立体角の大きさから検出する PMT が 1 個の場合も十分考えられる。

以上より単調増加の PMT が 1 個以上という条件が妥当と考えられるが、これはかなり危険な条件である。今回は単調増加の条件としてトリガーフレームを時間で 4 等分し、波形の平均が単調増加している場合とした。しかし、平均が単調増加することは十分ありうることである。したがって PMT1 個以上という条件では不十分である。

そのような偶発の事象を排除するために、1 つめの条件として PMT2 個以上が単調増加する場合、そして 2 つめの条件としてシグナルのもっとも大きい PMT が 1 つ以上という条件が挙げられる。この条件で 08040106 のランについて判定を行った。

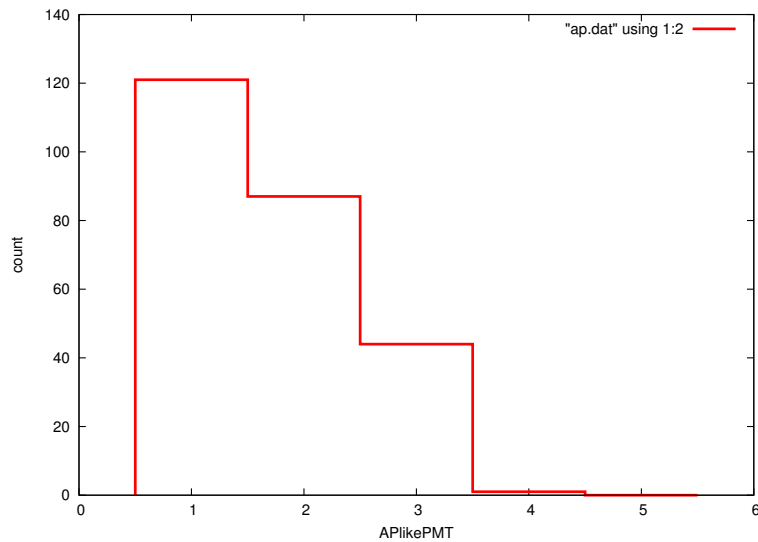


図 6.7: 単調増加する PMT の本数

飛行機と判定されたイベントの数は PMT 個以上では 87 イベント、シグナルのもっとも大きい PMT1 個以上では 117 イベントだった。また、飛行機と判定されるイベントの数は後者の方が多いものの、87 イベントすべてが今回の 117 イベントに含まれている訳ではない。したがって、

- 最もシグナルの大きい PMT は単調増加していないが、ほかの PMT で単調増加するものが 2 つ以上存在するもの
- シグナルの最も大きい PMT ただ 1 つが単調増加するもの

が存在することが分かった。この 2 つの条件については現在検討中であるが、今回は厳しい条件が必要であるため、2 つのどちらかを満たせば飛行機と判定することとした。

6.4 ミューオンイベント

6.4.1 ミューオンイベントの特徴

ミューオンイベントは PMT カメラにミューオンが直接入射してくるイベントである。ミューオンがカメラの感面に入射して過ぎる際に、チェレンコフ光が発生し、それを検出する。カメラとの距離が近い分、シグナルのピークはミューオンの速度を直に反映する。ミューオンは光速に近い速度で動いているので、シグナルはかなりすどくなるという特徴がある。

波形の幅は 4bin 程度、ピークは 1bin 以内に収まっている。

6.4.2 ミューオンイベントの判定

ミューオンイベントはその他のイベントに比べて、波形のピークの時刻がそろっていることから、ピークのもっとも早い PMT と遅い PMT の時刻の差が、ある値により小さいものをミューオンと判定することにした。閾値を変えて 08040106 のランについて判定を行ったものを図 6.9 に示す。

TRIG_ID:0000013 TRIG_CODE:1 frame_ID:00013f32

```

  0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 a b c d e f
f - - - - - * - - - - -
e - - - * - - - - -
d - - * - - - - -
c - - * - - - - -
b - - * - - - - -
a - - * - - - - -
9 - * - - - - -
8 - * - - - - -
7 * - - - - -
6 - - - - -
5 - - - - -
4 - - - - -
3 - - - - -
2 - - - - -
1 - - - - -
0 - - - - -

```

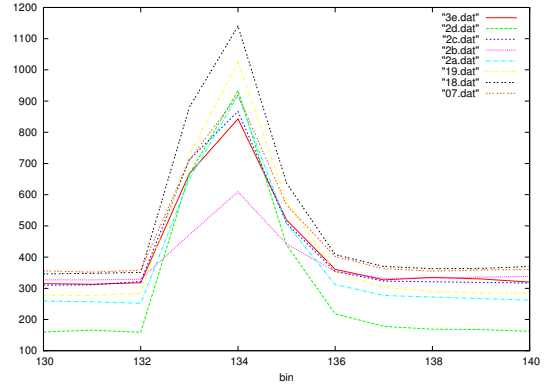


図 6.8: muon イベントの例 1

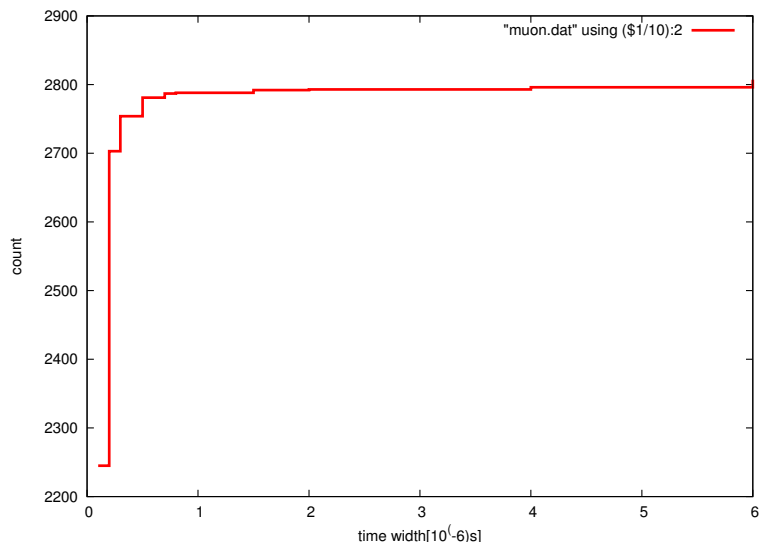


図 6.9: muon と判定されるイベント数

望遠鏡近くに直接ミュオンがやってきた場合のチェレンコフ光を観測してしまうのがミュオンイベントであった。もっとも極端に PMT カメラの感面すれすれをミュオンが通過した場合を幾何的に解釈してみる。ミュオンが直接 PMT カメラを横切るのにかかる時間は横切る距離を 1m 程度とすると 3ns 程度。しかしこれは極端な例であり、望遠鏡近くではあるが PMT カメラに直接光が入射せず球面鏡に反射されて入ってくる場合もある。このような場合にはもうピークはもう少し大きな時間幅を持つはずである。

実行結果をみてみると、1~3 μs でミュオンと判定されるイベント数は大きく増加して、その後 8~10 μs で一定値をとり、再び緩やかに増加している。宇宙線と考えられるイベントのシグナルの幅が 5~20 μs であることや、上の幾何的解釈を加味すると、宇宙線を取り逃さないためには、トリガー頻度が 0.05Hz を超えない範囲で閾値を短く設定しておくのが良いと考えられる。

また、この判定では 2 カメラにまたがる宇宙線などの場合、1 カメラ分に収まっているシグナルの時間幅が少なくどちらのカメラでもミュオンと判定されてしまうなどの障害が起こる可能性があると考えられる。そこでそのようなイベントは起こり得るのか見てみることにする。

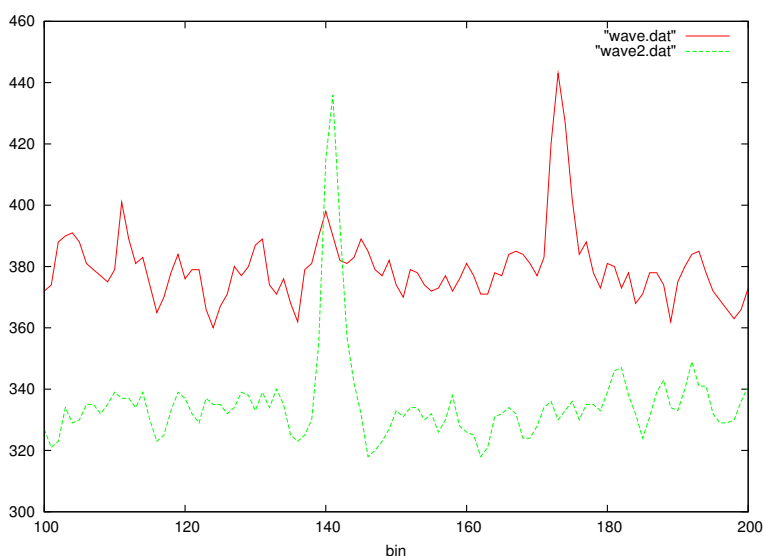


図 6.10: 2 カメラにまたがるイベントの両端の PMT の波形

図 6.10 は 2 カメラにまたがって 18 個の PMT で観測された宇宙線のイベントの両端の PMT の波形をプロットしたものである。ピーク的时间幅は 30bin 程度である。単純に割り算すれば、PMT ごとの時間幅は 1.67bin である。最終的なシャワーの判定は 5 つ以上の PMT が成った場合なので 2 カメラにまたがって 3 個と 3 個 (PMT1 個分の重なりがあるため) のような分かれ方をした場合にはどちらでもミュオンと判定されるような場合もあり得る。そこでそのような宇宙線を排除しないようにするためにも、ミュオンイベントが完全には排除されない可能性をのこしつつ、ミュオンの排除条件を 1bin 以内しておくか、2 カメラにまたがるような信号を得た場合には、2 つのカメラ合わせてのピーク的时间幅を考える必要がある。後者の場合にはまず、Xe の判定、飛行機イベントの判定をして、シグナルの入った PMT がカメラの淵に位置している場合 (つまり Trigger code2) に、ハイブリッドトリガープログラムにおいて判定をすることが必要となる。これについても、今後ミュオンイベントを正確に判定するために考えて行く必要がある。

さらに、以上のような判定をしても取りこぼされてしまうミュオンイベントもある。それは

ミュオン以外の信号になんらかの影響で、ミュオンの信号とは少し離れた位置にある PMT でミュオンとは違った波形のシグナルを得る場合である。波形とヒットパターンを以下に示す。こ

TRIG_ID:0000076 TRIG_CODE:1 frame_ID:000cc0f0

```

  0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 a b c d e f
f  - - - - -
e  - - - - -
d  - - - - -
c  - - - - -
b  - - - - -
a  - - - - -
9  - - - - -
8  - - - - -
7  - - - - -
6  - - - - - * - - - * -
5  - - - - - - - - * -
4  - - - - - - - - * * -
3  - - - - - - - - * * -
2  - - - - -
1  - - - - -
0  - - - - -
T

```

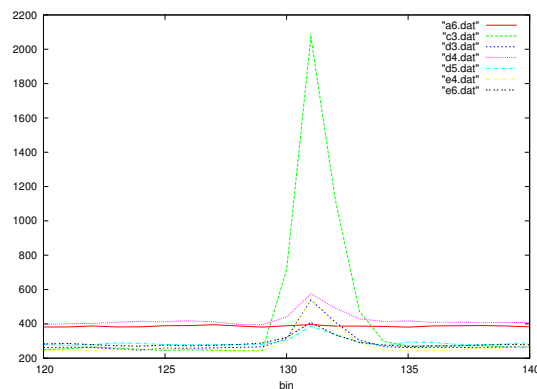


図 6.11: muon イベントの例 2

のようなイベントは 1 つ離れた位置にある PMT を除けば、ミュオンと判定されるシグナルである。そこでこのようなイベントをミュオンと判定するため、次の条件が挙げられる。

- 最もシグナルを持つ PMT(ピーク PMT) の周りの PMT24 個 (図 6.12) のピークの時間差が 1bin 以内

今回のプログラムではピーク PMT が PMT カメラの端から 3 つ目を含む内側にあった場合に上の基準で判定を行った。これにより、先程の判定と合わせてミュオンと判定されるイベントは 5000 イベント中 3061 イベントで、先程の判定のみの 2981 イベントに比べて幾らか増加している。

6.5 宇宙線による空気シャワーイベント

宇宙線による空気シャワーと思われるイベントを以下に示す。

各 PMT の波形の幅は 3 ~ 4bin 程度、ピークの時刻はトリガーフレームの上から下に向かって徐々に遅れている。これはシャワーが上から下に向かって降って来ていることに対応している。ピークの時刻は 5bin から 20bin 程度の幅に分布している。このばらつきは、空気シャワーとステーションの距離や到来方向に依存すると考えられる。

6.5.1 空気シャワーイベントの判定

今までの判定により人工的なシグナルである Xe を除けば、08040106 のランでは宇宙線を 0.8Hz 程度まで除くことができた。しかしこれではまだ目標の 0.05Hz に比べてかなり大きい頻度である。

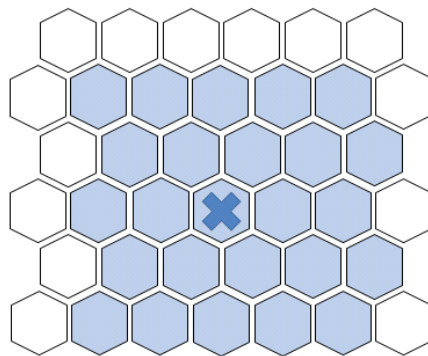


図 6.12: ピーク PMT の周りの PMT(24 個)

TRIG_ID:0004822 TRIG_CODE:1 frame_ID:000a6bf2

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	a	b	c	d	e	f
f	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
e	-	-	-	-	-	-	*	-	-	-	-	-	-	-	-	-
d	-	-	-	-	-	-	*	-	-	-	-	-	-	-	-	-
c	-	-	-	-	-	-	-	*	-	-	-	-	-	-	-	-
b	-	-	-	-	-	-	-	-	*	-	-	-	-	-	-	-
a	-	-	-	-	-	-	-	-	-	*	-	-	-	-	-	-
9	-	-	-	-	-	-	-	-	-	*	*	-	-	-	-	-
8	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	*	-	-	-	-
7	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	*	-	-	-
6	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	*	*	-
5	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
4	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
3	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
2	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
1	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
0	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-

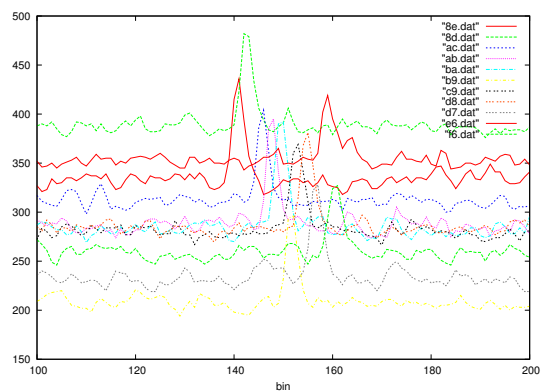


図 6.13: 空気シャワーイベントの例 1

TRIG_ID:0004351 TRIG_CODE:1 frame_ID:000b7b58

```

  0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 a b c d e f
f - - - - -
e - - - - -
d - - - - - * - - - -
c - - - - - * - - - -
b - - - - - * * - - -
a - - - - - * - - - -
9 - - - - - * - - - -
8 - - - - -
7 - - - - -
6 - - - - -
5 - - - - -
4 - - - - -
3 - - - - -
2 - - - - -
1 - - - - -
0 - - - - -

```

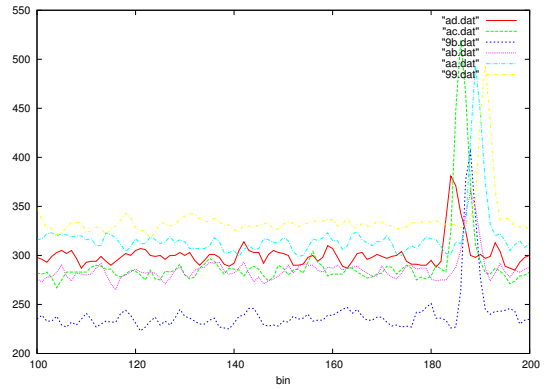


図 6.14: 空気シャワーイベントの例 2

TRIG_ID:0001876 TRIG_CODE:1 frame_ID:000311e1

```

  0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 a b c d e f
f - - - - -
e - - - - -
d - - - - -
c - - - - -
b - - - - -
a - - - - -
9 - - - - -
8 - - - - -
7 - - * - - - - -
6 - - * * * - - - -
5 - * * - - - - -
4 - - * - - - - -
3 - - * - - - - -
2 - - - - -
1 - - - - -
0 - - - - -

```

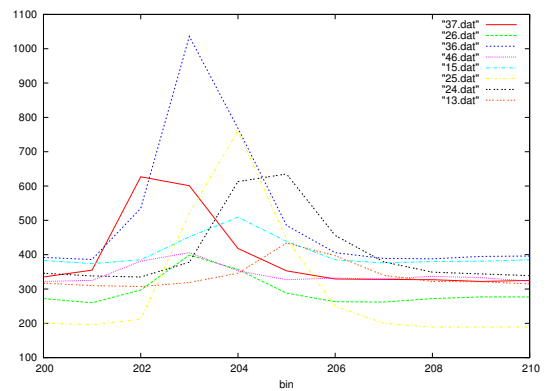


図 6.15: 空気シャワーイベントの例 3

そこで最後に空気シャワーイベントをかなり厳しい条件で選別しなければならない。

そこで今回

- 宇宙線によるイベントの判定条件として波形の半値幅が 3bin 以上の PMT5 本以上

を宇宙線の判定条件とした。目標の 0.05Hz はかなり厳しい条件であるので、これを達成するために、今回は 2 カメラにまたがるイベントは考慮せず、1 カメラの視野に空気シャワーのトラックが入っていることを条件とした。半値幅の閾値は上の空気シャワーのイベントの特徴を踏まえて、3bin を選択した。この条件については今後他のイベントの判定精度を上げ、それに合わせて再度検討していく必要がある。

6.6 現在まで観測結果に対するテスト

以上の考察から、BRM ステーションで観測された 08040106、08040105(Xe flasher) のランについて判定を行った。飛行機イベントとミュオンイベントについては、以下の判定基準を用いた。

- 飛行機イベント:最もシグナルの大きい PMT の波形が単調増加、または波形が単調増加する PMT が 2 個以上
- ミュオンイベント:ピークの時間差が $0.1 \mu s$ 以内に収まっているもの、またはピーク PMT の周りの 24 個の PMT のピーク時刻の差が $0.1 \mu s$ 以内

Run ID	total	Xe	muon	飛行機	air shower	air shower イベントの頻度 [Hz]
08040105	3000	116	1800	200	72	0.0535
08040106	5000	0	3131	152	142	0.0635

どちらの場合にも SD が要求する 0.05Hz に近い値を得た。また、この結果をみてもわかるように、Xe はほぼ完全に取り除かれており、最終的なトリガー命令の頻度に大きな影響を及ぼしていないことが分かる。

次に、時刻による頻度の違いを調べるために、2008 年 4 月 1 日の Xe を使わないランについて同様の判定を行った。時刻はランの開始時刻を示した。

Run ID	time	total	muon	飛行機	air shower	air shower イベントの頻度 [Hz]
08040106	4:07	5000	3131	152	142	0.0635
08040112	5:21	4000	2787	234	105	0.0535
08040117	6:21	4000	3220	92	140	0.0671
08040122	7:24	4000	2048	105	127	0.0652
08040128	8:33	4000	3764	21	90	0.0331
08040133	9:49	4000	2603	97	77	0.0459

全ラン平均の宇宙線とみなされるイベントの頻度は 0.0547Hz で SD の求める頻度に近い値が得られた。ミュオンについては時刻関係無く入射しているが、飛行機と判定されるイベントは明け方少なくなっている。これは飛行機の数時刻によって異なることを反映していると考えられる。それに伴い空気シャワーと判定されるイベント数も現象している。この結果より、飛行機イベントの取りこぼしが空気シャワーの判定に大きく影響していることが予想できる。

さらに以上の判定を BRM ステーションで観測された 5 月から 12 月までのあるランについて実行した結果を以下に示す。上は Xe flasher を使用したラン、下は使用しなかったランである。

Run ID	air shower イベントの頻度 [Hz]
08050105	0.0517
08060105	0.0513
08070105	0.0636
08080105	0.0790
08090405	0.0757
08100105	0.0702
08120105	0.0926

Run ID	air shower イベントの頻度 [Hz]
08050106	0.0208
08060106	0.0658
08070106	0.0441
08080106	0.107
08090406	0.0894
08100106	0.0701
08120106	0.0972

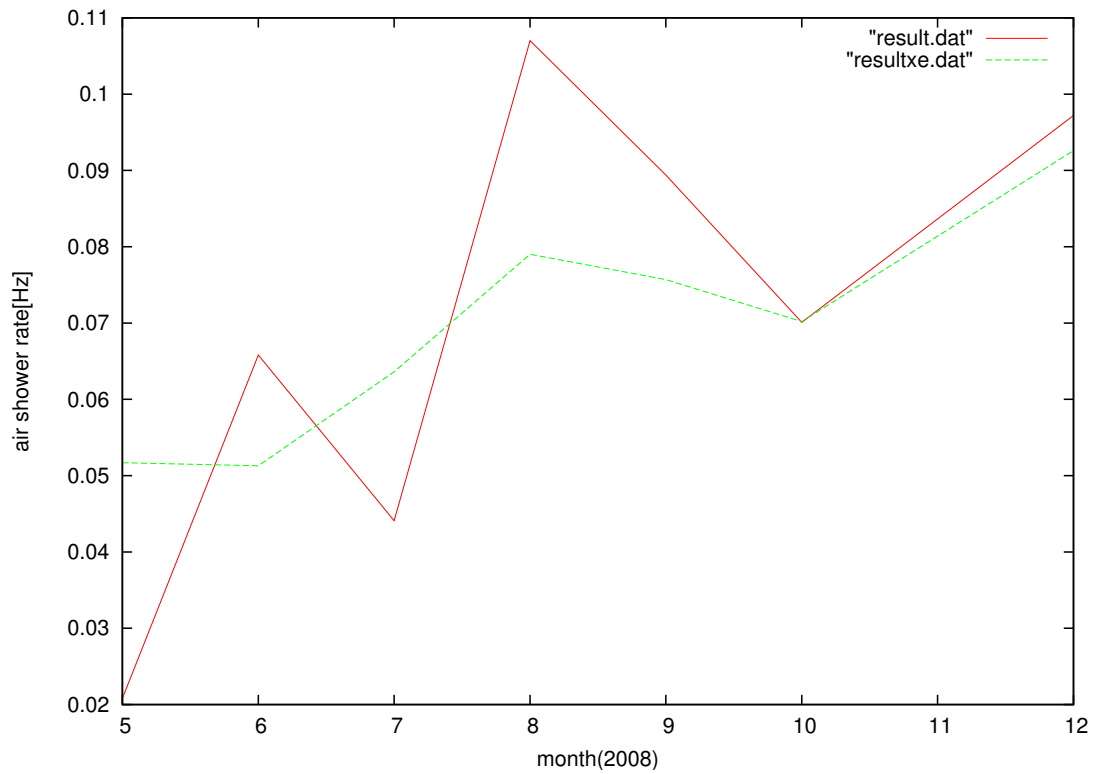


図 6.16: 季節による空気シャワーとみなされるイベント頻度

図 6.16 はそれぞれの場合における空気シャワーとみなされるイベント頻度の変動をプロットしたものである。Xe の有無による違いはあまり得られないが、春から冬にかけて頻度が増加してお

り、最大 0.107Hz、最小 0.0208Hz、平均値として 0.0699Hz を得た。これは要求される 0.05Hz に近い数字であり、最大でも SD のトリガー限界を超えないような値である。季節によって頻度が変わる原因の 1 つには、大気の透明度の違いが挙げられる。冬は大気が澄んでいることから、宇宙線のイベントはさることながらその他のイベントの数も多くなると予想されるため、春から冬になるにしたがって徐々に空気シャワーとみなされるイベント頻度が増加したと考えられる。

第7章 結論

ハイブリッドトリガーシステム実現のため、SD と FD による空気シャワーイベントの検出時刻の差のシミュレーションと、フィルタプログラムにおける各イベントの判定条件を提案し、現在までの観測データに対して判定を行った。

SD による検出時刻は FD での検出時刻後 $10\mu\text{s}$ を中心に $\pm 60\mu\text{s}$ の範囲内に収っており、これより FD から SD へのトリガー命令頻度の限界は 0.16Hz 程度となる。そのため命令の頻度は 0.05Hz 以下にすべきことが分かった。

また、今回提案した条件を観測データに適用したところ、春から冬にかけて頻度が増加しており、最大 0.107Hz 、最小 0.0208Hz 、平均値として 0.0699Hz を得た。これは要求される 0.05Hz に近い数字であり、最大でも SD のトリガー限界を超えないような値である。

7.1 今後の課題

ハイブリッドトリガーシステムの実装に向けて、今後さらに各イベントの判定精度向上し、SD の要求 0.05Hz を満たすことが必要である。今後考慮すべきイベントは以下の 3 点である。

- PMT カメラの端 (2 列分) の PMT にピーク PMT があるときに、離れた位置にミュオン以外のシグナルが検出された場合。
- 町の光り、自動車など。PMT カメラの同じ方向に短時間に比較的高頻度でトリガーされており、はっきりとしたピークのないもの。しばらく同じ方向で観測されることから、町の光や、自動車によるものと思われる。
- 2 カメラにまたがる宇宙線イベント。今回最終的な空気シャワーの判定で落としてしまったが、他のイベントを精度よく判定し、この様な場合にもトリガー命令を送るべきである。

謝辞

本研究にあたり御指導頂きました垣本史雄教授に心より深く感謝致します。
また様々な指針を示して下さいました常定芳基助教に心より深く感謝致します。
惜しめない協力をして頂きました、東京工業大学 多米田裕一郎氏、菅原利弘氏、福田崇徳氏、林健太郎氏、副島吾郎氏、加藤拓也氏、西野大輔氏に感謝致します。

参考文献

- [1] 多米田裕一郎, 修士論文, 東京工業大学. (2006)
- [2] 町田智子, 修士論文, 東京工業大学. (2007)
- [3] 福田崇徳, 学士論文, 東京工業大学. (2007)
- [4] 山川雄一, 修士論文, 東京大学. (2009)
- [5] 木戸英治, 修士論文, 東京大学. (2007)
- [6] 小田 稔, 宇宙線.