

テレスコープアレイ大気蛍光望遠鏡用 PMT と  
較正用標準光源の温度特性  
(Temperature Coefficients of PMTs and YAPs  
for Telescope Array Fluorescence Detectors)

理学研究科  
数物系専攻  
宮内 仁

# 目 次

<b>第 1 章 序論</b>	<b>1</b>
<b>第 2 章 最高エネルギー宇宙線</b>	<b>2</b>
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 . . . . .	4
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 . . . . .	8
2.3 空気シャワーの観測方法 . . . . .	8
2.3.1 地表粒子検出法 . . . . .	8
2.3.2 大気蛍光法 . . . . .	9
2.3.3 大気の発光過程と散乱・吸収 . . . . .	10
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 . . . . .	16
2.4.3 起源モデル . . . . .	17
2.4.4 観測結果の現状と問題点 . . . . .	20
2.4.5 Pierre Auger Observatory . . . . .	21
<b>第 3 章 テレスコープアレイ実験</b>	<b>23</b>
3.1 テレスコープアレイ実験の目的 . . . . .	23
3.2 テレスコープアレイ実験の装置概要 . . . . .	23
3.3 地表粒子検出器 . . . . .	24
3.4 大気蛍光望遠鏡 . . . . .	26
3.4.1 光学系 . . . . .	28
3.4.2 PMT カメラ . . . . .	29
3.4.3 データ収集システム . . . . .	31
3.4.4 キャリブレーションシステム . . . . .	35
3.5 ハイブリッド観測 . . . . .	41
<b>第 4 章 温度特性の測定方法</b>	<b>42</b>
4.1 本研究の背景 . . . . .	42
4.2 測定原理 . . . . .	42
4.2.1 測定システム . . . . .	42
4.2.2 測定手順 . . . . .	44

4.3	データ解析法	45
4.3.1	実験における仮定	45
4.3.2	PMT の温度特性の導出	45
4.3.3	インキュベータ外の気温の変動の補正	46
4.3.4	YAP の温度特性の導出	47
4.4	測定装置の詳細	47
4.4.1	YAP 付基準PMT	47
4.4.2	パッチパネルと SDF	48
4.4.3	恒温槽(インキュベータ)	50
4.4.4	紫外発光 LED、ファンクションジェネレータ	50
4.4.5	サーミスタ、デジタルマルチメータ	50
第 5 章 測定結果		52
第 6 章 結論		57

## 概要

宇宙に存在する高エネルギーの放射線は宇宙線とよばれ、そのエネルギーは  $10^8$  eV から  $10^{20}$  eV 以上にわたる。 $10^{20}$  eV 以上の宇宙線には、宇宙背景放射光子との相互作用でエネルギーを失い、結果としてその到来頻度が極端に少なくなる GZK 限界の存在が予想されている。しかし、日本の明野広域空気シャワーアレイ (AGASA) は GZK 限界を越える宇宙線を 1994 年から 2004 年の間に 11 例観測した。一方で、米国の High Resolution Fly's Eye (HiRes) は、GZK 限界の存在を肯定する結果を発表した。この互いに矛盾する GZK 限界の存否について、結論は得られていない。なぜなら、AGASA のエネルギー決定誤差は 18%、HiRes は 22% もあり、また統計量が十分でなかつたためである。そこで、統計誤差を減らし、エネルギー決定精度を向上させ、GZK 限界の存否や最高エネルギー宇宙線の加速機構、起源を解明するために、日米韓露共同研究のテレスコープアレイ実験 (Telescope Array Experiment, TA) が米国ユタ州で始まった。TA は、AGASA 型のシンチレーション地表検出器アレイと HiRes 型の大気蛍光望遠鏡を有し、同一のシャワーを二種類の検出器で検出する。これにより、エネルギー決定精度を 15 % 以下に抑える。

通常、大気蛍光望遠鏡は 1 年間で  $-10$  °C から  $40$  °C まで変動する外気中で観測を継続する。従つて、エネルギー決定精度を保つためには、大気蛍光望遠鏡の光検出素子である PMT とその較正用標準光源の温度特性をあらかじめ知り、これらを補正する必要がある。各大気蛍光望遠鏡は 256 本の PMT(浜松ホトニクス R9508) からなる撮像カメラを有し、内 3 本は絶対光量光源によって較正された基準 PMT である。基準 PMT には、標準光源として YAP( $^{241}\text{Am}+\text{YAlO}_3:\text{Ce}$ ) が取り付けられている。

本研究では、紫外発光 LED 光源、光ファイバー、恒温槽と大気蛍光望遠鏡用エレクトロニクスからなる温度特性試験装置を製作し、 $-10$  °C から  $40$  °C の範囲での PMT と YAP の温度特性を測定した。その結果、PMT の温度特性は  $0$  °C のとき、およそ  $-0.64\%/\text{deg}$  で PMT の違いによる個性が少ないことが分かった。さらに、温度係数は温度によって変化し、その傾きはおよそ  $-0.003\%/(\text{deg})^2$  であった。今回の測定結果を較正に用いることによって、典型的な温度係数を使った場合に比べ、約 6% 系統誤差を小さくすることができる。また、温度係数の温度依存性の効果は系統誤差にして約 1% である。一方で、YAP の光量の温度係数は誤差の範囲で温度依存性がなく、 $-0.1\%/\text{deg}$  から  $-0.3\%/\text{deg}$  であることが分かった。

# 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  $10^8\text{eV}$  から  $10^{20}\text{eV}$  を越える広い範囲で観測されており、その起源と宇宙空間での伝播は依然として宇宙物理学の謎である。

$10^{14}\text{eV}$  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  $10^{14}\text{eV}$  以上の宇宙線は、その到来頻度が少ない ( $\propto E^{-3}$ ) ために、その観測には大きな面積と長い観測時間が必要である。このため、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を通じて研究されている。

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言されている。なぜなら、 $10^{20}\text{eV}$  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、日本の明野広域空気シャワーアレイ(AGASA)が、この限界(GZK限界)を越える宇宙線を11例も観測し、また最高エネルギー領域の宇宙線が同一方向の点源から到来している可能性があると報告した。

これらの  $10^{20}\text{eV}$  を超えるエネルギーを持つ宇宙線は、これまでに我々の宇宙で見つかった単一粒子としては最も高いエネルギーを有しており、宇宙における極高エネルギー天体现象や現在の宇宙を取り残されたビッグバンの痕跡粒子などに起源を持つと推定されている。言い換えれば、最高エネルギー宇宙線の解明は、宇宙における激烈な天体现象やビッグバンの成立の解明と直接結び付いる。すなわち、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。

これらの目的のため、日米韓露共同研究のテレスコープアレイ実験(Telescope Array Experiment)は2003年度から米国ユタ州に検出器の建設を開始し、2008年度から定常観測をスタートさせた。AGASAの有効検出面積はおよそ  $100\text{km}^2$  であり、エネルギー決定精度(系統誤差)が約20%もあつたことから、super-GZK宇宙線の存否を確立するには不十分であった。そこで、テレスコープアレイ実験では、AGASAの7倍の有効検出面積を持つ地表検出器アレイと大気蛍光望遠鏡をその周囲に配置し、2つの異なる方式で、空気シャワーを同時観測し、結果を相互に較正することによって、エネルギー測定の系統誤差を15%に抑えることを目指す。

本研究では、テレスコープアレイ実験の大気蛍光望遠鏡が  $-10^\circ\text{C}$  から  $40^\circ\text{C}$  の外気に晒された状態で使用するので、より高精度なエネルギー決定をするために、PMTのゲインの温度特性と基準PMTの標準光源の温度特性を調べた。以下、第2章では、最高エネルギーについて説明し、第3章では、テレスコープアレイ実験の全体像について説明する。つづく第4章は、テレスコープアレイ実験の大気蛍光望遠鏡に使用するPMTおよびYAPの温度特性測定実験についての詳細な説明であり、第5章で測定結果について述べる。最後の第6章は、全体の結論である。

## 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の研究対象である最高エネルギー宇宙線について、これまでの観測と残されている問題をまとめる。

### 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  $10^8\text{eV}$  から  $10^{20}\text{eV}$  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。宇宙線の到来方向分布は等方的で、 $10^{18}\text{eV}$  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  $10^{10}\text{eV}$  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、エネルギーの幕関数  $F(E) = K \times E^{-\alpha}$  で近似できる。 $10^{15}\text{eV}$  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、 $10^{18.5}\text{eV}$  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 ( $10^{15}\text{eV}$  付近、 $10^{18.5}\text{eV}$  付近) をそれぞれ “knee”、“ankle” と呼ぶ。 $10^{20}\text{eV}$  を越える領域でのスペクトルは、宇宙線の到来頻度が年間  $100\text{km}^2$ あたり 1 事象と非常に少ないため、これまでの観測量では統計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

確立された宇宙線の加速源はまだ知られていないが、上で述べたような幕型のエネルギースペクトルを導き出せることから、加速機構として最も有力と考えられているのが “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、運動している星間雲と荷電粒子が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モデルである。これによれば、星間雲と荷電粒子の衝突方向は統計的にランダムであるが、粒子の 1 回の衝突あたりの平均的なエネルギー増加量  $\Delta E$  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  $\alpha$  が星間雲の速度の 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

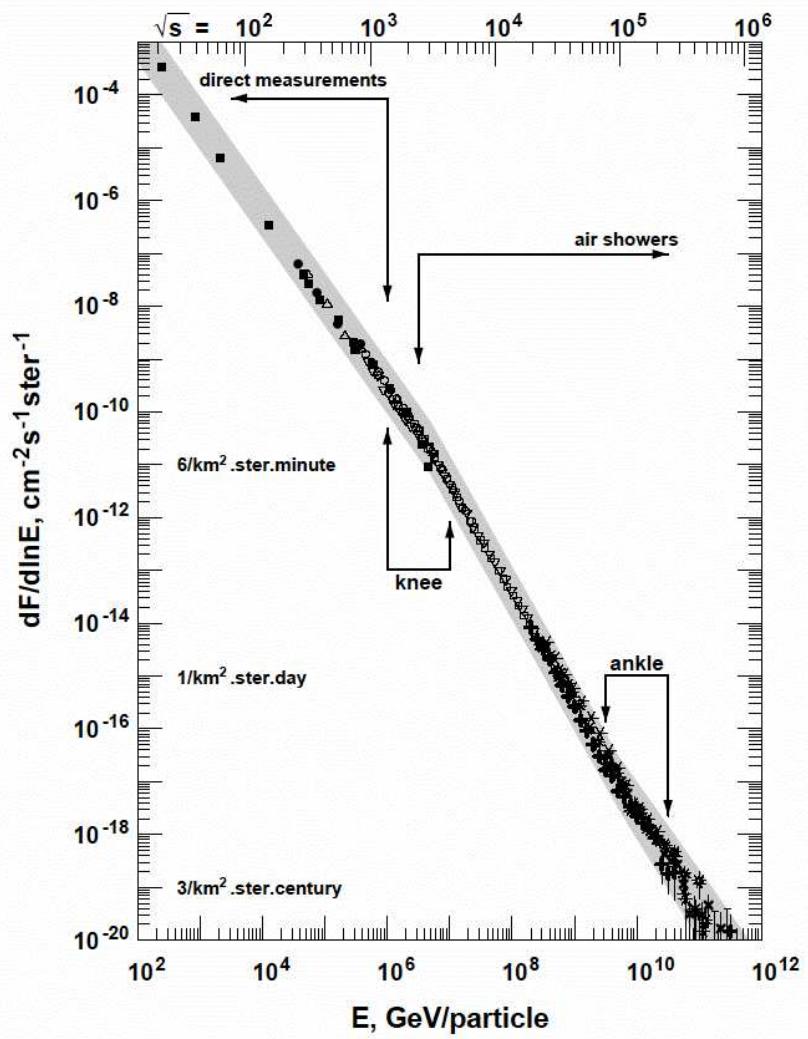


図 2.1: 一次宇宙線のエネルギースペクトル

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  $\alpha$  が衝撃波の移動速度の 1 乗に比例することが示され、1 次のフェルミ加速と呼ばれる。

荷電粒子が衝撃波との 1 回の衝突で  $\Delta E = \alpha E$  のエネルギーを獲得するとすると、 $n$  回の衝突後の粒子のエネルギー  $E_n$  は以下のようにになる。

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

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、フェルミ加速では幂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。

ankle を超えるエネルギーでは、宇宙線粒子のラーモア半径が銀河系の厚みより大きくなるため、宇宙線は銀河系内に閉じ込められず、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

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  $10^{14}\text{eV}$  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すことで、直接観測される。しかしエネルギーが  $10^{14}\text{eV}$  以上の宇宙線は、その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。この過程がくり返されることによって、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。

空気シャワー中の高エネルギーガンマ線は、電子対生成により電子と陽電子を作る。これらの電子、陽電子は制動放射によってガンマ線を放射する。エネルギー  $E$  の電子による制動放射の断面積  $\sigma_{brems.}$  は、次の Bethe-Heitler の式で表される。

$$\sigma_{brems.}(E, v) dv = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} \frac{dv}{v} \left[ \left( 1 + (1-v)^2 - \frac{2}{3}(1-v) \right) \ln \left( 184Z^{-\frac{1}{3}} \right) + \frac{1}{9}(1-v) \right] \quad (2.6)$$

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。制動放射による単位厚さ当たりのエネルギー損失  $(dE/dX)_{brems.}$  は以下のように表せる。

$$\left( \frac{dE}{dX} \right)_{brems.} \simeq -\frac{E}{X_0} \quad (2.7)$$

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

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} \frac{N}{A} \ln \left( 184Z^{-\frac{1}{3}} \right) \quad (2.8)$$

ここで、 $N$  はアボガドロ数、 $A$  はターゲット原子核の質量数である。 $X_0$  は大気ではおよそ  $38\text{g/cm}^2$  である。一方、電子対生成の断面積  $\sigma_{pp}$  は、

$$\sigma_{pp}(h\nu, u) du = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} du \left[ \left( u^2 + (1-v)^2 - \frac{2}{3}(1-v) \right) \ln \left( 184Z^{-\frac{1}{3}} \right) + \frac{1}{9}(1-u) \right] \quad (2.9)$$

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平均自由行程が求められ、結果として、

$$\left( \frac{dE}{dX} \right)_{pair} = -\frac{7}{9} \frac{E}{X_0} \quad (2.10)$$

となる。従って、電子対生成と制動放射の平均自由行程は同程度であることがわかる。この 2 つの過程を繰り返して、多数の電子、陽電子、ガンマ線がつくられる現象が電磁カスケードである。粒子数が増大し 1 粒子あたりのエネルギーが減少すると、大気中での電離損失が優勢となり、電子成分が大気に吸収されて粒子総数が減少する。この臨界エネルギーは空气中ではおよそ  $74\text{MeV}$  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、 $\pi$  中間子、 $K$  中間子などのハドロンの多重生成が起き、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  $\pi$  中間子となる。そのうち  $\pi^0$  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。 $\pi^\pm$  は  $\tau = 2.60 \times 10^{-8}\text{sec}$  で、

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.11)$$

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

と崩壊する。 $\mu^\pm$  は  $\tau = 2.20 \times 10^{-6}\text{sec}$  で、

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

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

と崩壊する。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。

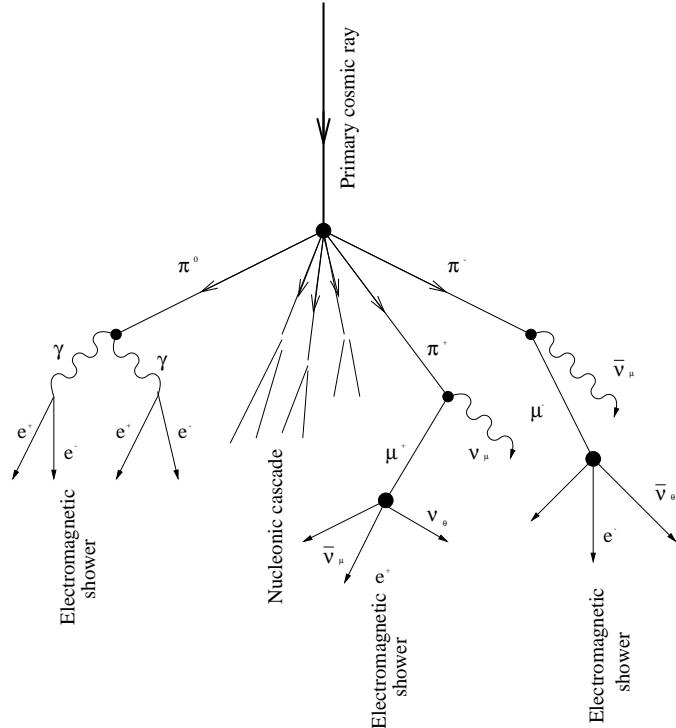


図 2.2: 空気シャワー発生の模式図

### 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  $E_c \sim 74\text{MeV}$ ) 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、電子の大気中での放射長 ( $\sim 38\text{g/cm}^2$ ) 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しばしば用いられる。

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

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

ここで、 $\epsilon$  は空気に対する電子の臨界エネルギーで  $\sim 74.0[\text{MeV}]$ 、 $X_{\max}$  はシャワー最大発達深さ [ $\text{g/cm}^2$ ]、 $X_1$  は一次宇宙線の最初の相互作用が起きた点の深さ [ $\text{g/cm}^2$ ]、 $\lambda$  は縦方向発達の減衰長で  $\sim 70\text{g/cm}^2$  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  $N_{\max} \sim E_0 \times 2 \times 10^{-9}$  ( $E_0$  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事、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。

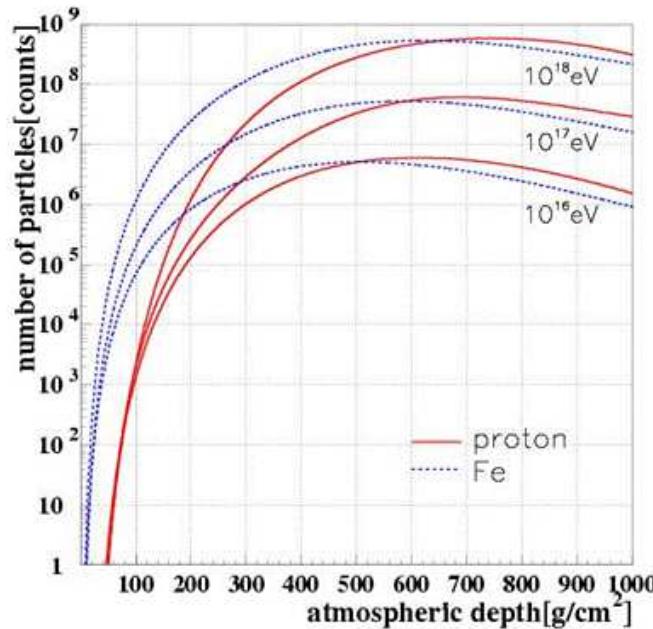


図 2.3: 空気シャワーの縦方向発達

### 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、

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

と表される。 $r$  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。

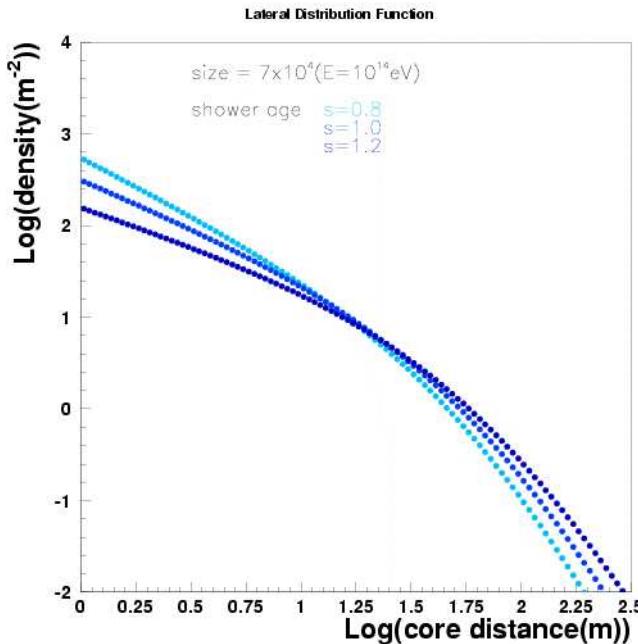


図 2.4: 空気シャワーの横方向分布

## 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。

### 2.3.1 地表粒子検出法

多数の粒子検出器を地表に配置して空気シャワー粒子を検出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。

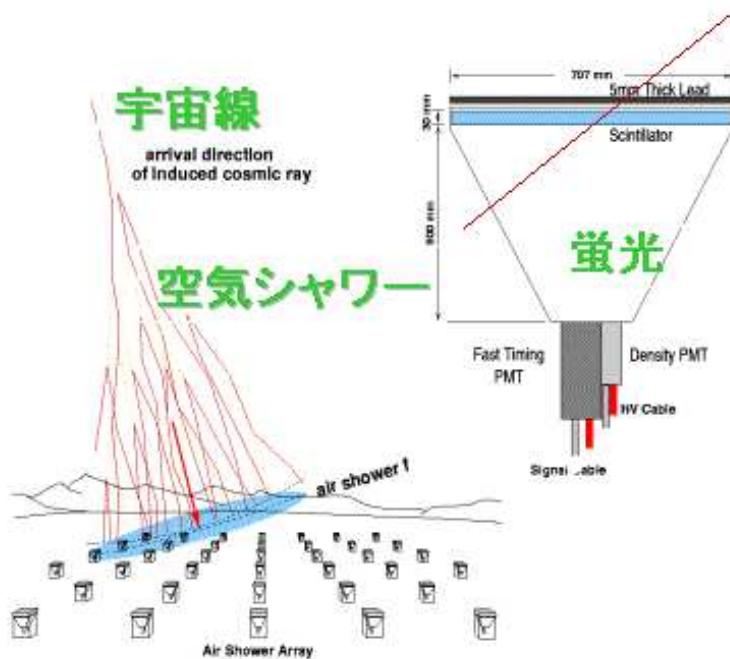


図 2.5: 空気シャワーアレイによる空気シャワー観測の概念図

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。すなわち、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。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。

### 2.3.2 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が大気中を通過するとき、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 $2 \times 10^{15}$ 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 遠方からでも空気シャワーを観測することができる。さらに大気蛍光の放射方向は等方的であるため、一次宇宙線の到来方向によらず望遠鏡の視野中を通った十分明るい空気シャワーは検出可能であるという利点がある。このような大気蛍光法は、新たな空気シャワー観測の方法として 1960 年代初めに菅、Greisen、Chudakov などによって提案された。

大気蛍光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）。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を再構成する。

- 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。この光子数には大気蛍光だけでなく、チレンコフ光も含める。
- 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から、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。

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

ここで、 $X_{\text{rad}}$  は大気中での放射長で  $38.0\text{g/cm}^2$ 、 $\epsilon$  は大気に対する臨界エネルギーで  $\sim 74\text{ MeV}$  である。また、シャワーの縦方向発達の様子（特に  $X_{\text{max}}$ ）から、一次粒子の粒子種の判別も可能である。

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るなど、メリットが多い。しかし、この方法でエネルギーを決定するには、蛍光発光効率、大気中による紫外線光の散乱・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数多くの効率を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には容易ではない。

次節では、大気蛍光の発光過程と大気中での光の散乱・吸収について詳しく述べる。

### 2.3.3 大気の発光過程と散乱・吸収

#### 大気蛍光

高エネルギーの荷電粒子が気体中を通過すると、気体分子は発光する。原因となる外部の場がなくなった後、光の強度が比較的早く ( $10^{-3}\text{s}$  以下) 減衰するものを蛍光といい、そうでないものを

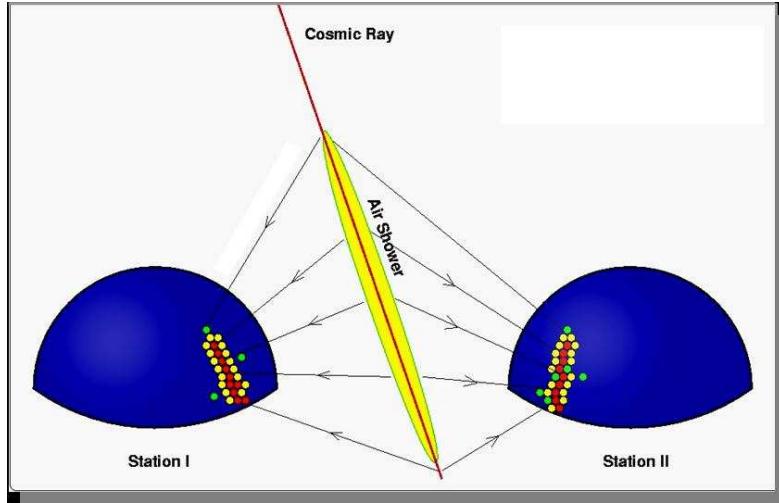


図 2.6: 大気蛍光法による空気シャワーのステレオ観測の概念図

リン光と呼ぶ。蛍光は、荷電粒子や X 線などが物質中を通過する際に物質中の原子・分子を励起してエネルギーを失い、そのエネルギーの一部が光として放出されるものである。ここでは実際に観測を行なう波長領域 300 ~ 400nm での空気の蛍光の発光過程について述べる。

大気蛍光の発光機構は近紫外領域では主に  $N_2^+$  first negative (1N) band system ( $B^2\text{II}_u^+ \rightarrow X^2\text{II}_g^+$ ) と、 $N_2$  second positive (2P) band system ( $C^3\text{II}_u^+ \rightarrow B^3\text{II}_g^+$ ) 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 [1]。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大気蛍光の相対強度を表 2.2 に示した [2]。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波長領域 300 ~ 400nm での発光効率  $E_0$ 。

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: 大気蛍光の波長スペクトル。値は光子数の相対値である。

## チェレンコフ光

媒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  $c/n$ ( $c$  は光速度、 $n$  は媒質の屈折率) 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  $\theta$  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  $\theta$  は約  $1.4^\circ$ 、チェレンコフ光を放射する電子のエネルギーの閾値は約 21MeV である。

波長  $\lambda$  の光子数は

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

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  $20^\circ$  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：地球上層大気の分子、原子の発する光
2. 黄道光：太陽系内の微塵が太陽光を散乱した光
3. 星夜光：星や星雲の集積光

これらの光は変動する DC シグナルとして検出される。理科年表によると、夜天光の輝度は  $320S_{10}(\text{vis}) \left( 1S_{10}(\text{vis}) = 1.20 \times 10^{-9} \text{erg/cm}^2 \text{sec sr } \text{\AA} \right)$  である。

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、および大気蛍光は主に波長 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、空気シャワーからの大気蛍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、 $\alpha$  は分極率、 $\theta$  は散乱角、 $\lambda$  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である。

## 2.4 最高エネルギー宇宙線

近年の宇宙線研究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、 $10^{20}\text{eV}$  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 [3]。以後、AGASA[4]、HiRes[5]、Fly's Eye[6]、Haverah Park[7]、SUGAR[8] などの実験により観測された。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 [9]。2.7 K の CMBR ( $\sim 10^{-3}\text{eV}$ ) は、宇宙線陽子の静止系では 100MeV 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  $\pi$  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 に銀河間空間における光子分布から予想される宇宙線の減衰距離を示す。これによれば、 $10^{20}\text{eV}$  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  $10^{20}\text{eV}$  以上の宇宙線は、その起源が地球から 50Mpc 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  $10^{20}\text{eV}$  以下の宇宙線として観測されることを示している。

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。 $2 \times 10^{19}\text{eV}$  以上の宇宙線原子核は CMBR 光子との衝突による photo-disintegration によって伝播距離 1Mpcあたり 3~4 個の核子を失う。従って、観測された最高エネルギー宇宙線が陽子より重い原子核である場合は、その源は 20Mpc 以内に存在していかなければならない。

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、地球で観測されるエネルギースペクトルには、宇宙線源分布に依るもの、 $10^{20}\text{eV}$  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 である。また、このカットオフが現れるエネルギー限界は GZK 限界と呼ばれる。図 2.8 に様々な宇宙線源分布モデルから予想されるエネルギースペクトルを示した [10]。例えば、源が宇宙空間に一様に分布する場合は、 $5 \times 10^{19}\text{eV}$  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る。

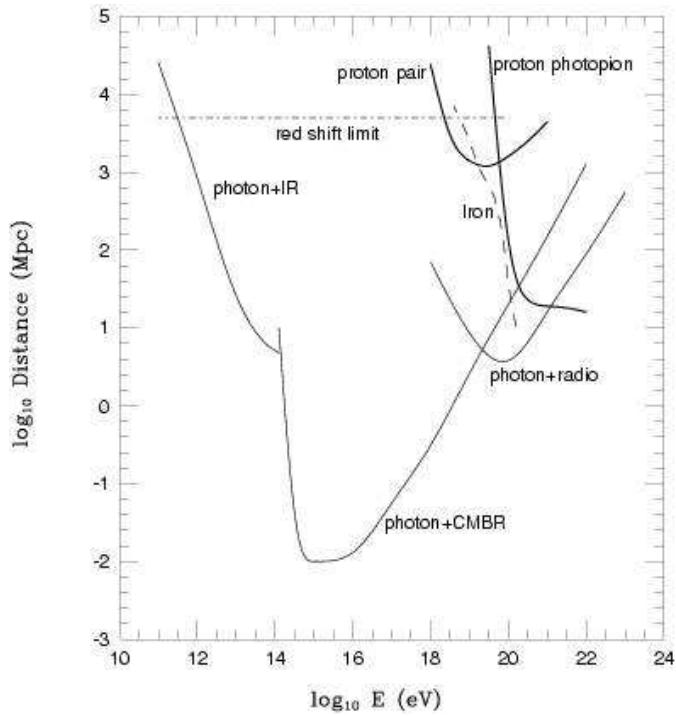


図 2.7: 最高エネルギー宇宙線の減衰距離。実線が陽子、点線が鉄原子核の減衰距離である。

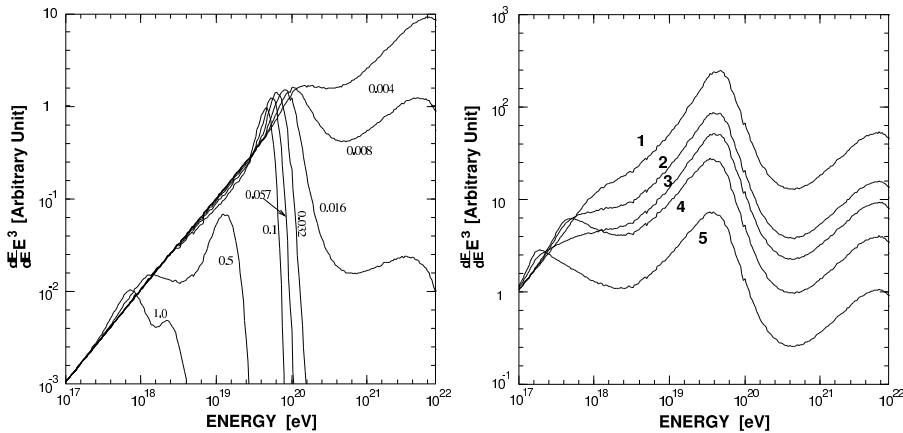


図 2.8: 宇宙線のエネルギースペクトルに予想される GZK cutoff。左は1つの源がいくつかの赤方偏移 ( $z = 0.004 \sim 1.0$ ) にあると仮定した場合。右は源が空間分布しているとしてその分布がいくつかの異なる evolution model に従うと仮定した場合。

## 2.4.2 AGASA による観測

AGASA 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、1990 年から 2004 年まで稼働した空気シャワー観測装置である。面積  $2.2\text{m}^2$  のプラスチックシンチレータ 111 台を  $100\text{km}^2$  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  $10^{20}\text{eV}$  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た。

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、予想よりはるかに多くの super-GZK 宇宙線が観測されたということである。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。AGASA の観測したエネルギースペクトルは、GZK 限界を越えてその傾きをかえることなく高エネルギーに向かって続いている、カットオフが見られない。AGASA が定常観測開始以来 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 の観測は GZK 限界の存在と  $4.0\sigma$  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、 $2.5^\circ$  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  $1.6^\circ$  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  $5\sigma$  であり、以上の結果はなんらかの最高エネルギー宇宙線点源が銀河系外に存在することを強く示唆している。

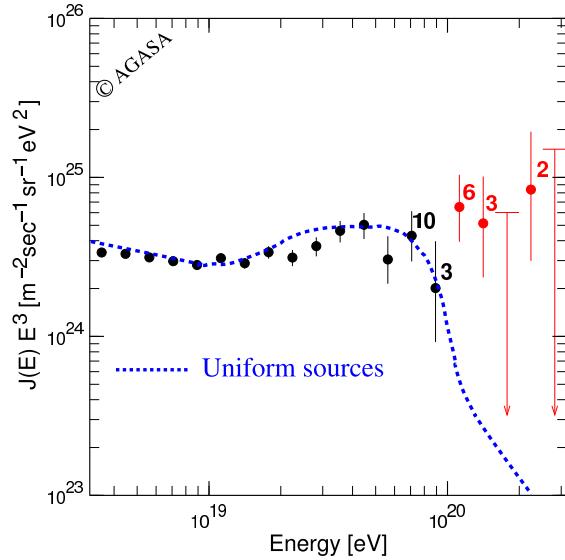


図 2.9: AGASA によって観測された一次宇宙線のエネルギースペクトル

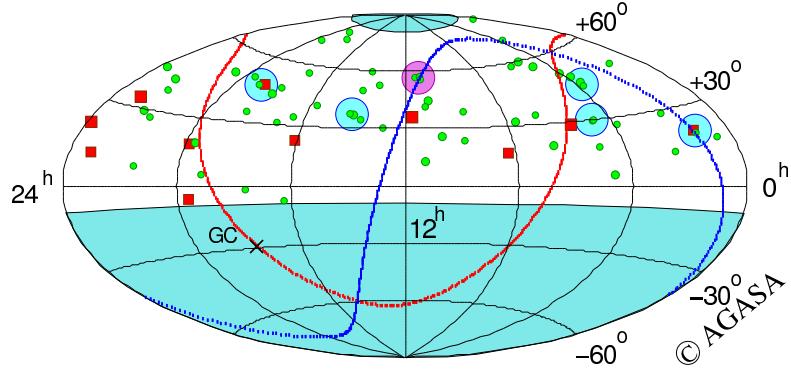


図 2.10: AGASA が観測した  $10^{19.6}\text{eV}$  以上の宇宙線の到来方向分布。水色の丸が doublet、ピンクの丸が triplet である。また赤線は銀河面、青線は超銀河面を表す。

### 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、ボトムアップモデルとトップダウンモデルという 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。

#### ボトムアップモデル

フェルミ加速あるいは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する、最高エネルギー宇宙線放射源モデルを総称してボトムアップモデルと呼ぶ。

荷電粒子がフェルミ加速される場合、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  $\gamma$  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  $10^{20}\text{eV}$  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 [11]。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となりえないことがわかる。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。

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 [12]。

- 中性子星：表面の磁場が  $10^{13}\text{G}$  を越えるような中性子星は、鉄原子核を  $10^{20}\text{eV}$  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是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  $10^9\text{cm}$  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

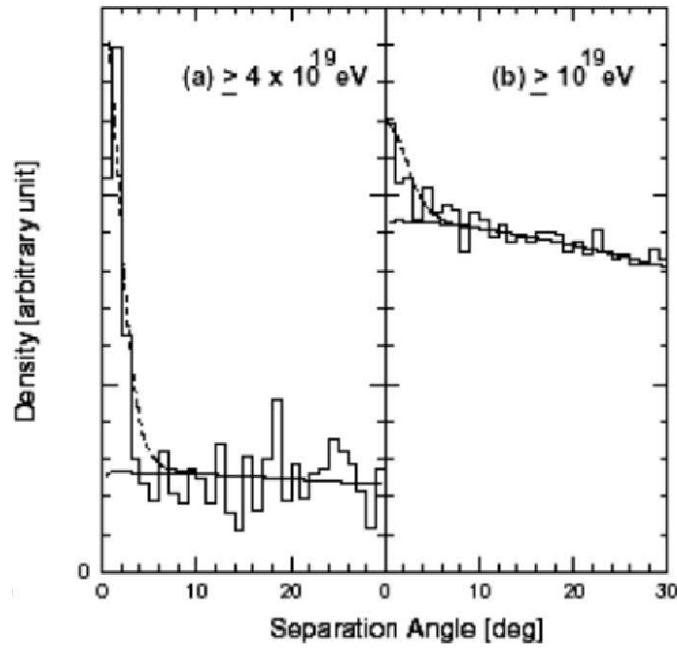


図 2.11:  $10^{19.6}\text{eV}$  以上の 59 事象のうち、任意の 2 事象が作る離角の分布。ヒストグラムは観測結果、なめらかな実線は一様な到來方向分布から期待される曲線である。

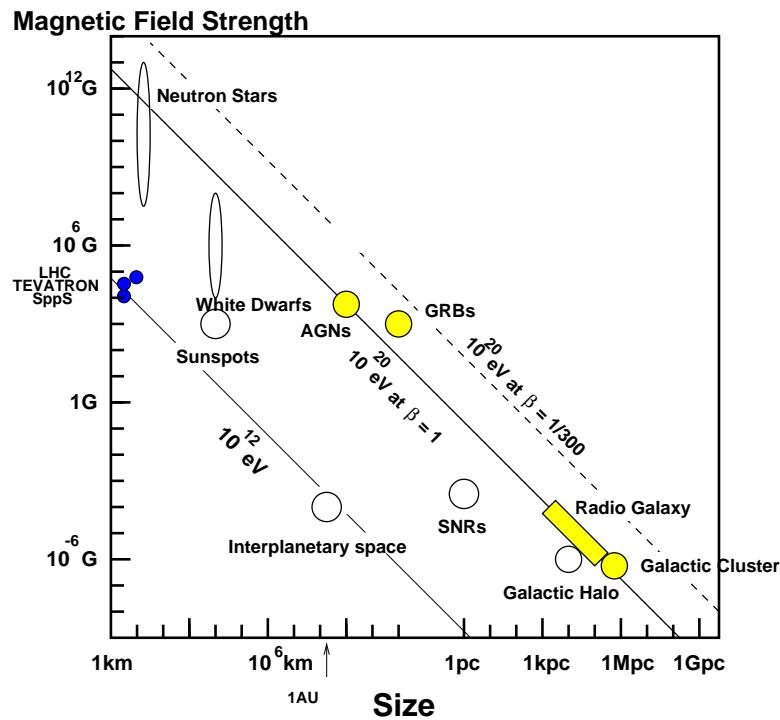


図 2.12:  $10^{20}\text{eV}$  を越える最高エネルギー宇宙線の加速源に課せられる、磁場の強さ、天体の大きさと最大加速エネルギーの関係。

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  $10^{19}\text{eV}$  までと考えられている。
- 電波ロープ : AGN の電波ロープと呼ばれる領域では、中心核から放出されるジェットと銀河間空間ガスの衝突によって強い衝撃波が生じており  $100\text{kpc}$  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 を伴う電波ロープを持つ 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  $100 \text{ Mpc}$  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一つであり、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  $10^{19}\text{eV}$  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  $50\text{Mpc}$  以内に存在しなければならない。このような GRB は 100 年に 1 回程度しか発生しないと予想されているので、観測される宇宙線の到来方向分布は GRB の母天体の方向に集中することが容易に予想できる。
- 銀河団 : 数  $\mu \text{ G}$  オーダーの磁場が  $500\text{kpc}$  程度の広がりを持って観測されており、これは最大加速の条件 (式 2.27) を満たしている。しかし、 $10^{20}\text{eV}$  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、 $10^{20} \text{ eV}$  の宇宙線は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  $20\mu\text{G}$  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、 $10^{20}\text{eV}$  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と予想されている。

## トップダウンモデル

前述のように、これまでに観測された最高エネルギー宇宙線を既知の天体现象や素粒子物理、宇宙論の標準的な枠組の中で説明することは容易ではない。このため、AGASA の発見は多くの理論家の興味を呼び起し、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现象に基づくモデルが提案されている。こうしたモデルは、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ボトムアップモデルに対して、トップダウンモデルと呼ばれる。

以下はそのいくつかの例である [12]。

- 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に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予想されている。
- Z バーストモデル：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、到來方向分布は等方的になると予想される。
- 相対論的破れ：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  $\Delta^+$  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  $\gamma$  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、トップダウンモデルが正く、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超える新たな物理への糸口である可能性がある。

#### 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る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として、AGASA の他に、HiRes (High Resolution Fly's Eye) が存在した。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っていた。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、 $10^{20}\text{eV}$  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 は全く異なる手法 (地表アレイと大気蛍光望遠鏡) 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。

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。そのため計画され、現在稼働している実験が、次章以下で述べる北半球のテレスコープアレイ実験と、南半球の Pierre Auger Observatory である。

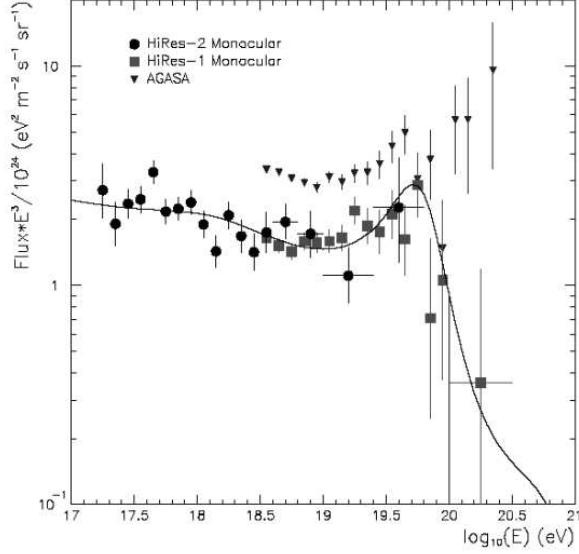


図 2.13: HiRes が発表したエネルギースペクトル

#### 2.4.5 Pierre Auger Observatory

テレスコープアレイ実験と同様の目的を持った最高エネルギー宇宙線観測実験 (Pierre Auger Observatory) が 2004 年 1 月から南米のアルゼンチンで稼働している。 $10m^2 \times 1.2m$  の円筒のプラスチックタンクに純水を入れた水チェレンコフ検出器を 1.5km 間隔で 1600 台を  $3000km^2$  の範囲に設置しており、4 隅に大気蛍光望遠鏡サイトを設置し、1 サイトには視野が  $30^\circ \times 30^\circ$  の望遠鏡を 6 台設置され、 $180^\circ$  の視野で最高エネルギー宇宙線を観測している。

今までの観測で AGASA の 3 倍のデータを使った解析が行われた。その結果、測定されたスペクトル (図 2.14) と GZK カットオフによる宇宙線流量の減少がほぼ一致すると報告した [13]。

さらに、観測された 27 個の最高エネルギー宇宙線の到来方向分布は一様ではなく、我々の銀河系内の星が集中している銀河面との相関がないので、最高エネルギー宇宙線は銀河系外で発生しており、Veron-Cetty and Veron(VCV) カタログの中の近傍の AGN 分布との相関があると指摘した (図 2.15)。カタログに載らなかった AGN からも最高エネルギー宇宙線は到来するはずであり、AGN を含む宇宙の大規模構造、宇宙の物質分布との相関が見えていると考えられると報告した [14]。

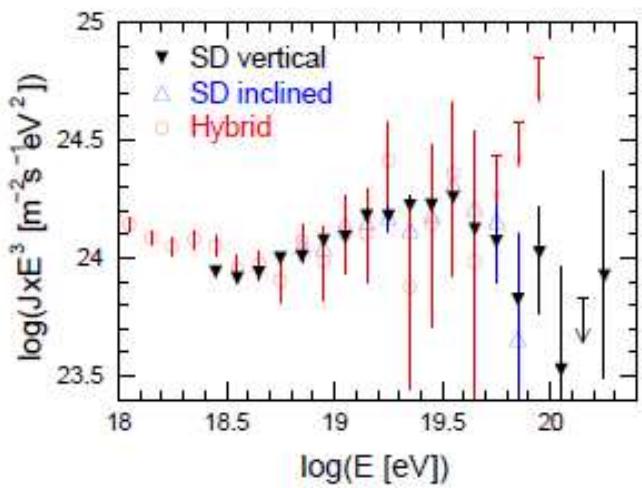


図 2.14: Auger よって観測された一次宇宙線のエネルギースペクトル

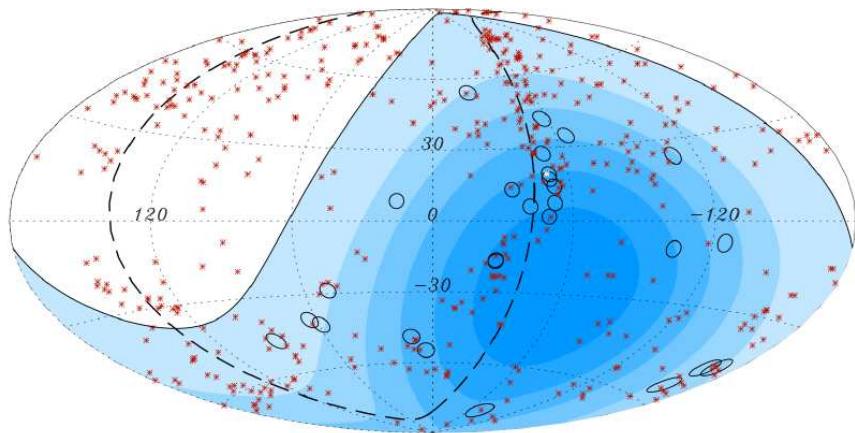


図 2.15: Auger によって検出された  $10^{19.7}\text{eV}$  以上の宇宙線の到来方向分布。黒丸は宇宙線の到来方向、赤点は地球近傍の AGN の方向を表す。青く塗られた領域の色の濃さは露光時間の長さを表している。

# 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  $1\text{km}^2$  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  $100\text{km}^2$  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 倍広げることに成功し、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) 実験である [15]。このテレスコープアレイ実験は、AGASA の約 4 倍の感度を持つ大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector, FD) と、約 7 倍の感度を持つ地表検出器 (Surface Detector, SD) アレイを設置し、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。

## 3.1 テレスコープアレイ実験の目的

テレスコープアレイ実験は、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、 $10^{20}\text{eV}$  付近のエネルギースペクトルを確定する。テレスコープアレイ実験では、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、両検出器による相互補正でエネルギースケールの系統誤差を 15% 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。テレスコープアレイ地表検出器アレイは、AGASA に対して約 7 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  $1.0^\circ$  以下の精度で決めるこを目指す。
- 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である。

## 3.2 テレスコープアレイ実験の装置概要

テレスコープアレイ実験は、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  $1400\text{m}$  (大気深さ  $860\text{g/cm}^2$ ) の西部砂漠地帯に設置された。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  $100\sim200\text{m}$  高くなった小丘の頂上や中腹に配置された。望遠鏡ステーションは約  $35\text{km}$  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  $108^\circ$  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ターが 507 台、 $1.2\text{km}$  間隔で碁盤の目状に設置された。空気シャワーアレイの検出面積は約  $700\text{km}^2$  である。装置の配置図を図 3.1 に示す。

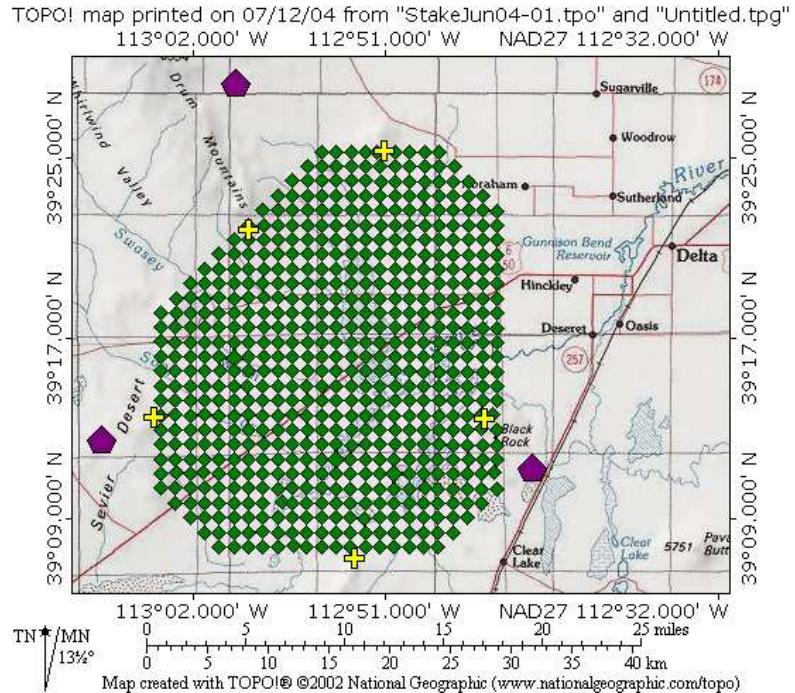


図 3.1: 大気蛍光望遠鏡と地表検出器の配置。紫色の五角形が大気蛍光望遠鏡ステーション、緑色の菱形が地表検出器の位置を表す。

### 3.3 地表粒子検出器

地表粒子検出器アレイは、面積  $3\text{m}^2$  のプラスチックシンチレータ合計 507 台からなる。ユタ州デルタ西側郊外に、 $1.2\text{km}$  間隔で配置され、およそ、 $700\text{km}^2$  の範囲をカバーしている(図 3.1)。検出器 1 台(図 3.2)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おり、およそ  $3\text{m}^2$  有効面積を持つ。それぞれのプラスチックシンチレータには直径  $1\text{mm}$ 、 $2\text{cm}$  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、上層、下層ごとに異なる PMT に集められる。現在、空気シャワーアレイはおよそ  $0.007\text{Hz}$  のトリガーレートで運転されている。図 3.5 は検出されたイベント例である。PMT からの信号波形は 12bit、 $52\text{MHz}$  サンプリングの FADC で AD 変換され、およそ 46 秒分の波形容量を持つリングバッファに記録される。各地表検出器は、中央データ収集システムとワイヤレス LAN により通信を行っている。各検出器は各自が記録している波形情報をおよそ毎秒に中央データ収集システムに送り、中央は全検出器の波形情報をもとに、空気シャワーであるかどうかの判定を行ってデータを保存すべきか否か判断する。空気シャワーイベントであると判定された場合は該当する検出器から波形情報が中央に集められ保存される(図 3.3、図 3.4)。



図 3.2: 現地に設置されたシンチレーション検出器

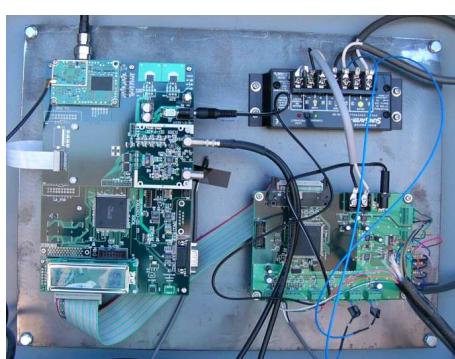


図 3.3: 地表検出器のデータ収集エレクトロニクス。



図 3.4: 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。

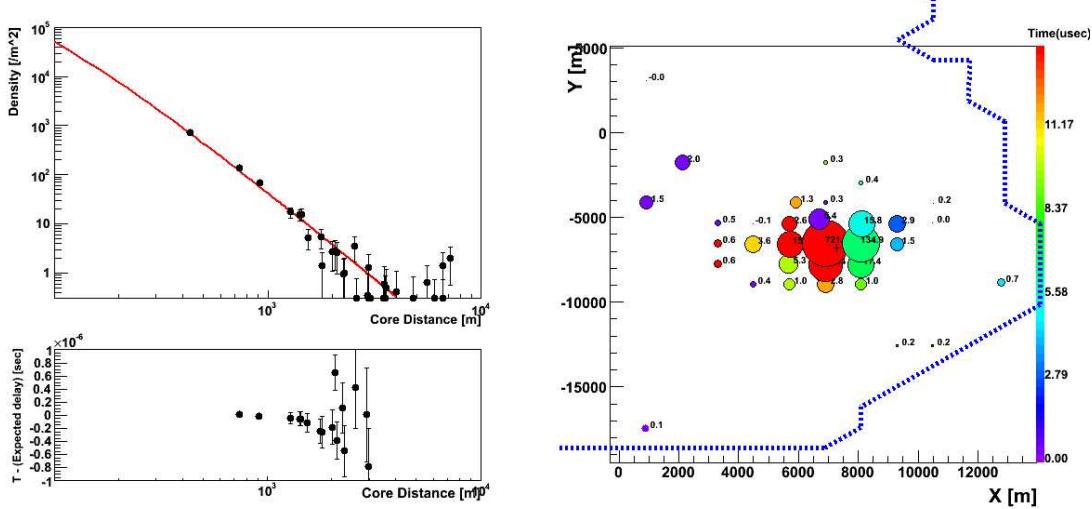


図 3.5: 実際に地表検出器アレイで検出されたイベント(例)。左上は、粒子数の横方向分布。左下は、シャワー面からの時間的ずれ。右はイベントマップ。

### 3.4 大気蛍光望遠鏡

テレスコープアレイ実験では 38 台の大気蛍光望遠鏡が設置されている。うち、14 台は HiRes-II 実験 [16] で用いられていたものをそのまま MD ステーションに移設したものである。鏡以外のカメラ、エレクトロニクスは HiRes-I で用いられた米国製のものがそのまま使われている。他の 2 つのステーションにはそれぞれ 12 台の日本製の望遠鏡が設置されており、以下ではこれらテレスコープアレイ実験専用に開発された望遠鏡について解説する。大気蛍光望遠鏡(Fluorescence Detector, FD)は、空気シャワーによる大気蛍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。BRM と LR の 2 カ所の 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 108°、仰角 3-34° の範囲を観測する(図 3.6、図 3.7)。観測を行な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、ステーションにはデータ収集系を納めたエレクトロニクスルームと居住室が設けられている。

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 3.6: 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 3.7: ステーション内に望遠鏡が設置された後、各セグメント鏡の方向を調整しているところ。

### 3.4.1 光学系

望遠鏡は、広視野を得るため、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  $18^\circ$ 、仰角が  $15.5^\circ$  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 3.8)。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  $108^\circ$  になる。

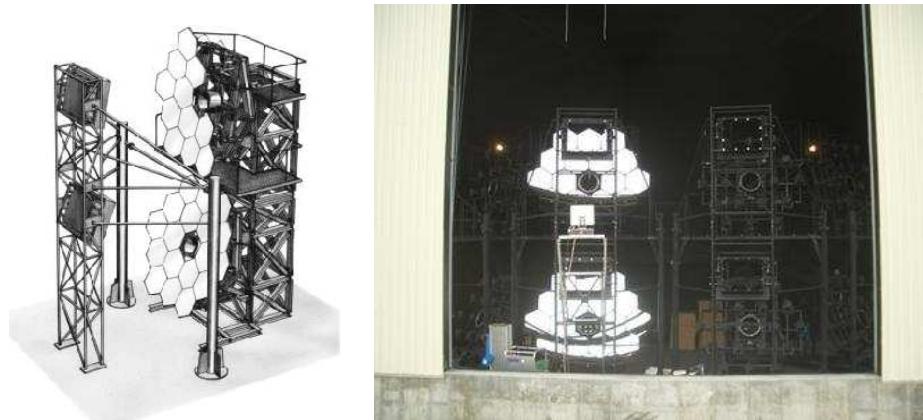


図 3.8: 左図が望遠鏡のデザイン。18 枚のセグメント鏡からなる合成球面鏡と 256 本の PMT で構成されているカメラが図のように配置され、二段に重ねられている。右図は、現地のステーション (Black Rock Mesa) 内に設置された望遠鏡の写真 (カメラは装着される前の様子)。

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鏡からなる口径 3.3m の合成球面鏡である。セグメント鏡のデザインは図 3.9 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  $\text{Al}_2\text{O}_3$  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。

セグメント鏡の取付角度は、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、合成鏡光学調整装置と PMT 較正用光源が取り付けられるようにデザインされている。通常は後者が装着されている。

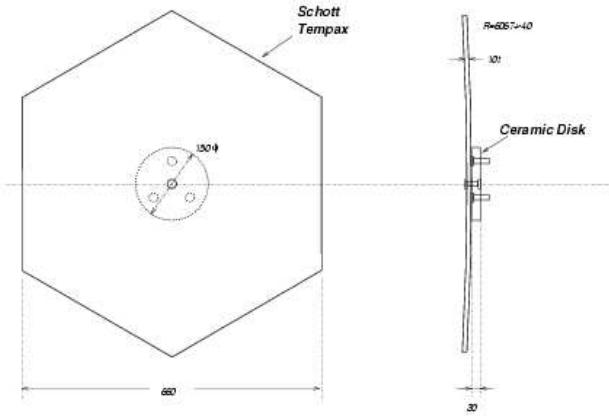


図 3.9: 大気蛍光望遠鏡の一枚のセグメント鏡のデザイン

### 3.4.2 PMT カメラ

PMT(光電子増倍管) カメラは、 $16 \times 16$  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 3.10 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ч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 3.10 右)、各 PMT にはプリアンプが取り付けられている。

#### PMT の特性

- 光電面:バイアルカリ
- 入射窓材:硼硅酸ガラス、波長 300ns 以上の光を透過
- ダイノード:ボックス+ラインフォーカス段(8 段)
- 量子効率:30%(MAX)
- ゲイン: $2.7 \times 10^5$ (typ)(印加電圧 1000 V)
- 陽極暗電流:2nA(typ)、20nA(MAX)
- 立上り時間:6ns
- 電子走行時間:52ns

シンチレーション光の波長域は主に 300nm~400nm であり(表 2.2)、バックグラウンドとなる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 が取り付けられている。BG3 フィルターは、25 枚に 1 枚の割合でサンプル的に抽出され、その分光透過率を測定され、記録されている(図 3.11)。

PMT カメラの窓材には、300nm 以上の波長域に対して透過率が 90% 以上のパラグラス-UV00((株)クラレ製)が使われている。

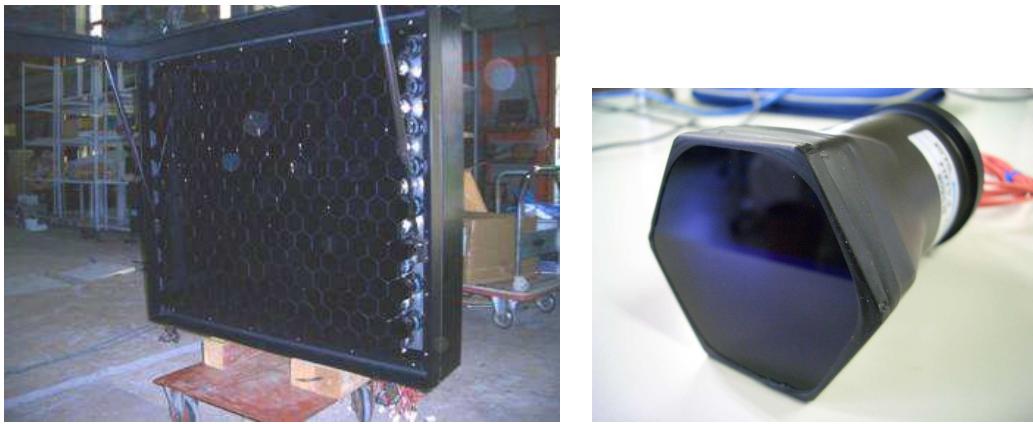


図 3.10: 左 : PMT カメラ。右 : カメラに使われている PMT(R9508)。

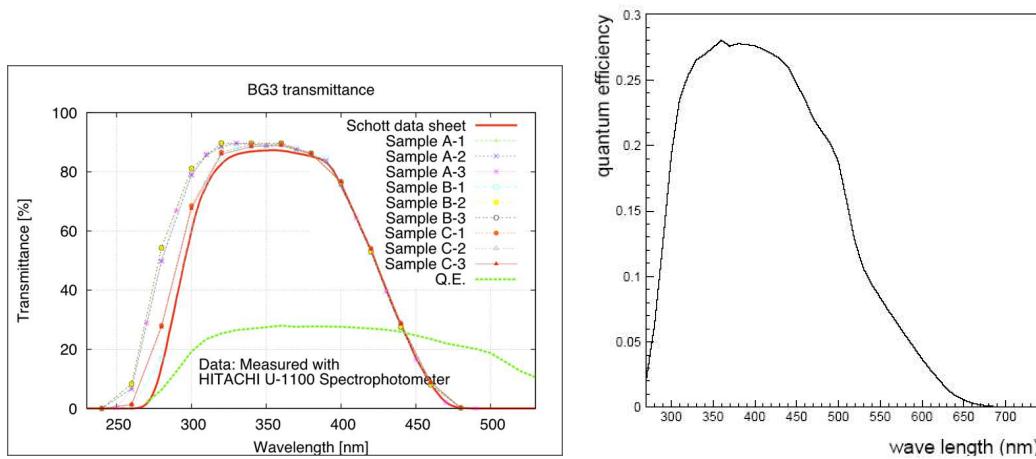


図 3.11: 左 : BG3 フィルターの透過率。右 : R9508 の光電面での量子効率。どちらも実測値である。

### 3.4.3 データ収集システム

図 3.12 は、データ収集システムの概念図である。

望遠鏡ごとに各 PMT の出力を AD 変換し、さらに波形認識を行う SDF(Signal Digitiler/Finder)、カメラ撮像面上での空気シャワートラック認識を行う TF(Track Finder)、各 PMT のための高電圧電源などからなり、これらはデータ収集 PC(VMEPC) と合わせて 1 ラックに収められている（図 3.13）。これらとは別に、ステーション全体のシステムクロックを供給し、GPS 時計を備え、かつ最終的なデータ収集トリガーを生成し、全望遠鏡エレクトロニクスに分配する。CTD(Central Trigger Distributor) がある。

以下、各ブロックごとの役割をまとめると。

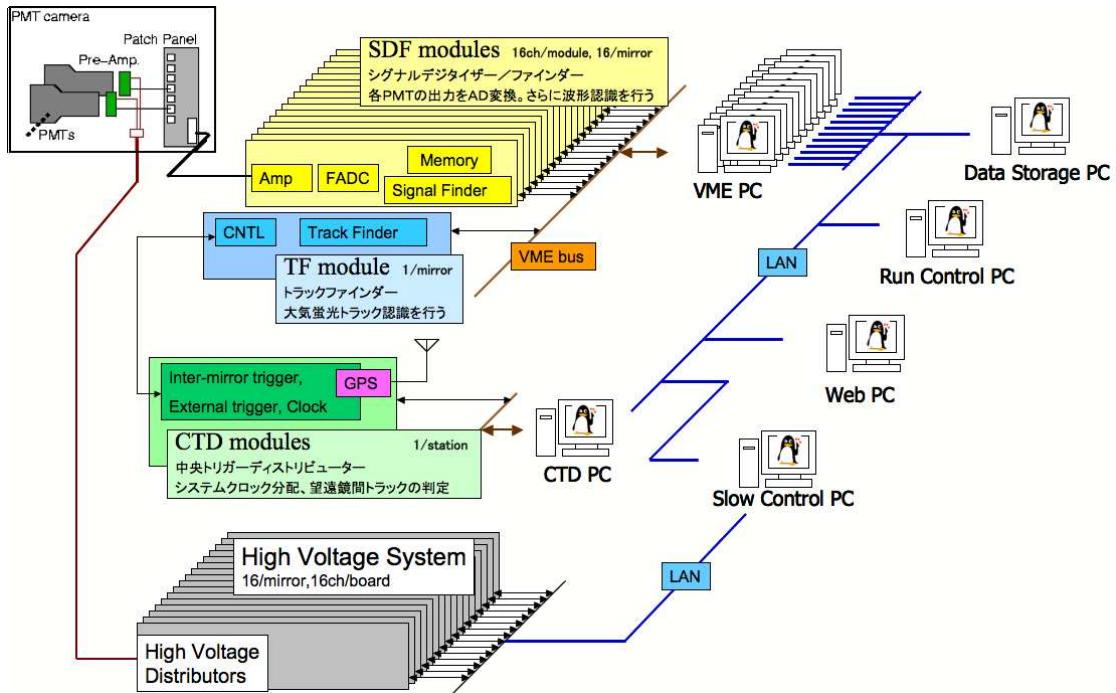


図 3.12: 大気蛍光望遠鏡 1 台分のエレクトロニクスの概念図



図 3.13: ステーションエレクトロニクス室内に設置されたデータ収集系と電源系。縦長のラック 1 台分が 1 カメラ分に相当する。最も上の VME クレートに SDF、TF があり、2 組目に VMEPC と プリアンプ用低電圧電源、3 段目に PMT 用高電圧電源が配置されている。

- プリアンプ (図 3.14) : PMT 出力信号を増幅する。プリアンプのダイナミックレンジは~5000p.e./10ns、最大出力電圧は 2.0V である。プリアンプでのゲインは 52 倍であり、PMT を含めたアナログ部全体でのゲインが  $4 \times 10^6$  になるよう設計されている。回路図は図 3.16 となっている。
- パッチパネル (図 3.15) : 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である。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 ±5V の電源を供給する。プリアンプ-パッチパネル間はイーサネット用のツイストペア 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。
- SDF (Signal Digitizer and Finder module、図 3.17) : 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 ( $12.8\mu\text{s}$ ) 毎に記録される。これと同時に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、図 3.18) : 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 種類に分類され、そのトリガーコードが CTD へ送られる。TF は 1 クレートに 1 枚装着される。



図 3.14: プリアンプ

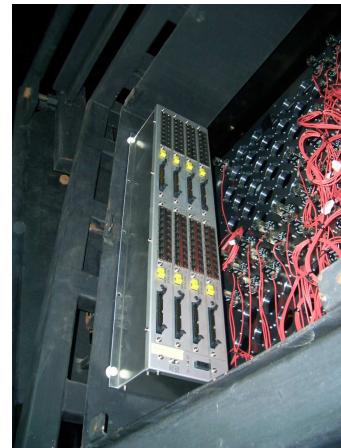


図 3.15: パッチパネル

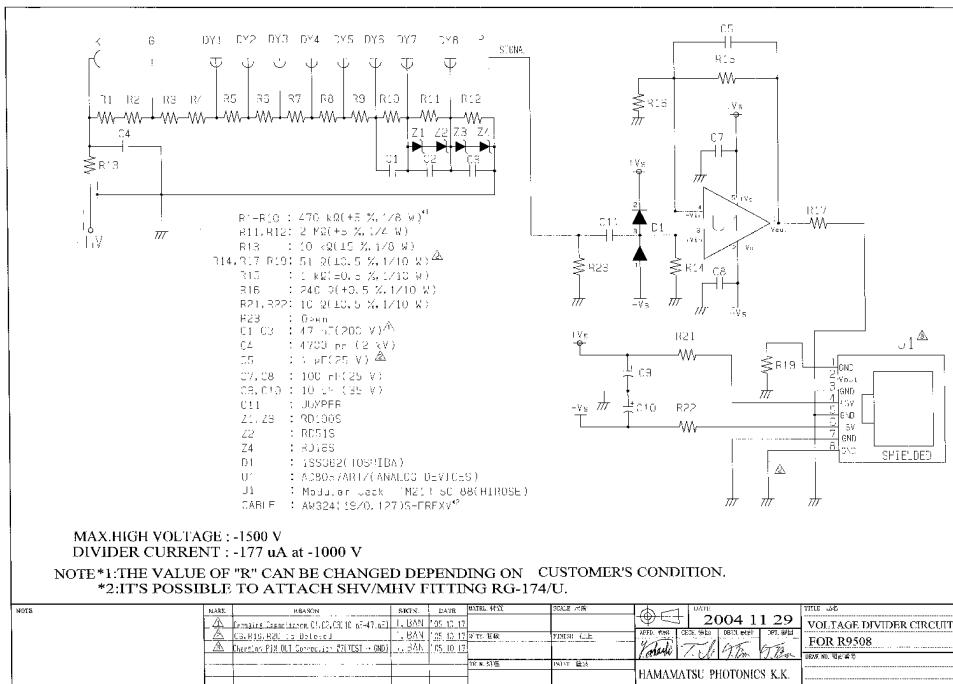


図 3.16: プリアンプの回路図

**トリガーコード-1** : 連続した 5 本の PMT でシグナルがある (complete track)

**トリガーコード-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)

**トリガーコード-3** : threshold を越えた非常に大きな信号を記録した PMT が 1 本以上ある (NC)

- CTD (Central Trigger Distributor module、図 3.19) : データ取得の最終判断を行う。1 つの大気蛍光望遠鏡ステーションに 1 枚あり、12 台の TF からセカンドレベルトリガーを集め、望遠鏡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、同一ステーション内全エレクトロニクスに対するシステムクロックの供給、初期化信号の送出などの働きも担う。

基本的なデータの流れは次のようにになる。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判断される。CTD によってイベントとして判定され、ファイナルトリガーが全モジュールに送り出されると、それを受信した SDF はバッファから光ファイバーを利用して PC に転送する。エレクトロニクスのイベント転送レートは、最大 26Hz である。しかし、実際のオペレーションは 3Hz で行われている。



図 3.17: SDF モジュール

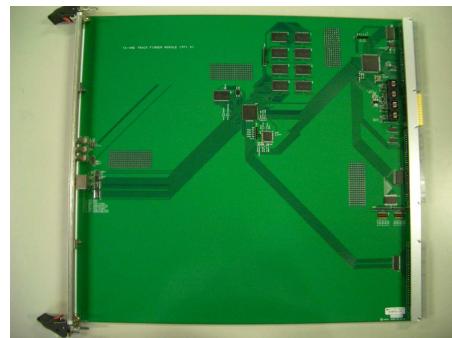


図 3.18: TF モジュール

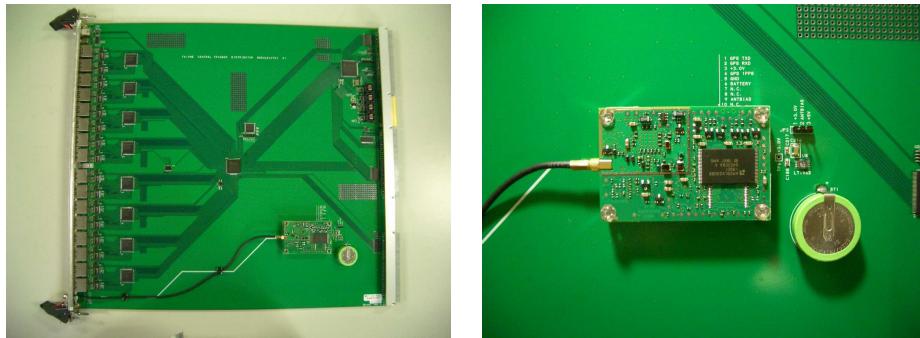


図 3.19: 左 : CTD モジュール。右 : CTD に搭載されている GPS。

### 3.4.4 キャリブレーションシステム

テレスコープアレイ実験における 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。テレスコープアレイ実験では、CRAYS(Calibration Rayleigh Scattering system) や YAP、Xe flasher、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。大気モニターのために LIDAR(Light Detection And Ranging) 及び CLF(Central Laser Facility) を使っている。

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、電子線形加速器 (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

- 基準 PMT : カメラ 1 台あたり 3 本の PMT について、その増幅率と印加電圧の関係を実験室にて測定し、これらの PMT を基準 PMT とする。これらの基準 PMT はステーションで行われるカメラ全体のゲイン調整の基準となる。基準 PMT の較正のために、CRAYS(Calibration using RAYleigh Scattering、図 3.20) と呼ばれる絶対光量光源が開発された。CRAYS は窒素が充填されたチャンバー、N<sub>2</sub> レーザー (Thermo Laser Science 製、VSL-337ND-S、波長 337nm、出力 300 μ J/pulse)、レーザー強度測定用エナジーメーターからなる。較正時、測定される PMT はレーザーの光軸と垂直の方向を向くように固定される。PMT 光電面に入

射する光量はチェンバー内のガスによるレーザー光のレイリー散乱光であり、その光量はエナジーメーターで測定されたレーザーの強度(精度±5%)、ジオメトリ、ガスの温度、圧力の情報から計算で求められる。PMTに入射する光量の算出に対する系統誤差は±8%と見積もられている。

- YAP : 基準 PMT の増幅率は観測期間中 1 時間に 1 度の頻度で常にモニターされている。このために用いられている標準光源が基準 PMT の表面に取り付けられている(図 3.21)。この光源 YAP は無機結晶シンチレーター  $\text{YAlO}_3:\text{Ce}$  と  $\alpha$  線源  $^{241}\text{Am}$ (50Bq) から成る。YAP の形状は直径 4mm、高さ 2mm の円筒形である。YAP のピーク波長 365nm で発光パルスは半値幅 20ns である。YAP は PMT 光電面に透過率 40% の ND フィルターを通して張り付けられている。光量は平均で 450p.e. でパルス光量安定度は 10%、個体差は 5% である。
- Xe flasher(図 3.22) : 基準 PMT 以外の PMT の出力レスポンスは観測現場で調整する。カメラ毎に、全 PMT を一様な光量で照射する光源を用い、基準 PMT と同じ信号が全ての PMT から出力されるように、それぞれの PMT の高電圧値を独立に調整する。PMT のゲイン較正は 1 年に数回行われている。通常は観測中に 1 時間に 1 回ゲインをモニターしておき、データ解析時にモニターデータを用いて補正する。これらの較正には Xe ランプを使用した光源を用いている。光源である Xe ランプ(浜松ホトニクス製 L4646)、駆動電源、拡散板(テフロン 4mm 厚)から成る。パルス光量は  $2 \times 10^4$ p.e./PMT、パルス半値幅は  $2\mu\text{s}$ 、光量のバラツキは 1% である。この光源は合成鏡の中心にカメラ方向を向いて取り付けられている。カメラへの入射光量はカメラ中心が最も多く、隅との差は 5% であるが、この偏りは幾何学的な配置からシミュレーションし、補正される。
- XY scanner[17](図 3.23) : PMT 光電面には QE、CE の非一様に起因する感度の二次元的不均一性がある。従って、入射光が PMT 光電面上で一様に分布していない場合にはその影響を受けるので、この補正をする必要がある。テレスコープアレイ実験では、このような光電面感度の 2 次元的不均一性と PMT 間隔による不感領域をカメラの取り付け後、それぞれのカメラに対して測定している。測定には稼働範囲 890mm × 1040mm の大型 XY ステージと紫外発光 LED を利用したスポット光源が用いられる。XY ステージはカメラのアクリル窓の外側に装着される。取り付け精度は ±1.0mm、稼働精度は ±0.05mm、位置保持精度は ±0.5mm である。LED 光源は日亜化学 NSHUV590B(波長 365nm、半値幅 10ns) と平凸レンズから成り、スポットサイズは直径 4mm である。光量 1500p.e.、パルス幅 200ns、光量のバラツキ 2% の光を発する。これらを用いて全ての PMT について 1 本あたり、180~250 点の応答を測定する。



図 3.20: CRAYS。中心の円筒がチェンバーで被検査 PMT2 本が写真下側からチェンバーに挿入されている。レーザー光は写真左側から入射し、右側のエナジーメーターにあたる。

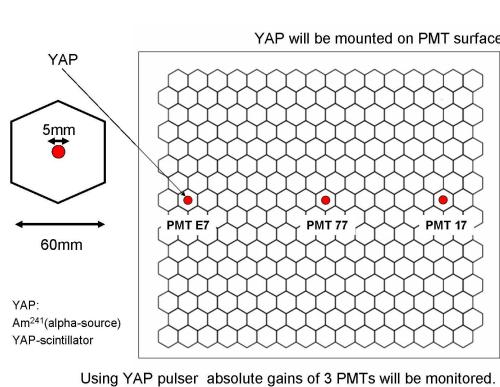


図 3.21: YAP が取り付けられた基準 PMT のカメラ内での設置位置



図 3.22: Xe flasher によるカメラゲイン較正の概念図。望遠鏡中心に取り付けられた Xe ランプが強度一様な光をカメラに照射する。

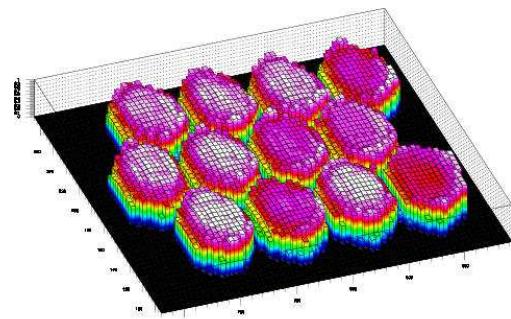


図 3.23: 左: XY scanner。右: XY scanner によって測定された PMT ゲインの 2 次元マップの例。

## 大気モニター

- LIDAR : レーザー光を大気中に射出し、その光の後方散乱強度から大気透明度を測定する装置である(図3.24)。レーザーレーダーとも呼ばれる。BRMステーションから100m離れた専用ドーム内にLIDARシステム[18]を設置し、稼働させている。Nd:YAGレーザー(出力5mJ、パルス幅5ns、頻度1Hz)でパルス光を放射し、口径30cmの反射望遠鏡で散乱光を集光し、シグナルをPMTで増幅し、デジタルオシロスコープで記録する。このLIDAR装置による観測は2005年7月に始まった。その測定データの解析からユタ砂漠の大気透明度を表す消散係数は $\alpha = 0.079 \text{ km}^{-1} \pm 10\%$ と求められている。

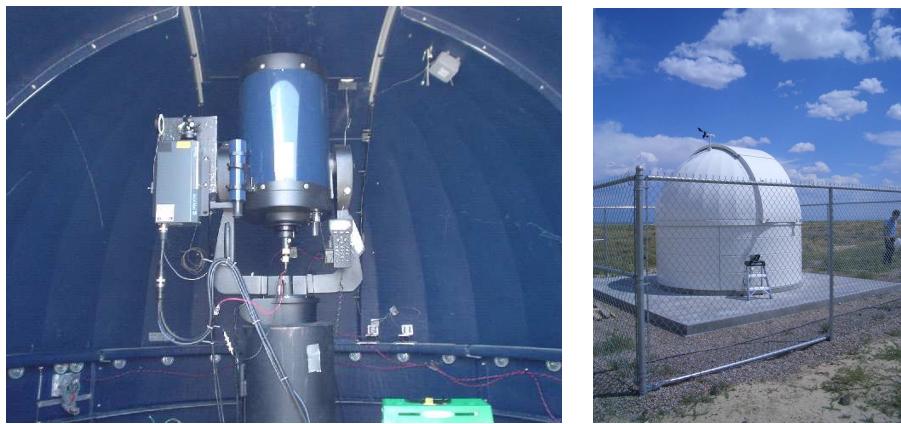


図3.24: 右:LIDARが内蔵されたドーム。左:LIDARで使用する望遠鏡。望遠鏡にはレーザーとPMTが取り付けられている。

- CLF: Central Laser Facility[19]は3つのステーションから約20kmの等距離の位置にある。内部には射出方向可変で最大出力16mJ、パルス幅5nsのNd:YAGレーザーがあり、その制御はBRMステーションから行われている。出力5mJのレーザー光の上空2kmでの側方散乱光量は1次エネルギー $10^{20}\text{eV}$ の宇宙線空気シャワーによる大気蛍光量にほぼ等しく、CLFによる垂直射出レーザー光は擬似的シャワーイベントとなる(図3.25)。

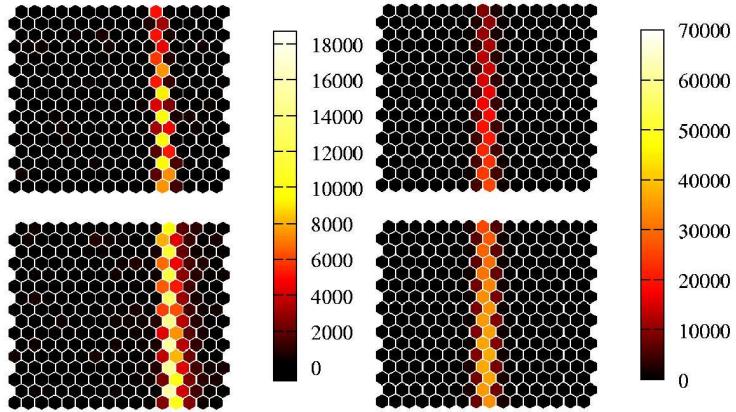


図 3.25: 左図は 10mJ のときのシミュレーション、右図は 5mJ で実際の測定結果。

### エネルギー較正

- 電子線型加速器 : TA-LINAC[20] は 20 フィートコンテナに格納された電子線型加速器で、高エネルギー電子を鉛直上方に射出する (図 3.26)。TA-LINAC は BRM ステーションの前方 100m に設置される予定である (2009 年春)。TA-LINAC の基本的なスペックは以下の通りである。
  - ビームエネルギー : 40MeV/particle
  - 出力電流 :  $10^9 e^-/\text{pulse}$
  - ビームインテンシティ : 6.4mJ/pulse
  - パルス幅 : 最大  $2 \mu \text{s}$  (Typical  $1 \mu \text{s}$ )
  - 繰り返し周波数 : 最大 1Hz

ビーム中の電子 1 個あたりのエネルギー損失率は  $0.3\text{MeV}/\text{m}$  であるから、40MeV の電子は 130m 進む。これは TA-LINAC が望遠鏡の前方 100m に設置されるとするとステーションの仰角方向視野  $33^\circ$  よりも十分に長い。また、TA-LINAC のパルス幅は、テレスコープアレイ大気蛍光望遠鏡で測定される典型的な空気シャワー蛍光パルス幅  $0.5\text{-}1 \mu \text{s}$  にほぼ等しい。また、TA-LINAC の 1 パルスあたりの全エネルギーは  $4 \times 10^{16}\text{eV}$  に相当する。望遠鏡の前方 100m での  $4 \times 10^{16}\text{eV}$  のエネルギーデポジットによる大気蛍光量は、望遠鏡の前方 10km における  $10^{20}\text{eV}$  の空気シャワーによる大気蛍光量にほぼ等しい。従って TA-LINAC のビームは擬似的な最高エネルギー宇宙線空気シャワーである。

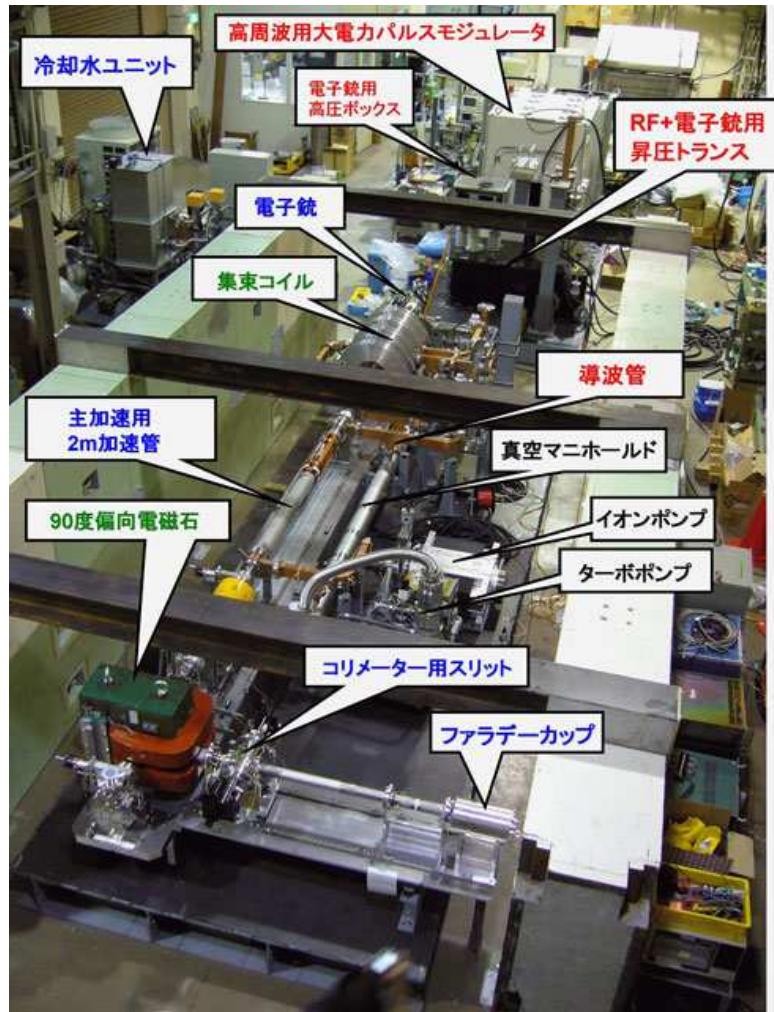


図 3.26: 高エネルギー加速器研究機構で組み立て中の TA-LINAC。

### 3.5 ハイブリッド観測

テレスコープアレイ実験では、地表検出器アレイは年間ほぼ 100%の稼働率で運転されている。一方で大気蛍光望遠鏡は夜間・月齢・天候による制約があるため、観測効率は年間 10%程度である。従って、年間の約 10%の期間は、大気蛍光望遠鏡と、地表粒子検出器アレイによる同時観測が行われていることになる(図 3.27)。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。

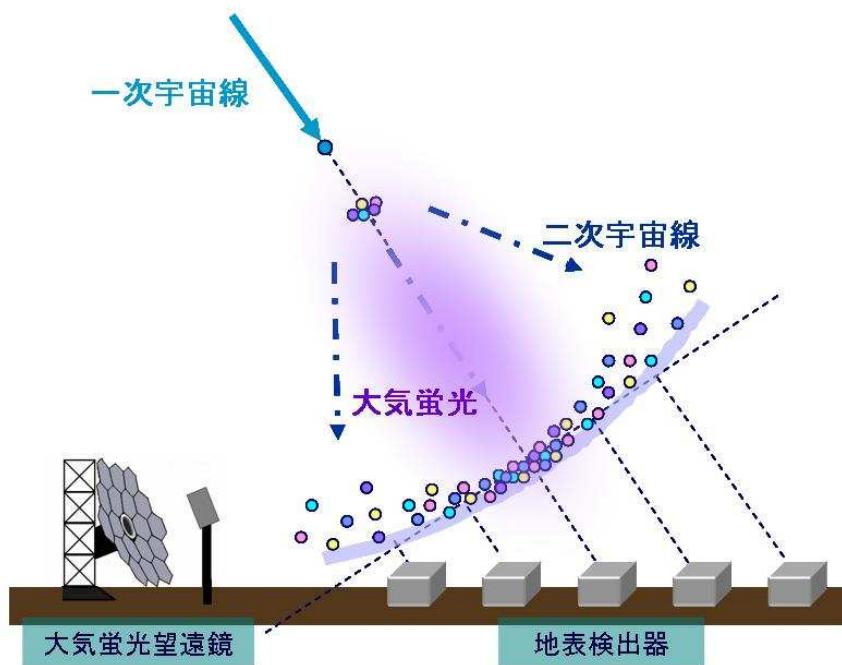


図 3.27: ハイブリッド観測の概念図

# 第4章 温度特性の測定方法

テレスコープアレイ実験の大気蛍光望遠鏡では、絶対較正された YAP の光量に対する基準 PMT の出力に基づいて撮像カメラ全体のゲインが較正されるので、系統誤差 1.5% という最小のエネルギー・スケールエラーを実現するためには、基準 PMT と YAP の光量の温度特性を正確に理解することは極めて重要である。この章では、この目的のために行われた本研究の測定システムについて説明する。

本実験の特徴は、① 単一の紫外発光 LED 光源からのパルス光を同時に全ての被検査 PMT と光量モニター用 PMT に照射すること、② パルス光量を直接モニターするモニター用 PMT と光ファイバーを通じてモニターするモニター用 PMT の 2 本を使用していること、③ パルス光を分配する光ファイバーは全て同じ製品、長さであり、互いに同じ温度になるようにシステムがデザインされており、光伝送特性が全てのファイバーで常に互いに等しいことである。これらの特徴によって、詳細は後の節で述べるが、温度特性（本実験で求めるのは温度係数 [%/deg]）を求める際に、LED 発光光量のショットごとのバラツキ・温度依存性、光ファイバーの伝送性能の温度依存性、これら全てがキャンセルされる。

## 4.1 本研究の背景

我々は通常、大気蛍光望遠鏡を外気に晒した状態で観測を行っている。図 4.1 には夏と冬の典型的な 1 日間の気温とその変化を示した。観測時間が夜間に限られるとしても、その間の温度変化は 10 °C 以上にもなる。このような状況下で用いられる YAP は、カメラ感度の較正のための標準光源である。したがって、この温度特性がわからなければ、光量の温度変化はそのまま望遠鏡の系統誤差となってしまうので、YAP の温度特性はあらかじめ理解されていなければならない。また、PMT のゲインは温度に依存し変化する [21] ので、テレスコープアレイ実験では通常 1 時間おきに Xe フラッシャー光源を用いて PMT のゲインを確認している。しかし、それでも 1 時間の間での温度変化による PMT ゲインの変動がある。これは PMT の温度特性を基に補正されなければならない。

## 4.2 測定原理

この節では測定システムを概観する。各装置の詳細については後の節で述べる。本研究で使用した測定システムの概念図は図 4.2 の通りである。

### 4.2.1 測定システム

1 回の測定で使われる PMT は 10 本で、全て YAP が光電面に取り付けられている基準 PMT である、うち 8 本は被検査 PMT、残り 2 本は LED 光量モニター用 PMT である。PMT への印加電

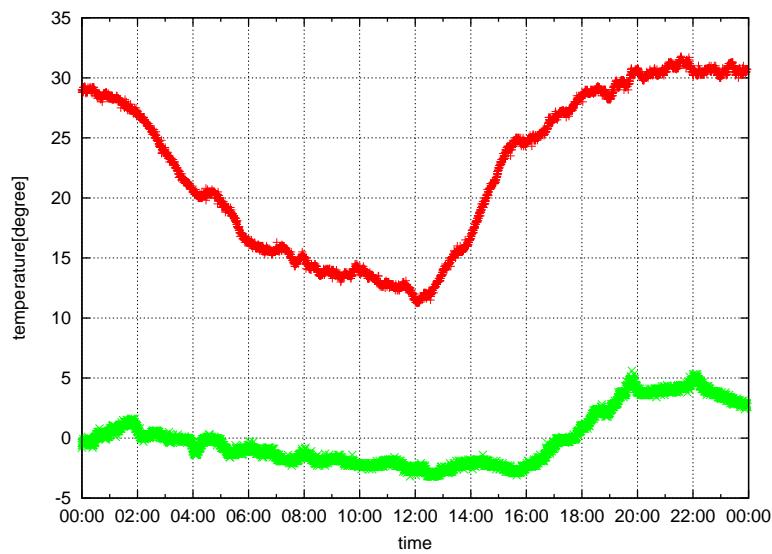


図 4.1: 典型的な夏の 1 日分の温度変化と冬の温度変化をプロットしており、大気蛍光望遠鏡は日に観測することはできないが、観測時間内で最大 10 °C の温度変化をする。

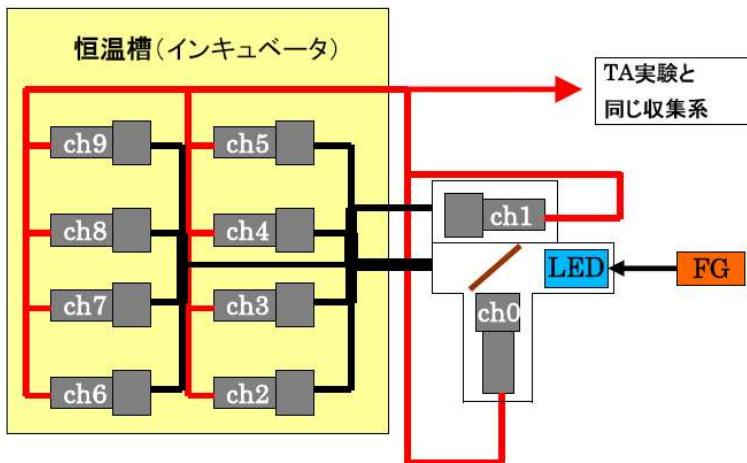


図 4.2: 本実験の概要図。LED はファンクションジェネレータから信号を受け取り発光する。ビームスプリッターにより反射された光は ch0 へ、透過した光は光ファイバーに入射し、ch1 から ch9 へ送られる。これらの PMT からの信号はテレスコープアレイ実験と同じデータ収集系で記録される。ここで使用した光ファイバーは温度特性をキャンセルするため全て同じ長さである。

圧は同じでない。ほぼ同一のゲインが得られるよう調整されている（具体的には表 4.1 参照）。

被検査 PMT8 本は恒温槽内の PMT ラックに入れられる。今回の測定では、恒温槽内の温度を  $-10^{\circ}\text{C}$ ～ $40^{\circ}\text{C}$  の範囲内で  $5^{\circ}\text{C}$  刻みで変更した。恒温槽内の温度は定常状態では  $\pm 0.05^{\circ}\text{C}$  以下の精度で一定に保たれる。恒温槽内の温度はサーミスタ温度計で常にモニターされる。

LED 光源、モニター用 PMT2 本は室温中に置かれた暗箱内に取り付けられた。室温はエアコンによって  $26^{\circ}\text{C}$  に保たれた。暗箱内温度はサーミスタ温度計で常時モニターされ、ほぼ  $\pm 0.5^{\circ}\text{C}$  の範囲内で一定であった。

LED が放射するパルス光はビームスプリッターで分岐され、一方はモニター用 PMT（以後 “ch0” と呼ぶことにする）に入射される。もう一方はファイバー束（9 本）に入射され、ファイバー束は恒温槽内に入る。これら 9 本の光ファイバーは全て同じ長さで、さらに恒温槽内にある部分の長さも同じである。これらのファイバーの内 1 本の先端は再び恒温槽外に取り出され、モニター用 PMT（以後 “ch1”）の直前に固定され、この ch1 に光を照射する。

全ての PMT の出力信号は SDF に送られ、セルフトリガーモードでデジタル化された波形が PC に転送される。すなわち、LED あるいは YAP 信号に対応する波形が SDF で認識されるたびに、全てのチャネルの波形が PC に送られる。典型的な LED 信号波形、YAP 信号波形（SDF でデジタル化されたもの）を図 4.3 に示す。

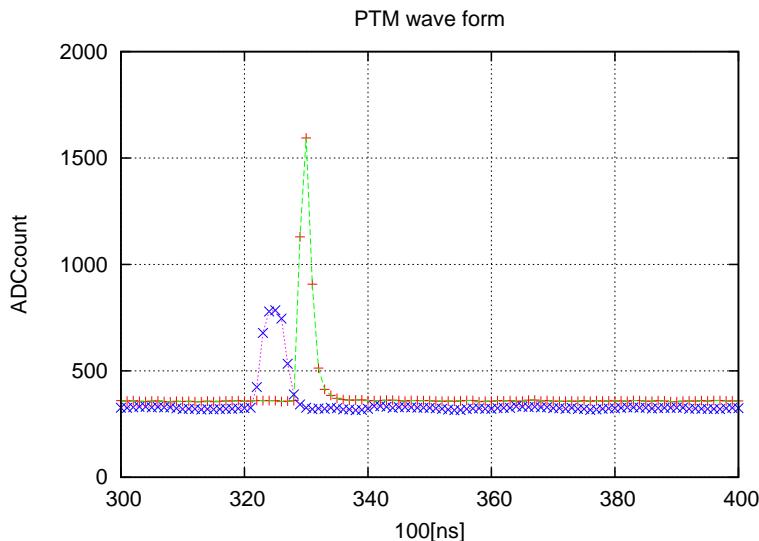


図 4.3: SDF で記録された LED 波形と YAP 波形の 1 例。紫は LED 波形で、緑が YAP 波形である。

#### 4.2.2 測定手順

恒温槽をスタート温度に設定して 6 時間動作させる。その後、設定温度を  $5^{\circ}\text{C}$  で下げ、6 時間動作させる。これを繰り返すと、24 時間で 4 つの異なる温度での測定を行うことになる。この 24 時間の測定を 1 セットとする。1 セットを終了後、スタート温度を  $5^{\circ}\text{C}$  刻みで変え、次の 1 セットを行う。これを繰り返して、 $-10^{\circ}\text{C}$  から  $40^{\circ}\text{C}$  までの範囲で恒温槽内の温度を変え、温度による信号

の大きさの変化を記録する。また、このようにすることで、 $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ から $30\text{ }^{\circ}\text{C}$ に対しては同じ温度での測定が3回行われることになる。

YAPによる波形(半値幅 $\leq 300\text{ns}$ )とLEDによる波形(半値幅 $> 300\text{ns}$ )はその半値幅で弁別され、各波形ごとにDCレベル以上の部分の積分値が計算される。これを信号強度とする。このとき、LEDの波形の場合はch1からch9の信号強度と同じトリガーでのch0の信号強度で割る。この「規格化」により、LED発光量のショット毎によるバラツキ、LED光量の温度依存性がキャンセルされる。

ch1からch9について、100トリガー毎に「規格化」されたLED信号強度、YAP信号強度それぞれの平均値を計算し、それを時刻、温度(恒温槽内、室内)とともに保存する。

これを繰り返し、データを保存し続ける。ch2からch9のPMT、YAPの温度特性を求めるために、恒温槽内の温度が安定している3時間分すなわち、同一設定温度6時間のうちの後半3時間分の信号強度荷重平均を計算し、これをもとに温度係数を計算する。このとき3時間平均の前にch2からch9のLED信号強度はch1のLED信号強度で割られる。この「規格化」によって、光ファイバーの温度特性がキャンセルされる。次節で、このデータ解析の詳細について説明する。

## 4.3 データ解析法

前説で述べた手順によるデータ解析によって温度係数が求まることを本節では数式を使って説明する。ただし、以下で1つの測定値と平均値が区別されておらず、同じ記号で表されていることに注意する必要がある。

### 4.3.1 実験における仮定

本研究では $5\text{ }^{\circ}\text{C}$ 異なる温度における信号強度の差から温度係数を求めた。このとき、温度係数すなわち傾きは温度に対して $5\text{ }^{\circ}\text{C}$ の範囲内で一定であると仮定した。

各チャンネルのゲインを $G_{ch}$ とする。LEDの発光量を $L$ 、光ファイバの透過率を $t$ 、その他各チャンネルごとのファイバ径等の温度に依存しない係数を $A_{ch}$ とすると、LEDパルス光に対する各チャンネルのPMTの信号強度 $S_{L,ch}$ は式4.1から式4.3となる。YAPの光量を $YAP_{ch}$ とすると、YAPからのPMTの応答 $S_{YAP,ch}$ は式4.4となる。ここで $T$ は恒温槽内の温度、 $\tau$ は室温を表す。また、全てのチャンネルの光ファイバーの透過率が同じであるとみなしていることに注意する。

$$S_{L,0}(\tau) = G_0(\tau)L(\tau)A_0 \quad (4.1)$$

$$S_{L,1}(\tau) = G_1(\tau)L(\tau)t(T)A_1 \quad (4.2)$$

$$S_{L,ch}(T, \tau) = G_{ch}(T)L(\tau)t(T)A_{ch} \quad (4.3)$$

$$S_{YAP,ch}(T) = G_{ch}(T)YAP_{ch}(T) \quad (4.4)$$

### 4.3.2 PMTの温度特性の導出

ch1からch9のLED信号強度をch0のLED信号強度で割ると、規格化された信号強度 $\sigma_{L,ch}(T, \tau)$ には $L(\tau)$ が含まれない。すなわち、LED発光光量の温度特性とバラツキがキャンセルされる。

$$\sigma_{L,ch}(T, \tau) = \frac{G_{ch}(T)}{G_0(\tau)} \frac{L(\tau)}{L(T)} t(T) \frac{A_{ch}}{A_0} \quad (4.5)$$

$$= \frac{G_{ch}(T)}{G_0(\tau)} t(T) \frac{A_{ch}}{A_0} \quad (4.6)$$

$$\sigma_{L,1}(T, \tau) = \frac{G_1(\tau)}{G_0(\tau)} \frac{L(\tau)}{L(T)} t(T) \frac{A_1}{A_0} \quad (4.7)$$

$$= \frac{G_1(\tau)}{G_0(\tau)} t(T) \frac{A_1}{A_0} \quad (4.8)$$

さらに、ch0 で規格化された信号強度平均  $\sigma_{L,ch}(T, \tau)$  の 3 時間分の重みつき平均を求める（以下この 3 時間平均も同じ記号で表す）。ch2 から ch9 の  $\sigma_{L,ch}$  を ch1 の平均信号強度  $\sigma_{L,1}$  で割り、ch1 で「規格化」すると、式 4.10 のようになる。

$$\Sigma_{L,ch}(T, \tau) = \frac{G_{ch}(T)}{G_0(\tau)} \frac{G_0(\tau)}{G_1(\tau)} \frac{t(T)}{t(T)} \frac{A_{ch}}{A_0} \frac{A_0}{A_1} \quad (4.9)$$

$$= \frac{G_{ch}(T)}{G_1(\tau)} \frac{A_{ch}}{A_1} \quad (4.10)$$

温度係数は 2 つの異なる温度におけるゲインの比  $G_{ch}(T_i)/G_{ch}(T_j)$  から求めることができる。今回の実験では、温度差 5 °C の範囲内では温度係数は一定であるとしているので、 $j = i - 1$  として、 $\Delta T_i = T_i - T_{i-1} = 5$  °C とすると温度係数は

$$\frac{G_{ch}(T_i) - G_{ch}(T_{i-1})}{G_{ch}(T_i)} \frac{100}{\Delta T_i} \quad (4.11)$$

である。一方、2 つの異なる温度  $T_i, T_{i-1}$  での ch1 で「規格化」された平均信号強度  $\Sigma_{L,ch}(T_i, \tau_i)$  の比は

$$\frac{\Sigma_{L,ch}(T_i, \tau_i)}{\Sigma_{L,ch}(T_{i-1}, \tau_{i-1})} = \frac{G_{ch}(T_i)}{G_{ch}(T_{i-1})} \frac{G_{ch}(T_{i-1})}{G_{ch}(T_i)} \quad (4.12)$$

となる。ここで、室温  $\tau_i$  も時間変化するため、一般には  $\tau_i \neq \tau_{i-1}$  であることに注意する。もし、室温の変化が無視できれば、 $G_1(\tau_i) = G_1(\tau_{i-1})$  となり、

$$\frac{\Sigma_{L,ch}(T_i, \tau_i)}{\Sigma_{L,ch}(T_{i-1}, \tau_{i-1})} = \frac{G_{ch}(T_i)}{G_{ch}(T_{i-1})} \quad (4.13)$$

となるから、測定量  $\Sigma_{L,ch}$  から温度係数が求められる。

### 4.3.3 インキュベータ外の気温の変動の補正

室温  $\tau$  が一定であると見ることは一般にはできない。図 4.4 から明らかなように今回の測定期間中もエアコンによる温度制御を行っても室温はおよそ ±0.5 °C の範囲内で変動していた。従って、 $G_1(\tau_i)/G_1(\tau_{i-1}) = 1$  に対して補正が必要である。この補正を求めるために、我々は温度係数測定を複数回行った。

まず、第一回目の測定結果から  $G_1(\tau_i)/G_1(\tau_{i-1}) = 1$  と仮定し、前節の方法で ch2 から ch9 の温度係数を求めた。その後、ch1 のモニター用 PMT と被検査 PMTch2 を交換した。そして再度、温度係数を測定した。2 回目の測定結果の解析時には  $G_1(\tau_i)/G_1(\tau_{i-1}) = 1$  という仮定は必要ない。ch1 の温度係数は 0 次近似でわかっているので  $G_1(\tau_i)/G_1(\tau_{i-1})$  の補正が可能だからである。このことによって、 $\tau_i = \tau_{i-1}$  という仮定をすることなく、測定量  $\Sigma_{L,ch}$  から 1 次近似の温度係数が求まる。本研究の最終的な結果はこの 1 次近似の温度係数である。

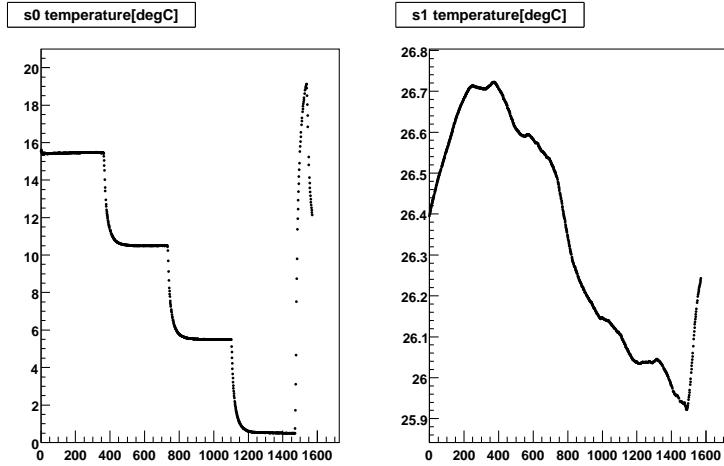


図 4.4: 1 セットつまり 24 時間での温度変化であり、左図はインキュベータ内温度、右図は室温である。横軸は時間で単位 [分]、縦軸は温度 [°C] である。

#### 4.3.4 YAP の温度特性の導出

前節までのデータ解析によって PMT ゲインの温度係数が求まるので、信号強度  $S_{YAP,ch}$ (式 4.4)から以下のように求める。

$$\frac{S_{YAP,ch}(T_i)}{S_{YAP,ch}(T_{i-1})} = \frac{G_{ch}(T_i)YAP_{ch}(T_i)}{G_{ch}(T_{i-1})YAP_{ch}(T_{i-1})} \quad (4.14)$$

これに対し、式 4.13 から  $G_{ch}(T_i)/G_{ch}(T_{i-1})$  が既に知られているので、これに代入することで  $YAP_{ch}(T_i)/YAP_{ch}(T_{i-1})$  が求まる。

### 4.4 測定装置の詳細

この節では、本実験で使用した装置の詳細について説明をする。

#### 4.4.1 YAP 付基準 PMT

テレスコープアレイ実験の大気蛍光望遠鏡で使用されている PMT には、ブリーダー回路内にプリアンプが実装済みであるため、今回の測定では PMT のみならずプリアンプを含めたゲインの温度特性が測定されていることに注意する必要がある。

#### LED 光量モニター PMT

本実験では、2 本の PMT をモニタ用に用い LED 発光光量のショット毎のバラツキ、光量の温度依存性、さらに、光ファイバーの透過率の温度特性もキャンセルするため 2 本の PMT をモニタ用に用いる。

図 4.5 はその写真で、暗箱に 2 本の PMT が収められている。PMT の間には右から LED、ビームスプリッター、ファイバーバンドルが見える。ファンクションジェネレータから出た波形をレモケーブルで、LED へ送る。ビームスプリッターで分岐された光は写真下の PMT(ch0) にあたる。また、ビームスプリッターを透過した光は 9 本の光ファイバーを束ねたファイバー束の端にあたる。これら 9 本の光ファイバーは全て恒温槽に入るが、内 1 本は恒温槽から取り出され、写真上の PMT(ch1) の前面に端が固定される。全てのファイバーの長さは等しくかつ恒温槽内にある長さも等しい。ch0 と同じ暗箱の区画内にサーミスターが固定されていて、温度が常時測定されている。

### 被検査用 PMT

残る 8 本のファイバーの端は被検査 PMT の前面に固定される。図 4.6 はそのための PMT ラックで右側にファイバーが固定された側面があり、反対の面に PMT が固定されている。

ch	ID	HV								
0	FA1566	900								
1	FA3918	900	FA4097	900	FA4002	900	FA4002	900	FA4002	900
2	FA4097	900	FA3918	900	FA3918	900	FA1537	881	FA1563	900
3	FA4002	900	FA4002	900	FA4097	900	FA1561	882	FA3939	920
4	FA3995	900	FA3995	900	FA3995	900	FA4447	900	FA2234	919
5	FA4499	934	FA4499	934	FA4499	934	FA4483	881	FA3840	881
6	FA6875	900	FA6875	900	FA6875	900	FA3478	975	FA3836	881
7	FA4507	975	FA4507	975	FA4507	975	FA4117	919	FA3505	900
8	FA4004	900	FA4004	900	FA4004	900	FA4189	900	FA4131	938
9	FA4042	900	FA4042	900	FA4042	900	FA2782	900	FA4149	900

表 4.1: 測定に使用した PMT、左から 10 本毎に使用した。HV の単位は [V]。

### 4.4.2 パッチパネルと SDF

PMT の出力はパッチパネルを通して SDF に送られる(図 4.7)。信号は SDF 内部の FADC によってサンプリング時間 100ns、14bit の分解能で逐次デジタル化されている。トリガー判定は  $12.8\mu\text{s}$  ごとに行われる。SDF は  $25.6\mu\text{s}$  分の波形にペデスタルの  $4 \sigma$  以上の信号があった場合に、有意な信号が入力されたと判断し、VME バスを通して外部の PC にデータ収集させるための割り込み信号を発する。SDF から PC には有意な信号が見つかった部分を含む  $25.6\mu\text{s}$  分の波形の他、その後  $51.2\mu\text{s}$  分の波形が転送される。データ収集プログラムはその全体の中で有意な部分を積分し、信号強度を計算する。まず、波形内で最大振幅を示すピークを探し、その半値幅を求める。半値幅が 300ns 未満の場合は YAP 光による信号と、300ns 以上の場合は LED 光による信号であると判断する。ADC ペデスタルは記録始めから  $20\mu\text{s}$  分の平均値とし、波形の各 ADC 値からのペデスタル分を引く。その後ピーク前  $1\mu\text{s}$  からピーク後  $2\mu\text{s}$  までの ADC 値を足し上げてこれを信号強度とする。第 4.3 節で述べたように、この後、「規格化」される。



図 4.5: LED 光源とモニター用 PMT を収めた暗箱。箱内中央の区画にビームスプリッター (ハーフミラー) が見える。写真下が PMTch0。上が PMTch1 である。この箱は室温に置かれている。



図 4.6: 被検査 PMT が取り付けられた。PMT ラック 4 列 2 段で 8 本の PMT が取り付けられている。これはインキュベータ内に置かれる。

#### 4.4.3 恒温槽(インキュベータ)

使用した恒温槽は東京理化器機(株)製の型番 LTI-1001SD である(図 4.7)。本恒温槽の温度調節範囲は  $-10\sim60\text{ }^{\circ}\text{C}$  であるが、本実験では  $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$  から  $40\text{ }^{\circ}\text{C}$  の間を  $5\text{ }^{\circ}\text{C}$  刻みで設定した。定常状態での温度安定性は  $\pm 0.05\text{ }^{\circ}\text{C}$  以下であった。



図 4.7: 写真右側は実験に使われた恒温槽の概観。左側の VME クレートに SDF ボードが挿入されている。

#### 4.4.4 紫外発光 LED、ファンクションジェネレータ

本実験の光源として使われた紫外発光 LED は日亜化学工業(株)製の NSHU550B で出力光のピーク波長は  $365\text{nm}$ 、スペクトル幅は  $10\text{nm}$  である。この LED を発光させるための電流信号源として IWATSU SG-4105(以降 FG1 と呼ぶ)と IWATSU SG-4211(以降 FG2 と呼ぶ)の 2 台である。FG1 は発光周期を決めるためのパルス信号源で出力は矩形波  $5\text{V}$  を  $50\text{Hz}$  でトリガー信号として FG2 に送出する。FG2 は LED 用パルス電源で矩形波  $1.65\text{V}$ 、OFFSET $825\text{mV}$ 、DUTY $90\%$  の信号を LED へ供給する。結局、パルス幅  $500\text{ns}$ 、パルス高  $1.65\text{V}$  を頻度  $50\text{Hz}$  の FG2 の出力信号で LED が発光する。

#### 4.4.5 サーミスタ、デジタルマルチメータ

使用したサーミスタは日機装サーモ(株)製の NK-YSI44006 である。測定中、恒温槽内温度および室温はサーミスタ温度計で常時モニターされた。抵抗値  $R[\Omega]$  は以下の関係式で温度  $T[{}^{\circ}\text{C}]$  に変換される。

$$T = \frac{1}{a + b \log(R) + c \log(R)^3} \quad (4.15)$$

ここで、定数 a,b,c は

$$a = 0.00428908$$

$$b = 0.00062809$$

$$c = -701.671632$$

である。

# 第5章 測定結果

装置の製作、データ収集系の設定、各種プログラムの製作等を経て、温度特性は2008年12月から開始された。24時間での4つの異なる設定温度での信号強度測定を1セットとすると、 $-10^{\circ}\text{C}$  ~  $40^{\circ}\text{C}$  の間の測定に8セット、約1週間かかる。日本にある基準PMTは26本で、再現性の確認、印加電圧依存性の確認などを行う予定であるため、測定は完了していないが、いくつかのPMTについての測定結果についてを述べる。現時点までに求めたPMT、YAPの温度係数は「付録」にまとめた。

典型的な1セットでの測定結果を図5.1、図5.2、図5.3に示す。図5.1は恒温槽内温度と室温である。室温はほぼ一定で、温度変化は $\pm 0.5^{\circ}\text{C}$ 程度である。一方、恒温槽内の温度は6時間ごとの設定温度変更に従って変化している。設定温度変更後6時間のうち、後半3時間では温度はほぼ一定( $\pm 0.05^{\circ}\text{C}$ )である。

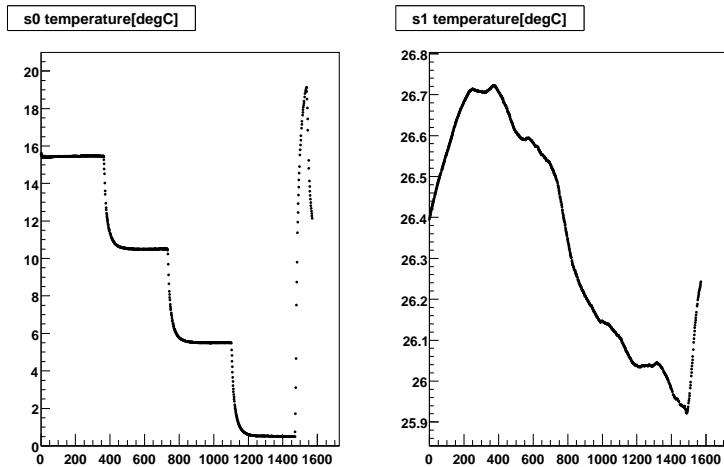


図5.1: 1セットつまり24時間の間の温度変化。左図は恒温槽内の温度、右図は室温である。横軸は時間で単位[分]、縦軸は温度[°C]である。

この期間にch1からch9で測定されたLED信号強度 $\sigma_{L,ch}$ (ch0で「規格化」済み)が図5.2である。同じ測定期間でのYAP信号強度 $S_{\text{YAP},ch}$ が図5.3である。ch2からch9については、LED信号強度、YAP信号強度とともに恒温槽内の温度変化と逆相関の変化をしている。これはPMTゲインの温度係数が負であることを示している。一方、室温に置かれたch1のLED信号強度は恒温槽内の温度変化と正の相関があるように見える。これは光ファイバーの透過率 $t(T)$ の温度係数が正であるためである。

図5.3のch8のYAP信号強度変化が明らかにおかしい。 $10^{\circ}\text{C}$ から $5^{\circ}\text{C}$ の間で温度係数の符号が逆転している。この原因は明らかではないが、YAPとPMT表面の接触部に問題があると思われ

る。これまでの CRAYS の測定でも基準 PMT の中にこのように YAP 光量が突然変動するものがあることがわかつっていた。

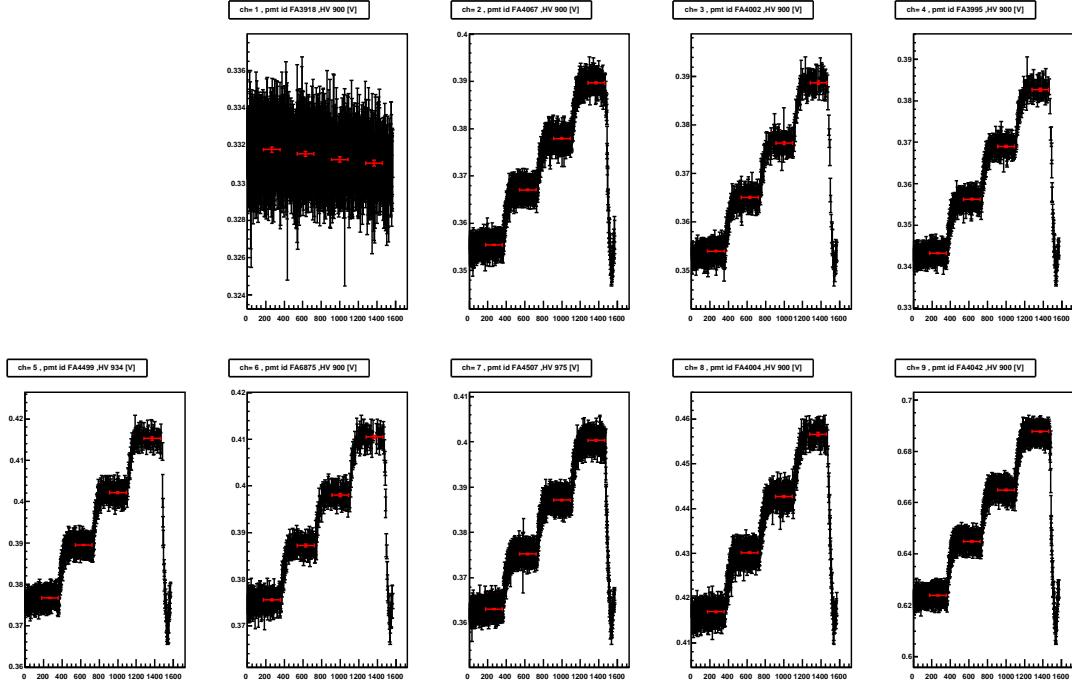


図 5.2: 24 時間の間の LED、信号強度の変化 (ch1-ch9)。黒点は 7 分の平均、赤点はその 3 時間分の重みつき平均である。この期間の温度変化は図 5.1 である。横軸は時間 [分] である。

まず、室温の変化を無視し、隣り合う 2 つの測定温度での LED 信号強度  $\sigma_{L,ch}$  を ch1 の  $\sigma_{L,1}$  で割り、 $\Sigma_{L,ch}$  を求める。 $\Sigma$  の比から温度係数を求めた。その結果が図 5.4 である。結果としてまず、ch2 から ch9 の全ての PMT で温度係数は負で、その大きさはおよそ  $-0.65\%/\text{deg}$  である。この大きさは典型的な浜松ホトニクス製のバイアルカリ光電面を持つ PMT の温度係数よりもその絶対値が大きい。このことは、ここで求めた温度係数が、PMT 単体ではなく、プリアンプの温度係数を含んでいるためであろう。PMT 単体あるいはプリアンプ単体の温度係数を測定すれば、この予想が正しいか明らかになるが、本研究の目的はテレスコープアレイ実験の光検出素子の温度係数を求めることがあるので、これ以上の踏み込んだ測定には意味がない。

PMT ごとの温度係数の違いは、同一温度で比較すると、 $\pm 0.1\%/\text{deg}$  程度で、大きな差はない。

同一 PMT、同一温度での温度係数が複数得られているが、これらのバラツキが誤差棒以上に大きい PMT がある。このことは、測定時間の間の室温の変化を無視したためであろう。すなわち、ch1 の増幅率の比  $G_1(\tau_i)/G_1(\tau_{i-1})$  を 1 とせず、この値を見積もる必要がある。そのために、今回求めた温度係数を利用する。ch2 の温度係数は  $\alpha = (0.00502 \pm 0.0166)T - (0.54061 \pm 0.3286)[\%/\text{deg}]$  と求まった。そして、ch1 と ch2 を入れ換え、再度  $-10^\circ\text{C} \sim 40^\circ\text{C}$  の間の 8 セットの測定を行った。2 回目の測定結果の解析時には  $G_1(\tau_i)/G_1(\tau_{i-1}) = 1$  という仮定は必要ない。先に求めた ch1 の温度係数を利用して、室温  $T_{i-1}, T_i$  から、 $G_1(\tau_i)/G_1(\tau_{i-1})$  を求めることができる。その結果として求まった ch2 から ch9 の温度係数が図 5.5 にプロットされている。

この図を見ると図 5.4 と比べ、同一 PMT、同一温度での温度係数のバラツキが小さくなっている

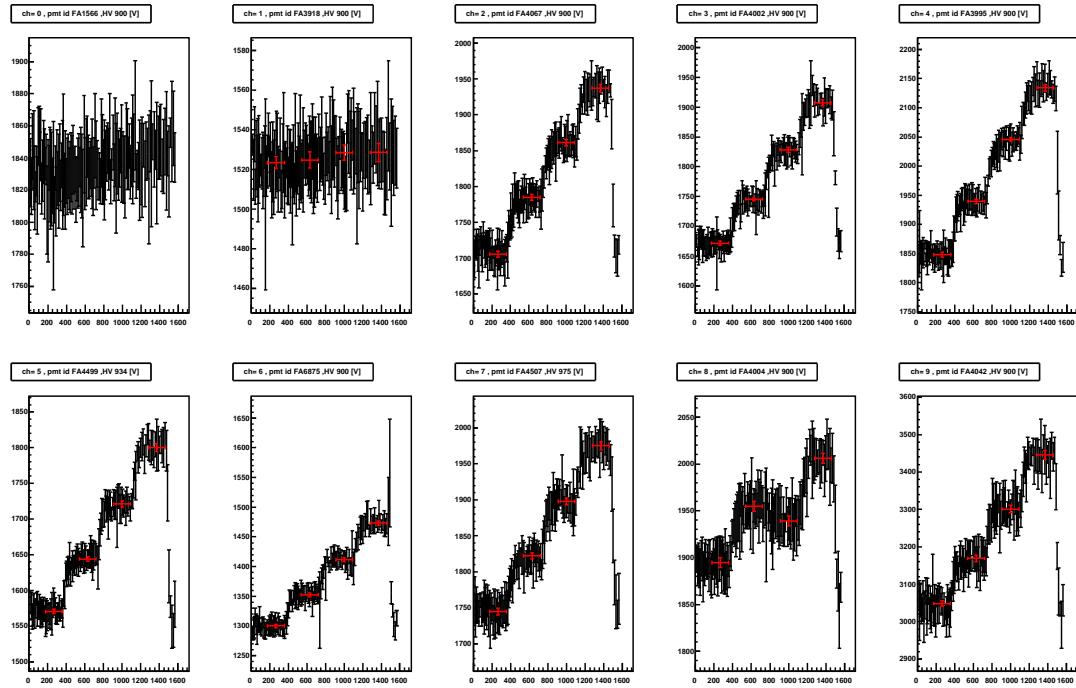


図 5.3: 24 時間の間の YAP、信号強度の変化 (ch1-ch9)。黒点は 7 分の平均、赤点はその 3 時間分の重みつき平均である。この期間の温度変化は図 5.1 である。横軸は時間 [分] である。

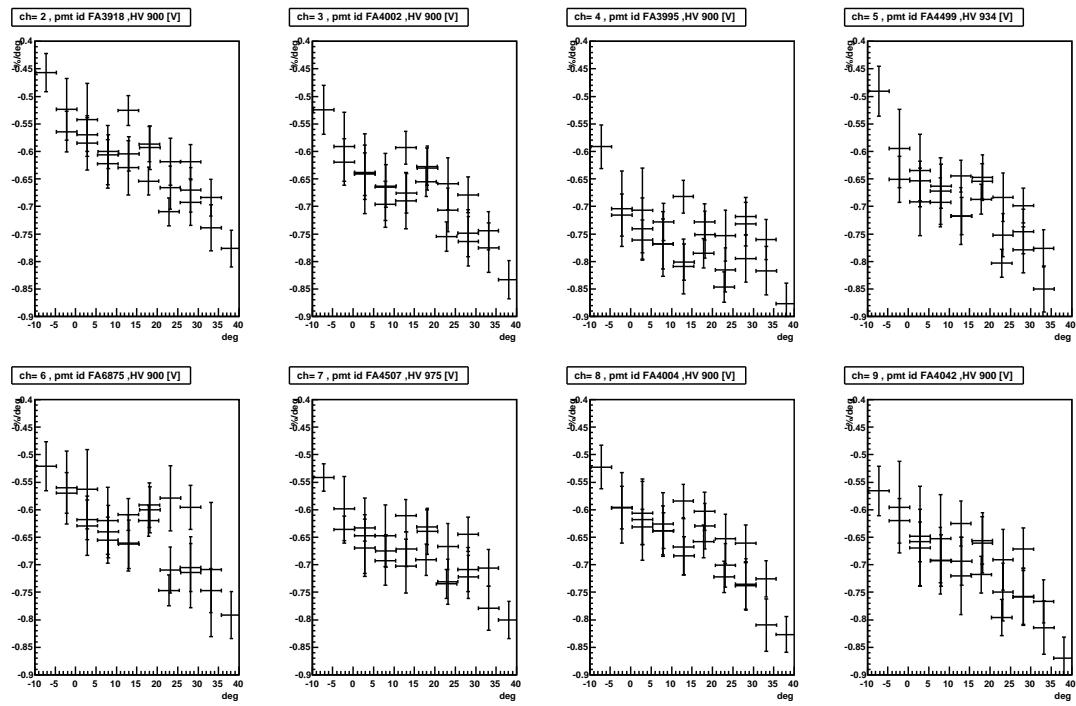


図 5.4: 室温が一定であると仮定して解析した結果得られた、 $-10^{\circ}\text{C}$ から $40^{\circ}\text{C}$ までの温度係数。

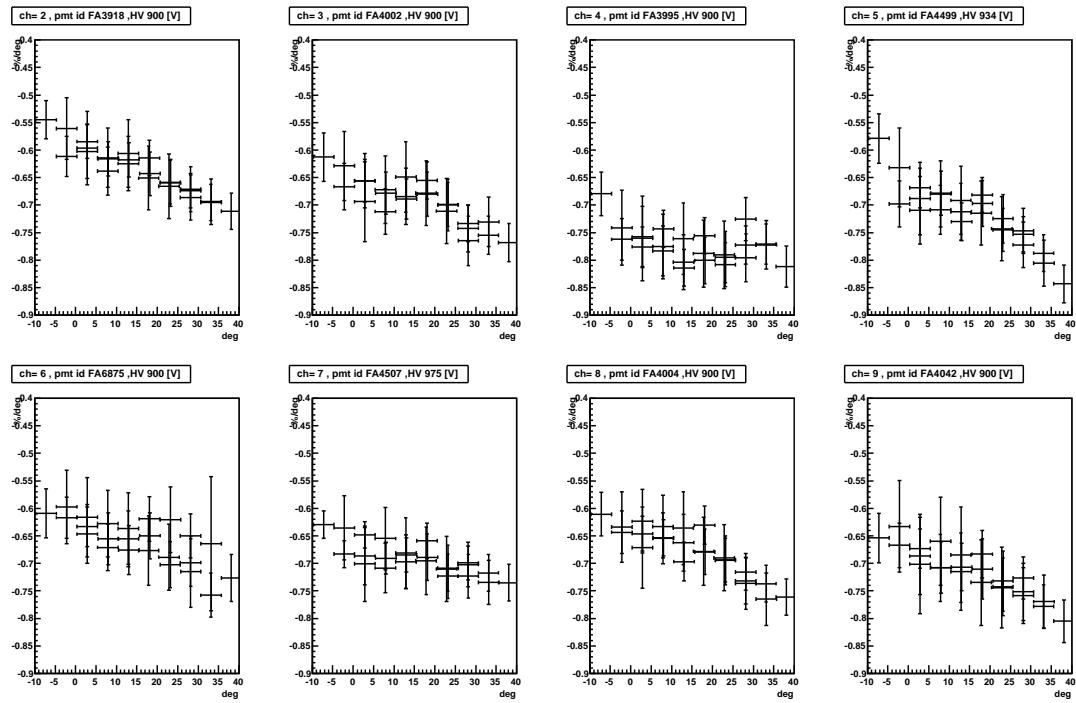


図 5.5: 室温による LED モニター用 PMT、ch1、のゲイン変動を補正した。解析の結果得られた温度係数。横軸は時間 [分] である。

る。明らかに、室温の変化を補正した効果が表れている。

温度係数の温度依存性は負であることが分かった。さらに、この傾きは PMT ごとに異なる。誤差の範囲内では温度の一次関数であるとしか言えないが、例えば、図の ch4 を見ると一次よりも高次の関数で表されるべきであろうと思われる。

PMT の温度係数が求まったので、YAP 信号強度の測定結果から、YAP 光量の温度特性を求めることができる。その結果が図 5.6 である。図 5.6 の ch8 にその例が、現れているように YAP 光量が突然変動することがあるため、温度係数の符号が正になっている点も見られるなど、バラツキの非常に大きなチャンネルが見られる。今後、まず YAP 光量の不安定性についてさらに調査する必要があるだろう。

このような不安定性があるため、全ての YAP について、温度係数の温度依存性を議論することはできない。ここでの結論は温度係数は誤差の範囲内で温度に依らず一定で、個体差があり、 $-0.1 \sim -0.3\%/\text{deg}$  である。

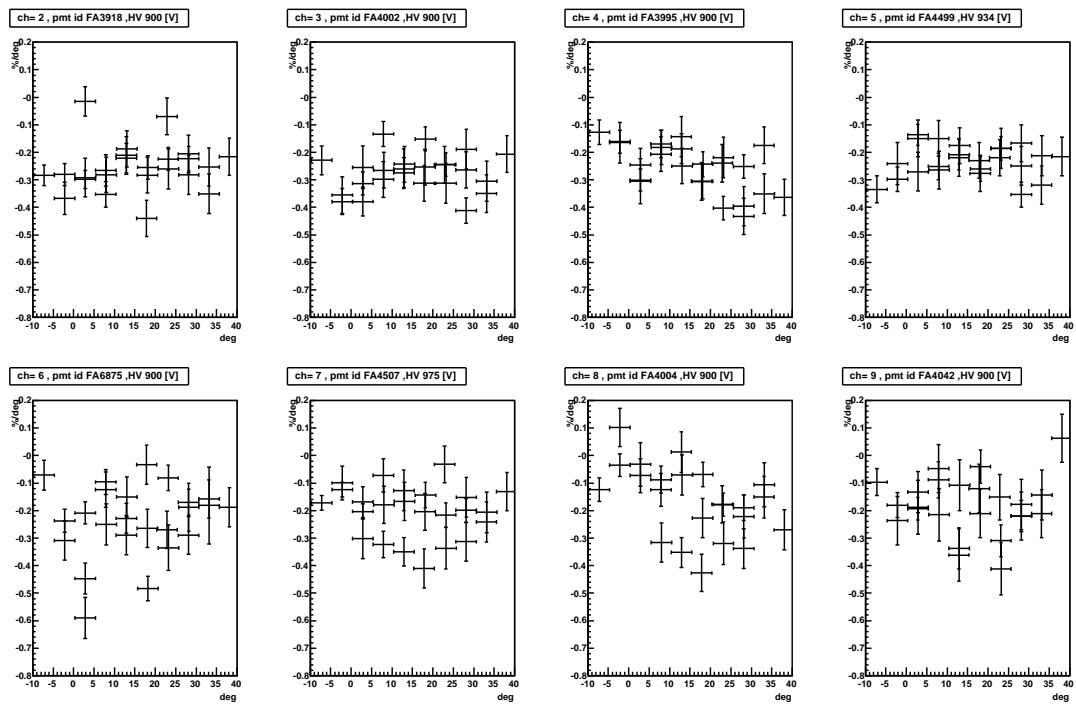


図 5.6: YAP 光量の温度係数

## 第6章 結論

最高エネルギー宇宙線を観測するためには、その流量が非常に少ないため、テレスコープアレイ実験のような広大な検出面積を有する装置で観測する必要がある。テレスコープアレイ実験は AGASA の約 4 倍の感度を持つ大気蛍光望遠鏡と、約 7 倍の感度を持つ地表検出器アレイを持つ。大気蛍光望遠鏡と地表粒子検出器アレイの観測は単独で一次宇宙線のエネルギーと到來方向を決定することができるが、双方の結果を比較して、空気シャワー現象と最高エネルギー宇宙線の統一的な理解を目指す。

テレスコープアレイ実験では、大気蛍光望遠鏡を外気に晒した状態で観測するため、標準光源である YAP の光量の温度特性、PMT の温度特性をあらかじめ知っておき補正しなければならない。そこで、本研究でこれらの温度特性を測定した。

本実験では、一つの紫外発光 LED 光源からのパルス光を同時に全ての被検査 PMT と光量モニター用 PMT に照射し、パルス光量を直接モニターするモニター用 PMT と光ファイバーを通じてモニターするモニター用 PMT の 2 本を使用している。そして、パルス光を分配する光ファイバーは全て同じ製品、長さであり、互いに同じ温度になるようにシステムがデザインされている。このようなセットアップで測定を行った。これらの特徴によって、温度特性(本実験で求めるのは温度係数 [%/deg])を求める際に、LED 発光光量のショットごとのバラツキ・温度依存性、光ファイバーの伝送性能の温度依存性、これら全てがキャンセルされる。

1回目の測定で得られた(プリアンプを含めた)PMT のゲインの温度係数について、ch2 は  $(-0.0032 \pm 0.0002)T - (0.5848 \pm 0.0045)$  [%/deg] となった。他の PMT については付録にまとめた。

今回測定した温度係数を使用せずに、温度に依存しない典型的な温度係数  $-0.5$  [%/deg] を使つたとすると、系統的なゲインのずれは  $0^\circ\text{C}$  のときに  $6\%$  程度と見積もられる。また、 $30^\circ\text{C}$  のときの温度係数を温度に依存しないものとして  $0^\circ\text{C}$  のときにも同じ値を使ってしまうと  $1.2\%$  の系統的なゲインのずれとなる。

YAP の信号も同時に測定しており、その結果を使用して求めた YAP の光量の温度係数について、ch2 は  $-0.2551 \pm 0.0864$  [%/deg] となった。他の PMT については付録にまとめた。図 5.3 にあるバラツキについて、この原因は明らかではないが、YAP と PMT 表面の接触部に問題があると思われる。

本研究の結果、YAP の温度係数は温度に依存せず、負であることが分かった。つまり、温度の増加によって光量は減少することが分かった。この結果と今までに報告されている結果 [22], [23] とを比較しよう。Baccaro らによる図 6.1 右では、本研究結果と同じく温度係数が負であるのに対して、Tsuchida らによる図 6.1 左では、 $0^\circ\text{C}$  以下で相対光量が温度に対して増加、つまり温度係数が正、 $0^\circ\text{C}$  より大きくなると光量が一定つまり温度係数が 0 に近い。

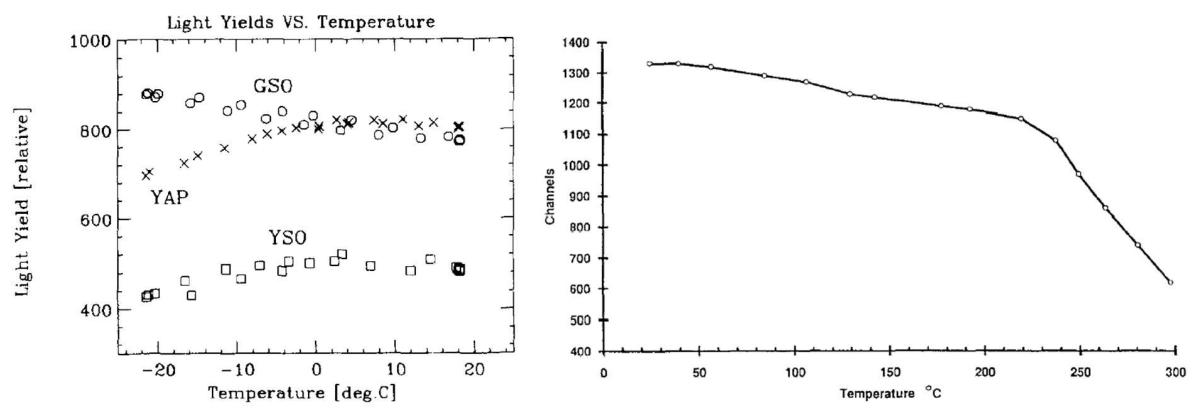


図 6.1: (左)、N.Tsuchida, et al. (右)、S.Baccaro, et al. によって測定された YAP 発光光量の温度特性

## 謝辞

本研究におけるご指導、的確な助言をいただきました荻尾彰一准教授に深く感謝致します。また、林嘉夫教授、川上三郎名誉教授には物理学の考え方をたくさんご指導して頂きました。ここに深く感謝致します。

大阪市立大学の松山利夫技官には、実験装置の製作を始め、多大なる御協力と御指導を頂きました。また、本研究のアイデア、装置のデザイン、データ収集系に関しては東京大学宇宙線研究所の池田大輔氏、得能久生博士、埼玉大学の川名進吾氏に御助力頂きました、これらの皆様の御協力、御助言なくして本研究は行えませんでした。ここに深く感謝致します。

研究に関する事をいろいろと教えて頂きました藤井俊博氏、名古屋女子大学小島浩司教授、南野真容子氏、奥田剛司氏にも感謝致します。

東京大学宇宙線研究所の福島正己教授をはじめ、全てのテレスコープアレイ実験共同研究者の皆様、そして東京大学宇宙線研究所、大阪市立大学工作技術センターの援助により、本研究を行うことができました。ここに深く感謝致します。

同研究室の臼井絵里氏、山下祐氏にもお世話になりました。ありがとうございました。

研究にあたり、御指導・御協力頂きました皆様方に感謝と御礼を申し上げます。

# 参考文献

- [1] A. N. Bunner, *Ph.D. Thesis, Cornell University* (1967)
- [2] F. Kakimoto, et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, *A372*, 527 (1996)
- [3] J. Linsley, *Phys. Rev. Lett.*, *10*, 146 (1963)
- [4] M. Takeda, et al., *Phys. Rev. Lett.*, *81*, 1163 (1998),  
M. Takeda, et al., *Astropart. Phys.*, *19*, 447 (2003)
- [5] R.U. Abbasi, et al., *Phys. Rev. Lett.*, *92*, 151101 (2004),  
T. Abu-Zayyad, et al., *Astropart. Phys.*, *23*, 157 (2005)
- [6] D. J.Bird, et al., *Astrophys. J.*, *424*, 491(1994).
- [7] M. Ave, et al., *Astropart. Phys.*, *19*, 47(2003).
- [8] L. Anchordoqui and H.Goldberg, *Phys. Lett. B*, *in press*, [hep-ph0310054].
- [9] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.*, *16*, 748 (1966)  
G.T. Zatsepin & V.A. Kuzmin, *JETP Lett.*, *4*, 78 (1966)
- [10] S. Yoshida, M. Teshima, *Prog. Theor. Phys.*, *89*, 833(1993)
- [11] A.M. Hillas, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, *22*, 425 (1984)
- [12] T. Stanev, astro-ph/0411113.
- [13] T. Yamamoto, et al., *Proc of 30th ICRC* (2007)
- [14] Pierre Auger Collaboration, *Science*, *318*, 896(2007)
- [15] H. Kawai, et al., *Nucl. Phys.*, *B175-176*, 221(2008)
- [16] J.N. Matthews, et al., *Proc of 30th ICRC* (2007)
- [17] 村野暢子, 修士論文, 東京工業大学. (2007)
- [18] M. Chikawa, et al., *Proc of 30th ICRC* (2007)
- [19] S. Udo, et al., *Proc of 30th ICRC* (2007)
- [20] T. Shibata, et al., *Nucl. Instr. and Meth.*, *A597*, 61 (1996)
- [21] 浜松ホトニクス株式会社, 「光電子増倍管」 (1993)
- [22] N. Tsuchida, et al., *Nucl. Inst. Meth.*, *A385*, 290 (1997)
- [23] S. Baccaro, et al., *Nucl. Inst. Meth.*, *A361*, 209 (1997)

# 付録

本研究による PMT ゲインの温度係数、YAP 光量の温度係数を以下にまとめた。単位は全て [%/deg] である。PMT については温度係数の温度依存性を直線でフィットした。YAP については温度依存性はないとして平均値を求めた。

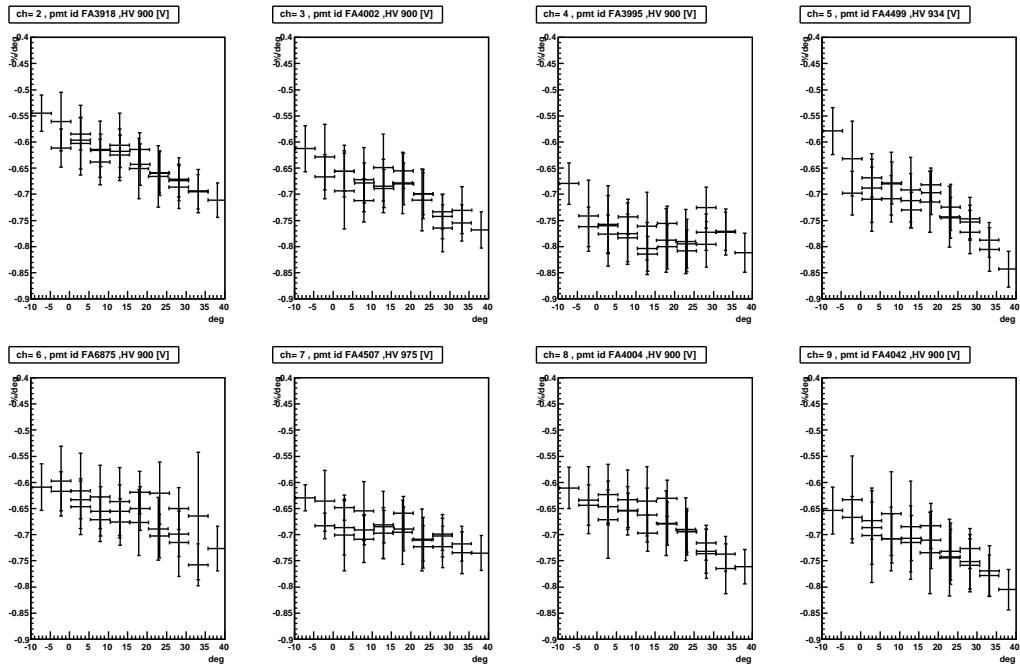


図 6.2: PMT の温度係数 (1 回目の測定)

$$FA3918 : \alpha = (-0.0032 \pm 0.0002)T - 0.5848 \pm 0.0045$$

$$FA4002 : \alpha = (-0.0028 \pm 0.0004)T - 0.6486 \pm 0.0072$$

$$FA3995 : \alpha = (-0.0012 \pm 0.0005)T - 0.7542 \pm 0.0090$$

$$FA4499 : \alpha = (-0.0039 \pm 0.0004)T - 0.6553 \pm 0.0085$$

$$FA6875 : \alpha = (-0.0024 \pm 0.0004)T - 0.6210 \pm 0.0090$$

$$FA4507 : \alpha = (-0.0017 \pm 0.0003)T - 0.6637 \pm 0.0061$$

$$FA4004 : \alpha = (-0.0032 \pm 0.0003)T - 0.6291 \pm 0.0068$$

$$FA4042 : \alpha = (-0.0031 \pm 0.0003)T - 0.6661 \pm 0.0059$$

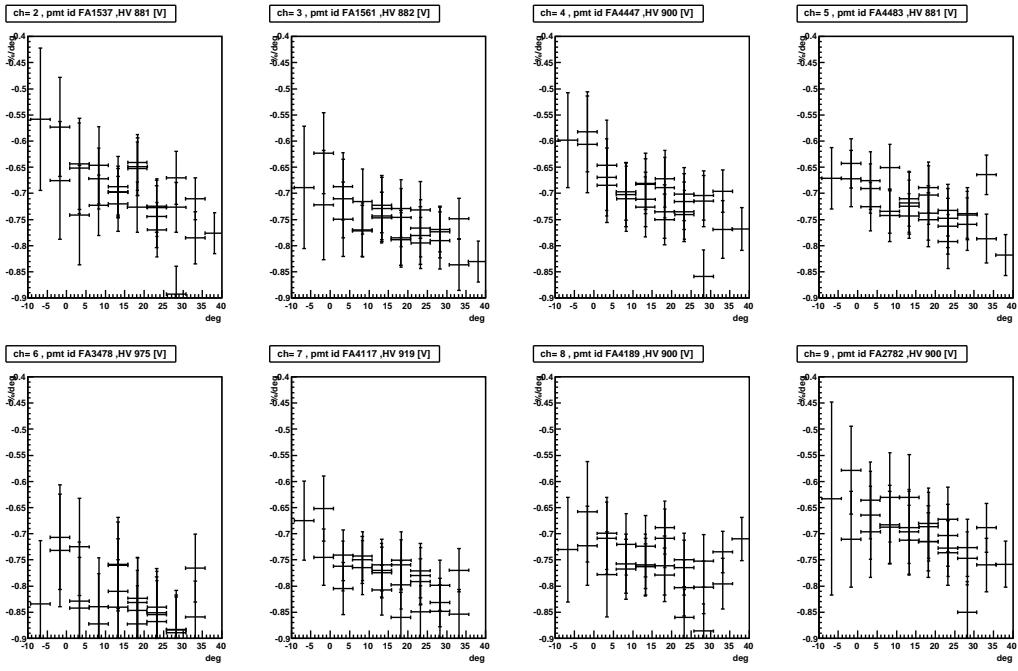


図 6.3: PMT の温度係数 (2 回目の測定)

$$FA1537 : \alpha = (-0.0038 \pm 0.0008)T - 0.6382 \pm 0.0164$$

$$FA1561 : \alpha = (-0.0029 \pm 0.0005)T - 0.7034 \pm 0.0098$$

$$FA4447 : \alpha = (-0.0036 \pm 0.0006)T - 0.6447 \pm 0.0124$$

$$FA4483 : \alpha = (-0.0025 \pm 0.0006)T - 0.6837 \pm 0.0110$$

$$FA3478 : \alpha = (-0.0025 \pm 0.0008)T - 0.7922 \pm 0.0165$$

$$FA4117 : \alpha = (-0.0035 \pm 0.0006)T - 0.7263 \pm 0.0119$$

$$FA4189 : \alpha = (-0.0018 \pm 0.0008)T - 0.7245 \pm 0.0150$$

$$FA2782 : \alpha = (-0.0030 \pm 0.0007)T - 0.6481 \pm 0.0129$$

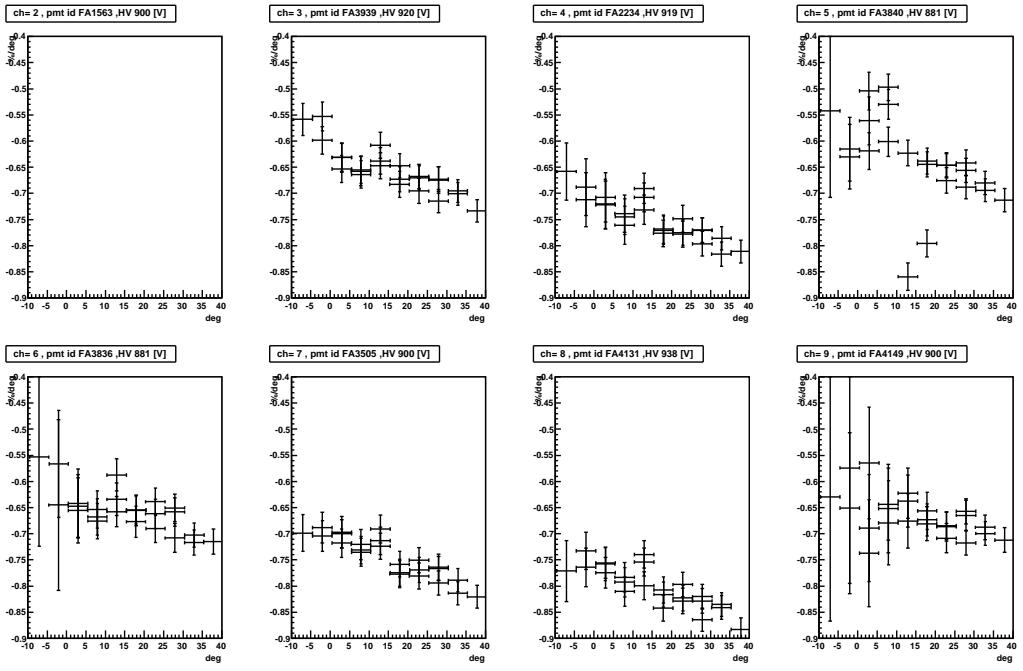


図 6.4: PMT の温度係数 (3 回目の測定)

$$FA3939 : \alpha = (-0.0030 \pm 0.0004)T - 0.6085 \pm 0.0076$$

$$FA2234 : \alpha = (-0.0029 \pm 0.0003)T - 0.7035 \pm 0.0066$$

$$FA3840 : \alpha = (-0.0033 \pm 0.0016)T - 0.6017 \pm 0.0321$$

$$FA3836 : \alpha = (-0.0024 \pm 0.0005)T - 0.6185 \pm 0.0096$$

$$FA3505 : \alpha = (-0.0029 \pm 0.0003)T - 0.7000 \pm 0.0058$$

$$FA4131 : \alpha = (-0.0026 \pm 0.0004)T - 0.7601 \pm 0.0074$$

$$FA4149 : \alpha = (-0.0018 \pm 0.0006)T - 0.6386 \pm 0.0118$$

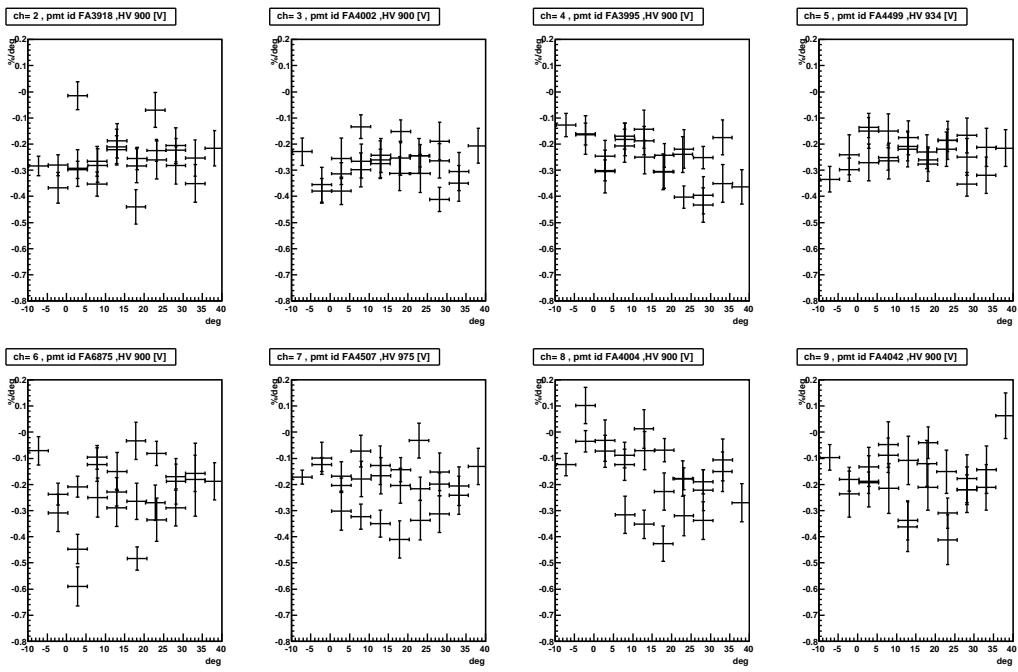


図 6.5: YAP 光量の温度係数 (1 回目の測定)

*FA3918* :  $-0.2551 \pm 0.0864$

*FA4002* :  $-0.2764 \pm 0.0683$

*FA3995* :  $-0.2554 \pm 0.0860$

*FA4499* :  $-0.2324 \pm 0.0575$

*FA6875* :  $-0.2351 \pm 0.1298$

*FA4507* :  $-0.2029 \pm 0.0924$

*FA4004* :  $-0.1448 \pm 0.1554$

*FA4042* :  $-0.1806 \pm 0.1046$

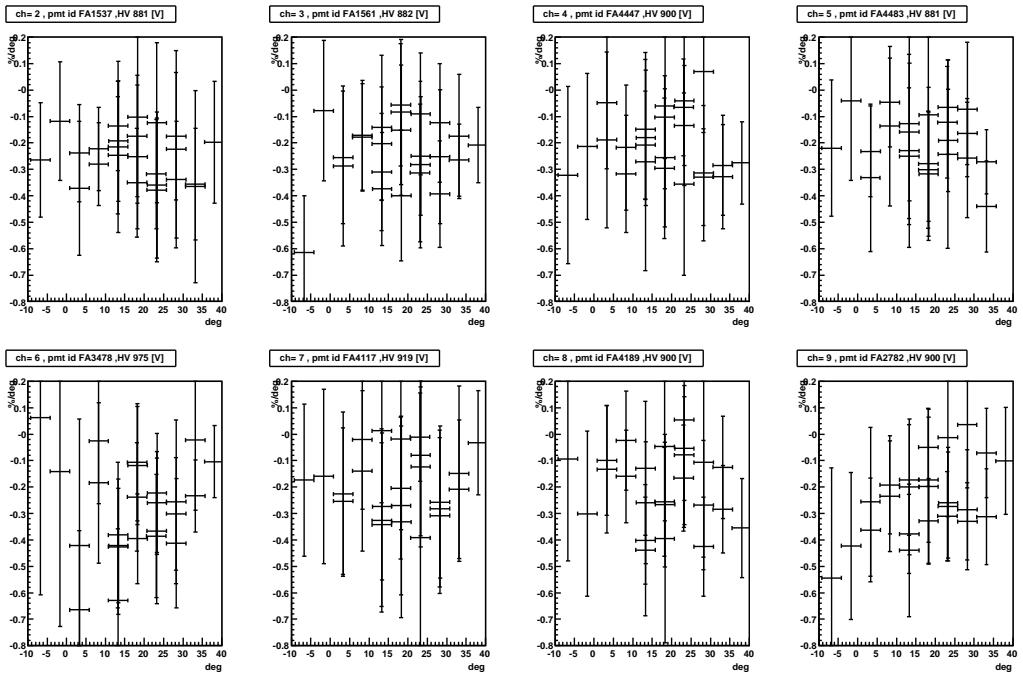


図 6.6: YAP 光量の温度係数 (2回目の測定)

*FA1537* :  $-0.2499 \pm 0.0866$

*FA1561* :  $-0.2357 \pm 0.1249$

*FA4447* :  $-0.2036 \pm 0.1128$

*FA4483* :  $-0.1460 \pm 0.2753$

*FA3478* :  $-0.2773 \pm 0.1783$

*FA4117* :  $-0.1904 \pm 0.1167$

*FA4189* :  $-0.2005 \pm 0.1365$

*FA2782* :  $-0.2446 \pm 0.1378$

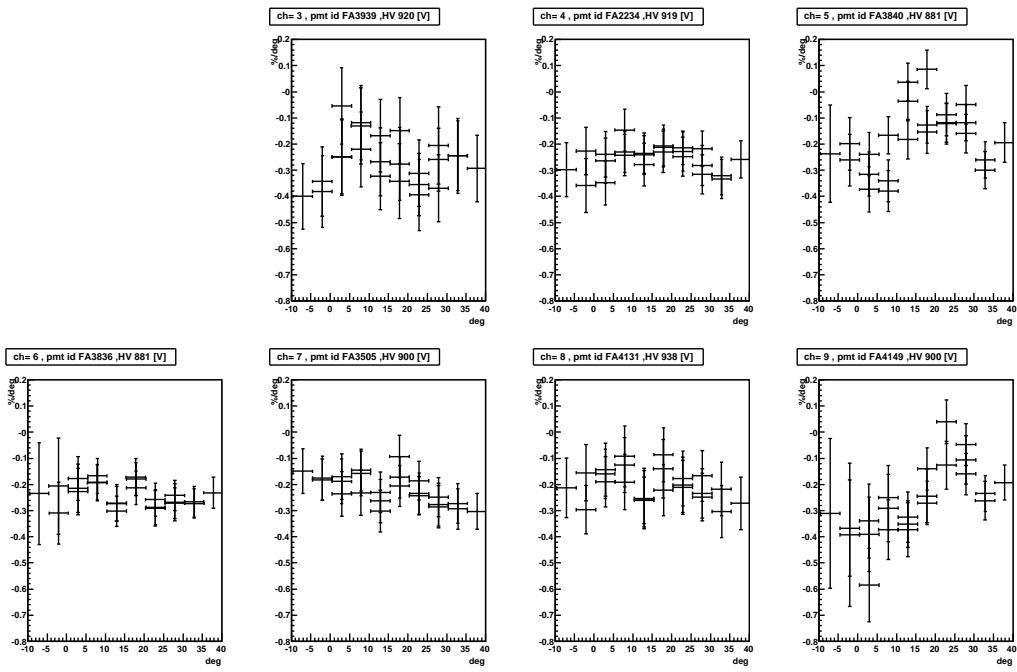


図 6.7: YAP 光量の温度係数 (3 回目の測定)

$FA3939 : -0.2642 \pm 0.0878$   
 $FA2234 : -0.2525 \pm 0.0460$   
 $FA3840 : -0.1538 \pm 0.1138$   
 $FA3836 : -0.2370 \pm 0.0420$   
 $FA3505 : -0.2219 \pm 0.0578$   
 $FA4131 : -0.2020 \pm 0.0565$   
 $FA4149 : -0.1788 \pm 0.3349$