

TA 実験のためのエネルギースペクトラム決定法

町田 智子

05M01288

東京工業大学大学院 理工学研究科
基礎物理学専攻

指導教員

垣本 史雄

寺澤 敏夫

平成 19 年 2 月 9 日

目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	最高エネルギー宇宙線	2
2.1	宇宙線	2
2.1.1	宇宙線のエネルギースペクトル	2
2.1.2	宇宙線の加速機構	2
2.2	宇宙線観測と空気シャワー	5
2.2.1	空気シャワー現象	5
2.2.2	空気シャワーの縦方向発達	6
2.2.3	空気シャワーの横方向分布	7
2.3	空気シャワーの観測方法	9
2.3.1	大気蛍光の発光過程と散乱・吸収	11
2.4	最高エネルギー宇宙線	14
2.4.1	GZK cutoff	14
2.4.2	AGASA による観測	15
2.4.3	起源モデル	16
2.4.4	観測結果の現状と問題点	20
第 3 章	テレスコープアレイ実験	22
3.1	TA 実験の目的	22
3.2	TA 実験の装置概要	22
3.3	大気蛍光望遠鏡	23
3.3.1	光学系	25
3.3.2	PMT カメラ	26
3.3.3	データ収集システム	27
3.3.4	キャリブレーションシステム	30
3.4	地表粒子検出器	34
3.5	ハイブリッド観測	35
第 4 章	TA 実験におけるシミュレーション計算および解析ソフトウェアの開発	36
4.1	ソフトウェア概要	36
4.2	ShowerGenerator クラス	37
4.2.1	ShowerTracker クラス	37
4.2.2	TAEASEvent クラス	37
4.2.3	EAScascade クラス	37
4.2.4	Atmosphere クラス	40

4.3	FDSimulator クラス (1)	
	～大気蛍光およびチェレンコフ光の発生と吸収～	41
4.3.1	Fluorescence クラス	41
4.3.2	Cherenkov クラス	42
4.3.3	Atmosphere クラス	42
4.4	FDSimulator クラス (2) ～ 検出器のレスポンス ～	45
4.4.1	FD コンポーネント	45
4.4.2	トリガーロジック	47
4.5	FD Reconstructor	53
4.5.1	ジオメトリの決定	53
4.5.2	縦方向発達の決定	56
4.6	Hybrid Simulator & Event Display	57
第 5 章	TA 実験におけるエネルギースペクトラム決定法の考案	59
5.1	Introduction	59
5.2	シミュレーションによる aperture の算出	59
5.2.1	シャワー生成範囲の影響	60
5.3	aperture 計算手法の考案 (splitting & folding method)	60
5.3.1	基本コンセプト	60
5.3.2	実際の計算手法	61
5.4	トリガー効率関数	63
5.4.1	シミュレーション条件	63
5.4.2	トリガー効率関数の決定	64
5.5	有効検出面積 および aperture の算出	74
5.5.1	FD 観測における有効検出面積および aperture	74
5.5.2	ハイブリッド観測における有効検出面積および aperture	77
5.6	エネルギースペクトラムについての考察	80
5.6.1	TA 実験で期待されるイベントレート	80
5.6.2	スペクトラム決定の統計精度	83
5.6.3	aperture の決定精度による影響	83
5.6.4	GZK 限界の有無	84
第 6 章	結論	85

Abstract

The existence of ultra-high-energy cosmic rays (UHECRs) and the extension of the energy spectrum above 10^{20} eV reported by AGASA group is one of the most important unsolved problems in astrophysics. The Telescope Array (TA) experiment was first proposed to determine the energy spectrum of UHECRs and clarify their origin, and the TA detectors are now in construction in Utah, USA. We detect air showers generated by UHECRs both with a surface detector array (SD) and with fluorescence telescopes (FDs).

In a determination of the energy spectrum of UHECRs, an accurate evaluation of the detector aperture is of crucial importance. It is required to understand all the characteristics of the components of the detectors and to predict their responses against air shower events.

For this purpose, I developed a suite of detector simulator, air shower simulator and data analysis program, in particular for the TA FD detectors. The detector simulator describes all the information on the real configuration of the detector components, including e.g. the PMT characteristics, the mirror reflectance, and the telescope geometries. By combining the simulators and the data analysis code, we can predict how an air shower event is seen by the TA detector, and also re-produce the shower development in the atmosphere. Moreover, I utilize these software to evaluate the TA detector aperture. A new method with a Monte-Carlo technique for evaluation of the aperture is proposed, for each of the observation modes, namely “monocular” (1 FD station), “stereo” (≥ 2 FD stations), and “hybrid” (FD and SD). This method effectively reduces CPU time in the calculations and the aperture is evaluated as a function of energies of primary cosmic rays. We also discuss expected results for real TA observations in near future.

第1章 序論

宇宙空間に存在する高エネルギー放射線は宇宙線と呼ばれ、1912年にオーストラリアの物理学者 V. F. Hess によって発見された。宇宙線は、これまでに 10^8eV から 10^{20}eV を越える広い範囲で観測されており、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ており、組成などがかなり詳細に調べられている。しかし 10^{14}eV 以上の宇宙線は、その到来頻度 ($\propto E^{-3}$) が少ないために大きな検出面積と長い観測時間が必要で、地上で二次宇宙線 (空気シャワー) を測定するという間接観測が行われている。

これまで、地球で観測される宇宙線のエネルギーには限界があると予想されてきた。 10^{20}eV を越える宇宙線は宇宙背景放射と相互作用してエネルギーを失い、一定距離 (約 1.5 億光年 = 約 50Mpc) 以遠からは地球に到達できないからである。しかし、日本の AGASA 空気シャワー観測装置が、この限界 (GZK 限界) を越える宇宙線を 11 例も観測し、その一部が同一方向の点源から到来している可能性を示した。この 10^{20}eV を超えるエネルギーを持つ宇宙線は、宇宙における単一粒子として最も高いエネルギーを有していることになる。そのため、この最高エネルギー宇宙線は、宇宙における超高エネルギー天体现象や現在の宇宙に取り残されたビッグバンの痕跡素粒子などに起源を持つと推定されている。すなわち、最高エネルギー宇宙線の解明は、宇宙における激しい天体现象やビッグバンの成立と直接結び付いていることになる。このような GZK 限界を越える最高エネルギー宇宙線の存否を確立し、その起源を解明することは、今日の天文学、宇宙物理学、さらには素粒子物理学の基本に関わる重要な課題である。

AGASA が発見した GZK 限界を越える宇宙線 (super-GZK 宇宙線) の存否を確立するとともに、その発生源と宇宙空間での伝播機構を解明することを目的に、日米共同研究の宇宙線望遠鏡実験 (Telescope Array Project) が 2003 年度から米国ユタ州で開始されている。AGASA による最高エネルギー宇宙線の決定精度 (系統誤差) は約 20% であり、super-GZK 宇宙線の存否を確定する上で大きな障害となってきた。そこで宇宙線望遠鏡実験では、AGASA の 9 倍の感度を持つ地表検出器アレイと、空気シャワーの新しい測定方法である大気蛍光望遠鏡を建設し、宇宙線空気シャワーの同時観測を行う。同時観測によって、異なる観測手法による結果を相互に校正し、エネルギー測定系統誤差を 10% 以下に抑える。これによって最高エネルギー宇宙線の存在を確実に検証し、その起源解明に迫る。

本研究では、TA 実験における空気シャワーシミュレータ、検出器シミュレータ、および解析ソフトウェアの開発と、それを使用したエネルギースペクトラム決定法の考案を行った。

第2章 最高エネルギー宇宙線

本章では宇宙線とそれが引き起こす空気シャワー現象、さらに、テレスコープアレイ実験でその存在の解明をめざす最高エネルギー宇宙線について述べる。

2.1 宇宙線

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

2.1.1 宇宙線のエネルギースペクトル

現在までに観測されている一次宇宙線のエネルギースペクトルを図 2.1 に示す。

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

2.1.2 宇宙線の加速機構

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

フェルミ加速

フェルミ加速は1949年にFermiによって提唱された加速理論で、荷電粒子が星間雲との衝突を繰り返すことによって加速されるという統計的な加速である。これによれば、星間雲と荷電粒子の衝突方向は統計的にランダムであるが、粒子の1回の衝突あたりの平均的なエネルギー増加量 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

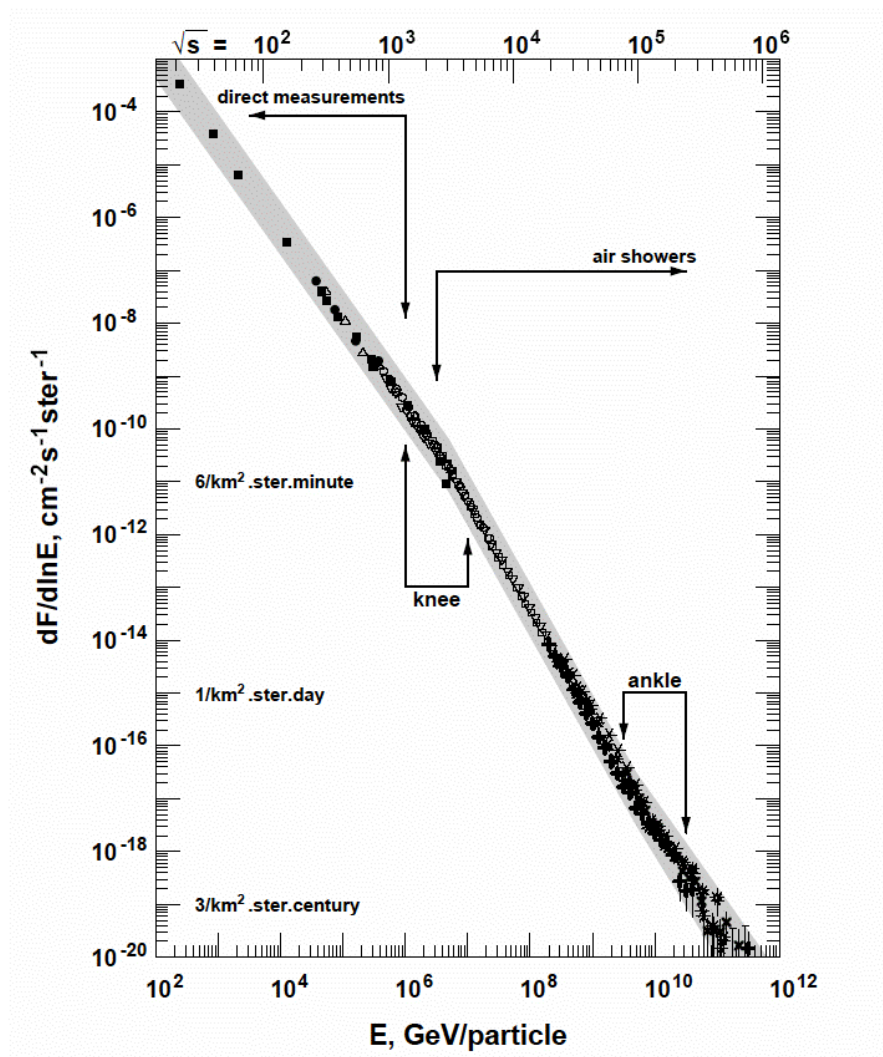


図 2.1: 一次宇宙線のエネルギースペクトル

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、

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

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、

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

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。

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

knee から ankle までの領域の宇宙線も銀河系内起源とされているが、その詳しい加速機構はまだわかっていない。knee でのスペクトルの折れ曲がりの原因の一つとして考えられているのは、このエネルギー以上では荷電粒子のラーモア半径が銀河円盤の厚さよりも大きくなるため、粒子が銀河円盤の外に逃げ出していく効果が現れる、というものである。荷電粒子の磁場中でのらせん運動のラーモア半径は式 (2.6) で与えられる。

$$r_L = \frac{p}{ZeB} \quad (2.6)$$

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

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

2.2 宇宙線観測と空気シャワー

以上で見てきたように、宇宙線のフラックスはほぼ E^{-3} で減少するので、全エネルギー領域ではフラックスの変化は 10^{30} にもなる。フラックスの大きい 10^{14}eV 以下の低エネルギーの宇宙線は、気球や人工衛星などの飛翔体に観測装置を搭載して大気上空に飛ばし、直接観測される。しかしエネルギーが 10^{14}eV 以上の宇宙線は、到来頻度が少ないため、観測には大きな検出面積と長い露光時間が必要であり、直接観測をすることはむずかしい。そこで、一次宇宙線が大気と相互作用してできる二次宇宙線（空気シャワー）を測定するという間接観測が行われている。

2.2.1 空気シャワー現象

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

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

$$\sigma_{brem.s.}(E, v)dv = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} \frac{dv}{v} \left[\left(1 + (1-v)^2 - \frac{2}{3}(1-v) \right) \ln \left(184Z^{-\frac{1}{3}} \right) + \frac{1}{9}(1-v) \right] \quad (2.7)$$

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。

$$\left(\frac{dE}{dX} \right)_{brem.s.} \simeq -\frac{E}{X_0} \quad (2.8)$$

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

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4Z^2 r_e^2 N}{137 A} \ln \left(184Z^{-\frac{1}{3}} \right) \quad (2.9)$$

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、

$$\sigma_{pp}(h\nu, u)du = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} du \left[\left(u^2 + (1-u)^2 - \frac{2}{3}(1-u) \right) \ln \left(184Z^{-\frac{1}{3}} \right) + \frac{1}{9}(1-u) \right] \quad (2.10)$$

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、

$$\left(\frac{dE}{dX} \right)_{pair} = -\frac{7}{9} \frac{E}{X_0} \quad (2.11)$$

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、 π 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 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、

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (2.12)$$

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

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (2.13)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (2.14)$$

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、電子の大気中での放射長の約 25 倍にもなるので、以上のような核カスケードと電磁カスケードの繰り返しにより、多数の粒子が生成される。図 2.2 はこの様子を模式的に表したものである。

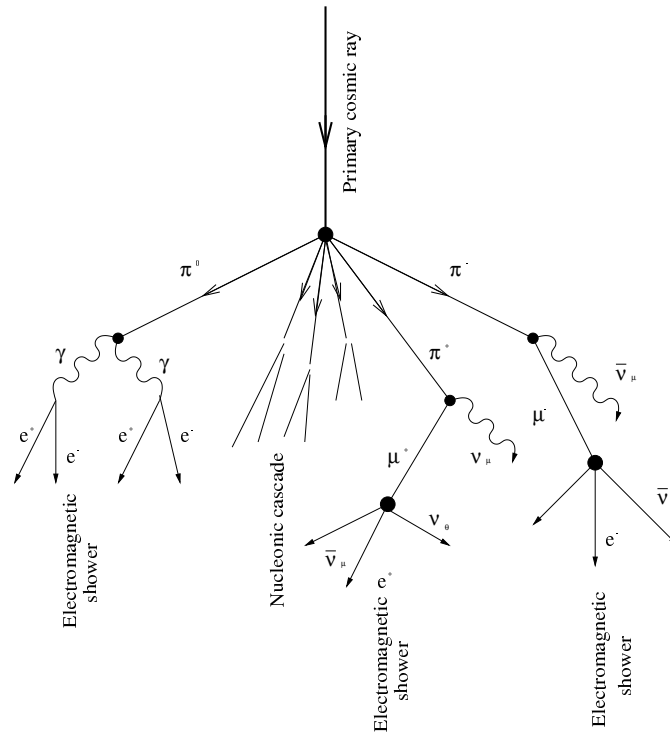


図 2.2: 空気シャワーの模式図

2.2.2 空気シャワーの縦方向発達

空気シャワー中に含まれる粒子の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。

$$N_e(t) \sim \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp \left[t \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right] \quad (2.15)$$

$$y = \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) \quad (2.16)$$

$$s = \frac{3t}{t + 2y} \quad (2.17)$$

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。

$$N_e(X, X - X_1) = S_0 \frac{E}{\epsilon} \exp \left[\frac{X_{max}}{\lambda} - 1 \right] \left(\frac{X - X_1}{X_{max} - \lambda} \right)^{\frac{X_{max}}{\lambda} - 1} \exp \left[-\frac{X - X_1}{\lambda} \right] \quad (2.18)$$

$$S_0 = 0.0451 + 0.0217 \ln \left(\frac{E}{100\text{TeV}} \right) \quad (2.19)$$

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 $[\text{g}/\text{cm}^2]$ 、 X_1 は一次宇宙線の最初の相互作用の深さ $[\text{g}/\text{cm}^2]$ 、 λ は縦方向発達の attenuation length で $70\text{g}/\text{cm}^2$ である。

一次宇宙線のエネルギーの違いは、 N_{max} (最大発達時の粒子数) の違いとなって現れ、およそ $N_{max} \sim 2 \times E_0 \times 10^{-9}$ (E_0 は一次宇宙線のエネルギー、単位：eV) の関係がある。また、同一の一次エネルギーである場合、一次宇宙線粒子種の違いは X_1 、 X_{max} に現れ、重い原子核ほど X_1 、 X_{max} の値が小さくなる傾向がある。これは、重い原子核ほど大気との相互作用断面積が大きくより上空で発達が始まること、さらに核子当たりのエネルギーが小さくエネルギー細分化が早く進むことによる。簡単なモデルでは、 $X_{max} \propto \ln(E_0/A)$ (A は質量数) である。陽子、鉄原子核による空気シャワーをシミュレーションして求めた縦方向発達曲線を図 2.3 に示す。

2.2.3 空気シャワーの横方向分布

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

$$f(r, s) = C(s) \left(\frac{r}{r_M} \right)^{s-2} \left(\frac{r}{r_M} + 1 \right)^{s-4.5} \quad (2.20)$$

を用いて、

$$\rho(r, s) = \frac{N_e f(r, s)}{r_M^2} \quad (2.21)$$

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 2.4 に示した。

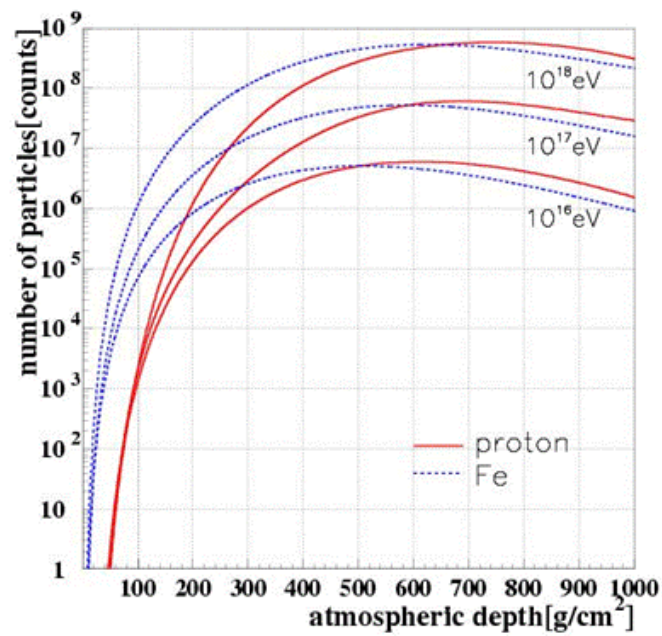


図 2.3: 空気シャワーの縦方向発達

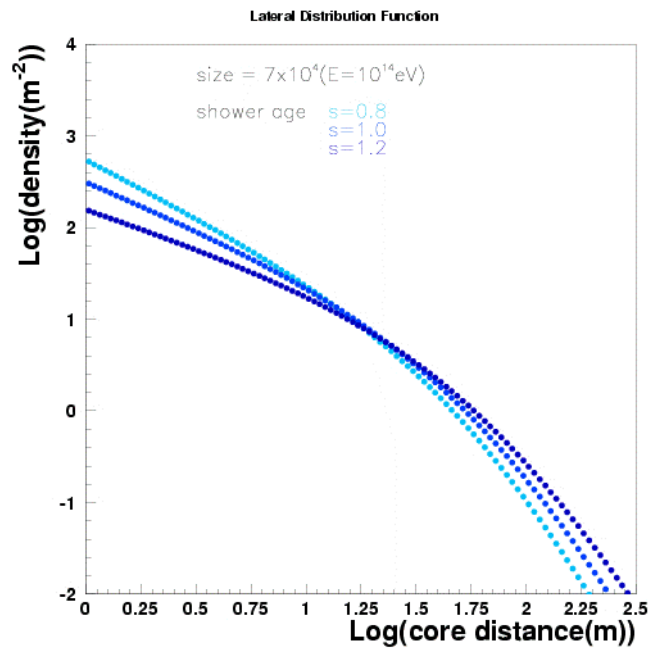


図 2.4: 空気シャワーの横方向分布

2.3 空気シャワーの観測方法

空気シャワーの観測方法は大きく分けて、空気シャワーアレイと呼ばれる多数の地表検出器による観測法と、大気蛍光法の2種類がある。

地表粒子検出器

多数の粒子検出器を地表に配置して到来する空気シャワー粒子を検出することで宇宙線を観測する装置を空気シャワーアレイと呼び、高エネルギー宇宙線の観測法として伝統的に行われてきた。図 2.5 が空気シャワーアレイの概念図である。

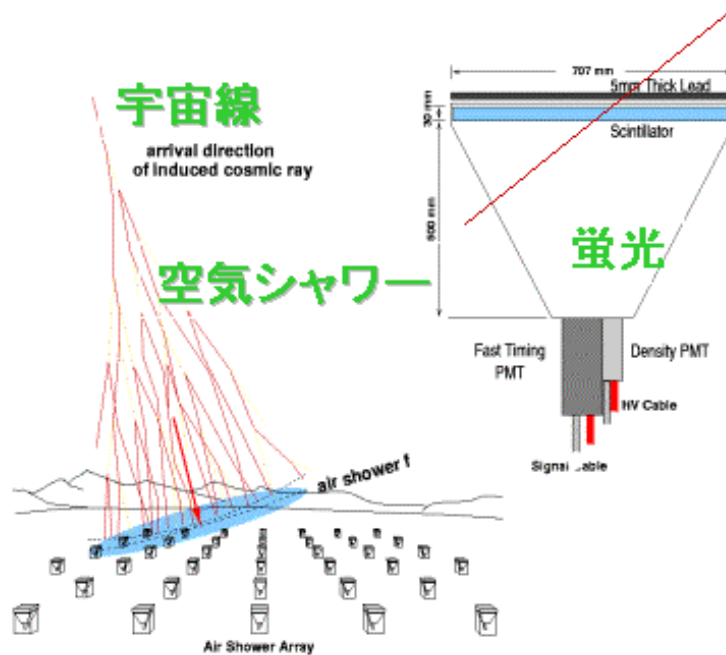


図 2.5: 空気シャワーアレイによる空気シャワー観測の模式図

空気シャワー粒子は、90%の電磁成分(電子、陽電子、光子)と10%のミューオン成分、さらに少量のハドロン成分から成る。このうち電磁成分とミューオン成分を観測する検出器として最も一般的に用いられているのが、プラスチックシンチレータを用いたシンチレーション検出器である。また、特にミューオン成分のみを選択的に検出するために、シールドされたシンチレーション検出器や比例計数管からなるミューオン検出器を別に配置する場合もある。さらに、空気シャワー軸に近い距離におけるハドロン成分を観測するために、ハドロンカロリメーターを備えている空気シャワーアレイもある。

空気シャワーアレイの場合、一次宇宙線の到来方向は比較的簡単に知ることができる。空気シャワーは薄いパンケーキ状の粒子群(シャワー平面)を形成して地表に到来するので、各検出器への粒子の到着時間差から空気シャワーの到来方向を求められるのである。一方、一次宇宙線のエネルギーは、各検出器で検出された粒子数密度分布から空気シャワー全体での横方向分布と全粒子数を推定することで得られる。しかしこれにはハドロン相互作用を考慮した大規模なモンテカルロ計算

を必要とするので、ハドロン相互作用の不確定性の影響を受けることは避けられない。

大気蛍光法

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

高エネルギーの荷電粒子は大気中でチェレンコフ光を発する。チェレンコフ光は粒子の進行方向に近い角度に放射される。さらにこのチェレンコフ光とはべつに、高エネルギーの荷電粒子が大気中を通過するときに窒素などの大気分子を励起し、この励起された大気分子が失活するのに伴い、蛍光が発せられる。すなわち、大気は宇宙線に対してシンチレーターとして働くわけである。80MeVの電子が1気圧の大気中を1m通過した場合の発光光子数はおよそ4個であるが、膨大なシャワー粒子数のためにシャワー全体での光子数は 2×10^{15} 個(一次エネルギーが 10^{20} eVの場合)にも達し、その発光の継続時間は $30\mu\text{s}$ 程度になる。これを光学望遠鏡で集光し高感度で高速の光センサーカメラで撮像すれば、およそ30km遠方からでも観測することができる。さらに大気シンチレーション光の放射方向は等方的であるため一次宇宙線の到来方向によらず観測を行うことができるという利点がある。このような大気蛍光法は、新たな空気シャワー観測の方法として1960年代初めに菅、Greisen、Chudakovなどによって提案された。

空気シンチレーション光の測定による一次宇宙線の観測データの解析は、大きく分けて

1. 空気シャワー軸の再構成
2. 空気シャワーの縦方向発達の再構成

の2段階を経て行われる。宇宙線の到来方向(シャワー軸)は蛍光の軌跡から簡単に求めることができる。特に、遠離れた2台の望遠鏡でシャワーをステレオ観測すると、それぞれの望遠鏡が決めたシャワー平面の交差した線が宇宙線の到来方向となる(図2.6)。空気シャワー軸を決定した後、さらに次のような手順で空気シャワーの縦方向発達の再構成をする。

- i. 空気シャワー中の電子1つから光電子増倍管に到達する光子数の期待値を、その電子の空間的な位置、望遠鏡までの距離により大気による散乱・吸収、装置の検出効率などを考慮して計算する。この光子数にはシンチレーション光だけでなく、チェレンコフ光も含まれる。
- ii. 実際に光電子増倍管で検出された光電子数とi.で計算される値を比較し、空気シャワーの各発達点での電子数を見積もり、式(2.18)と比較することでシャワー発達関数 $N_e(X)$ を求める。

空気シャワーが地表に到達するまでに失うエネルギーの90%以上は、シャワー中の電子成分の電離損失によるものであるので、観測されたシャワー発達関数 $N_e(X)$ から以下の式(2.22)により一次宇宙線のエネルギー E が決まる。

$$E = \frac{\epsilon_0}{X_{rad}} \int N_e(X) dX \quad (2.22)$$

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74 MeVである。また、シャワーの縦方向発達の様子(特に X_{max})から、一次粒子の判別が可能である。

このように、大気蛍光法による観測では、シャワーの縦方向発達の様子を観測できるので地表検出器による観測に比べると得られる情報量が多く、一次宇宙線のエネルギーもモンテカルロ計算に依存することなく決定でき、メリットが多い。ただし、この方法でエネルギーを測定するには、大気中での発光効率、大気中での紫外線光の散乱・吸収、鏡の反射率、フィルターの吸収率、光電子

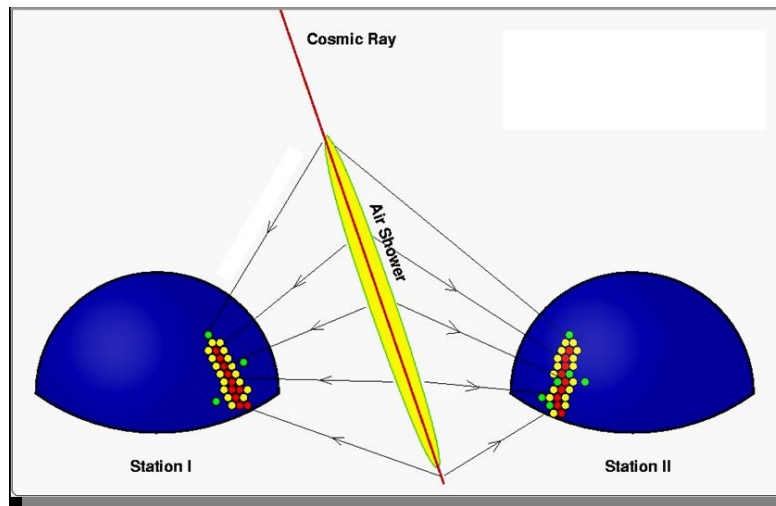


図 2.6: 空気シンチレーション光による空気シャワーのステレオ観測の概念図

増倍管の量子効率などをすべて積み上げていく必要があり、系統誤差を正しく管理するのは容易ではない。

次節では、大気蛍光の発光過程と大気中の光の散乱・吸収について詳しく述べる。

2.3.1 大気蛍光の発光過程と散乱・吸収

空気シンチレーション光

高エネルギーの荷電粒子が気体中を通過すると、気体分子は発光する。原因となる外部の場がなくなった後、光の強度が比較的早く (10^{-3}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 $300 \sim 400\text{nm}$ 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 2.1 に示す [20]。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 2.2 に示した [21]。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。

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

表 2.1: 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

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、

$$\theta = \sin^{-1} \left(\frac{c}{nv} \right) \quad (2.23)$$

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、

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 2.2: 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。

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

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{c^2}{n^2 v^2}\right) = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \sin^2 \theta \quad (2.24)$$

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が無視できない。

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. 星夜光；星や星雲の集積光

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

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

Rayleigh 散乱と Mie 散乱

Rayleigh 散乱は大気分子による散乱で、散乱確率は

$$\frac{\text{散乱波強度}}{\text{入射波強度}} = \frac{8\pi^4 N\alpha (1 + \cos^2 \theta)}{\lambda^4 r^2} \quad (2.25)$$

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。

2.4 最高エネルギー宇宙線

宇宙線の中でも最も興味深いトピックスの一つが最高エネルギー宇宙線である。最高エネルギー宇宙線とは、 10^{20} eV 付近あるいはそれ以上のエネルギーを持つ宇宙線のことを指し、1963年に初めて観測された [7]。以後、AGASA[8]、HiRes[9]、Fly's Eye[10]、Haverah Park[11]、SUGAR[12] などの実験により観測されてきている。しかし、その起源や伝播機構はまだ謎に包まれている。この節では最高エネルギー宇宙線研究に残された諸問題についてまとめる。

2.4.1 GZK cutoff

1963年に宇宙背景放射 (Cosmic Microwave Background Radiation、以下 CMBR) の存在が発見された直後、Greisen、Zatsepin と Kuzmin は、最高エネルギー宇宙線は伝播中にこの CMBR と衝突して大きなエネルギー損失を起こすことを指摘した [13]。 2.7 K の CMBR ($\sim 10^{-3}$ eV) は、宇宙線陽子の静止系では 100 MeV を越える高エネルギーのガンマ線と同等であり、陽子は高い確率で核子共鳴状態に励起される。共鳴状態は π 中間子を放出して崩壊するために、大きなエネルギー損失が起こる。

$$\gamma(\sim 150\text{MeV}) + p(\text{静止}) \rightarrow \Delta(1232) \rightarrow p + \pi^0, n + \pi^+ \quad (2.26)$$

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

図 2.7 に宇宙線の銀河間空間における減衰距離を示す。これによれば、 10^{20} eV 以上の陽子の減衰距離は 50 Mpc 以下であることがわかる。従って、地球で観測された 10^{20} eV 以上の宇宙線は、その起源が地球から 50 Mpc 以内になければならない。逆にそれより遠方の源から放射された宇宙線は、どんなに高い初期エネルギーを持っていても、伝播中にエネルギーを失い、地球では 10^{20} eV 以下の宇宙線として観測される。

宇宙線が陽子よりも重い原子核である場合は、それ以外のエネルギー損失も起きる。 2×10^{19} eV 以上の宇宙線原子核は CMBR 光子との衝突による photo-disintegration によって 1 Mpc あたり $3 \sim 4$ 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 20 Mpc 以内に存在していなければならない。

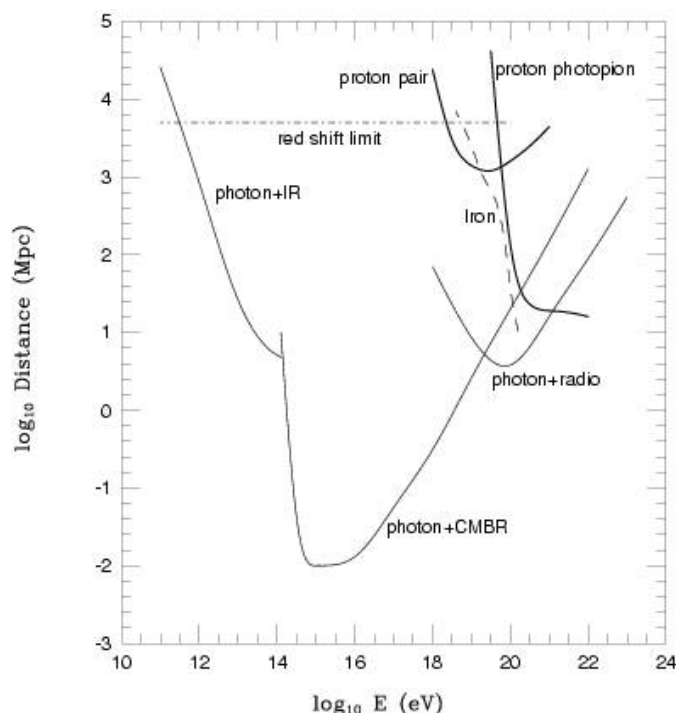


図 2.7: 最高エネルギー宇宙線の減衰距離。実線が陽子、点線が鉄の減衰距離を示す。

以上のような反応により最高エネルギー宇宙線は遮蔽されるので、地球上で観測されるエネルギースペクトルには 10^{20} eV 付近に鋭いカットオフが現れると考えられており、これが GZK cutoff と呼ばれるものである。また、このカットオフが現れるエネルギー限界を GZK 限界と呼ぶ。図 2.8 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 [14]。例えば、源が宇宙空間に一樣に分布する場合は、 5×10^{19} eV で急激な減衰が現れると予想されている。観測される最高エネルギー宇宙線のスペクトルがどのような構造を示すかが、宇宙線源を研究する上での重要な鍵となっている。

2.4.2 AGASA による観測

AGASA (Akeno Giant Air Shower Array) は、山梨県北杜市明野町とその近郊の高原 (平均標高 900 m) に設置された空気シャワー観測装置である。面積 2.2m^2 のプラスチックシンチレータ 111 台を 100km^2 の領域に約 1 km 間隔で設置した空気シャワーアレイで、エネルギーが 10^{20} eV 以上の宇宙線 (super-GZK 事象) を 11 事象観測した。

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

まず第一に、理論的な限界より高いエネルギー領域においてはるかに多くの super-GZK 宇宙線が観測されているということである。AGASA によって観測された一次宇宙線のエネルギースペクトルを図 2.9 に示す。青い破線は宇宙線源が一樣等分的に分布していると仮定した場合に期待されるスペクトルである。この図に示されているように、AGASA の観測したエネルギースペクトルは、GZK 限界の 10^{20} eV を越えてとぎれることなく高エネルギーに向かって続いている。AGASA が建設以来 10 年間に観測した super-GZK 事象数は 11 であるが、GZK cutoff から期待される事

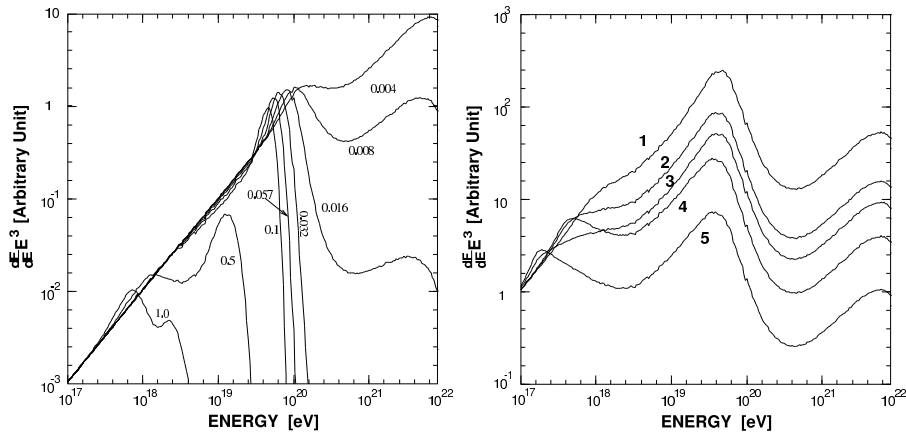


図 2.8: 宇宙線のエネルギースペクトルに予想される GZK cutoff。左は1つの源がいくつかの red shift ($z = 0.004 \sim 1.0$) にあると仮定した場合。右は源が空間分布しているとしてその分布がいくつかの異なる evolution model に従うと仮定した場合。

象数は 1.6 であり、AGASA の観測は GZK 限界の存在と 4.0σ の有意度で矛盾している。

第二に、これらの宇宙線は全天から等方的に到来しているが、その一部は点源から放射されているように見えることである。図 2.10 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的に分布しており、既知の天体の方向分布との明らかな相関は見つかっていない。しかし、 2.5° 以内に 2 事象、あるいは 3 事象重なった doublet、triplet 事象が計 6 例見つかっている。AGASA の到来方向分解能が 1.6° であることを考慮すると、これらの事象は同一の点源から放射されたものと考えて矛盾はない。doublet/triplet 事象の方向分布は、銀河中心や銀河円盤、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 2.11 に示した。図の左端のピークは図 2.10 に示した 5 つの doublet と 1 つの triplet 事象に対応している。図 2.11 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。

2.4.3 起源モデル

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

bottom-up モデル

Fermi 加速あるいはその他のメカニズムによって、低いエネルギーの宇宙線をより高いエネルギーへと加速し、最高エネルギー宇宙線を放射している放射源モデルを総称して bottom-up モデルと呼ぶ。

宇宙線荷電粒子がある領域で加速される場合、磁場による力を受けて進行方向が曲げられるの

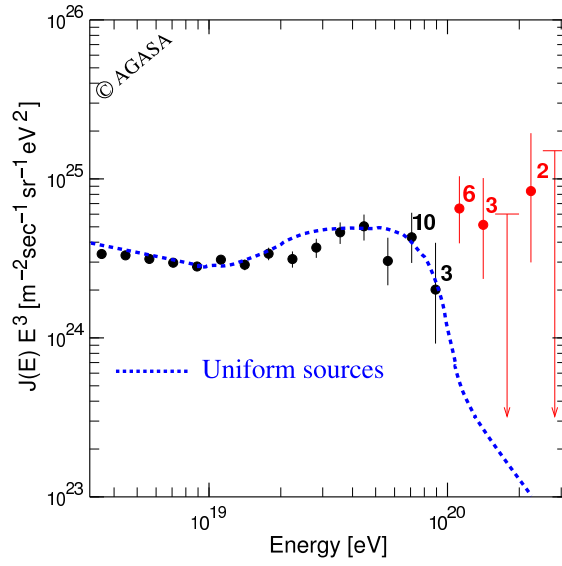


図 2.9: AGASA によって観測された一次宇宙線のエネルギースペクトル

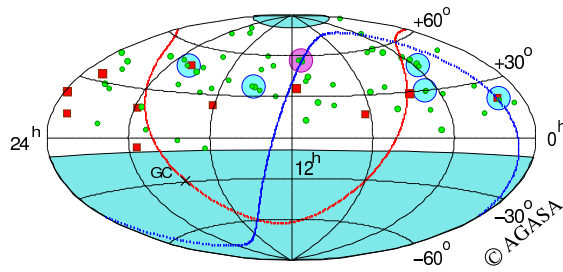


図 2.10: AGASA が観測した $10^{19.6}$ eV 以上の宇宙線の到来方向分布。水色の丸が doublet、ピンクの丸が triplet である。また赤線は銀河面、青線は超銀河面を指す。

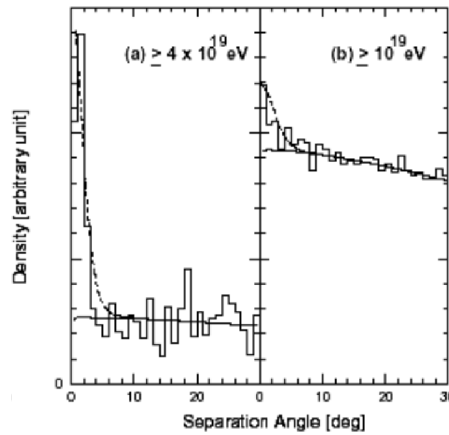


図 2.11: $10^{19.6}$ eV 以上の 59 事象のうち、任意の 2 事象が作る離角の分布

で、加速領域への閉じ込め条件を課すことで加速限界が決まり、

$$E_{max} \leq \gamma e Z B R \quad (2.27)$$

となる。ここで γ は衝撃波のローレンツファクター、 Z は宇宙線原子核の原子番号、 B は加速領域の磁場の強さ、 R は加速領域の大きさである。図 2.12 に、 10^{20} eV 以上まで加速が可能な候補天体の大きさと磁場強度、そして最大加速エネルギーの関係を示した [15]。この図から、銀河系そのものを含むほとんどの銀河系内天体は最高エネルギー宇宙線の加速源から除外されることがわかる。銀河系内の天体としては唯一、中性子星が候補天体である。銀河系外起源の候補としては、活動銀河核、ガンマ線バースト、電波銀河、銀河団などが挙げられる。

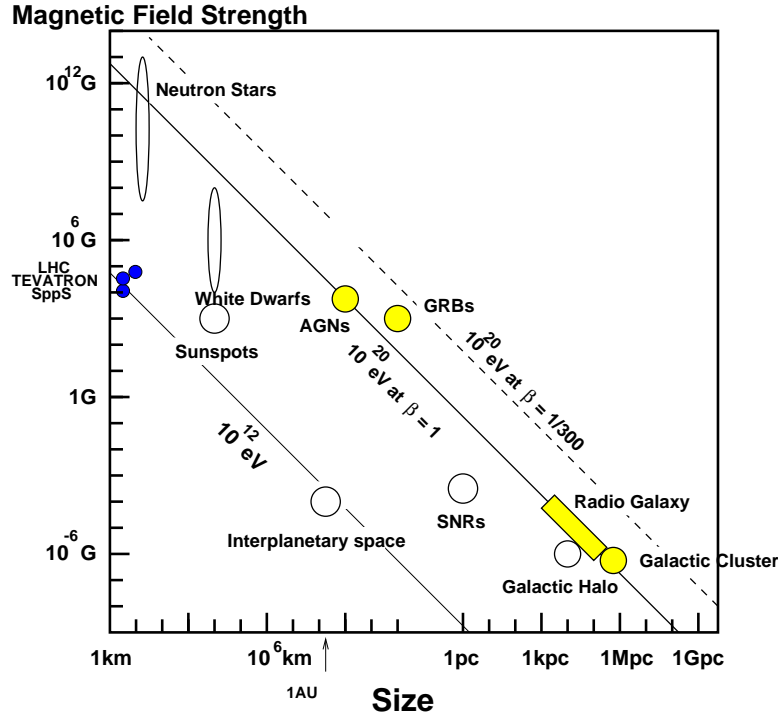


図 2.12: 10^{20} eV を越える最高エネルギー宇宙線の加速源に課せられる、磁場の強さと天体の大きさと最大加速エネルギーの関係。

以下、いくつかの候補天体での加速の可能性と観測との比較について簡単にまとめる [16]。

- 中性子星：表面の磁場が 10^{13} G を越えるような中性子星は、鉄原子核を 10^{20} eV 以上まで加速することが可能である。しかしこのような非常に強い磁場が存在すると、荷電粒子はシンクロトロン放射によってエネルギーを失い、実際にはそのような高エネルギーまでの加速は不可能であると考えられている。ただし、シンクロトロン放射によるエネルギー損失率は中性子星表面からの距離に強く依存し、表面から 10^9 cm 以上離れた領域で加速された粒子は大きなエネルギー損失を伴わずに放射される、という指摘もある。このモデルでは、最高エネルギー宇宙線は銀河系内起源ということになる。中性子星で加速される粒子は主に鉄原子核であると予想されているので、最高エネルギー宇宙線の組成の測定がこのモデルを検証する上で最も重要である。

- AGN : 活動銀河核 (Active Galactic Nuclei, AGN) では、中心にあるブラックホールに降着する物質の重力エネルギーを粒子の運動エネルギーとして解放する。粒子加速は回転する磁場によって生ずる電場によって起こる。ただし、AGN での加速では、その周囲の放射場との衝突による荷電粒子のエネルギー損失が顕著であり、最大加速エネルギーは 10^{19} eV までと考えられている。
- 電波ローブ : AGN の電波ローブと呼ばれる領域では、中心核から放出されるジェットと銀河間空間ガスの衝突によって強い衝撃波が生じており 100kpc 以上も広がっている。その中で特に強い電磁波が放射されている領域 (radio hot-spot) では、光子、物質ともに密度が低いためエネルギー損失が少なく、かつ粒子を封じ込めるだけの十分な強さの乱流磁場が存在していることが、電波観測から予想されている。しかし、hot-spot を伴う電波ローブを持つ AGN はまれで、地球からの距離も遠く、しかもこれまでに観測された最高エネルギー宇宙線の到来方向分布と合わない。仮に M87(18Mpc) がそのような放射源であれば、M87 の方向に観測事象が集中するはずである。また、次に近い既知の類似な天体は NGC315 で、これは 100 Mpc と遠すぎる。
- GRB : ガンマ線バースト (Gamma Ray Bursts, GRB) は、我々が知っている現象の中でも最も激烈なものの一つであり、最高エネルギー宇宙線の到来方向と同様に等方的に分布している。GRB によるエネルギー放出率は、最高エネルギー宇宙線源が一様に分布していると考えた場合の 10^{19} eV 以上の宇宙線としてのエネルギー放出率にほぼ等しく、非常に有力な候補天体である。しかし、GZK 機構のために地球近傍 50Mpc 以内に存在しなければならない。このような GRB は 100 年に 1 回程度しか発生しないと予想されているので、観測される宇宙線の到来方向分布は GRB の方向に集中することが容易に予想できる。しかし、これまで観測された super-GZK 事象と GRB の方向には、相関は見つかっていない。
- 銀河団 : 数 μ G オーダーの磁場が 500kpc 程度の広がりを持って観測されており、これは最大加速の条件 (式 2.27) を満たしている。しかし、 10^{20} eV 以上まで宇宙線が加速されたとしても、銀河団内部での GZK 機構によるエネルギー損失が大きく、銀河団の外には放射されないと考えられている。
- 衝突銀河 : 巨大な衝撃波と 20 μ G オーダーの強い磁場を持った衝突銀河が観測されており、その大きさは加速された宇宙線の曲率半径を越える。しかし、 10^{20} eV まで粒子を加速するには、衝突している銀河どうしの大きさが非常に異なることが条件である。

top-down モデル

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

以下はそのいくつかの例である [16]。

- TD・SHR の崩壊・対消滅 : ビッグバンの初期、すなわちインフレーションの最後またはその後生成された宇宙紐などの位相欠陥 (Topological Defect, TD)、または超重粒子 (Super

Heavy Relic Particles, SHR) が、銀河近傍で崩壊して最高エネルギー宇宙線を発生しているとするモデルである。TD ホ互いの衝突や対消滅によって、超重ゲージボソンやヒッグスボソンに崩壊すると考えられている。これらはパイオンのハドロンジェットを作り最終的にガンマ線、電子、ニュートリノに崩壊し、ハドロンのうち数%だけが核子となる。GZK 機構を考慮すると、このシナリオでは、GZK cutoff より低いエネルギーでは陽子が、高いエネルギーではガンマ線が主成分になると予想される。SHR も崩壊によってハドロンジェットを作るが、SHR は cold dark matter として銀河ハロー内にも存在すると考えられるため、GZK 機構の影響を受けず、粒子種がエネルギーとともに変化することはないと予想されている。

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

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

2.4.4 観測結果の現状と問題点

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

最高エネルギー領域の宇宙線観測グループは、AGASA の他にもう一つ、HiRes (High Resolution Fly's Eye) がある。AGASA が地表粒子検出器を用いた観測であるのに対し、HiRes は大気蛍光望遠鏡による観測を行い、そして GZK cutoff の存在を示唆する結果を発表した。HiRes が発表したエネルギースペクトル (2 基の望遠鏡ステーションの単眼観測の結果) を図 2.13 に示す。これによると、 10^{20} eV を越える宇宙線は 2 事象であり、スペクトルは GZK cutoff と一致している。

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

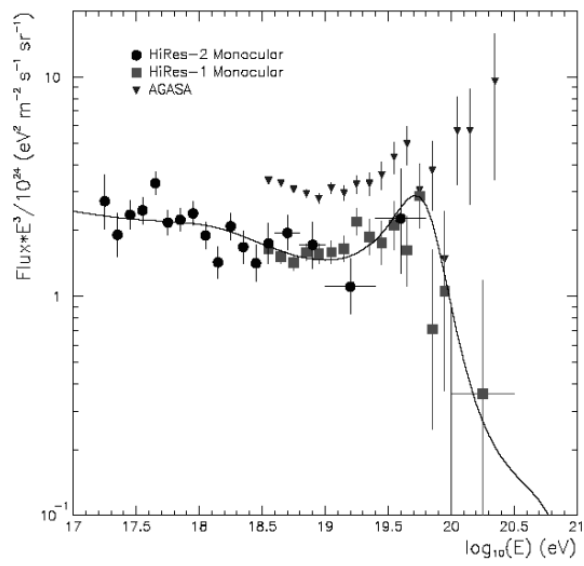


図 2.13: HiRes が発表したエネルギースペクトル

第3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 1km^2 の地表に 100 年に 1 度飛来する程度である。AGASA は 111 台のシンチレーション検出器を 100km^2 の地表に配置し、降り注ぐ空気シャワーを観測した。これにより、検出感度を当時の世界レベルから一挙に ~ 5 倍広げること成功し、大きな成果を導いた。しかし、建設以来十数年を経て AGASA は感度、装置性能ともに限界に達し、これ以上に起源解明に迫ることはできず、2004 年に観測を終了した。

そこで、最高エネルギー宇宙線の起源解明のため、日米共同の新たな観測計画が立案された。それがテレスコープアレイ (Telescope Array, TA) 実験である [1]。この TA 実験は、AGASA の約 4 倍の感度を持つ大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD) と、約 9 倍の感度を持つ地表検出器 (Surface Detector, SD) を設置し、最高エネルギー宇宙線の空気シャワーを観測するものである。現在、2007 年からのハイブリッド定常観測を目標に建設中である。

3.1 TA 実験の目的

このテレスコープアレイ実験では、第 2 章で述べた現在までの最高エネルギー宇宙線観測の問題点を踏まえて、以下の目標を掲げている。

- 従来の最高エネルギー宇宙線観測実験よりも観測精度、有効検出面積を格段に向上させ、 10^{20}eV 付近のエネルギースペクトルを確定する。テレスコープ実験では、観測イベントの約 10%は大気蛍光望遠鏡と地表粒子検出器によるハイブリッド観測になるので、両検出器相互の補正によりエネルギースケールの系統誤差を 10%以下に抑える。
- 最高エネルギー宇宙線の点源問題を解決する。TA 全体では、AGASA に対して約 12 倍の有効検出面積を有するので、これにより統計量を増やし、同時に一次宇宙線の到来方向を 1.0° 以下の精度で決めることを目指す。
- 最高エネルギー宇宙線の粒子種を同定する。最高エネルギー宇宙線は起源モデルごとに一次宇宙線の組成として陽子、鉄、ガンマ線やニュートリノなどが予言されており、組成判別が起源解明の大きな鍵となる。

3.2 TA 実験の装置概要

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

に設けられ、それぞれが中心領域方向 108° の範囲に到来する空気シャワーを 2ヶ所以上のステーションでステレオ観測する。望遠鏡ステーションの内側の領域には、荷電粒子を検出するプラスチックシンチレーション検出器が 576 台、1.2km 間隔で碁盤の目状に設置される。装置の検出面積は約 800km^2 となる。装置の配置図を図 3.1 に示す。

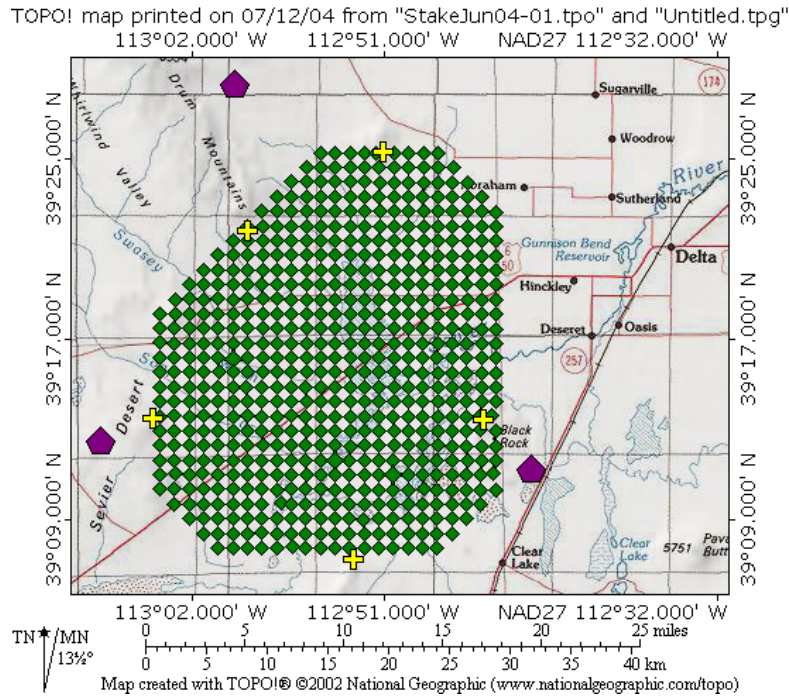


図 3.1: 大気蛍光望遠鏡と地表検出器の配置。紫色の五角形が大気蛍光望遠鏡ステーション、緑色の菱形が地表検出器を表す。

3.3 大気蛍光望遠鏡

大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD) は、空気シャワーによるシンチレーション光を球面鏡で集光しそれを PMT カメラで撮像して観測を行う装置である。3ヶ所に設置された FD ステーションは、それぞれ口径 3m の球面鏡を持つ 12 基の望遠鏡を装備しており、方位角 120° を観測する (図 3.2、図 3.3)。将来的には 360 度をカバーするよう拡張ができるようになっている。観測を行わないときは全てのシャッターが閉まり、望遠鏡を保護するようになっている。また、ステーションの中心にはデータを収集するコントロールルームと居住区が設けられている。

以下、大気蛍光望遠鏡を構成する各部位についてまとめる。



図 3.2: 現地で建設された望遠鏡ステーション (Black Rock Mesa)。観測をしないときはシャッターが閉まるようになっている。



図 3.3: ステーション内に望遠鏡が設置されたところ。

n

3.3.1 光学系

望遠鏡は、広角視野を得るため、また放物面鏡に比べると設置と調節機構が簡単であるため、球面鏡を使用している。望遠鏡1基の視野は、方位角が 18° 、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 $3^\circ\sim 18.5^\circ$ 、下段が $18.5^\circ\sim 34^\circ$ となり、全体では $3^\circ\sim 34^\circ$ をカバーする(図3.4)。各ステーションには、合計12基の望遠鏡が扇形に配置され、方位角は全体で 108° になる。

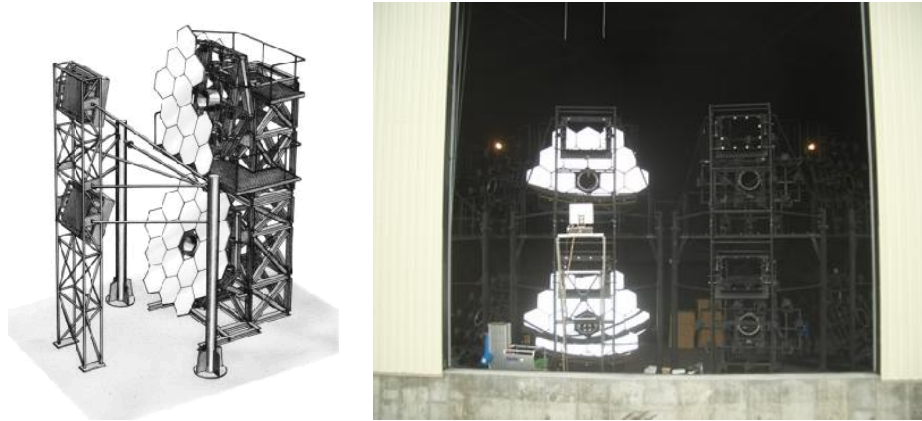


図 3.4: 左図が望遠鏡のデザイン。18枚のセグメントミラーからなる合成球面鏡と256本のPMTで構成されているカメラが図のように配置され、二段に重ねられている。右図は、現地のステーション (Black Rock Mesa) 内に設置された望遠鏡の写真。

望遠鏡に使われる球面鏡は、18枚の六角形をした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デザインは図3.5である。対辺間が660mmの六角形で厚みは11mm、曲率半径は $6067 \pm 40\text{mm}$ である。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。素材はTempax glassを使用しており、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。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。

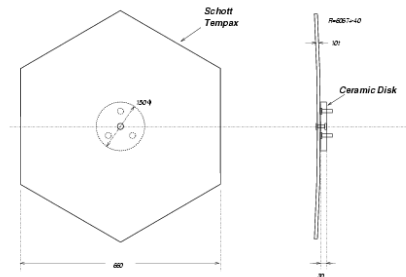


図 3.5: セグメントミラーのデザイン

3.3.2 PMT カメラ

PMT(光電子増倍管) カメラは、 16×16 のアレイ状に並べられた 256 本の PMT から構成されており、反射鏡の焦点面に設置される(図 3.6 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 3.6 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。使用する BG3 フィルターは、25 枚に 1 枚の割合でサンプル抽出を行い、その分光透過率を測定している(図 3.7)。

さらに、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。

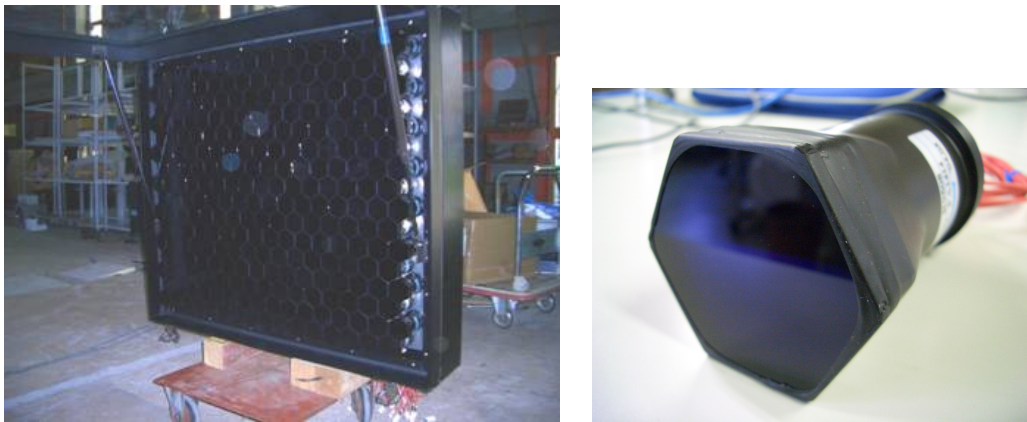


図 3.6: 左 : PMT カメラ。右 : カメラに使われている PMT(R9508)。

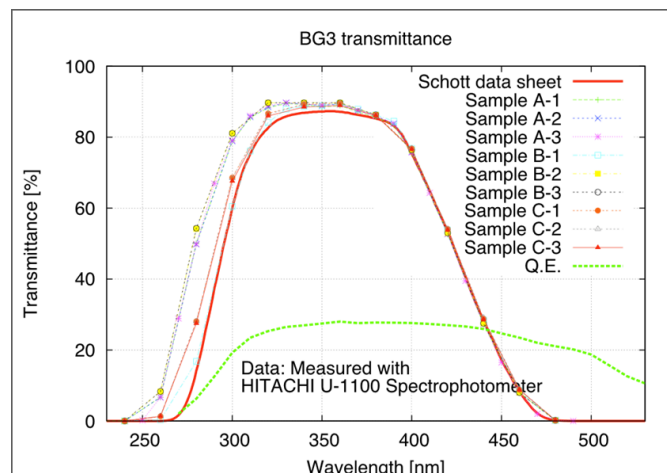


図 3.7: BG3 フィルターの透過率

3.3.3 データ収集システム

図 3.8 は、データ収集システムの概念図である。

大気蛍光望遠鏡では、PMT からのパルス信号波形をデータ収集エレクトロニクスで記録する。FD ステーション内のシステムは、ステーション内のタイミング、コントロール関係を管理するモジュール群 (1 クレート分) と各 FD の読出しシステム、コントロールシステム、電源システムからなり、1 台の FD が 1 クレートに相当するようにシステムを組む。

以下、各ブロックごとの役割をまとめる。

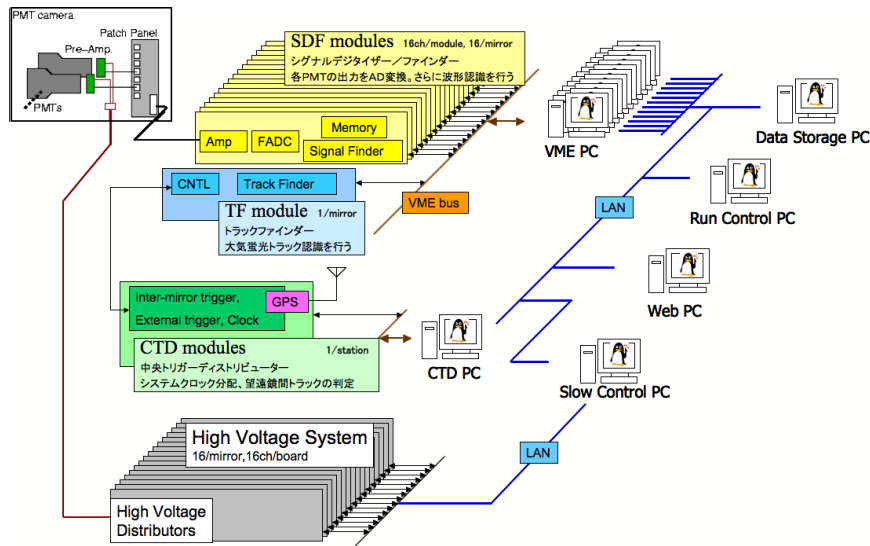


図 3.8: FD エレクトロニクスの概念図



図 3.9: 現地のステーション (BRM) 内に設置されたエレキ群

- プリアンプ：PMT 出力信号を増幅する。使用するプリアンプは、ダイナミックレンジが～5000p.e./10ns、最大出力電圧が 2.0V となっている。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 になるよう設計されている。
- パッチパネル：1 カメラあたり 256 個のプリアンプへの電源供給および各 SDF への信号送信をまとめる中継地点としての役割を持つ。FD カメラ 1 台あたり 2 つのパッチパネルがカメラボックス内部に取り付けられており、1 つのパッチパネルからは 128 個のプリアンプへそれぞれ $\pm 5V$ の電源を供給する。プリアンプ、パッチパネル間は cat. 6 ケーブルで接続されており、パッチパネルから SDF へは 16ch を 1 束にして 1 本のケーブルで信号を送信する。

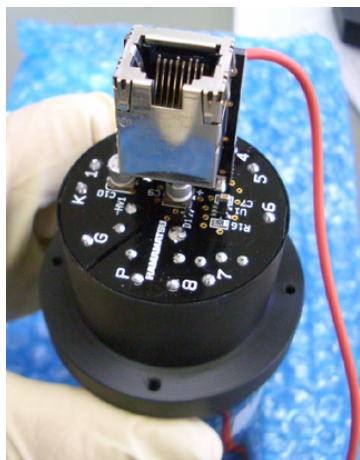


図 3.10: プリアンプ

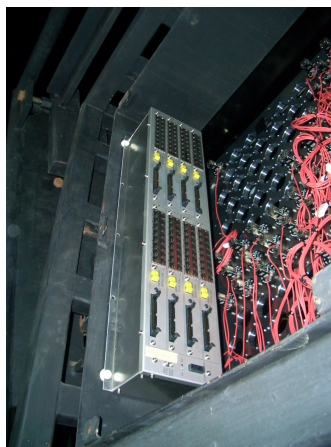


図 3.11: パッチパネル

- SDF (Signal Digitizer and Finder module)：各 PMT の出力の AD 変換、および大気蛍光の波形認識をする役割を持つ。1 枚に 16 チャンネル分が組み込まれており、1 クレートに 16 枚装着される。PMT から送られてきたアナログ信号は、12bit 分解能、最大入力値 2V、40MHz サンプリングの FADC で AD 変換され、さらに 100ns 毎に積分され、1 フレーム (12.8 μ s) 毎に記録される。波形認識は各フレーム毎に行われ、計算された S/N が設定された threshold を上回るとトリガー (ファーストレベルトリガー) 信号を発生させる。トリガーのかかったチャンネルは 1、それ以外は 0 と表され、その 0/1 ヒットパターンが次の TF モジュールへ送られる。
- TF (Track Finder module)：SDF から送られてきたヒットパターンをもとに、空気シャワーによるトラックかどうかの判定を行う。トリガー (セカンドレベルトリガー) は以下の 3 種類に分類し、そのトリガーコードを CTD へ送る。1 クレートに 1 枚装着される。
 1. 連続した 5 本の PMT でシグナルがある (complete track)
 2. カメラの端で、連続した 3 本の PMT でシグナルがある (partial track)
 3. threshold を越えた信号を記録した PMT がある (NC)
- CTD (Central Trigger Distributor module)：データ取得の最終判断を行う。1 台の FD ステーションに 1 枚あり、12 台の TF からセカンドレベルトリガーを集め、カメラ間にまたがるトラックの判定を行ったうえでトリガー (ファイナルトリガー) をかける。また、全エレクトロニクス共通のクロックの供給、初期信号の送出などの働きも担う。

基本的なデータの流りは次のようになる。PMT からのパルス信号はプリアンプで増幅され、SDF に送られる。SDF に送られた信号は、12bit 分解能、40MHz サンプリングの FADC で AD 変換される。デジタル化されたデータはバッファに記録され、同時に SDF でファーストレベルトリガーの判定が行われる。SDF で得られたヒットパターンは TF へ送られ、そこでトラック判定が行われる。最後に、CTD によって全てのカメラのトリガーコードが集められ、イベントを取得するかどうかが判断される。イベントとして判定されたデータは、SDF のバッファから光ファイバーを利用して PC に送信される。現在完成しているエレクトロニクスのイベント転送レートは、最大 26Hz となっている。



図 3.12: SDF モジュールのボード

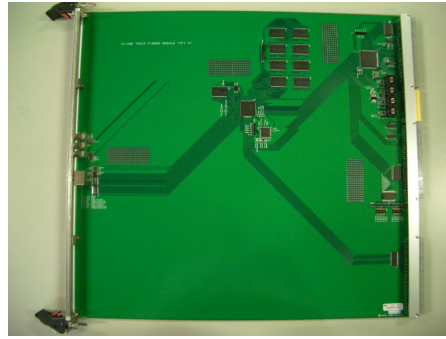


図 3.13: TF モジュールのボード

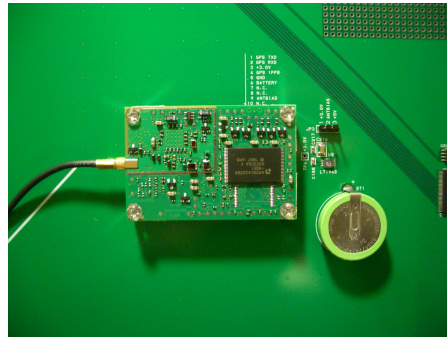
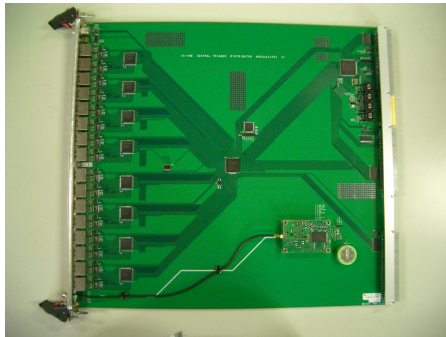


図 3.14: 左 : CTD モジュールのボード。右 : CTD に搭載されている GPS。

3.3.4 キャリブレーションシステム

TA 実験における FD のキャリブレーションシステムは、大きく 3 つのカテゴリーに分けられる。

- PMT ゲインのキャリブレーション
- 大気モニター
- 1 次宇宙線エネルギー決定のキャリブレーション

まず 1 つめの PMT ゲインについてであるが、大気蛍光法による空気シャワー観測では、検出された PMT の信号から PMT への入射光子数を算出しなければならないため、PMT のゲインを常に精度良く求めなければならない。TA 実験では、CRAYS(Calibration Rayleigh Scattering system) や YAP、Xe flusher、XY scanner といったシステムを用いて、PMT ゲインのキャリブレーションを行う。

次に大気モニターであるが、大気蛍光法は大気をシンチレータとして用いるために大気状態への依存性が高い。特に、シャワー中の発光点から望遠鏡まで伝搬する間の光の散乱や吸収の効果を正しく補正する必要がある。大気モニターを行うものとして、LIDAR(LIght Detection And Ranging) 及び CLF(Central Laser Facility) がある。

最後にエネルギーのキャリブレーションについてであるが、これは、Linac により行う。

以下、各キャリブレーションシステムについて簡単にまとめる。

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。
- YAP : 標準 PMT 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 ($\text{Q.E.} \times \text{C.E.} \times \text{PMTGain} \times \text{ElectronicsGain}$) 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 カメラのゲインの 2 次元不均一性を測定する。



図 3.15: CRAYS

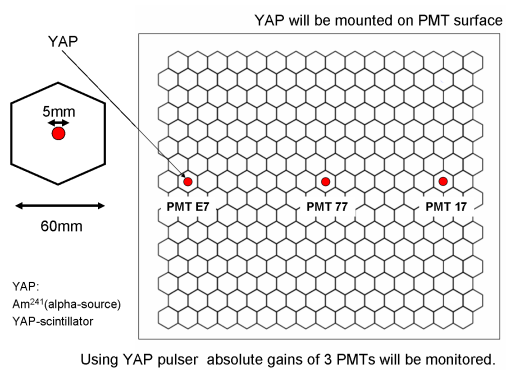


図 3.16: YAP



図 3.17: Xe flasher

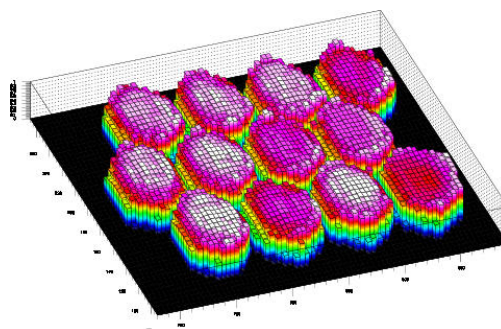
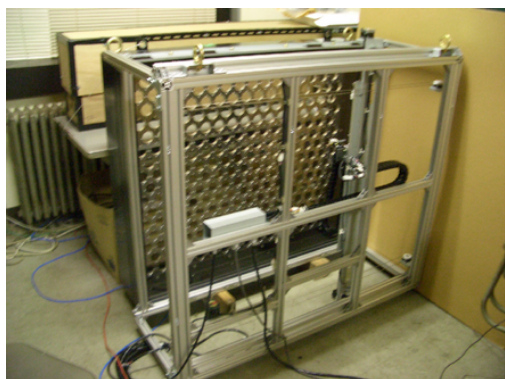


図 3.18: 左: XY scanner。右: XY scanner によって測定された PMT ゲインの 2 次元マップの例。

大気モニター

- LIDAR : 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。LIDAR システムは、ステーションから 100m 離れた LIDAR DOME 内に設置される。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。

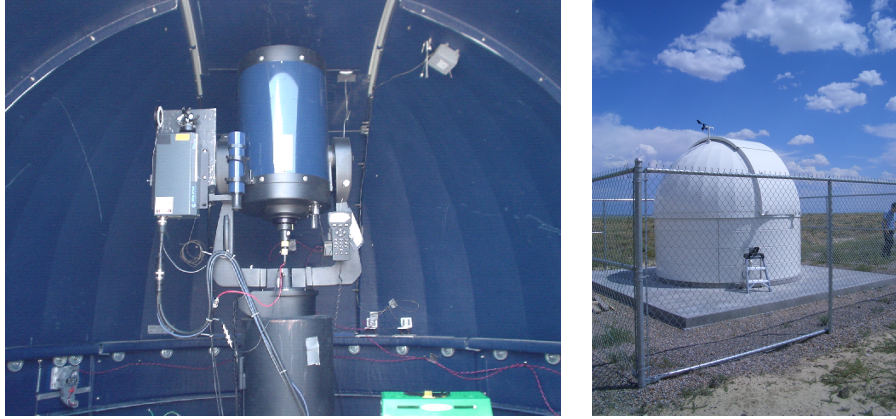


図 3.19: 右: LIDAR が内蔵されたドーム。左: LIDAR で使用する望遠鏡。望遠鏡にはレーザーと PMT が取り付けられている。

- 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真上に放射し、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。

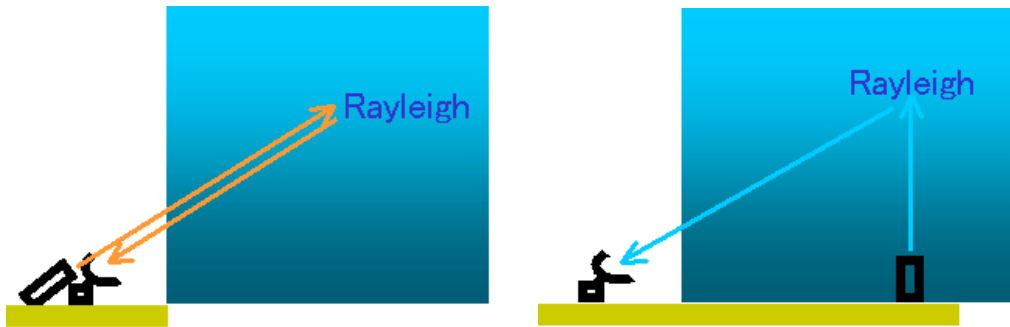


図 3.20: 左が後方散乱光を利用する LIDAR システム、右が側方散乱光を使用する CLF システムのイメージ。

エネルギー較正

- Linac : 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。この線形加速器をトレーラーに載せ、Black Rock Mesa の前方 100m のところを移動させることで、複数のポイントからのビームを測定する。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。

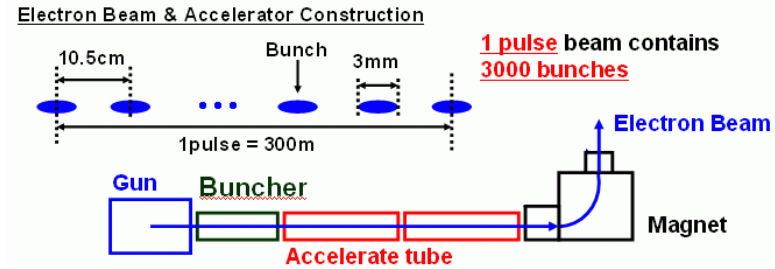


図 3.21: Linac の概念図

3.4 地表粒子検出器

地表粒子検出器としては、面積 3m^2 のプラスチックシンチレータを使用し、これを 1.2km 間隔で合計 576 台設置する (図 3.22)。検出器 1 台は、 $100\text{cm} \times 150\text{cm} \times 1\text{cm}$ のプラスチックシンチレータを 2 層に重ねたものが 2 つ並べられて容器 ($210\text{cm} \times 170\text{cm} \times 8\text{cm}$) に入れられて構成されている。それぞれのプラスチックシンチレータには直径 1mm 、 2cm 間隔で溝が掘られており、その溝に WLSF (Wave Length Shifting Fiber) が埋め込まれる。シンチレータからの青色光は、この WLSF で緑色光に変換されて容器の中央に置かれた PMT に集められ、検出される。PMT からの信号波形は 12bit、 52MHz サンプリングの FADC で AD 変換され、記録される。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。また、実験サイトには電源設備はなく、ケーブルを敷設することも現実的ではないため、太陽電池とバッテリーにより自家発電を行う。



図 3.22: 現地に設置されたシンチレーション検出器

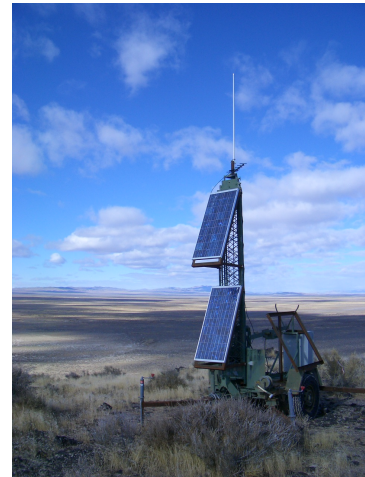


図 3.23: 通信塔

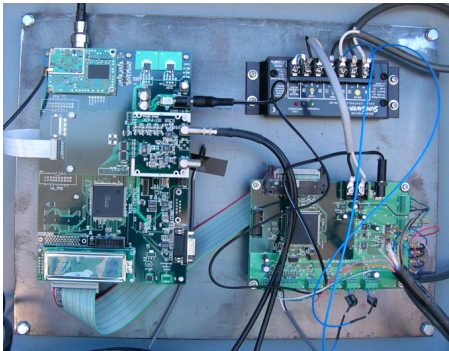


図 3.24: 地表検出器のデータ収集エレクトロニクス



図 3.25: 地表検出器を背面から見た写真。ソーラーパネルの後ろにエレクトロニクスを収容している箱が取り付けられている。

3.5 ハイブリッド観測

宇宙線望遠鏡実験では、大気蛍光望遠鏡による観測と、地表粒子検出器による観測を同時に行う(図 3.26)。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。大気蛍光望遠鏡では、大気中でシャワー中心が作る軌跡を撮像し、軌跡の輝度(光量)から大気中における空気シャワーの全エネルギー損失と到来方向を測定する。大気蛍光法と地表粒子検出器は測定原理が異なるだけでなく、空気シャワーのエネルギーを相補的な視点で測定している。すなわち、大気蛍光は空気シャワー中心軸付近でのエネルギー損失を、シャワー縦方向発達に沿って観測する。これに対して、地表粒子検出器は最大発達付近の平面内でシャワー軸から数 100m~数 km の範囲において、粒子密度の横方向分布を測定する。各々の方法は単独で一次宇宙線のエネルギーと到来方向を決定できるが、双方の結果が一致して初めて空気シャワー現象の統一的な理解ができる。

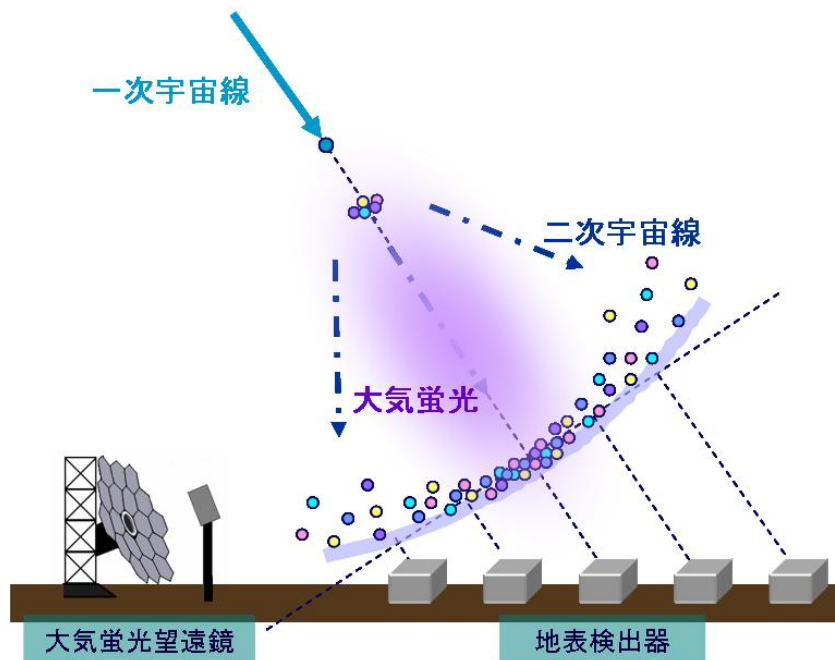


図 3.26: ハイブリッド観測の概念図

第4章 TA実験におけるシミュレーション計算および解析ソフトウェアの開発

宇宙線空気シャワー観測の実験において、シャワーシミュレータや検出器シミュレータ、解析プログラムの開発は非常に重要である。TA実験では、FDとSDのハイブリッド観測にむけて、グループ共通としてのソフトウェアを開発中である。本研究では、TA実験の特にFDに関するソフトウェアを開発した。本章ではそれについて述べる。

4.1 ソフトウェア概要

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

今回開発したソフトウェアは、大きく以下のように分けられる。

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

以下では、開発したソフトウェアの各部分について順に述べる。

4.2 ShowerGenerator クラス

ShowerGenerator クラスは、あらかじめ設定された一次宇宙線のエネルギーや粒子種、ジオメトリに従って、空気シャワーを生成するクラスである。内部では、主に以下のクラスが用いられている。

- ShowerTracker クラス：宇宙線による空気シャワーをシャワー軸に沿って発達させるクラス
- TAEASEvent クラス：シャワーデータ保存用のクラス
- EAScascade クラス：シャワーの特徴を保持するクラス
- Atmosphere クラス：大気情報に関するクラス

4.2.1 ShowerTracker クラス

ShowerTracker クラスの役割は、シャワー軸上の各大気高度 (大気深さ) でのシャワー粒子数を計算し、結果を TAEASEvent クラスに書き込むことである。シャワー粒子数の計算は、大気のトップ (大気深さ 0.1 g/cm^2) からシャワー軸に沿って 1 g/cm^2 ごとに行われる (この 1 g/cm^2 ごとに区切られたものをシャワー軸セグメントと呼ぶ)。そして、各シャワー軸セグメントの位置情報やそこでの粒子数情報を、シャワーデータ保存用クラス (TAEASEvent クラス) に保存する。

4.2.2 TAEASEvent クラス

TAEASEvent クラスは、ShowerTracker クラスにより生成された空気シャワーデータを保存するものである。具体的には、各シャワー軸セグメントにおける以下のプロファイルを保持する。

- 3次元的な位置ベクトル (原点は地球中心)
- シャワー軸に沿った大気深さ (slant depth)
- シャワー軸セグメント中のシャワー粒子数
- シャワー粒子による energy deposit
- シャワーの age parameter

ここで、age parameter とは、シャワーの発達段階を示すパラメータであり、最大発達時に 1 となる。

4.2.3 EAScascade クラス

シャワーの特徴を記述するクラスが、EAScascade クラスである。このクラスでは、与えられた一次宇宙線の情報 (エネルギー、粒子種、ジオメトリ等) をもとに、発生する空気シャワーを特徴づける様々なパラメータを求め、それを保持している。

シャワーの縦方向発達

空気シャワーの縦方向成達は、以下の Gaisser-Hillas 関数によって再現できる。この関数は、陽子から始まる空気シャワーのシミュレーション結果から、シャワー軸に沿ったある大気深さ X のシャワーサイズ N_e を記述するものである。

$$N_e(E, X - X_1) = N_{\max} \left(\frac{X - X_1}{X_{\max} - X_1} \right)^{\frac{X_{\max} - X_1}{\lambda}} \exp \left(-\frac{X - X_{\max}}{\lambda} \right) \quad (4.1)$$

ここで、各パラメータはそれぞれ以下の通りであり、一次宇宙線のエネルギーや粒子種により決められる。

- N_{\max} : 最大成達時のシャワー粒子数
- X_{\max} : シャワーの最大成達深さ [g/cm²]
- X_1 : first interaction point [g/cm²]
- λ : interaction length [g/cm²]

図 4.1、図 4.2 は、シャワーの縦方向成達の一例である。

シャワーの横方向分布

シャワー中の荷電粒子横方向分布は、式 (4.3) で表される NKG 関数を用いている。

$$\rho = N_e \frac{B(s, 4.5 - 2s)}{2\pi r_{\text{mol}}^2} x^{s-2} (1+x)^{s-4.5} \quad (4.2)$$

$$x = \frac{r}{r_{\text{mol}}} \quad (4.3)$$

ここで r_{mol} はモリエールユニットで、電子が 1 輻射長進む間に横方向に広がる距離であり、多重散乱の量、媒質の密度によるが、ここでは典型的な定数 9.3 g/cm² を用いる。また、 $B(p, q)$ はベータ関数で

$$B(p, q) = \int_0^1 x^{p-1} (1-x)^{q-1} dx \quad (p, q > 0) \quad (4.4)$$

s は age parameter で

$$s = \frac{3(X - X_1)}{(X - X_1) + 2(X_{\max} - X_1)} \quad (4.5)$$

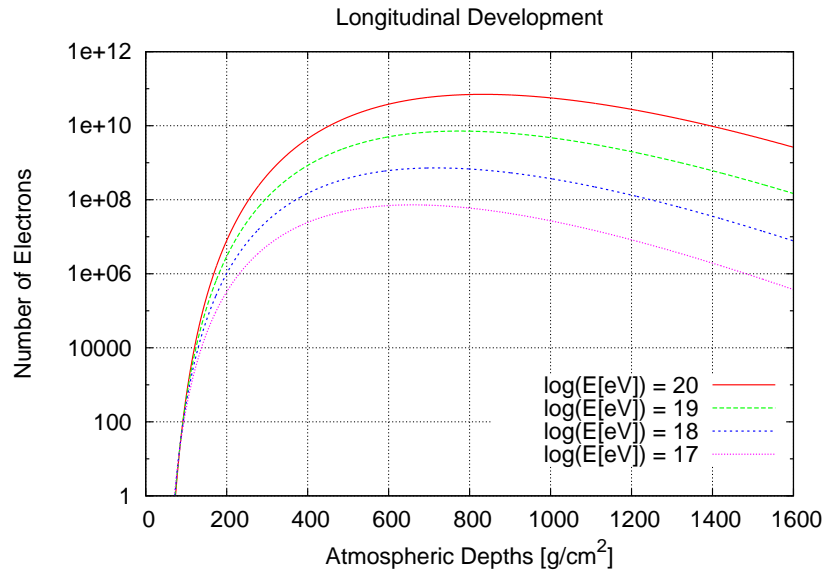


図 4.1: 空気シャワーの縦方向発達の例 (1)

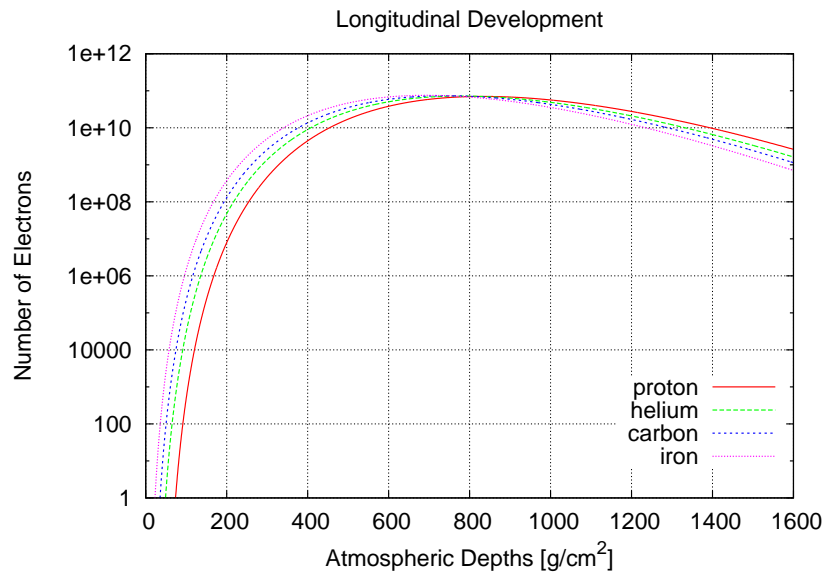


図 4.2: 空気シャワーの縦方向発達の例 (2)

4.2.4 Atmosphere クラス

Atmosphere クラスは、大気状態を表すクラスである。具体的には、高度に対する温度、密度、及び大気深さのプロファイルや、大気透明度の情報を保持している。現時点では、大気状態として US 標準大気モデルを使用している。US 標準大気モデルでは、海面レベルからの高度 h_v [km] と垂直方向の大気深さ x_v [g/cm²] を以下の式で表す。

$$h_v = \begin{cases} 47.05 - 6.9 \ln x_v + 0.299 \left(\ln \left(\frac{x_v}{10} \right) \right) & (x_v \leq 25.0) \\ 45.5 - 6.34 \ln x_v & (25.0 < x_v \leq 230.0) \\ 44.32 - 11.861 x_v^{0.19} & (230 < x_v) \end{cases} \quad (4.6)$$

また、高度 h_v と気温 T の関係は表 4.1 のとおりである。

高度 [km]	気温 [K]	高度 [km]	気温 [K]
0.0	288.150	20.0	216.650
1.0	281.651	21.0	217.581
2.0	275.154	22.0	218.574
3.0	268.659	23.0	219.567
4.0	262.166	24.0	220.560
5.0	255.676	25.0	221.552
6.0	249.187	26.0	222.544
7.0	242.700	27.0	223.536
8.0	236.215	28.0	224.527
9.0	229.733	29.0	225.518
10.0	223.252	30.0	226.509
11.0	216.774	35.0	236.513
12.0	216.650	40.0	250.350
13.0	216.650	45.0	264.164
14.0	216.650	50.0	270.650
15.0	216.650	55.0	260.771
16.0	216.650	60.0	247.021
17.0	216.650	65.0	233.292
18.0	216.650	70.0	219.585
19.0	216.650		

表 4.1: 標準大気モデルの高度と気温の関係

Atmosphere クラスが保持している大気透明度の情報については、次節 (FD Simulator) の中で述べる。

4.3 FDSimulator クラス (1)

～大気蛍光およびチェレンコフ光の発生と吸収～

FDSimulator クラスは、ShowerGenerator クラスから生成された空気シャワーイベント (TAEASEvent クラス) を受け取り、それをもとに大気蛍光を FD へ入射させる役割を持つ。

ここではまず、シャワー中の荷電粒子による大気蛍光の発生、およびチェレンコフ光の発生と、それらの大気中での散乱・吸収を扱うクラスについてまとめる。

4.3.1 Fluorescence クラス

大気蛍光の発光効率やそのスペクトラムについての情報を保持しているクラスである。大気蛍光とは、シャワー中の荷電粒子により大気中の窒素分子が励起されそれが基底状態に戻る際に放射される蛍光であり、等方的に放射されるものである。大気発光効率 ϵ_H は、シャワー中の 1 個の電子が大気中を単位長さ通過したときに発生する光子数として定義されており、式 (4.8) で表される [21]。

$$\epsilon_H = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{1.4\text{MeV}}} \times Y(\rho, T) \quad (4.7)$$
$$Y(\rho, T) = \frac{\rho A_1}{1 + \rho B_1 \sqrt{T}} + \frac{\rho A_2}{1 + \rho B_2 \sqrt{T}} \quad (4.8)$$

ここで、 ρ は大気密度、 T は大気温度、 $\frac{dE}{dx}$ は電子の energy loss、 $\frac{dE}{dx}_{1.4\text{MeV}}$ は 1.4MeV で測定した電子の energy loss で $1.668 \text{ MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$ 、 A_1 、 A_2 、 B_1 、 B_2 は定数で $A_1 = 890.0 [\text{cm}^2 \text{g}^{-1}]$ 、 $A_2 = 550.0 [\text{cm}^2 \text{g}^{-1}]$ 、 $B_1 = 1850 [\text{cm}^3 \text{g}^{-1} \text{K}^{-1/2}]$ 、 $B_2 = 650 [\text{cm}^3 \text{g}^{-1} \text{K}^{-1/2}]$ である。また、大気蛍光の発光スペクトラム $w(\lambda_i)$ は、図 4.3 のとおりである。

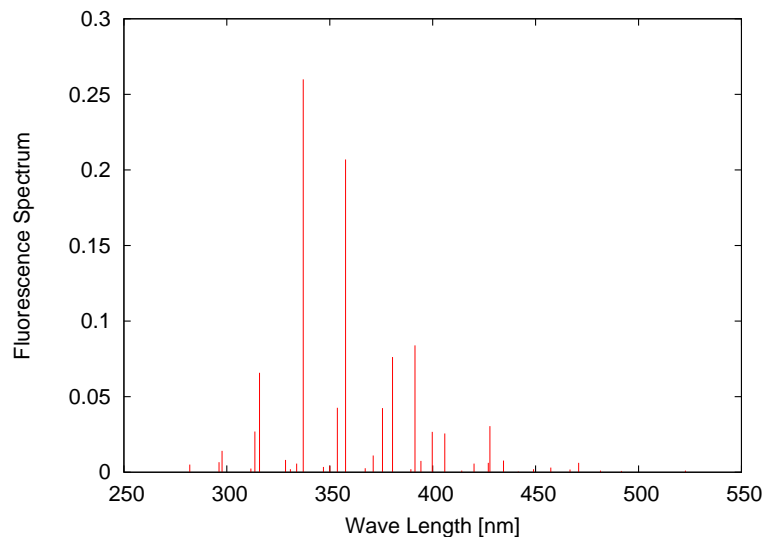


図 4.3: 大気蛍光の発光スペクトラム

4.3.2 Cherenkov クラス

チェレンコフ光についての情報を保持しているクラスである。シャワー中の荷電粒子の一部は、大気中での光速を越えるスピードで運動するためにシャワー軸の前方に向かってチェレンコフ光が放射される。よって、シャワーが望遠鏡に向かって到来してくる場合はチェレンコフ光の寄与を考慮しなければならない。シャワー中の電子1個が大気中を単位長さ通過した際の、波長 λ のチェレンコフ光の発光効率は、式(4.9)で表される[22]。

$$\epsilon_{\text{ch}}(\lambda) = 4\pi \alpha \delta F_{E_{\text{th}}} \frac{1}{\lambda^2} \delta\lambda \quad (4.9)$$

ここで、 α は微細構造定数、 δ は大気の屈折率 n に依存するパラメータで、 h を高度とすると

$$\delta = n - 1 = \delta_0 e^{-\frac{h}{h_0}} \quad (4.10)$$

である($\delta_0 = 2.4 \times 10^{-4}$ 、 $h_0 = 7.3 \times 10^3$ [m])。 $F_{E_{\text{th}}}$ は、シャワー中の荷電粒子のうちエネルギーが E_{th} 以上のものの割合で、

$$F_{E_{\text{th}}} = \left(\frac{0.89E_0 - 1.2}{E_0 + E_{\text{th}}} \right)^s \left(1 + \frac{s E_{\text{th}}}{10^4} \right)^{-2} \quad (4.11)$$

$$E_{\text{th}} = \frac{1.57 \times 0.511}{\sqrt{2\delta}} \quad (4.12)$$

ただし、 s はage parameter、 E_0 は s により決まる定数である。

こうして発生したチェレンコフ光のうち、望遠鏡に到達するものは2種類ある。ひとつは、望遠鏡の方向に直接放射されたチェレンコフ光である。シャワー軸と観測方向の開き角を θ とすると、角度分布は以下のようなになる[6]。

$$\frac{dN_{\text{dir}}}{d\Omega} = \frac{1}{2\pi \sin \theta \theta_0} e^{-\frac{\theta}{\theta_0}} \quad (4.13)$$

$$\theta_0 = 0.83 \left(\frac{E_{\text{th}}}{1.57} \right)^{-0.67}$$

これは、シャワー中の荷電粒子の多重散乱による角度分布によって決まるものである。もうひとつは、Rayleigh 散乱により望遠鏡方向に散乱されたもので、その角度分布は次のとおりである[6]。

$$\frac{dN_{\text{scat}}}{d\Omega} = \frac{3}{16\pi} (1 + \cos^2 \theta) \quad (4.14)$$

4.3.3 Atmosphere クラス

Atmosphere クラスでは、前節で述べた大気の密度等のプロファイルに加え、大気透明度についての情報も保持している。空気シャワーにより発生した大気蛍光およびチェレンコフ光の一部は、発光点からFDまで伝播する間に大気分子やエアロゾルにより散乱・吸収される。その際の透過率を保持している。

Rayleigh 散乱

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。

$$T_{\text{Ray}}(\lambda, X_{\text{trans}}) = \exp \left\{ \frac{-X_{\text{trans}}}{X_{\text{Ray}}} \left(\frac{400}{\lambda [\text{nm}]} \right)^4 \right\} \quad (4.15)$$

ここで、 X_{trans} は光の通過する slant depth [g/cm^2] (図 4.4)、 X_{Ray} は Rayleigh 散乱の放射長で $2974 \text{ g}/\text{cm}^2$ 、 λ は光の波長 [nm] である。

Mie 散乱

Mie 散乱による大気の透過率 T_{Mie} は近似的に式 (4.16) で与えられる。

$$T_{\text{Mie}}(\lambda, h_v) = \exp \left[\frac{h_M}{l_M \cos \theta} \frac{360}{\lambda [\text{nm}]} \left(\exp \left(-\frac{h_{v\text{eff}}}{h_M} \right) - \exp \left(-\frac{h_{\text{deteff}}}{h_M} \right) \right) \right] \quad (4.16)$$

$$h_{v\text{eff}} = h_v - (h_{\text{det}} - h_{\text{hill}})$$

$$h_{\text{deteff}} = h_{\text{hill}}$$

h_M はエアロゾル分布のスケール高で 1200 m 、 l_M は Mie 散乱の平均自由行程で 20 km である。その他の変数の意味については図 4.4 に示す。

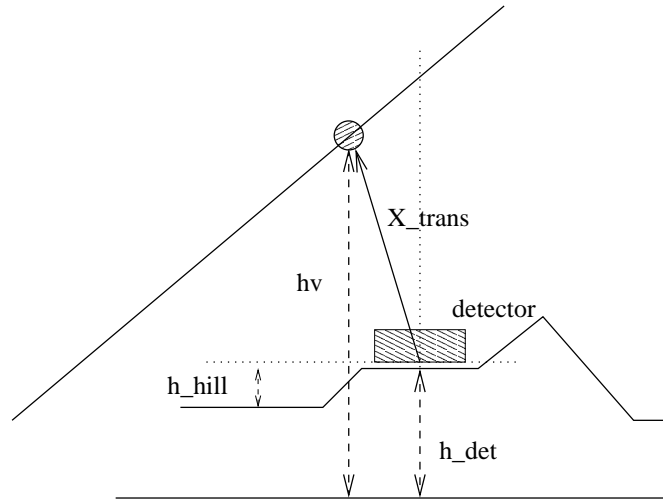


図 4.4: Mie 散乱のパラメータ

以上から、大気蛍光が望遠鏡に到達した場合に PMT で検出される総光電子数は、式 (4.17) で表される。

$$\frac{dN_{\text{fl}}}{dL} = N(E, X - X_1) \epsilon_{\text{fl}} \frac{A_{\text{mir}}}{4\pi r^2} \int w_{\text{fl}}(\lambda) F(\lambda, X_{\text{det}}) d\lambda \quad (4.17)$$

$$F(\lambda, X_{\text{det}}) = T_{\text{Ray}}(\lambda, X_{\text{det}}) T_{\text{Mie}}(\lambda) R_{\text{mir}}(\lambda) Q(\lambda) T_{\text{BG3}}(\lambda) \quad (4.18)$$

ここで、 $N(E, X - X_1)$ はシャワー軸上の単位長さ当たりの電子数、 E は一次宇宙線のエネルギー、 X は通過した大気の深さ [g/cm^2]、 X_1 は first interaction depth である。また、その他のパラメータは以下のとおりである。

- r : 発光点から望遠鏡までの距離
- X_{det} : 発光点から望遠鏡までの slant depth
- A_{mir} : 望遠鏡ミラーの面積
- ϵ_{fl} : 大気蛍光の発光効率
- w_{fl} : 大気蛍光の発光スペクトラム
- T_{Ray} : Rayleigh 散乱の透過率
- T_{Mie} : Mie 散乱の透過率
- R_{mir} : ミラーの反射率
- Q : 光電子増倍管の量子効率
- T_{BG3} : BG3 フィルターの透過率

一方、チェレンコフ光が望遠鏡に到達した場合に PMT で検出される総光電子数は、式 (4.19) のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{dN_{\text{ch}}}{dL} = N(E, X - X_1) & \left[\frac{dN_{\text{dir}}}{d\Omega} \frac{A_{\text{mir}}}{r^2} \int \epsilon_{\text{ch}}(\lambda) F(\lambda, X_{\text{det}}) d\lambda \right. \\ & \left. + \frac{dN_{\text{scat}}}{d\Omega} \frac{A_{\text{mir}}}{r^2} \int \epsilon_{\text{ch}}(\lambda) [1 - T_{\text{Ray}}(\lambda, dX)] F(\lambda, X_{\text{det}}) d\lambda \right] \quad (4.19) \end{aligned}$$

ここで、 ϵ_{ch} はチェレンコフ光の発光効率、 $(1 - T_{\text{Ray}}(\lambda, dX))$ はチェレンコフ光がシャワー軸セグメント dX 内で Rayleigh 散乱される割合である。その他のパラメータは式 (4.17) の場合と同様である。

4.4 FDSimulator クラス (2) ～ 検出器のレスポンス ～

FD に到達した光子は、FD の構造を考慮したレイトレースを経て、最終的に PMT に入射する。各 PMT は、この入射光子 (光電子) の情報をヒストグラム (時間の関数) として保持し、それをもとにトリガー判定が行われる。

ここでは、FD の各コンポーネントを表すクラスとトリガーロジックについてまとめる。各コンポーネントの様々なパラメータは、実際に即した値が使われている。

4.4.1 FD コンポーネント

図 4.5 に、FD の主なコンポーネントを表すクラスの階層構造を示す。

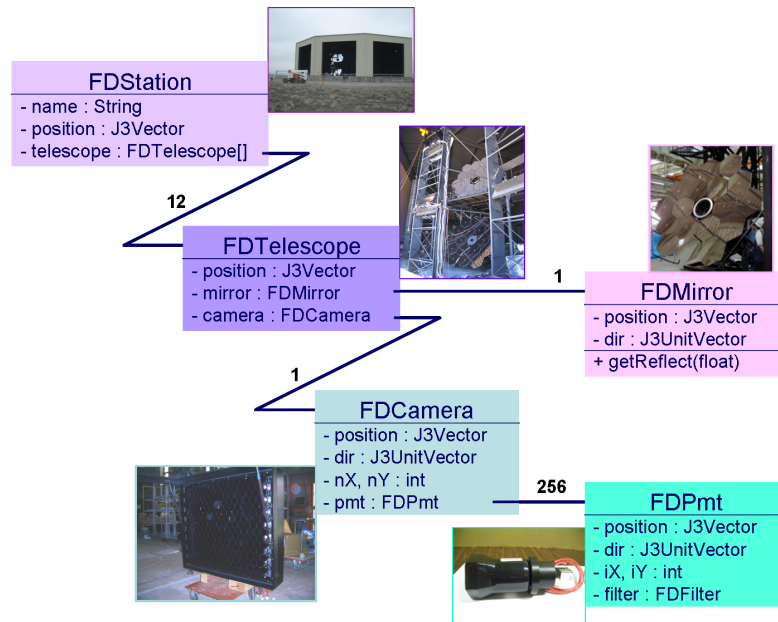


図 4.5: FD コンポーネントのクラスの階層構造

FDStation クラス

FD を構成するコンポーネントの中で最上位に位置するものが、この FDStation クラスである。内部ではステーションの位置および視野に関する情報を保持しており、これは実際に即した値が使われている。さらに、12 台の望遠鏡に対応した 12 個の FDTelescope クラスのオブジェクトを保持している。

FDTelescope クラス

FDTelescope クラスは、望遠鏡を表すクラスである。FDStation クラスと同様に、望遠鏡の位置や視野に関する情報を保持するほか、FDMirror および FDCamera クラスのオブジェクトを各 1 つずつ保持している。

FDMirror クラス

望遠鏡の鏡部分を表すクラスであり、鏡の大きさや曲率半径、焦点距離、反射率等の情報を保持している。また、セグメントミラーを表現するための FDSegMirror クラスも存在する。

FDCamera クラス

PMT カメラを表すクラスが FDCamera クラスである。内部には、PMT を表す FDPmt クラスのオブジェクトが 256 個存在する。また、カメラの大きさや位置、方向等の情報も保持している。

FDPmt クラス

FDPmt クラスでは、入射した光電子数とその時間情報をヒストグラムとして保持する。また、PMT の前面に装着されている紫外線透過フィルターの情報も保持している。

以上のコンポーネントを組み合わせるにより、ソフトウェアとしての FD を構築する。

図 4.6 は、上に挙げた FDCamera クラスと FDPmt クラスにより表現された PMT カメラである。カメラ面全面に光を照射した場合の光子の hit する位置を表しており、PMT で検出されるものを緑、PMT で検出されないものを青でプロットしている。この図を見ると、PMT の隙間 (2mm) に落ちた光子や YAP(3.16) にぶつかった光子は検出されておらず、カメラがソフトウェアとして正しく表現されていることがわかる。

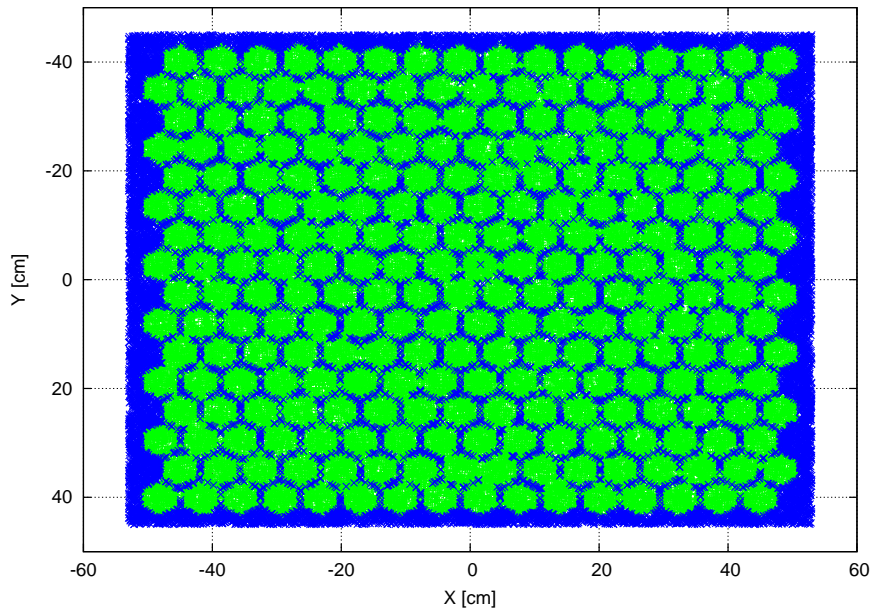


図 4.6: ミラー側から見た PMT カメラ (緑 : PMT で検出された光子、青 : PMT で検出されなかった光子)

図 4.7 に、FDMirror クラスと FDCamera クラスの組み合わせによるレイトレースの結果を示す。0° ~ 8° の入射角で平行光が入射した場合の光路 (青線) をプロットしたものである。カメラによる光線の遮蔽も考慮されていることがわかる。

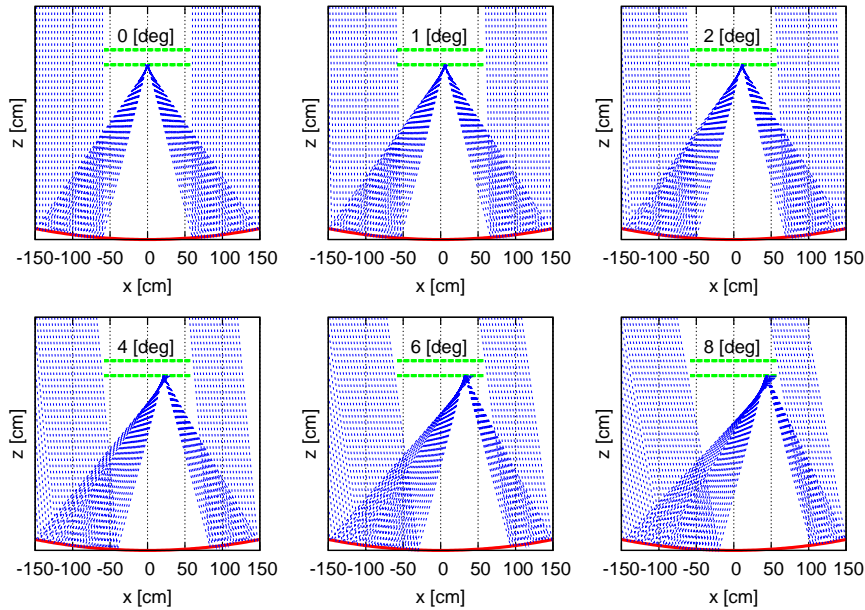


図 4.7: レイトレースの結果 (赤 : ミラー、緑 : カメラ、青 : 光路)

FDTelescope クラスにより表現された望遠鏡を表したものが、図 4.8 である。18 枚のセグメントミラーとカメラ、そこに光が入射した場合の光路が示されている。

FD の全てのクラスを統合したものが FDStation クラスである。図 4.9 は、ステーションの前方に線状の光源 (シャワーによる大気蛍光ではない) を置いた場合にどの望遠鏡が光子を検出するかを示したものである。光源が視野内に収まる望遠鏡に、光が入射していることがわかる。

図 4.10 は、空気シャワーによる大気蛍光が FD へ入射するようすを表したものである。また、そのときのカメラ上での光子の検出位置が図 4.11、光子を検出した PMT の波形の例が図 4.12 である。

4.4.2 トリガーロジック

NightSky クラス

各 PMT には前節で述べた大気蛍光やチェレンコフ光だけではなく夜光も入射するため、夜光による光電子数も加算する必要がある。NightSky クラスは、夜光量やスペクトラムの情報を保持するクラスである。ユタで測定された夜光のスペクトラムを図 4.13 に示す。シミュレータの内部では、このスペクトラムの測定データを補間し、そのスペクトルに従うように光子に波長を割り当てている。夜光による光電子数は、PMT1 本で 1 ns 当たりおよそ ~ 0.1 個である。

夜光によるノイズを含めた場合の PMT の波形の例が、図 4.14 である。

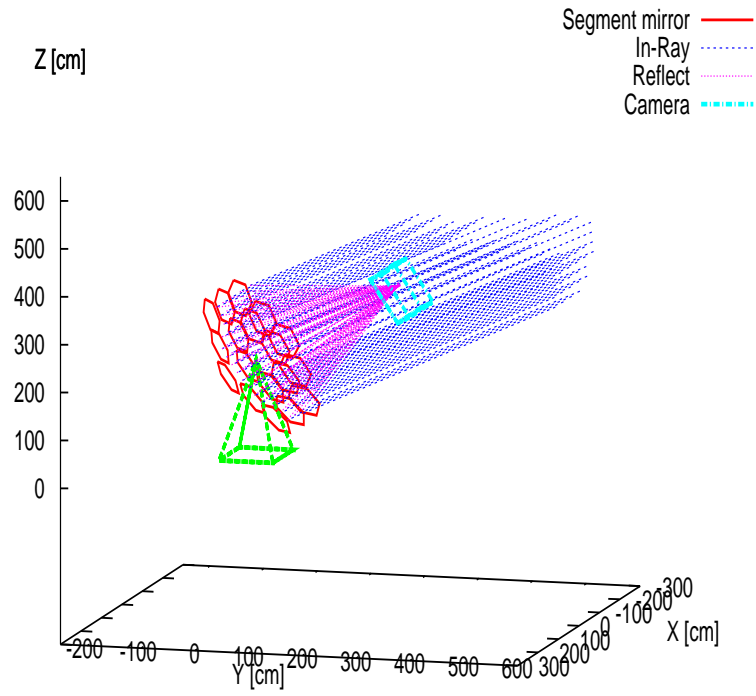


图 4.8: 望远镜

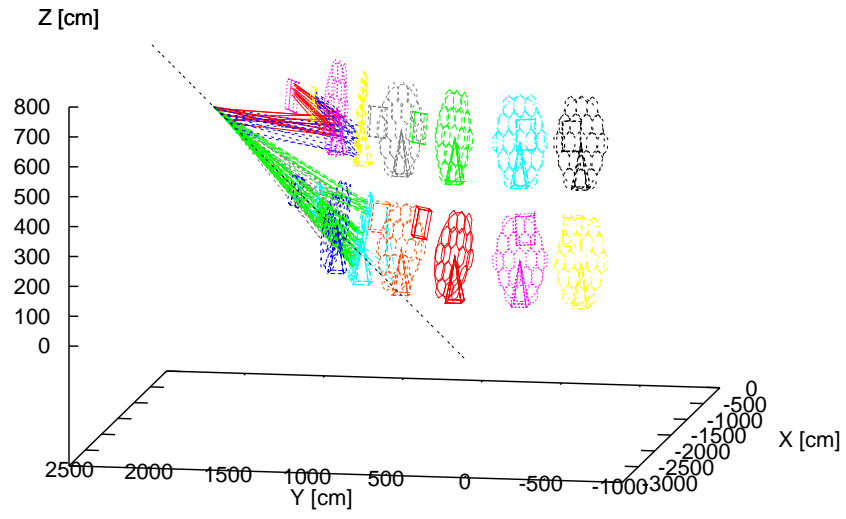


図 4.9: FD ステーション

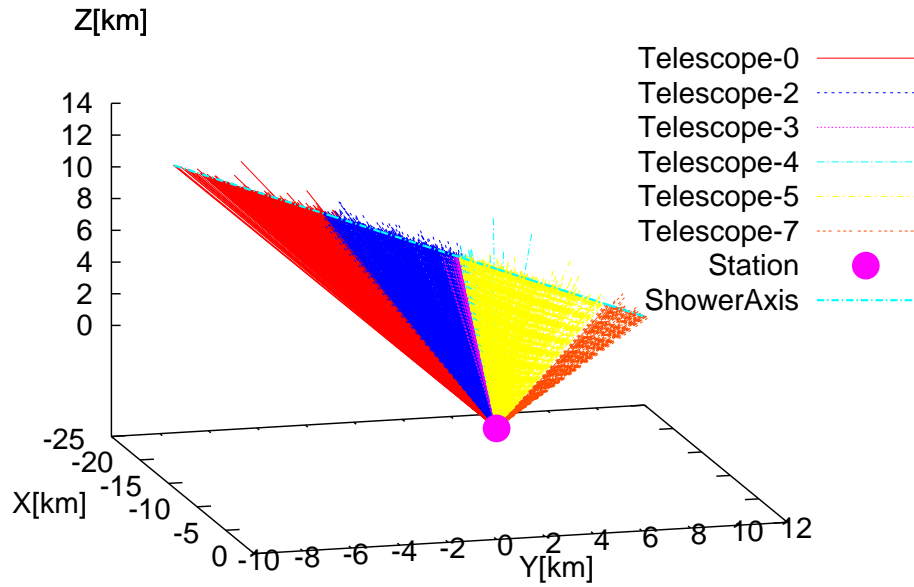


図 4.10: FD への大気蛍光の入射

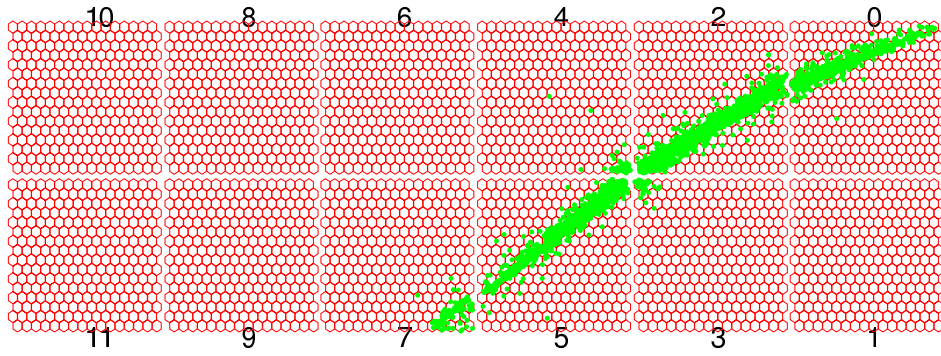


図 4.11: カメラ上での光子の検出位置

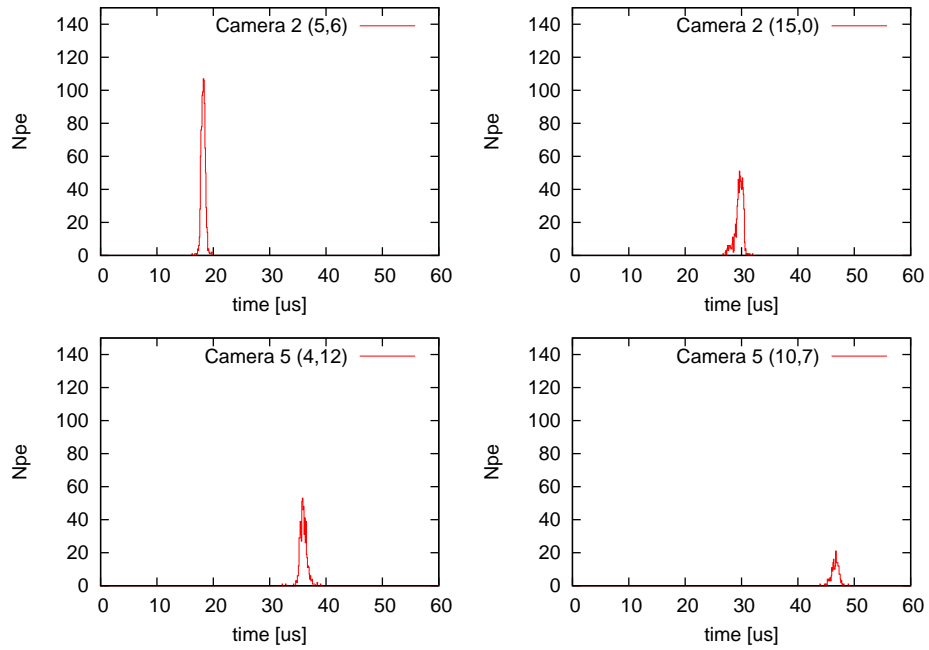


図 4.12: 各 PMT での波形 (夜光によるノイズなし)

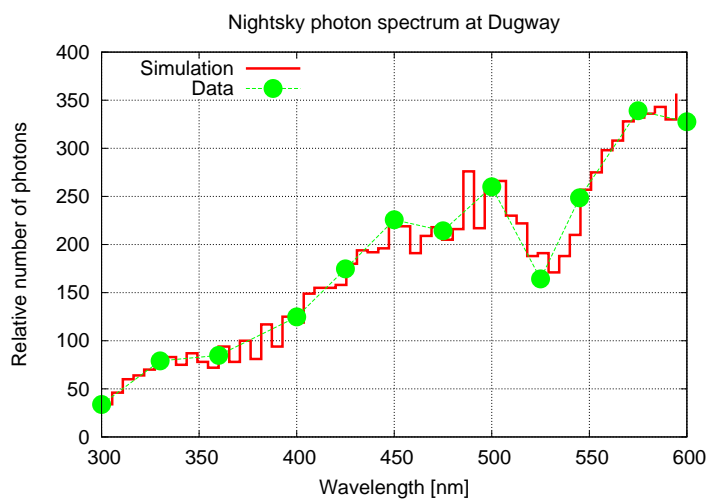


図 4.13: ユタで測定された夜光のスペクトラム

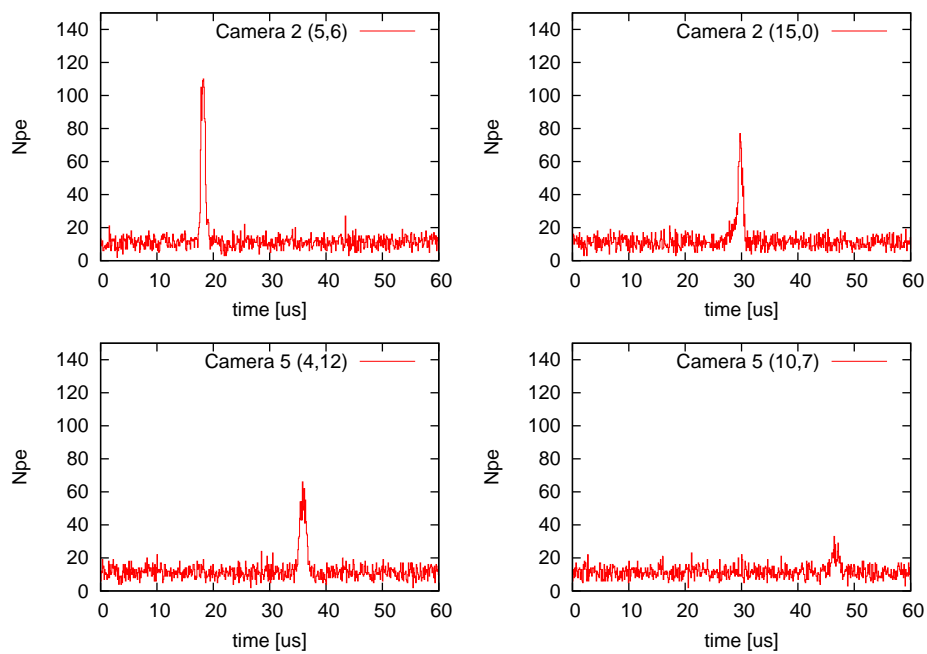


図 4.14: 夜光によるノイズを含めた各 PMT での波形

FDSDF クラス

SDF クラスでは、実際の SDF モジュールにより行われるファーストレベルトリガーの判定を再現する。これは、各 PMT の波形が大気蛍光によるものかどうかを判定するものである。トリガー判定の手順は以下のとおりである。

1. PMT の出力波形の移動平均を次式から計算する。

$$b(t) = \frac{\int_0^{N\Delta t} a(t - \tau) d\tau}{N\Delta t} = \frac{\sigma_{k=0}^{N-1} a(t - k\Delta t)}{N} \quad (4.20)$$

ここで、 $a(t)$ は波形出力積分値である。移動平均を計算する時間幅は、 $1.6\mu\text{s}$ 、 $3.2\mu\text{s}$ 、 $6.4\mu\text{s}$ 、 $12.8\mu\text{s}$ の 4 種類であり、 $\Delta t = 100\text{ns}$ 、 $N = 12, 32, 64, 128$ である。

2. 以下のトリガー条件を満たすかどうか判定する。

$$(b(t) - E(a))^2 > \frac{C^2 V(a)}{N} \quad (4.21)$$

ここで、 $E(a)$ と $V(a)$ は $a(t)$ の平均と分散、 C はスレッシュホールド値で 0 ~ 16 に設定できる。

FDTF クラス

TF クラスでは、実際の TF モジュールにより行われるセカンドレベルトリガーの判定を再現する。これは空気シャワーのトラックを認識するためのトリガーであり、以下のトリガーコードが用意されている。

- 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
- トリガーコード 2 : カメラの端に短いトラックがある
- トリガーコード 3 : スレッシュホールドを越えた信号を記録した PMT がある。

ここで、“完全なトラック”とは、連続した 5 本以上の PMT でファーストレベルトリガーがかかっているもの、“短いトラック”とは、連続した 3 本以上の PMT でファーストレベルトリガーがかかっているものである。

FDCTD クラス

CTD クラスは、実際の CTD モジュールで行われるファイナルトリガーの判定を再現するクラスである。ファイナルトリガーは、以下のどれかの条件を満たした場合に発生する。

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

4.5 FD Reconstructor

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

シャワーの再構成は、大きく以下の 2つのプロセスに分けられる。

- ジオメトリ (シャワー軸) の決定
- 縦方向発達の決定

4.5.1 ジオメトリの決定

SDP(Shower-Detector-Plane) の決定

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

$$\chi^2 = \sum_i w^i (n \cdot k^i)^2 \quad (4.22)$$

ここで、 k^i は i 番目の PMT の見ている方向への単位ベクトル、 w^i は重みで、 i 番目の PMT に入った光電子数である。

ステレオイベントでのジオメトリの決定

ステレオイベントでは、2つのステーションそれぞれについて SDP が求められるので、シャワー軸は 2つの SDP の交線になる。SDP の法線ベクトルをそれぞれ n_1, n_2 とすると、シャワー軸の方向ベクトル s は、

$$s = n_1 \times n_2 \quad (4.23)$$

で与えられる。

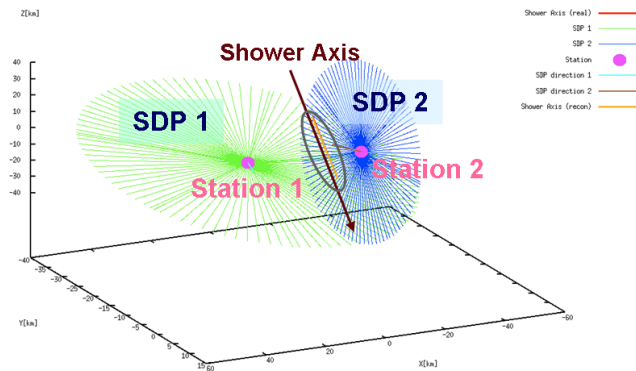


図 4.15: ステレオイベントでのジオメトリの決定

モノステーションイベントでのジオメトリの決定 (1)

モノステーションイベントの場合は上記の方法が適用できないため、別の方法を用いる。

以下、ステーションを中心とする座標で考える。シャワーコアは、SDP と $z = 0$ の xy 平面との交線上に位置するので、この交線の方程式を $\mathbf{x} = r\mathbf{v}$ とすると、その方向ベクトル \mathbf{v} は、

$$v_z = 0 \quad (4.24)$$

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (4.25)$$

を満たす。よって $\mathbf{v} \propto (n_y, -n_x, 0)$ である。

コアポジションの位置を $r\mathbf{v}$ とすると、シャワー軸の方程式はその方向ベクトルを \mathbf{s} として、

$$\mathbf{x} = s\mathbf{s} + r\mathbf{v} \quad (4.26)$$

と書ける。ステーションから PMT i の方向に延ばした直線は距離 k^i を用いて $\mathbf{x}^i = k^i \mathbf{k}^i$ と表せるので、以下の量を最小化すればよい。

$$\chi^2 = \sum_i w^i [c(t^i - t_0) - d^i - k^i]^2 \quad (4.27)$$

$$\text{where } k^i = \frac{\sin \psi}{\sin(\psi + \alpha^i)} r, \quad \cos \alpha^i = \mathbf{k}^i \cdot \mathbf{v} \quad (4.28)$$

ここで t_0 は時刻の原点、また d^i は原点の位置から発光点までの距離であるが、 t_0, d^i は独立量ではなく、他のパラメータで表すことができる。コアを point する仮想的な PMT があつたとし、 $t = t_0$ の位置からコアを回って PMT ステーションに到達するのに要する時間を t_v とする。このときの距離は $d^i + s^i + r$ であるから、 $ct_v = d^i + s^i + r$ が成り立つ。また PMT i については $ct^i = d^i + k^i$ であり、 t_v と t^i の差は、それぞれの経路長の差に対応している。すなわち

$$c(t_v - t^i) = (d^i + s^i + r) - (d^i + k^i) = s^i + r - k^i \quad (4.29)$$

$$\text{where } s^i = \frac{\sin \alpha^i}{\sin(\psi + \alpha^i)} r \quad (4.30)$$

したがって最小化すべき量は、(4.27) よりも t_v を用いて表した

$$\chi^2 = \sum_i w^i [c(t_v - t^i) - rg^i(\psi)]^2 \quad (4.31)$$

$$\text{where } rg^i(\psi) \equiv s^i + r - k^i = r \left[\frac{\sin \alpha^i - \sin \psi}{\sin(\psi + \alpha^i)} + 1 \right] \quad (4.32)$$

とするのがよい。

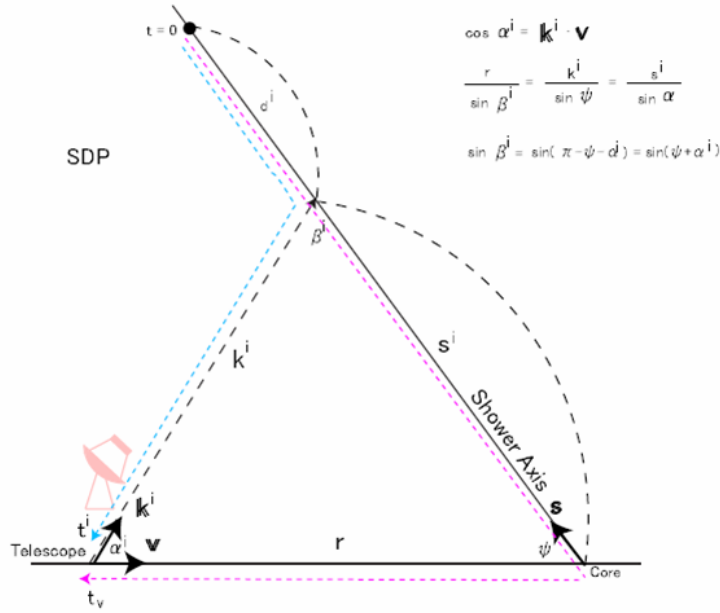


図 4.16: モノステーションイベントでのジオメトリの決定 (1)

モノステーションイベントでのジオメトリの決定 (2)

ここまでの方法では、PMT の時間情報のうち「時刻」のみを使用している。ここでは、「時刻」だけではなく「パルスの幅」を使ったジオメトリの決定を考える。

PMT の視野角は約 $2\Delta\alpha \sim 1^\circ$ 程度であり、原理的にはシャワー軸をこの視野角で切り取った長さは、パルスの幅に光速 c をかけたものになっているはずである。PMT i の視野中心方向のベクトルを \mathbf{k}^i 、PMT i の視野の「ふち」の方向ベクトルを $\mathbf{k}^{i'}$ とする。2つのベクトル \mathbf{k}^i と $\mathbf{k}^{i'}$ は角度 $\Delta\alpha$ だけずれており、 $\mathbf{k}^i \cdot \mathbf{k}^{i'} = \cos \Delta\alpha$ である。図 4.17 より、シャワー軸はベクトル \mathbf{k}^i と $\mathbf{k}^{i'}$ をそれぞれ k^i 倍、 $k^{i'}$ 倍して表されるとすれば、

$$(s^i - s^{i'}) \mathbf{s} = k^i \mathbf{k}^i - k^{i'} \mathbf{k}^{i'} \quad (4.33)$$

ここで $s^i - s^{i'}$ は PMT i で観測されたパルスの幅 $c\tau^i$ に対応する。両辺と \mathbf{k}^i の内積を取れば、

$$c\tau^i \cos \beta^i = k^i - k^{i'} \cos \Delta\alpha \quad (4.34)$$

ここで

$$\cos \beta^i = -\cos(\phi + \alpha^i) \quad (4.35)$$

$$k^i = \frac{\sin \phi}{\sin(\phi + \alpha^i)} r \quad (4.36)$$

$$k^{i'} = \frac{\sin \phi}{\sin(\phi + \alpha^i - \Delta\alpha)} r \quad (4.37)$$

よって、以下の量を最小にするように r, ϕ を選ばばよい。

$$\chi^2 = \sum_i w^i \left[c\tau^i \cos(\phi + \alpha^i) + \frac{\sin \phi}{\sin(\phi + \alpha^i)} r - \frac{\sin \phi \cos \Delta \alpha}{\sin(\phi + \alpha^i - \Delta \alpha)} r \right]^2 \quad (4.38)$$

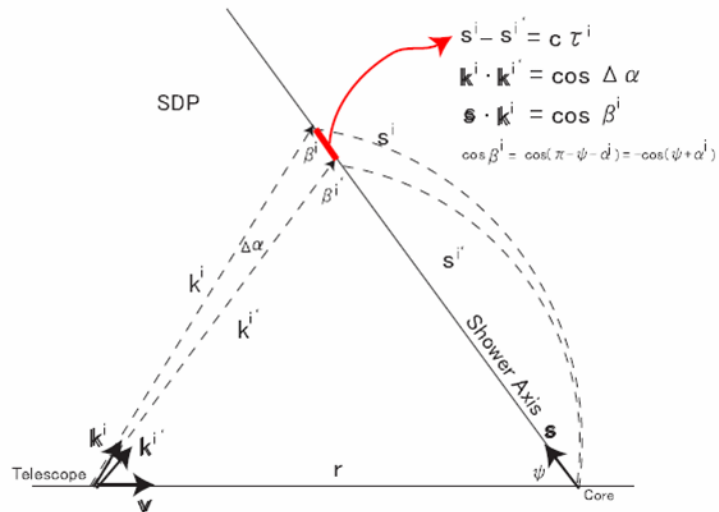


図 4.17: モノステーションイベントでのジオメトリの決定 (2)

4.5.2 縦方向発達の決定

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

1. 式 (4.17) を逆算し、各 PMT での光電子数をシャワー軸上の電子数に変換する。
2. 縦方向発達は Gaisser-Hillas 型を仮定する。

$$N_e(X; N_{\max}, X_{\max}, X_1) = N_{\max} \left(\frac{X - X_1}{X_{\max} - X_1} \right)^{\frac{X_{\max} - X_1}{\lambda}} \exp \left(\frac{X_{\max} - X}{\lambda} \right) \quad (4.39)$$

$$(4.40)$$

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

$$\chi^2(N_{\max}, X_{\max}, X_1) = \sum_i w^i \left[n^i - N_{\max} \left(\frac{X^i - X_1}{X_{\max} - X_1} \right)^{\frac{X_{\max} - X_1}{\lambda}} \exp \left(\frac{X_{\max} - X^i}{\lambda} \right) \right]^2 \quad (4.41)$$

ここで $Y \equiv \ln N_{\max}, y^i \equiv \ln n^i$ とした。

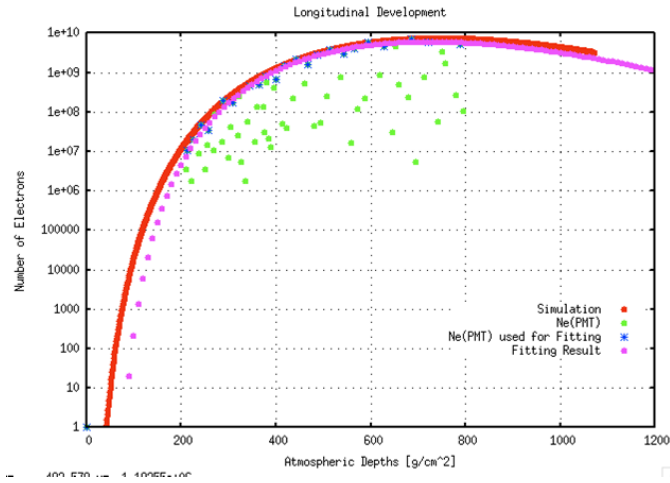


図 4.18: 縦方向発達の再構成

4.6 Hybrid Simulator & Event Display

TA 実験では、宇宙線による空気シャワーを FD と SD でハイブリッド観測する。このハイブリッド観測のシミュレータとイベントディスプレイが完成した。HybridSimulator クラスでは、同一のシャワーデータについて、FD と SD 両方の検出器シミュレーションを行う。図 4.19 には、開発されたイベントディスプレイを示した。これはユーザインターフェースも兼ねており、シミュレーション条件を設定することで (図 4.19 の右上) 簡単にシミュレータを動作させることが可能である。

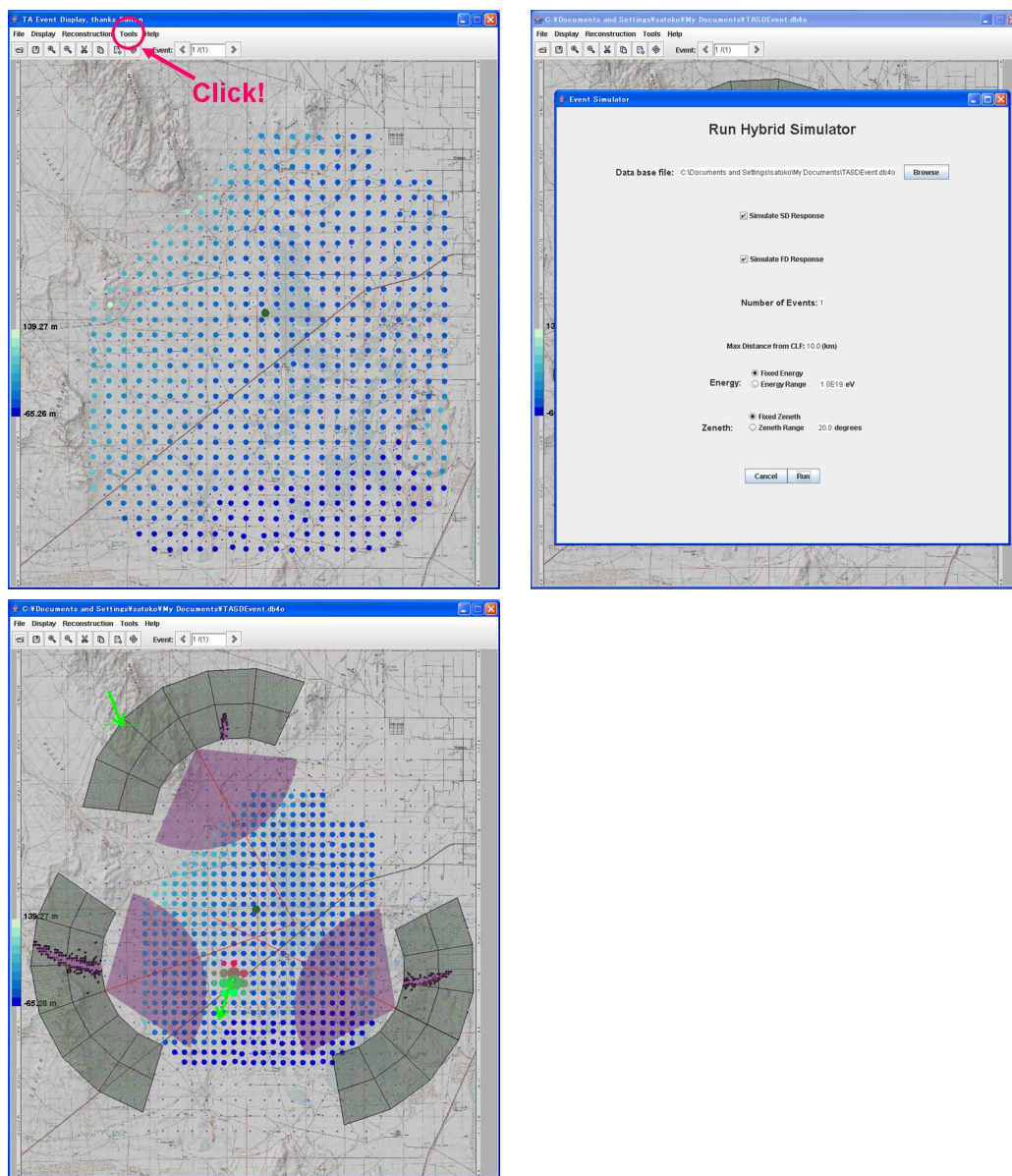


図 4.19: ハイブリッドシミュレータ&イベントディスプレイ。左上が最初に出てくる画面で、赤丸で囲まれたところをクリックするとシミュレーション条件を設定する画面が出てくる。シミュレートされたイベントを図示しているのが左下である。

第5章 TA 実験におけるエネルギースペクトラム決定法の考案

TA 実験の主な目的のひとつは、エネルギー 10^{18}eV 以上の宇宙線のエネルギースペクトラムを決定することである。本研究では、前章で開発したソフトウェアを用いて、エネルギースペクトラムの決定に際して必要となるパラメータを算出する方法を考案した。

5.1 Introduction

宇宙線のエネルギースペクトラムを決定するための重要なポイントはいくつかあるが、そのひとつとして aperture の算出がある。aperture とは、以下の式で定義されるものである。

$$A = \int_{\Omega} S_{\text{eff}} \cos \theta d\Omega \quad (5.1)$$

$$S_{\text{eff}} = \int \epsilon_{\text{trg}} dS \quad (5.2)$$

ここで、 S_{eff} は有効検出面積、 ϵ_{trg} はトリガー効率である。トリガー効率 ϵ_{trg} は地表面の座標 (r, ϕ) の関数であり、コアポジション(シャワー軸と地表面の交点)が (r, ϕ) であるようなシャワーのうち検出器でトリガーされるものの割合を表す。それを地表面全体にわたって積分したものが有効検出面積であり、さらにそれを全天で積分したものが aperture である。よって、aperture は、面積 \times 立体角の次元を持つ量である。

観測された宇宙線のエネルギースペクトラムは、この検出器の aperture と観測時間を掛け合わせた exposure から決められる。よって、aperture を正確に見積もることができなければエネルギースペクトラムを精度よく決定することはできない。今回は、いくつかの検出器構成 (FD のみ、ハイブリッド) における aperture を算出する方法を考案し、TA 実験で期待される獲得イベント数の見積もり等を行った。

5.2 シミュレーションによる aperture の算出

検出器の aperture は、シャワーとそれに対する検出器の応答をシミュレーションすることにより求めることができる。今回は、前節で述べたソフトウェアを用いて aperture を算出した。

aperture を求めるには、先ほど述べたように、地表面の各点におけるトリガー効率を知る必要がある。シミュレーション計算を行う際には、このトリガー効率がどのようなパラメータに依存するのかを注意しなくてはならない。以下に、トリガー効率が依存するパラメータを挙げる。

- 一次宇宙線のエネルギー、および粒子種
- シャワーの到来方向 (天頂角、方位角)

- シャワーのコアポジション (シャワー軸と地表面との交点)

このうち、一次宇宙線のエネルギーや粒子種については、いくつかの場合を想定してシミュレーション計算を行えばよい。今回は、粒子種は陽子、エネルギーは $10^{18} \sim 10^{20.5} \text{eV}$ の範囲で行った (詳しくは次節以降で述べる)。シャワーの到来方向については、最終的に全立体角で積分されることから、天頂角は全天から一様、方位角は一様に入射させることで、全立体角での平均のトリガー効率を求めることにした。残るパラメータはコアポジションであるが、これがシミュレーションによる有効検出面積の算出の際に非常に重要になってくる。

5.2.1 シャワー生成範囲の影響

シミュレーションによりシャワーを生成する際には、その生成範囲に注意しなければならない。なぜなら、シャワーの生成範囲が狭いとバイアスのかかった aperture を見積もることになってしまうからである。

適切なシャワー生成の範囲は、どの検出器で観測するかによって異なる。SD のみやハイブリッドでの観測の場合は、SD が展開している範囲もしくはそれよりやや広い範囲にシャワーを降らせれば十分である。一方 FD の場合は、数十 km 先に落ちたシャワーも観測されることから、かなりの広範囲にシャワーを降らせなければならず、結果として大量の CPU time を消費することになる。そこで今回は、CPU time を大量消費せずに aperture を見積もる方法を考案した。

5.3 aperture 計算手法の考案 (splitting & folding method)

5.3.1 基本コンセプト

“splitting & folding method” の基本的なコンセプトは、「1 カメラでトリガーされる確率をカメラからの距離 R とカメラの視野中心からの角距離 Φ の関数 $f(R, \Phi)$ で表し、ステーション全体でのトリガー効率はその関数の重ね合わせとして求める」というものである。これは、全ての望遠鏡が同じ特徴を持つことから可能な方法である。

1 カメラでのトリガー効率関数 $f(R, \Phi)$ を求める手順は以下ようになる。

1. 望遠鏡を頂点とし、中心角が望遠鏡の視野角 (18°) である扇形を考える。
2. その扇形の内部にコアを持つシャワーを降らせる。
3. 扇形内部の微小領域 $\Delta S = (R_i, \Phi_i; \Delta R, \Delta \Phi)$ について、カメラ i でのトリガー効率を以下から求める (図 5.1)。

$$f(R_i, \Phi_i; \Delta R, \Delta \Phi) = \frac{N_{\text{trg}}^i}{N_{\text{gen}}} \quad (5.3)$$

- R_i : カメラ i からの ΔS までの距離
- Φ_i : カメラ i の視野中心から ΔS までの角距離
- N_{gen} : ΔS 内の生成イベント数
- N_{trg} : ΔS 内のカメラ i でのトリガーイベント数

こうして得られた1カメラでのトリガー効率関数 $f(R, \Phi)$ を重ね合わせることで、ステーション全体でのトリガー効率、さらに複数ステーションでの観測 (モノ、ステレオ) におけるトリガー効率を求めることができる。

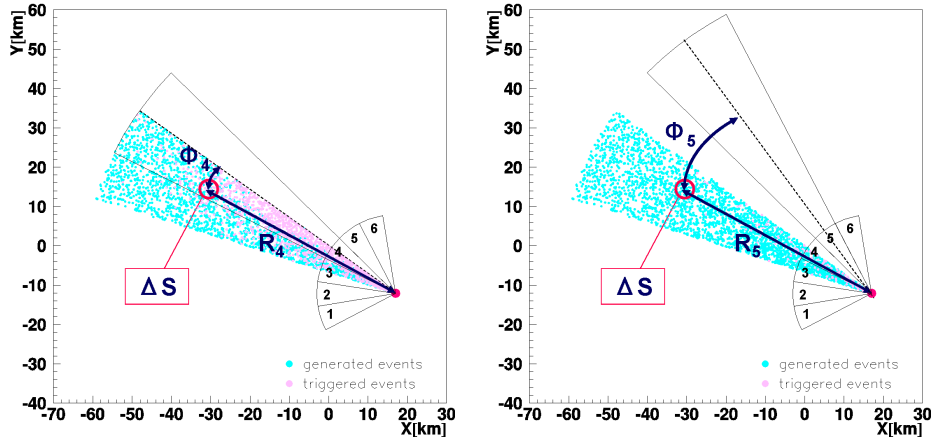


図 5.1: splitting & folding method のコンセプト図。扇形内部の微小領域 ΔS について、カメラ i からみた座標 (R_i, Φ_i) を求める。そして、そのカメラ i でのトリガー効率 $f(R_i, \Phi_i)$ を求める。シャワーを降らせる範囲は中心角 18° であるが、すべてのカメラについて式 (5.3) を求めることで、 $\Phi > 18^\circ$ の範囲でもトリガー関数を求めることができる。

この方法の利点は、シャワーの生成範囲を1台の望遠鏡の視野程度に抑えられる点である。通常なら、FD3ステーションの視野全体をカバーする範囲にシャワーを降らせなければならない。それに比べると、シャワーの生成範囲は $\sim \frac{1}{20}$ 程度で済み、結果として aperture 算出のためのシミュレーション計算にかかる CPU time を大幅に削減できることになる。

5.3.2 実際の計算手法

“splitting & folding method” の基本的なコンセプトは上で述べたとおりだが、実際はもう少し複雑な手法になる。

上下ペアの望遠鏡

TA 実験で使用する望遠鏡全部で12台であるが、上下2段重ねになっており (図 3.4)、視野の方位角方向は6通りである。そこで、トリガー効率関数 $f(R, \Phi)$ の定義を、「1カメラでトリガーされる確率」ではなく、「上下ペアのカメラのどちらかでトリガーされる確率 (両方でトリガーされる場合も含む)」に変更する。以降、上下ペアのカメラを1カメラとみなし、「1カメラでのトリガー効率」という場合は上記の「上下ペアのカメラのどちらかでトリガーされる確率」を指すものとする。

複数種類のトリガー効率関数

トリガー効率関数 $f(R, \Phi)$ は、実際は複数種類用意しなければならない。これは、あるイベントがステーション内の隣り合うカメラでそれぞれトリガーされる確率は独立でないからである。もしステーション内の隣り合うカメラでのトリガー確率が独立ならば、ステーション全体でのトリガー効率 ϵ は、1種類のトリガー効率関数 $f(R, \Phi)$ を用いて以下のように求められる。

$$\epsilon(R, \Phi) = \sum_{i=1}^N \left[\prod_{j=1}^{i-1} [1 - f(R_j, \Phi_j)] f(R_i, \Phi_i) \right] \quad (5.4)$$

ここで、 N は方位角方向のカメラの数であり、 $f(R_0, \Phi_0) = 0$ とする。

しかし、実際は隣り合うカメラでのトリガー確率は独立ではないので、ステーション全体でのトリガー効率は、複数種類のトリガー効率関数を用意して以下の式を用いて求める。

$$\begin{aligned} \epsilon(R, \Phi) = & f_0(R_k, \Phi_k) \\ & + [1 - f_0(R_k, \Phi_k)] f_1(R_{k+1}, \Phi_{k+1}) \\ & + [1 - f_0(R_k, \Phi_k)] f_1(R_{k-1}, \Phi_{k-1}) \\ & + [1 - f_0(R_k, \Phi_k)] [1 - f_1(R_{k+1}, \Phi_{k+1})] f_2(R_{k+2}, \Phi_{k+2}) \\ & + [1 - f_0(R_k, \Phi_k)] [1 - f_1(R_{k-1}, \Phi_{k-1})] f_2(R_{k-2}, \Phi_{k-2}) \\ & + \dots \end{aligned} \quad (5.5)$$

ここで、各パラメータの意味は以下のとおりである

- k : コア (R, Φ) に最も近いカメラのインデックス
- $f_0(R_i, \Phi_i)$: あるカメラ i でトリガーされる確率
- $f_1(R_i, \Phi_i)$: あるカメラ i について、自分よりコアに近い隣りのカメラではトリガーされていない場合に、自分のところでトリガーされる確率
- $f_2(R_i, \Phi_i)$: あるカメラ i について、自分よりコアに近い隣りのカメラおよび隣りの隣りのカメラではトリガーされていない場合に、自分のところでトリガーされる確率
- $f_3(R_i, \Phi_i)$: あるカメラ i について、自分よりコアに近い3つ隣りのカメラまで全てでトリガーされていない場合に、自分のところでトリガーされる確率

図 5.2 に具体的な例を示す。この図の ΔS 内のイベントでトリガーされるものを分類すると、

- ΔS に最も近いカメラ”3”でトリガーされるもの
- カメラ”3”ではトリガーされないが、その隣のカメラ(カメラ”2”もしくはカメラ”4”)でトリガーされるもの
- カメラ”3”、カメラ”2”、カメラ”4”ではトリガーされないが、さらにその隣のカメラ(カメラ”1”もしくはカメラ”5”)でトリガーされるもの
- (以下つづく)

のようになる。これらを求めるために用意する関数が、 $f_0, f_1, f_2 \dots$ である。

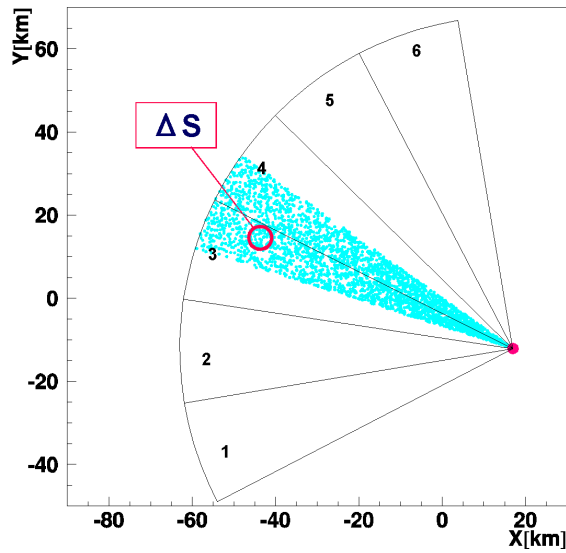


図 5.2: 複数種類のトリガー効率関数 (ここでは、コア (ΔS) に最も近いカメラは 3 番カメラ)

5.4 トリガー効率関数

前節で述べた手順により、トリガー効率関数 $f(R, \Phi)$ を求めた。シミュレーションには、前章で述べたソフトウェアを用いている。

5.4.1 シミュレーション条件

- 核種 : 陽子
- エネルギー : $\log(E[\text{eV}]) = 18.0, 18.5, 19.0, 19.5, 20.0, 20.5$
- 到来方向 :
 - 天頂角 : $0^\circ < \theta < 60^\circ$ で全天から一様
 - 方位角 : $0^\circ < \phi < 360^\circ$ で一様
- コアポジション : 頂点がステーション (Black Rock Mesa)、中心方向がステーションの視野中心軸である扇形の内部
 - 半径 : $0 < R < R_{\max}$ の範囲で一様 (R_{\max} はエネルギーごとに異なる。表 5.1 参照。)
 - 中心角 : 望遠鏡 1 台分の視野 ($\pm 9^\circ$) の範囲で一様
- 生成イベント数 : エネルギーごとに異なる (表 5.1)
- ファーストレベルトリガー条件 (第 4.4.2 節参照) : スレッシュホールド値 = 4

$\log(E[\text{eV}])$	18.0	18.5	19.0	19.5	20.0	20.5
$R_{\text{max}} [\text{km}]$	40	50	60	70	80	90
生成イベント数	9000	11250	13500	15750	18000	20250

表 5.1: シミュレーション条件

5.4.2 トリガー効率関数の決定

シャワー生成範囲を $\Delta R = 5 [\text{km}]$ 、 $\Delta\Phi = 3^\circ$ の微小領域に分割し、式 (5.3) により 1 カメラでのトリガー効率関数 $f_0(R, \Phi)$, $f_1(R, \Phi)$, $f_2(R, \Phi)$, $f_3(R, \Phi)$ を求めた。図 5.3 に、エネルギー $10^{18}, 10^{19}, 10^{20}\text{eV}$ におけるトリガー効率関数 $f_0(R, \Phi)$ を示す。また、図 5.4 から図 5.9 には、 $f_0(R, \Phi)$ と R および Φ の関係を示した。

図 5.10 には、コアに近い隣りのカメラがトリガーされなかった場合における 1 カメラでのトリガー効率関数 $f_1(R, \Phi)$ (エネルギー $10^{18}, 10^{19}, 10^{20}\text{eV}$) を示す。コアまでの距離が近い場合、コアに最も近いカメラでトリガーされなくてもその隣りのカメラでは 100% トリガーされる場合があることがわかる。シャワーの方位角によりこのようなことが起こる。

トリガー関数 $f_2(R, \Phi)$, $f_3(R, \Phi)$ については、エネルギー 10^{18}eV の場合のものを図 5.11 に示した。エネルギーが 10^{19}eV 以上では、 $f_2(R, \Phi)$ および $f_3(R, \Phi)$ の条件を満たすイベントは存在しなかった。これはつまり、 10^{19}eV 以上のエネルギーのシャワーは、コアに最も近いカメラかその両隣のカメラでトリガーされるということである。

次節以降では、これらのデータをスプライン補間したものをトリガー効率関数として用いる。

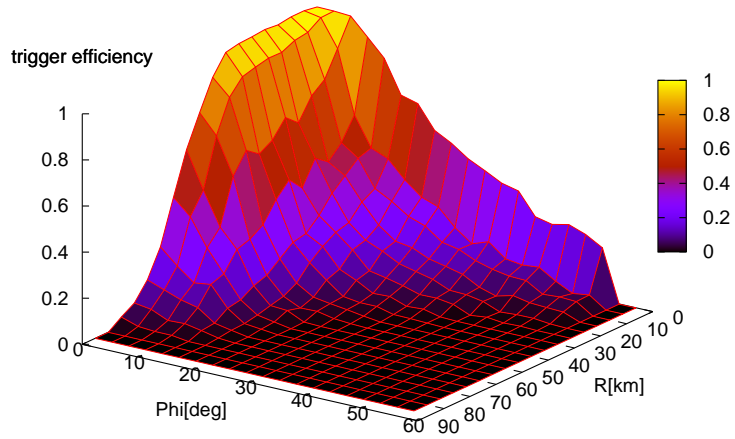
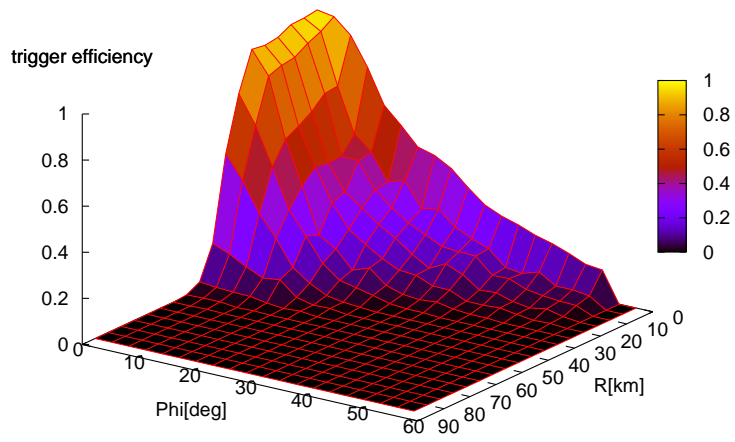
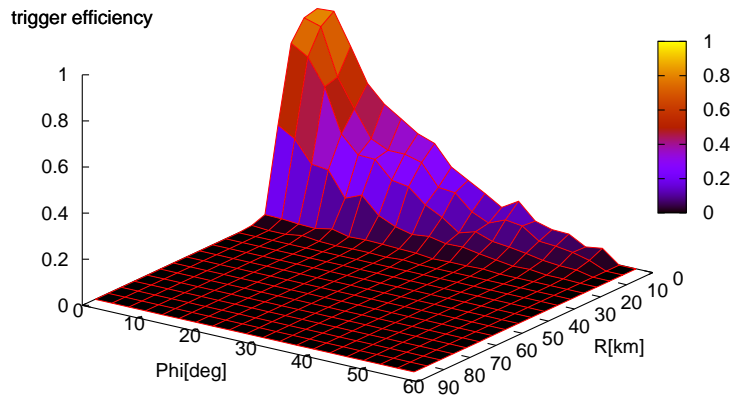


図 5.3: 1 カメラでのトリガー効率関数 $f_0(R, \Phi)$ (上から順に、 10^{18}eV 、 10^{19}eV 、 10^{20}eV の場合)

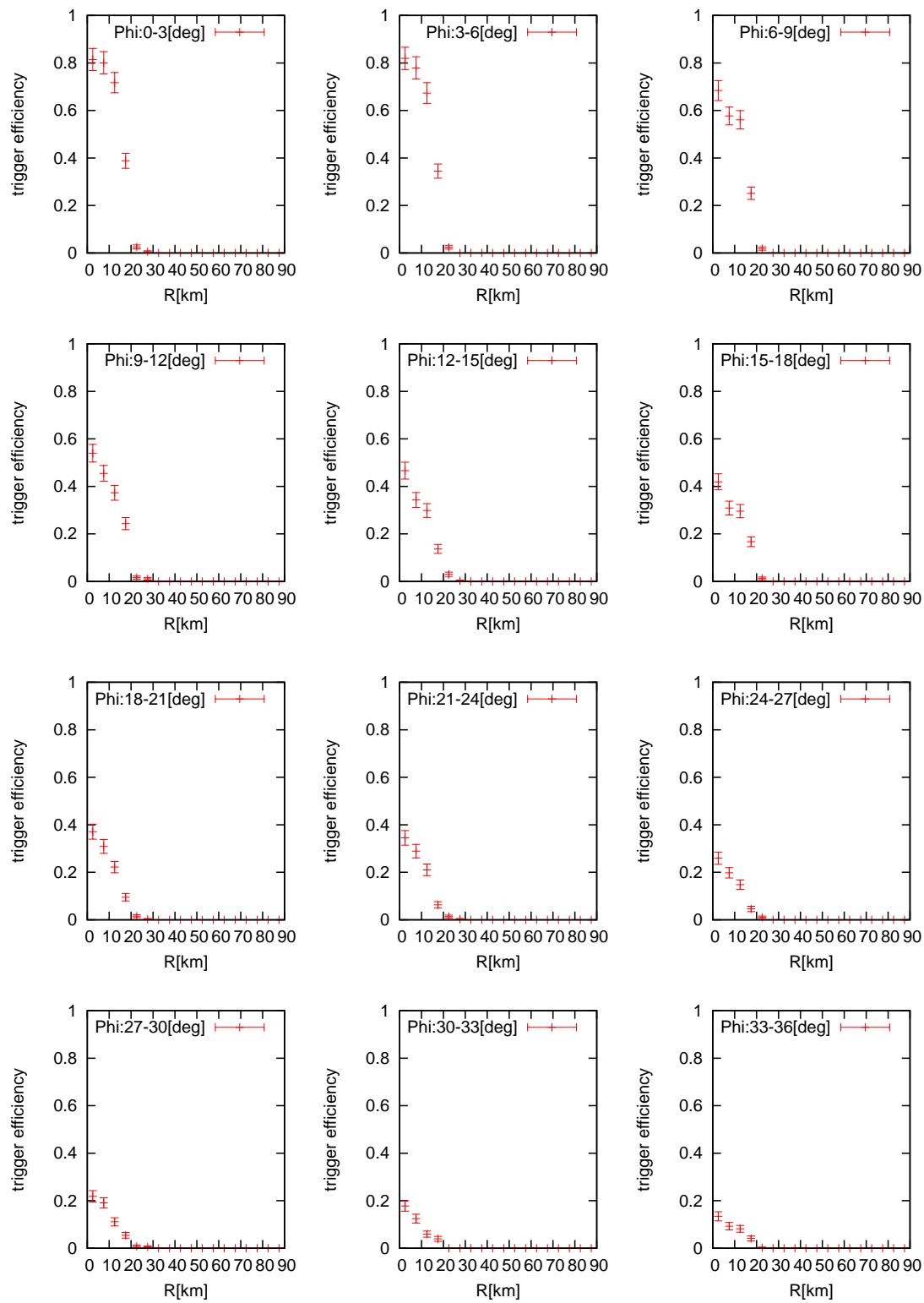


図 5.4: トリガー効率関数 $f_0(R, \Phi)$ と R の関係 (10^{18}eV の場合)

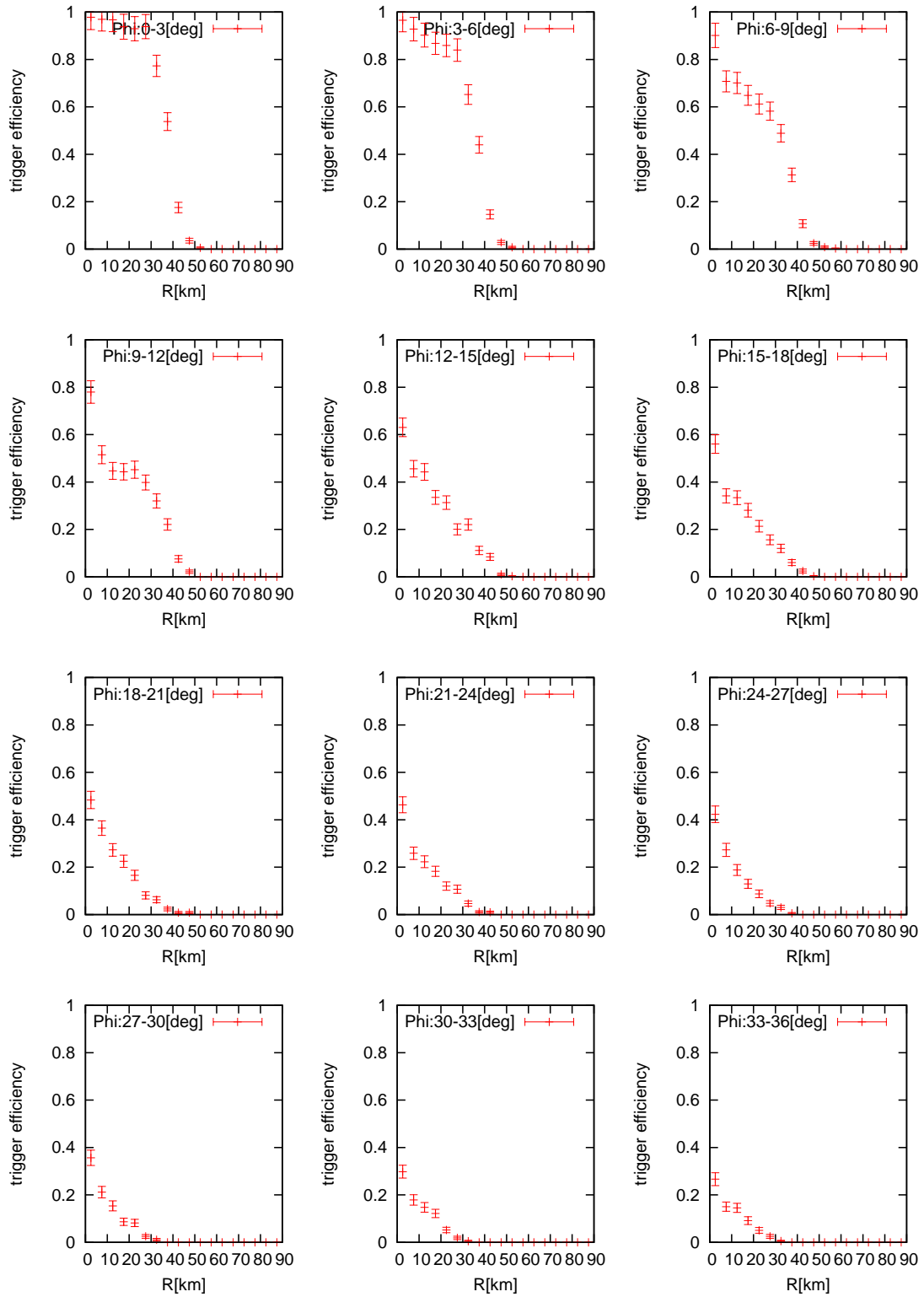


図 5.5: トリガー効率関数 $f_0(R, \Phi)$ と R の関係 (10^{19} eV の場合)

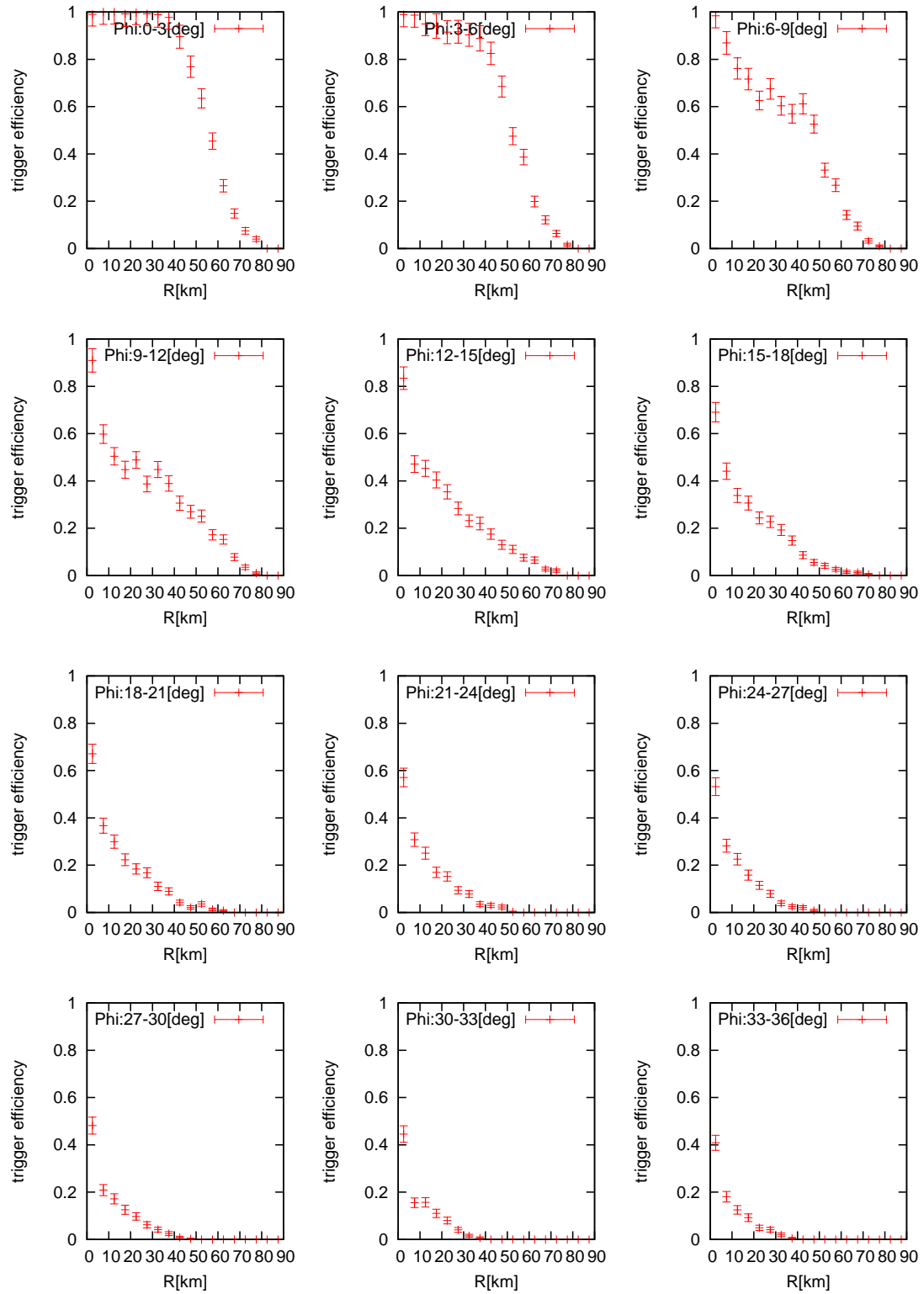


図 5.6: トリガー効率関数 $f_0(R, \Phi)$ と R の関係 (10^{20} eV の場合)

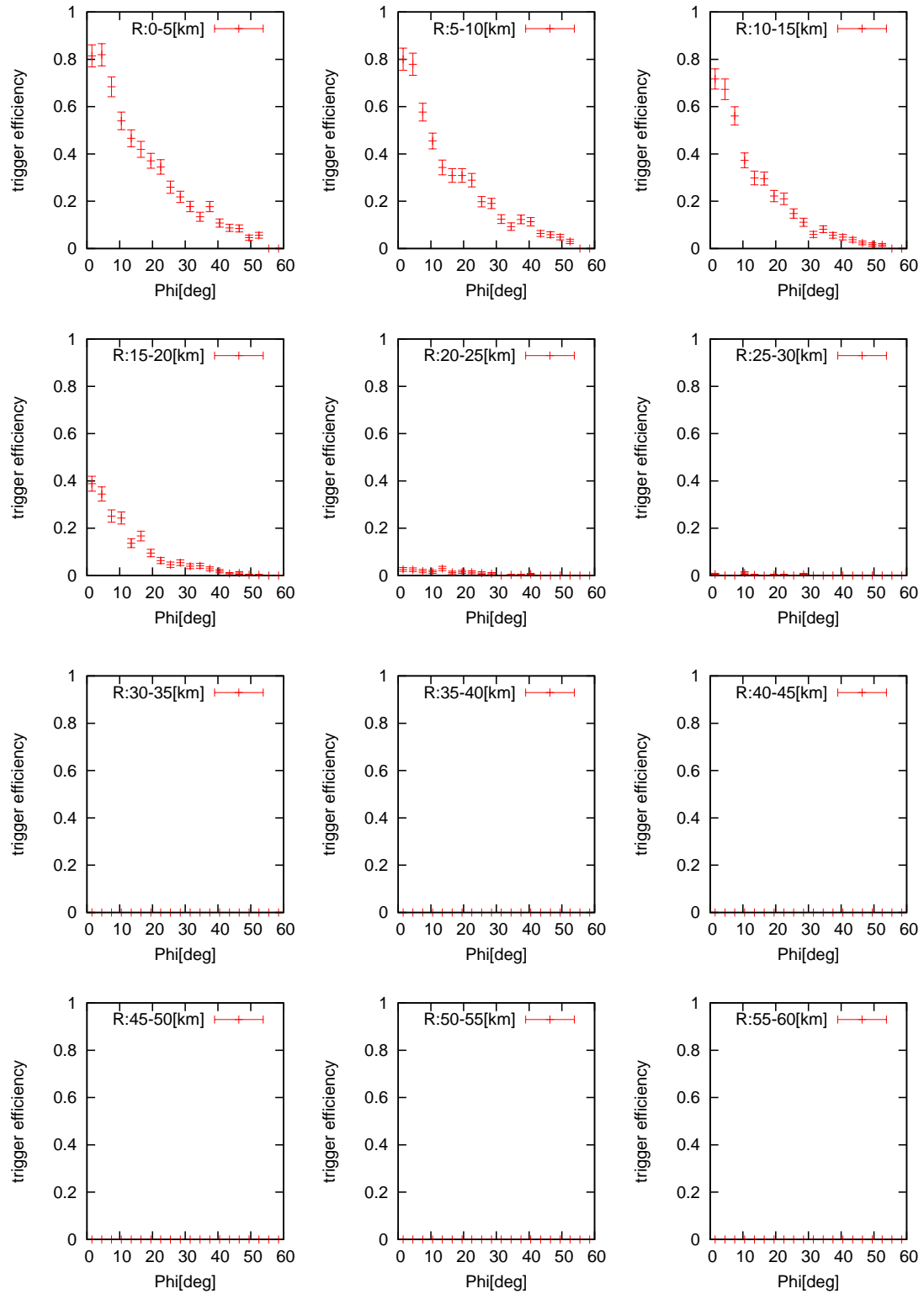


図 5.7: トリガー効率関数 $f_0(R, \Phi)$ と Φ の関係 (10^{18}eV の場合)

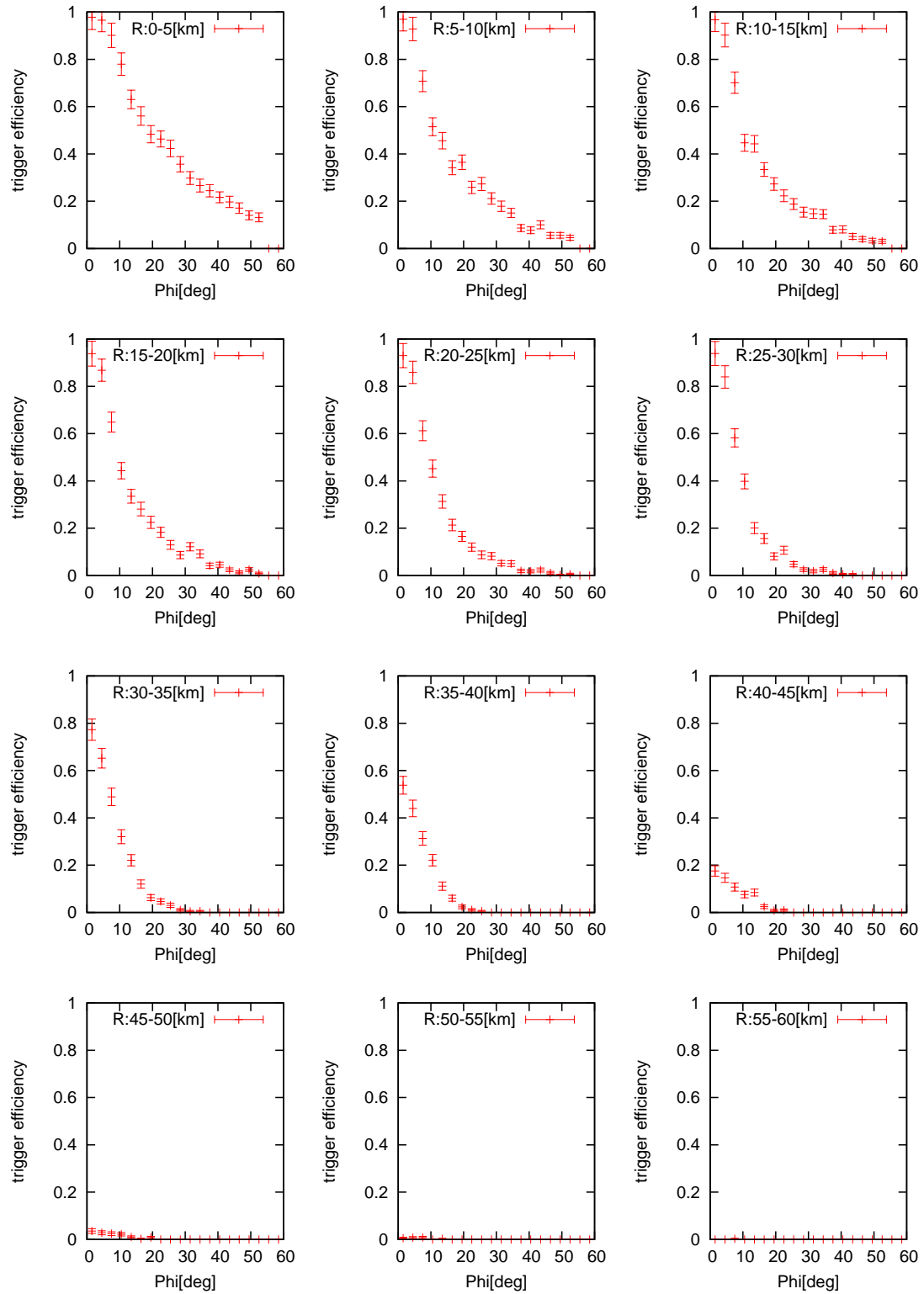


図 5.8: トリガー効率関数 $f_0(R, \Phi)$ と Φ の関係 (10^{19}eV の場合)

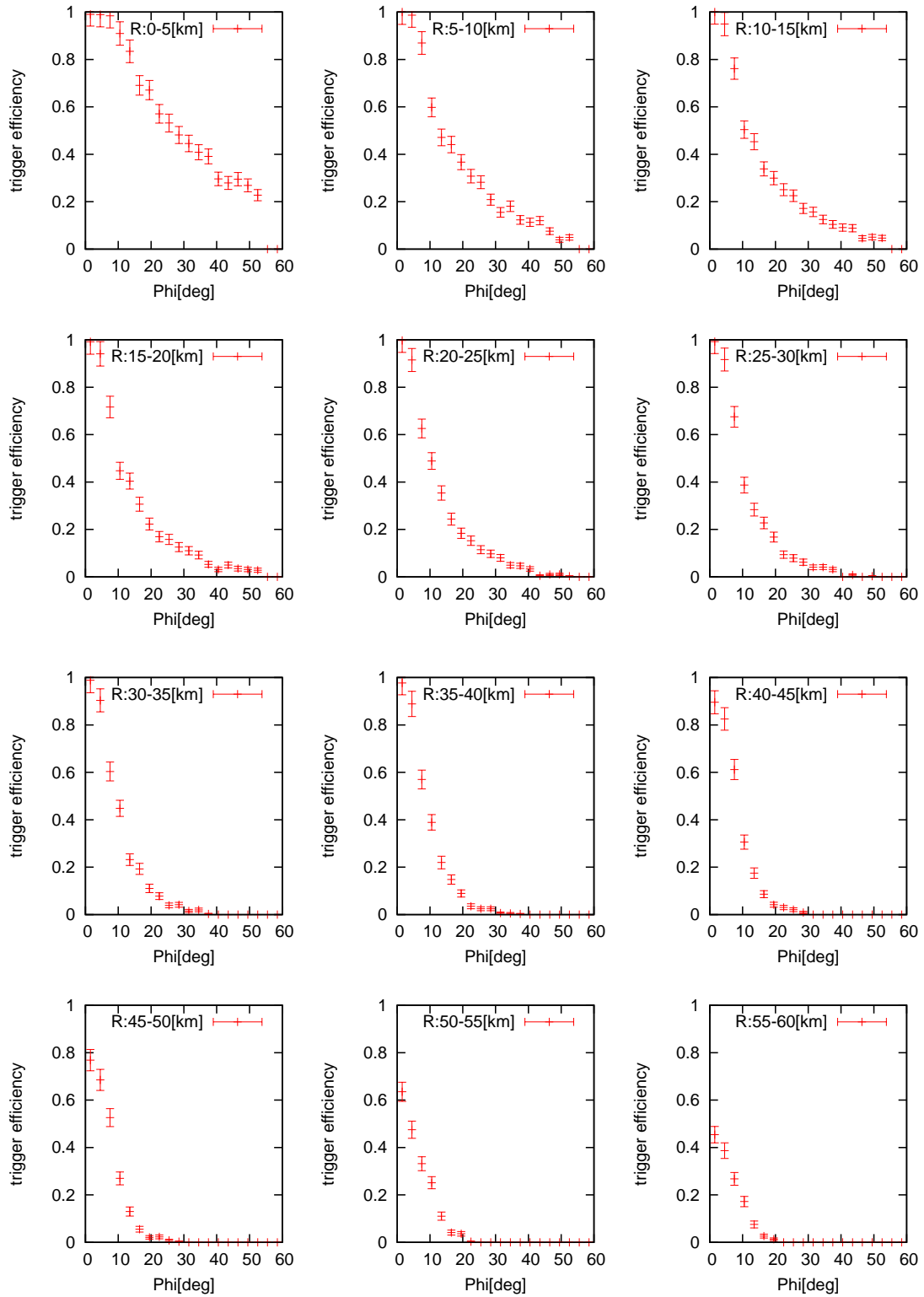


図 5.9: トリガー効率関数 $f_0(R, \Phi)$ と Φ の関係 (10^{20}eV の場合)

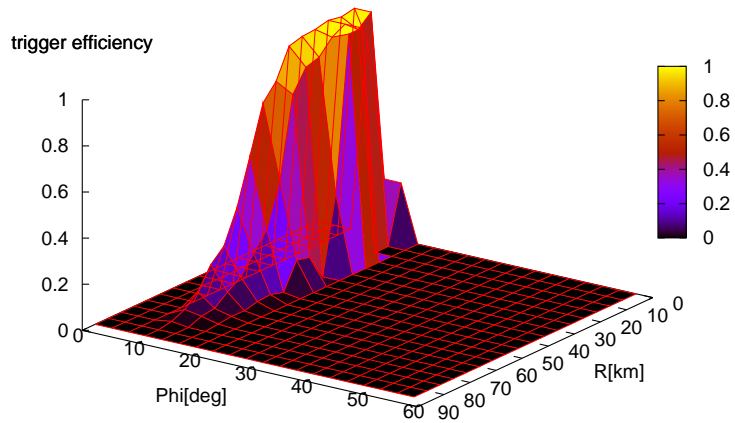
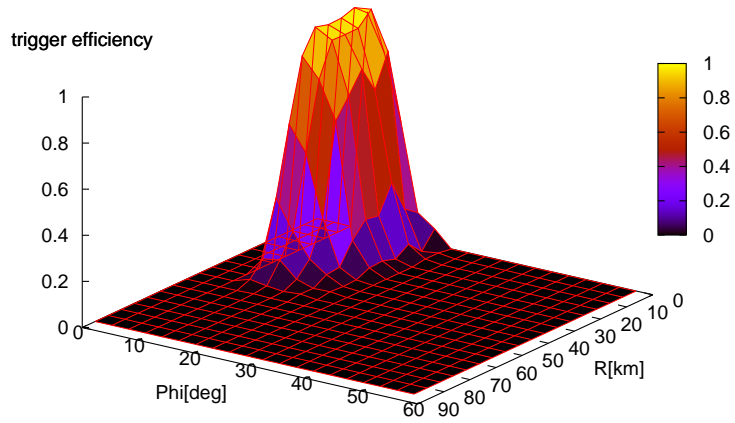
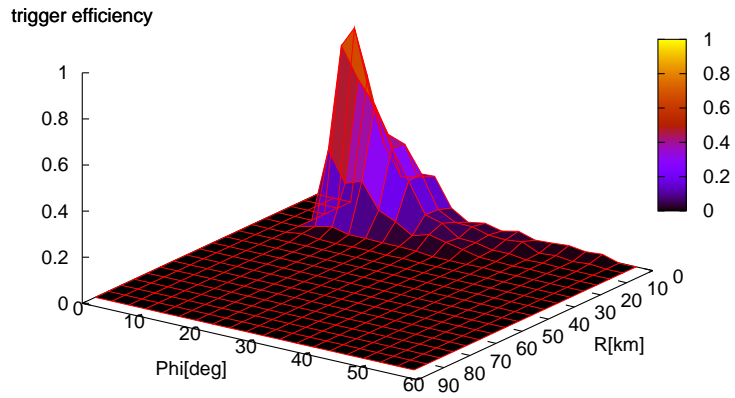


図 5.10: コアに近い隣りのカメラがトリガーしていない場合のトリガー効率関数 $f_1(R, \Phi)$ 。この関数は $\Phi > 9^\circ$ の範囲で定義される。(上から順に、 10^{18}eV 、 10^{19}eV 、 10^{20}eV の場合)

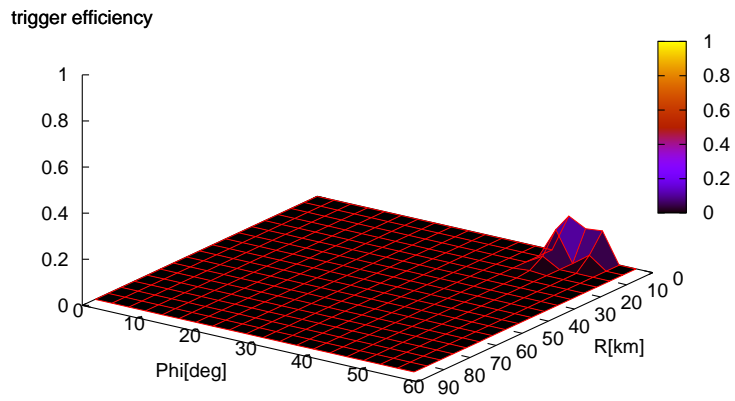
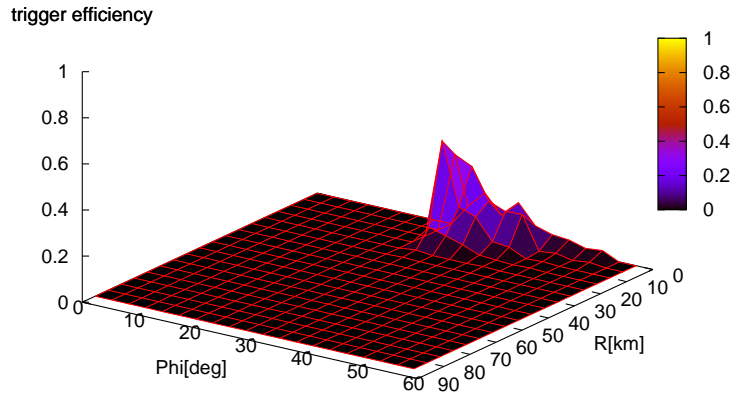


図 5.11: 10^{18} eV でのトリガー効率関数 $f_2(R, \Phi)$ 、 $f_3(R, \Phi)$ 。これらの関数はそれぞれ $\Phi > 27^\circ$ 、 $\Phi > 45^\circ$ の範囲で定義される。

5.5 有効検出面積 および aperture の算出

5.5.1 FD 観測における有効検出面積および aperture

前節で求めたトリガー効率関数を用いて、いくつかの検出器構成における有効検出面積および aperture を算出した。算出の手順は以下のとおりである。

1. 地表面を $0.5 \text{ km} \times 0.5 \text{ km}$ のセルに分割
2. セルの中心座標についてトリガー効率関数を補間により算出
3. 式 (5.5) により、1 ステーション全体でのトリガー効率を算出
4. 上記の重ね合わせにより各検出器構成におけるトリガー効率を計算し、式 (5.1) から有効検出面積および aperture を算出

また、想定した検出器構成は以下の 5 通りである。

- FD 1 ステーションでのモノ観測
- FD 2 ステーションでのモノ観測
- FD 3 ステーションでのモノ観測
- FD 2 ステーションでのステレオ観測
- FD 3 ステーションでのステレオ観測

図 5.12 に、FD1 ステーションで観測した場合の各地表点でのトリガー効率を示す。エネルギーは 10^{18}eV 、 10^{19}eV 、 10^{20}eV のものである。エネルギーが増加するとともにシャワーがトリガーされる範囲が増大し、 10^{18}eV では $\sim 20 \text{ km}$ 、 10^{19}eV では $\sim 40 \text{ km}$ 、 10^{20}eV では $\sim 60 \text{ km}$ 以内に落ちたイベントを観測できる。

図 5.13、図 5.14 には、FD 3 ステーションでのモノ観測およびステレオ観測におけるトリガー効率を示す。ステレオ観測では、2 つのステーションの視野が重なっている範囲でしかトリガーされないため、モノ観測に比べて有効検出面積は減少する。

各検出器構成において算出された有効検出面積および aperture をまとめたものが図 5.15 である。縦軸のエラーはシミュレーションの統計数からくるものである。シミュレーションの統計エラー ($\sim 5\%$) に対し、aperture の決定精度は、モノ観測でおおよそ 3%、ステレオ観測でおおよそ 5% である。

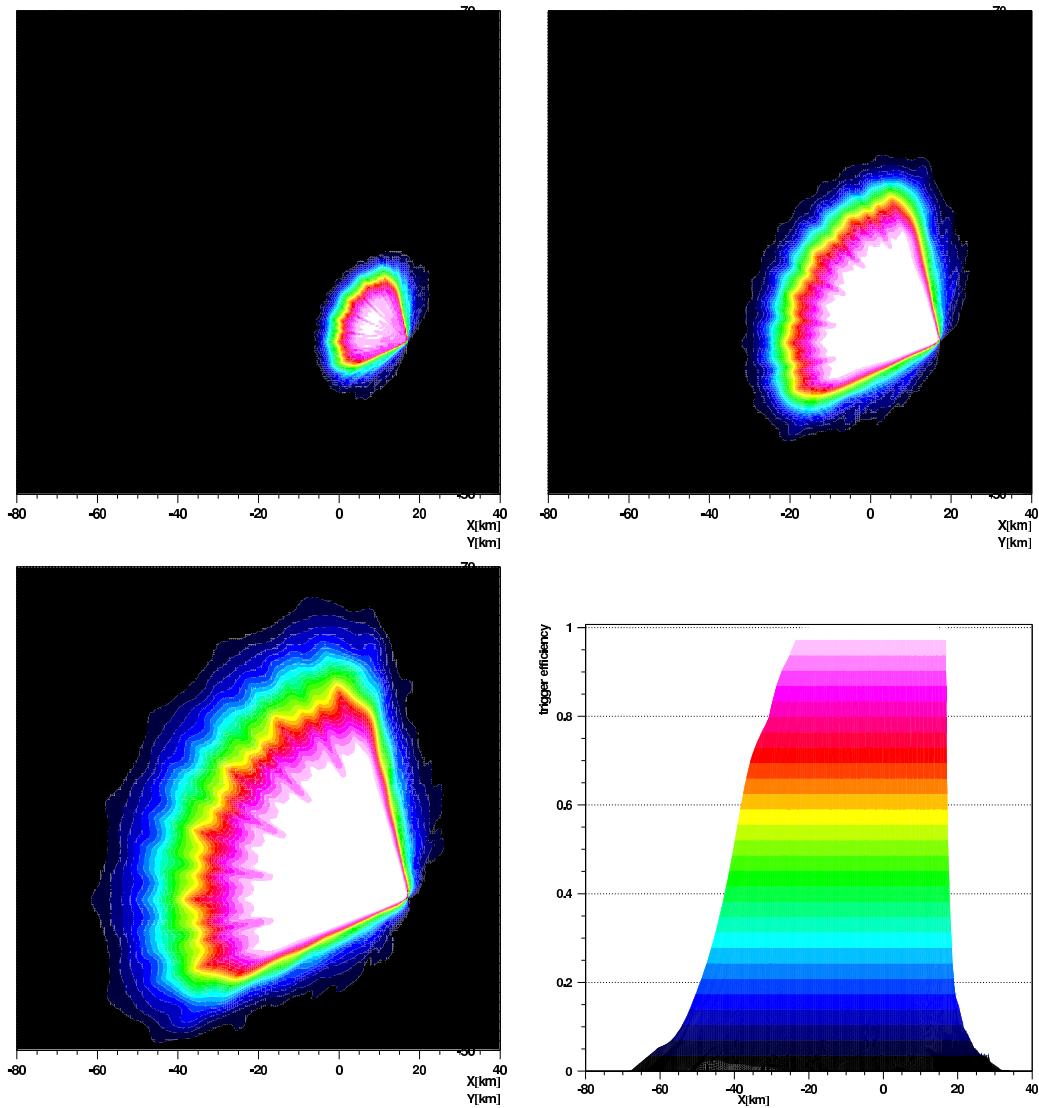


図 5.12: FD 1 ステーション (Black Rock Mesa) でのトリガー効率 (左上から順に、 10^{18} eV、 10^{19} eV、 10^{20} eV の場合)。トリガー効率と色の関係は右下を参照。

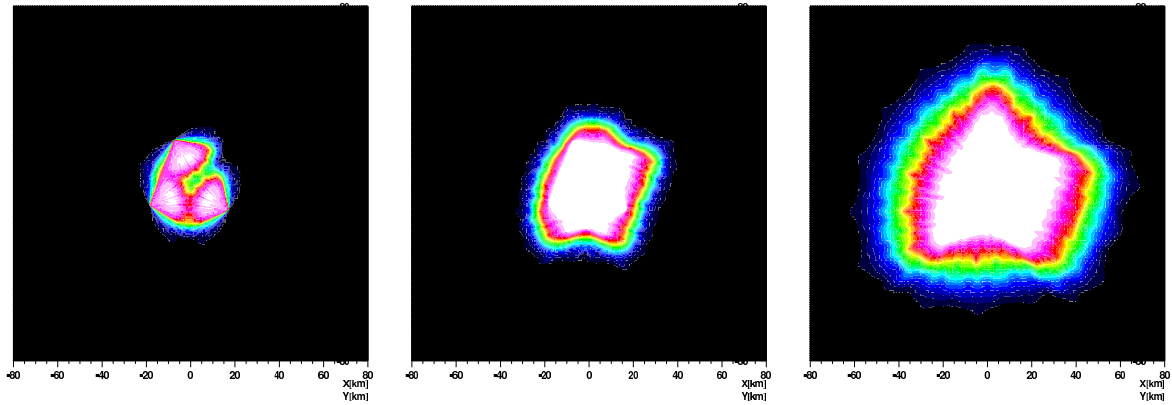


図 5.13: FD 3 ステーションでモノ観測した場合のトリガー効率 (左から順に、 10^{18} eV、 10^{19} eV、 10^{20} eV の場合)

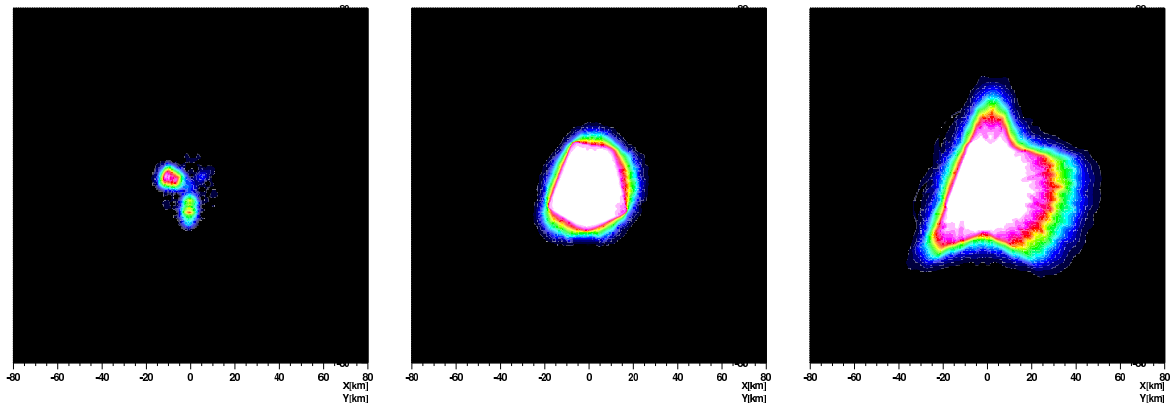


図 5.14: FD 3 ステーションでステレオ観測した場合のトリガー効率 (左から順に、 10^{18} eV、 10^{19} eV、 10^{20} eV の場合)

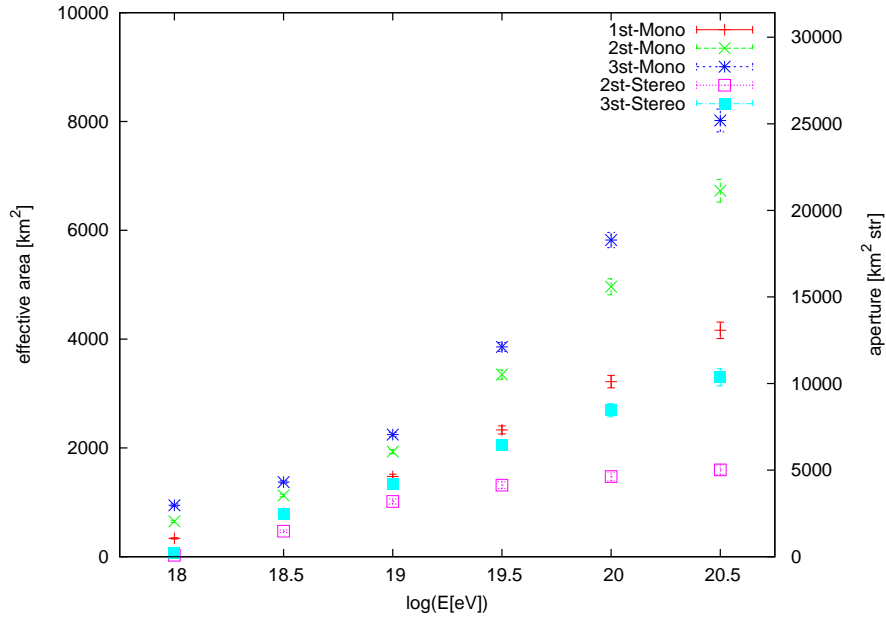


図 5.15: FD 観測における有効検出面積および aperture

5.5.2 ハイブリッド観測における有効検出面積および aperture

ここまでは、FD のみで観測した場合の有効検出面積および aperture を求めてきた。ここでは、SD も含めたハイブリッド観測における有効検出面積と aperture を算出することにする。

ハイブリッド観測における aperture は、式 (5.1) において、

$$\epsilon_{\text{trg}} = \epsilon_{\text{trg}}^{\text{SD}} \times \epsilon_{\text{trg}}^{\text{FD}} \quad (5.6)$$

とすればよい。 $\epsilon_{\text{trg}}^{\text{SD}}$ は、ここでは理想的な状況として以下のように仮定した。

- 地表アレイの内部で $\epsilon_{\text{trg}}^{\text{SD}} = 1$
- 地表アレイの外部で $\epsilon_{\text{trg}}^{\text{SD}} = 0$

SD の配置は、図 5.16 のとおりである。 $\epsilon_{\text{trg}}^{\text{FD}}$ については、今までと同様の方法で算出した。

以上の仮定のもとに求められたハイブリッド観測における有効検出面積および aperture が、図 5.17 である。FD の構成は、以下の 4 通りを想定した。

- FD 2 ステーションでのモノ観測
- FD 3 ステーションでのモノ観測
- FD 2 ステーションでのステレオ観測
- FD 3 ステーションでのステレオ観測

FD 観測の場合は、エネルギーが高くなるにつれて aperture も増加していたが、ハイブリッド観測の場合は、地表アレイの範囲が決まっているために aperture に上限が存在する。どの FD の検出器構成においても、 10^{19}eV 以上では aperture は $\sim 690 \text{ km}^2 \text{ str}$ に収束する。aperture の決定精度は、2 ステーションでのステレオ観測で $\sim 3\%$ 、それ以外の検出器構成では 1% 以下である。

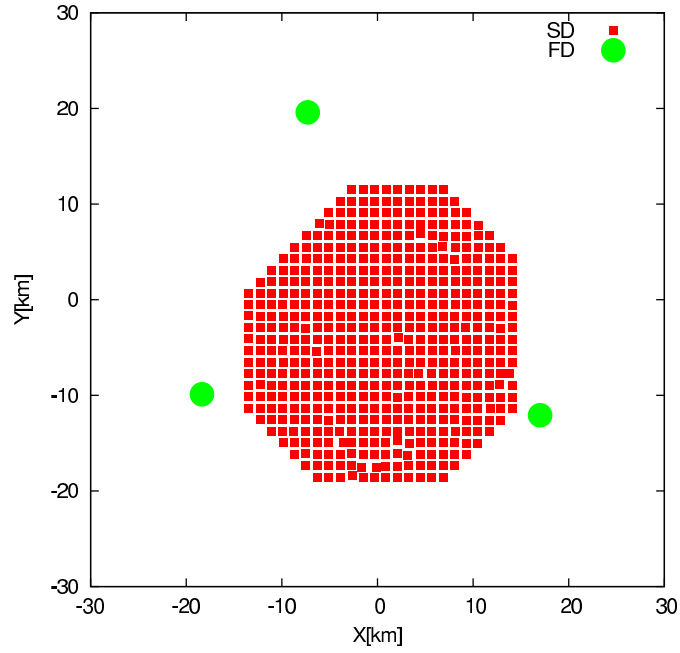


図 5.16: SD の配置

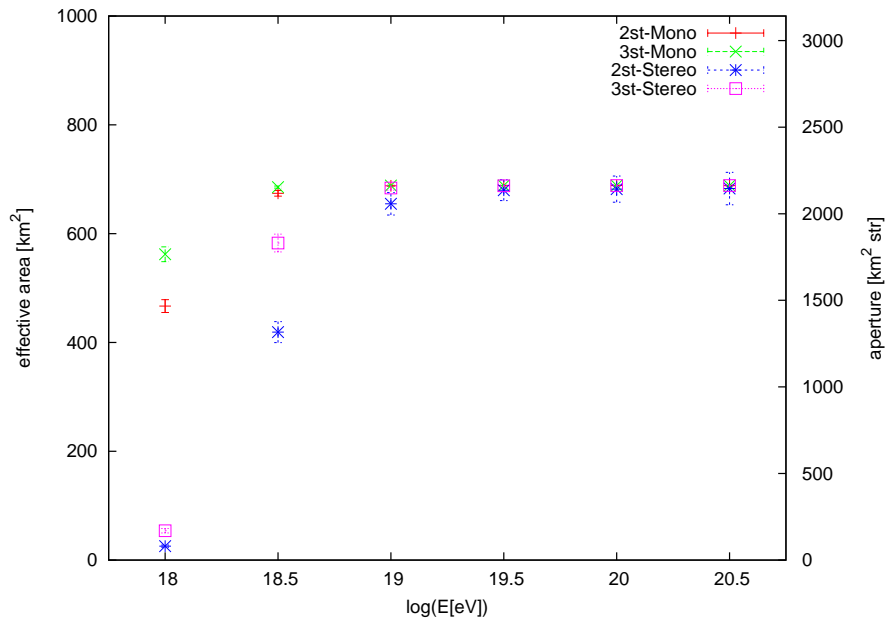


図 5.17: ハイブリッド観測における有効検出面積および aperture

Auger 実験との比較

TA と同様な手法で最高エネルギー宇宙線を観測するものとして、南米アルゼンチンで行われている Auger 実験がある。Auger では、大気蛍光望遠鏡 4 ステーションと水チェレンコフ検出器 1600 台を 3000 km² の領域に配置し、宇宙線の空気シャワーを観測する。図 5.18 は、Auger の観測装置の配置である。

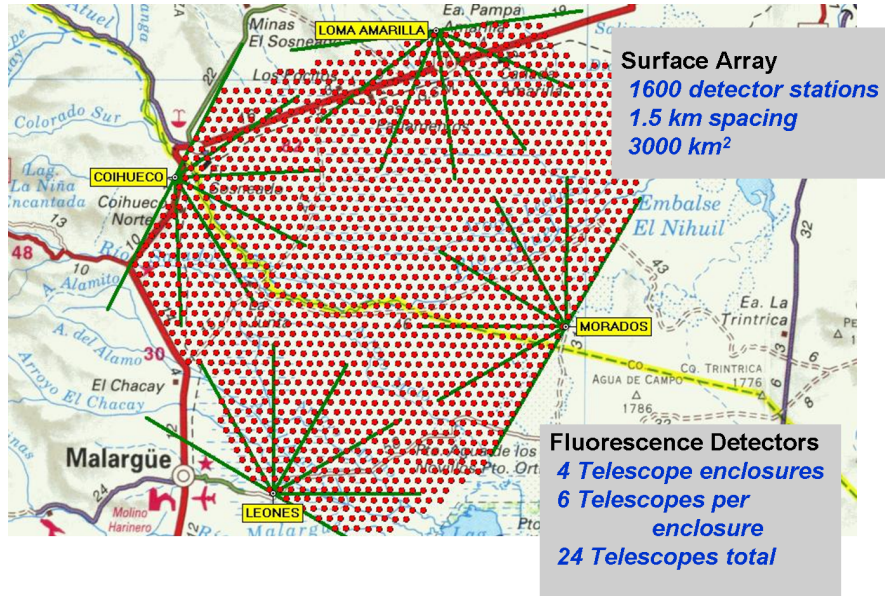


図 5.18: Auger 実験の観測装置の配置

この Auger 実験におけるハイブリッド観測の aperture と、今回算出した TA 実験におけるハイブリッド観測の aperture を比較したものを図 5.19 に示す。Auger 実験の方が TA 実験に比べて検出器を設置している範囲が広いいため、aperture も大きく、TA の場合と比較して約 3 倍である。しかし、Auger では地表検出器が水チェレンコフ検出器であるために、エネルギー測定においてより大きな系統的不定性を持つ可能性がある。なぜなら、TA で使用しているシンチレーション検出器は、主にシャワー中の電子・陽電子成分を検出するものであるが、Auger の使用している水チェレンコフ検出器で検出するものは主にシャワー中の μ 粒子であり、この μ 粒子数はシャワー初期のハドロン相互作用の詳細や一次宇宙線の粒子種に大きく依存するからである。この点において、TA 実験は有利である。

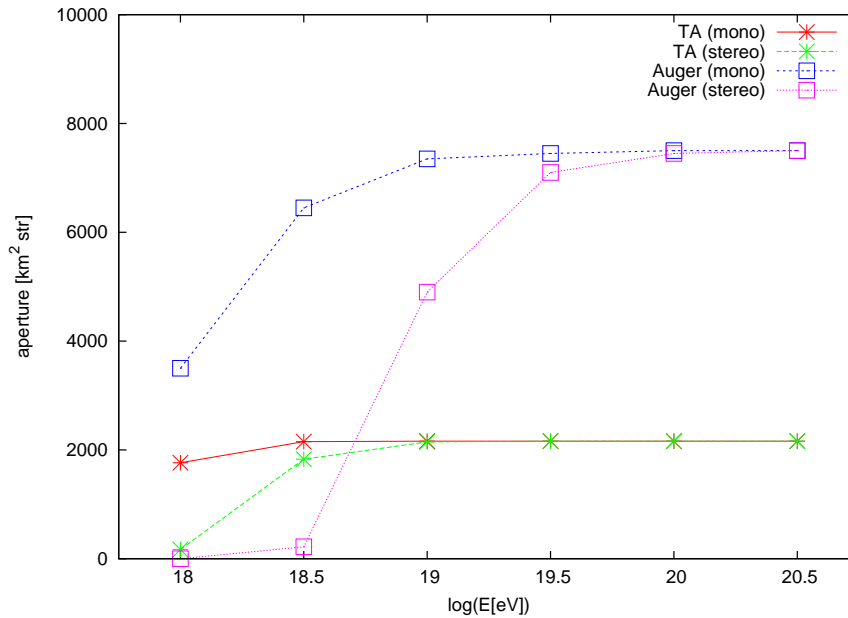


図 5.19: TA と Auger のハイブリッド観測における aperture の比較

5.6 エネルギースペクトラムについての考察

5.6.1 TA 実験で期待されるイベントレート

前節で求めた aperture から、TA 実験で期待されるイベントレートを見積もってみる。

宇宙線のフラックスを $J(E)$ とすると、エネルギー ($E; \Delta E$) の宇宙線による空気シャワーの検出イベント数 N_{det} は、以下のようになる。

$$N_{\text{det}} = J(E) \Delta E A t \quad (5.7)$$

A は検出器の aperture、 t は観測時間である。SD での観測は常時行うことが可能であるが、FD の場合は月明かりのない新月前後の夜間のみに限られる。ここでは観測時間を 1 月当たり 50 時間と仮定した。宇宙線のエネルギースペクトラムは以下の 2 通りを想定し、 $\log(\Delta E[\text{eV}]) = 0.1$ として年間のイベントレートを見積もった。

- AGASA の観測によるエネルギースペクトラム (図 5.20)
- HiRes のステレオ観測によるエネルギースペクトラム (図 5.20)

図 5.21 は、FD 2 ステーションで観測した場合に期待されるイベントレートである。AGASA 型スペクトラムの場合と HiRes 型スペクトラムの場合とを色を分けてプロットしてある。2007 年 4 月の定常観測開始時点ではステーション数は 2 つなので、ここに示したレートでイベントが観測される。FD 3 ステーションの場合のイベントレートは、図 5.22 に示した。また、 10^{19}eV 以上および 10^{20}eV 以上のエネルギーの期待される獲得イベント総数を、表 5.2、表 5.3 にまとめた。

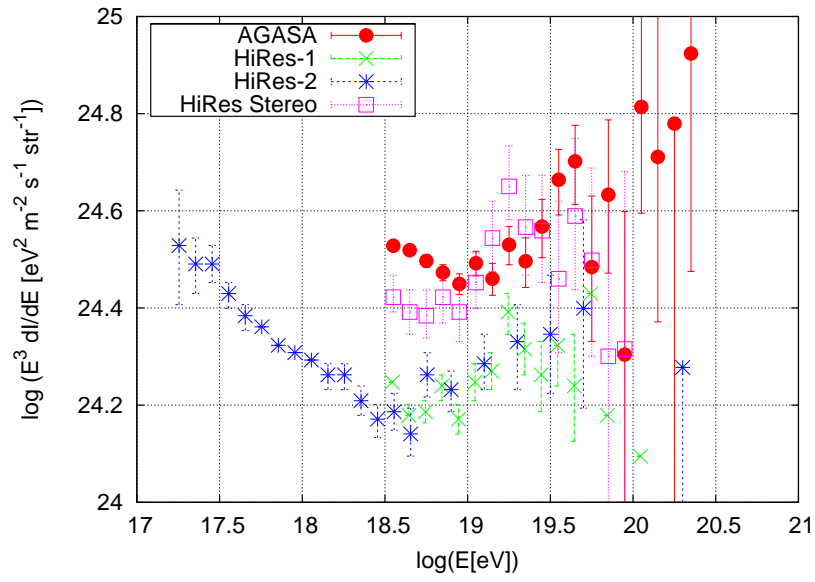


図 5.20: AGASA および HiRes の観測によるエネルギースペクトラム

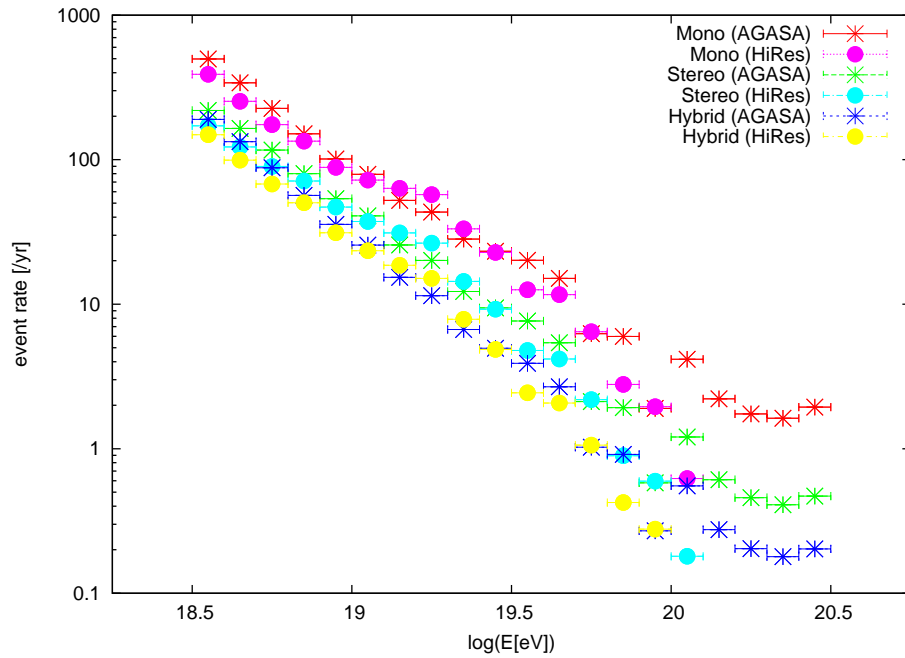


図 5.21: TA 実験において期待されるイベントレート (FD 2 ステーションの場合)

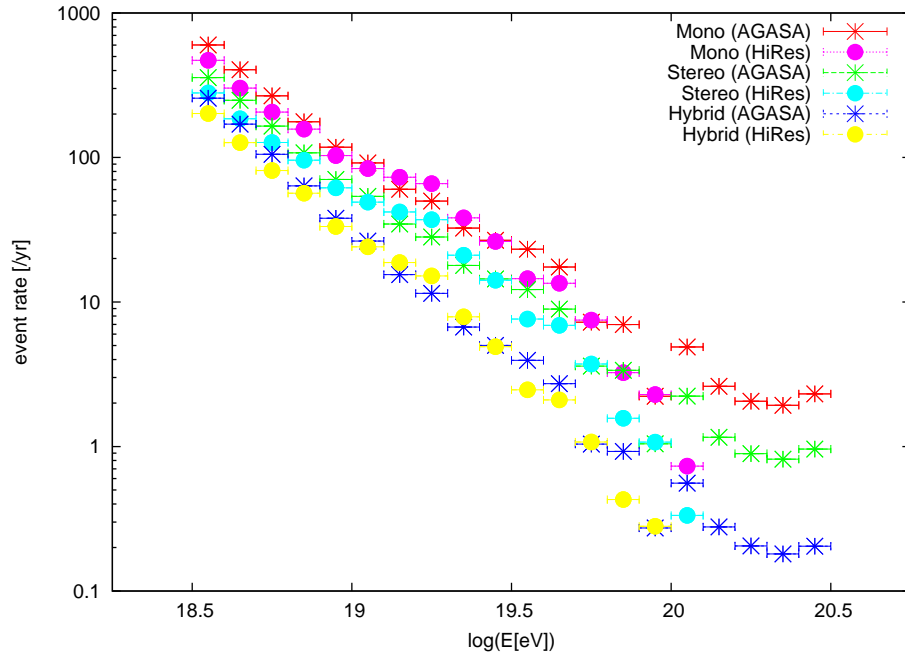


図 5.22: TA 実験において期待されるイベントレート (FD 3 ステーションの場合)

	AGASA スペクトル		HiRes スペクトル	
	$> 10^{19}$ eV	$> 10^{20}$ eV	$> 10^{19}$ eV	$> 10^{20}$ eV
Mono	287.4	11.7	284.9	0.62
Stereo	129.2	3.2	131.4	0.18
Hybrid	74.3	1.4	76.2	0.08

表 5.2: FD 2 ステーションでの観測で期待される年間事象数

	AGASA スペクトル		HiRes スペクトル	
	$> 10^{19}$ eV	$> 10^{20}$ eV	$> 10^{19}$ eV	$> 10^{20}$ eV
Mono	332.2	13.8	329.0	0.73
Stereo	184.2	6.1	184.7	0.33
Hybrid	75.4	1.4	77.2	0.08

表 5.3: FD 3 ステーションでの観測で期待される年間事象数

5.6.2 スペクトラム決定の統計精度

TA 実験において、上で求めたイベントレートでシャワーを観測した場合にスペクトラムをどの程度の統計精度で決定できるかを調べた。3年間観測した場合を仮定して、期待されるスペクトラム決定精度を示したものが、図 5.23 である。FD は 3 ステーションとし、モノ観測、ステレオ観測、ハイブリッド観測それぞれの場合について示してある。モノやステレオの場合には、3年間の観測で AGASA や HiRes の観測の統計精度を上回ることができる。ハイブリッドの場合には、3年間の観測では AGASA や HiRes の exposure を上回れないために統計精度も落ちる。これは、観測時間を FD に合わせて 1 月当たり 50 時間としているからである。

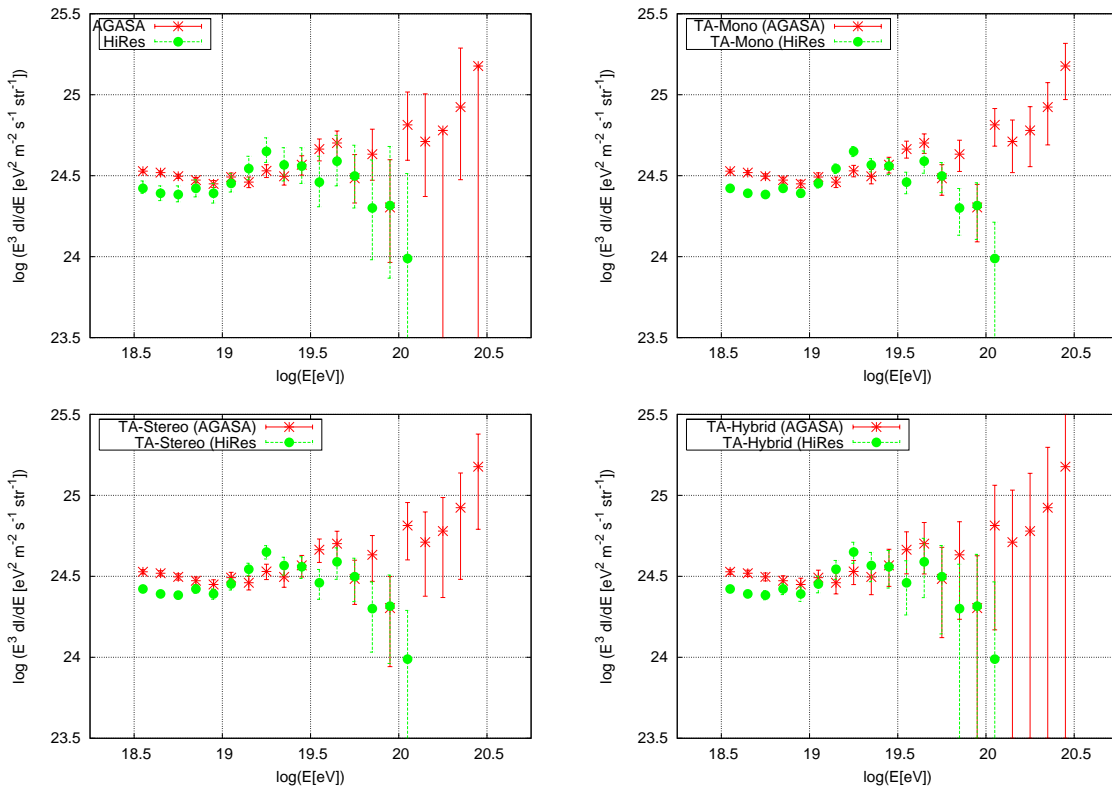


図 5.23: TA 実験において 3 年間観測した場合のエネルギー・スペクトラムの統計精度 (左上: AGASA および HiRes のスペクトラム、右上: TA モノ観測により得られるスペクトラム、左下: TA ステレオ観測により得られるスペクトラム、右下: TA ハイブリッド観測により得られるスペクトラム)

5.6.3 aperture の決定精度による影響

今回算出した aperture の精度は最大～5%であった。この aperture の決定精度がスペクトラム決定に与える影響を調べたものが図 5.24 である。aperture の決定精度がスペクトラム決定に与える影響は非常に小さく、aperture を算出する際のシミュレーションイベントの統計数は、今回行った程度で十分である。

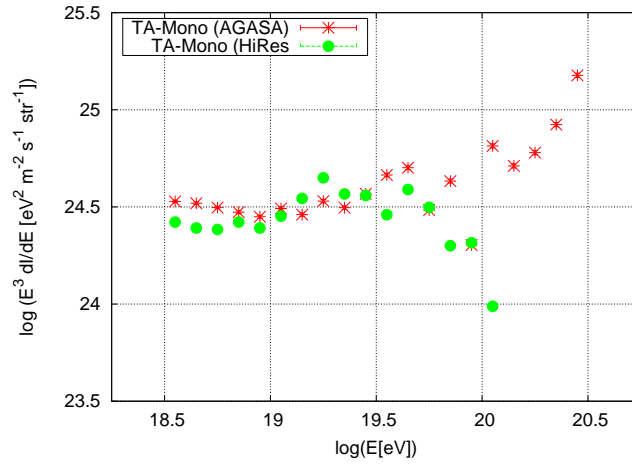


図 5.24: aperture の決定精度によるスペクトラム決定のエラー

5.6.4 GZK 限界の有無

最高エネルギー宇宙線のエネルギースペクトラムを決定するということは、すなわち GZK 限界の有無を決定するということである。ここでは、AGASA で観測されたスペクトルが正しいとした場合に TA で観測される 10^{20} eV 以上のイベント数 (super-GZK イベント数) と、GZK 限界が存在した場合に TA で観測される 10^{20} eV 以上のイベント数を算出した。観測は 3 年間を仮定している。結果を表 5.4 に示す。参考として、AGASA の 10 年間の観測でのイベント数も記載した。AGASA の観測が正しいければ、TA の FD モノ観測を 3 年間行くと 10^{20} eV 以上の事象が 40 程度観測されることになり、GZK 限界の有無について確定した結論を得ることができる。

	AGASA 型スペクトラム	GZK 限界が存在する場合
TA-Mono	41.4	6.6
TA-Stereo	18.2	2.9
TA-Hybrid	4.3	0.7
AGASA	10	1.6

表 5.4: 期待される super-GZK イベント数

第6章 結論

TA 実験における空気シャワーシミュレータ、検出器シミュレータおよび解析ソフトウェア (特に FD 関連部分) の開発を行った。検出器シミュレータは、実際に実験で使用される検出器の特性を考慮したものが完成した。さらに、FD と SD の両方の検出器シミュレーションを行うハイブリッドシミュレータと、イベントディスプレイ兼ユーザーインターフェースも完成した。

また、宇宙線のエネルギースペクトラムを決定する際に重要となる検出器の aperture を算出する方法を考案した。これにより、FD のモノ観測やステレオ観測、FD と SD のハイブリッド観測など、異なる検出器構成における aperture を求めることが可能になった。さらに、将来 TA 実験において期待される結果についての考察も行った。FD のモノ観測では、3 年間の観測で AGASA の exposure の約 4 倍に達し、最高エネルギー宇宙線のエネルギースペクトラムの確定が期待できることが判明した。

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。
情熱をもって御指導頂き様々な指針を示して下さいました常定芳基助手に心より深く感謝致します。

AGASA 実験のデータを提供して下さいました宇宙線研究所 竹田成宏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 TA コラボレーターの皆様に深く感謝致します。
惜しみ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、古島敦氏、村野暢子氏、東龍二氏、松本英高氏、菅原利弘氏、福田崇徳氏、若松弘晃氏に感謝致します。

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] 福島 正己, 宇宙線エネルギーの限界を探る, 日本物理学会誌 *Vol.60, No.1* (2005)
- [4] 小田 稔, 宇宙線.
- [5] M.S. Longair, *High Energy Astrophysics.*
- [6] P. Sokolsky, *Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics.,*
- [7] J. Linsley, *Phys. Rev. Lett., 10, 146* (1963)
- [8] M. Takeda et al., *Phys. Rev. Lett., 81, 1163* (1998)
M. Takeda et al., *Astropart. Phys., 19, 447* (2003)
- [9] R.U. Abbasi et al. (HiRes Collaboration), *Phys. Rev. Lett., 92, 151101* (2004)
T. Abu-Zayyad et al. (HiRes Collaboration), *Astropart. Phys., 23, 157* (2005)
- [10] D.J.Bird, *et al.*, [High Resolution Fly's Eye Collaboration], *Astrophys. J.* 424,491(1994).
- [11] M.Ave,J.Knapp,J.Lloyd-Evans,M.Marchesini,A.A.Watson,*Astropart, Phys.19,4 7*(2003).
- [12] L.Anchoroqui and H.Goldberg, *Phys. Lett.B,in press [hep-ph0310054]*.
- [13] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett., 16, 748* (1966)
G.T. Zatsepin & V.A. Kuzmin, *JETP Lett., 4, 78* (1966)
- [14] S.Yoshida,M.Teshima, *Prog. Theor. Phys.* 89, 833.(1993)
- [15] A.M. Hillas, *Ann. Rev. Astron. Astrophys., 22, 425* (1984)
- [16] Todor Stanev, *astro-ph/0411113*.
- [17] T.K. Gaisser et al., *Phys. Rev. D*47, 1919 (1993)
- [18] B.R. Dawson et al., *Astropart. Phys., 5, 239* (1996)
- [19] L. Prado Jr. et al., *Nucl. Instr. and Meth., A 545, 632* (2005)
- [20] A.N. Bunner, *Ph.D. Thesis, Cornell University* (1967)
- [21] F. Kakimoto et al., *Nucl. Instr. and Meth., A 372, 527* (1996)
- [22] A.M. Hillas,*J. Phys. G: Nucl. Phys., 8, 1461* (1982)

- [23] 皆川 隆一, 修士論文, 東京工業大学. (2005)
- [24] 井口 貴裕, 修士論文, 東京工業大学. (2006)
- [25] 多米田 裕一郎, 修士論文, 東京工業大学. (2006)

目次

2.1	一次宇宙線のエネルギースペクトル	3
2.2	空気シャワーの模式図	6
2.3	空気シャワーの縦方向発達	8
2.4	空気シャワーの横方向分布	8
2.5	空気シャワーアレイによる空気シャワー観測の模式図	9
2.6	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	11
2.7	最高エネルギー宇宙線の減衰距離。実線が陽子、点線が鉄の減衰距離を示す。	15
2.8	宇宙線のエネルギースペクトルに予想される GZK cutoff。左は1つの源がいくつかの red shift($z = 0.004 \sim 1.0$) にあると仮定した場合。右は源が空間分布しているとしてその分布がいくつかの異なる evolution model に従うと仮定した場合。	16
2.9	AGASA によって観測された一次宇宙線のエネルギースペクトル	17
2.10	AGASA が観測した $10^{19.6}$ eV 以上の宇宙線の到来方向分布。水色の丸が doublet、ピンクの丸が triplet である。また赤線は銀河面、青線は超銀河面を指す。	17
2.11	$10^{19.6}$ eV 以上の 59 事象のうち、任意の 2 事象が作る離角の分布	17
2.12	10^{20} eV を越える最高エネルギー宇宙線の加速源に課せられる、磁場の強さと天体の大きさと最大加速エネルギーの関係。	18
2.13	HiRes が発表したエネルギースペクトル	21
3.1	大気蛍光望遠鏡と地表検出器の配置。紫色の五角形が大気蛍光望遠鏡ステーション、緑色の菱形が地表検出器を表す。	23
3.2	現地で建設された望遠鏡ステーション (Black Rock Mesa)。観測をしないときはシャッターが閉まるようになっている。	24
3.3	ステーション内に望遠鏡が設置されたところ。	24
3.4	左図が望遠鏡のデザイン。18 枚のセグメントミラーからなる合成球面鏡と 256 本の PMT で構成されているカメラが図のように配置され、二段に重ねられている。右図は、現地のステーション (Black Rock Mesa) 内に設置された望遠鏡の写真。	25
3.5	セグメントミラーのデザイン	25
3.6	左: PMT カメラ。右: カメラに使われている PMT(R9508)。	26
3.7	BG3 フィルターの透過率	26
3.8	FD エレクトロニクス の概念図	27
3.9	現地のステーション (BRM) 内に設置されたエレキ群	27
3.10	プリアンプ	28
3.11	パッチパネル	28
3.12	SDF モジュールのボード	29
3.13	TF モジュールのボード	29
3.14	左: CTD モジュールのボード。右: CTD に搭載されている GPS。	29

3.15	CRAYS	31
3.16	YAP	31
3.17	Xe flasher	31
3.18	左: XY scanner。右: XY scanner によって測定された PMT ゲインの 2 次元マップの例。	31
3.19	右: LIDAR が内蔵されたドーム。左: LIDAR で使用する望遠鏡。望遠鏡にはレーザーと PMT が取り付けられている。	32
3.20	左が後方散乱光を利用する LIDAR システム、右が側方散乱光を使用する CLF システムのイメージ。	32
3.21	Linac の概念図	33
3.22	現地に設置されたシンチレーション検出器	34
3.23	通信塔	34
3.24	地表検出器のデータ収集エレクトロニクス	34
3.25	地表検出器を背面から見た写真。ソーラーパネルの後ろにエレクトロニクスを収容している箱が取り付けられている。	34
3.26	ハイブリッド観測の概念図	35
4.1	空気シャワーの縦方向発達の例 (1)	39
4.2	空気シャワーの縦方向発達の例 (2)	39
4.3	大気蛍光の発光スペクトラム	41
4.4	Mie 散乱のパラメータ	43
4.5	FD コンポーネントのクラスの階層構造	45
4.6	ミラー側から見た PMT カメラ (緑: PMT で検出された光子、青: PMT で検出されなかった光子)	46
4.7	レイトレースの結果 (赤: ミラー、緑: カメラ、青: 光路)	47
4.8	望遠鏡	48
4.9	FD ステーション	49
4.10	FD への大気蛍光の入射	49
4.11	カメラ上での光子の検出位置	50
4.12	各 PMT での波形 (夜光によるノイズなし)	50
4.13	ユタで測定された夜光のスペクトラム	51
4.14	夜光によるノイズを含めた各 PMT での波形	51
4.15	ステレオイベントでのジオメトリの決定	53
4.16	モノステーションイベントでのジオメトリの決定 (1)	55
4.17	モノステーションイベントでのジオメトリの決定 (2)	56
4.18	縦方向発達の再構成	57
4.19	ハイブリッドシミュレータ&イベントディスプレイ。左上が最初に出てくる画面で、赤丸で囲まれたところをクリックするとシミュレーション条件を設定する画面が出てくる。シミュレートされたイベントを図示しているのが左下である。	58

5.1	splitting & folding method のコンセプト図。扇形内部の微小領域 ΔS について、カメラ i からみた座標 (R_i, Φ_i) を求める。そして、そのカメラ i でのトリガー効率 $f(R_i, \Phi_i)$ を求める。シャワーを降らせる範囲は中心角 18° であるが、すべてのカメラについて式 (5.3) を求めることで、 $\Phi > 18^\circ$ の範囲でもトリガー関数を求めることができる。	61
5.2	複数種類のトリガー効率関数 (ここでは、コア (ΔS) に最も近いカメラは3番カメラ)	63
5.3	1カメラでのトリガー効率関数 $f_0(R, \Phi)$ (上から順に、 10^{18}eV 、 10^{19}eV 、 10^{20}eV の場合)	65
5.4	トリガー効率関数 $f_0(R, \Phi)$ と R の関係 (10^{18}eV の場合)	66
5.5	トリガー効率関数 $f_0(R, \Phi)$ と R の関係 (10^{19}eV の場合)	67
5.6	トリガー効率関数 $f_0(R, \Phi)$ と R の関係 (10^{20}eV の場合)	68
5.7	トリガー効率関数 $f_0(R, \Phi)$ と Φ の関係 (10^{18}eV の場合)	69
5.8	トリガー効率関数 $f_0(R, \Phi)$ と Φ の関係 (10^{19}eV の場合)	70
5.9	トリガー効率関数 $f_0(R, \Phi)$ と Φ の関係 (10^{20}eV の場合)	71
5.10	コアに近い隣りのカメラがトリガーしていない場合のトリガー効率関数 $f_1(R, \Phi)$ 。この関数は $\Phi > 9^\circ$ の範囲で定義される。(上から順に、 10^{18}eV 、 10^{19}eV 、 10^{20}eV の場合)	72
5.11	10^{18}eV でのトリガー効率関数 $f_2(R, \Phi)$ 、 $f_3(R, \Phi)$ 。これらの関数はそれぞれ $\Phi > 27^\circ$ 、 $\Phi > 45^\circ$ の範囲で定義される。	73
5.12	FD 1 ステーション (Black Rock Mesa) でのトリガー効率 (左上から順に、 10^{18}eV 、 10^{19}eV 、 10^{20}eV の場合)。トリガー効率と色の関係は右下を参照。	75
5.13	FD 3 ステーションでモノ観測した場合のトリガー効率 (左から順に、 10^{18}eV 、 10^{19}eV 、 10^{20}eV の場合)	76
5.14	FD 3 ステーションでステレオ観測した場合のトリガー効率 (左から順に、 10^{18}eV 、 10^{19}eV 、 10^{20}eV の場合)	76
5.15	FD 観測における有効検出面積および aperture	77
5.16	SD の配置	78
5.17	ハイブリッド観測における有効検出面積および aperture	78
5.18	Auger 実験の観測装置の配置	79
5.19	TA と Auger のハイブリッド観測における aperture の比較	80
5.20	AGASA および HiRes の観測によるエネルギースペクトラム	81
5.21	TA 実験において期待されるイベントレート (FD 2 ステーションの場合)	81
5.22	TA 実験において期待されるイベントレート (FD 3 ステーションの場合)	82
5.23	TA 実験において3年間観測した場合のエネルギースペクトラムの統計精度 (左上: AGASA および HiRes のスペクトラム、右上: TA モノ観測により得られるスペクトラム、左下: TA ステレオ観測により得られるスペクトラム、右下: TA ハイブリッド観測により得られるスペクトラム)	83
5.24	aperture の決定精度によるスペクトラム決定のエラー	84

表 目 次

2.1	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
2.2	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。	13
4.1	標準大気モデルの高度と気温の関係	40
5.1	シミュレーション条件	64
5.2	FD 2 ステーションでの観測で期待される年間事象数	82
5.3	FD 3 ステーションでの観測で期待される年間事象数	82
5.4	期待される super-GZK イベント数	84