

超高エネルギー宇宙線の到来方向と
AGN との相関

西野大輔
東京工業大学理学部物理学科
指導教員
垣本 史雄
常定 芳基

平成 21 年 3 月 24 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
2.1.1	宇宙線のエネルギースペクトル	4
2.1.2	宇宙線の加速機構	4
2.2	宇宙線観測と空気シャワー	6
2.2.1	空気シャワー現象	7
2.2.2	空気シャワーの縦方向発達	8
2.2.3	空気シャワーの横方向分布	9
2.3	空気シャワーの観測方法	10
2.3.1	地表検出器	10
2.3.2	大気蛍光法	12
2.3.3	大気蛍光の発光過程と散乱・吸収	13
2.4	最高エネルギー宇宙線	17
2.4.1	GZK cutoff	17
2.4.2	AGASA による観測	18
2.4.3	起源モデル	19
2.4.4	観測結果の現状	23
第 3 章	Telescope Array 実験	25
3.1	TA 実験の目的	25
3.2	TA 実験の概要	25
3.3	大気蛍光望遠鏡	26
3.3.1	光学系	28
3.3.2	PMT カメラ	28
3.3.3	データ収集システム	30
3.3.4	キャリブレーション	31
3.4	地表粒子検出器	33
3.5	他実験との比較	34
第 4 章	解析手法	36
4.1	AGN との相関	36
4.1.1	3 パラメータによるスキャン	36
4.1.2	パラメータ空間の各座標における相関度の評価	37
4.1.3	P の最小化と AGN 起源仮説の評価	38
4.1.4	球面のインデックス化による相関評価の効率化	38

4.1.5	インデックス化のための天球分割方法	38
4.2	Hough 変換	41
4.2.1	Hough 変換の概略	41
4.2.2	天球上の Hough 変換	41
4.2.3	Hough 変換のための天球分割方法	42
第 5 章	解析	45
5.1	イベントセットと検出器の露光時間	45
5.2	AGN との相関	47
5.3	Hough 変換	51
第 6 章	結論	63

第1章 序論

宇宙線とは宇宙空間に存在する高エネルギーの放射線で、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。主成分は陽子や原子核であると考えられており、エネルギー領域は 10^8 eV から 10^{20} eV を超えるようなものまで広範囲にわたる。高エネルギー宇宙線の起源や加速機構ははまだ未解決の謎であるが、宇宙線の到来頻度はエネルギーのおおよそ3乗に比例して小さくなり、観測を困難にする障壁となっている。

一方、宇宙空間には等方的な背景放射が存在しており、 10^{20} eV を超える高エネルギー宇宙線はそれらとの作用によってエネルギーを失ってしまう。そのため、そのようなものは約 50Mpc よりも遠くからは飛来できないということが理論的に指摘されている。これは、それを初めて発表した三人の物理学者の名前をとり、GZK カットオフ、GZK 効果などと呼ばれている。

このことから、超高エネルギー宇宙線が地球から観測されれば、それは地球から比較的近い場所を起源としているということが期待される。またそうであれば、宇宙空間を伝播する間に受ける磁場の影響は相対的に低く、宇宙線の軌道に与える影響は小さくなる。この性質に着目し、宇宙線の起源と目される天体のリストと宇宙線の到来方向とを比較することで、起源天体を統計的に特定しようという試みがこれまでにいくつかのグループによってなされてきた。しかしながら、その結論は論文によってまちまちであり、起源天体を決定するまでには至っていない。

本研究では、Telescope Array (TA) プロジェクトにおいて観測された超高エネルギー宇宙線イベントを用い、その到来方向と活動銀河核 (AGN) の位置とを比較することで、起源天体を特定することを目指した。

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に存在する高エネルギー放射線であり、1912年にオーストリアの物理学者 V. F. Hess によって発見された。その主成分は陽子やその他の原子核である。これまでに観測された宇宙線のエネルギーは 10^8eV 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は等方的である。

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は、そのエネルギースペクトルがエネルギーの冪乗 $F(E) = K \times E^{-\alpha}$ で近似できる。 10^{15}eV および 10^{19}eV 付近にはそれぞれ “knee”、“ankle” と呼ばれる折れ曲がりが存在している。knee より低いエネルギー領域では $\alpha \sim 2.7$ 、knee から ankle までの領域では $\alpha \sim 3.0$ 、ankle よりも高いエネルギー領域では再び $\alpha \sim 2.7$ である。 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では、衝突方向がランダムであり加速・減速の両方が繰り返され全体では α が星間雲の移動速度の 2 乗に比例する。そのため、星間雲との衝突は 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 次の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れば、 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。

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

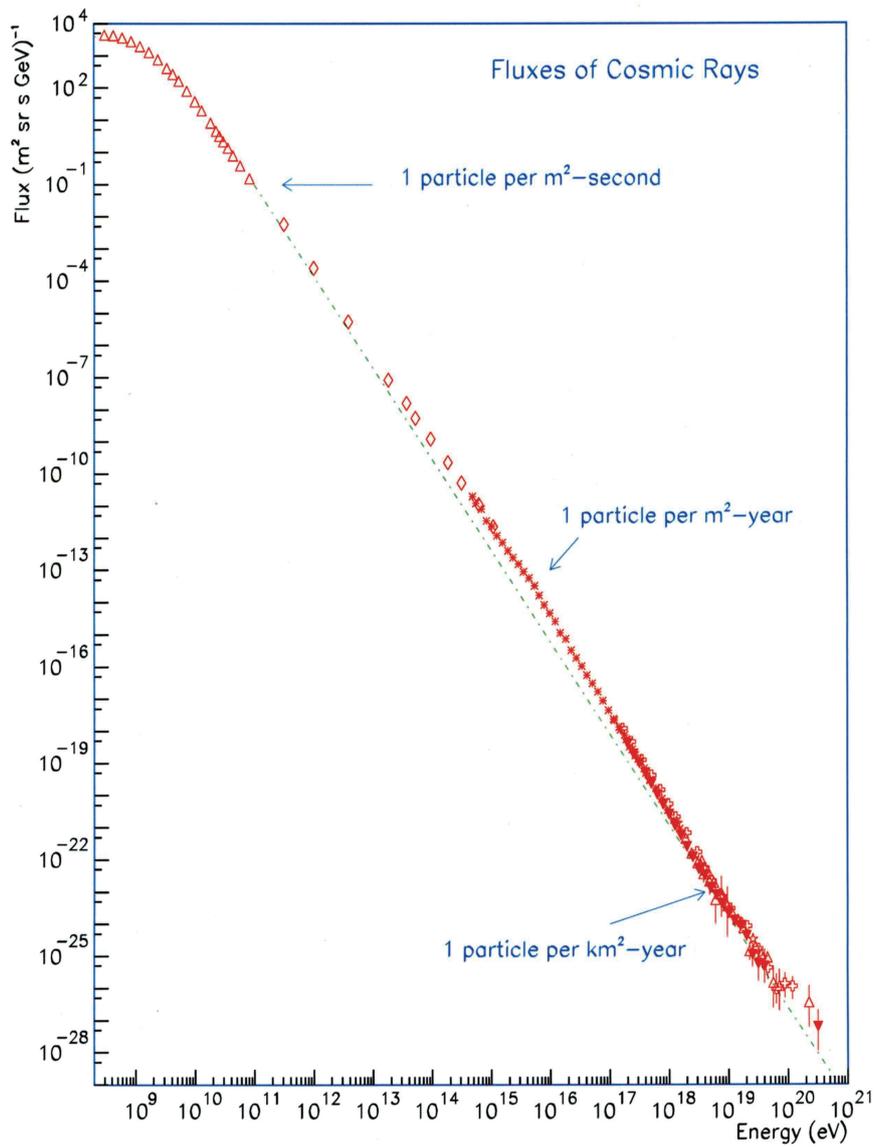


図 2.1: 一次宇宙線のエネルギースペクトル

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、

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

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。

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により上記の機構に従って加速され、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 、 B 、 p は、素電荷、宇宙線粒子の原子番号、磁場の強さ、磁場に垂直な方向の運動量である。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、拡散運動の効果を含めると、これ以上のエネルギーを持つ宇宙線に対しては銀河系内への閉じ込め効果が効きにくくなる。また、別のモデルにおいては、 10^{15}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領域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も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

2.1.1 節で述べたように、宇宙線のフラックスはほぼ E^{-3} で減少するので、全エネルギー領域で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に観測装置を搭載して大気上空に飛ばすことによる直接的な観測が行われている。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大きな検出面積と長い露光時間が必要であり、直接的な観測を行うことは難しい。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) を測定することによる間接的な測定が行われている。

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う。この過程を繰り返すことにより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 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 線の場合は、電子対生成によって電子と陽電子を生成する。これらの電子、陽電子は制動放射によって 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 σ_{brems} は、次の Bethe-Heitler の式 (2.7) で表される。

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

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 は古典原子半径である。従って、制動放射による単位厚さ当たりのエネルギー損失 $(dE/dx)_{\text{brems.}}$ は以下のように表すことができる。

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

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。

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

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。輻射長 X_0 は大気中でおよそ 38g/cm^2 である。一方、電子対生成の断面積 σ_{pp} は、

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

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

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

となる。従って、電子対生成および制動放射の interaction length は同程度であることがわかる。この2つの過程を繰り返しながら、多数の電子、陽電子、 線が生成される現象が電磁カスケードである。粒子数が増大し1粒子当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、電磁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大気中で 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中の原子核と相互作用した場合には、中間子、 K 中間子などハドロンの多重生成が起きる。生成された二次粒子の大部分は結果的に中間子となる。そのうち π^0 は短い寿命で2つの 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、

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

のように崩壊し、核カスケードを形成する。大気の厚みは核相互作用の平均自由行程の約10倍、電子の大気中での輻射長の約25倍にもなるので、以上のような核カスケードと電磁カスケードの繰り返しにより、多数の粒子が生成される。図2.2はこの様子を模式的に表したものである。

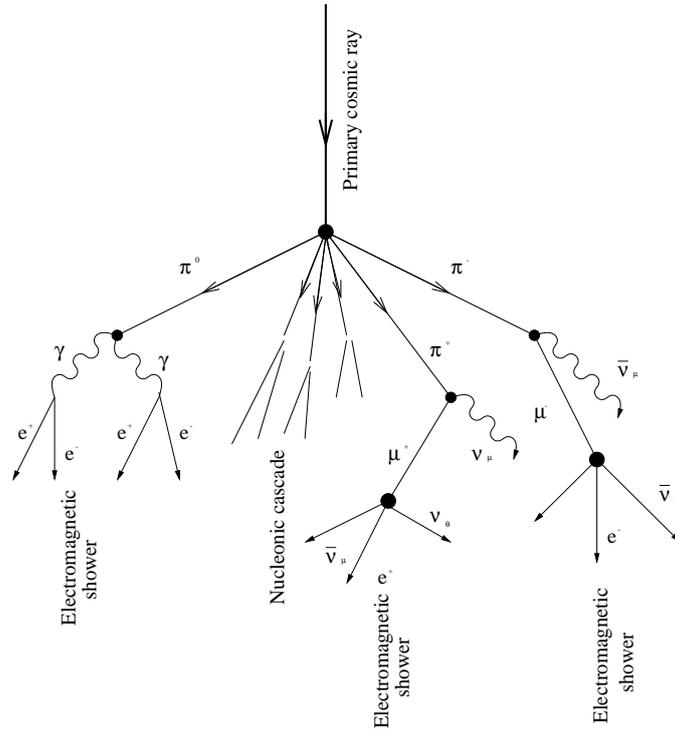


図 2.2: 空気シャワーの模式図

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総数が増大するにつれて、個々の粒子の持つエネルギーは減少し、臨界エネルギー E_c (空気中では $E_c = 74\text{MeV}$) に近づくとき大気中の原子、分子による電離損失が大きくなり、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現象に転じる。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 の光子が大気中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。

$$N_e(t) \sim \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp \left[t \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right] \quad (2.14)$$

$$y = \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right), s = \frac{3t}{t + 2y} \quad (2.15)$$

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 s はシャワーの発達とともに増加していき、 N_e (全電子・陽電子数) が最大になる発達段階で $s = 1$ となる。

宇宙線陽子が一次粒子となって生成する空気シャワーについては、Gaisser と Hillas の提案に基づく次の式が用いられている。

$$N_e(X, X - X_1) = S_0 \frac{E}{E_c} \exp \left[\frac{X_{\max}}{\lambda} - 1 \right] \left(\frac{X - X_1}{X_{\max} - \lambda} \right)^{\frac{X_{\max}}{\lambda} - 1} \exp \left[-\frac{X - X_1}{\lambda} \right] \quad (2.16)$$

$$S_0 = 0.0451 + 0.0217 \ln \left(\frac{E}{100 \text{TeV}} \right) \quad (2.17)$$

ここで、 X_{\max} はシャワー最大発達深さ [g/cm²]、 X_1 は一次宇宙線が最初に相互作用する深さ [g/cm²]、 λ は縦方向発達の attenuation length で $\lambda = 70$ [g/cm²] である。

一次宇宙線のエネルギーの違いはシャワー最大発達時の粒子数 N_{\max} の違いとして現れ、 $N_{\max} \sim 2 \times E_0 \times 10^{-9}$ (ただし E_0 は一次宇宙線のエネルギー [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 および X_{\max} に現れ、重い原子核ほど X_1 および X_{\max} の値は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面積が大きいため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より早く進むことに起因する。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ュミ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って得られ、それを近似して得られたのが Nishimura-Kamata-Greisen(NKG) 関数で、

$$f(r, s) = C(s) \left(\frac{r}{r_M} \right)^{s-2} \left(\frac{r}{r_M} + 1 \right)^{s-4.5} \quad (2.18)$$

を用いて、

$$\rho(r, s) = \frac{N_e f(r, s)}{r_M^2} \quad (2.19)$$

と表すことができる。 r はシャワー中心からの距離、 r_M はモリエールユニット (電子が1輻射長進む間に進行方向からずれる距離)、 $C(s)$ は規格化定数、 N_e は全電子数、 s はエイジパラメータである。いくつかのエイジにおける横方向分布を図 2.4 に示した。

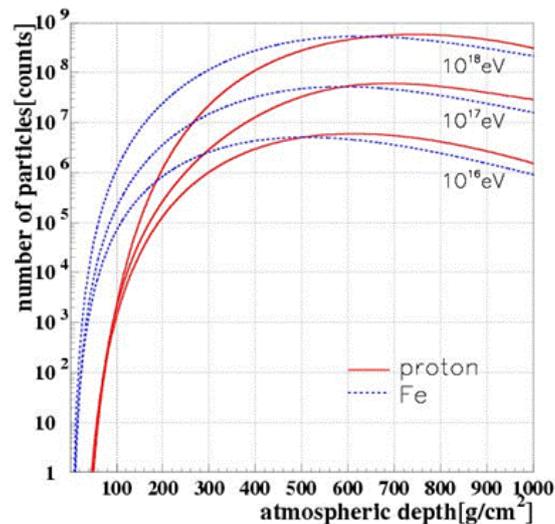


図 2.3: 空気シャワーの縦方向発達

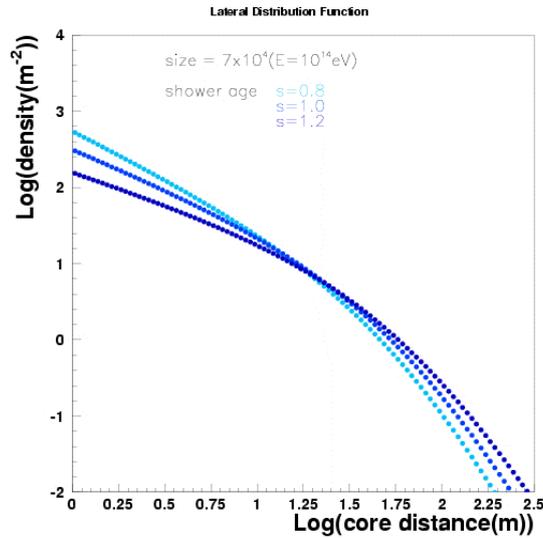


図 2.4: 空気シャワーの横方向分布

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主なものとして、空気シャワーアレイと呼ばれる多数の地表検出器を用いる観測法と、大気蛍光法の2種類がある。以下でそれぞれの観測法について説明する。

2.3.1 地表検出器

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方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。

空気シャワー粒子は、電磁成分(電子、陽電子、光子)とミューオン成分、およびハドロン成分からなる。このうち電磁成分とミューオン成分を観測する検出器として最も一般的に用いられているのが、プラスチックシンチレータを用いたシンチレーション検出器である。また、特にミューオン成分のみを選択的に検出するために、シールドされたシンチレーション検出器や比例計数管からなるミューオン検出器を別に配置する場合もある。さらに、空気シャワー軸に近いハドロン成分を観測するためにハドロンカロリメータを備えた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達するので、各検出器への粒子の到着時間差から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によって得ることができる。しかし、これにはハドロン相互作用を考慮した大規模なモンテカルロ計算を必要とするので、ハドロン相互作用の不確定性の影響を受けることは避けられない。

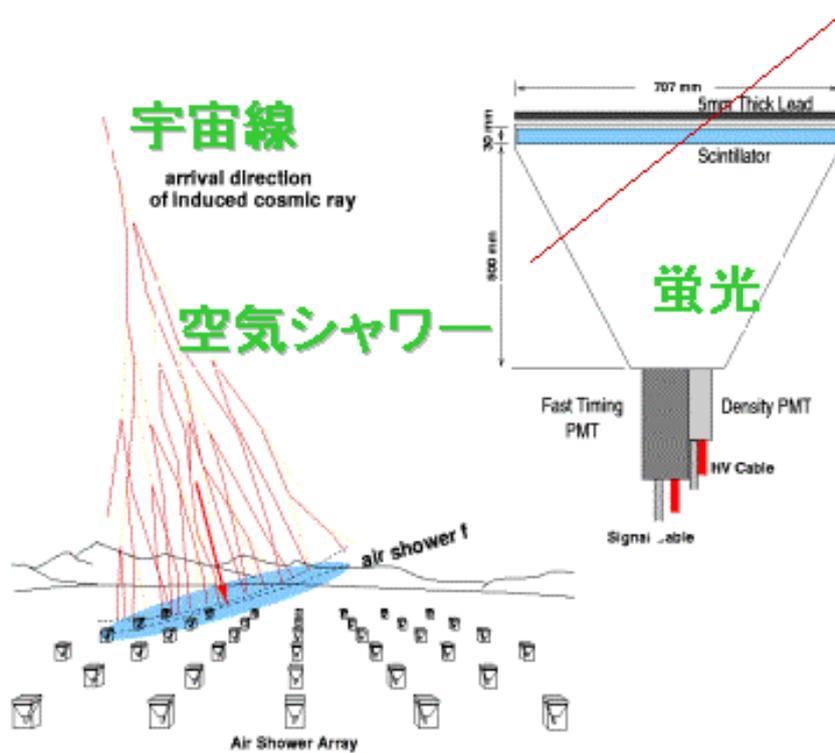


図 2.5: 空気シャワーアレイによる空気シャワー観測の模式図

2.3.2 大気蛍光法

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

高エネルギーの荷電粒子は大気中でチェレンコフ光を発する。チェレンコフ光は粒子の進行方向に近い角度に放射される。さらにこのチェレンコフ光とは別に、高エネルギーの荷電粒子が大気中を通過するときに窒素などの大気分子を励起し、この励起された大気分子から蛍光が発せられる。すなわち、大気が宇宙線に対してシンチレータ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、一次エネルギーが 10^{20} eVの場合、シャワー全体での光子数は 2×10^{15} 個にも達し、その発光の継続時間は $30\mu\text{s}$ 程度になる。この蛍光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。

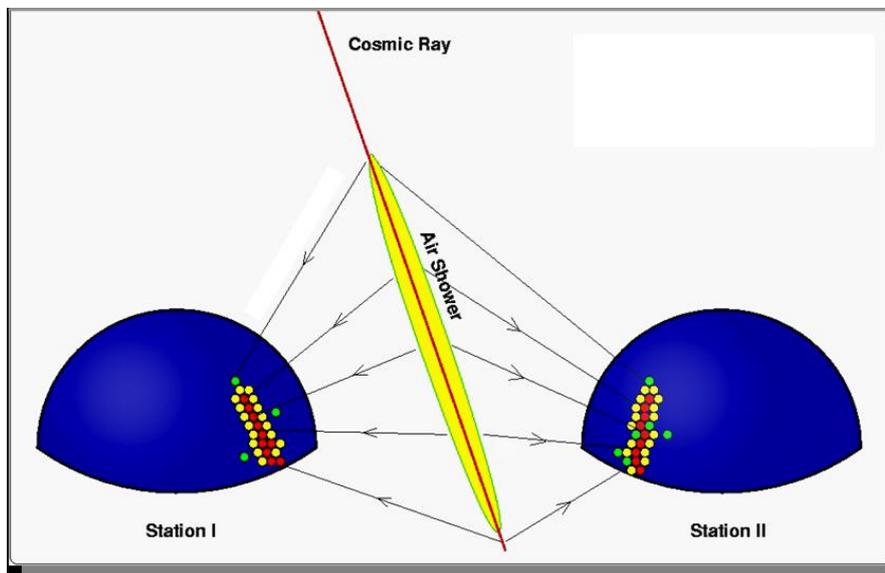


図 2.6: 空気シンチレーション光による空気シャワーのステレオ観測の概念図

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「空気シャワー軸の再構成」「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。

1. 空気シャワー軸の再構成

宇宙線の到来方向(シャワー軸)は蛍光の軌跡から簡単に求めることができる。特に、遠く離れた2台の望遠鏡でシャワーをステレオ観測すると、それぞれの望遠鏡が決めたシャワー平面の交差した線が宇宙線の到来方向となる(図 2.6 参照)。

2. 空気シャワーの縦方向発達の再構成

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。

- (a) 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応じた大気による散乱・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。
- (b) 実際に光電子増倍管で検出された光電子数と(a)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(2.16)と比較することによってシャワー発達関数 $N_e(X)$ 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。観測されたシャワー発達関数 $N_e(X)$ から次の式(2.20)により一次宇宙線のエネルギー E が決まる。

$$E = \frac{\epsilon_0}{X_{\text{rad}}} \int N_e(X) dX \quad (2.20)$$

ここで、 X_{rad} は大気中での輻射長で $X_{\text{rad}} = 38.0 \text{g/cm}^2$ 、 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(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決定するには、大気中での発光効率、大気中での紫外線光の散乱・吸収、鏡の反射率、フィルターの吸収率、光電子増倍管の量子効率などをすべて積み上げていく必要があり、系統誤差を正しく管理するのは容易ではない。

2.3.3 大気蛍光の発光過程と散乱・吸収

本節では大気蛍光法観測で重要な、大気蛍光の発光過程と大気中での光の吸収・散乱について詳しく述べる。

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呼び、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、実際に観測を行う波長領域 $300 \sim 400 \text{nm}$ での空気の蛍光が発光する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、紫外領域では主に N_2^+ first negative(1N) band system ($\text{B}^2||_{\text{u}}^+ \rightarrow \text{X}^2||_{\text{g}}^+$) と、 N_2 second positive(2P) band system ($\text{C}^3||_{\text{u}}^+ \rightarrow \text{B}^3||_{\text{g}}^+$) である。

励起された分子の失活過程には以下の3通りが考えられる。

- ・ 無放射遷移過程 (内部発光)
- ・ 放射遷移過程 (蛍光・リン光)
- ・ 分子間エネルギー移動

無放射遷移過程は、励起し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で、より安定な状態に遷移する過程である。スピン多重度の変化しない遷移による発光が蛍光、変化する遷移による発光がリン光である。以上 2 つの遷移過程が分子内における失活過程である。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のことである。実際の失活過程ではこれらの 3 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 [7]。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。

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

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 [8]。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)	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 (光子数は相対値)

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) よりも大きいとき、粒子の軌跡にそって物質が発する光をチェレンコフ光と呼ぶ。

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、

$$\theta = \sin^{-1} \left(\frac{c}{nv} \right) \quad (2.21)$$

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

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{c^2}{n^2 v^2} \right) = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \sin^2 \theta \quad (2.22)$$

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を無視できない。

夜天光

夜空から来る光全体を夜天光と呼び、主として次の 3 つの光源から来る光である。

- ・ 大気光: 地球上層大気分子、原子が発する光
- ・ 黄道光: 太陽系内の微塵が太陽光を散乱した光
- ・ 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よ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

$$\frac{\text{散乱波強度}}{\text{入射波強度}} = \frac{8\pi^4 N \alpha (1 + \cos^2 \theta)}{\lambda^4 r^2} \quad (2.23)$$

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

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

それぞれの散乱による大気の透過率は近似的に以下の式 (2.24)、(2.25) のように書ける。Rayleigh 散乱による大気の透過率 t_{Ray} は、

$$t_{\text{Ray}} = \exp \left(\frac{-X_{\text{trans}}}{X_{\text{Ray}}} \left(\frac{400}{\lambda} \right)^4 \right) \quad (2.24)$$

となる。ここで、 X_{trans} は光の通過する slant depth (g/cm^2)、 X_{Ray} は Rayleigh 散乱の輻射長で $2974(\text{g/cm}^2)$ 、 λ は光の波長である。Mie 散乱による大気の透過率 t_{Mie} は、

$$\begin{aligned} hv_{\text{eff}} &= hv - (h_{\text{det}} - h_{\text{hill}}) & hd_{\text{eff}} &= hd - (h_{\text{det}} - h_{\text{hill}}) \\ t &= \left(e^{-\frac{hv_{\text{eff}}}{h_m}} - e^{-\frac{hd_{\text{eff}}}{h_m}} \right) \frac{h_m}{l_m \cdot \cos \theta} \left(1 - \frac{h_m \cdot \tan \theta}{R} \right) \\ &\quad - \frac{h_m \cdot \tan \theta}{R \cdot l_m \cdot \cos \theta} \left(hv_{\text{eff}} \cdot e^{-\frac{hv_{\text{eff}}}{h_m}} - hd_{\text{eff}} \cdot e^{-\frac{hd_{\text{eff}}}{h_m}} \right) \\ t_{\text{Mie}} &= e^t \end{aligned} \quad (2.25)$$

ここで h_m はエアロゾル分布のスケール高、 l_m は Mie 散乱の平均自由行程、 R は地球半径 (単位は m) である。その他の変数については図 2.7 に示した。

以上のように、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。

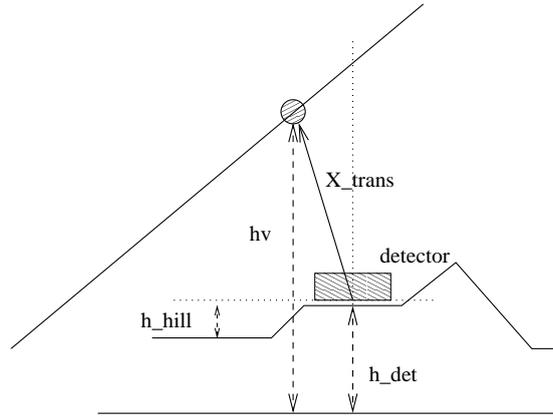


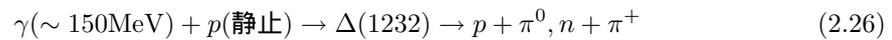
図 2.7: 式 (2.25) 中の各変数の説明

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の一つが最高エネルギー宇宙線 (Ultra High Energy Cosmic Rays, UHECRs) である。最高エネルギー宇宙線とは、 10^{20} eV 付近あるいはそれ以上のエネルギーを持つ宇宙線のことを指し、これまでに AGASA や HiRes などのグループにより観測されてきた。しかし、その起源や伝播機構はまだ謎に包まれている。本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, 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 [4, 5]。2.7k の CMBR ($\sim 10^{-3}$ eV) は、宇宙線陽子の静止系では 100MeV を超える高エネルギーの線と同等であり、陽子は高い確率で核子共鳴状態に励起される。共鳴状態は中間子を放出して崩壊するために、大きなエネルギー損失が起こる。



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

図 2.8 に宇宙線の銀河間空間における減衰距離を示す。これによれば、 10^{20} eV 以上の陽子の減衰距離は 50Mpc 以下であることがわかる。従って、地球で観測された 10^{20} eV 以上の宇宙線は、その起源が地球から 50Mpc 以内に存在していなければならない。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にはそれ以外のエネルギー損失も起こる。 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-desintegration によって 1Mpc 当たり 3、4 個の核子を失う。従って、観測される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、その源は 20Mpc 以内に存在していなければならない。

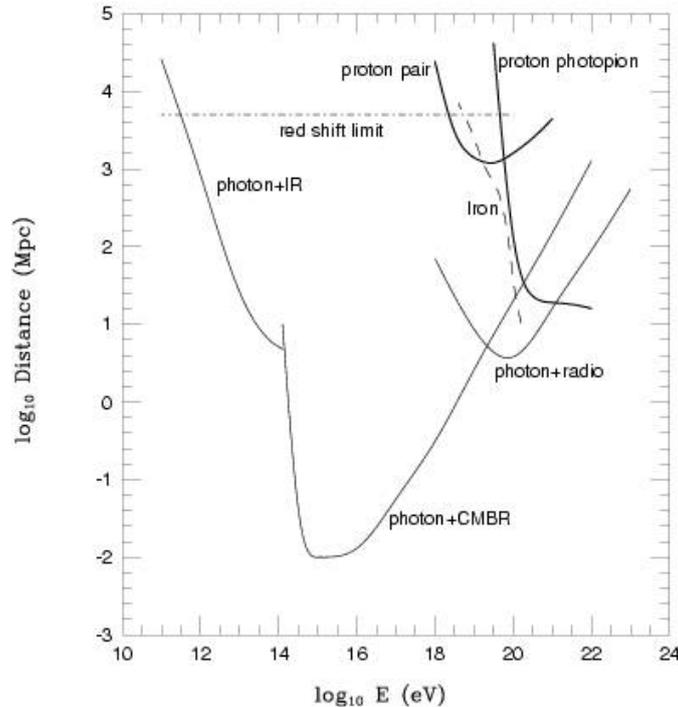


図 2.8: 最高エネルギー宇宙線の減衰距離 (実線が陽子、点線が鉄の減衰距離を示す)

以上のような反応により最高エネルギー宇宙線は遮断されるので、地球で観測されるエネルギースペクトルには 10^{20} eV 付近に鋭い cutoff 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 cutoff が現れるエネルギー限界を GZK 限界と呼ぶ。図 2.9 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 [6]。例えば源が宇宙空間に一様に分布している場合、 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くる。

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 900m) 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 1km 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以下の 2 つの大きな問題を提起している。

まず第一に、理論的な限界よりもはるかに多くの super-GZK 宇宙線が観測されているということである。AGASA によって観測された一次宇宙線のエネルギースペクトルを図 2.10 に示す。青い破線は宇宙線源が一様等方的に分布していると仮定した場合に期待されるスペクトルである。この図に示されているように、AGASA の観測したエネルギースペクトルは、GZK 限界の 10^{20} eV を超えて途切れることなく高エネルギーに向かって続いている。AGASA が建設以来 10 年間に観測した super-GZK 事象数は 11 であるが、GZK cutoff から期待される事象数は 1.6 であり、AGASA

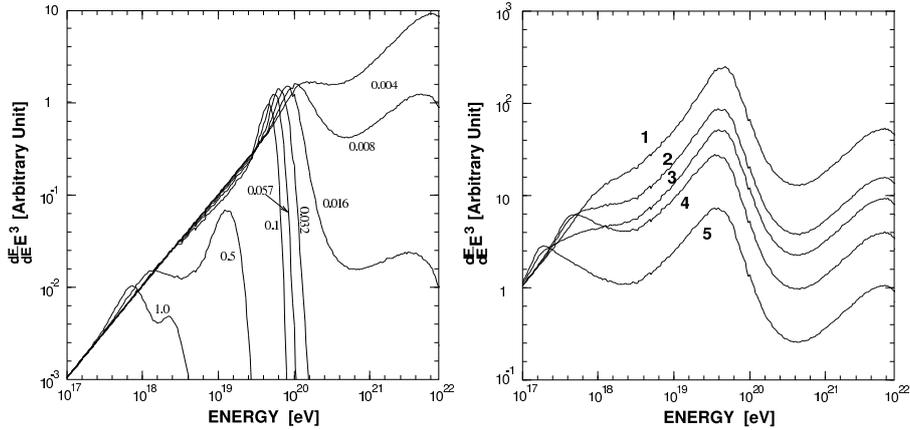


図 2.9: 宇宙線のエネルギースペクトルに予想される GZK cutoff。左:1つの源がいくつかの red shift ($z = 0.004 \sim 1.0$) にあると仮定した場合。右:源が空間分布しているとしてその分布がいくつかの異なる evolution model に従うと仮定した場合。

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 2.11 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である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の相関を持たず、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 2.12 に示した。図の左端のピークは図 2.11 に示した 5 つの doublet と 1 つの triplet 事象に対応している。図 2.12 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 (2.1.2 節参照) あるいはその他のメカニズムによって、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ような放射源モデルを総称して bottom-up モデルと呼ぶ。

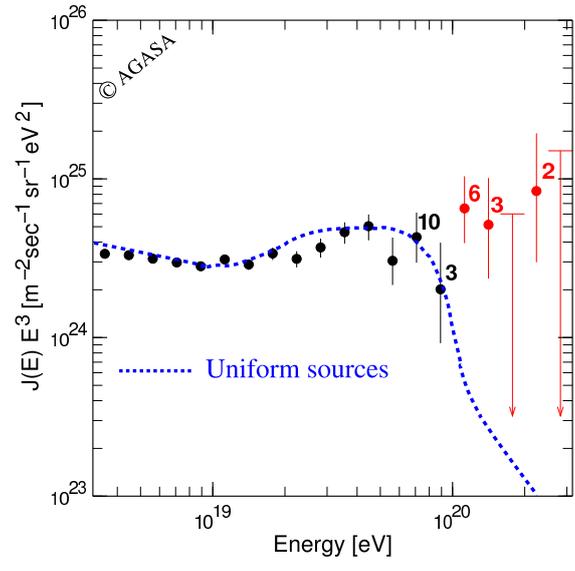


図 2.10: AGASA によって観測された一次宇宙線のエネルギースペクトル

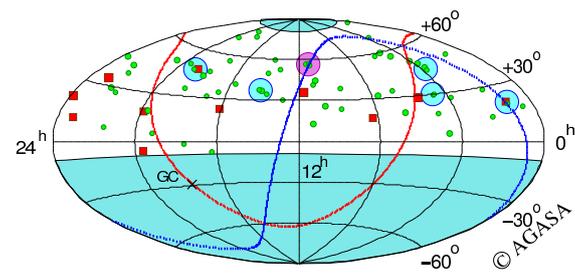


図 2.11: AGASA が観測した $10^{19.6} \text{eV}$ 以上の宇宙線の到来方向分布。水色の丸が doublet、ピンクの丸が triplet である。また赤線は銀河面、青線は超銀河面を指す。

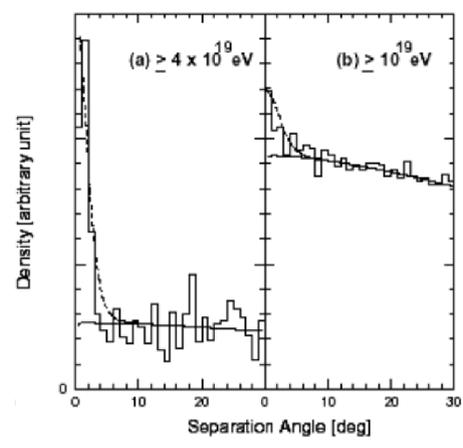


図 2.12: $10^{19.6} \text{eV}$ 以上の 59 事象のうち任意の 2 事象が作る離角の分布

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

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

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大きさ、 R は加速領域の大きさである。図 2.13 に、 10^{20} eV 以上までの加速が可能な候補天体の大きさと磁場強度、そして最大加速エネルギーの関係を示した。この図から、銀河系そのものを含むほとんどの銀河系内天体は最高エネルギー宇宙線の加速源から除外されることがわかる。銀河系内の天体としては唯一、中性子星が候補天体である。銀河系外起源の候補としては、活動銀河核、線バースト、電波銀河、銀河団などが挙げられる。

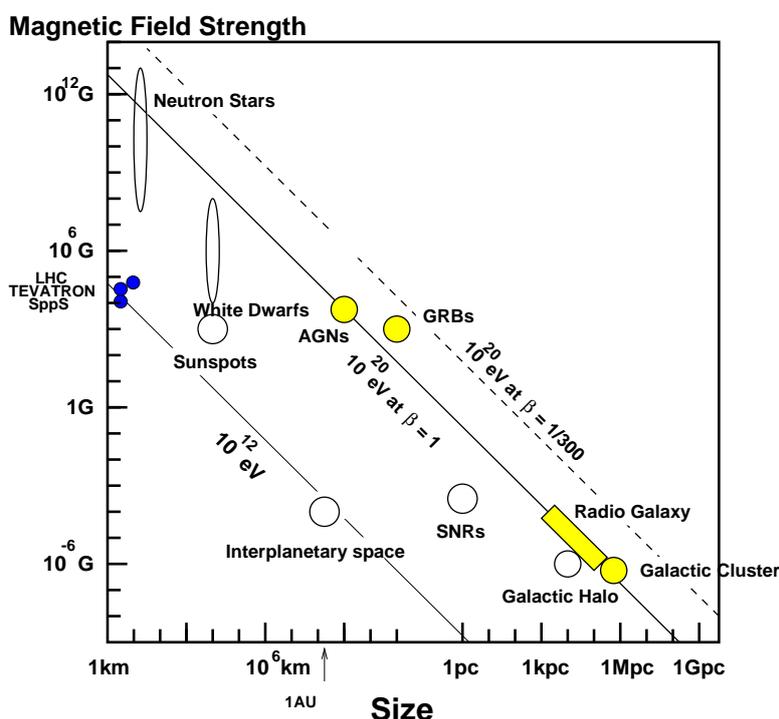


図 2.13: 10^{20} eV を越える最高エネルギー宇宙線の加速源に課せられる磁場の強さと天体の大きさと最大加速エネルギーの関係

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。

- ・ 中性子星：表面の磁場が 10^{13} G を超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した場合、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うため、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であるということになる。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を決定すること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じる電場によって起こる。ただし AGN での加速は、荷電粒子が周囲の放射場との衝突によってエネルギーを損失するため、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 100Mpc と遠すぎる。
- ・ GRB : 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 20μ 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。

以下にそのいくつかの例を挙げる。

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

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

- ・ Z バースト模型： 超高エネルギーのニュートリノが、重力によって銀河近傍に集積している宇宙背景ニュートリノと相互作用して Z^0 粒子を作り、その崩壊生成物が最高エネルギー宇宙線として観測される、とするモデルである。この反応で生成されるのはほとんど光子である。また、宇宙背景ニュートリノは銀河近傍に大きな半径を持つクラスターを作るので、到来方向分布は等方的になると予想される。
- ・ 相対論の破れ： 超高エネルギーでは特殊相対論に破れがあり、GZK 機構で考慮されている 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

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 2.14 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 AGASA と HiRes 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 は異なった手法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。

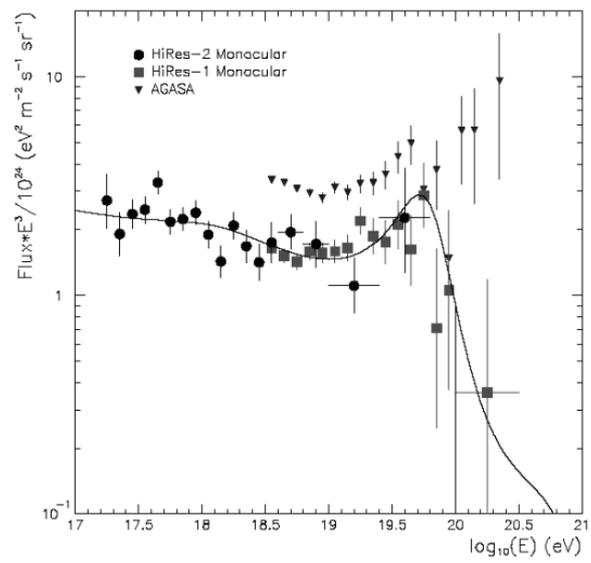


図 2.14: HiRes が発表したエネルギースペクトル

第3章 Telescope Array 実験

第 2.4 節で述べたような最高エネルギー宇宙線の謎を解明すべく、日米韓共同の観測計画である Telescope Array(TA) 実験が立案された。この TA 実験では、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。以下では TA 実験、特に本研究で対象となる FD 観測について述べる。

3.1 TA 実験の目的

TA 実験では、super-GZK 宇宙線の存在を確立すると共に、その発生起源と宇宙空間での伝播機構を解明することを目的としている。以下に柱となる 3 つの目標を述べる。

- ・ エネルギースケールの系統誤差を 10%以内に抑える
TA 実験では、観測イベントの約 10%が FD 観測と SD 観測によるハイブリッド観測になるため、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%以内に抑え、最高エネルギー宇宙線のエネルギースペクトルを決定する。
- ・ 角度分解能を 1.0° 以下に抑える
TA 実験全体では AGASA 実験に対して約 12 倍の有効検出面積を有しており、これにより統計量を増やす。同時に、一次宇宙線の到来方向を 1.0° 以下の精度で決定することで、最高エネルギー宇宙線の点源問題を解決する。
- ・ 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の起源モデルごとに一次宇宙線の組成は陽子、鉄、 γ 線、ニュートリノなどと様々な予言があるため、起源解明の大きな鍵となってくる最高エネルギー宇宙線の粒子種同定を行う。

3.2 TA 実験の概要

観測実験は、大気が乾燥して透明度が高いため大気蛍光法による観測に適したアメリカ合衆国ユタ州ミラード群の、平均標高 1400m(大気深さ $860\text{g}/\text{cm}^2$) の西部砂漠地帯において行っている。大気蛍光観測用の望遠鏡ステーションは地表で発生する霧などの影響を避けるため、周囲から 100 ~ 200m 高くなった小丘の頂上や中腹に配置される。また、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を中心とした方位角 120° の範囲に到来する空気シャワーを観測する。望遠鏡ステーションによって囲まれた領域には、地表検出器アレイとして 512 台のプラスチックシンチレータが約 1.2km 間隔で碁盤の目状に設置されている。アレイの中央付近には CLF(Central Laser Facility) という設備があり、その位置は北緯 39.29693° 、西経 112.90875° である。装置の配置図を図 3.1 に示す。

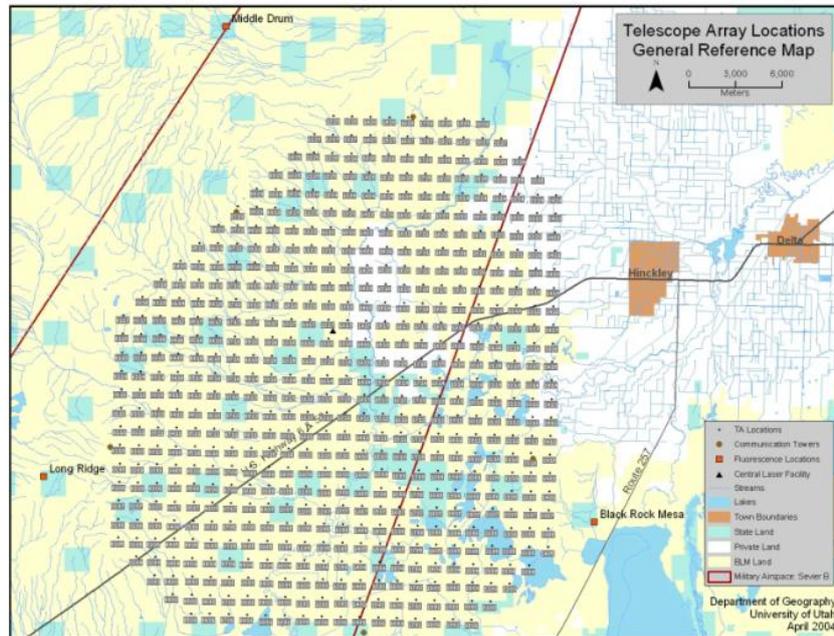


図 3.1: TA 実験における装置の配置図。中心に碁盤状に地表検出器が配置され、それを囲むように 3 台の大気蛍光望遠鏡ステーションが設置されている。

ハイブリッド観測

TA 実験では大気蛍光法による観測 (FD 観測) と地表検出器による観測 (SD 観測) を同時に行う (図 3.2)。SD 観測においては、観測した粒子数と到来時間の測定結果を空気シャワーのシュミレーション計算と比較することによって一次宇宙線のエネルギーと到来方向を決定する。一方 FD 観測では、空気シャワーの中心軸付近にできる大気蛍光の軌跡を撮像することにより、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。

FD 観測と SD 観測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観点で測定している。すなわち、FD 観測では空気シャワー軸付近でのエネルギー損失をシャワーの縦方向発達に沿って観測する。これに対して、SD 観測は最大発達付近の平面内でシャワー軸から数百 m ~ 数 km の範囲において、粒子密度の横方向分布を測定する。そもそも、各々の観測手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。しかし、SD 観測ではエネルギー決定にモンテカルロシュミレーションを介するため系統誤差が大きく、FD 観測でも大気の発光効率、大気中での紫外線光の散乱・吸収、鏡の反射率、光電子増倍管の量子効率などの較正を行う必要があり、エネルギーの系統誤差を見積もるのは容易ではない。以上の問題を克服するためにも、相互の情報を使ってより高精度なエネルギー決定を行うという点で、ハイブリッド観測は重要な意味を持っている。

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大気シンチレーション光を球面鏡で集光して PMT カメラで撮像することにより観測を行う装置である。3ヶ所の FD ステーション

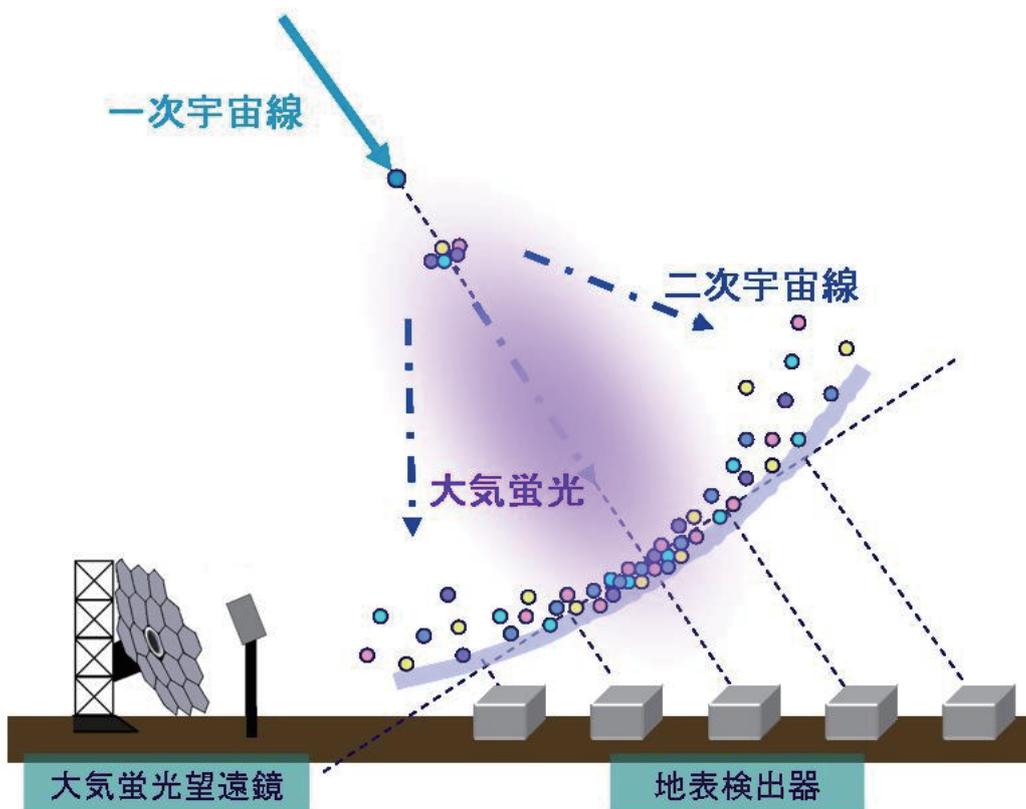


図 3.2: ハイブリッド観測の概念図

ションは、それぞれ 12 台の望遠鏡を有しており、方位角 120° を観測する (図 3.3)。将来的には 360° をカバーするような拡張がすることが可能な構造になっている。観測を行わないときはシャッターを閉め望遠鏡を保護する構造になっている。



図 3.3: FD ステーションの概観

以下では、大気蛍光望遠鏡を構成する各部位についてまとめ、データ収集システム、キャリアレーションについても述べる。

3.3.1 光学系

望遠鏡は広視野角を得ること、また放物面鏡に比べると設置と調節機構が簡単であることから、球面鏡を使用している。この球面鏡は、六角形のセグメントミラー 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と実際に設置された球面鏡を図 3.4 に示す。セグメントミラーの取り付け角度は 2 方向に調節可能である。また、合成球面鏡の中心にセグメントミラーは設置されておらず、光学角度制御系と PMT 較正系が取り付けられている。セグメントミラーは対辺間隔が 660mm の六角形で、厚みが 11mm、曲率半径が 6067 ± 40 mm である。素材は Templex glass を使用し、表面は劣化に強い Anodization という方法で Al_2O_3 コーティングされている。反射率は、波長域 330nm~450nm で 80%以上である。

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、上段で $3^\circ \sim 18.5^\circ$ 、下段で $18.5^\circ \sim 34^\circ$ をカバーすることができ、全体では $3^\circ \sim 34^\circ$ を観測することができる (図 3.5)。

3.3.2 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 (光電子増倍管) から構成されており、反射鏡の焦点面に設置されている。PMT カメラは PMT とエレクトロニクスを周りの砂や埃から保護するため、カメラボックス内に密閉している。PMT は浜松ホトニクス の R9508 を使い、1 本あたり約 $1^\circ \times 1^\circ$ の視野を持たせる。これが撮像の分解能となる。PMT 後部に取り付け

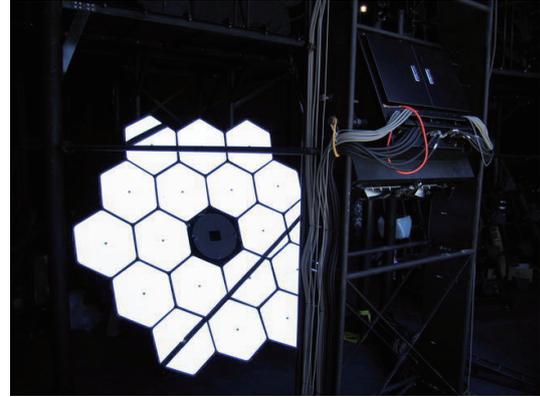
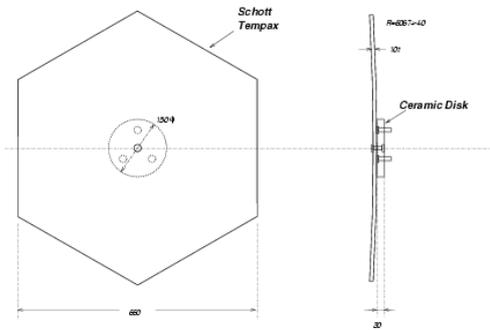


図 3.4: セグメントミラーのデザイン (左) と実際に設置された球面鏡 (右)

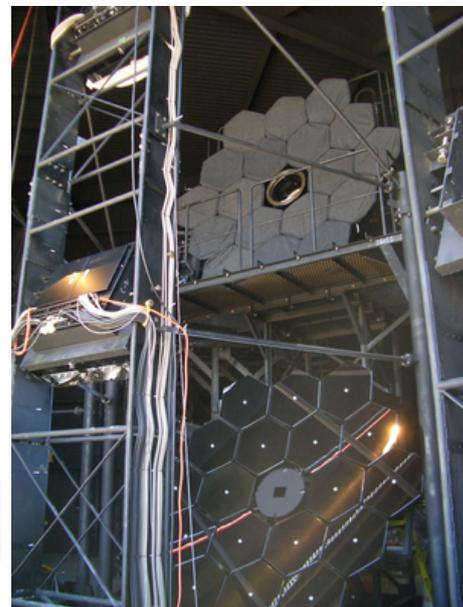
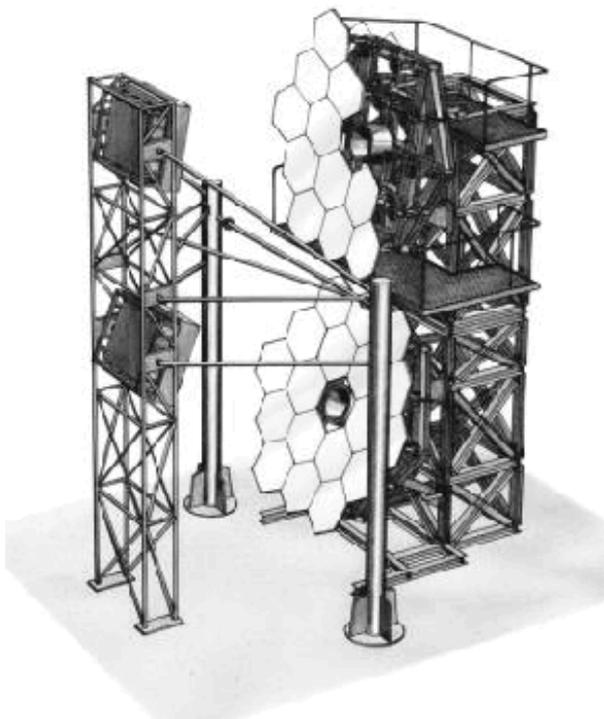


図 3.5: 望遠鏡のデザイン (左) と実際に設置された望遠鏡 (右)

られたプリアンプによって増幅された信号は、ボックス背面にあるパッチパネルを経由してデータ収集システムへ送られる。また、観測するシンチレーション光の波長域は主に 300nm~400nm であり、その他の波長領域の光をカットするために、個々の PMT の光電面上にはこの領域で透明な SCHOTT BG3 が取り付けられている (図 3.6)。さらに、カメラボックスの窓として、300nm 以降の波長域に対し透過率が 90%以上あるパラグラスを用いている。

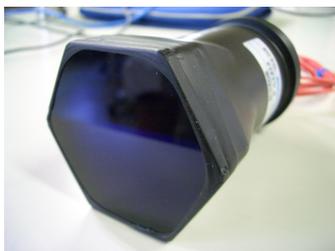


図 3.6: BG3 を取り付けけた PMT

3.3.3 データ収集システム

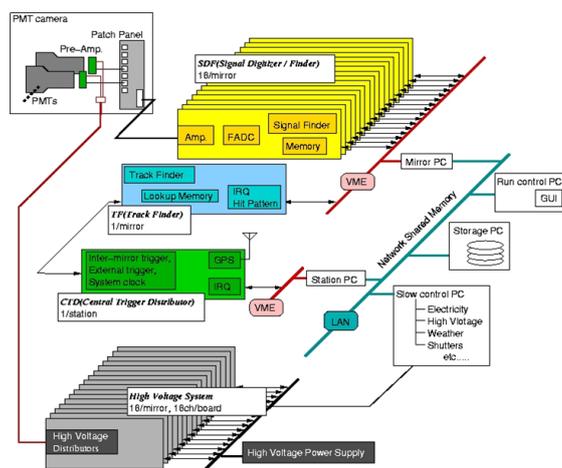


図 3.7: FD エレクトロニクスの概略図

データ収集システムの概略を図 3.7 に示す。トリガーシステムは以下の 3 種類のモジュール群 (図 3.8 ~ 図 3.10) からなる。

- Signal Digitizer and Finder module (SDF)

各 PMT の出力の AD 変換を行い、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、最大出力 2V、40MHz サンプリングの FADC(Flush Analog Digital Converter) で AD 変換され、さらに 100ns 毎に積分され、1 フレーム (12.8 μ sec) 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(signal to noise) 比が設定された

threshold を上回るとトリガー信号 (ファーストレベルトリガー) 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 と表され次の TF へと送られる。

- Track Finder module (TF)
SDF から集められた 0/1 ヒットパターンを元に、大気蛍光トラック判定を行う。PMT カメ
ラ 1 台につき、1 つの TF が設置される。判定により以下の 3 つに分類され、次の CTD へ
トリガー (セカンドレベルトリガー) が送られる。

complete track 連続した 5 本の PMT でトリガーがかかっている

partial track カメラの端の連続した 3 本の PMT でトリガーがかかっている

NC 著しく大きな ADC カウントがある

- Central Trigger Distributor module (CTD)
データ取得の最終判断を行う。1 つの FD ステーションに 1 つあり、12 枚ある TF からのセ
カンドレベルトリガーを集め、カメラ間にまたがったトラックの判定を行い、トリガー (フ
ァイナルレベルトリガー) をかける。さらに、全エレクトロニクス共通のクロックの提供、初
期信号の送出なども行う。



図 3.8: SDF ボード

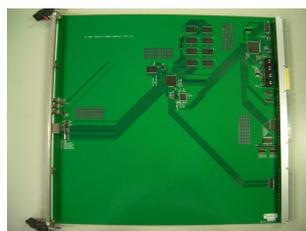


図 3.9: TF ボード

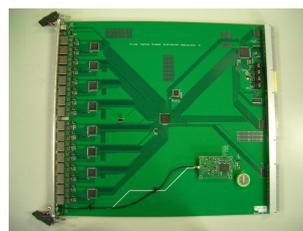


図 3.10: CTD ボード

基本的なデータの流は次のようになる。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 でデジタル化されたデータはバッファに記録され、同時にファーストレベルト
リガーの判定が行われる。SDF のトリガーは TF に集められて、カメラ 1 台毎のヒットパター
ンを作成し、それを元に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の判断が行われる。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。

3.3.4 キャリブレーション

大気蛍光法による観測では 2.3.2 で述べたように、エネルギーを決定するためには様々な較正を
行う必要がある。以下で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

大気蛍光法では、検出された PMT の信号から PMT への入射光子数を算出しなくてはならな
い。そのため PMT ゲインを精度よく求めていかなくてはならないので、以下のようなキャリブ
レーションが行われている。

- CRAYS

N_2 レーザー (波長 337.1nm) の Rayleigh 散乱光を絶対一様光源 (Calibration using RAYleigh Scattering, CRAYS) として使用し基準 PMT の較正を行う。レーザーの出力と Rayleigh 散乱の散乱断面積から PMT 入射光子数を計算することで、基準 PMT の量子効率、収集効率、絶対ゲインをあらかじめ測定することができる。

- YAP

基準 PMT の光電面中央に YAP 光源を取り付け、そこから発生する光電子数 (~1000 個) を観測する。YAP 光源は、プラスチックシンチレータ $YAlO_3:Ce$ に ^{241}Am からの α 線を入射させることで、ピーク波長 370nm の光を発生させている。

- Xe flasher

合成鏡の中央部に取り付けられた拡散 Xe 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 付きの基準 PMT とそれ以外の PMT の出力が等しくなるよう PMT 印可電圧を調整することで、カメラ内の全 PMT における (量子効率) \times (収集効率) \times (PMT のゲイン) の積分値を揃えることができる。

- XY scanner

PMT には光電面での光子の入射位置による感度の不均一性がある。そこで、UVLED 光源をカメラ面上で走査させ、(量子効率) \times (収集効率) \times (PMT のゲイン) の場所依存性を測定する。

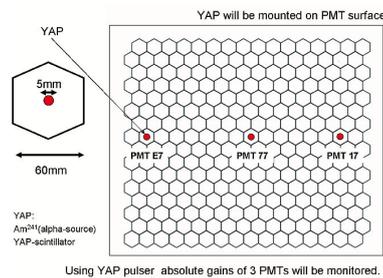


図 3.11: YAP

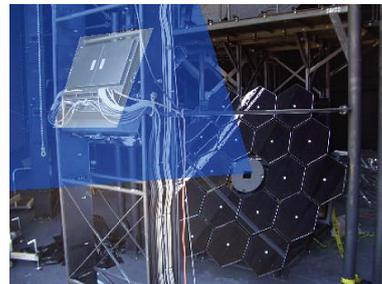


図 3.12: Xe flasher

大気状態のモニター

大気蛍光は発生点から観測点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、大気中に紫外パルスを射出して、その後方散乱光および側方散乱光の強度を観測することで大気透明度を測定する (図 3.13)。TA 実験では以下のような大気透明度の測定を行う。

- LIDAR

LIDAR (LIght Detection And Ranging) 法を用いて大気透明度の測定を行う。各 FD ステーションから 100m 離れた LIDAR ドーム内に設置された YAG レーザー (355nm) で大気中に紫外パルスを射出して、その後方散乱光を測定する。

- CLF

Central Laser Facility (CLF) は 3 つのステーションから等距離 (~ 20km) に位置している、大

気透明度測定のための施設である。CLF から垂直上方に紫外パルスレーザー (YAG 355nm) を射出した際の上空における側方散乱光を、標準光源として 3ヶ所の FD ステーションで観測する。

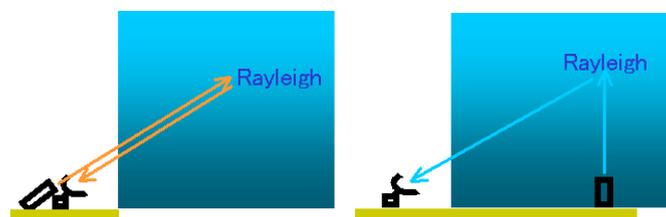


図 3.13: 左 : LIDAR システム、右 : CLF による側方散乱を利用するシステム

エネルギーの較正

FD のエネルギー決定のキャリブレーションには、移動式の線形加速器 (LINear ACcelerator, LINAC) を用いる。図 3.14 のように垂直上方に電子ビーム (最大 40MeV) を射出し、生じた大気蛍光を FD で観測することでエネルギー較正が可能である。

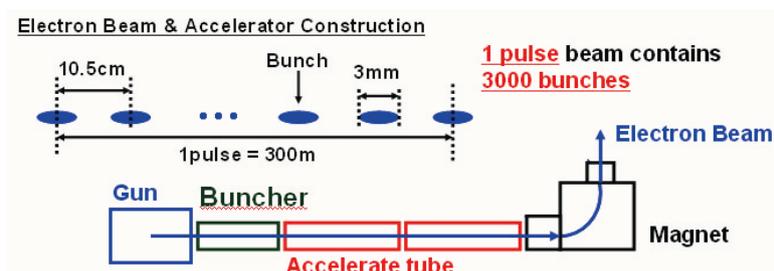


図 3.14: LINAC の概念図

3.4 地表粒子検出器

地表粒子検出器は面積 3m^2 のプラスチックシンチレータを使用している (図 3.15)。これを 1.2km 間隔で合計 576 台設置し、地表面積 760km^2 をカバーする。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) が埋め込まれている。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 (Electronbuvex 9124SA) で検出される。PMT からの信号波形はアンプを介して 12bit、 52MHz サンプリングの FADC で AD 変換され記録される。時間情報は GPS により取得される。各々の地表検出器は SD エリアに配置された通信塔を介して無線 LAN による通信を行う。また、電力源としてはソーラーパネル (120W) が用いられる。



図 3.15: 現地に設置されたシンチレーション検出器

3.5 他実験との比較

TA 実験と同様に FD・SD を組み合わせて最高エネルギー宇宙線を観測するものとして、Pierre Auger 実験がある。Auger 実験は南米アルゼンチン共和国の西部の平原、約 3000km^2 の規模で行われており、SD として 1600 台の水チェレンコフ検出器が 1.5km 間隔で設置され、FD は 4 つのステーションに望遠鏡が 6 台ずつ、計 24 台の望遠鏡が設置される。

Auger 実験に比べて TA 実験は検出器を設置している面積が小さいという点で不利ではあるが、SD 観測に用いられる検出器の系統的不定性が小さいという点では有利である。TA 実験で使用しているシンチレーション検出器が検出するのは主にシャワー中の電磁成分である一方、Auger 実験の使用する水チェレンコフ検出器が検出するのは主にミュオン成分である。空気シャワー中のミュオン成分の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ため、一次宇宙線の粒子種が不明であることにより Auger 実験の方が系統的不定性が大きくなると言える。

Auger 実験は TA 実験に先駆けて 2004 年から本観測を開始しており、2007 年 11 月には「地球に降り注ぐ最高エネルギー宇宙線の発生源が活動銀河中心核 (AGN) と関係している」と発表している [9]。しかし、Auger 実験が観測しているのは銀河中心を含む南天の領域であり、TA 実験で観測する北天領域と比べ銀河磁場による偏向が大きく、その偏向の方向も定まっていない。このように、点源天体の同定という点でも TA 実験は有利である。

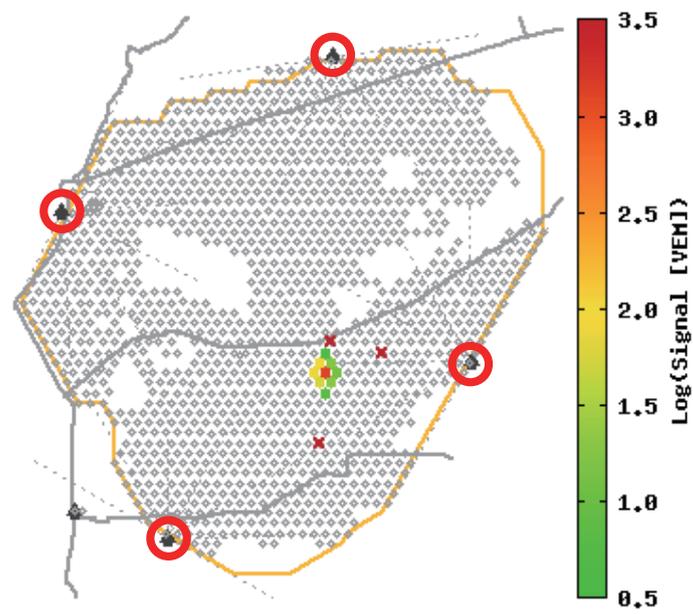


図 3.16: Pierre Auger 実験の観測結果。图中的オレンジの線で囲まれた領域に SD が設置されている (白い領域は未設置の領域)。SD の周囲には 4ヶ所の FD ステーション (赤丸) がある。

第4章 解析手法

4.1 AGN との相関

最高エネルギー宇宙線の章ですすでに述べたように、超高エネルギー宇宙線は宇宙背景放射との作用によってエネルギーを失う (GZK 効果) ため、到達できる距離には上限があると考えられている。そして飛来距離が短ければ、銀河内外の磁場によって曲げられる角度は小さく、せいぜい数度程度であると考えられている。

そこで、超高エネルギー宇宙線の到来方向と起源候補天体の位置との相関を調べ、起源天体を統計的に特定しようという試みがいくつかのグループによってなされてきた。しかしながら、グループによって結論は必ずしも一致しておらず、より多くの宇宙線イベントを解析することが求められている。

本研究では、The Pierre Auger Collaboration の論文 [14] の方法を基礎に、Dmitry Gorbunov, et al.[15] の指摘に基づく修正を加え、Telescope Array 実験で得られた宇宙線データについて到来方向と AGN の位置との相関の解析を行った。

具体的には、「超高エネルギー宇宙線の起源は AGN であり、各 AGN から一様等方的に放射されている」という仮説 (AGN 起源仮説) に基づき、後述する方法で宇宙線の到来方向と AGN の位置との相関をスコアとして数値化する。そしてそのスコアが偶然起こる確率を調べることで、AGN 起源仮説の確からしさを検証する。

4.1.1 3 パラメータによるスキャン

相関は、AGN のまわりに半径 ϕ の円を設定し、各宇宙線イベントの到来方向がその円内に入っているかどうかによって調べる。

この相関の評価は、次の 3 つのパラメータによって条件づけられる。

- 各 AGN の周りの窓の半径 ϕ
- 宇宙線イベントのエネルギー下限値 E_{th}
- AGN の赤方偏移上限値 z_{max}

これらの値は直接的に求められるようなものではないので、それぞれ有意と思われる範囲内で少しずつ値を変えながら相関を評価し、最も相関の度合いが高くなる条件を探す。

ϕ は、前述した窓の大きさで、超高エネルギー宇宙線の軌跡が曲げられる角度は数度程度であるという予想に基づく。また、これは宇宙線の到来方向の角度決定精度の制限を受ける。

E_{th} は、エネルギーの低い宇宙線をカットするためのパラメータである。 z_{max} は、赤方偏移の小さいもののみを採用し、距離の遠い AGN をカットするためのパラメータである。 E_{th} および z_{max} は、この研究の前提となる、エネルギーの高い宇宙線はある距離より遠くからは飛来することができないという理論的予測に基づく。

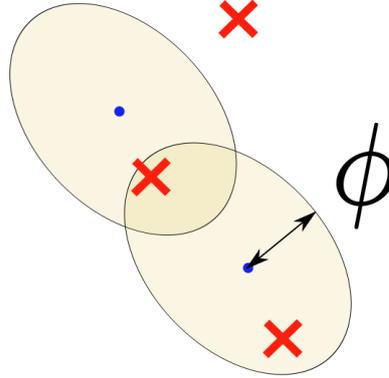


図 4.1: 相関評価の概略図。青い点が AGN であり、赤い × は宇宙線イベントの到来方向を表している。黄色い円は、 ϕ によって決定される窓を表す。

4.1.2 パラメータ空間の各座標における相関度の評価

この 3 パラメータ空間の各座標 (ϕ, E_{th}, z_{max}) において、相関を評価する方法は次の通りである。

まず、 z_{max} の値によって、候補となる AGN のリストが決定される。次に各 AGN について、 ϕ によって決定される大きさの窓が設定される。各窓には、AGN の地球からの距離を r とすると、 $1/r^2$ の重みがつけられる。これは、すべての AGN から同じ強度の宇宙線が等方的に放射されていると仮定したとき、ある AGN から期待される宇宙線フラックスが $1/r^2$ に比例するためである。

E_{th} では、評価対象の宇宙線イベントセットが決定される。各宇宙線イベントに対して、どの AGN の窓に入っているか、もしくは入っていないかを調べ、入っているものがあれば窓の重みをスコアとする。複数の窓の重なる部分に入った場合、それらを足し合わせる。

こうして得られたスコアを各宇宙線イベントについて足し合わせたものが、この 3 パラメータ空間座標におけるスコア $S_{obs}(\phi, E_{th}, z_{max})$ となる。

$$S_{obs}(\phi, E_{th}, z_{max}) = \sum_i^{\text{Events}} \sum_j^{\text{AGNs}} \frac{1}{r_j^2} \sigma_{ij} \quad (4.1)$$

$$\sigma_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{イベント } i \text{ と AGN } j \text{ の間の角距離が } \phi \text{ 以内} \\ 0 & \text{それ以外} \end{cases} \quad (4.2)$$

さらに、このスコアが、到来方向が AGN に関係なく一様等方的であったとき、すなわち AGN 起源仮説を棄却したときにどれだけ期待されるものなのかを評価する。これは、到来方向をランダムに分布させたイベントセットを多数生成し、これらのスコアと比較することで行う。各イベントセットは E_{th} で決定されるイベント数と同じ数のイベントで構成され、その到来方向は、検出器のエクスポージャの分布のみに比例してランダムに決定される。こうしたランダムイベントセットについて、3 パラメータ空間座標におけるスコア $S_{MC}^i(\phi, E_{th}, z_{max})$ を S_{obs} と同様の方法で計算し、観測されたイベントセットで得られたスコア S_{obs} よりも大きなスコアが得られたセットの数を算出する。このようなセット数を全セット数で割ったものが、等方的な起源を仮定したときにたまたま S_{obs} 以上の相関スコアが観測される確率となる。これは値が小さいほど相関度が高いというような量で、ここでは $P(\phi, E_{th}, z_{max})$ とおく。

$$P(\phi, E_{th}, z_{max}) = \frac{S_{MC}^i \geq S_{obs} \text{ であるようなランダムイベントセット数}}{\text{全ランダムイベントセット数}} \quad (4.3)$$

4.1.3 P の最小化と AGN 起源仮説の評価

次に、3パラメータ空間の各座標で計算された $P(\phi, E_{th}, z_{max})$ のうち最小のものを探すことで、相関が最も高くなるような (ϕ, E_{th}, z_{max}) を決定する。

$$P_{min} = \min(P(\phi, E_{th}, z_{max})) \quad (4.4)$$

ただし、 P_{min} の表すものについては注意が必要である。 P の値は、特定の (ϕ, E_{th}, z_{max}) の条件下で AGN 起源仮説を棄却する確率である。しかし、 P_{min} の値そのものをもって直接的に AGN 起源仮説を評価することはできない。それをするためには、さらに全イベント数と同じ数のイベントを含むランダムイベントセットを多数生成し、それらについて同じスキャンを実行したときに得られる P_{min} の分布との比較をしなければならない。ランダムイベントセットのうち、観測された宇宙線イベントセットよりも小さな P_{min} が得られたものの割合が、最終的に AGN 起源仮説を棄却するための確からしさとなる。

4.1.4 球面のインデックス化による相関評価の効率化

この解析では、観測された事象がたまたま起こる確率を調べるため、ランダムに生成された莫大な数の宇宙線イベントセットについて、イベントと AGN の位置との相関を調べなければならない。各イベントに対し、すべての AGN について相関を調べてはあまりに計算に時間がかかる。そのため、球面上を多くのセルに分割し、全 AGN の座標をインデックス化しておくことで、相関の候補となる AGN をある程度絞り込み、計算時間を短縮する方法を開発した。

前準備としては、全 AGN について所属するセル番号を計算しておき、逆にセル番号からそこに属す AGN のリストをルックアップできるようにしておくだけである。

宇宙線イベントの到来方向が与えられたとき、そのまわり ϕ の窓を考え、その円に含まれるか、交差する可能性のあるセルをすべて列挙する。列挙された各セルに含まれる各 AGN が、すなわちそのイベントと相関する可能性のある AGN、ということになる。この時点で AGN の数を劇的に絞り込むことができるので、あとは候補とされた AGN についてひとつひとつ調べていけばよい。

4.1.5 インデックス化のための天球分割方法

ここでは、AGN をインデックス化するために考案した最適な天球分割方法を解説する。

天球を複数に分割する場合、いくつかの方法が考えられる。たとえば、地球上の座標を指定するために使われる緯度線は、両極を通る軸に垂直な面で地球を切った線である。一方、経度線は、軸を通る平面で地球を切った線で、緯度線と異なりどの経度線も同じ長さをもつ。その断面は大円となる。

今回の場合、半径 ϕ の円に含まれるか、あるいは交差する可能性のあるセルを列挙する必要がある。そのためには、セルを構成する各辺と、円との幾何学的な交差判定が必須である。この場合、辺がすべて大円の一部であるような分割をすると便利である。

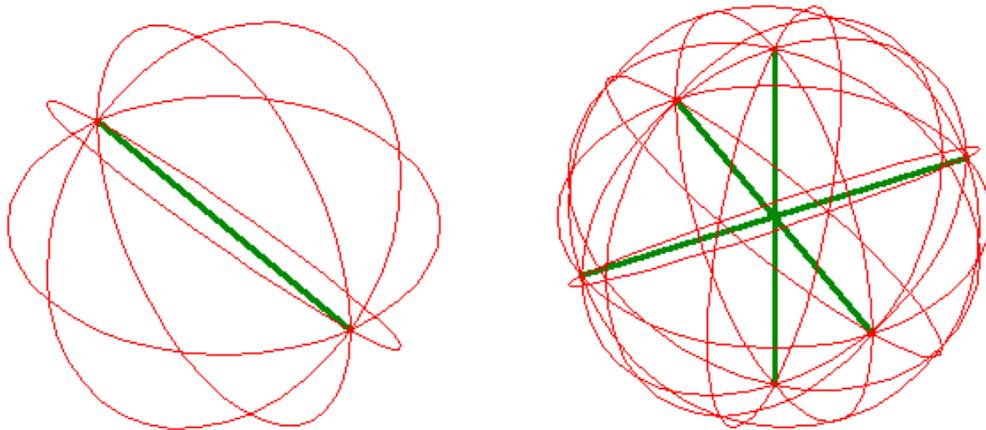


図 4.2: 大円による分割の例。左は 1 軸に対して大円で 8 等分したもの、右はそれを 3 軸に対して行ったもの。 8^3 個のセルに分割されている。この分割方法では面積のないセルも存在するが、大円で分割することで幾何学的な扱いが簡単になる。

本研究では、X 軸、Y 軸、Z 軸の 3 軸に対し、その軸を通る大円で単純にそれぞれ N 分割する方法をとった。この方法により、天球は N^3 個のセルに分割される。面積はセルによって大きく異なる。面積が 0 のセルすら存在するが、そのセルには AGN が所属することはないというだけであって、この研究の目的には問題とはならない。

この方法で相関を評価した場合と、従来の方法で相関を評価した場合の効率の違いを表したものを図 4.3 に示す。

それぞれ、 $\phi = 8^\circ$ 、 $\phi = 5^\circ$ 、 $\phi = 3^\circ$ 、 $\phi = 1^\circ$ の場合である。横軸は AGN の数の対数、縦軸は軸あたりの分割数で、色軸は従来の方法に比べて何倍速かったかを示している。

おおむね十倍から数百倍の効率を獲得しており、莫大な数のモンテカルロを実行するための時間を大幅に削減できることがわかる。細かく見ていくと、 ϕ が小さいほど効率が高くなっている。これは、少ない数の AGN に絞り込めるためであると考えられる。また、AGN の数が多いほど効率が高くなること、分割数には条件によって最適な値があるということがわかる。

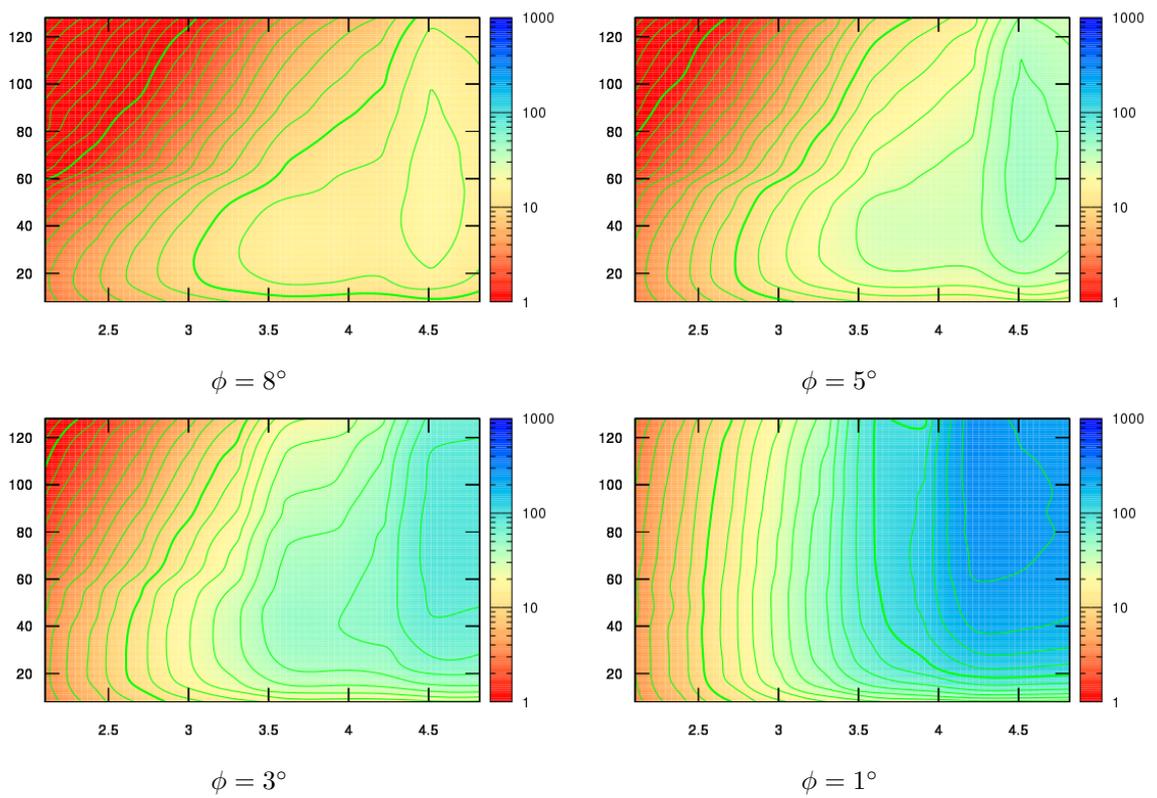


図 4.3: インデックス化による計算効率の比較。いずれのグラフも横軸は $\log_{10}(\text{AGN 数})$ 、縦軸は 1 軸あたりの分割数 (= N) である。色が青いほど効率が低い。

4.2 Hough 変換

本研究では、AGN との相関評価だけでなく、Hough 変換を行っての到来方向の特徴の分析も行った。

4.2.1 Hough 変換の概略

Hough 変換は、二次元空間上の点群から直線や円弧を検出するための解析法のひとつである。ここでは、平面上の直線を検出する方法を例にとって簡単に解説する。

平面上のすべての点 (x, y) は、原点からの距離 r と方位角 θ を用いて、

$$r = x \cos \theta + y \sin \theta \quad (4.5)$$

と表せる。

この式は、 x 、 y を定数とみなせば、 r を θ の関数とみなすことができる。

$$r(\theta) = x \cos \theta + y \sin \theta \quad (4.6)$$

ここで、 θ を $[0, 2\pi)$ の範囲で変化させることで、無数の (r, θ) の組み合わせを得ることができる。これは、点 (x, y) を通る無数の直線を列挙することに相当する。すなわち、 $r(\theta)$ はその点を通る直線の集合といえることができる。

2つの異なる点、点1 (x_1, y_1) 、点2 (x_2, y_2) を考えると、上の方法から、点1を通る直線の集合 $r_1(\theta)$ 、点2を通る直線の集合 $r_2(\theta)$ がそれぞれ得られる。ここで、曲線 $r_1(\theta)$ と曲線 $r_2(\theta)$ とが交わる (r, θ) は、2つの点のいずれをも通る直線を表している。

このように、複数の点が直線状に並んでいた場合、それらの $r(\theta)$ は θ - r 平面上の一点で交わる。逆にいえば、複数の点に対し $r(\theta)$ を求め、頻度の高い (r, θ) を検出することで、その (r, θ) によって表される直線の上に点が多く存在するということが判定できる。

4.2.2 天球上の Hough 変換

本研究では、天球上で直線状に並んだ宇宙線イベントを検出するため、HiRes グループの考案した、Hough 変換を応用した手法 [16] での解析を行った。

宇宙線の到来方向をひとつ決めると、天球上に、到来方向に垂直な大円を定めることができる。もし複数の宇宙線の到来方向が直線状に並んでいたとすれば、それらの大円は2点で交わる。従って、全宇宙線イベントについてこのような処理を行い、大円の交差の度合いを評価すれば、直線状に並んだ宇宙線イベントを検出することができる。

具体的には、まず天球を、後述する方法で複数のセルに分割する。各イベントごとに、到来方向から決定される大円の通るセルをすべて列挙し、そのセルの値を1だけ増やす。これを全イベントについて行うことで、大円の交差を評価することができる。直線状に並んだイベントがあったとすると、等方的な到来方向からの期待よりも大きな値をもつセルが存在するはずである。

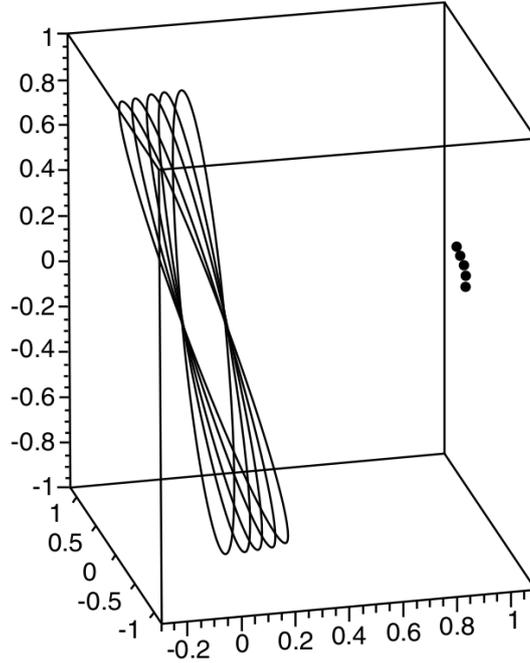


図 4.4: (文献 [16] より) 天球の Hough 変換の概略図。直線上に並んだ複数の点から得られた大円は、2 か所で交差する。

4.2.3 Hough 変換のための天球分割方法

セルの分割方法は、HiRes グループによる解析でも用いられている論文 [17] の方法を用いた。この方法は Latitudinal Binning と名づけられており、各ピンの面積がほぼ等しくなるように考えられている。従って、この Hough 変換による解析に適した方法である。

Latitudinal(緯度の) Binning の名の表す通り、まず天球を赤緯で N_δ 等分することから始まる。このとき、各区画が赤緯方向にもつ幅は

$$\Delta\theta = \frac{\pi}{N_\delta} \quad (4.7)$$

となる。

N_δ は検出器の角度決定精度や到来方向の揺らぎを考慮しながら、大円の交差シグナルが複数のピンに分散してしまったり、逆に過度に集中してしまったりしないよう適度な値に決める。

次に、 N_δ 個に分割されたリング状の区画ごとに、赤経方向に $N_{\alpha,\delta}$ 等分する。 $N_{\alpha,\delta}$ は、これによって分割された各ピンが、全赤緯においてほぼ等しい面積になるように決める。具体的には、 $N_{\alpha,\delta}$ を決める式は次のようになる。

$$N_{\alpha,\delta} = \left[\frac{2\pi \int_{\delta_1}^{\delta_2} \cos \delta d\delta}{(\Delta\theta)^2} \right] \quad (4.8)$$

$$= \left[\frac{2(N_\delta)^2 \int_{\delta_1}^{\delta_2} \cos \delta d\delta}{\pi} \right] \quad (4.9)$$

ただし、 δ_1 、 δ_2 はその区画の境界をなす赤緯の値である。各ビンの立体角は、

$$\Delta\Omega_\delta = \frac{2\pi \int_{\delta_1}^{\delta_2} \cos \delta d\delta}{N_{\alpha,\delta}} \quad (4.10)$$

となる。 N_δ によらず最小値は天の赤道ぞいのビンの $(\Delta\theta)^2$ 、最大値は極まわりのビンの $\frac{\pi}{3}(\Delta\theta)^2$ であり、すべてのビンがほぼ同じ面積をもつ。

このような分割方法を用いて、例として3つの宇宙線到来方向に対して Hough 変換を行ったものを図 4.6 に示す。大円の交差する2か所の交差シグナルが高くなっており、直線状の配列を検出できていることがわかる。

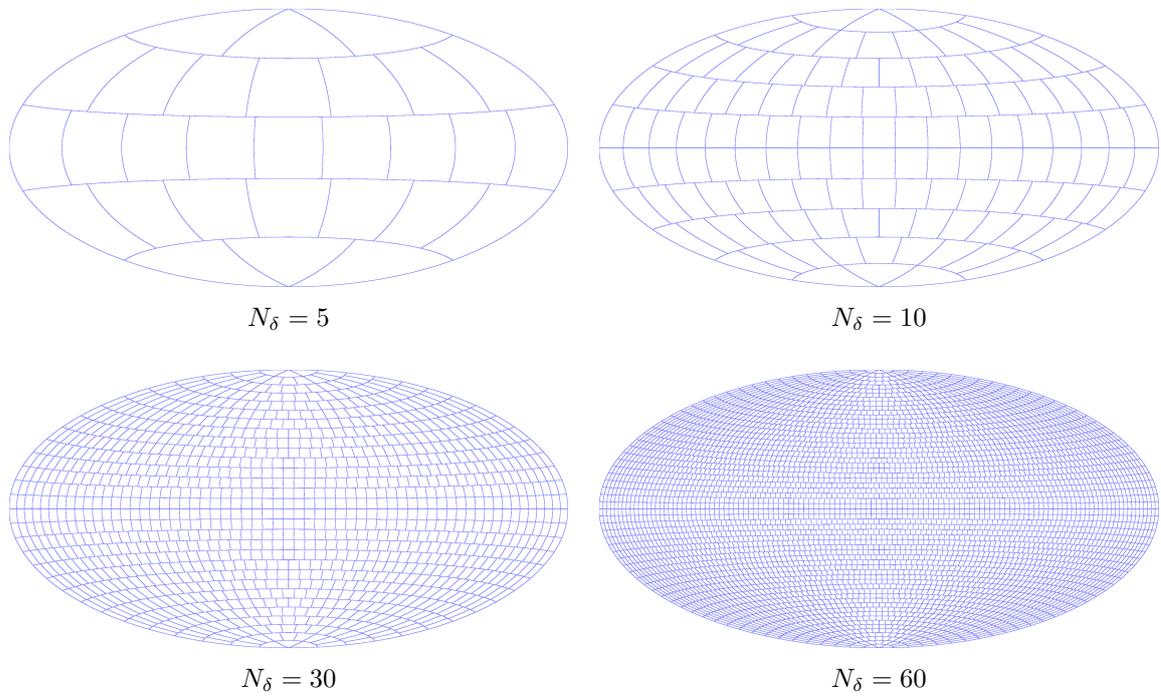


図 4.5: Latitudinal Binningの様子を表す Hammer-Aitoff 投影図。縦方向が赤緯、横方向が赤経を表す。

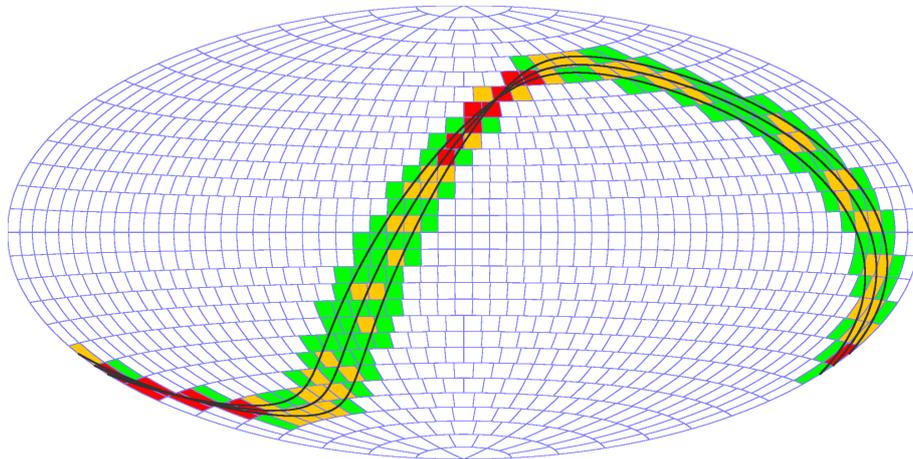


図 4.6: 直線状に並ぶ3つの点について Hough 変換を行った様子。緑は交差シグナル1、橙は交差シグナル2、赤は交差シグナル3を表す。

第5章 解析

5.1 イベントセットと検出器の露光時間

この研究では、2008年3月12日から2008年10月31日にかけて、Telescope Array 実験の地表検出器アレイで観測された 1×10^{19} eV 以上の宇宙線イベント 784 個を用意した。この全イベントのエネルギー分布と到来方向を図 5.1、および図 5.2 に示す。

この図において背景の青い影は、天球上のその場所に対する検出器の相対露光時間を表している。背景が青いほど、そこから到来する宇宙線の検出率が高い。

地表検出器の検出効率は、宇宙線の一次エネルギーと到来方向の天頂角とに依存する。そのため、まず超高エネルギー宇宙線のエネルギースペクトル [19] から期待されるエネルギー分布をもつ宇宙線を各天頂角ごとに生成し、それを検出器シミュレータによってシミュレーションすることで、天球における露光時間の分布を計算した。

検出器の向いている方向は地球の自転とともに回転するため、露光時間の分布はほぼ赤経によらない。

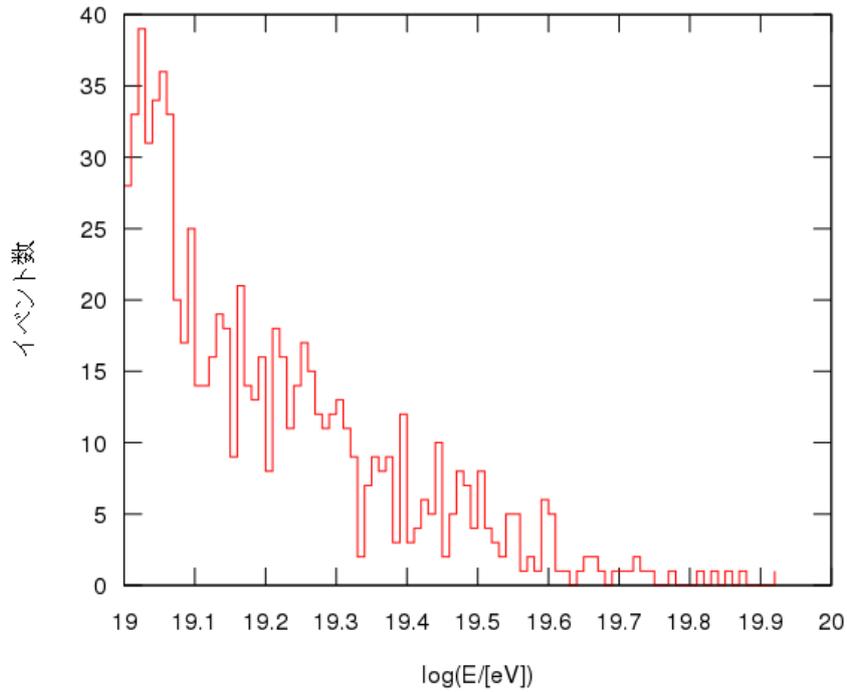


図 5.1: 本研究で使した宇宙線イベントのエネルギー分布。

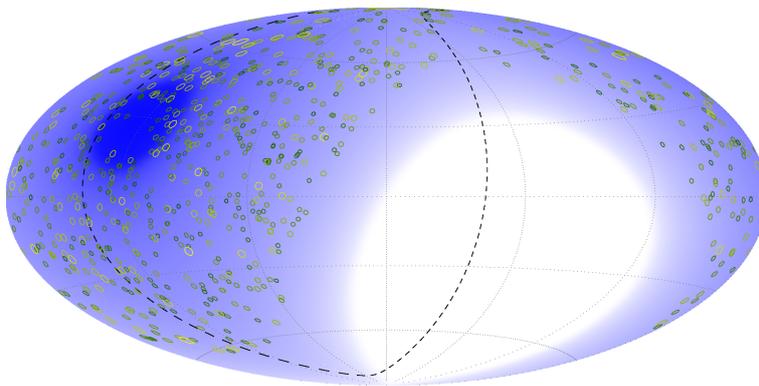


図 5.2: 本研究で使した宇宙線イベントの到来方向。色と円の大きさは一次宇宙線エネルギーの大きさを表している。黄色が強いほど、円が大きいほどエネルギーが大きい。背景の青い影は検出器の相対露光時間を表す。

5.2 AGN との相関

この解析に用いる宇宙線イベントとして、 4×10^{19} eV 以上のエネルギーをもつもの 26 個を選択した。このイベントリストを表 5.1 に示す。

$\log_{10}(E/[\text{eV}])$	赤緯 δ [$^{\circ}$]	赤経 α [$^{\circ}$]	日時 (UTC)
19.921	+32.175	337.618	08/03/13 21:09:41
19.876	+54.037	185.132	08/09/27 15:31:03
19.853	+ 4.505	28.290	08/08/16 11:03:53
19.838	+ 7.987	257.568	08/05/24 10:46:12
19.814	+48.269	299.264	08/03/25 15:03:42
19.771	+21.511	288.691	08/04/08 11:29:24
19.747	+52.050	258.502	08/04/23 08:55:38
19.735	+25.113	65.326	08/08/11 13:18:14
19.728	+12.573	226.866	08/07/28 00:34:53
19.725	+32.796	146.373	08/05/19 04:39:31
19.718	+15.568	320.287	08/04/27 15:49:58
19.706	+73.675	274.639	08/04/28 12:09:46
19.697	+53.852	178.090	08/07/15 20:00:47
19.672	+10.529	287.465	08/08/12 03:56:03
19.666	+ 4.195	79.781	08/07/15 17:03:32
19.665	+68.722	300.436	08/04/28 16:38:15
19.659	+32.470	47.207	08/09/17 11:54:32
19.654	+35.530	91.415	08/06/15 16:57:51
19.641	+60.423	1.672	08/09/28 05:43:07
19.622	+12.570	229.242	08/05/16 06:49:06
19.614	+67.532	207.542	08/03/21 07:02:41
19.606	+43.556	204.616	08/06/15 05:28:43
19.605	+27.895	189.974	08/10/06 22:20:13
19.604	+51.139	32.740	08/04/03 23:10:45
19.603	+49.229	198.221	08/05/30 05:10:10
19.603	+29.433	34.345	08/06/12 14:15:42

表 5.1: AGN との相関評価に用いた 26 個の宇宙線イベント

AGN カタログは、21737 個の AGN が収録された Veron Catalog 12th Edition[18] を用いた。ただしすべての AGN を使用するわけではなく、赤方偏移 z が 0.030 以下であるもの 936 個を用いる。これは約 127Mpc より近い AGN を選択することに相当する。カタログに含まれる AGN の分布をみると、観測範囲の影響によるものと思われる偏りが非常に強い。しかし、この範囲の AGN ではそのような偏りは見られない。

26 個の宇宙線イベントの到来方向と、AGN936 個の分布を図 5.3 に示す。赤い円が AGN、黄色い円が宇宙線イベントである。AGN は、距離が地球に近いほど色が濃くなっている。

観測された実データについて 3 パラメータによるスキャンを行ったところ、 P を最小にするようなパラメータは

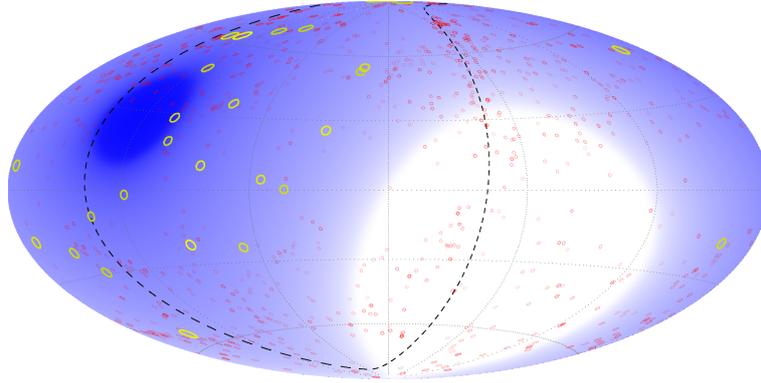


図 5.3: AGN との相関を評価した 4×10^{19} eV 以上のイベント 26 個の到来方向と、カタログから選択した 936 個の AGN の分布。

- $\phi = 7.2^\circ$
- $N_{\text{events}} = 25$ ($E_{th} = 4.01 \times 10^{19}$ eV)
- $z_{max} = 0.002$ (~ 8.6 Mpc)

であり、 P_{min} の値は 0.009 だった。

この値がどのくらい期待されるものなのかを評価するため、同じ宇宙線イベント数をもつモンテカルロセットと比較したところ、1000 セット中、観測された実データのものの以下の P_{min} が得られたのは 176 個だった。

すなわち、等方的な宇宙線の到来方向を仮定したとき、実データ以上の AGN との相関がたまたま見出される確率は $(17.6 \pm 3.2)\%$ である。

その分布を図 5.4 に表す。

実データにおいて P を最小化した上記のパラメータ条件のときの AGN とイベントの様子を図 5.5 に示す。

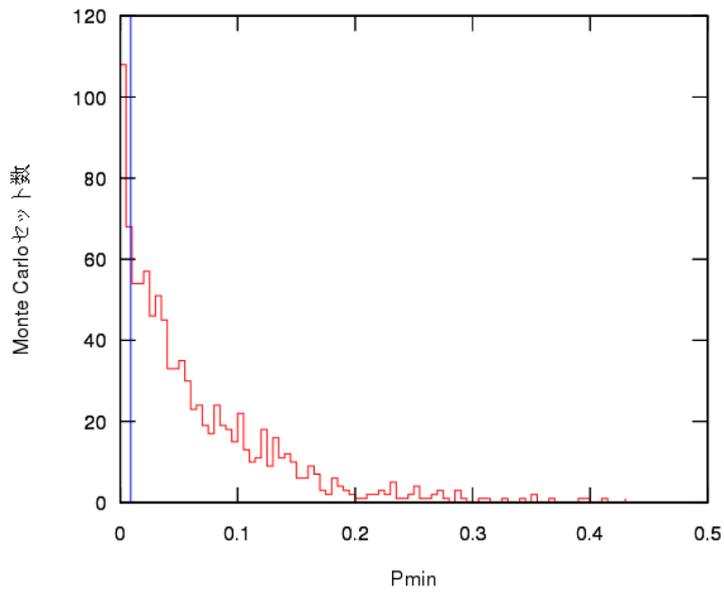


図 5.4: モンテカルロセット 1000 個の P_{min} の分布。青い線は実データから算出された P_{min} の位置を表す。実データと同じかそれよりも小さい P_{min} の割合は 17.6% である。

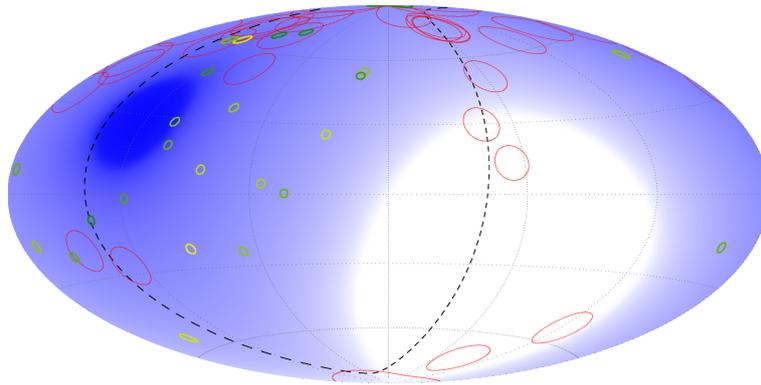


図 5.5: $\phi = 7.3^\circ$ 、 $E_{th} = 4.01 \times 10^{19} \text{eV}$ 、 $z_{max} = 0.002$ のときの AGN と宇宙線イベントの様子。赤い円は AGN を表し、その半径は ϕ に等しい。黄色い円は宇宙線の到来方向を表し、黄色が強いほどエネルギーが高い。

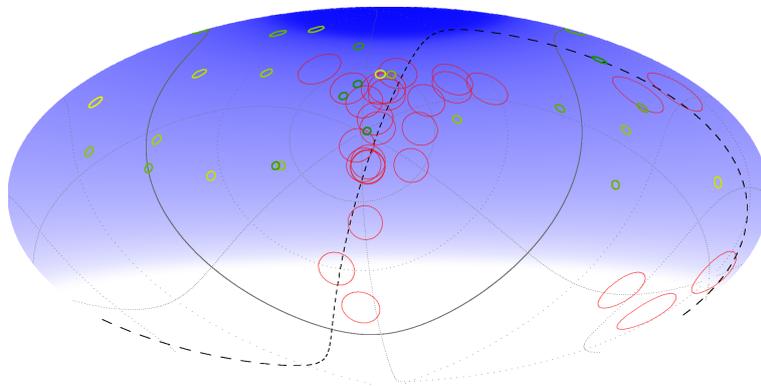


図 5.6: 図 5.5 と同じものを赤道座標系で表したもの。

5.3 Hough 変換

Hough 変換解析で使用した宇宙線イベントは、全イベントセットのうち、 2×10^{19} eV 以上のものの 198 個を選択した。 N_{δ} は 30 とし、ピンのサイズは $6^{\circ} \times 6^{\circ}$ とした。

選択された宇宙線イベントの到来方向に対し、Hough 変換を行った様子を図 5.7 に表す。

さらに、同じイベント数をもち、到来方向を検出器の露光時間に比例してランダムにした 1000 個のモンテカルロセットを用意し、この結果と比較した。

まず、モンテカルロセットそれぞれに対して Hough 変換を施す。その結果を実データの Hough 変換と比較し、実データのものよりも大きな交差シグナルが得られたセットの割合 p を、ピンごとに算出した。その定義より、実データの交差シグナルが大きいほど p は小さくなる。

各ピンの p の値を天球の Hammer-Aitoff 投影図に表したものを図 5.8 に示す。また、その分布をヒストグラムに表したものを図 5.10 に示す。

また、 p が最も小さかったピン 9 個における、モンテカルロセットの交差シグナルのヒストグラムを図 5.9 に示す。各図において、緑の線は実データの交差シグナルを表しており、 p はその位置よりも右にあるセットの割合である。

到来方向が（検出器の露光にもよらず）完全に一様であり、イベント数が十分大きければ、 p のヒストグラムは 0.5 の位置にピークをもつ。逆にいえば、この分布が両端に偏りをもっている場合は、Hough 変換による交差シグナルの強かった場所と弱かった場所の差が大きい、ということになる。

そのため、 p 分布の両端への偏りを評価する必要がある。ここで次のような量を定義する。

$$D^2 = \frac{\sum_{i,j}^{\text{Bins}} (p_{i,j} - \langle p \rangle)^2}{\sum_{i,j}^{\text{Bins}} 1} \quad (5.1)$$

ここで、 i, j はピンを指定する添字で、分母はピンの総数である。 $\langle p \rangle$ は、モンテカルロセットから算出された p の値の平均値である。検出器の露光が全天で均一ならこれは 0.5 になる。

期待値との差分の二乗を足し合わせることで、 D^2 は、 p の分布（図 5.10）がどれだけ両端に偏っているのかを表す量となる。

D^2 が大きいほど、到来方向の分布は直線状の構造を多く持っているということがいえる。

さらに、実データの D^2 がどれだけ期待されるものなのかを評価するため、上で述べたモンテカルロセットそれぞれに対して D^2 を算出し、その分布と比較した。

図 5.11 はその結果であり、青い線は実データの D^2 の位置を表している。

モンテカルロ 1000 セットのうち、実データ以上の D^2 を記録したものは 33 セットである。すなわち、等方的な宇宙線を仮定したとき、観測されたものと同じかそれを越える直線構造がたまたま見出される確率は $(3.3 \pm 3.2)\%$ である。

従って、観測された宇宙線イベントは期待されるものよりも多く直線構造を含んでいるといえることができる。

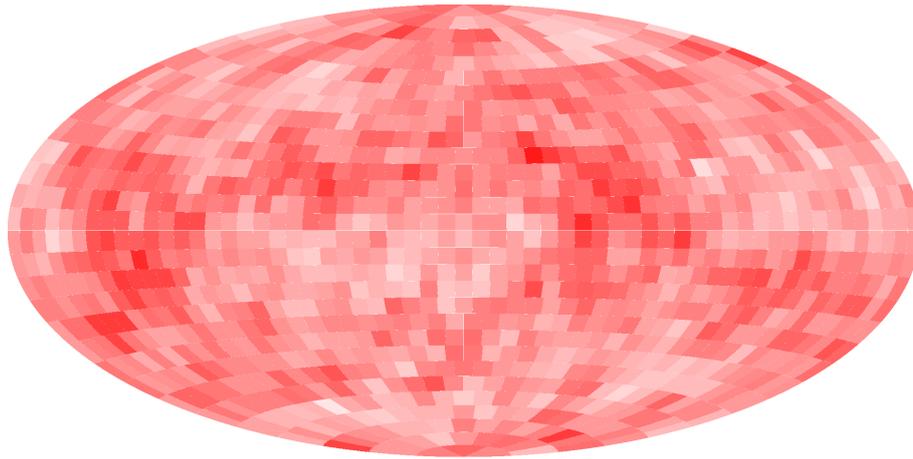


図 5.7: 宇宙線 198 イベントの到来方向に対して Hough 変換を行った様子。赤が強いほど交差シグナルが高い。

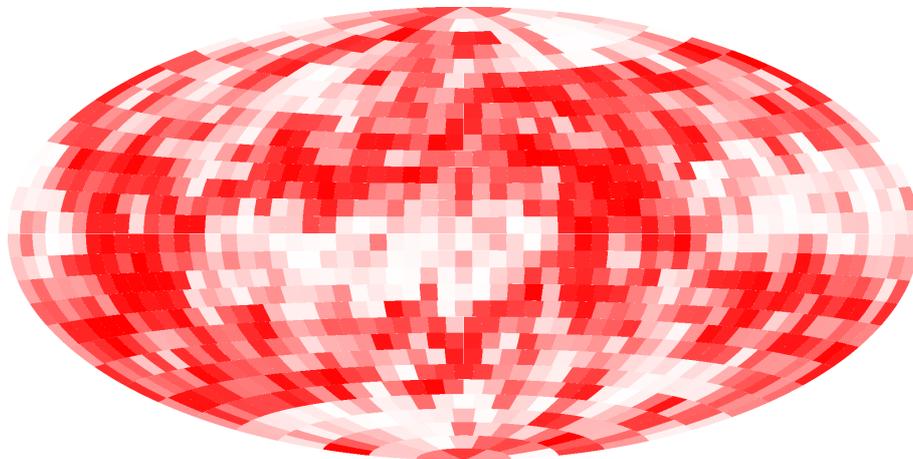
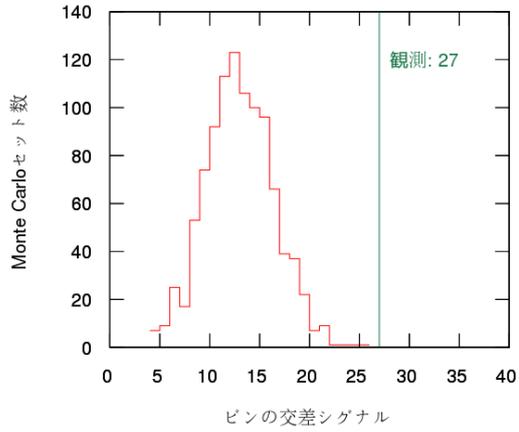
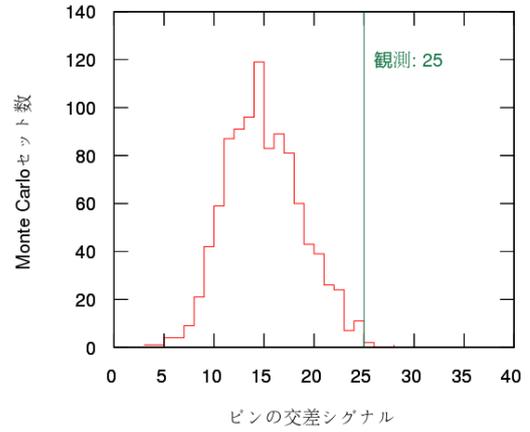


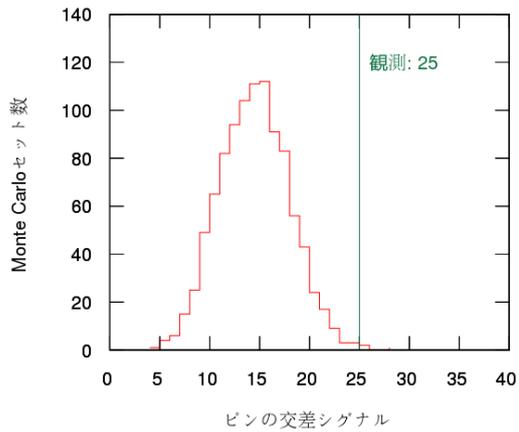
図 5.8: 各ビンにおける p の値を表したもの。この図では、白が強いほど p は大きい。すなわち、赤が強いほど、そのビンの交差シグナルは期待されるものよりも大きい。



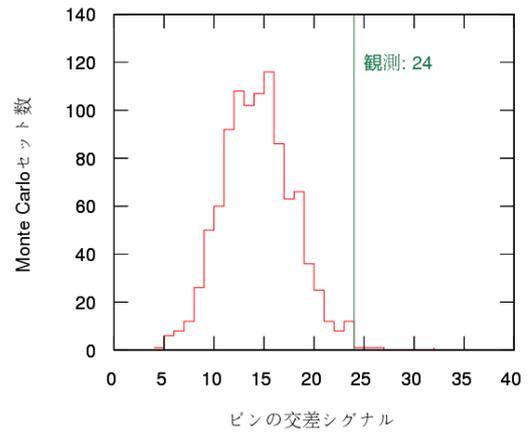
$p = 0.000$



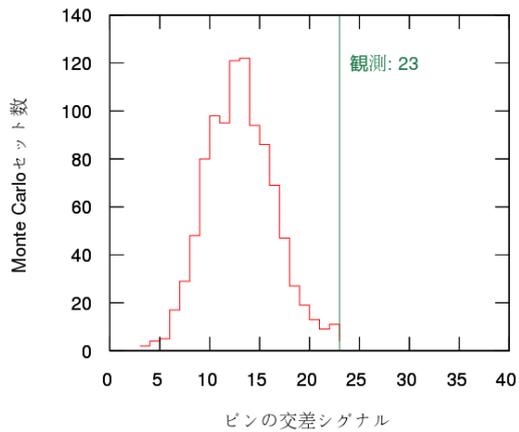
$p = 0.003$



$p = 0.003$



$p = 0.004$



$p = 0.004$

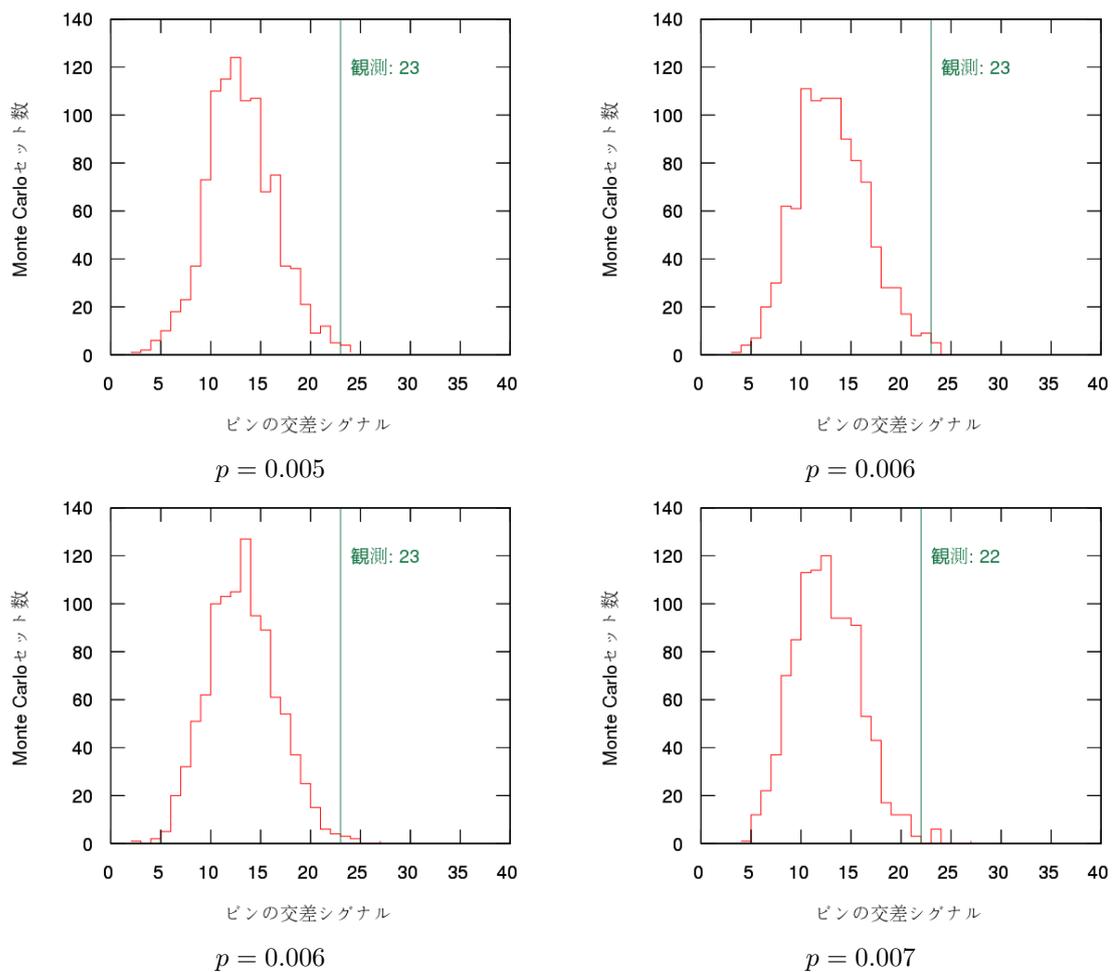


図 5.9: 最も p の小さかったピンの、交差シグナルのモンテカルロセットとの比較。緑の垂直線の位置は、実データの各ピンにおける交差シグナル値を表す。

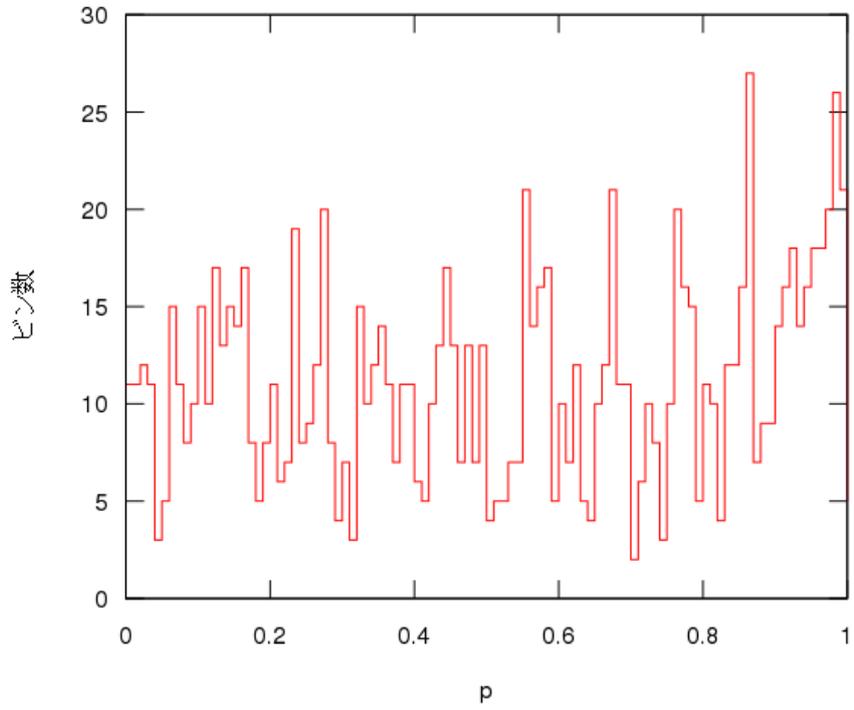


図 5.10: 実データの全ビンにおける p の分布。

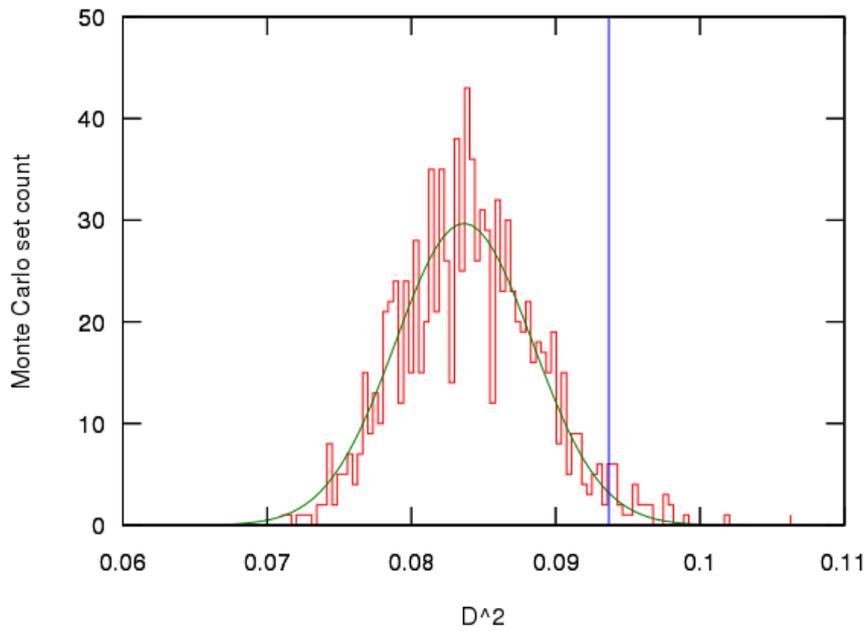


図 5.11: 同様の Hough 変換をモンテカルロセットについて実行し、得られた D^2 の分布。青い線は実データの解析で得られた D^2 を表す。

p が最も小さかった 9 つのビンについて、そのビンの交差シグナルに寄与した宇宙線イベントを銀河座標系でプロットしたものを図 5.12-5.20 に示す。また、赤道座標系でプロットしたものを図 5.21-5.29 に示す。

そのうち上位 8 つについて、検出された到来方向の直線構造が超銀河面（点線）に近い直線になっていることは興味深い。

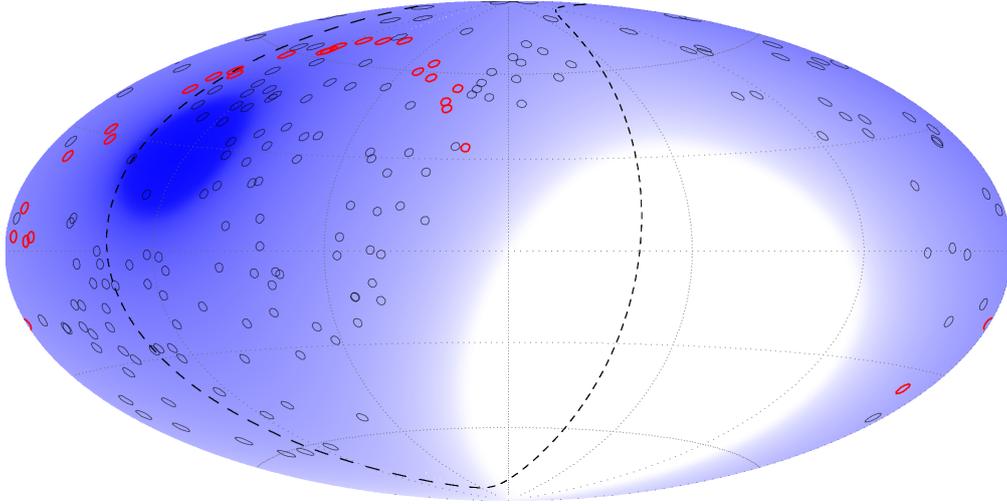


图 5.12: $p = 0.000$

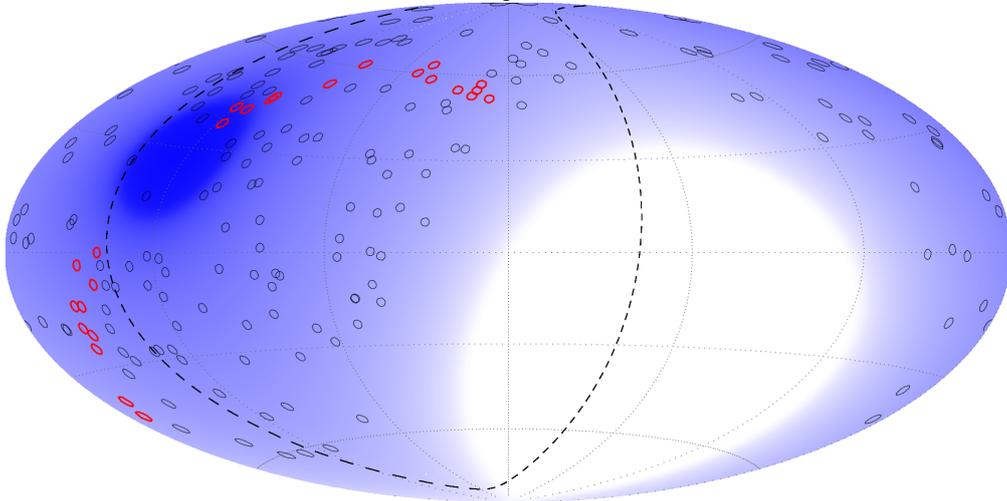


图 5.13: $p = 0.003$

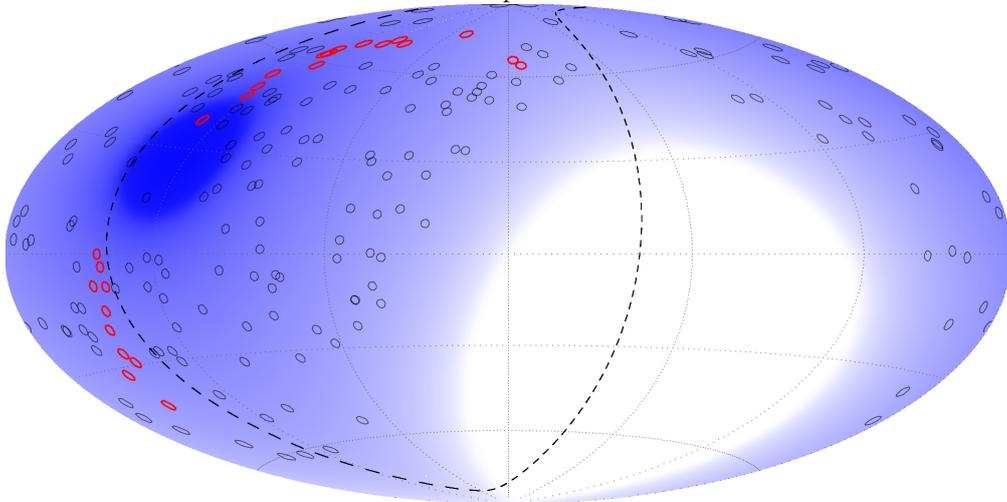


图 5.14: $p = 0.003$

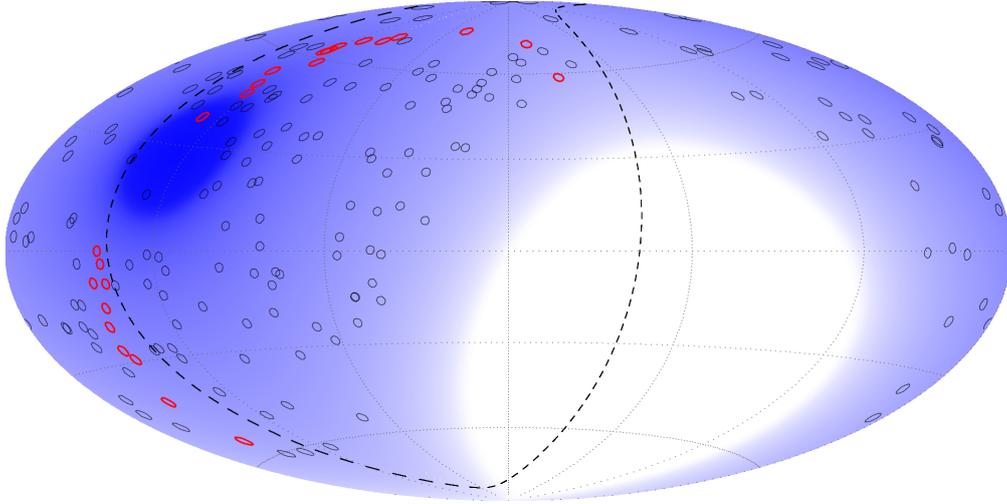


图 5.15: $p = 0.004$

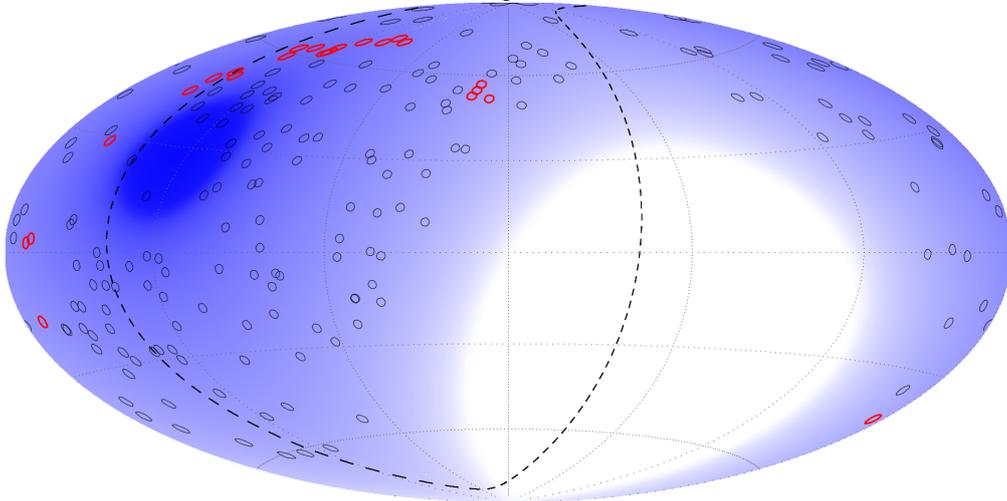


图 5.16: $p = 0.004$

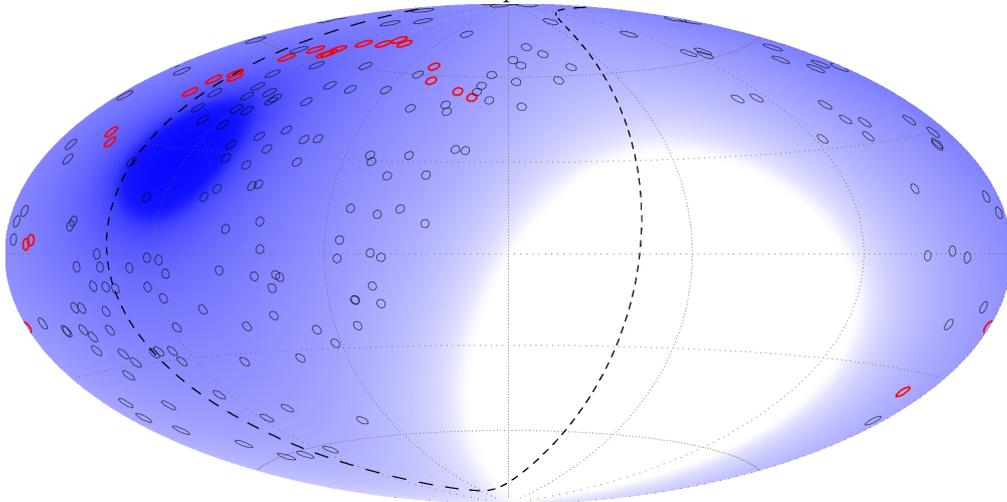


图 5.17: $p = 0.005$

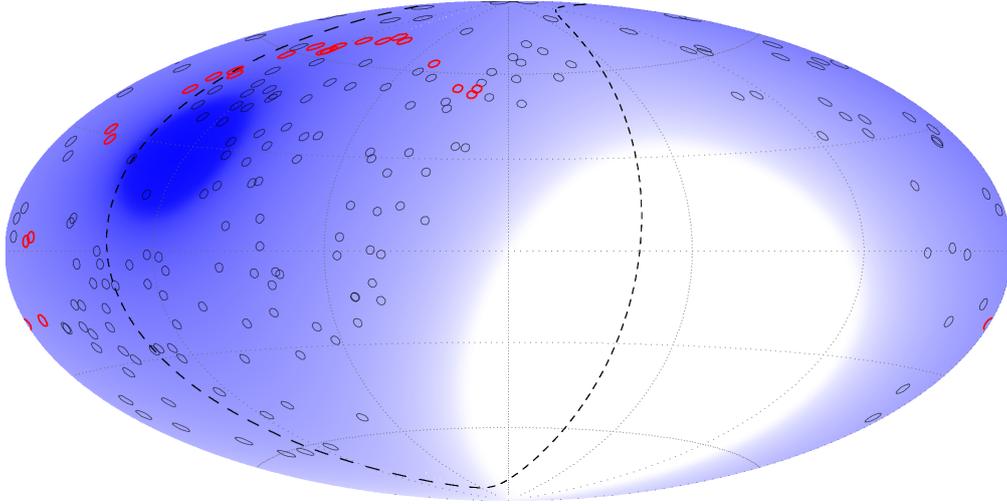


图 5.18: $p = 0.006$

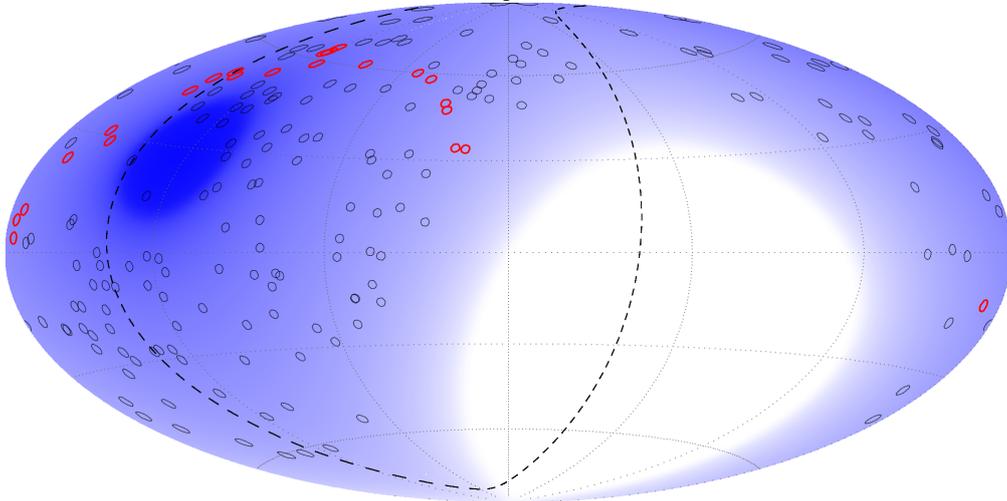


图 5.19: $p = 0.006$

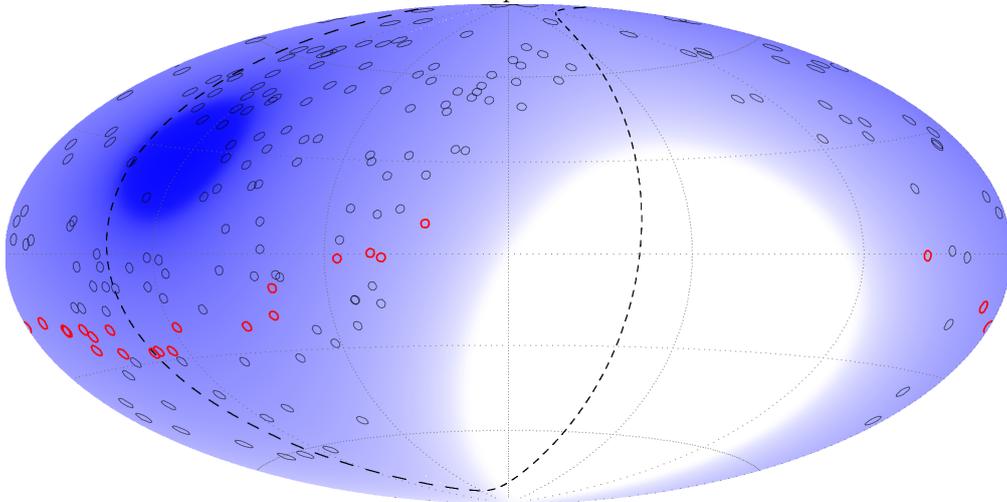


图 5.20: $p = 0.007$

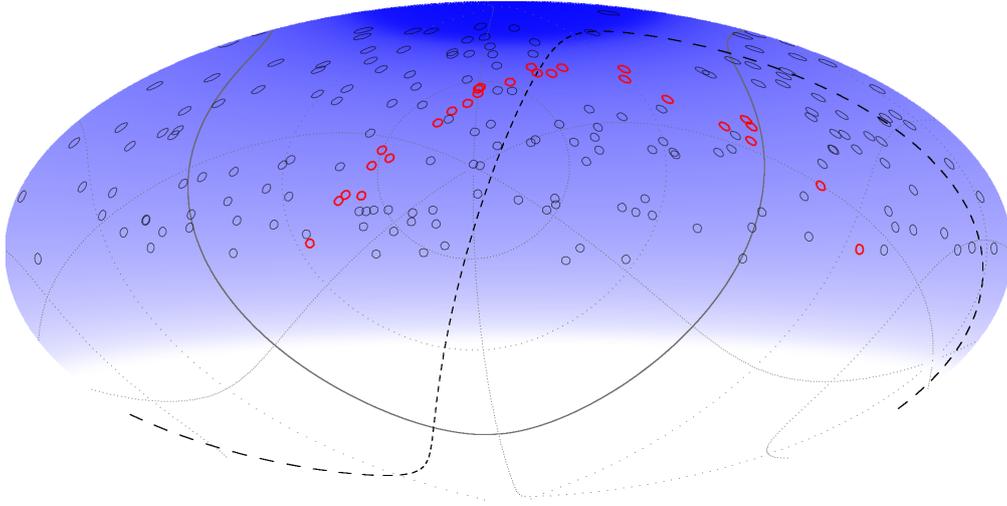


图 5.21: $p = 0.000$

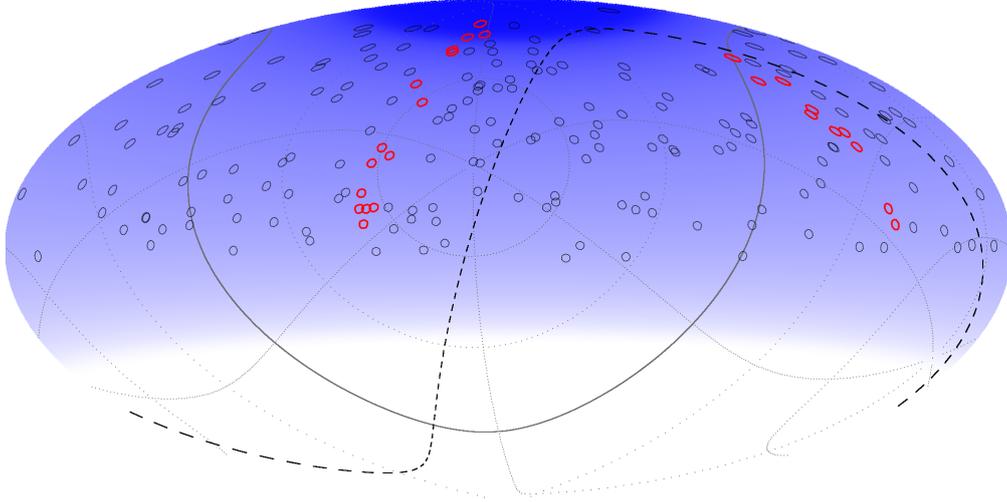


图 5.22: $p = 0.003$

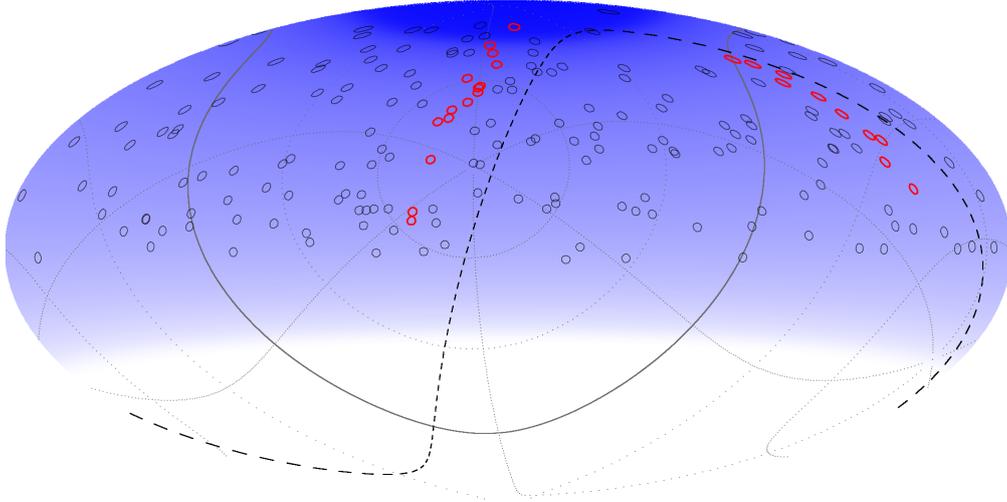


图 5.23: $p = 0.003$

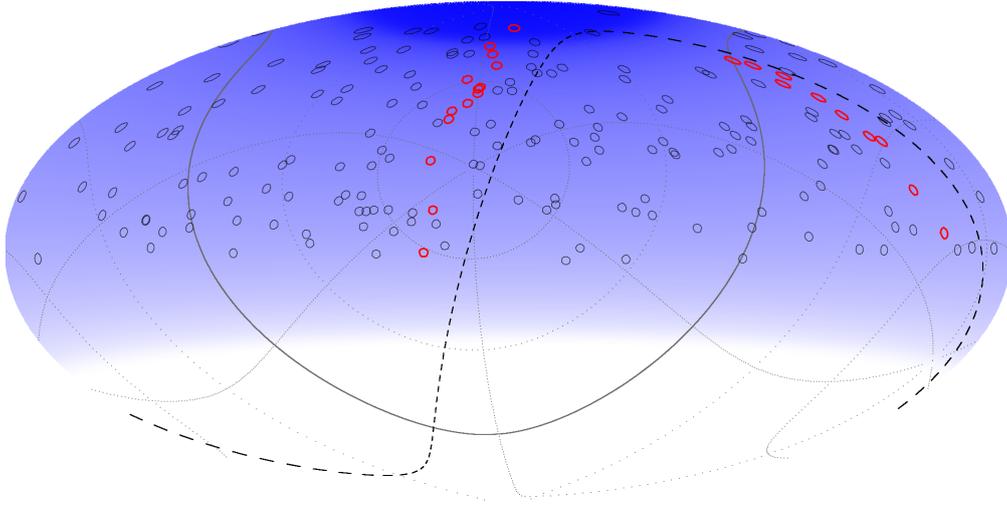


图 5.24: $p = 0.004$

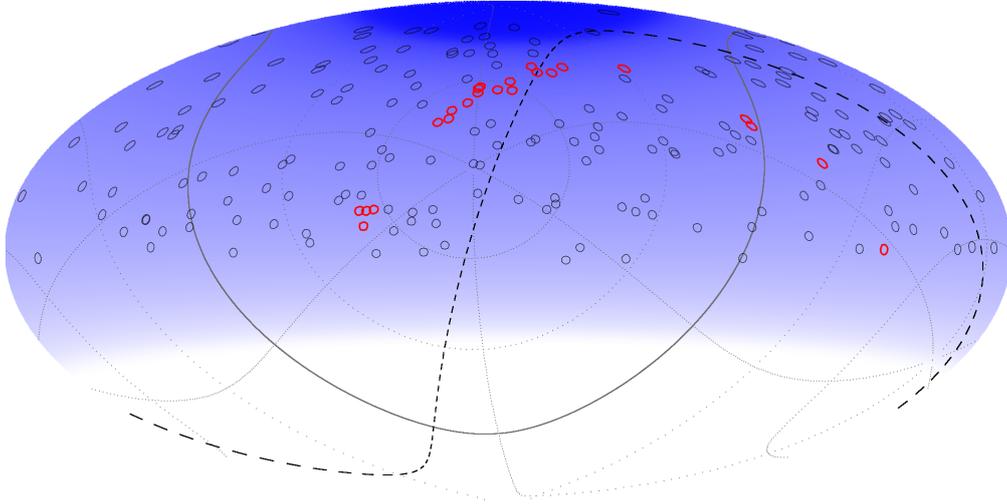


图 5.25: $p = 0.004$

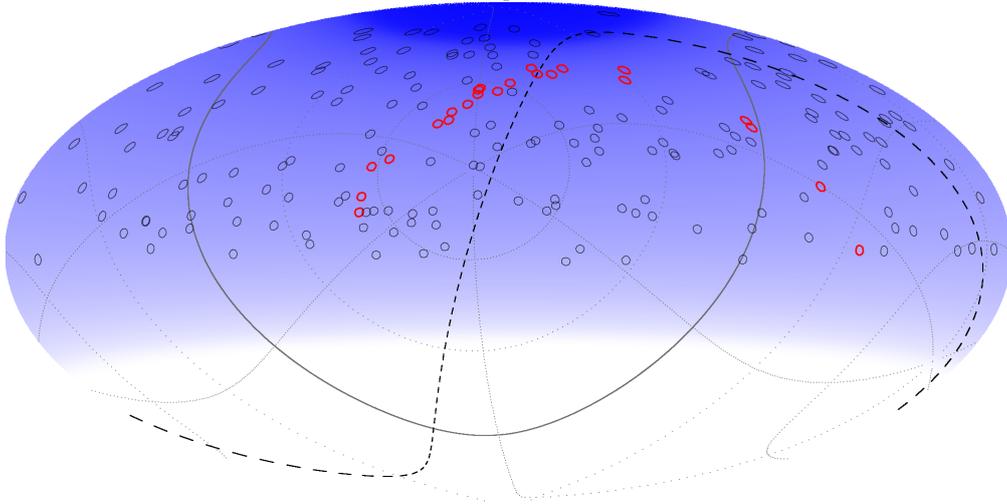


图 5.26: $p = 0.005$

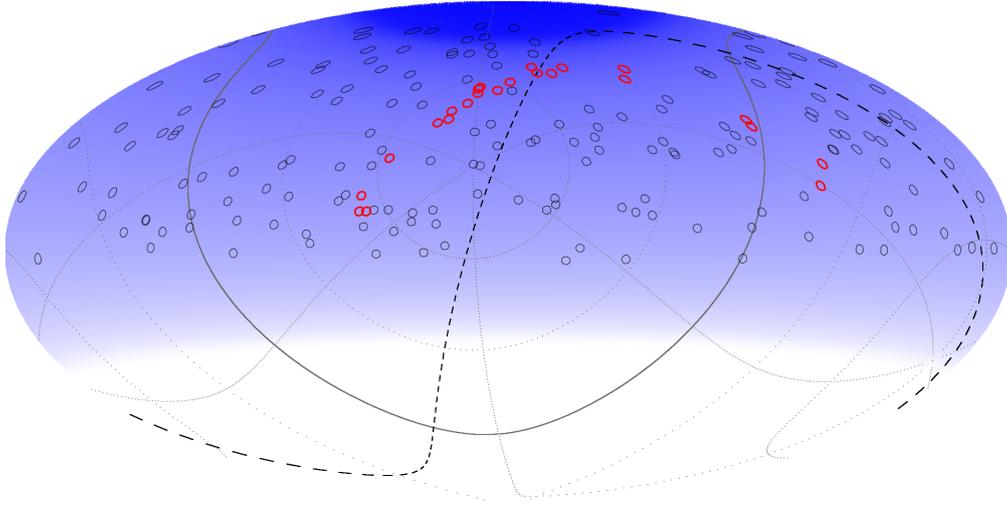


图 5.27: $p = 0.006$

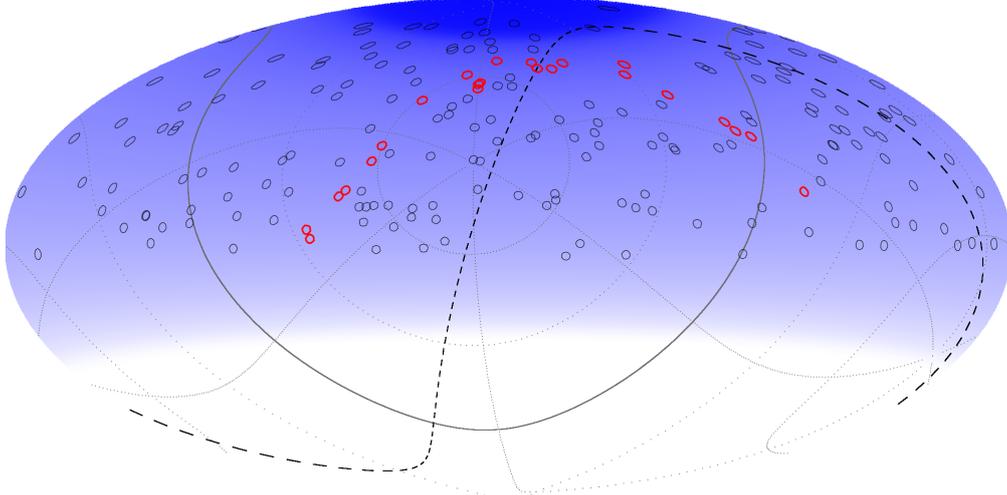


图 5.28: $p = 0.006$

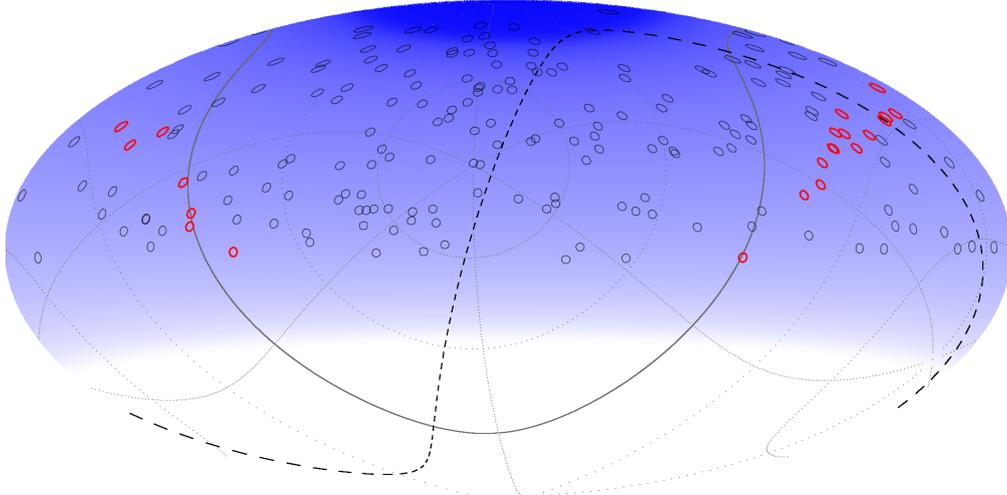


图 5.29: $p = 0.007$

第6章 結論

本研究では、Telescope Array プロジェクトで観測された超高エネルギー宇宙線イベントを解析し、次のような結果が得られた。

AGN との相関では、宇宙線の到来方向が等方的であると仮定したとき、実データ以上の相関がたまたま観測される確率は $(17.6 \pm 3.2)\%$ であるということがわかった。

Hough 変換による解析では、宇宙線の到来方向が等方的であると仮定したとき、実データ以上の直線構造がたまたま観測される確率は $(3.3 \pm 3.2)\%$ であるということがわかった。さらに実データの直線構造を可視化してみたところ、その構造は超銀河面の近くに分布する傾向がみられた。

これらの結果は、超高エネルギー宇宙線の起源が、AGN をはじめとして超銀河面付近に多く分布する天体であるという説を支持するものであるといえる。

しかしながら、今回の解析で使用した宇宙線イベントは数が多くなく、またすべて地表検出器のみで観測されたものであるため、その信頼性は相対的に低い。今後は、地表検出器と大気蛍光検出器の両方で観測されたハイブリッドイベントを多く収集し、それらに対してより信頼性の高い解析を行うことが期待される。

謝辞

本研究を行う上でご指導頂きました垣本史雄教授、常定芳基助教に深く感謝致します。また多くの助言とご協力を頂きました多米田裕一郎氏、菅原利弘氏、福田崇徳氏、副島吾郎氏、林健太郎氏に深く感謝致します。

参考文献

- [1] *The Telescope Array Project Design Report.*(2000)
- [2] 福島 正巳, 宇宙線望遠鏡計画:提案書 (2002)
- [3] M.S. Longair,*High Energy Astrophysics.*
- [4] K. Greisen, Phys. Rev. Lett. 16 (1966) 748
- [5] G. T. Zatsepin and V. A. Kuz'min, Sov. Phys. JETP. Lett. 4 (1966) 78
- [6] S. Yoshida, M. Teshima, *Prog. Theor. Phys.*, 89, 833. (1993)
- [7] A.N. Bunner,*Ph.D. Thesis, Cornell University.* (1967)
- [8] F. Kakimoto *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth., A* 372, 527.(1996)
- [9] The Pierre Auger Collaboration *Science*, 318, 5852(2007)
- [10] 町田 智子, 修士論文, 東京工業大学(2007)
- [11] 村野 暢子, 修士論文, 東京工業大学(2007)
- [12] 福田 崇徳, 学士論文, 東京工業大学(2007)
- [13] 東 龍二, 修士論文, 東京工業大学.(2008)
- [14] J. Abraham, et al., *Astropart. Phys.* 29 (2008) 188-204 arXiv:0712.2843v2 [astro-ph]
- [15] Dmitry Gorbunov, et al., arXiv:0711.40601v1 [astro-ph]
- [16] R. U. Abbasi, et al., *Astropart. Phys.* 28 (2007) 385-389
- [17] B. T. Stokes, C. C. H. Jui, and J. N. Matthews, [arXiv:astro-ph/0307491] v2.
- [18] Veron Catalog of Quasars & AGN, 12th Edition
- [19] M. Takeda, et al., Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1163-1166