

可搬UVレーザーシステムによる
大気蛍光望遠鏡の較正法の研究

(Research and development of the calibration method for
fluorescence detectors with a portable UV laser system)

理学研究科

数物系専攻

山崎勝也

目次

第 1 章	極高エネルギー宇宙線	1
1.1	宇宙線	1
1.1.1	宇宙線の化学組成	1
1.1.2	宇宙線のエネルギースペクトル	1
1.1.3	宇宙線の加速機構	1
1.2	極高エネルギー宇宙線	5
1.2.1	GZK カットオフ	5
1.2.2	起源モデル	6
1.3	空気シャワーと宇宙線観測	9
1.3.1	空気シャワー現象	9
1.3.2	空気シャワーの縦方向発達	10
1.3.3	空気シャワーの横方向分布	12
1.3.4	空気シャワーの観測方法	12
1.3.5	大気中での発光過程と散乱・吸収	15
1.3.6	観測結果の現状	19
第 2 章	宇宙線望遠鏡実験	24
2.1	宇宙線望遠鏡実験の目的	24
2.2	宇宙線望遠鏡実験の装置	24
2.3	大気蛍光望遠鏡	25
2.3.1	光学系	25
2.3.2	PMT カメラ	27
2.3.3	データ収集システム	28
2.3.4	キャリブレーション	29
2.4	地表粒子検出器	35
2.5	ハイブリッド観測	36
2.6	Electron Light Source (ELS)	36
第 3 章	可搬 UV レーザーシステム	39
3.1	可搬 UV レーザーシステムの構成	39
3.1.1	経緯台	39
3.1.2	ガイド望遠鏡	40
3.1.3	光軸調整用 He-Ne レーザー	40
3.1.4	レーザー光学系	42
3.1.5	エネルギーセンサーからの出力読み取り用 ADC	45
3.1.6	レーザーの射出位置, 射出時刻の取得	46
3.1.7	エネルギーセンサーの温度測定装置	46

3.2	経緯台の制御とポインティング精度	46
3.2.1	Auto Star 2 を用いた経緯台の制御	46
3.2.2	ポインティング精度の測定	47
3.3	エネルギーセンサーの温度依存性	49
3.3.1	測定方法	49
3.3.2	温度依存性の測定結果	51
3.4	レーザーの偏光	52
3.5	空中射出されるレーザーのエネルギーを求めるための校正曲線の測定	54
第 4 章	シミュレーションによるレーザーイベントの解析	56
4.1	シミュレーション	56
4.1.1	大気中での光子の散乱	56
4.1.2	可搬 UV レーザーシステムのシミュレーション	59
4.1.3	検出器シミュレーション	59
4.2	イベントの解析	60
4.2.1	PMT , 波形の選別	60
4.2.2	シミュレーションを用いた実データのエネルギーの解析	60
第 5 章	試験運用と取得したデータの解析結果	62
5.1	2010 年夏の試験運用@CLF サイト	62
5.1.1	試験運用時の設定	62
5.1.2	エネルギーセンサーで測定されたエネルギー	63
5.1.3	FD による観測から推定されたエネルギー	63
5.1.4	波形解析	66
5.2	試験運用@BRM	66
5.2.1	試験運用時の設定	67
5.2.2	空中射出したレーザーのエネルギー	67
5.2.3	エネルギーの解析	68
5.2.4	波形解析	68
5.2.5	χ^2 最小値をとった位置でのエネルギーの解析	75
5.3	誤差についての考察	77
5.3.1	レーザーの射出方向の誤差	77
5.3.2	GPS による位置の誤差	78
5.3.3	エネルギーセンサーによるレーザーエネルギーの測定の誤差	79
第 6 章	結論と今後の運用計画	81

概論

10^{19} eV 以上のエネルギーを持つ宇宙線 (極高エネルギー宇宙線) は、爆発的な天体現象や現在の宇宙に残された初期宇宙の痕跡粒子を起源に持つと推定され、この起源を解明することは宇宙物理学の大きな課題のひとつである。また宇宙背景放射との相互作用によって極高エネルギー宇宙線の到来頻度が極端に小さくなると考えられている GZK 限界の存否も解決すべき問題の一つである。この GZK 限界の存否については、米国の High Resolution Fly's Eye (HiRes) と明野広域空気シャワーアレイ (AGASA) によって相反する結果が報告されたが、これらの実験は一次宇宙線のエネルギー決定における系統誤差が 22 % (HiRes), 18 % (AGASA) と大きく、また統計量も十分でなかったために結論が得られていない。

これらを解決するために、我々は日米韓露共同で宇宙線望遠鏡実験 (Telescope Array Experiment, TA 実験) を米国ユタ州に建設し、2008 年 3 月より定常運転を続けている。これまで TA 実験では約 700 km^2 の領域に展開された 507 台の地表検出器からなる AGASA の 7 倍の検出面積を持つ空気シャワーアレイが常時 97 % 以上の稼働率 (全 507 台に対する正常安定稼働検出器の割合) で運用されてきた、さらに晴天の月のない夜間にはその周囲の 3 つのステーションに設置された合計 38 台の大気蛍光望遠鏡による観測を加え、到来する宇宙線を 2 種類の検出方法で同時観測している。そして地表検出器と大気蛍光望遠鏡とのハイブリッド観測によって 15 % 以下のエネルギー決定誤差を達成することを目標としている。

大気蛍光望遠鏡は、一次宇宙線から生成される空気シャワー粒子が大気分子を励起して発生する大気蛍光を集光し、光電子増倍管を多数配置したカメラにより撮像する装置である。この空気シャワーを二次的に撮像する観測法では、空気シャワー粒子の縦方向発達を測定することによって、ハドロン相互作用モデルに依存せず一次宇宙線の粒子種を推定しつつ、カロリメトリックに一次宇宙線のエネルギーを決定する。この点では、地表検出器よりも優れている。

大気蛍光望遠鏡による一次宇宙線のエネルギー決定では、加速器実験によってしか決められない大気蛍光発光効率を推定し、さらに、鏡の反射率、フィルターの透過率、PMT 感度などを随時測定することでエネルギー較正をする必要があった。これに対し TA 実験は、現在実験サイトで最終調整されている小型線形加速器 (Electron Light Source, ELS) を利用して、既知のエネルギーの電子ビームを射出し、その電子ビームによる大気蛍光を観測することで、大気蛍光発光効率を含む装置定数を一括して較正し、エネルギー絶対較正をできるようにする。TA 実験は較正用加速器を持つ世界初で唯一の空気シャワー観測装置である。

しかし、この小型線形加速器は 40 フィートコンテナ 2 台分に相当する大きさや重量のため、移動が容易ではない。さらに、ビームの射出方向は鉛直上方に限定されているため、大気蛍光望遠鏡観測システムの一部しか較正することができない。

本研究では、これらの問題点を解決するため、電子ビームによる大気蛍光と UV レーザー光を併用することで、移動可能な UV レーザーを標準光源とすることでステーションの全望遠鏡の感度を較正することを目的とし、移動が容易で任意の場所に設置することができ、射出方向可変な可搬 UV レーザーシステムを設計・製作した。

可搬 UV レーザーシステムは 2010 年に完成し、2010 年夏と 2011 年夏に実験サイトにて試験運用を行った。また、これと平行して大気蛍光望遠鏡によって撮像されたレーザー事象の解析ソフトウェアを製作・改良した。本論文では、宇宙線とその観測原理、TA 実験の観測装置について述べた後、可搬 UV レーザーシステムの装置詳細と、解析ソフトウェアの詳細について報告する。さらに、試験運用とその解析結果について報告し、今後の運用計画について述べる。

第1章 極高エネルギー宇宙線

1.1 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．その成分は約 90 % が陽子で約 9 % が α 粒子，残りはそれより重い原子核である．これまでに観測された宇宙線のエネルギーは 10^8 eV から 10^{20} eV の広範囲にわたっており，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ことが知られている．

1.1.1 宇宙線の化学組成

宇宙線の化学組成は，宇宙の化学組成と比べると，水素，ヘリウムの方が小さく，リチウム，ベリリウム，ホウ素や，重い元素の比が大きいが，大まかにみるとその傾向はよく一致している．原子は星の中で核融合によって合成され，星風や爆発によって星間物質と星とを何代にもわたって経て宇宙の化学組成を形成している．つまり，宇宙線の化学組成が宇宙の化学組成から大きくずれていないのは，星の中で合成された原子核が何らかの形で加速されて宇宙線となっていることを示している．

宇宙線の化学組成には，宇宙線の原子核がどこで合成され，どこで加速され，どのようにして伝播してきたのかが反映されているはずである．従って，宇宙線中の放射性同位体比や重元素比をすることで，宇宙線の起源について知ることができる．

現在まで，宇宙線の化学組成とその起源についての議論がされてきたが，結論が出ていないのが現状である．

1.1.2 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 1.1 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では，宇宙線のエネルギースペクトルはエネルギーの冪乗 $F(E) = K \times E^{-\gamma}$ で近似される．この冪は 10^{15} eV 付近までは $\gamma \sim 2.7$ であり，そこから $\gamma \sim 3.0$ と変化し， 10^{19} eV 付近からまた $\gamma \sim 2.7$ となる．この 2ヶ所のスペクトルの折れ曲がりをそれぞれ “knee”， “ankle” と呼んでいる．このように，宇宙線の到来頻度はエネルギーが大きくなるにつれて冪乗で小さくなるため観測を増やすことが難しい．特に，極高エネルギー宇宙線と呼ばれる図 1.1 の丸で囲んだ 10^{20} eV 以上のエネルギー領域の宇宙線は，宇宙線の到来頻度が年間 100 km^2 あたり 1 事象と非常に少なく，観測が不足しているためにエネルギースペクトルがよく決まっていない．

1.1.3 宇宙線の加速機構

宇宙線の加速機構についても多くの議論がなされている．宇宙線の加速機構を考える上で，先に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条件となる．現在，この条

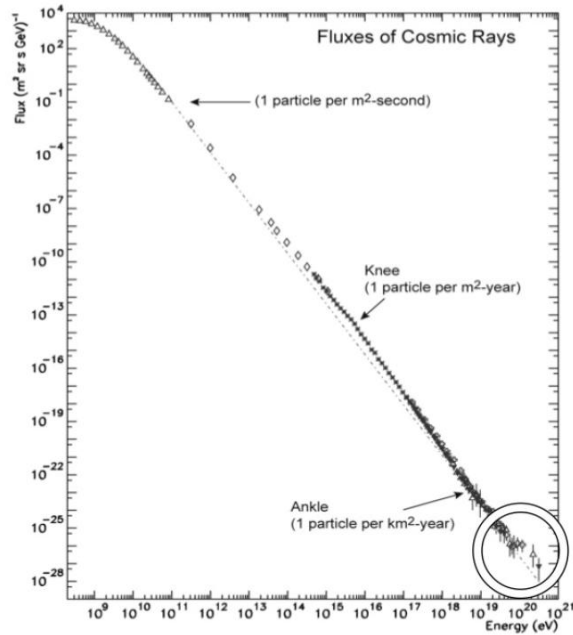


図 1.1: 一次宇宙線のエネルギースペクトル．右下の丸で囲まれた範囲は極高エネルギー宇宙線と呼ばれる領域である

件を満たす加速機構として最も有力とされているのが“フェルミ加速機構”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荷電粒子加速理論で，荷電粒子が星間雲との衝突を繰り返すことによって運動エネルギーを得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 ΔE は正であり， $\Delta E = \alpha E$ と粒子のエネルギーに比例することが示される．星間雲との衝突による加速は，この α が星間雲の移動速度の 2 乗に比例することから，2 次のフェルミ加速と呼ばれる．実際の宇宙線加速モデルとしては，この 2 次フェルミ加速よりもプラズマ衝撃波による加速が有力であると考えられている．この場合，加速領域の形状の考察から α が衝撃波の移動速度の 1 乗に比例することが示され，1 次のフェルミ加速と呼ばれる．荷電粒子が衝撃波との 1 回の衝突で $\Delta E = \alpha E$ のエネルギーを獲得するとすると， n 回の衝突後の粒子のエネルギー E_n は以下ようになる．

$$E_n = E_0 (1 + \alpha)^n \quad (1.1)$$

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，

$$n = \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \alpha)} \quad (1.2)$$

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 $(1 - P_{\text{esc}})^n$ 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，

$$N(\geq E) \propto \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P_{\text{esc}})^m = \frac{(1 - P_{\text{esc}})^n}{P_{\text{esc}}} \quad (1.3)$$

である．式(1.2)を式(1.3)に代入すると，

$$N(> E) \propto \frac{1}{P_{\text{esc}}} \frac{E^{-\gamma}}{E_0} \quad (1.4)$$

となる．ここで

$$\gamma = \frac{\ln \left[\frac{1}{(1 - P_{\text{esc}})} \right]}{\ln(1 + \alpha)} \approx \frac{P_{\text{esc}}}{\alpha} \quad (1.5)$$

である．このようにして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．

超新星残骸の衝撃波加速

kneeより低いエネルギー領域の宇宙線は，超新星爆発の衝撃波で上記のように加速される．衝撃波の拡散係数を D ，速度を u とすると拡散の特徴的な長さ D/u は衝撃波の曲率半径よりも十分小さく，平面と近似できる．そのため，衝撃波による加速が行われる時間は放出する物質の総量から見積もることができる．例えば質量 $10 M_{\odot}$ ，平均速度が $5 \times 10^8 \text{ cm/sec}$ ，放出する物質の平均密度が 1 proton/cm^3 の場合，拡散の特徴的な時間は $T_A \sim 1000 \text{ yrs}$ となり，広がりの大きさは 5 pc 程度となる．

超新星爆発からの強い衝撃波が有限な寿命を持つことによって，この加速機構による1粒子あたりの最大加速エネルギーが制限される．単位時間あたりのエネルギーの増加率は，

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\alpha E}{T_{\text{cycle}}} \quad (1.6)$$

ここで T_{cycle} は1回の衝突にかかる時間， α は衝突ごとに得られるエネルギーの獲得率である．式(1.6)を積分することで最大加速エネルギー E_{max} を見積ることができる．

衝撃波の上流での粒子数の流れは，

$$\mathbf{J} = -D\Delta N + \mathbf{u}N. \quad (1.7)$$

より与えられる．上流領域での流体の速度 u_1 は衝撃波面に対して相対的に負の方向になるため，

$$D_1 \frac{dN}{dz} = -u_1 N. \quad (1.8)$$

それゆえ上流領域では，

$$N(z) = \rho_{\text{cr}} \exp(-zu_1/D_1) \quad (1.9)$$

ここで u_1 は衝撃波の速度， D_1 は衝撃波の拡散係数， ρ_{cr} は衝撃波での宇宙線の数密度である．上流領域の単位面積あたりの総粒子数は， $\rho_{\text{cr}} D_1/u_1$ となる．またショック面と宇宙線との単位面積あたりの衝突率は $\rho_{\text{cr}} c/4$ である．そのため上流領域での滞在時間は

$$(\rho_{\text{cr}} D_1/u_1) (\rho_{\text{cr}} c/4)^{-1} = 4D_1/(u_1 c). \quad (1.10)$$

下流領域では滞在時間の計算に粒子が脱出するかどうかを考慮に入れる必要であるので簡単ではない．ここでは単純に滞在時間を $4D_2/(cu_2)$ とする [6] と衝突にかかる時間は、

$$T_{\text{cycle}} = \frac{4}{c} \left(\frac{D_1}{u_1} + \frac{D_2}{u_2} \right) \quad (1.11)$$

となる．次に拡散係数の見積もりが必要である．拡散の平均自由行程 λ_D は、ラーモア半径よりは小さくできない．ラーモア半径は荷電粒子の磁場中でのらせん運動の半径であり、式 (1.12) で与えられる．

$$r_L = \frac{p}{ZeB} \quad (1.12)$$

ここで e, Z, p, B はそれぞれ、電気素量、宇宙線の原子番号、磁場に垂直な方向の運動量、磁場の強さである．拡散係数の最小値 D_{\min} は

$$D_{\min} = \frac{r_L c}{3} \sim \frac{1}{3} \frac{Ec}{ZeB} \quad (1.13)$$

となる．ここで、 $u_2 = u_1/4$ と $D_1 = D_2 = D_{\min}$ を代入すると最大加速エネルギー E_{\max} は

$$E_{\max} \leq \frac{3}{20} \frac{u_1}{c} ZeB (u_1 T_A) \quad (1.14)$$

となる．質量 $10M_{\odot}$ の天体が放出速度 5×10^8 cm/sec, $T_A \sim 1000$ yrs, 銀河磁場を $3 \mu\text{G}$ とすると、

$$E_{\max} \leq Z \times 3 \times 10^{13} \text{eV} \quad (1.15)$$

となる．

10^{15} eV 以上の宇宙線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、加速されているためスペクトルの冪が変化すると考えられている．

knee でのスペクトルの折れ曲がりの原因には全く別の考え方もある．それは、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．銀河磁場は約 $3 \mu\text{G}$ なので、 10^{15} eV の陽子では $r_L \sim 0.3$ 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ため、エネルギースペクトルの冪が大きくなるとされている．

ankle 領域のエネルギーの宇宙線についても複数の理論がある．1 つは knee と同様に宇宙線の曲率半径が銀河系の厚みより大きくなるため銀河内に閉じ込めることができず、宇宙線の起源が銀河系内から銀河系外へと遷移するという考え方である．この場合は ankle 周辺での銀河系内起源の宇宙線の到来方向に異方性が検出されると期待される．また、化学組成は宇宙線の起源の変化に伴って鉄から陽子へと変化していると期待される．

一方、別の考え方では ankle 構造が $p\gamma \rightarrow pe^+e^-$ の対生成によるエネルギー損失によって生じるという解釈もある．これが正しければ ankle 領域よりも低エネルギーで既に宇宙線の起源が銀河系外とならなければならない．そうすると化学組成は ankle 領域をまたいで陽子のままであると予想される．この場合、 $10^{17.5}$ eV 付近の “2nd knee” と呼ばれるエネルギー領域で宇宙線の起源は銀河系内から銀河系外に変化していると考えられ、それに伴って化学組成は鉄から陽子へ変化していると予測される．

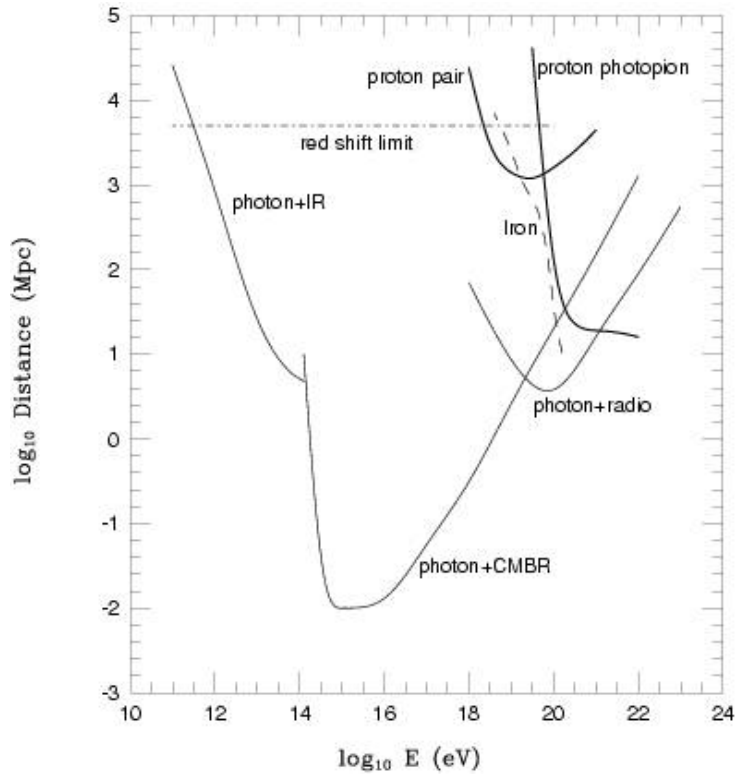


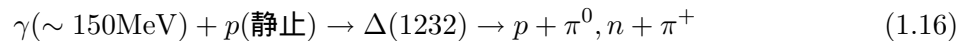
図 1.2: 極高エネルギー宇宙線の減衰長．実線が陽子，点線が鉄の減衰距離を示す

1.2 極高エネルギー宇宙線

宇宙線物理学という研究分野の中で今，最も興味深いトピックスの一つが「極高エネルギー宇宙線」である．極高エネルギー宇宙線とは，図 1.1 の円で示された 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である．この節では極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．

1.2.1 GZK カットオフ

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，極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 [5]．2.7 K の CMBR ($\sim 10^{-3}$ eV) は，宇宙線陽子の静止系では 100 MeV を越える高エネルギーのガンマ線と同等であり，陽子は高い確率で核子共鳴状態に励起される．共鳴状態は π 中間子を放出して崩壊するために大きなエネルギー損失が起こる．



また，この共鳴が起こるエネルギーよりも低いエネルギーで，電子対生成 ($\gamma p \rightarrow p e^+ e^-$) によるエネルギー損失も起こる．

図 1.2 に銀河間空間における光子数分布モデルにもとづいて推定された宇宙線の減衰長を示す．これによれば， 10^{20} eV 以上の陽子の減衰長は 50 Mpc 以下であることがわかる．従って，地球で観測された 10^{20} eV 以上の宇宙線は，その起源が地球から 50 Mpc 以内になければならない．逆

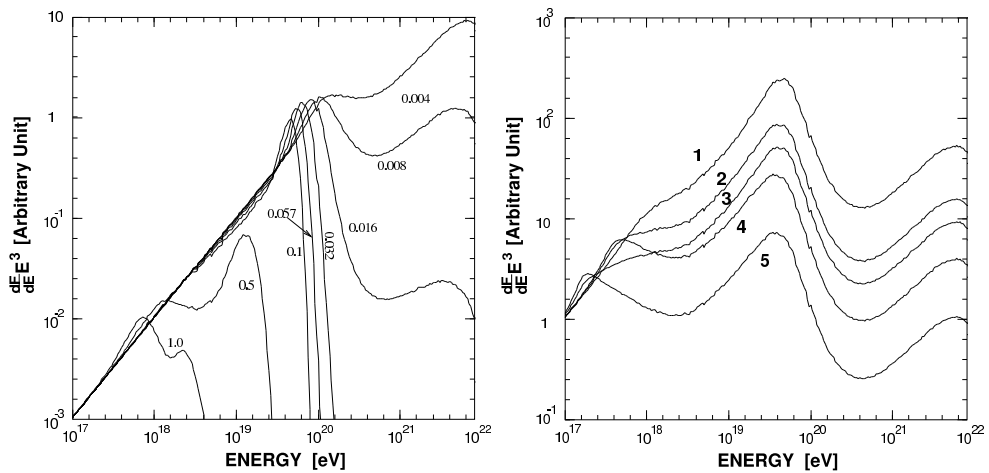


図 1.3: 宇宙線のエネルギースペクトルに予想される GZK カットオフ [5] . 1 つの宇宙線源がある red shift ($z = 0.004 \sim 1.0$) の位置にあると仮定した場合に予想されるスペクトル . 右は宇宙線源が空間分布しているとしてその分布がいくつかの異なる evolution model に従うと仮定した場合 .

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ことになる .

宇宙線が陽子よりも重い原子核である場合は、それ以外のエネルギー損失も起きる . 2×10^{19} eV 以上の宇宙線原子核は CMBR 光子との衝突による photo-disintegration によって 1 Mpc あたり 3 ~ 4 個の核子を失う . 従って、観測された極高エネルギー宇宙線が陽子より重い原子核である場合は、その源は 20 Mpc 以内に存在していなければならない .

以上のような反応により極高エネルギー宇宙線は宇宙に広く分布する CMBR によって遮蔽されるため、地球で観測されるエネルギースペクトルには 10^{20} eV 付近に鋭いカットオフ (GZK カットオフ) が現れると考えられている . また、このカットオフが現れるエネルギー限界を GZK 限界と呼ぶ . 図 1.3 に様々な宇宙線源の分布モデルから予想されるエネルギースペクトルを示した . 例えば、源が宇宙空間に様に分布する場合、 5×10^{19} eV に急激なカットオフが現れると予想されている . したがって、観測される極高エネルギー宇宙線のスペクトルが実際にどのような構造を持つかを明らかにすることは、宇宙線源を研究する上で重要な鍵となる .

1.2.2 起源モデル

極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その他のメカニズムによって、低いエネルギーの宇宙線をより高いエネルギーへと加速し、極高エネルギー宇宙線を放射している放射源モデルを総称してボトムアップモデルと呼ぶ .

荷電粒子の衝撃波加速を考えると、荷電粒子の進行方向を曲げるのは磁場であるから、加速領域への閉じ込め条件から加速されるエネルギーの限界が決まり、

$$E_{\max} \leq \gamma e Z B R \quad (1.17)$$

となる。ここで γ は衝撃波のローレンツファクター、 Z は宇宙線原子核の原子番号、 B は加速領域の磁場の強さ、 R は加速領域の大きさである。図 1.4 に、 10^{20} eV 以上まで加速が可能な候補天体の大きさと磁場強度、そして最大加速エネルギーの関係を示した [34]。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極高エネルギー宇宙線の加速源候補となりえない(ガンマ線バースト (GRB)、中性子星が例外)。銀河系外の候補天体は活動銀河核、ガンマ線バースト、電波銀河、銀河団などが挙げられる。

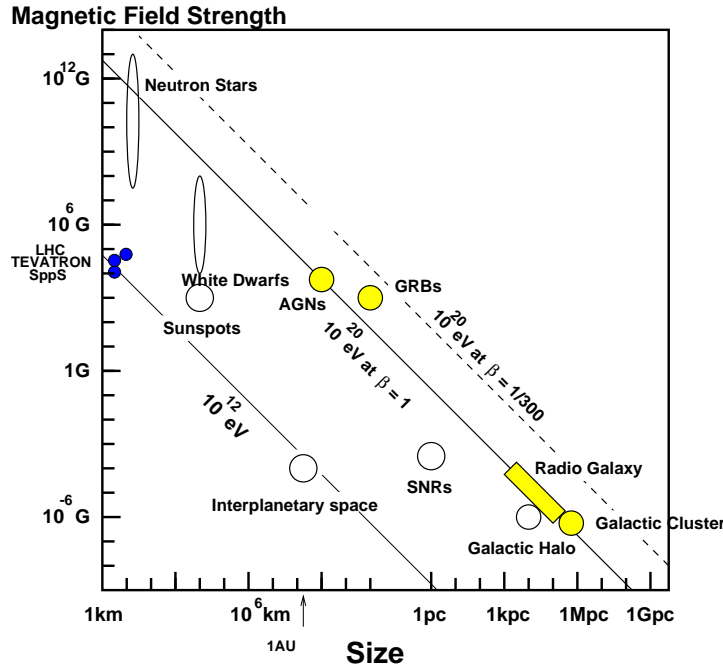


図 1.4: 磁場の強さと天体の大きさと最大加速エネルギーの関係 (Hillas プロット) [34]

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 を越えるような中性子星は、鉄原子核を 10^{20} eV 以上まで加速することが可能である [7]。しかしこのような非常に強い磁場が存在すると、荷電粒子はシンクロトロン放射によってエネルギーを失い、実際にはそのような高エネルギーまでの加速は不可能であると考えられている。ただし、シンクロトロン放射によるエネルギー損失率は中性子星表面からの距離に強く依存し、表面から 10^9 cm 以上離れた領域で加速された粒子は大きなエネルギー損失を伴わず外部へ脱出できる、という指摘もある [8]。

このモデルでは、極高エネルギー宇宙線は銀河系内起源ということになる。中性子星で加速される粒子は主に鉄原子核であると予想されているので、極高エネルギー宇宙線の到来方向分布と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 [10]。粒子加速は回転す

る磁場によって生ずる電場によって起こる。ただし、AGN での加速では、その周囲の放射場との衝突による荷電粒子のエネルギー損失が顕著であり、最大加速エネルギーは 10^{19} eV までと考えられている [11]。

- 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 100 kpc 以上にも広がっている [10]。その中で特に強い電磁波が放射されている領域 (radio hot-spot) では、光子、物質ともに密度が低いためエネルギー損失が少なく、かつ粒子を封じ込めるだけの十分な強さの乱流磁場が存在していることが、電波観測から予想されている [12]。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極高エネルギー宇宙線の到来方向分布と合わない。仮に M87(地球からの距離：約 18 Mpc) がそのような放射源であれば、M87 の方向に観測事象が集中するはずである。また、次に近い既知の類似な天体は NGC315 で、これは 100 Mpc と GZK 限界を越えており遠すぎる。
- GRB：ガンマ線バースト (Gamma Ray Bursts, GRB) は、我々が知っている現象の中でも最も激烈なものの一つであり、極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、極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 [9]。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。
- 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 1.17) を満たしている [13]。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。

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極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。これを解決するために、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極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。

- 宇宙紐や超重粒子の崩壊・対消滅：宇宙の初期、すなわちインフレーションの最後または直後に生成された宇宙紐などの位相欠陥 (Topological Defect)、または超重粒子 (Super Heavy Relic Particles) が、銀河近傍で崩壊して極高エネルギー宇宙線を生成しているとするモデルである [38]。位相欠陥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 カットオフ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。超重粒子も崩壊によってハドロンジェットを作るが、超重粒子は 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：極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、その崩壊生成物が極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 [39]。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：極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 [40]。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。

このようにトップダウンモデルが正しく、GZK 限界を超える極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。

1.3 空気シャワーと宇宙線観測

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、 10^9 eV \sim 10^{20} eV のエネルギー領域ではフラックスの変化は 10^{30} にもなる。フラックスの大きい 10^{14} eV 以下の低エネルギー宇宙線は、気球や人工衛星などの飛翔体に搭載された観測装置によって直接観測される。しかしエネルギーが 10^{14} eV 以上の高エネルギー宇宙線は到来頻度が少ないため、観測には大きな検出面積と長い露光時間が必要であり、そのため飛翔体搭載検出器によって直接観測をすることは難しい。そこで、高エネルギー宇宙線に対しては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) を検出するという間接測定が行われている。

1.3.1 空気シャワー現象

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

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

$$\sigma_{\text{brems.}}(E, v)dv = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} \frac{dv}{v} \left[\left(1 + (1-v)^2 - \frac{2}{3}(1-v) \right) \ln \left(184Z^{-\frac{1}{3}} \right) + \frac{1}{9}(1-v) \right] \quad (1.18)$$

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

$$\left(\frac{dE}{dX} \right)_{\text{brems.}} \simeq -\frac{E}{X_0} \quad (1.19)$$

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

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4Z^2 r_e^2 N}{137 A} \ln \left(184Z^{-\frac{1}{3}} \right) \quad (1.20)$$

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 g/cm^2 である。一方、電子対生成の断面積 σ_{pp} は、

$$\sigma_{pp}(h\nu, u) du = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} du \left[\left(u^2 + (1-v)^2 - \frac{2}{3}(1-v) \right) \ln \left(184Z^{-\frac{1}{3}} \right) + \frac{1}{9}(1-u) \right] \quad (1.21)$$

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 interaction length が求められ、結果として、

$$\left(\frac{dE}{dX} \right)_{\text{pair}} = -\frac{7}{9} \frac{E}{X_0} \quad (1.22)$$

となる。従って、電子対生成と制動放射の interaction length は同程度であることがわかる。この2つの過程を繰り返して、多数の電子、陽電子、ガンマ線がつけられる現象が電磁カスケードである。粒子数が増大し1粒子あたりのエネルギーが減少すると、大気中での電離損失が優勢となり、電子成分が大気に吸収されて粒子総数が減少する。この境目のエネルギーを臨界エネルギーと呼び、空気中では 84 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、中間子、 K 中間子などのハドロンの多重生成 (核カスケード) 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 ($8.4 \times 10^{-17} \text{ sec}$) で2個のガンマ線に崩壊し、電磁カスケードを形成する。 π^\pm は $\tau = 2.60 \times 10^{-8} \text{ sec}$ で、

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \quad (1.23)$$

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

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (1.24)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (1.25)$$

このように崩壊する。大気の厚みは核相互作用の平均自由行程の約10倍、電子の大気中での輻射長の約25倍にもなるので、以上のような核カスケードと電磁カスケードにより多数の粒子が生成される。図1.5はこの様子を模式的に表したものである。

1.3.2 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する。空気シャワー中の電子成分の場合、臨界エネルギー E_c (空気中では $E_c = 84 \text{ MeV}$) に近付くと大気中の原子、分子による電離損失が大きくなり、急速にエネルギーを失って大気に吸収されてしまう。そのため、空気シャワー中の粒子の総数はある段階で減少に転じる。このような空気シャワーの通過した物質質量に対する粒子数の変化は縦方向発達 (longitudinal development) と呼ばれる。

エネルギー E_0 の一個のガンマ線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。

$$N_e(t) \sim \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp \left[t \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right] \quad (1.26)$$

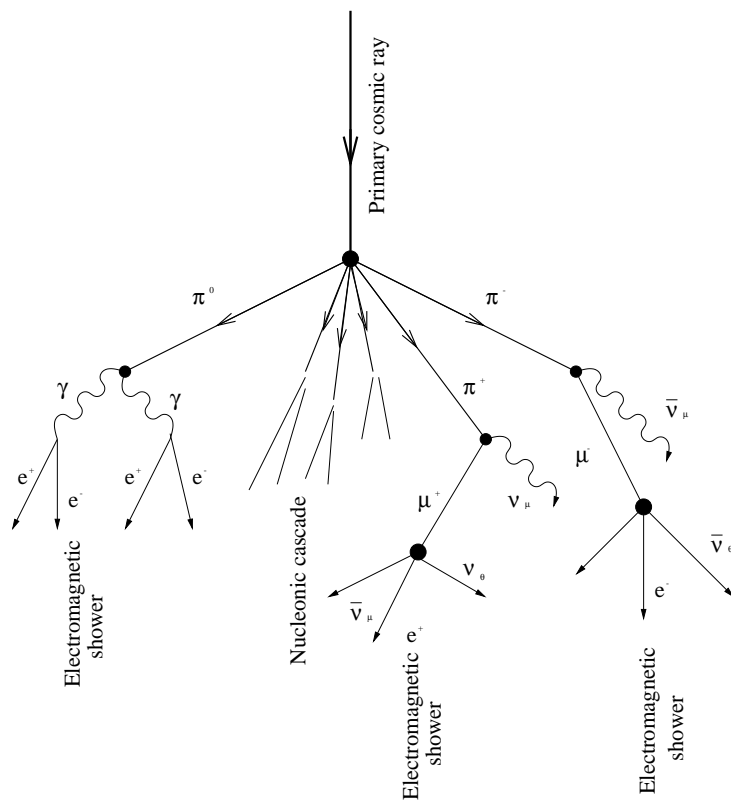


図 1.5: 空気シャワーの模式図

$$y = \ln \left(\frac{E_0}{E_c} \right) \quad (1.27)$$

$$s = \frac{3t}{t + 2y} \quad (1.28)$$

ここで t は、電子の大気中での輻射長 (38 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) が最大になるとき、 $s = 1$ となる。

宇宙線陽子がつくる空気シャワーについては、Gaisser と Hillas の提案に基づく以下の式が用いられることが多い。

$$N_e(X) = N_{\max} \left(\frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{\frac{X_{\max} - X_0}{\lambda}} \exp \left(\frac{X_{\max} - X}{\lambda} \right) \quad (1.29)$$

ここで N_{\max} は最大発達時の粒子数、 X_{\max} はシャワー最大発達深さ [g/cm^2], X_0 は一次宇宙線の最初の相互作用の深さ [g/cm^2], λ は縦方向発達の attenuation length で 70 g/cm^2 である。

一次宇宙線のエネルギーの違いは、 N_{\max} の違いとなって現れ、およそ $N_{\max} \sim 2 \times E_0 \times 10^{-9}$ (E_0 は一次宇宙線のエネルギー、単位: eV) の関係がある。また、同一の一次エネルギーである場合、一次宇宙線粒子種の違いは X_0 , X_{\max} に現れ、重い原子核ほど X_0 , X_{\max} の値が小さくなる傾向がある。これは、重い原子核ほど大気との相互作用断面積が大きくより上空で発達が始まること、さらに核子当たりのエネルギーが小さくエネルギー細分化が早く進むことによる。簡単なモデルでは、 $X_{\max} \propto \ln(E_0/A)$ (A は質量数) である。陽子、鉄原子核による空気シャワーをシミュレーションして求めた縦方向発達曲線を図 1.6 に示す。

1.3.3 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は、空気シャワーの横方向分布 (lateral distribution) と呼ばれる。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、それを近似したものが Nishimura-Kamata-Greisen(NKG) 関数で、

$$f(r, s) = C(s) \left(\frac{r}{r_M} \right)^{s-2} \left(\frac{r}{r_M} + 1 \right)^{s-4.5} \quad (1.30)$$

$$\rho(r, s) = \frac{N_e f(r, s)}{r_M^2} \quad (1.31)$$

である。 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を図 1.7 に示した。

1.3.4 空気シャワーの観測方法

現在の空気シャワーの観測方法は大きく分けて、地表粒子検出器による観測法と大気蛍光法の 2 種類がある。

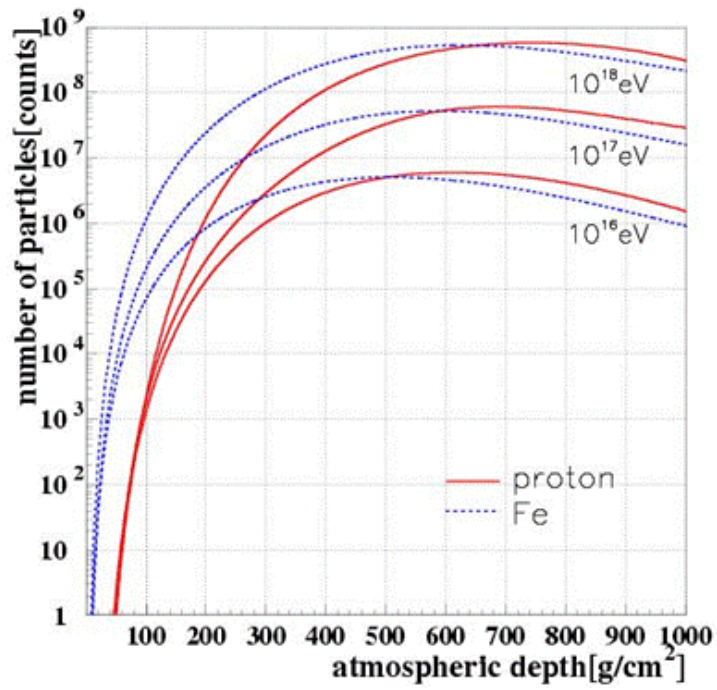


図 1.6: 空気シャワーの縦方向発達

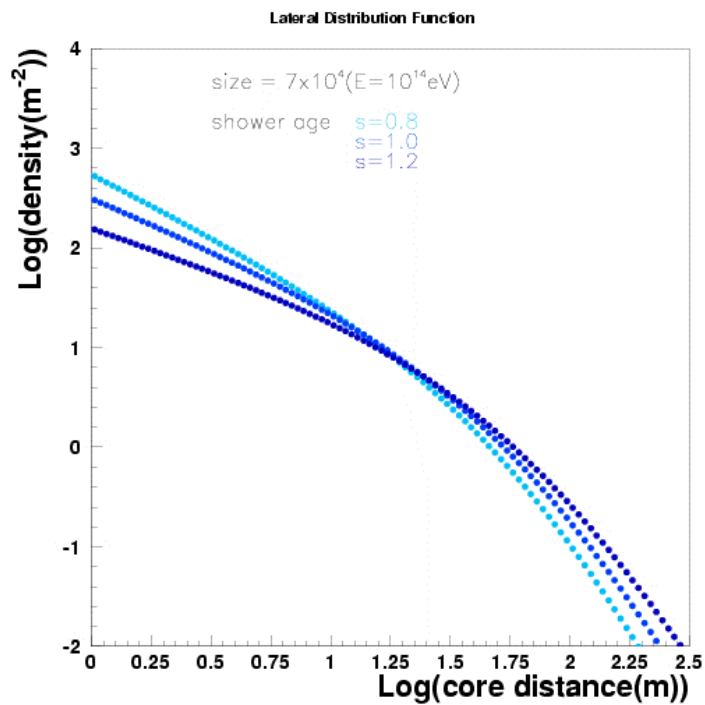


図 1.7: 空気シャワーの横方向分布

地表粒子検出器による観測法

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し、宇宙線を間接観測する装置は「空気シャワーアレイ」と呼ばれ、高エネルギー宇宙線の観測装置として伝統的に用いられてきた。

空気シャワー粒子は、約 90 %の電磁成分(電子、陽電子、光子)と約 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でミューオン検出器を構成し、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求められる。空気シャワーは薄いパンケーキ状の粒子群(シャワー平面)を形成して地表に到来するので、各検出器への粒子の到着時間差から空気シャワーの到来方向を求められるのである。一方、一次宇宙線のエネルギーは、各検出器で検出された粒子数密度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という難点がある。また、空気シャワー発達のゆらぎの影響も無視できない。

大気蛍光法

大気蛍光法は、空気シャワー粒子の電離損失の一部が光に変換されることを利用するものである。高エネルギーの荷電粒子が大気中を通過すると、その軌跡の近傍にある窒素などの大気分子は励起され、これらの励起された大気分子から蛍光が発せられる。すなわち、大気は宇宙線に対してシンチレーターとして働く。80 MeV の電子が 1 気圧の大気中を 1 m 通過した場合に発せられる大気蛍光光子数はおよそ 4 個であるが、膨大なシャワー粒子数のためにシャワー全体での光子数は 2×10^{15} 個(一次エネルギーが 10^{20} eV の場合)にも達し、その発光の継続時間は $30 \mu\text{s}$ 程度になる。これを光学望遠鏡で集光し高感度で高速の光センサーカメラで撮像すれば、およそ 30 km 遠方からでも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。

大気蛍光法による空気シャワー観測結果からの一次宇宙線の各種情報の推定は、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シャワー軸となる(図 1.8)。空気シャワー軸を決定した後、さらに次のような手順で空気シャワーの縦方向発達の再構成をする。

- i. 空気シャワー中の電子 1 つから光電子増倍管に到達する光子数の期待値を、その電子の空間的な位置、望遠鏡までの距離から大気による散乱・吸収、装置の検出効率などを考慮して計算する。この光子数には大気蛍光だけでなく、チェレンコフ光も含まれる。

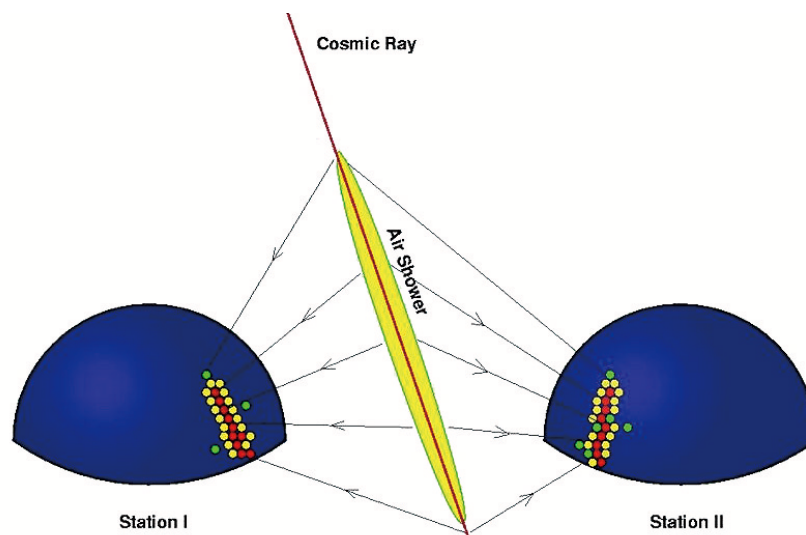


図 1.8: 大気蛍光による空気シャワーのステレオ観測の概念図

- 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 (1.29) と比較することでシャワー発達関数 $N_e(X)$ を求める．

空気シャワーが地表に到達するまでに失うエネルギーの 90 % 以上は，シャワー中の電子成分の電離損失によるものであるので，観測されたシャワー発達関数 $N_e(X)$ から以下の式 (1.32) により一次宇宙線のエネルギー E_0 が決まる．

$$E_0 = \frac{\epsilon_0}{X_{\text{rad}}} \int N_e(X) dX \quad (1.32)$$

ここで， X_{rad} は大気中での輻射長で 38.0 g/cm^2 ， ϵ は大気に対する臨界エネルギーで 84 MeV である．また，シャワーの縦方向発達の様子 (特に最大発達深さ 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，シャワー発達関数を推定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い．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．ただし，この方法でエネルギーを測定するには，大気中の大気蛍光発光効率，大気中での紫外光の散乱・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掛け合わせていく必要があり，系統誤差を正しく管理することは容易ではない．

1.3.5 大気中での発光過程と散乱・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} s 以下) 減衰するものを蛍光といい，そうでないものをリン光と呼ぶ．大気蛍光は荷電粒子や X 線などが物質中を通過する際に，物質中の電子を励起

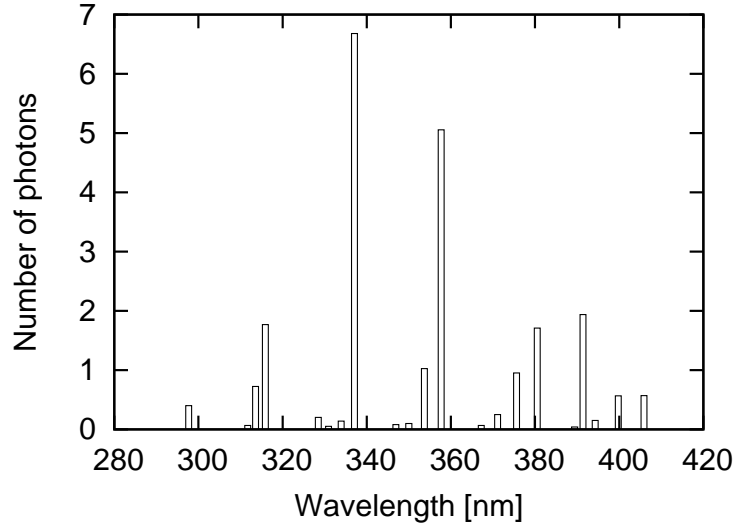


図 1.9: 大気蛍光の波長スペクトル [36] . 縦軸は光子数の相対値である

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, 実際の観測対象となる波長領域 300 ~ 400 nm での大気蛍光の発光過程について述べる.

その発光エネルギー準位は, 近紫外領域では主に N_2^+ first negative (1N) band system ($B^2\Pi_u^+ \rightarrow X^2\Pi_g^+$) と, N_2 second positive (2P) band system ($C^3\Pi_u^+ \rightarrow B^3\Pi_g^+$) である.

励起された分子の失活過程には 3 通りが考えられる.

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

無放射遷移過程は, 励起された分子が振動エネルギー失活, 内部転換, 系間交差により蛍光およびリン光を放射しないで失活する遷移過程である. 放射遷移過程は, 励起された電子状態が光子を放出することにより, より安定な状態に遷移する過程である. 蛍光を発する遷移ではスピン多重度が変わらないのに対し, リン光ではスピン多重度が変わる. 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. 大気蛍光による発光率, 相対強度を表 1.1, 図 1.9 に示す [35] [36]. 相対強度分布は主に波長 300 nm から 400 nm 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.

チェレンコフ光

物質中を通過する荷電粒子の速度 v がその物質中での速度 c/n (c は光速, n は物質の屈折率) より大きいとき, 粒子の軌跡に沿って物質が発する光をチェレンコフ光という.

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

$$\theta = \cos^{-1} \left(\frac{c}{nv} \right) \quad (1.33)$$

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

表 1.1: 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 [35]

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 21 MeV である。

波長 λ の光子数は

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{c^2}{n^2 v^2}\right) \quad (1.34)$$

$$= \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \sin^2 \theta \quad (1.35)$$

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中では θ は小さいものの、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、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 θ 以上に離れた領域であっても、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。このようにチェレンコフ光は大気蛍光のバックグラウンド光となり系統誤差の原因となるため、データ解析の際には事象ごとに混入するチェレンコフ光を見積もる必要がある。

夜天光

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

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

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

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

レイリー散乱とミー散乱

レイリー散乱は大気分子による散乱で、その散乱確率は

$$\frac{\text{散乱波強度}}{\text{入射波強度}} = \frac{8\pi^4 N \alpha (1 + \cos^2 \theta)}{\lambda^4 r^2} \quad (1.36)$$

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。

レイリー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ミー散乱という。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。

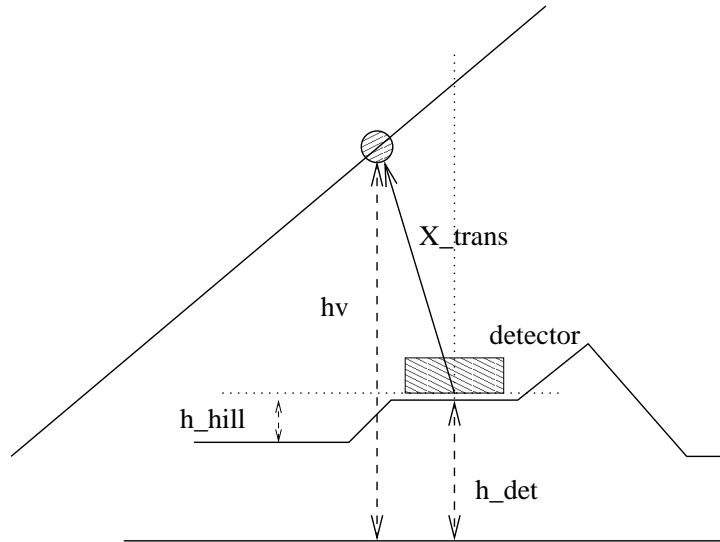


図 1.10: ミー散乱のパラメータ

それぞれの散乱による大気透過率は近似的に以下の式のように表せる．レイリー散乱の場合は

$$T_{\text{Rayleigh}} = \exp \left[-\frac{X_{\text{trans}}}{X_{\text{Rayleigh}}} \left(\frac{400}{\lambda} \right)^4 \right] \quad (1.37)$$

ここで X_{trans} は光の通過する slant depth [g/cm^2] , X_{Rayleigh} はレイリー散乱の輻射長で $2974 \text{ g}/\text{cm}^2$, λ は光の波長である．ミー散乱の場合は

$$T_{\text{Mie}} = \exp \left[\left(e^{-\frac{h_v^{\text{eff}}}{h_m}} - e^{-\frac{h_d^{\text{eff}}}{h_m}} \right) \frac{h_m}{l_m \cos \theta} \left(1 - \frac{h_m \tan \theta}{R} \right) - \frac{h_m \tan \theta}{R l_m \cos \theta} \left(h_v^{\text{eff}} e^{-\frac{h_v^{\text{eff}}}{h_m}} - h_d^{\text{eff}} e^{-\frac{h_d^{\text{eff}}}{h_m}} \right) \right] \quad (1.38)$$

となる． h_m はエアロゾル分布のスケール高 , l_m はミー散乱の平均自由行程 , R は地球半径 [m] , h_v^{eff} , h_d^{eff} は下式による．

$$h_v^{\text{eff}} = h_v (h_{\text{det}} - h_{\text{hill}}), \quad h_d^{\text{eff}} = h_d (h_{\text{det}} - h_{\text{hill}}) \quad (1.39)$$

その他の変数については図 1.10 に示した．

レイリー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 , ミー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実測から推定する必要がある．

1.3.6 観測結果の現状

極高エネルギー宇宙線は宇宙空間での爆発的な天体現象や未知の物理と結びついていると考えられ , 観測結果が注目されている．しかし , 到来頻度の少なさと観測の困難さから , 極高エネルギー宇宙線の起源についての統一の見解はまだ得られていない．

エネルギースペクトル

AGASA (Akeno Giant Air Shower Array) は、山梨県北杜市明野町とその近郊の高原 (平均標高 900 m) に設置された空気シャワー観測装置である。面積 2.2 m^2 のプラスチックシンチレータ 111 台が 100 km^2 の領域に約 1 km 間隔で設置された空気シャワーアレイで、観測期間中にエネルギーが 10^{20} eV 以上の宇宙線事象 (super-GZK 事象) を 11 例観測した。この AGASA による観測結果では、理論的な限界よりもはるかに多くの super-GZK 宇宙線が観測された。AGASA の観測にもとづく一次宇宙線のエネルギースペクトルを図 1.11 に示す [22]。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 を越えてとぎれることなく高エネルギーに向かって続いている。AGASA が建設以来 10 年間に観測した super-GZK 事象数は 11 であるが、GZK カットオフから期待される事象数は 1.6 であり、AGASA の観測は GZK カットオフの存在と 4.0σ の有意度で矛盾している [22]。

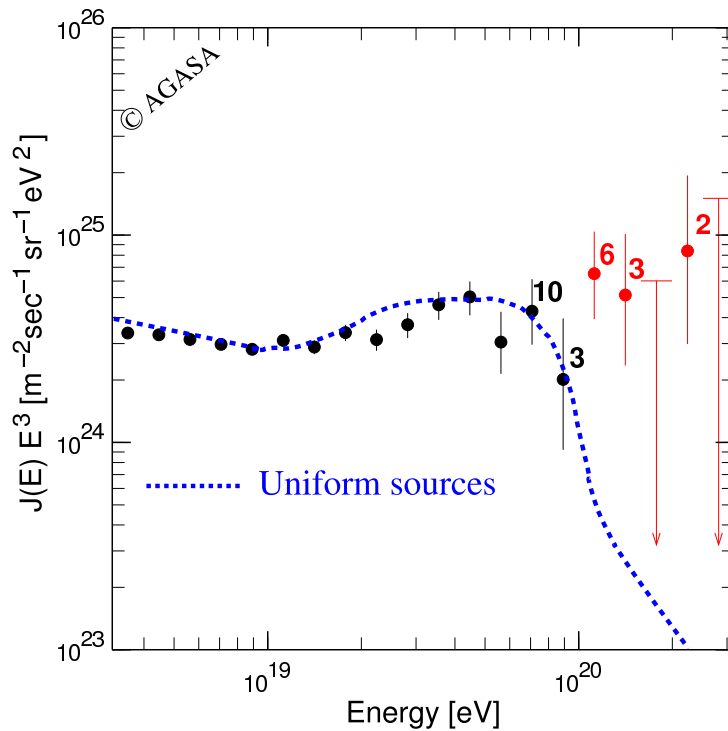


図 1.11: AGASA によって観測された一次宇宙線のエネルギースペクトル [22]

一方、AGASA と同時期に行われた極高エネルギー宇宙線観測実験である High Resolution Fly's eye (HiRes) は、2 台の大気蛍光望遠鏡を用いて AGASA とは別の観測原理で宇宙線を観測した結果、AGASA と相対して GZK カットオフの存在を示唆する結果を発表した [25][26]。HiRes によって観測されたエネルギースペクトルを図 1.12 に示す。これによると、 $10^{19.8}\text{ eV}$ を超える宇宙線は 7 事象観測された。これに対して、GZK カットオフがないと考えた場合の予想される事象数は 27 事象と計算され、このことから GZK カットオフがないとしたスペクトルから 3.8σ の有意度で矛盾している [26]。

以上に述べた AGASA、HiRes の他に、Auger、および TA により極高エネルギー宇宙線のエネルギースペクトルが示されている。この 2 つの実験による観測結果を図 1.13 に示す [19]。こ

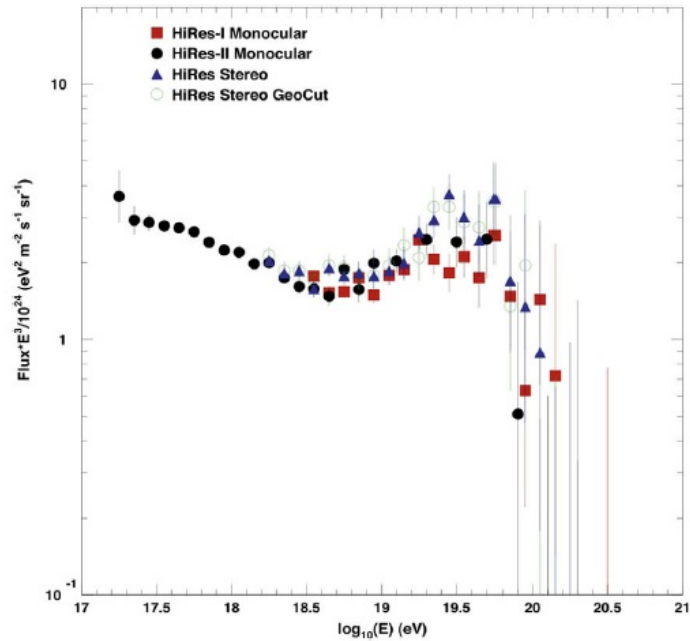


図 1.12: HiRes によって観測された一次宇宙線のエネルギースペクトル [26]

の図から，TA と Auger の観測結果では $10^{19.5}$ eV 付近にスペクトル折れ曲がりがあるという点では一致している．

以上に挙げた結果からわかるように，実験ごとに発表されているエネルギースペクトルには差があり，GZK カットオフについても異なる実験結果が存在していることがわかる．これらの実験ごとの系統誤差は無視できない (AGASA : 18 % , HiRes : 17 % , Auger : 22 % , TA : 21 %) . そのため GZK カットオフの存否やエネルギースペクトルの詳細な構造については確定的な結論は得られていない．

到来方向分布

AGASA による極高エネルギー宇宙線の到来方向分布を図 1.14 に示す．この結果では，doublet/triplet 事象は存在しているが，極高エネルギー宇宙線の到来方向は既知の天体との相関はなかった．

一方，Auger は 2007 年に極高エネルギー宇宙線の到来方向分布は，VCV カタログに載っている 75 Mpc 以内の AGN との相関を示すと発表した [15] . しかしその後統計量の増加により，AGN との相関は弱まっている．図 1.15 は，Auger で観測された極高エネルギー宇宙線の到来方向分布を銀河座標で示したものである．青い丸は 75 Mpc 以内の AGN の方向を表し，大きさは半径 3.1° の範囲を示す．この円の大きさは Auger の方向決定精度と銀河磁場の影響を考えた値である．

TA は現在までの観測から得られる統計では，VCV カタログに載っている AGN と到来方向との相関，および当方的に宇宙線が到来していると仮定したときの到来方向の分布との相関の両方に対して矛盾しないと発表している [16] . 図 1.16 は，TA の 2 年間で得られた 57 EeV 以上のエネルギーの宇宙線の到来方向を青の点で示している．

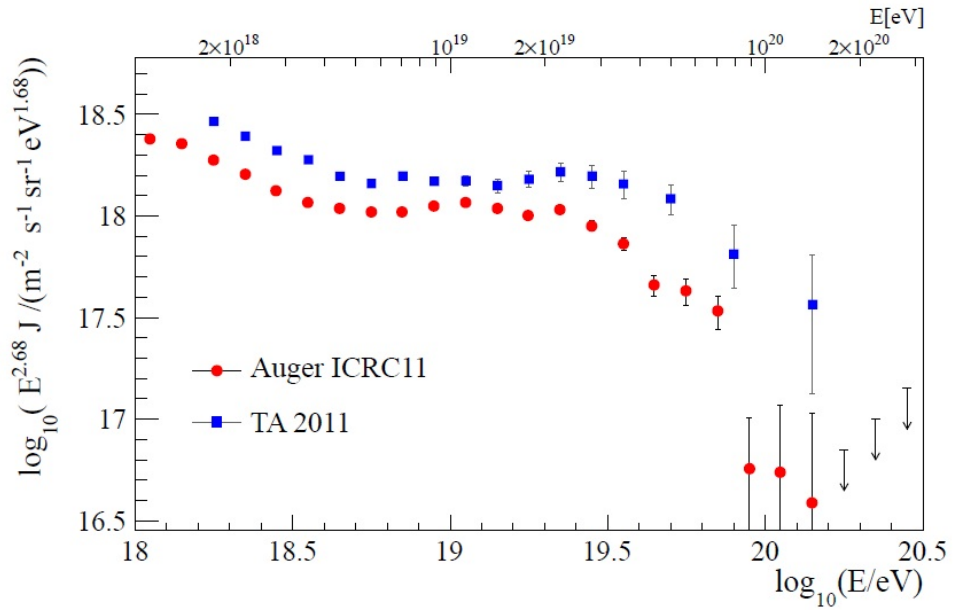


図 1.13: Auger および TA によって観測された極高エネルギー宇宙線のエネルギースペクトル [19]

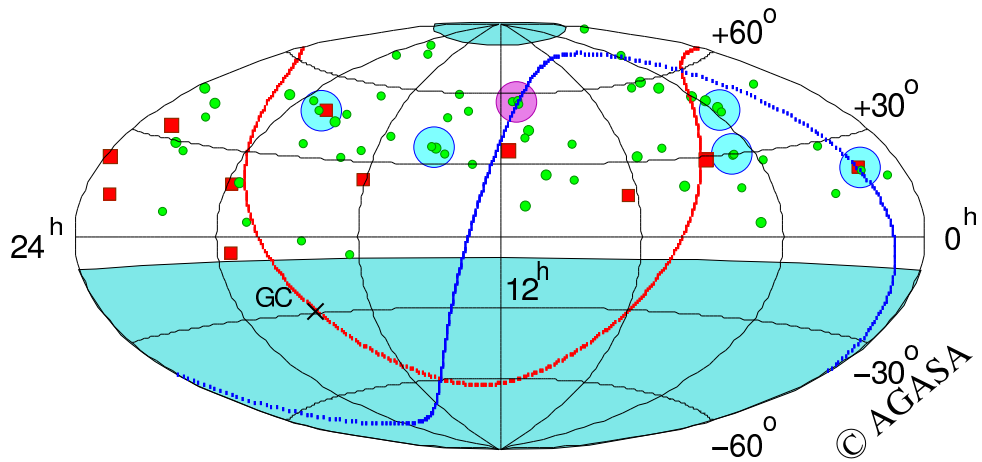


図 1.14: AGASA が観測した $10^{19.6}$ eV 以上の宇宙線の到来方向分布を赤道座標系で示している。水色の丸が doublet, ピンクの丸が triplet である。また赤線は銀河面, 青線は超銀河面を指す [23]

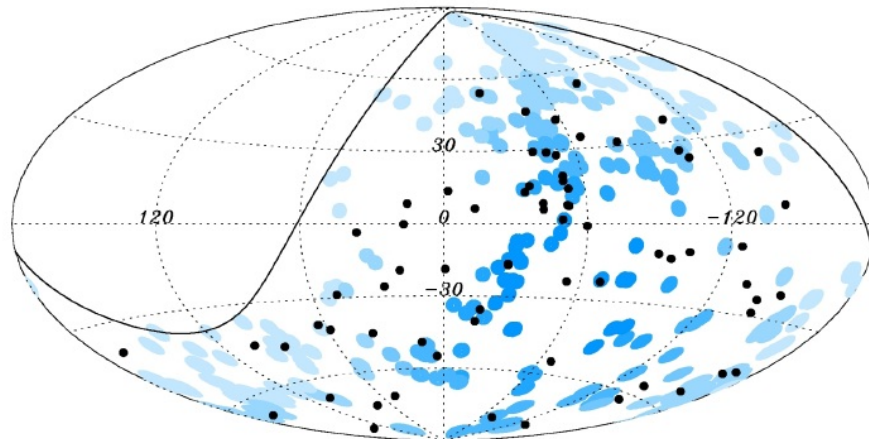


図 1.15: Auger で観測された 55 EeV 以上の極高エネルギー宇宙線の到来方向を銀河座標系で示している．図の中の黒い点が到来方向を表し，青い丸は VCV カタログに載っている 75 Mpc 以内に存在する AGN を中心に 3.2 度に相当する大きさの丸で示されている [15] ．

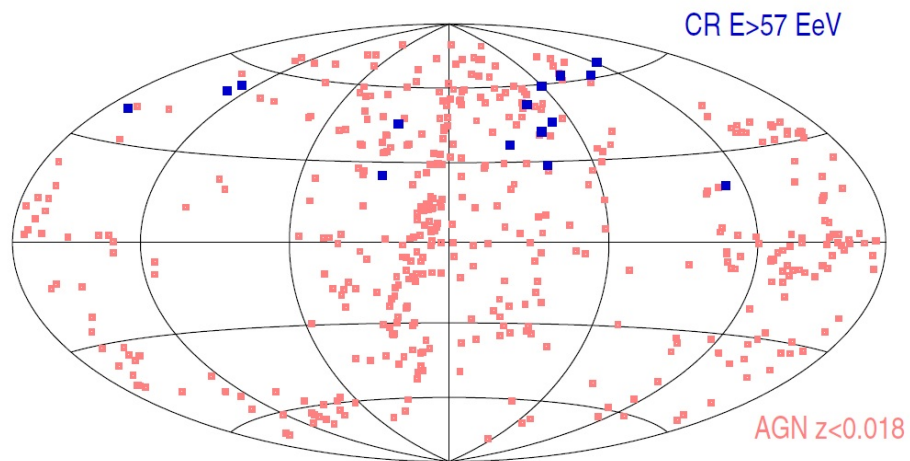


図 1.16: TA で観測された 57 EeV 以上の極高エネルギー宇宙線の到来方向を赤道座標系で示している．図の中の青い点が到来方向を表し，赤い点は VCV カタログに載っている 75 Mpc 以内に存在する AGN を示す [16] ．

第2章 宇宙線望遠鏡実験

最高エネルギー宇宙線の到来頻度は極めて低く、AGASAの観測によれば 100 km^2 の地表に年に1度飛来する程度である。AGASAは 100 km^2 の範囲に111台のシンチレーション検出器を配置し、その範囲に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約5倍広げることになり、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。

そこで日米韓露共同の新たな観測プロジェクトであるTelescope Array(TA)実験が立案され、建設された。このTA実験は、AGASAの約4倍の感度を持つ大気蛍光望遠鏡(Fluorescence Detector, FD)と、約7倍の感度を持つ地表検出器(Surface Detector, SD)による空気シャワーアレイによって、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。

2.1 宇宙線望遠鏡実験の目的

TA実験の主目的は以下の通りである。

- AGASAの約7倍の感度を有するSDアレイによる定常観測によって、最高エネルギー領域での観測事象数を飛躍的に増やす。
- 最高エネルギー宇宙線の粒子種を同定し、これを手がかりにその起源を解明する。
- エネルギー決定の系統誤差を約13%に向上させ、最高エネルギー領域での宇宙線エネルギースペクトルを確定する。
- 約 2° の角度分解能と十分な統計量によって最高エネルギー宇宙線の点源天体を探索する。

2.2 宇宙線望遠鏡実験の装置

高効率のFD観測のためには高い晴天率、透明度の高い空気と暗い夜空が必要であり、SDアレイを敷設するためには広大で平坦な敷地が必要である。これらの理由から、TA実験の観測装置は米国ユタ州ミラード郡の西部砂漠地帯(平均標高 1400 m 、大気深さ 860 g/cm^2)に設置された。

SDアレイは 1.2 km 間隔で並べられた507台のプラスチックシンチレーション検出器からなり、検出面積は約 700 km^2 である。FDステーションはアレイ周辺の3ヶ所に約 35 km 間隔で設置されている。1つのステーションに12台または14台の望遠鏡が設置され、全部で38台である。地表近くで発生する霧などの影響を避けるために、ステーションは周囲から $100\sim 200\text{ m}$ 高い所に置かれている。装置の配置図とFDステーションの視野を図2.1に示す。SDアレイ上空をFDの視野で覆い、到来する宇宙線を2つの異なる検出器で観測することが可能である。3つのFDステーションは上から時計回りにMiddle Drum(MD)ステーション、Black Rock Mesa(BRM)ステーション、Long Ridge(LR)ステーションである。すでに装置建設は完了し、2008年

3 月以降，FD と SD による定常観測が続けられている．また，LR ステーションは 2009 年 4 月以降無人で運用されており，BRM ステーションからのリモート制御によって観測が行われている．

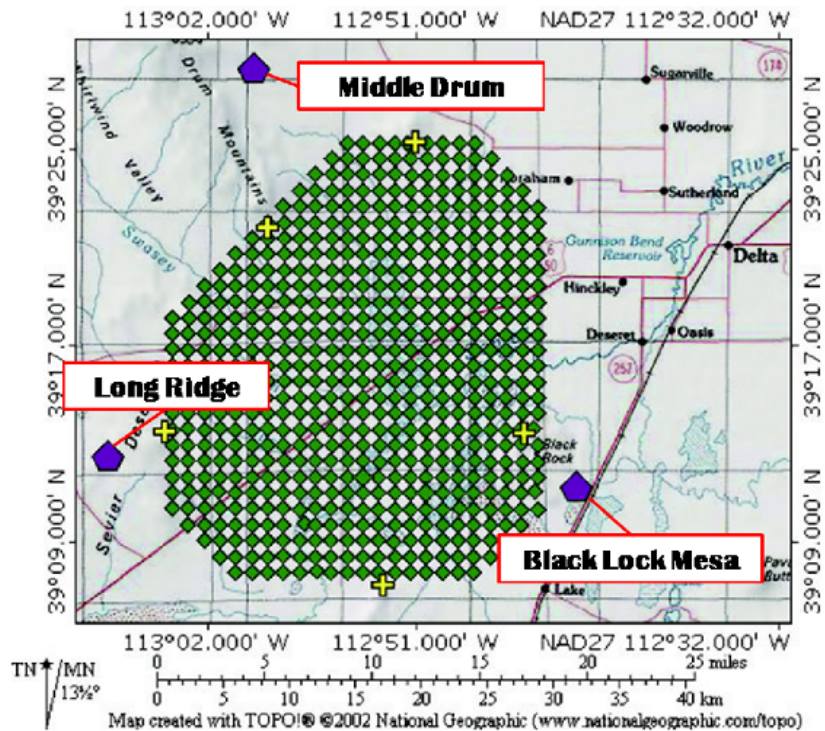


図 2.1: TA 実験における装置の配置図．紫色の五角形が大気蛍光望遠鏡ステーション，緑色の菱形が地表検出器を表す．

2.3 大気蛍光望遠鏡

TA 実験の 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する装置である．

TA 実験では FD は 3 ヶ所のステーションに集中して設置されているが，それらのうち MD ステーションにある 14 基は，HiRes で使用されていた望遠鏡を移設したものである．一方で BRM ステーションと LR ステーションにはこの実験のために新たに設計，製作されたそれぞれ口径 3 m の球面鏡を持つ望遠鏡が各々 12 台ずつ設置されていて，ステーション全体で方位角 108° ，仰角 $3^\circ \sim 33^\circ$ を観測する (図 2.2)．観測を行わないときは，ステーションの全てのシャッターが閉まり望遠鏡が保護される．また，ステーション内にはデータ収集エレクトロニクスと観測制御装置が格納されているコントロールルームとシフト従事者の居住室がある．ステーション内の電源供給は 2 つの発電機により行われる．

2.3.1 光学系

望遠鏡の主鏡は合成球面鏡である．望遠鏡 1 基の視野は，方位角方向に 18° ，仰角方向に 15.5° である．この望遠鏡を二段に重ねることによって，仰角は上段の望遠鏡が $3^\circ \sim 18.5^\circ$ ，下段が

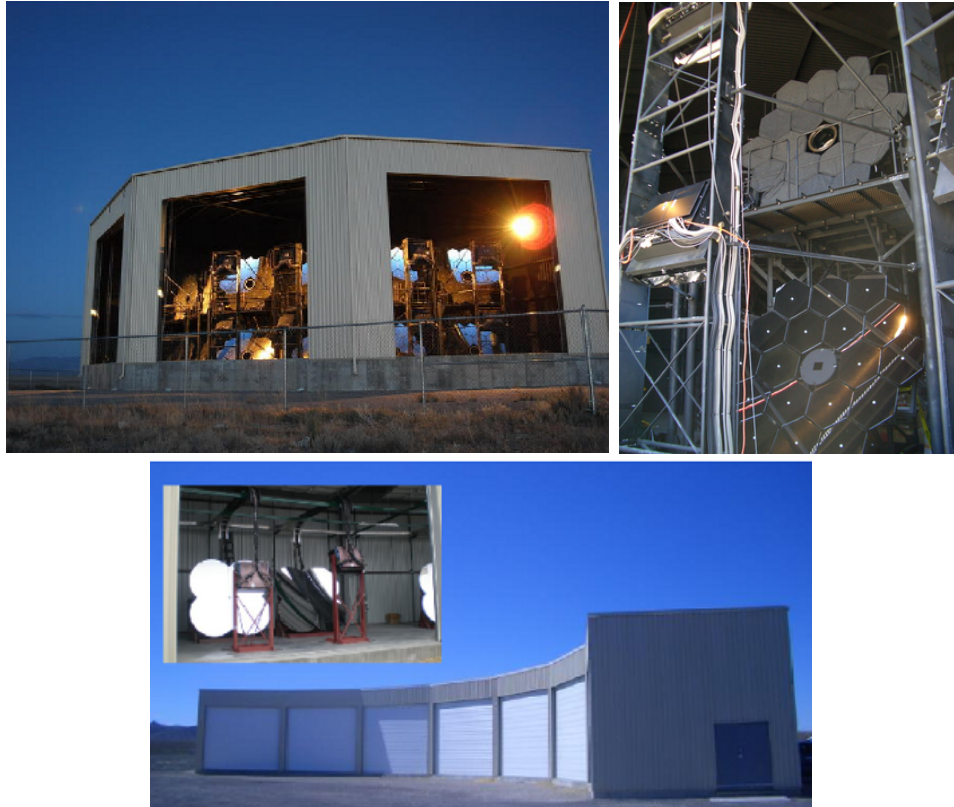


図 2.2: BRM スターションの概観 (左上) , BRM スターション内の望遠鏡 (右上) . MD スターションの外観と望遠鏡 (下)

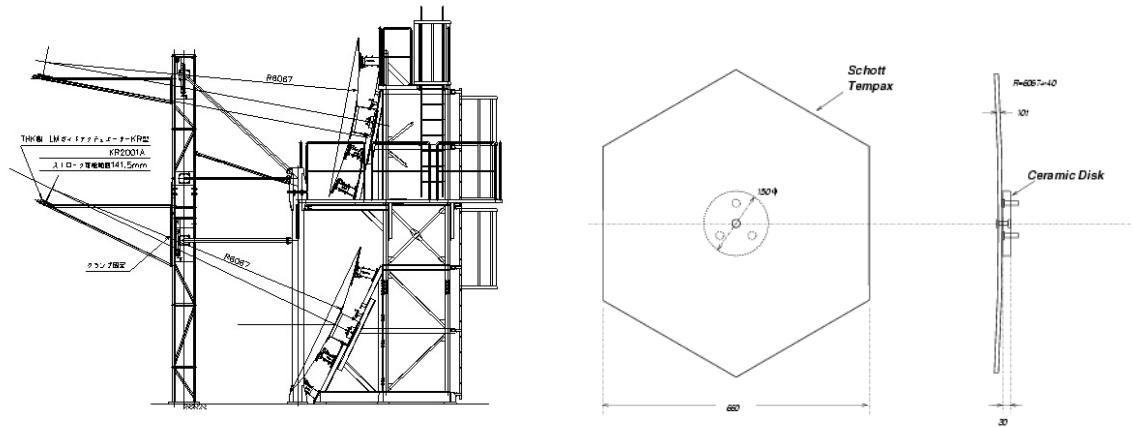


図 2.3: FD (左) とセグメントミラー (右) の構造と寸法

18.5° ~ 33° となり，全体では 3° ~ 33° をカバーする．各ステーションには，合計 12 基の望遠鏡が扇形に配置され，方位角は全体で 108° になる．焦点面の PMT カメラで結ぶスポットサイズは，2 次元ガウス分布を仮定して標準偏差を評価したときに約 12 mm 以下になるように調整されており，これは PMT の大きさ (六角形の対辺間の距離 61 mm) に比べ十分小さい．

望遠鏡に使われる球面鏡は，六角形をしたセグメントミラー 18 枚からなる口径 3.3 m の合成球面鏡である (図 2.3)．各セグメントミラーの PMT カメラに対する取付角度は調節可能である．また，合成球面鏡の中心にはセグメントミラーは配置されておらず，PMT カメラ内の全 PMT のゲインを相対的にそろえるために用いる標準光源装置 (Xe フラッシャー) が取り付けられている [28]．セグメントミラーのデザインは対辺間隔が 660 mm の六角形で，厚みは 11 mm，曲率半径は 6067 ± 40 mm である．素材は Tempax glass で，表面には Anodization によって Al_2O_3 がコーティングされている．反射率が波長域 330nm ~ 450 nm で 80 % 以上が維持されるように定期的に (およそ年 1 回) 洗浄されている．

2.3.2 PMT カメラ

PMT (光電子増倍管) カメラは， 16×16 のアレイ状に並べられた 256 本の PMT から構成されており，反射鏡の焦点面に設置される (図 2.4)．PMT カメラ筐体は PMT とカメラ内のエレクトロニクスを砂や埃から保護するために密閉容器となっている．PMT は浜松ホトニクス製 R9508 を用い，1 本で約 $1^\circ \times 1^\circ$ の視野を持ち，これが撮像の分解能に相当する．PMT の出力信号は後部に取り付けられたプリアンプにより増幅され，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系に送られる．また，観測対象である大気蛍光の波長域は主に 300 nm ~ 400 nm であるので，その他の波長域のバックグラウンド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 製 BG3 が取り付けられている．さらに，PMT カメラの前面窓には 300 nm 以上の波長域に対して透過率が 90 % 以上のクラレ製パラガラス-UV00 を用いている．



図 2.4: PMT カメラ (左) と BG3 が取り付けられた PMT(R9508)(右)

2.3.3 データ収集システム

データ収集システムの概略図を図 2.5 に示す [29] . PMT の電源電圧は各 PMT 独立に印加されてゲインが 8×10^4 となるように調整されている . PMT 出力のプリアンプのゲインは 5 倍で , PMT を含めたトータルでのゲインが 4×10^6 となっている . PMT の出力信号はプリアンプで増幅され , カメラ内部に設けられたパッチパネルを経由して Signal Digitizer and Finder (SDF) モジュールに送られる . イベントトリガーの生成と信号記録には , SDF , Track Finder (TF) , Central Trigger Distributor (CTD) の 3 種類のモジュールが使用される .

SDF SDF はメインアンプ , FADC からなる信号記録系と , データ収集制御のためのトリガー生成の最初の段階である信号認識のための論理回路系が実装された VME9U1 幅のモジュールである . 1 モジュールで 16 入力を持ち , 1 カメラあたり 16 枚の SDF を有する . メインアンプ出力信号は逐次 12 bit , 40 MHz サンプリングの FADC によってデジタル化された後 , 連続する 4 サンプル (100 ns) 毎に足しあわされてメインバッファメモリーに記録される . イベントトリガーが発生するデータはバッファメモリーからオンライン計算機へと 1 フレーム (12.8 μ s) を 1 単位として転送され保存される . 並行に , バッファリングされたデータに対して信号認識判定が行われる . フレームごとに大気信号候補を探索し , S/N が計算され , 外部から任意に設定されるしきい値を基準に信号の有無が判断され (ファーストレベルトリガー) , その結果が TF へ転送される .

TF TF は 1 モジュールで 1 基の望遠鏡 (= 1 カメラ = 256ch PMT) を担当する VME9U1 幅のモジュールであり , カメラで 12.8 μ s ごとに撮像された画像の中に空気シャワー事象のような空間的広がりを持ち , 時間的には連続した発光現象が無いかどうか判定する「トラック判定」の論理回路を持つ .

カメラ毎に全 PMT のファーストレベルトリガーの判定結果がヒットパターンとして TF に集められトラック判定される . TF はファーストレベルトリガーのパターンが次の何れかの条件を満たした場合に「空気シャワートラック」であると判断し , セカンドレベルトリガーを生成する .

1. ファーストレベルトリガーが生じている PMT が 5 本以上隣接して連結している場合

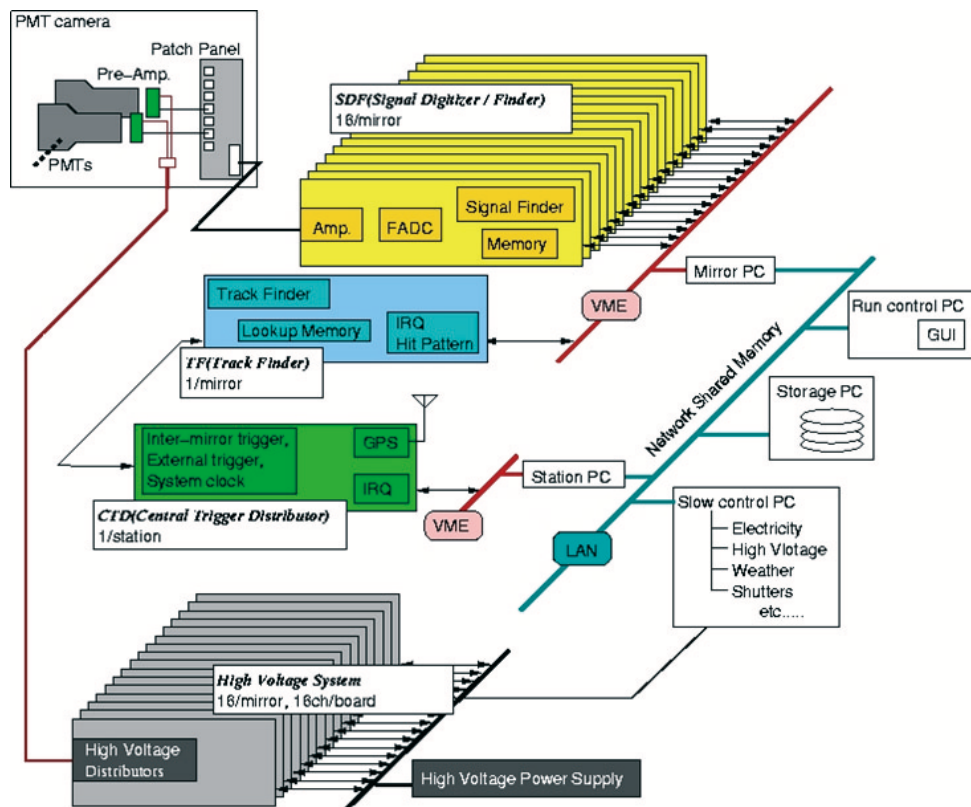


図 2.5: FD エレクトロニクスのブロック図

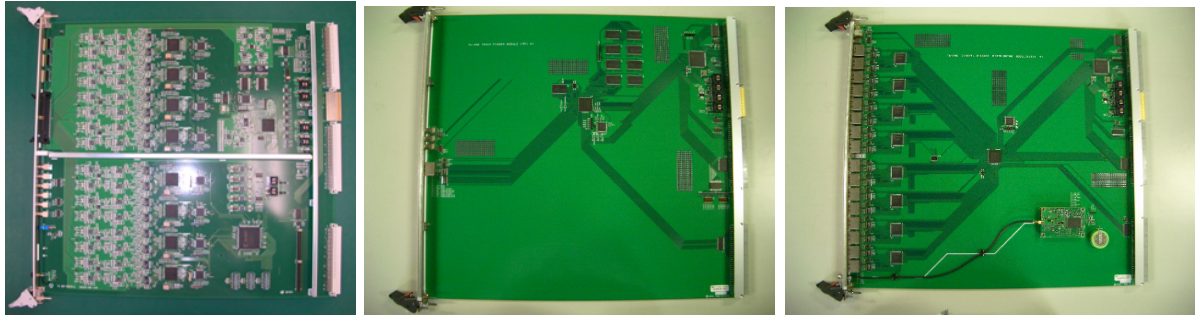
2. カメラの視野の端に、ファーストレベルトリガーが生じている PMT が 3 本以上隣接して連結している場合
3. ファーストレベルトリガーよりもずっと大きなシグナルを記録した PMT があった場合 (この閾値は外部から設定/変更可能である)

TF による判定結果は逐次 CTD に転送される。

CTD CTD は VME9U1 幅のモジュールである。1 モジュールに 12 台の TF が接続される。すなわち 1 つの FD ステーションに 1 台の CTD モジュールがあり、トリガー信号の分配とトリガー時刻の記録を行っている。ステーション内の全ての TF からのセカンドレベルトリガー情報を集め、データ取得の最終判断を行い、データ収集開始のためのトリガー信号 (ファイナルトリガー) をステーション内の全信号記録系にむけて送出する。CTD はカメラ間にまたがったトラックの判定をするための論理回路を持ち、またトリガー生成だけでなく全エレクトロニクスを同期させるための共通クロックの供給、初期化信号の送出などの働きも担う。また、GPS モジュールを持っておりイベント発生 of 絶対時刻も CTD が記録する。

2.3.4 キャリブレーション

大気蛍光法による空気シャワー観測から一次宇宙線のエネルギーを精度よく推定するためには、FD の感度較正や大気状態のモニターが重要である。SDF によって記録された信号から PMT に



(a) SDF ボード

(b) TF ボード

(c) CTD ボード

図 2.6: FD のトリガージョジュール

入射した光子の個数，さらには大気中の各深さでの空気シャワーの粒子数分布を算出しなければならぬ．このためには，エレクトロニクスの応答，各部の増幅率，量子効率，望遠鏡光学系の透過率，反射率などがあらかじめ精度良く求められていなければならない．また，空気シャワーが発生する光の発光量とそれらの光の大気中の物質による吸収，散乱を推定するためにさまざまな方法で地表から 10 km 以上の上空までの大気の状態を観測中常時測定し，知っておく必要がある．そこで TA 実験では以下のような望遠鏡光学系のキャリブレーションや大気モニターを行っている．

PMT ゲインの較正

CRAYS 1 台の望遠鏡あたり 3 本の PMT については，光量の絶対値が較正されている光源を用いて，あらかじめゲインの絶対値とその印加電圧依存性が実験室において測定されている．この測定のために開発された光源が CRAYS (Calibration using RAYleigh Scattering) である．

これは窒素ガスを充填したチェンバーと N_2 パルスレーザー (Thermo Laser Science 製, VSL-337ND-S) からなる．レーザーの発光波長は 337.1 nm で光量は 300 nJ/pulse，パルス幅は 4 μ s である．レーザーの出力エネルギーは放射パルスごとにエネルギーメーター (Laser Probe Inc. Rjp-435) でモニターされており，我々の使用しているレーザーでは発光量のパルスごとのばらつきは $\pm 5\%$ であることがわかっている．PMT の視野の中心軸がレーザーの光路と正確に垂直になるように PMT がセットされ，レーザー光のレイリー散乱光のみを検出する．PMT への入射光量を正確に見積もるため，レーザー光量以外にも実験装置の位置関係，ガスの温度，圧力など正確に記録される．結果として本測定の系統誤差は $\pm 8\%$ と見積もられている．

YAP YAP は基準 PMT の光電面の中心前面に貼付されている絶対光量光源である．観測中の絶対ゲインをモニターするために用いられる．TA 実験で使われているこの光源は $YAlO_3 : Ce$ シンチレーターを窓とする直径 4 mm，高さ 1 mm の円筒容器内に ^{241}Am α 線源を封入したものである．ピーク波長は 370 nm，パルス幅約 20 ns，PMT 光電面で発生する光電子数は約 450 個で，パルスごとのばらつきは 5% 以下である．CRAYS を使った PMT のゲインの測定の際に，同時にその PMT に貼付されている YAP の光量の絶対値も CRAYS の光量との比較によって測定されている．

Xe フラッシャー PMT 増幅率と印加 HV の関係が明らかになっている基準 PMT を基準にして，

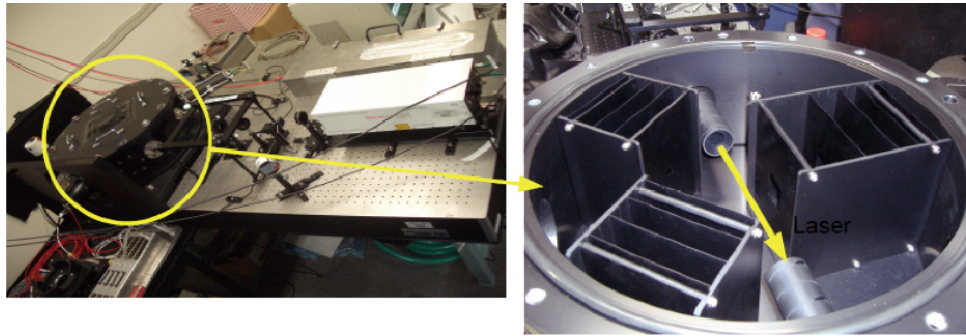


図 2.7: CRAYS の概観．左図の右側からレーザーが照射され，レーザーの出力を較正するための光学系を通り円で囲まれた領域にレーザー光が入射する．左図の円で囲まれた領域の内側を右図に示す．右図の矢印はレーザー光の光路を表し，PMT は図の右側の絞りの奥に設置された．絞りは構造物による多重散乱などを遮蔽し，ビーム軸に対して 90° 方向の散乱光が PMT に入射するように設置されている．

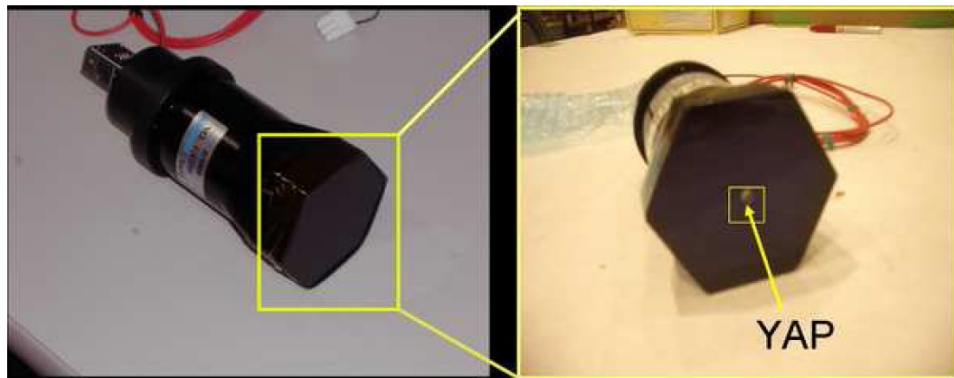


図 2.8: YAP.PMT 前面中央に設置し絶対光量光源として使用する

残りの全ての PMT のゲインは同じ 8×10^4 にそろえられている．具体的には，基準 PMT のゲインが 8×10^4 になるように HV を印加したのち，カメラ面上のどの点でも同じ光子フラックスになるように調整された一様パルス光源でカメラ全体を照らし，同一のパルス光に対してすべての PMT が同じレスポンスをするように基準 PMT 以外の PMT の印加電圧を調整する．

この相対ゲインキャリブレーションに用いられる光源，Xe フラッシャー，は Xe ランプ（浜松ホトニクス製 L4646），ソケット（同社製 E2418），電子回路（同社製 C3684）とテフロン拡散板からなる．この光源は各望遠鏡の合成鏡面中心に設置されており，主鏡から約 3 m 離れた位置からカメラ感面を照らす．この光源は外部トリガーで制御されており，パルス幅 $2 \mu s$ ，光源から照射される光量は 2×10^4 pe/pulse のパルス光を，繰り返し周波数 25 Hz で発射する．カメラ感面における光量の一様からのばらつきは 2 % であることが測定されている．

相対ゲインの調整（= 印加電圧の変更）は年 3 回程度の頻度で行われている．通常はこの光源を用いて全 PMT のゲインがモニターされている（頻度は観測中の 1 時間に 1 回）．

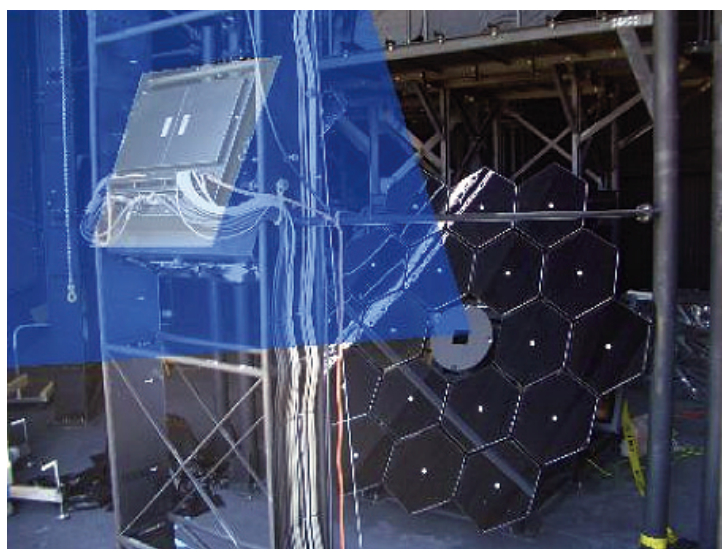


図 2.9: Xe フラッシャーの照射イメージ

XY-スキャナー 合成鏡のスポットサイズは 12 mm 以下になるように調整されていて，これはひとつの PMT 感面の大きさ 61 mm より小さい．したがって，一様光源を照射して PMT 単位でゲイン合わせをするだけでなく，PMT 感面上の応答特性すなわち 2 次元不均一性をより高い位置分解能であらかじめ知っておく必要がある．そこでカメラに装着する UVLED（日亜化学，NSHU590B）光源を搭載した大型 XY-スキャナーが開発された．XY-スキャナーの位置決め精度は ± 2 mm（実測取り付け精度の系統誤差）， ± 0.1 mm（位置決め精度の統計誤差）である．

この装置に搭載されている UVLED は波長 365 ± 10 nm の単色光を発し，そのパルス幅は 400 ns，スポットサイズは 3.83 mm (1.65σ , 90 %)，光量は約 1000 pe/pulse である．不均一性測定は UVLED 光源をカメラ有効感度面上を 4 mm 間隔で 60 パルスずつ照射することで行われ，各測定ごとの相対ゲインの決定精度は約 2.6 % である．この較正で求めら

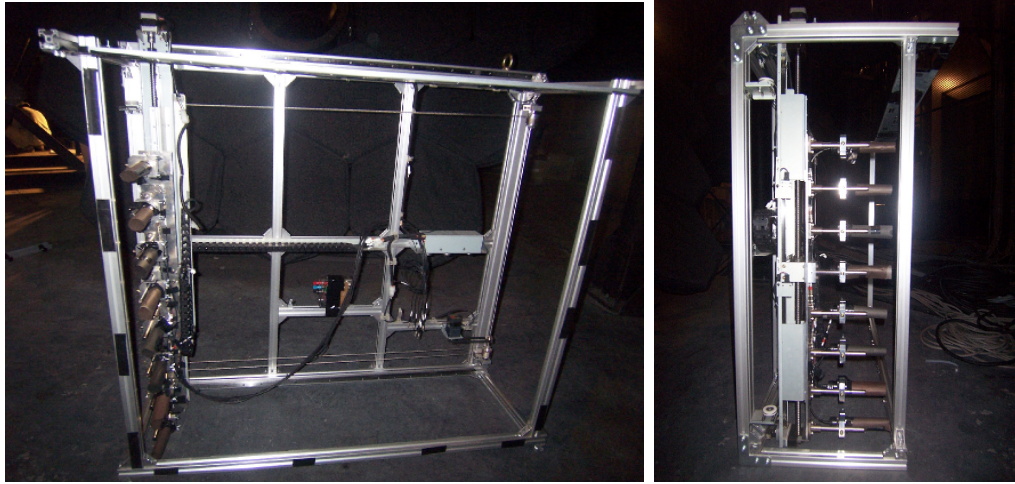


図 2.10: XY-スキャナー

れたカメラ感面の 2 次元不均一性は観測から一次元宇宙線の情報を推定する際に利用される．具体的には，モンテカルロ法によって空気シャワーイメージと各 PMT の信号をシミュレートする際に 2 次元不均一性が考慮され，これらの較正結果が利用される．

大気状態のモニター

空気シャワーによって生成された大気蛍光は大気中を伝播する際に，大気中の微粒子によって散乱・吸収される．この散乱・吸収量を知るために我々はいくつかの装置を大気蛍光望遠鏡の視野中に設置し，運用している．以下ではそれらの装置の概要を紹介する．

LIDAR TA 実験では，BRM ステーションに LIDAR 装置を設置し大気モニターに利用している．

LIDAR は Light Detection And Ranging の略で，強いパルスビーム光を大気に向けて発射し，その最後方散乱光の時間プロファイルを測定することで，ビーム射線に沿った大気の状態を推定する大気モニター法である．我々の LIDAR 装置はコンピューター制御経緯台式架台に搭載された Nd:YAG レーザー (esi 製 Orion，波長 355 nm，最大出力 5 mJ，パルス幅 5 ns，繰り返し周波数 1 Hz)，エネルギーメーター (Coherent 社製，J50LP-1A，波長範囲 300 nm ~ 12 μ m)，集光鏡 (Meade 社製，LX200GPS-30)，PMT (浜松ホトニクス製，R3479)，PMT 出力波形記録のためのデジタルオシロスコープ (Lecroy 社製，WaveRunner6039) からなる．LIDAR 装置は BRM ステーションから 100 m 離れた場所にある．現在のところ LIDAR による大気モニター観測は，FD 観測の開始前と終了時に行われている．

IR Camera 上空が低い雲でおおわれているときは，大気蛍光が雲で隠れてしまう．そのため BRM ステーションでは上空に存在する雲を赤外線カメラ (Infra-Red Camera，IR Camera) でモニターする．雲が存在する部分は温度が高くなるので，IR Camera を使うことで視野内の雲を撮像することができる．撮像する方向は FD 視野と同じ方向を 12 枚と水平，垂直の計 14 枚の撮影を 1 時間ごとに行う．

図 2.12 に IR Camera と撮像した写真を示す．右図は望遠鏡の視野順に 12 枚を並べた写真であり，同じ日の異なる時間に撮像したものである．上段の 12 枚の写真では雲が全体に存在するが，中段でしだいに減少し，下段の写真では雲がなくなる様子がわかる．

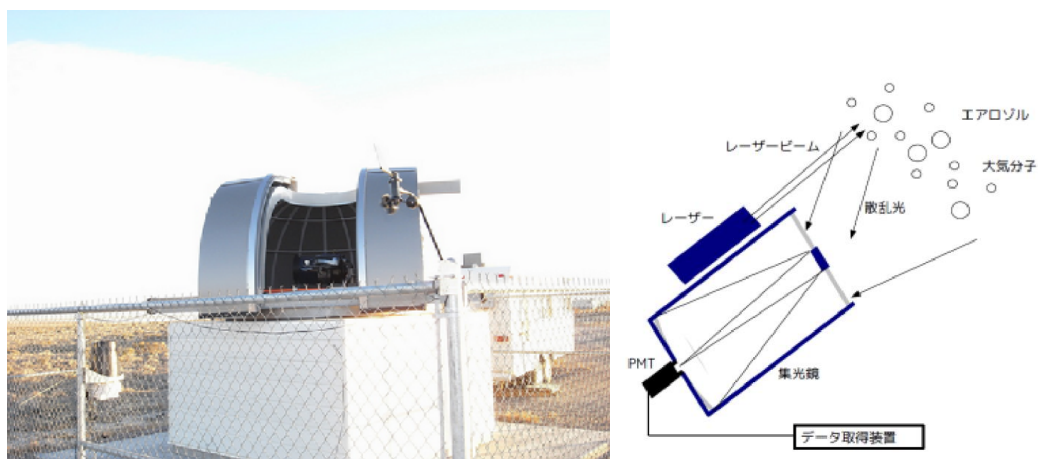


図 2.11: LIDAR ドーム (右) と LIDAR 法の概念図 (左) . ドームの中にある望遠鏡には右図のようにレーザーと PMT が取り付けられている

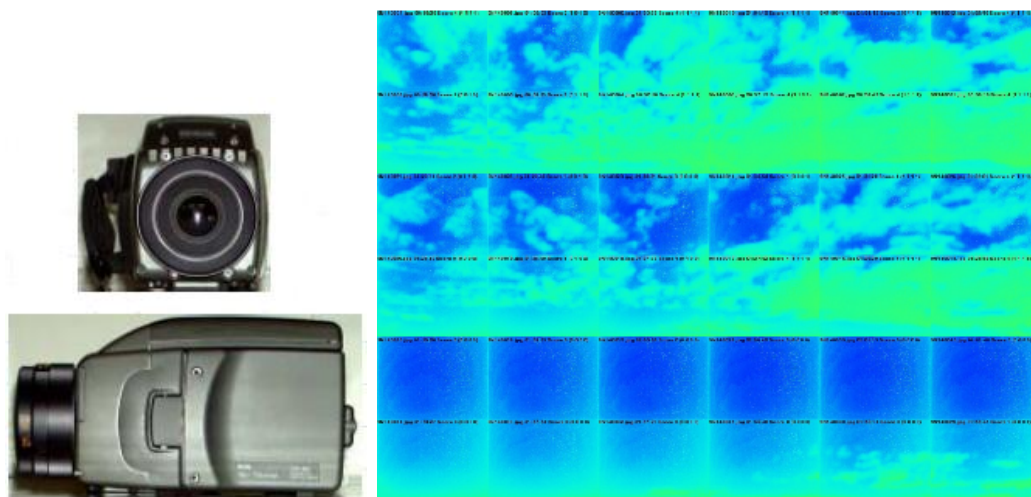


図 2.12: IR Camera (左) と IR Camera で撮像された写真 (右) . 右図は上段, 中段, 下段の各 12 枚が同時刻に撮像された写真である . 写真の青色に比べ緑色のほうが温度が高く, 雲の存在を表す . 上段から下段に進むにつれて時間が経過し, 時間と共に雲が少なくなっていく様子がわかる . 12 枚の撮影方向はそれぞれ FD の各カメラの視野と同じ方向の空を撮影したものである .

CLF LIDAR と同様の紫外線レーザーを使用した CLF (Central Laser Facility) は 3 ヶ所の FD ステーションからほぼ等距離となる地点に設置されている。CLF から垂直に射出されたレーザーからそれぞれの FD ステーションの方向に散乱された側方散乱光をそれぞれの FD ステーションで観測する。この側方散乱を観測した結果を解析することでミー散乱の消散係数を求めることができる。レイリー散乱による散乱量は計算によって求めることができるので、計算で求めたレイリー散乱量と実際に観測された光量との差がミー散乱による散乱量を表すことになる。ここからミー散乱の消散係数 α_{mie} を求めることができる。大気の状態が一次的 (大気状態が高さにのみ依存する) と考えた場合には LIDAR によって得られたミー散乱の消散係数と比較することが可能である。

現在 CLF は FD 観測中、30 分毎に運用され、FD で観測されている。



図 2.13: TA サイト中央に設置された CLF (左) と CLF 内部 (右)

2.4 地表粒子検出器

SD は面積 3m^2 のプラスチックシンチレーターからなる地表検出器で、これが 1.2km 間隔で合計 507 台設置されている (図 2.14)。SD 1 台には、 $100\text{cm} \times 150\text{cm} \times 1\text{cm}$ のプラスチックシンチレーターを 2 層に重ねたものが入っている。それぞれのプラスチックシンチレーターには直径 1mm 、 2cm 間隔で溝が掘られ、その溝に WLSF (Wave Length Shifting Fiber) が埋め込まれている。この WLSF によって青いシンチレーション光から緑色に変換された光を、中央に設置した PMT (Electronbubes 9124SA) を使って検出する。PMT からの信号波形はアンプを介して 12bit 、 50MHz サンプリングの FADC で AD 変換され、記録される。また、各地表検出器は GPS により時間情報を取得し、SD エリアに配置された通信塔を介して無線 LAN により中央のデータ収集系と通信している。各 SD は、ソーラーパネル (120W) を電力源としているため自立して観測を行うことができる。



図 2.14: シンチレーション検出器

2.5 ハイブリッド観測

SD アレイはほぼ 100 % の効率で稼動しているので、FD による観測が行われている時間は、SD アレイと FD で同時観測が行われているとみなせる。しかも、エネルギー 10^{19} eV 以上の空気シャワーについて言えば、FD の有効検出範囲は SD アレイの展開領域を超えている。そのため、このエネルギー以上の宇宙線は同時検出 (= ハイブリッド観測) されることになる。

SD アレイによる観測では、計測された粒子数と粒子到来時刻を基に一次宇宙線の到来方向が決定され、シミュレーションとの比較から一次宇宙線のエネルギーが決定される。FD 観測では大気中を通過する空気シャワーの軌跡を撮像し、信号の時間差から一次宇宙線の到来方向を決定し、軌跡の輝度 (光量) とシミュレーションを比較することで一次宇宙線のエネルギーが推定される。このように SD アレイと FD は測定原理が異なり、観測された事象を解析する上で相補的な役割を果たす。SD のデータ解析でのエネルギーはシミュレーションと一次組成への依存性が大きくなり、系統誤差が大きくなる。一方で、FD のデータ解析でのエネルギー推定はシミュレーションや一次宇宙線の組成への依存性は小さく、これに加えて ELS を用いたエネルギーの絶対較正をすることができるため、エネルギー決定の系統誤差 SD に比べて小さくなる。また、FD 単独での一次宇宙線の到来方向の決定は難しく (特に 1 ステーションでのみ観測された事象)、その系統誤差は $\sim 5^\circ$ 程度であるのに対して、SD 到来方向の決定は理論が単純で $\sim 3^\circ$ 程度の系統誤差で到来方向を決定することができる。

ハイブリッド観測では SD と FD の長所を組み合わせることで観測することによってより高精度なエネルギー推定が行える。

2.6 Electron Light Source (ELS)

FD のエネルギースケールの較正には、Electron Light Source (ELS) と呼ばれる電子線形加速器を用いる。ELS は 高エネルギー加速器研究機構との共同開発で製作され、2009 年夏に TA 実

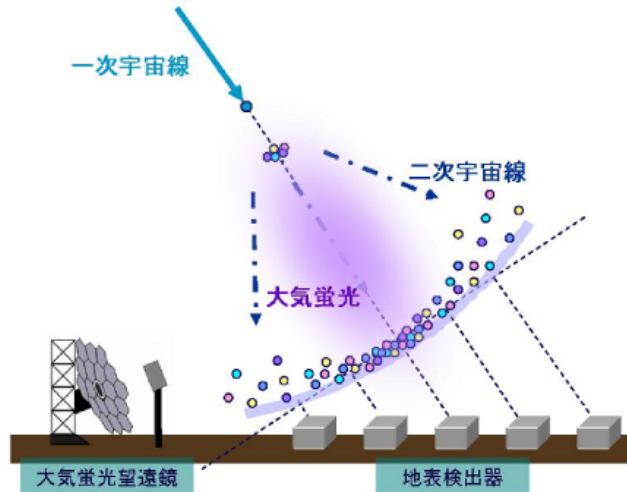


図 2.15: ハイブリッド観測の概念図

験サイトの BRM ステーション前方 100 m の位置に設置された．この ELS は，1 % 以下の誤差で既知のエネルギーの電子ビームを射出できるように設計されている．TA 実験以前の大気蛍光観測実験では実験室などの環境で測定された大気蛍光発光スペクトルが観測地の高度や気象条件でも成り立つと過程せざるを得なかった．さらに大気蛍光発光効率に始まり，鏡の反射率，フィルター透過率，量子効率，増幅率など様々な係数をそれぞれ個別に測定によって求め，それらを掛け合わせて 1 つの係数とし，測定した大気蛍光信号の大きさからシャワーを再構成せざるを得なかった．しかし，我々は世界で初めて空中射出型電子戦系加速器 = ELS を空気シャワー観測装置に隣接して設置し，これによる電子ビーム，すなわちエネルギーと粒子数が実験者の指定した値にあらかじめ調整されている「擬似空気シャワー」を使って望遠鏡の各要素の係数の掛け算をひとまとめの係数として知ることを可能にし，結果としてエネルギー決定の系統誤差を小さくすることを可能にした．

ELS は BRM ステーションの正面から 100 m 離れた場所に設置されている．距離が近いいため ELS による擬似空気シャワーイベントに対する大気による蛍光の減衰は無視することができる．ELS の仕様を表 2.1 に示す．ELS から鉛直上方に射出された電子ビームは，大気分子によって散

ビーム中の電子のエネルギー	40 MeV
電荷量	$10^9 e^- / \text{pulse}$
ビーム強度	6.4 mJ / pulse
繰り返しレート	$\leq 1 \text{ Hz}$
パルス幅	$\leq 2 \mu\text{s} (\text{typical } 1 \mu\text{s})$

表 2.1: Electron Light Source の仕様

乱されながら進み，ほとんどの電子が望遠鏡の視野内で電離損失によりエネルギーを失って止まる．パルス中の全電子のエネルギー損失は $4 \times 10^{16} \text{ eV}$ のエネルギー損失に相当し，このとき FD で観測される大気蛍光量は 10 km 先での $4 \times 10^{20} \text{ eV}$ のエネルギー損失と等価であると見積もら

れ、擬似空気シャワーとして FD で観測される。空気シャワーの電磁成分はハドロン成分に比べてシミュレーションでよく再現できるため、実際に観測された光量とシミュレーションによって得られた光量とを比較することで、大気蛍光発光効率と FD の装置定数を一括して絶対較正できる。ELS の外観とシステムの概略図を図 2.16 と図 2.17 に示す。

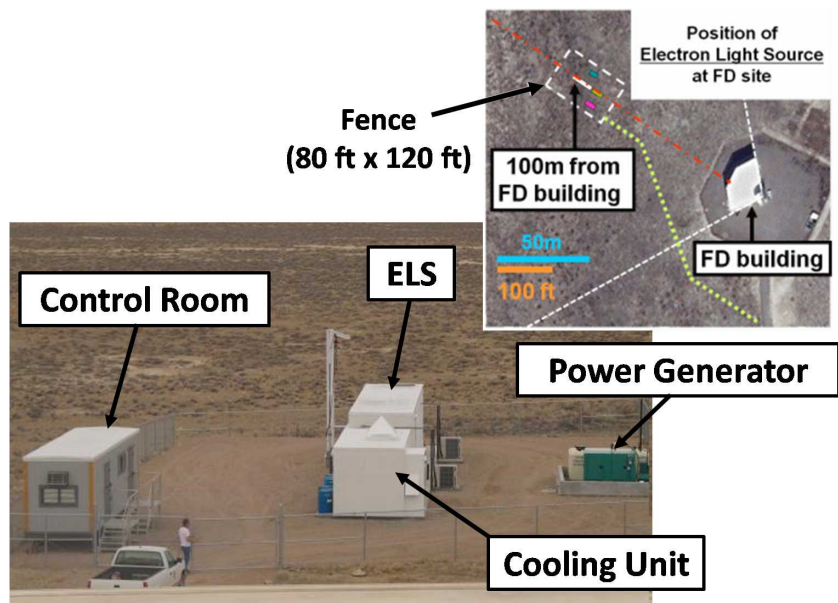


図 2.16: TA サイトに設置された ELS

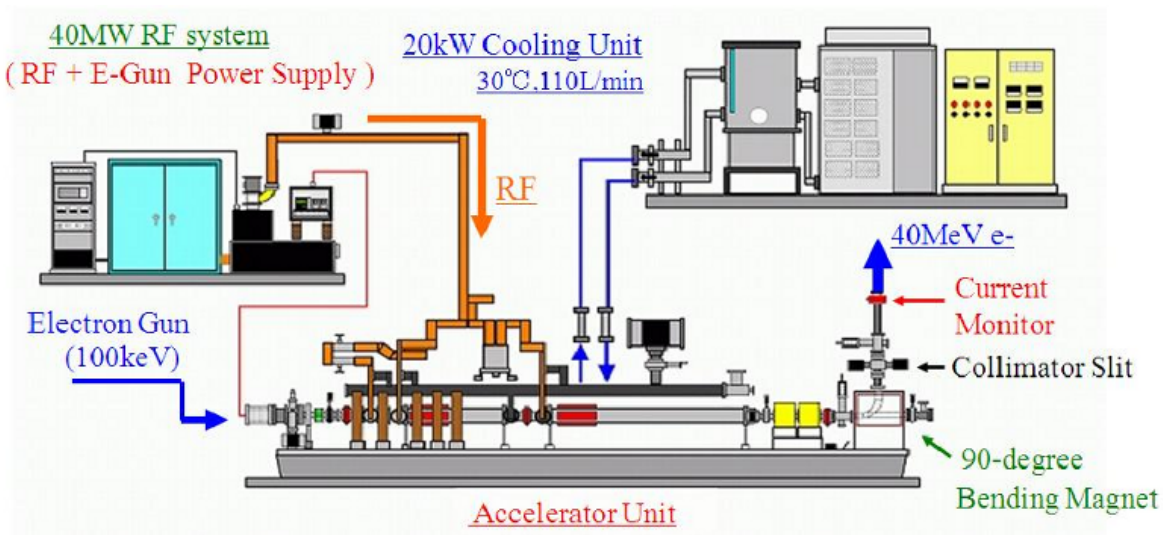


図 2.17: ELS の概略図

第3章 可搬 UV レーザーシステム

大気蛍光望遠鏡の絶対較正に用いる ELS は、40 フィートコンテナ 2 台分の大きさや重量のためにその移動は実質的に不可能である。また、電子ビームの射出方向も一方向に固定されているために、12 台の望遠鏡で構成された FD ステーションの内、2 台の望遠鏡の視野の一部分しか較正することができない。そこで、ELS による較正を全望遠鏡に反映させるために、可搬 UV レーザーシステムを設計・製作し、運用することにした。

可搬 UV レーザーシステムを用いた大気蛍光望遠鏡のエネルギーの較正は以下のように行われる。ELS によって射出された電子ビームと可搬 UV レーザーから射出されたレーザーの散乱光の軌跡が撮像イメージとして FD 視野上で重なるように装置を設置する。ELS の電子ビームによって望遠鏡を較正し、較正された望遠鏡で UV レーザーの散乱光を適切な回数（およそ 100 ~ 1000 ショット）観測する。これによって得られた UV レーザーの撮像イメージと、射出された UV レーザーのエネルギーを対応させる。これによって UV レーザーを標準光源として、ステーションの望遠鏡視野内を移動して UV レーザーを射出・撮像することで、全望遠鏡に対して ELS による較正を反映させることができる。

可搬 UV レーザーシステムによって FD の較正を行うためには、PMT カメラ面上で UV レーザーの軌跡が見える位置を知る必要がある。これを達成するには 0.1° 以下のポインティング精度が必要である。また、FD での撮像イメージと射出された UV レーザーのエネルギーを対応させるために、射出されたレーザーのエネルギーを測定する必要がある。

これらを実現するために製作した可搬 UV レーザーシステムの構成を以下に述べる。

3.1 可搬 UV レーザーシステムの構成

可搬 UV レーザーシステムは、高精度ポインティングシステムを有した経緯台、ガイド望遠鏡、UV レーザーや出力モニタリング用のエネルギーセンサーを含むレーザー光学系、ガイド望遠鏡と光学系の光軸を揃えるために使用する光軸調整用 He-Ne レーザー、エネルギーセンサーの温度を測定するためのシステム、GPS を用いたレーザー射出時刻取得システムで構成されている。これらによって、装置を任意の場所に設置し、UV レーザーの射出方向を制御することが可能となっている。以下では、これらの各部の詳細について述べる。

3.1.1 経緯台

経緯台には、MEADE 製の望遠鏡付経緯台 LX200ACF-25 (図 3.1 (左)) から付属の鏡筒を取り外して経緯台のみ (図 3.1 (右)) を用いる。この経緯台は GPS 情報と星の位置による姿勢補正を用いた高精度ポインティング機能を有している。高精度ポインティングのための調整では、まず経緯台に付属の GPS で位置情報と時刻情報が取得された後、2 つの基準星をガイド望遠鏡の視野中心に手動導入して、その方向を経緯台に教えることで経緯台の傾き (仰角・方位角) を経緯台内蔵コンピュータに計算させて設定する (これを「ツースターアライメント」と呼ぶ) 。さらに、

基準星を1つ追加利用することで、この基準星の近傍でさらにポインティング精度を向上させることができる(これを「シンクロアラインメント」と呼ぶ)。経緯台の方向設定とポインティング精度については第3.2節でさらに詳しく述べる。

3.1.2 ガイド望遠鏡

MEADE 製経緯台のアラインメント調整のためには、経緯台を手動操作してそれに搭載されている望遠鏡の中心に基準星を導入するとうような操作を行う必要がある。このため、経緯台にはカセグレン式望遠鏡が付属していたが、可搬 UV レーザー装置としてはさらにレーザーなどを搭載する必要があるため、より小さな口径の屈折式望遠鏡(ガイド望遠鏡)に変更した。UV レーザーの光軸とガイド望遠鏡の光軸を合わせることで、経緯台の高精度ポインティングシステムによって補正された方向に UV レーザーを射出できる。

このガイド望遠鏡にはケンコー製のアクロマート屈折望遠鏡(SE102)を用いた。ガイド望遠鏡の外観を図3.2に示す。この望遠鏡の焦点距離は500mmで、有効径は102mmである。アイピースはVixen製のLVW5mmを用いた。これにより倍率は100倍となり、実視界は 0.66° となる。実視界の広さの $1/10$ の精度で星を視野中心に導入することは十分可能なので、目標ポインティング精度 0.1° を十分下回る導入精度 0.07° は十分達成される。

3.1.3 光軸調整用 He-Ne レーザー

本実験で使われる UV レーザーの出力は、波長 355 nm のパルスレーザー光であるため、UV レーザーと望遠鏡の光軸を直接目視による観測によって調整することは容易ではない。そこで、CVI メレスグリオ製 HeNe レーザーシステム(25LHR111)を用いた光軸調整を一段階狭むことで光軸調整を容易にした。具体的には、先ず UV レーザーと HeNe レーザーの射出方向の遠方(約 20 m)の地点に蛍光板を設置して、蛍光板に照射した UV レーザーと HeNe レーザーのスポット位置を見ながら2つのレーザーの光軸が平行になるように HeNe レーザーの光軸を調整する。次に、HeNe レーザーを連続的に照射したまま HeNe レーザースポットとガイド望遠鏡の光軸を平行にする。これらの調整ではレーザースポットの位置決め精度は10mm以下であり、結果として 0.03° の以下の誤差で3つの光軸が平行にそろう。HeNe レーザーは光軸の微調整が容易にできるように、CVI メレスグリオ製円筒形レーザー用精密ホルダ(07HLC003)を用いてマウントする。本装置で用いる HeNe レーザーの仕様と外観を表3.1、図3.3にそれぞれ示す。この HeNe レーザーは、望遠鏡と UV レーザーの光軸調整にのみ使用する。

波長	632.8 nm
ビーム径	0.59 mm
ビーム広がり	1.35 mrad
射出エネルギー	1.0 mW
レーザーヘッドの寸法(長さ × 直径)	271.8 mm × 44.5 mm
レーザーヘッドの重量	370 g
電源の入力電圧	100 VAC
電源の出力電流	6.5 mA

表 3.1: CVI メレスグリオ製 光軸調整用 HeNe レーザーシステム : 25LHR11 の仕様



図 3.1: (左)MEADE 製 望遠鏡付経緯台 (LX200ACF-25) , (右) 鏡筒を取り外した状態



図 3.2: ケンコー社製 ガイド望遠鏡 : SE102



図 3.3: HeNe レーザーヘッドと円筒形レーザー用精密ホルダ (左), HeNe レーザー電源 (右)

3.1.4 レーザー光学系

レーザー光学系は, UV レーザー, ビームスプリッター, エナジーセンサー, $\lambda/4$ 板, アイリスからなる. ビームスプリッターとエナジーセンサーは UV レーザーの出力モニタリングに使用し, $\lambda/4$ 板は UV レーザーの偏光を直線偏光から円偏光に変えるために使用する. アイリスはビームの中で拡がりの大きい成分を遮蔽するために使用する.

レーザー光学系のブロック図を図 3.4 に示す. 図中のエナジーセンサー 2 は, UV レーザーの射出エネルギーの直接測定によるエナジーセンサー 1 の較正のための事前測定に使用し, レーザー光を空中に射出する際は取り外される. 射出エネルギーの測定については, 第 3.5 節で詳しく述べる.

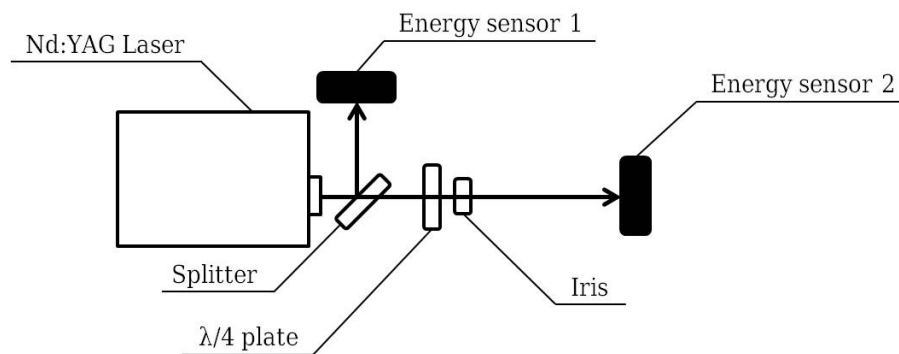


図 3.4: レーザー光学系のブロック図

UV レーザー

UV レーザーは, New Wave Research 製 Orion Nd:YAG レーザーである. UV レーザーの仕様を表 3.2 に, 外観を図 3.5 に示す.

大気蛍光の発光スペクトル範囲が 300 ~ 400 nm であり, FD の感度もそれに合わせて設計されているため, 波長は 355 nm の UV レーザーを選択した. また, この UV レーザーは TA 実験の LIDAR で使用されているレーザーと同規格同型である. これは製作から運用までにかかる時間的コストを, 特に制御ソフトウェアの開発にかかる時間を最小限に抑えることを狙った.

波長	355 nm (Nd:YAG の 3 倍高調波)
パルス幅	4 ~ 5 ns
ビーム径	2.5 mm
ビーム広がり	3 mrad
最大射出エネルギー	4 mJ
繰り返しレート	1 Hz
ジッタ	± 1 ns
冷却方式	空冷式

表 3.2: New Wave Research 製 Orion Nd:YAG 355 nm レーザーシステムの仕様



図 3.5: New Wave Research 製 Orion Nd:YAG レーザーヘッドと電源・制御部

この UV レーザーでは、レーザーヘッド内部にあるモーター・ドライブ・アッテネータによって出力エネルギーが調整される。具体的には、直線偏光しているレーザー光に対して偏光板の角度を変えることによって減衰させ、出力エネルギーを調整する。

ビームスプリッター

UV レーザーはビームスプリッターで分岐され、エネルギーセンサーで検出することで、UV レーザーのビームエネルギーが常に測定されモニタリングされる。可搬 UV レーザーシステムでは、空中射出するビームエネルギーに応じて 2 種類のビームスプリッターを交換する。FD から 10 km 以遠において使用する際は、スプリッターを透過して空中に射出されるビームのエネルギーを上げるため、反射率の低いスプリッター (シグマ光機製:OPCFU-30C03-P, 反射率 ~ 10%) を使用する。より近距離で使用する際は、スプリッターを透過して空中に射出されるビームのエネルギーを下げるため、反射率の高いスプリッター (シグマ光機製特注スプリッター, 反射率 ~ 90%) を使用する。

エネルギーセンサー

ビームスプリッターによって反射された UV レーザー光は、エネルギーセンサーに入射する。このエネルギーセンサーによって検出されたエネルギーとスプリッターの分岐比を基にビームスプリッターを透過して空中に射出された UV レーザー光のエネルギーが求められる。この方法について第 3.5 節で詳しく述べる。また、このエネルギーセンサーの感度には温度依存性があることが予め知られていたため、恒温槽を用いてエネルギーセンサーの感度の温度依存性を測定した。この結果については第 3.3 節で述べる。エネルギーセンサーの仕様を表 3.3 に示す。

波長範囲	190 nm ~ 12 μ m
エネルギーレンジ	25 μ J ~ 50 mJ
最大繰り返しレート	1000 pps
最大パルス幅	17 μ s
センサーの直径	25 mm

表 3.3: COHERENT 製 エネルギーセンサー : J-25MB-LE の仕様

エネルギーセンサーからの出力波形のピーク電圧がエネルギーセンサーの感面に入射したレーザー光のエネルギーに $\pm 3\%$ の精度で比例する。ピーク電圧と入射したレーザー光のエネルギーの比例定数は出荷前に COHERENT 社によって測定されており、この値を本実験でも使用する。可搬 UV レーザーシステムで用いる 2 つのエネルギーセンサーは、型番は同じであるが、測定結果はそれぞれ異なる (表 3.4, 表 3.5)。

$\lambda/4$ 板

ビームスプリッターを透過した UV レーザー光は空中に射出され、その大気中での散乱光が FD で観測される。一般に大気分子やエアロゾルによる側方散乱光の微分散乱断面は、散乱方向をビーム軸に垂直な面に射影した方向と偏光方向がなす角度に依存する。本実験で使用している UV レーザーの出力光は直線偏光しているため、それをそのまま空中射出に使用すると、散乱光量

較正波長	1064 nm
典型応答 (@355 nm)	1.545×10^2 V/J
典型応答の不定性	$\pm 2\%$
波長が違ふことによる不定性	$\pm 2\%$
リニアリティの不定性	$\pm 3\%$

表 3.4: COHERENT によるエネルギーセンサーの較正データ (エネルギーセンサー 1)

較正波長	1064 nm
典型応答 (@355 nm)	1.223×10^2 V/J
典型応答の不定性	$\pm 2\%$
波長が違ふことによる不定性	$\pm 2\%$
リニアリティの不定性	$\pm 3\%$

表 3.5: COHERENT によるエネルギーセンサーの較正データ (エネルギーセンサー 2)

はレーザーの設置された向き (方位角) に依存することになってしまう。そのため、 $\lambda/4$ 板 (シグマ光機製:WPQ-3550-4M) を通して直線偏光を円偏光に変えて射出することで、散乱光量がレーザーの設置方向に依存しないようにする。

アイリス

UV レーザーヘッドから出力されたビームには、光軸からの拡がり角の大きい成分も含まれているので、アイリス (= 絞) によってレーザー径を絞ることで、このような成分を遮る。

3.1.5 エネルギーセンサーからの出力読み取り用 ADC

エネルギーセンサーからの出力の読み取りには Interface 製の ADC (CSI-320110) を用いた。ADC の仕様を表 3.6 に示す。この ADC は外部トリガーにより波形を記録することが可能で、トリガー位置をデータ長の任意の位置に設定することができる。本実験では、サンプル周波数 25 MHz、データ長を 30,000 サンプルに設定し、トリガー位置を 15,000 サンプル目に設定した。トリガーにはレーザー制御部から出力されるレーザーパルスに同期した信号を用いている。

分解能	10 bit
最高サンプリング速度	40 MSPS
入力	2 チャンネル
ダイナミックレンジ	± 1.0 V
最大サンプル長	4 M サンプル/チャンネル

表 3.6: Interface 製 ADC (CSI-320110) の仕様

3.1.6 レーザーの射出位置，射出時刻の取得

FD で観測されたレーザーイメージを解析する際には，レーザー射出時刻と撮像された時刻を比較してイベントを同期させる必要があり，また出来る限り正確な射出も必要である．本装置ではその位置とレーザー射出時刻を記録するために GPS コントロール用のモジュール (Motorola 製 M12 ONCORE) を使用している．このモジュールは，GPS で自身の位置を測定するとともに，GPS の 1 pps 信号を基準としてレーザー制御部からのトリガーパルスのタイミングを記録する．各ショットの射出時刻情報は時間的に一致するレーザーによるイベントを FD のイベントリストから抜き出すのに使われる．

3.1.7 エナジーセンサーの温度測定装置

可搬 UV レーザーシステムで使用されるエナジーセンサーの感度には，第 3.1.4 項でも述べたように温度依存性がある．従って，エナジーセンサーの温度依存性を補正し，正確なエネルギーを得るためにはエナジーセンサーの温度を常時測定する必要がある．

温度の測定には日機装サーモ製のサーミスタ (44006) と，KEITHLEY 製のデジタルマルチメータ (2000 型) を使用している．

3.2 経緯台の制御とポインティング精度

経緯台の制御には，MEADE 製 LX200ACF シリーズに標準装備のハンディーコントローラー，Auto start 2 を使用する．以下に Auto Star 2 を用いた経緯台の制御と得られたポインティング精度の測定結果について詳しく述べる．

3.2.1 Auto Star 2 を用いた経緯台の制御

経緯台付属のコントローラー Auto Star 2 を使うと，経緯台の仰角方向・方位角方向の個別の回転が可能で，十字キーを用いて直感的に操作することができる．また回転速度を 9 段階で設定することができ，高倍率観測時のポインティング方向の微調整を容易にしている．また，Auto star 2 にあらかじめ登録されている星の中から基準星を選んで，その星を視野中心に入れて経緯台にその方向を教えることで，経緯台の基準方向を経緯台内蔵のコンピュータに計算させて補正させる．この補正を繰り返すことで経緯台のポインティング精度高めていくことができる．

可搬 UV レーザーシステム方向補正には，「ツースターアライメント」と「シンクロアライメント」という 2 つ方法を使用する．

ツースターアライメントと，シンクロアライメントの手順を図 3.6 に示す．また，以下の項でそれぞれの機能について述べる．

ツースターアライメント

経緯台は GPS アンテナを内蔵しているので，屋外に設置されれば時刻と設置された位置を取得することができる．また，経緯台の基準方向は，Auto Star 2 に登録されている約 145,000 の恒星の中から基準星として選び望遠鏡の視野中心に手動で導入してやることで決められる．すなわち，経緯台は基準星の方向を向いたときの時刻と位置情報から天球上でのその基準星の位置を計算し，それを基に経緯台の基準方向を求め，記憶する．さらにこの手順を別な基準星について繰

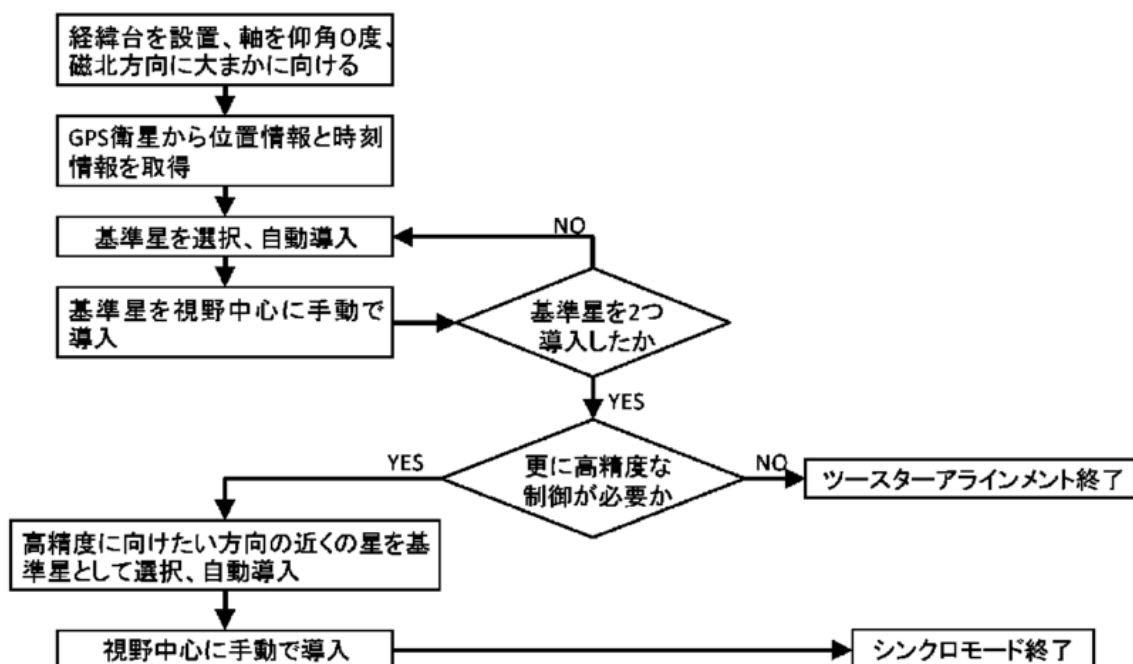


図 3.6: ツースターアラインメント，シンクロアラインメントの手順

り返すことで方向精度が向上する．この一連の手順をまとめたものが「ツースターアラインメント」である．これによって達成される精度についての実測結果は 3.2.2 項で述べる．

シンクロアラインメント

シンクロアラインメントはツースターアラインメントをした後に行うことのできる調整である．Auto Star 2 に登録されている恒星から 1 つを選択して，それを自動導入し，ガイド望遠鏡の視野中心とのずれを手動で修正すると，経緯台はその修正量を基に基準方向を微調整する．これによって，最後の基準星から離角 8° の範囲内では自動導入の精度が向上する．この操作によって達成される精度の実測結果は，3.2.2 項で述べる．

3.2.2 ポインティング精度の測定

MEADE 製経緯台の自動導入システムのポインティング精度を，ツースターアラインメントとシンクロアラインメントについてそれぞれ測定した．測定は大阪市立大学理学部棟の屋上と，装置輸送後に TA 実験サイトにて行われた．これらの測定の結果を以下に示す．

精度の測定方法は以下の通りである．ツースターアラインメント後，あるいはシンクロアラインメント後に，それぞれ Auto Star 2 に登録されている天体の中から適当なものを選択し，自動導入させる．導入後，視野中心と天体の視野内での距離を視野角と比較して角度に換算し，これをポインティング誤差とした．

ツースターアライメントの精度

大阪市立大学理学部棟の屋上で行ったツースターアライメント後のポインティング精度の測定結果を図 3.7 に示す。図中の実線は 0.318° の線である。この測定では、望遠鏡の視野の半径は角度に換算して 0.318° であったために、導入した星が視野内に入らなかった場合には 0.318° にプロットした。つまり、 0.318° の線上にある点は、それ以上の大きさのずれであることを表している。

図 3.7 を見ると、ツースターアライメント後のポインティング精度は 2 番目に用いられた基準星とその直後に自動導入させた星との離角に依存しないことがわかる。また、ツースターアライメント直後では、目標とする 0.1° よりもポインティング精度が悪く、この調整だけでは十分な精度が得られないことがわかる。

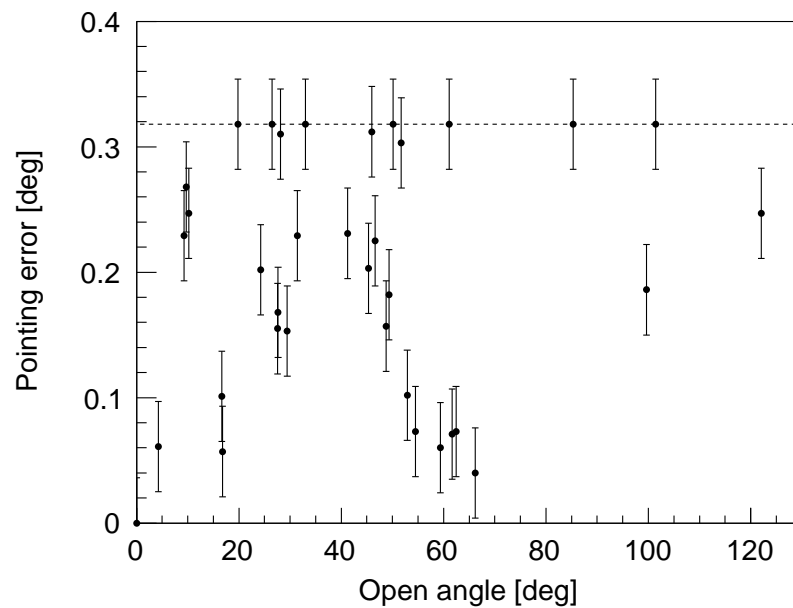


図 3.7: ツースターアライメント後に任意の星を自動導入させた時の導入誤差。図中の破線は、望遠鏡視野の視野の端に相当する。

シンクロアライメントを用いた際の精度

ツースターアライメントの後にシンクロアライメントによる補正を行った場合のポインティング精度の測定結果を図 3.8 に示す。

図 3.8 から、シンクロアライメントに用いた基準星から離角 8° 以内の星に対する自動導入では、目標とする導入精度 0.1° が達成されていることがわかる。また、シンクロアライメントに用いた基準星から遠ざかるにつれて、ポインティング精度が悪くなることがわかる。これらのことから、可搬 UV レーザーシステムの経緯台では、ツースターアライメントとシンクロアライメントによって、最後の基準星から離角 8° の範囲内で、目標精度である 0.1° のポインティング精度を達成できることがわかった。

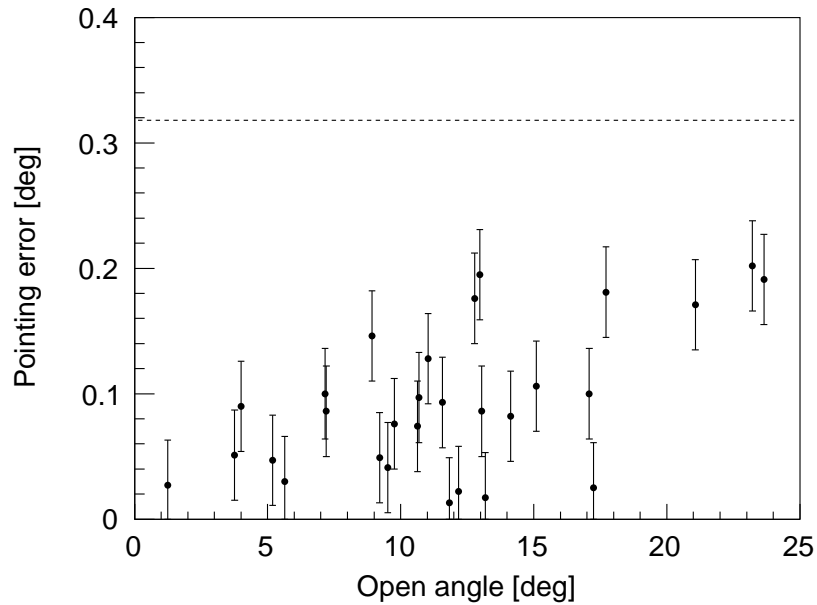


図 3.8: シンクロアライメント適用後に基準とした星の周囲の星を自動導入させた時の導入誤差 .

実験サイトでのポインティング精度再測定

実験サイトでのポインティング精度の再測定はシンクロアライメントについてのみ行った . 測定結果を図 3.9 に示す .

図 3.9 から , 実験サイトでのポインティング精度再測定でも輸送前に測定した図 3.8 の測定結果と同様の結果が得られ , ポインティング精度の再現性が確認された .

3.3 エナジーセンサーの温度依存性

可搬 UV レーザーシステムのレーザー光学系で使われているエナジーセンサーの感度には温度依存性があることがあらかじめ知られていた . 可搬 UV レーザーシステムは屋外で使用するため , エナジーセンサーの温度依存性はレーザーエネルギーの測定誤差が大きくなる原因となる . そこで , 実験室の恒温層を用いてセンサー感度の温度依存性を測定し , 補正した .

3.3.1 測定方法

エナジーセンサーの温度依存性の測定に用いた測定系を図 3.10 に示す .

この測定では , 一つのエナジーセンサーとその他の光学系を恒温層の中に置き , もう一つのエナジーセンサーを恒温層の外に置いた . また , それぞれのエナジーセンサーの温度をサーミスタとデジタルマルチメータを用いて測定した .

恒温層内の温度を T , 恒温層の外室温を τ とする . レーザーヘッドから射出されるレーザーの真のエネルギーを $L(T)$, 恒温層内のエナジーセンサー 1 の感度を $G_1(T)$, 測定されたエネルギーを $E_1(T)$ とし , 恒温層の外にあるエナジーセンサー 2 の感度を $G_2(\tau)$, 測定されたエネルギーを $E_2(T, \tau)$ とする . また , 偏光板の透過率とスプリッターの反射率は温度依存しないと考え

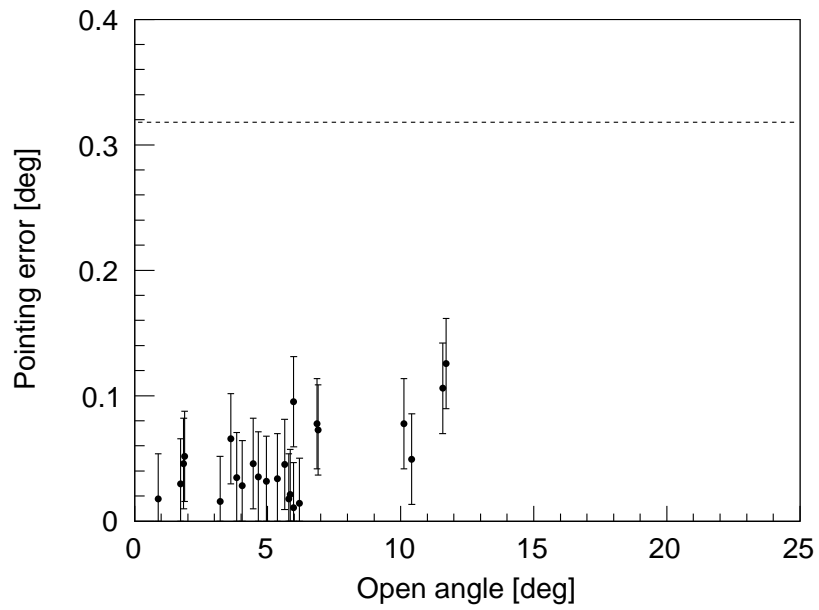


図 3.9: 実験サイトでのポインティング精度再測定結果 (シンクロアラインメント) .

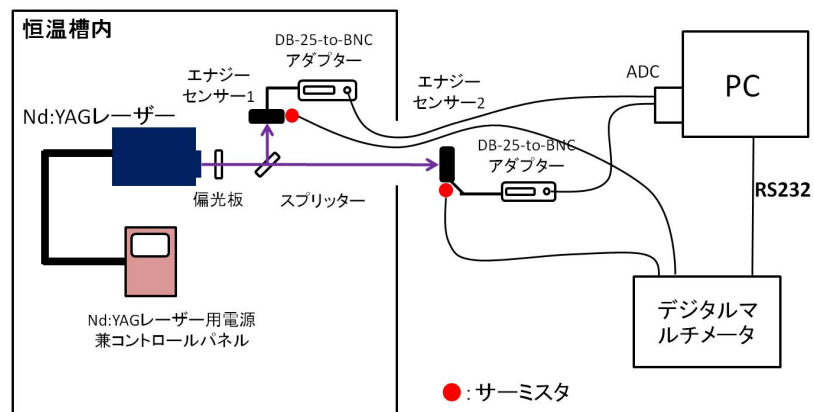


図 3.10: エネルギーセンサーの温度依存性測定系

それぞれ t , R とし , ケーブル長などの温度に依存しないエネルギーセンサー固有の係数をそれぞれ A_1 , A_2 とする . このとき , エナジーセンサーで測定されるエネルギー $E_1(T)$, $E_2(T, \tau)$ は ,

$$E_1(T) = L(T) \times t \times R \times A_1 \times G_1(T) \quad (3.1)$$

$$E_2(T, \tau) = L(T) \times t \times (1 - R) \times A_2 \times G_2(\tau) \quad (3.2)$$

と表される . この 2 つの式を用いると , 2 つの異なる温度 (T, τ) と , (T', τ') における測定について , $E_1(T)$ と $E_2(T, \tau)$ の比をとると ,

$$\epsilon(T, \tau) = \frac{E_1(T)}{E_2(T, \tau)} = \frac{A_1}{A_2} \times \frac{R}{1 - R} \times \frac{G_1(T)}{G_2(\tau)} \quad (3.3)$$

$$\epsilon(T', \tau') = \frac{E_1(T')}{E_2(T', \tau')} = \frac{A_1}{A_2} \times \frac{R}{1 - R} \times \frac{G_1(T')}{G_2(\tau')} \quad (3.4)$$

を得る . さらに , これら 2 つの比を求めると ,

$$\frac{\epsilon(T', \tau')}{\epsilon(T, \tau)} = \frac{G_1(T')}{G_2(\tau')} \times \frac{G_2(\tau)}{G_1(T)} \quad (3.5)$$

を得る . ここで , 外気温 (実験室内温度) はほぼ一定にたもたれているので , $\tau \simeq \tau'$ と近似すると ,

$$\frac{\epsilon(T', \tau')}{\epsilon(T, \tau)} \simeq \frac{G_1(T')}{G_1(T)} \quad (3.6)$$

と表せる . これはエナジーセンサー 1 の感度の温度依存性である . 可搬 UV レーザーシステムに使われるエナジーセンサーの感度は製造会社によって , 25°C の温度条件下で絶対較正されている . この 25°C での感度と測定される温度依存性を組み合わせることによって任意の温度での感度を知ることができる .

温度依存性の測定はレーザーの動作保証範囲である $10 \sim 30^\circ\text{C}$ の範囲で 1°C ずつ温度を変化させて行われた . 温度を変化させたときは , 恒温層の中で測定系全体が十分に熱平衡に達するまで約 1 時間ほど放置してから測定した .

3.3.2 温度依存性の測定結果

前項で述べた方法で測定されたエナジーセンサー 1 の感度の温度依存性を図 3.11 に示す . 図中の実線は , 25°C で 1 を通るように測定点を二次関数によってフィッティングしたものである . フィッティングした曲線の式は ,

$$\frac{G(T)}{G(25^\circ\text{C})} = 1.07 \times 10^{-4}T - 6.17 \times 10^{-3} \quad (3.7)$$

となった . 25°C での感度は $1.545 \times 10^2 \text{ V/J}$ とわかっており , これらの式と値で任意の温度での感度を計算する . 測定点のばらつきによる温度依存性の補正の系統誤差は 2.3 % である .

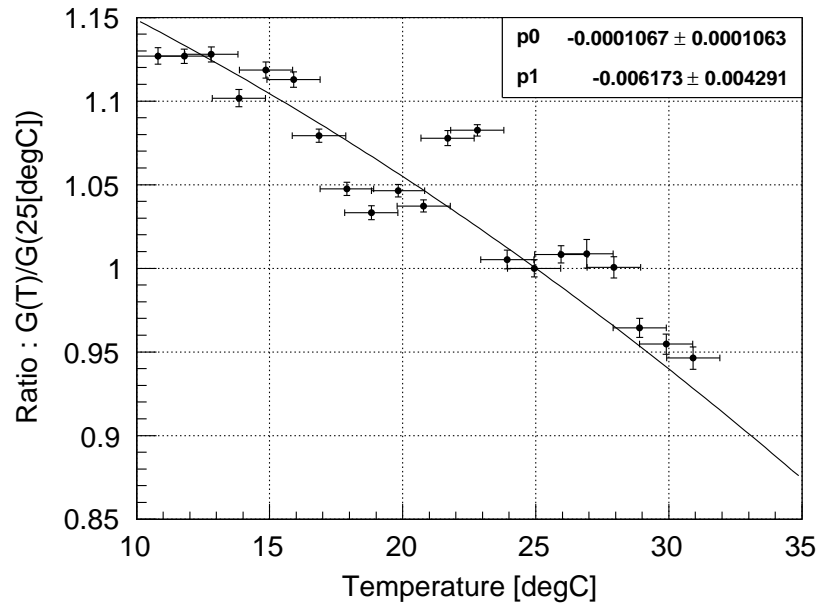


図 3.11: エナジーセンサー 1 の感度の温度依存性

3.4 レーザーの偏光

既に述べたように、可搬 UV レーザーシステムを運用する主たる目的は FD のエネルギー較正である。これは、大気中に射出されたレーザーの大気分子による散乱光を FD で観測し、エナジーセンサーでモニターされたレーザーのエネルギーと、FD で観測したデータから求められたレーザーのエネルギーを比較することで行われる。

ここで注意すべきことはレーザーの偏光である。レーザーの光軸に垂直な方向への微分散乱断面積はレーザーの偏光方向に依存する。ここで製作された可搬 UV レーザーシステムでは、この依存性が FD 較正に寄与することを避けるために、レーザー光学系の中に $\lambda/4$ 板を用い円偏光にした。 $\lambda/4$ 板による偏光の調整は可搬 UV レーザーシステムのレーザー光学系と偏光プリズムを使用して $\lambda/4$ 板の角度を変えながらレーザーの偏光度を測定して、円偏光になるような最適な角度に設定した。

実際には次のような手順でレーザーの偏光度を測定した。測定に用いた光学系の配置を図 3.12 と図 3.13 に示す。偏光プリズムの透過率はレーザーの光軸に垂直な面内の偏光方向に依存する。そこで、この偏光プリズムを $0^\circ \sim 180^\circ$ まで 15° ずつ回転させながら、偏光プリズムを通らないレーザー光をセンサー 1、偏光プリズムを通ったレーザー光をセンサー 2 で測定し、その比からレーザーの偏光度を求めた。

この測定を $\lambda/4$ 板の角度を 15° ずつ変えながら繰り返しレーザーの偏光度が最も円偏光に近くなる角度を求め、その角度に $\lambda/4$ 板を固定した。最終的に設定した $\lambda/4$ の角度での偏光度の測定結果を図 3.14 に示す。

図 3.14 の測定結果から得られる偏光度は 1.2% であった。

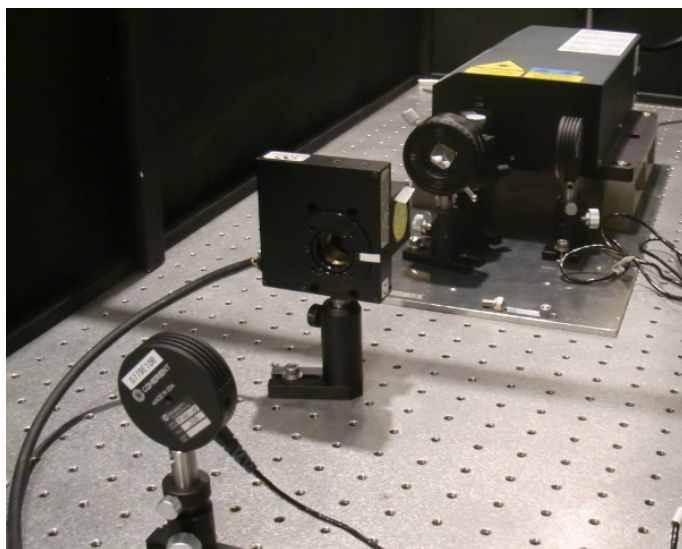


図 3.12: 偏光度の測定に使用した光学系の概観

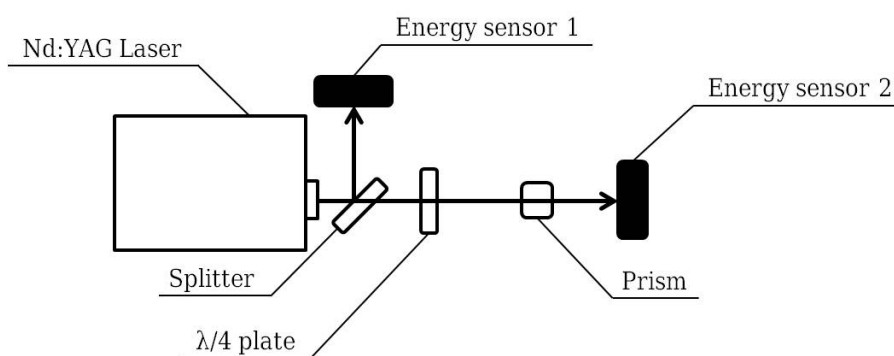


図 3.13: 偏光度の測定に使用した光学系のブロック図

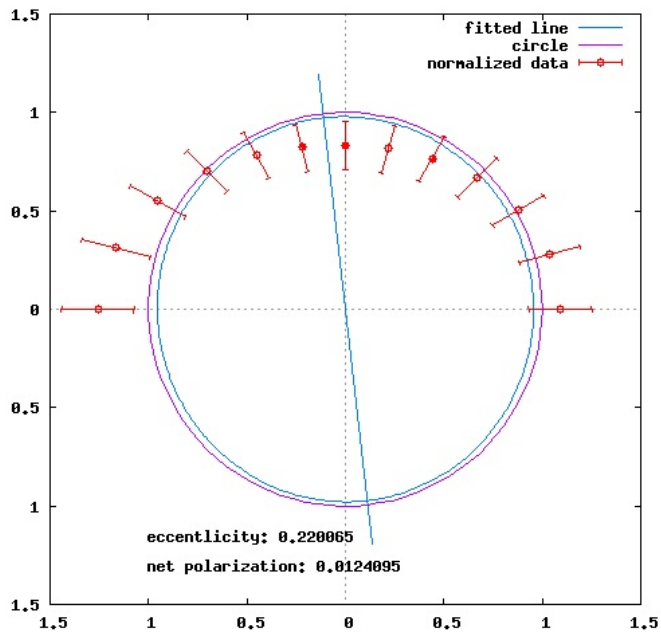


図 3.14: 最も円偏光に近い状態での偏光度の測定結果．データ点は偏光プリズムの角度毎 (15° 毎) に打たれており，偏光プリズムを透過したレーザーの強度変化を示している．すなわち，このデータ点が半径 1 の円上にくるとレーザー光の強度は偏光プリズムの角度に強度が依存せず，レーザー光は円偏光となっていることがわかる．

3.5 空中射出されるレーザーのエネルギーを求めるための校正曲線の測定

ここまでの調整が終了した後で，レーザー出力エネルギーを変えながらスプリッターで反射された光をセンサー 1 で測定したエネルギーとスプリッターを透過したエネルギーをセンサー 2 で測定し，その比を求めた．このようにして得られたエネルギー比を校正曲線とし，実際の運用時に空中に射出されたエネルギーを求めるために使用する．通常の運用時レーザー光を空中に射出する際には，エネルギーセンサー 2 は取り外され，エネルギーセンサー 1 によって測定されるエネルギーを基に校正曲線を用いて空中に射出されたレーザーのエネルギーを求める．このとき，第 3.3 節で述べたエネルギーセンサーの温度依存性を考慮する．

校正曲線を求める事前測定は，可搬 UV レーザーシステムを運用する前に毎回行う．事前測定の測定の例を図 3.15 に示す．

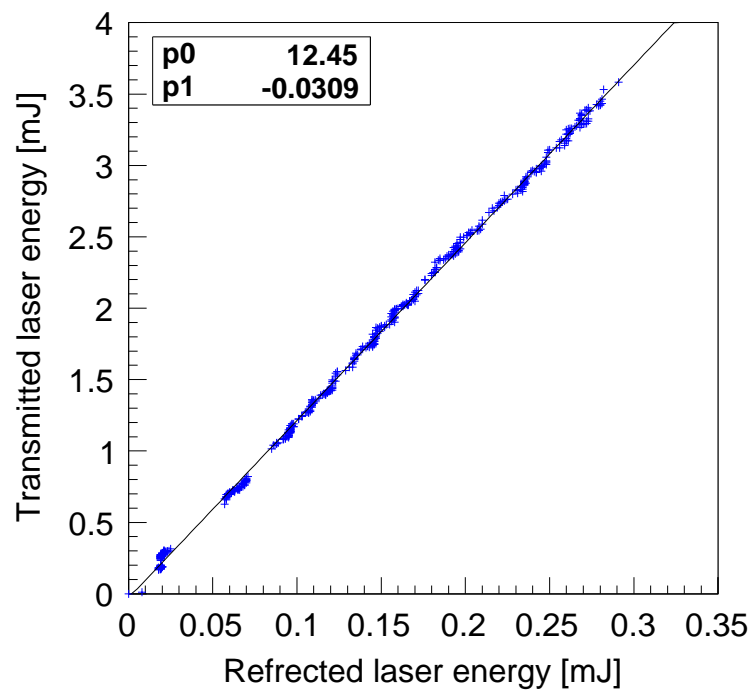


図 3.15: 事前測定によって求められた較正曲線の例

第4章 シミュレーションによるレーザーイベントの解析

可搬 UV レーザーに対する FD データは，大気や検出器の特性などを考慮したシミュレーションと比較して解析される．可搬 UV レーザーシステムのシミュレーションは，TA 実験で用いられている空気シャワーシミュレーションソフトウェアを基に作成した．この空気シャワーシミュレーションソフトウェアには，大気の情報や検出器の特性などが既に組み込まれている．従って，可搬 UV レーザーシステムに関する情報を組み込むことで，可搬 UV レーザーシステムによる FD 観測データをシミュレートすることができる．

以下に，シミュレーションを用いた実イベントの再構成方法を述べる．

4.1 シミュレーション

4.1.1 大気中での光子の散乱

レーザー光は大気分子やエアロゾルなどによって散乱される．FD で検出されるのはその散乱光なので，可搬 UV レーザーによるイベントを正しくシミュレーションするためには，光子の散乱過程を出来る限り正確に計算で再現する必要がある．

光子の散乱断面積を σ ，単位面積あたりの散乱体の数を N ，光量を I とすると，微小距離 dx を進む間の光量の変化量 dI は，

$$dI = -I\sigma N dx \quad (4.1)$$

と書ける．この式から光子が x 進んだときの光量は，

$$I = I_0 \exp(-\alpha x) \quad (4.2)$$

と表せる．ここで，最初の光量を I_0 とし，消散係数を $\alpha = N\sigma$ とした． σ の要因となるのは主に大気分子によるレイリー散乱と，大気中の砂や埃，水滴などのエアロゾルによるミー散乱からである．

レイリー散乱

レイリー散乱は，散乱体の半径が光の波長に比べて十分小さい場合に起こる散乱である．大気分子によるレイリー散乱は，入射した電磁波に誘導された電気双極子、磁気双極子の放射であり，その散乱断面積は，

$$\sigma(\lambda) = \frac{24\pi^3(n_s^2 - 1)^2}{\lambda^4 N_s^2(n_s^2 + 2)^2} F_{kv} \quad (4.3)$$

$$F_{kv} = \frac{6 + 3\rho_n}{6 - 7\rho_n} \quad (4.4)$$

と表す事ができる [47] . ここで N_s は , 温度 15C° , 1 気圧における大気分子の数密度 ($N_s = 2.54 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$) , n_s は同じ温度・気圧における波長 λ の光の屈折率であり , 波長 355nm において $n_s = 1.000286$ である . また , F_{kv} は King correction factor と呼ばれる . ρ_n は depolarization factor と呼ばれ , 大気中の分子の異方性を表す . ρ_n は波長に依存し , 例えば波長 355nm の光に対し 3.010×10^{-2} である . ゆえに , 波長 355nm における散乱断面積は ,

$$\sigma = 2.78 \times 10^{-30} [\text{m}^2] \quad (4.5)$$

となる . また , ある気圧 P , 気温 T における分子数密度 N は理想気体の状態方程式から ,

$$N = N_0 \cdot \frac{P}{P_0} \cdot \frac{T_0}{T} \quad (4.6)$$

として求められる . 以上より , レイリー散乱の消散係数 α は ,

$$\alpha = N\sigma = N_0 \cdot \frac{P}{P_0} \cdot \frac{T_0}{T} \times 2.78 \times 10^{-30} [\text{km}^{-1}] \quad (4.7)$$

と計算できる .

また , レイリー散乱の透過率を計算する際には , 減衰長 $X^{Ray} [\text{g}/\text{cm}^2]$ を定義すると便利である . この減衰長は α から計算できて , ある大気密度 ρ_h における減衰長 X^{Ray} は ,

$$X^{Ray} = \frac{\rho_h [\text{g}/\text{cm}^3] \cdot 10^5 [\text{cm}]}{\alpha [\text{km}^{-1}] \cdot 1 [\text{km}]} \quad (4.8)$$

となり , この X_{Ray} を用いて , ある大気厚さ x だけ透過した波長 λ の光の透過率 T_λ^{Ray} は ,

$$T_\lambda^{Ray} = \exp\left(-\frac{x}{X^{Ray}} \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^4\right) \quad (4.9)$$

と表すことができる . ここで λ_0 は , 減衰長を求めるときに基準とした波長である .

本研究においてシミュレーションでは , 波長 355nm の光に対して減衰長 $1747 \text{g}/\text{cm}^2$ を使用している . この値は , TA 実験の BRM サイトで運用されている LIDAR による 2007 年 1 月から 2009 年 12 月までの測定結果の平均値から求めたものである [48] . また , レイリー散乱によって散乱光強度分布 (位相関数) $I(\theta)^{Ray}$ には ,

$$I(\theta)^{Ray} \propto (1 + \cos^2 \theta) \quad (4.10)$$

の関係がある .

ミー散乱

ミー散乱は散乱体の大きさが光の波長と同程度の時に起こる散乱であり , 大気中の可視光に対しては地表からおよそ 5km 以下の地点に分布する砂や埃 , 水滴などのエアロゾルが主な要因である . エアロゾルの組成や粒子の大きさは時間変動が激しく , 消散係数を解析的に求めることは困難である . 従って , TA 実験では LIDAR により測定された大気全体の消散係数から , 以下のようレイリー散乱による消散係数を差し引くことで次の式からミー散乱の消散係数を求めている .

$$\alpha^{Mie}(h) = \alpha^{total}(h) - \alpha^{Ray}(h) \quad (4.11)$$

シミュレーションには、以下の式で定義される VAOD (Vertical Aerosol Optical Depth) を用いる。

$$\tau(h) = \int_{h_G}^h \alpha^{Mie}(h') dh' \quad (4.12)$$

ここで h_G は地表面の海拔高度である。この VAOD を使用して、地表 h_G から高度 h までの間のミ-散乱の透過率は、

$$T^{Mie} = \exp(-\tau(h)) \quad (4.13)$$

と求まる。ここで、高度 h におけるミ-散乱の消散係数が以下の式で表されると仮定する。

$$\alpha^{Mie}(h) = \frac{1}{L} \exp\left(-\frac{h}{H}\right) \quad (4.14)$$

ここで L はミ-散乱の減衰長あり、 H はスケールハイトと呼ぶ。このとき、高度 h における VAOD は式 (4.12) より、

$$\begin{aligned} \tau^{Mie}(h) &= \int_{h_G}^h \frac{1}{L} \exp\left(-\frac{h'}{H}\right) dh' \\ &= -\frac{H}{L} \exp\left(-\frac{h}{H}\right) + \frac{H}{L} \exp\left(-\frac{h_G}{H}\right) \end{aligned} \quad (4.15)$$

となる。ゆえに透過率 T^{Mie} は式 (4.13) より、

$$T^{Mie} = \exp\left[-\frac{h}{L} \exp\left(-\frac{h}{H}\right) + \frac{H}{L} \exp\left(-\frac{h_G}{H}\right)\right] \quad (4.16)$$

と表すことができる。

2007 年 1 月から 2009 年 12 月までの LIDAR による測定結果から得られた減衰長 $L = 29.4$ km、スケールハイト $H = 1$ km [48] の値をシミュレーションで用いる。また、ミ-散乱によって散乱された光の角度毎の強度分布 (位相関数) $I^{Mie}(\theta)$ は、HiRes 実験で測定された値を使用する (図 4.1)。

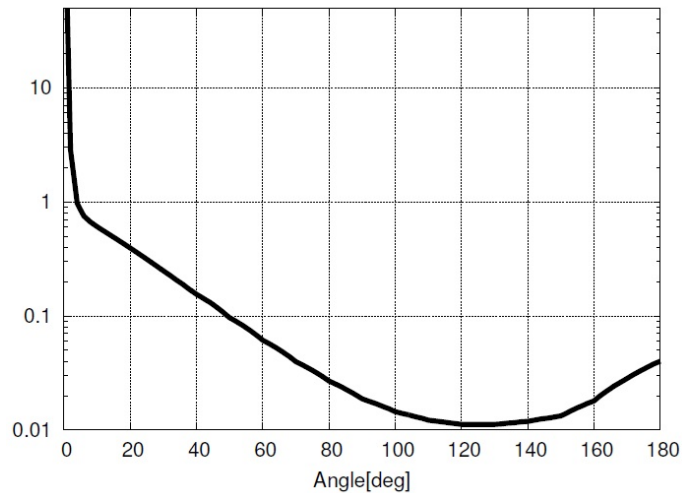


図 4.1: HiRes 実験の測定によるミ-散乱の位相関数

4.1.2 可搬 UV レーザーシステムのシミュレーション

可搬 UV レーザーによるイベントをシミュレートするということは、レーザーシステムを特定の一、通常はシステムの GPS により実測された位置に設置し、指定した向きにレーザー光を空中に射出するというに等しい。以下ではこの計算手段を順を追って説明する。

光の伝播仮定の計算を説明するため、以下ではある位置 P_0 で射出された光子が大気中を伝播し、FD から見たときに仰角 θ の位置で散乱する場合を考える。光子が射出される位置を P_0 、光子が散乱される位置を P_1 、光子が到達する FD の位置を P_2 とする。

射出方向の軸を dl [g/cm^2] の厚さ毎のセグメントに区切り、 P_0 から順に各セグメントにおいて次のセグメントへ透過する光子数とレイリー散乱によって散乱される光子数、ミー散乱によって散乱される光子数をそれぞれ計算する。ここで、 i 番目のセグメントから $i+1$ 番目のセグメントへと透過する光子の数を N_{i+1} とし、 i 番目のセグメントでレイリー散乱される光子の数を N_i^{Ray} 、ミー散乱される光子の数を N_i^{Mie} とする。式 (4.9) と式 (4.16) から求まる厚さ dl_i 進んだときのレイリー散乱とミー散乱の透過率をそれぞれ $T_i^{Ray}(dl_i)$ 、 $T_i^{Mie}(dl_i)$ とすると、 i 番目のセグメントにおける各光子の数は次の様に表すことができる。

$$N_{i+1} = N_i \cdot T_i^{Ray}(dl_i) \cdot T_i^{Mie}(dl_i) \quad (4.17)$$

$$N_i^{Ray} = N_i \cdot T_i^{Ray}(dl_i) \cdot (1 - T_i^{Mie}(dl_i)) \quad (4.18)$$

$$N_i^{Mie} = N_i \cdot (1 - T_i^{Ray}(dl_i)) \cdot T_i^{Mie}(dl_i) \quad (4.19)$$

これを P_0 から P_1 まで各セグメントについて計算する。更に P_1 から P_2 までの距離を r_{12} とし、 P_1 から P_2 までの間の透過率を $T_{12}^{Ray}(r_{12})$ 、 $T_{12}^{Mie}(r_{12})$ 、 P_1 から FD の方向 (θ 方向) に向かってレイリー散乱とミー散乱によって散乱される光子の割合を各散乱の強度の角度分布を考慮して単位立体角あたり $R^{Ray}(\theta)$ 、 $R^{Mie}(\theta)$ とする。また、光子が到達する FD の鏡の面積を A とすると、 P_2 まで到達する光子の数 N_{P_2} は、

$$N_{P_2}^{Ray} = N_{P_1}^{Ray} \cdot T_{12}^{Ray}(r_{12}) \cdot T_{12}^{Mie}(r_{12}) \cdot R^{Ray}(\theta) \cdot \frac{A}{4\pi r_{12}^2} \quad (4.20)$$

$$N_{P_2}^{Mie} = N_{P_1}^{Mie} \cdot T_{12}^{Ray}(r_{12}) \cdot T_{12}^{Mie}(r_{12}) \cdot R^{Mie}(\theta) \cdot \frac{A}{4\pi r_{12}^2} \quad (4.21)$$

であり、これが FD に入射する光子である。シミュレーションにおいては、各セグメントについてこの計算を行う。

4.1.3 検出器シミュレーション

ここまでの計算で、可搬 UV レーザーシステムから射出された光子の大気中の伝播を計算し、FD に入射する光子を求めた。検出器シミュレーションではこの計算結果を基に、光子一つ一つについて検出器の支柱などの構造物を細部まで考慮したレイトレースを行う。また、レイトレースは光子一つ一つについて行うため、計算量が非常に多くなる。この計算量を減らすために、前もって鏡の反射率、パラグラス、BG3 の透過率、及び PMT の量子効率、収集効率を計算すべき光子数にかけることによってレイトレースする光子の数を減らす。

次に光子がカメラに入射する位置や時刻を決定する。まず鏡の検出面積内でランダムな 1 点を光子の到達点として選び、FD に向かって散乱された位置と鏡の到達点とを直線で結ぶことで

鏡での反射角度を決め、PMT カメラへ向かってレイトレースする。このとき、途中で鏡の隙間や PMT の隙間、構造物に当たった光子はレイトレースを行わない。このレイトレースによって PMT に到達した光子について、PMT 感面の不均一性を考慮した後、検出される光子の数を定める。この後、検出された光子は光電子となり個々の PMT のゲインや電子回路の応答関数を考慮して FADC でデジタル化される。この作業を各光子について繰り返し、重ね合わせることでシミュレーションデータが得られる。

4.2 イベントの解析

可搬 UV レーザーシステムによって得られた FD データの解析は、実データとシミュレーションで FADC 値を比較することで行う。

4.2.1 PMT , 波形の選別

各 PMT に入射した光による FADC 波形の大きさとその時刻から、解析に使用する PMT を選別する。まず、各 PMT で得られた波形を個々に調べ、レーザー光による信号の有無を判定する。具体的には以下の手順である。FD には夜光による光子が常に入射しているが、レーザーによる光子が入射すると短い時間だけ光量が増加する。そこで記録されている波形について移動平均を求め S/N を計算し、閾値を超えた PMT のみを選択する。時刻 t における波形の移動平均 $b(t)$ は以下のように計算できる、

$$b(t) = \frac{\int_0^{N\delta t} a(t - \tau) d\tau}{N\delta t} = \frac{\sum_{k=0}^{N-1} a(t - k\delta t)}{N} \quad (4.22)$$

ここで $a(t)$ は時刻 t における FADC 値である。移動平均を計算する時間幅 $N\delta t$ は $1.6 \mu s$, $3.2 \mu s$, $6.4 \mu s$, $12.8 \mu s$ の 4 種類とした。信号の実効的サンプリング周期が $\delta t = 100 ns$ であることを考えると、 $N = 16, 32, 64, 128$ である。この値を FADC 値の分散 V_a で割り、S/N を求める。

$$S/N = \sqrt{\frac{N(b(t) - \bar{a})^2}{V_a}} \quad (4.23)$$

ここで、 \bar{a} は FADC 値の平均である。今回の解析では、閾値を $S/N = 10$ と設定した。

また、S/N による選別のみでは解析に必要なない信号を選択してしまうことがある。具体的には、飛行機などの人工光などである。これを排除するために、PMT カメラを水平方向の行に区切って考え、その行の中で各 PMT 毎に求めた積分 FADC 値が最も大きい PMT を基準として、FADC 値のピーク位置が $\pm 50 \text{ bin}$, すなわち、 $\pm 5 \mu s$ 以内に収まる PMT の波形を解析に使用する。

4.2.2 シミュレーションを用いた実データのエネルギーの解析

以上の方法で選別された信号について FADC 値を積分し、さらに全ての選択された PMT についての和をとることで FADC 値の総和を得る。FD で観測されたデータからレーザーのエネルギーを求める際は、この総和をシミュレーションと比較してエネルギーを計算する。

具体的には，求めるべきレーザーエネルギーを E_{data} ，対応するシミュレーションでの射出エネルギーを E_{sim} ，観測結果，シミュレーション結果のそれぞれの場合の FADC 値を $FADC_{sim}$ ， $FADC_{data}$ とすると，

$$FADC_{sim} = F(atmosphere, calibration) \times E_{sim} \quad (4.24)$$

$$FADC_{data} = F(atmosphere, calibration) \times E_{data} \quad (4.25)$$

という関係が成り立つだろう．ここで， $F(atmosphere, calibration)$ は，大気状態による散乱，透過率の影響，及び，PMT のゲインによる効果を表す．これら 2 つの式から，FD で観測から求まるレーザーのエネルギーは，

$$E_{data} = \frac{FADC_{data}}{FADC_{sim}} \times E_{sim} \quad (4.26)$$

となる．この方法で求められたエネルギーと，可搬 UV レーザーシステムにおいてエネルギーセンサーで測定されたエネルギーとを比較することで，FD の較正を行うことができる．

また，上記の方法ではレーザーを検出した全 PMT について FADC 値総和をとることでエネルギーを導出したが，同様の解析を区画に区切った PMT 群を使って行うことで，区画毎に別々にエネルギーを計算することができる．本論文での解析は，特に垂直射出したレーザーを上下視野の 2 カメラにまたがって FD で観測したデータを扱うので，上視野のカメラと下視野のカメラの 2 区画に分けて独立にエネルギーを求めたり，PMT を水平方向の行に区切り，2 行を 1 つの区画としてエネルギーを計算するようなことも必要に応じて行っている．

第5章 試験運用と取得したデータの解析結果

可搬 UV レーザーシステムは 2010 年春に完成し、2010 年夏と 2011 年夏に現地実験サイトでの試験運用を行った。2010 年夏は、TA 実験のサイト中央に置かれている CLF に隣接して設置し、可搬 UV レーザーシステムの動作確認を行った。その後、装置をアップデートし 2011 年夏には ELS との共同運用に向けて BRM サイト周辺で試験した。しかし、2011 年夏の時点では ELS が調整中であったために、ELS との同時運用はできなかった。以下、2 回の試験の詳細とデータ解析結果について述べる。

5.1 2010 年夏の試験運用@CLF サイト

2010 年夏の試験運用は、可搬 UV レーザーシステムの射出制御とデータ収集が正常に行えることを確認することを目的として行った。この試験運用時には、第 3.1.6 項で述べた射出位置と射出時刻をするための装置が可搬 UV レーザーシステムに実装されていなかった。従って、TA 実験において既に運用されているレーザー施設のある CLF サイトにて試験運用を行うことにした。

CLF の位置情報は事前に測定されているため、この試験運用により得られたデータの解析にも CLF と同じ位置情報を使用することができると考えた。厳密に CLF と同じ位置からレーザーを射出することは CLF と可搬 UV レーザーシステムの構造上不可能であるが、この試験運用の際に可搬 UV レーザーシステム設置した位置は、CLF から約 5m の位置であり、FD からの距離が ~ 20 km であることを考えるとこの違いは無視できる。また、FD で取得したデータを解析する際には空気シャワーやバックグラウンドが含まれたイベントセットの中から目的のデータを抜き出す必要がある。これに関しても、既に CLF の解析で用いられている方法を利用した。

5.1.1 試験運用時の設定

2010 年夏に行った可搬 UV レーザーシステムの試験運用は、以下の設定で行った。

- ・レーザーの出力：最大 (~ 4 mJ)
- ・仰角：90°
- ・射出レート：0.5 Hz
- ・射出回数：100 回

この内 72 回のレーザーイベントが FD でトリガーされ、データ収集された。

但し、このとき射出方向が天頂方向からずれていた可能性がある。これに関しては第 5.1.4 項で議論する。

5.1.2 エナジーセンサーで測定されたエネルギー

エナジーセンサーで取得したモニタリングデータを解析することで、空中に射出されたレーザーのエネルギーを求める。これ以降、スプリッターで分岐された後モニター用のエナジーセンサーに入るビームを“リファレンスビーム”，スプリッターを透過したビームを“メインビーム”と呼ぶこととする。

第 3.5 節で示した方法による事前測定から図 5.1 が得られた。このリファレンスビームとメインビームの対応関係をフィットして、メインビームのエネルギーを求めるための係数を求めた。

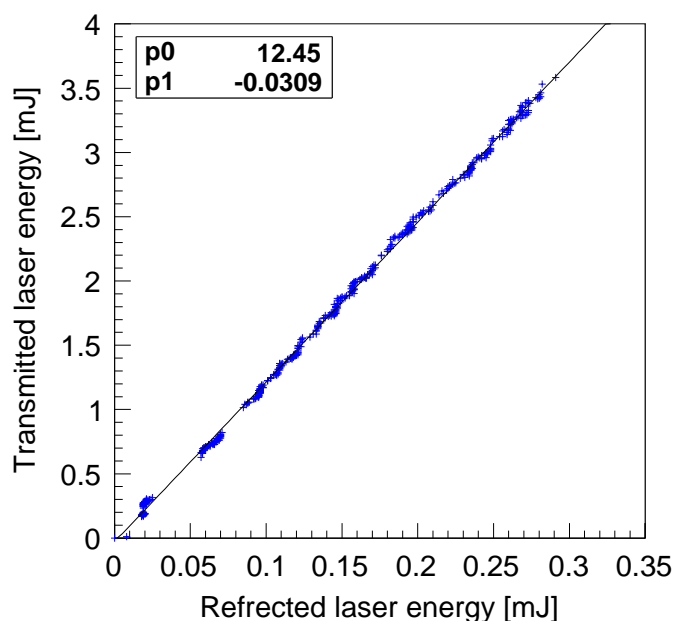


図 5.1: 2010 年夏の試験運用の際に行った事前測定の結果。

これを基に、第 3.3 節で求めたエナジーセンサーの温度依存性も考慮して、CLF サイトにて試験運用した時のレーザーのエネルギーを求めた。図 5.2 は、このメインビームのエネルギーである。このときの測定されたエナジーセンサーの平均温度は 8.66°C であり、温度による補正係数は 1.16 であった。温度補正後のメインビームのエネルギーは、補正前の値をこの補正係数で割ることで求めた。

5.1.3 FD による観測から推定されたエネルギー

可搬 UV レーザービームに対する FD 観測から得られた実データから、第 4.2 節で述べた方法を用いてメインビームのエネルギーを求めた。FD によって撮像されたレーザーのイメージ例を図 5.3 に示す。図中の×印は解析から除外された PMT である。ビームが途中で途切れて見えるのは、FD データ収集ロジックではデータ収集ゲート幅が $51.2\ \mu\text{s}$ であり、トリガー位置が $12.8 \sim 25.6\ \mu\text{s}$ の位置になるように設定されているため、最長で $39.3\ \mu\text{s}$ を超える事象では途中でデータ収集が終了してしまうことが原因である。選別によって残った PMT の FADC 値の総和から、シミュレーションと実データを比較してエネルギーを求めた。その結果を図 5.4 に示す。

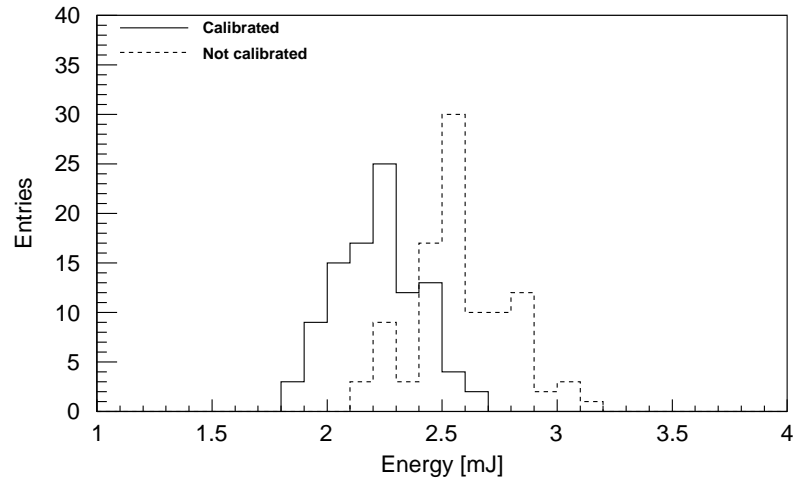


図 5.2: 事前測定とエネルギーセンサーの温度依存性を考慮して求めたメインビームのエネルギー分布．実線は温度依存性を考慮したエネルギー．破線は温度依存性を考慮せずに求めたエネルギー．

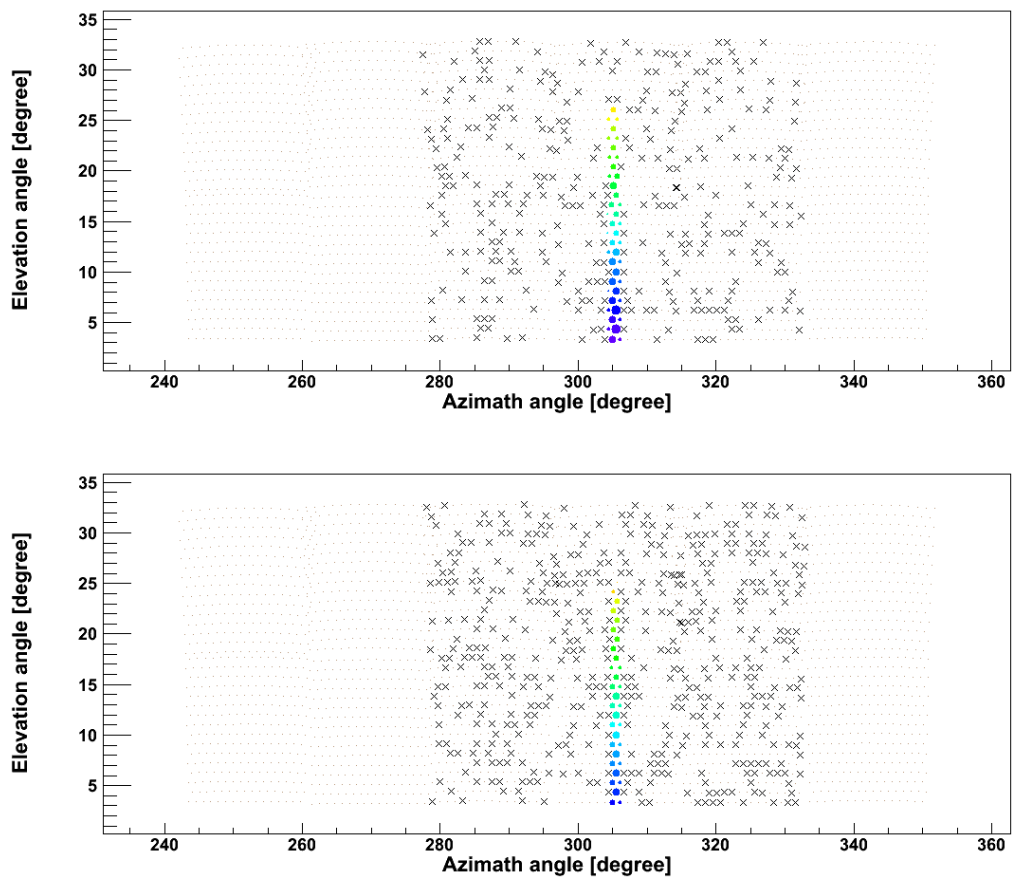


図 5.3: 実データ (上), シミュレーション (下)．横軸は BRM ステーションから見た方位角, 縦軸は仰角．各点の円の大きさが信号の強さを, グラデーションが PMT に信号が届いた時間差を示し, 青が早く, 赤が遅く信号が届いたことを示している．

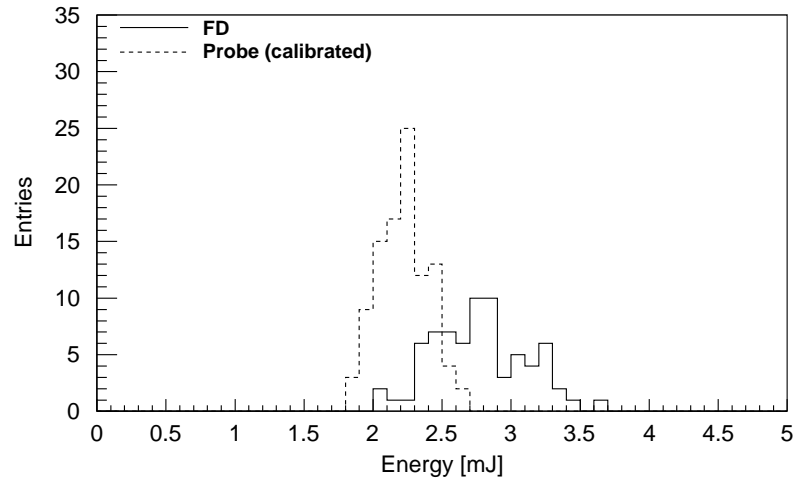


図 5.4: 実線は FD のデータから推定したメインビームのエネルギー．破線はモニターデータから推定したメインビームのエネルギー．それぞれ平均値は 2.78 mJ , 2.23 mJ である．

FD による観測から推定されたエネルギーは，リファレンスビームのモニタリングから推定されたエネルギーよりも 24.7% 大きくなった．

より詳細に調べるために，PMT カメラを水平方向の列に区切り，その 2 列をまとめて一区画とすることで，各区画でエネルギーを計算した．その結果を図 5.5 に示す．

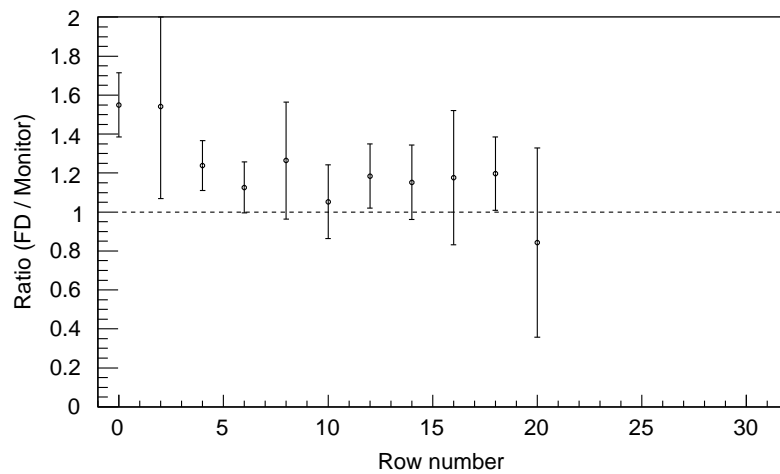


図 5.5: 横軸は下から数えた PMT の列番号．縦軸は FD のデータから推定したメインビームのエネルギーを，モニターデータから推定したもので割った値．

図 5.5 から，視野の下 (地上寄り) ほど FD 観測とリファレンスのエネルギーの性大きく FD 観測から求められるエネルギーが大きくなっていることがわかる．第 5.1.4 項で，これらエネルギーの系統的なずれの原因について議論する．

5.1.4 波形解析

次に、実データとシミュレーションを FADC 値を基に比較する。カメラ毎にカメラ全体に渡って FADC 値をタイムスライス毎に総和をとり、FD 観測と対応するシミュレーションについて得られた波形を重ね描きしたものを図 5.6 に示す。

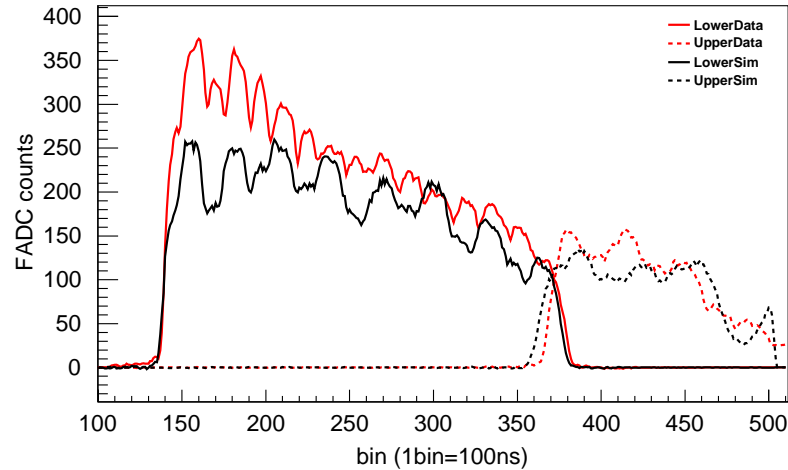


図 5.6: 横軸は FADC のタイムスライス bin 番号。縦軸はその bin での FADC カウントの合計値。図中の実線は上下に並んだカメラの下視野のカメラの FADC 値を表し、破線は上視野のカメラの FADC 値を表す。また赤の線が実データによる波形。黒の線がシミュレーションを表す。

この図から、全体としてシミュレーションの方が FADC 値が小さいことがわかる。また、特にシミュレーションの 200 bin までの波形が小さく、それ以降と比較しても FADC 波形の傾きが合っていない。この図で 200 bin までの波形は下から 5 列目までの PMT から来る FADC 波形であり、射出地点での地表高度にしておよそ 3 km の高さに相当する。第 4.1.1 項でも述べたように、低空では、ミー散乱に寄与するエアロゾルがより多く分布していると考えられる。また、エアロゾルの分布は時間的変動が激しいため、低空で散乱されてくる光子の量をシミュレーションにおいてより正確に見積もるには、その時々の大気の状態をシミュレーションに反映させなければならない。これらのことから、図 5.5 の下視野の 5 列目までの FD 実データから得られたメインビームのエネルギーがモニターデータと合わない原因は、大気の補正が合っていないことが原因と考えられる。

また、波形の山と谷の位置はカメラ内での PMT の配置を反映している。従って、射出したレーザーのジオメトリが設定値と正確に合っていれば山と谷の位置は一致するはずである。一方、図 5.6 では、実データとシミュレーションで山と谷の位置が一致していない。このことから、先に述べたように実際の射出方向が設定値とずれていたことがわかる。図 5.6 で実データの上視野の FADC 波形立ち上がり、シミュレーションよりも ~ 10 bin ($\sim 1 \mu\text{s}$) 早いことから、ビーム軸が FD の方向に傾いていると仮定して計算すると $\sim 2.6^\circ$ 傾いていたことになる。

5.2 試験運用@BRM

2011 年夏の試験は、ELS との共同運用を想定して、ELS の近くで行った。この試験運用時には、2010 年夏の運用時には実装されていなかった射出位置・時刻の測定装置が実装された。これ

により FD で観測された空気シャワーを含む全イベントの中から，射出時刻を基に可搬 UV レーザーシステムのイベントを抜き出すことができた．また，取得した位置情報を基に解析を行った．

5.2.1 試験運用時の設定

2011 年夏に行った可搬 UV レーザーシステムの試験運用は，以下の設定で行った．

- ・レーザーの出力エネルギー： $\sim 12 \mu\text{J}$
- ・仰角： 90°
- ・射出レート：1 Hz
- ・射出回数：300 回

この内 269 回のレーザーイベントが FD でトリガーされ，データ収集された．

5.2.2 空中射出したレーザーのエネルギー

事前測定と，そのデータ解析は第 5.1 節で述べたものと同じ方法で行い，得られたリファレンスビームとメインビームの対応関係をフィットしてメインビームのエネルギーを求めるための係数を求めた．図 5.7 はこのとき得られた図である．

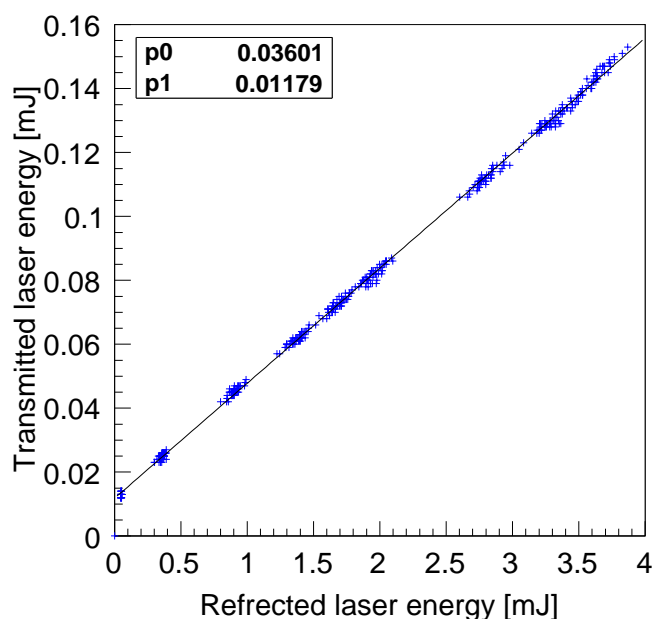


図 5.7: 2011 年夏の試験運用の際に行った事前測定の結果．

また，エネルギーセンサーの温度依存性を補正した結果得られたメインビームのエネルギーを図 5.8 に示す．このときの測定されたエネルギーセンサーの平均温度は 11.16°C であり，温度による補正係数の平均値は 1.14 であった．

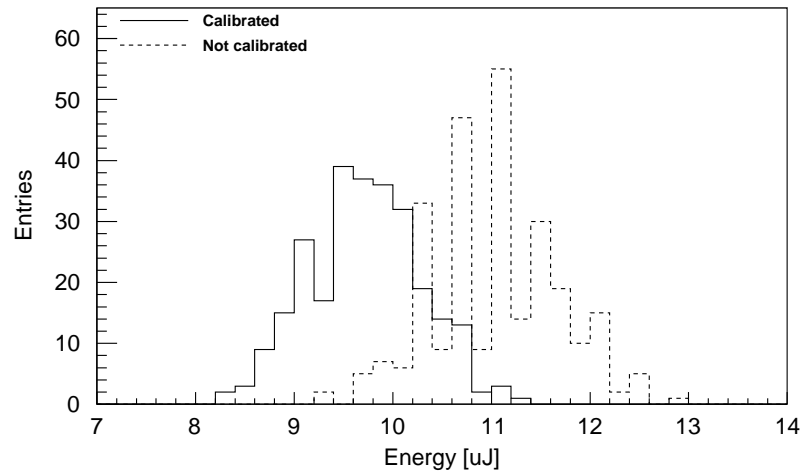


図 5.8: 事前測定とエネルギーセンサーの温度依存性を考慮して求めたメインビームのエネルギー分布．実線は温度依存性を考慮したエネルギー．破線は温度依存性を考慮せずに求めたエネルギー．

5.2.3 エネルギーの解析

可搬 UV レーザービームの FD 観測から第 4.2 節で述べた方法を用いてメインビームのエネルギーを求めた．FD によって撮像されたレーザーのイメージを図 5.9 に示す．

実データとシミュレーションで見えるレーザートラックの位置が異なっていることがわかる．これは試験測定の際の GPS 運用方法が原因である．GPS による位置測定は，GPS を起動してから見えている GPS 衛星の数が十分安定するまで 30 分待ち，その後約 30 分間位置情報を収集した．このとき記録した位置情報の分布から最頻値をとり，レーザー射出位置とした．この結果としての位置の誤差は $\sim 5\text{m}$ であったが，これでは十分ではないということが分かる．

しかし，この方法では十分な精度は得られなかった．

図中の \times 印が PMT の選別によって解析から除外された PMT である．この選別によって残った PMT の FADC 値を使用して，FD 観測結果とシミュレーションを比較してビームエネルギーを推定した．その結果を図 5.10 に示す．

FD 観測結果から推定されたメインビームのエネルギーは，センサーで測定したエネルギーよりも 14.1% 小さくなった．

より詳細に調べるために，PMT カメラを水平方向の列に区切り，その 2 列をまとめて一区画とすることで，各区画でエネルギーを計算した．求めたエネルギーをモニターデータから得られたメインビームのエネルギーの平均値で割ったものを図 5.11 に示す．

FD の実データから求められたエネルギーが区画毎に異なり揺らいていることがわかる．これはレーザーの撮像イメージが観測結果とシミュレーションでずれていたことにより，PMT の配置とそれによる隙間によって各 PMT で検出される光子数が変化することが原因である．

5.2.4 波形解析

次に，実データとシミュレーションを FADC の時間積分波形で比較する．カメラ毎に PAT の FADC 値を時間積分して，その波形を実データとシミュレーションで同じ図の中に描いたものを，図 5.12 に示す．

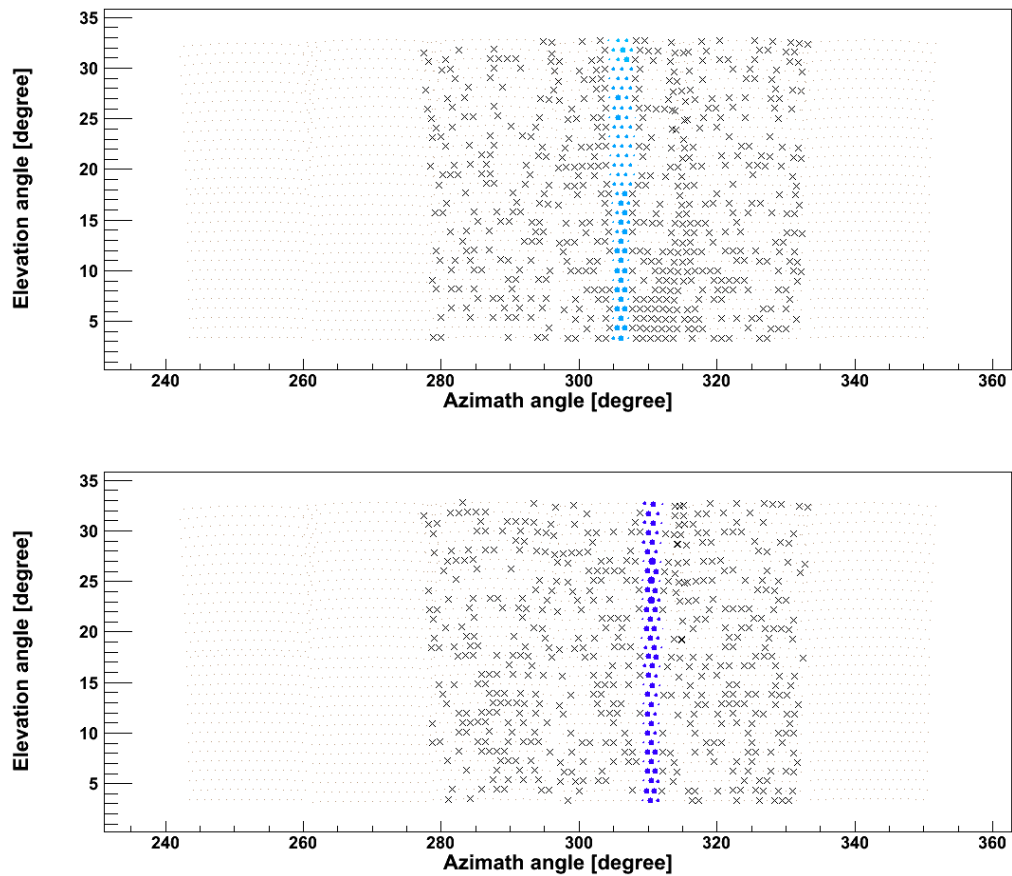


図 5.9: 実データ (上), シミュレーション (下). 横軸は BRM ステーションから見た方位角, 縦軸は仰角. 各点の円の大きさが信号の強さを, グラデーションが PMT に信号が届いた時間差を示し, 青が早く, 赤が遅く信号が届いたことを示している (但し, この試験運用では FD とレーザの距離が近いのために信号には殆ど時間差が無いので色の違いは表れない).

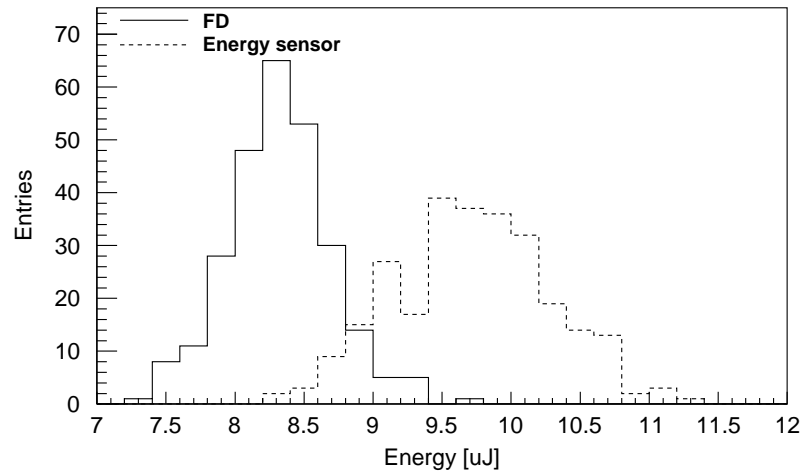


図 5.10: 実線は FD のデータから推定したメインビームのエネルギー．破線はセンサーで測定したメインビームのエネルギー．それぞれ平均値は $8.32 \mu\text{J}$, $9.69 \mu\text{J}$ である．

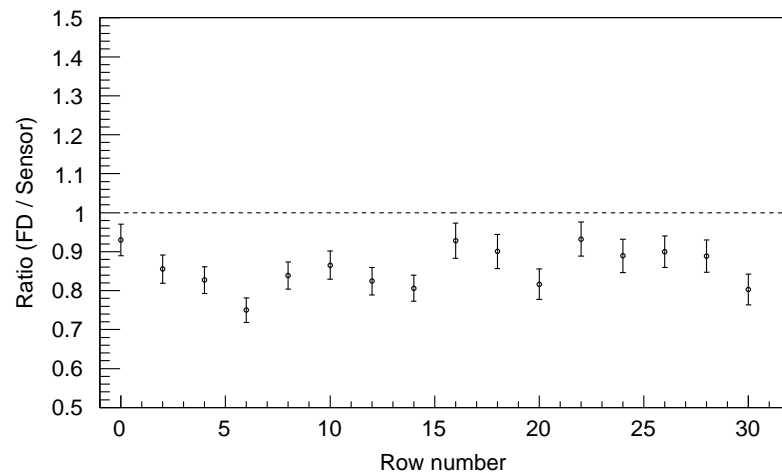


図 5.11: 横軸は下から数えた PMT の列番号．縦軸は FD のデータから推定したメインビームのエネルギーを，モニターデータから推定したもので割った値．

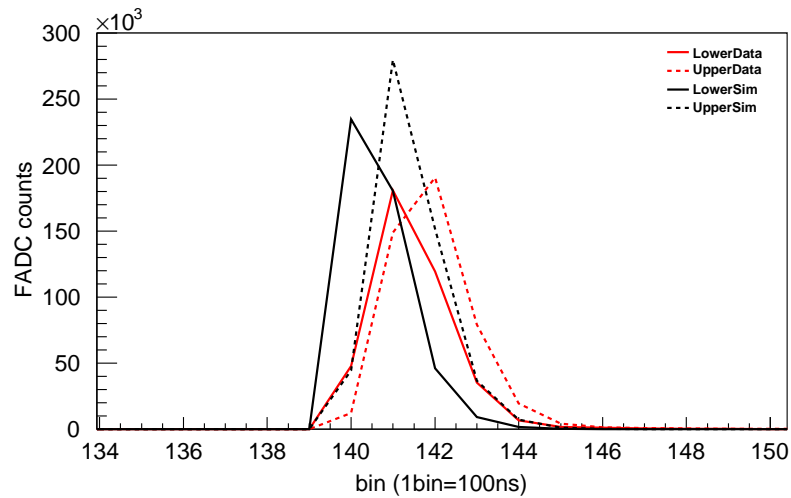


図 5.12: 横軸は FADC の bin 数．縦軸はその bin でのカメラ毎の FADC カウントの合計値．図中の実線は上下に並んだカメラの下視野のカメラの FADC 値を表し，破線は上視野のカメラの FADC 値を表す．また赤の線が実データによる波形．黒の線がシミュレーションを表す．

今回の試験運用では FD とレーザーとの距離が近いために，波形が短く，上視野と下視野で波形が重なっている．そこで，図 5.12 を見やすくするために上下視野について別々に波形を描いたものを図 5.13 に示す．

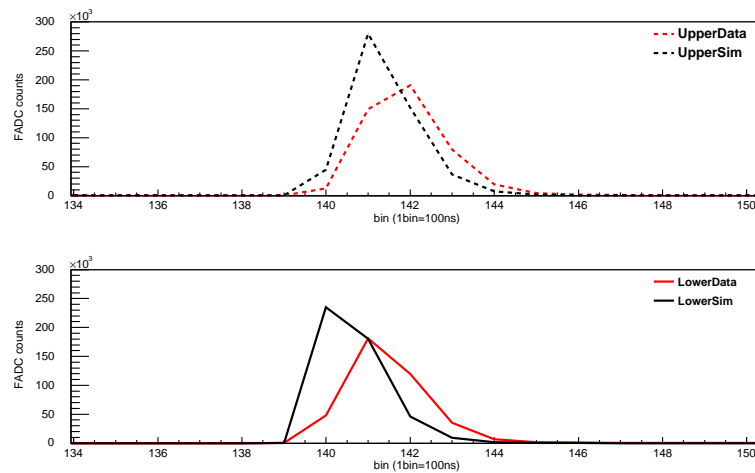


図 5.13: 上視野の FADC 波形 (上)．下視野の FADC 波形 (下)．軸，及び線の使い方は図 5.12 と共通．

これらの図から，実データはシミュレーションに比べて波形の立ち上がりが遅く，ピークが低いことが分かる．以下で，この原因について考察する．

波形の立ち上がりが遅い原因として以下の二つを考える．

- 1 信号がサチュレートしている

2 実データとシミュレーションのレーザートラックのずれによってレーザーが最初に視野に入る PMT が違う

1. について調べるために、シミュレーションの各 PMT の波形を詳細に調べた。このとき、FD のデータ収集システムでは第 2.3 節で述べたように 12 bit , 40 MHz の FADC からの出力を、4 サンプル分足し合わせて 14 bit , 10 MHz のサンプリングデータにしていることに気をつける必要がある。これを考慮して、12 bit , 40 MHz の FADC でサンプリングした際の波形をシミュレートした。この結果得られた PMT 毎の FADC 波形の一つを図 5.14 に示す。

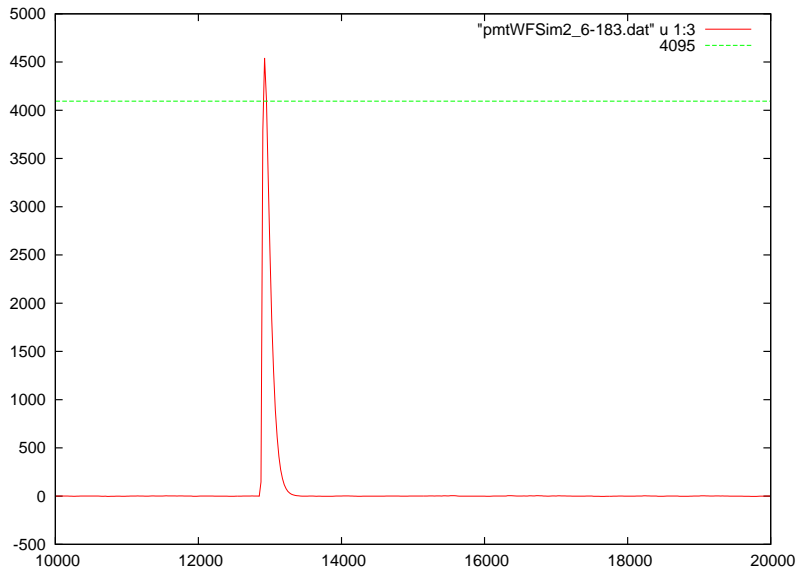


図 5.14: 12 bit , 40 MHz サンプリングの FADC 波形のシミュレーション結果。横軸は時間 [ns] , 縦軸は FADC のカウント値である。図中の緑の線は 12 bit の FADC の最大値である 4095 の高さである。

シミュレーションでは FADC のサチュレーションは考慮されていないので、12 bit の FADC 最大値である $2^{12} - 1$ を越えて波形が記録されている。このことから、データにおいてもサチュレーションが生じていると考える。

次に 2. について調べるために、データと比較するためのシミュレーションに使う射出位置を変えてシミュレーションを行った。ここで、今回の試験運用においてレーザーを設置した位置は、ELS 周囲のフェンスの近くであったことから、ELS の図面から ~ 2 m 程度の精度で位置が計算できた。この位置を基準として射出位置を動かしてシミュレーションを行った。

実データとシミュレーションが最も合う位置を求めるために、実データとシミュレーションの各 PMT の FADC の積分値から χ^2 を求めた。この際、 χ^2 は以下の様にして求めた。

$$\chi^2 = \sum_{PMT} \frac{(\langle FADC Sum_i^{Data} \rangle - \langle FADC Sum_i^{Sim} \rangle)^2}{(\sigma_i^{Data})^2} \quad (5.1)$$

χ^2 の計算の際には、FADC のサチュレーションも考慮するために、シミュレーションでのバックグラウンドを差し引いた FADC の積分値が 2^{13} を越えている PMT は実データ、シミュレーション共に除外して計算した。

前述の方法で計算した基準点を基に，FD から見て方位角方向に 0.1 m ずつ，前後に 0.5 m ずつ動かしてシミュレーションを行った．これらのシミュレーションについて最も χ^2 が小さくなる位置を求めた．その結果を図 5.15 に示す．

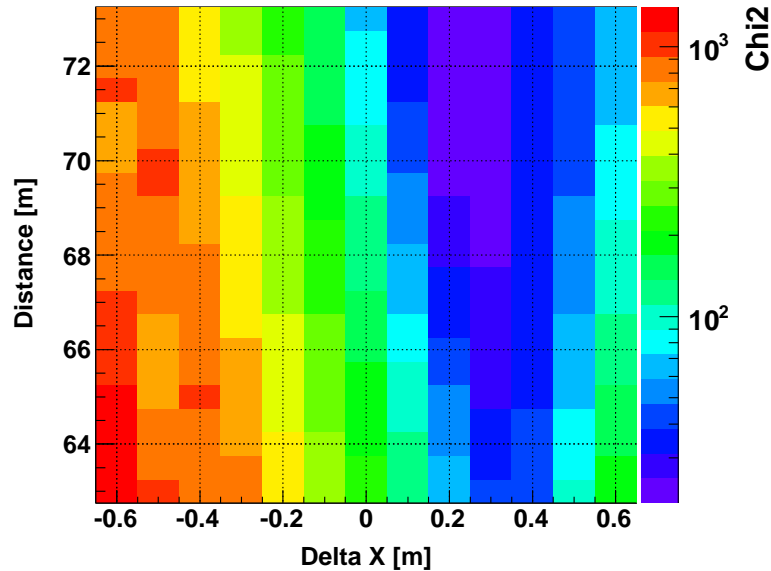


図 5.15: 横軸は基準点を基に FD から見て方位角方向の移動距離．縦軸は基準点を基に FD から見て前後方向の距離．

この図から，FD から見て遠ざかる方向に移動させることで χ^2 が小さくなることがわかるが，これはレーザーを射出する位置が FD から遠ざかることで PMT に入る光子数が全体的に少なくなることが原因である．FD との距離を動かすことで FADC 値が合うようになることは当然であるから，ここでは距離については考えないこととし，ELS の図面から計算した 65.3 m に固定して考える．方位角方向に移動させた値を見ると，+0.3 m 移動させたシミュレーションが最も小さな χ^2 である．この位置における χ^2 は $\chi^2/ndf = 14020/478 = 29.3$ であった．また，この位置は GPS で測定した位置から ~ 5 m 離れた位置となった．

このときの PMT 毎の FADC 値を実データとシミュレーションで比較した図を以下に示す．シミュレーションでのレーザー射出位置を変えたことによって，レーザーが見えている PMT が実データとシミュレーションで合うようになった．このときの FADC の時間積分波形を次に示す．図 5.17 から，上視野の波形の立ち上がり方は少し合うようになったが，その後の波形が合っていない．また，下視野に関してはほとんど変化がなかった．これらの原因は，レーザーの射出位置，射出方向が実データとシミュレーションで完全に一致していないこと，また，シミュレーションにおいてサチュレーションしている PMT の候補を選ぶ基準が実際のサチュレーションの条件に即していないことと考えられる．

次の節では， χ^2 が最小値をとった位置でのシミュレーションと実データとを比較してレーザーのエネルギーを計算する．

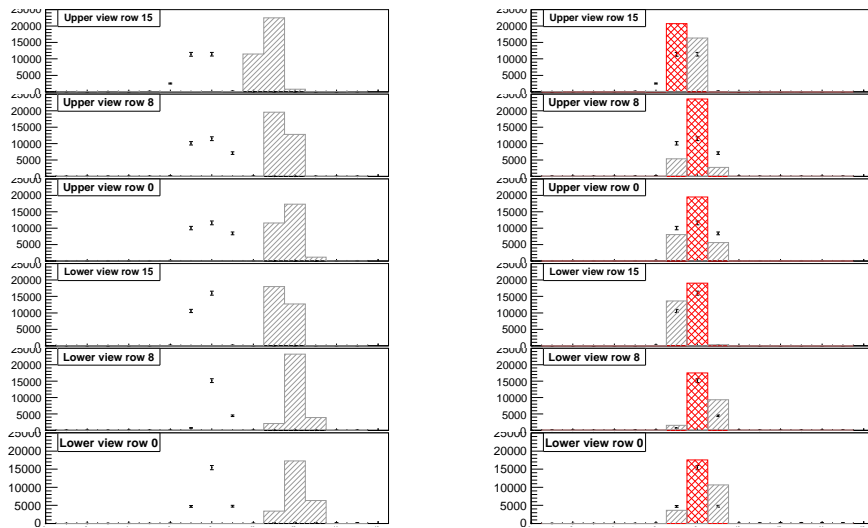


図 5.16: GPS 測定位置でのシミュレーションと実データの比較 (左) . χ^2 が最小になった位置でのシミュレーションと実データの比較 (右) . グラフの並びは左右の図で共通で, 下のグラフから下視野の 0 列目 (一番下), 8 列目, 15 列目 (一番上), 上視野の 0 列目, 8 列目, 15 列目と並んでいる . 各グラフは列の中で各 PMT に記録された FADC 値を左から順に描いている . 全グラフにおいて点は実データを示し, ヒストグラムはシミュレーションを示す . また, 赤く塗られたヒストグラムはサチュレーションしていると考えられるため, χ^2 の計算から除外した PMT である .

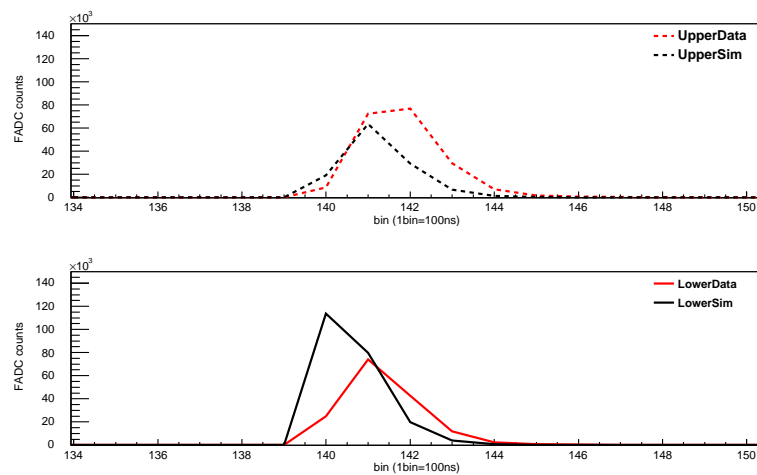


図 5.17: 上視野の FADC 波形 (上) . 下視野の FADC 波形 (下) . 軸, 及び線の使い方は図 5.12 と共通 .

5.2.5 χ^2 最小値をとった位置でのエネルギーの解析

実データとシミュレーションの FD 撮像イメージを図 5.18 に示す。

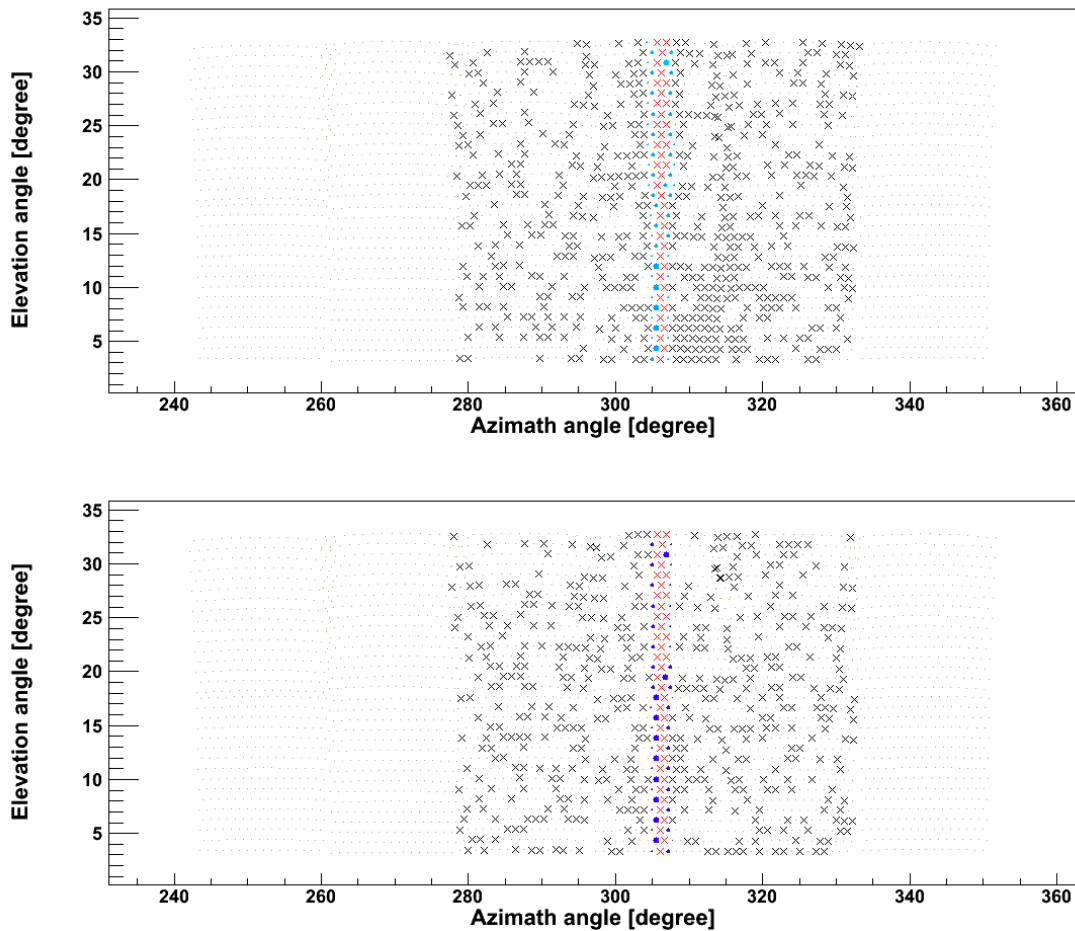


図 5.18: 実データ (上), シミュレーション (下). 横軸は BRM ステーションから見た方位角, 縦軸は仰角. 各点の円の大きさが信号の強さを, グラデーションが PMT に信号が届いた時間差を示し, 青が早く, 赤が遅く信号が届いたことを示している (但し, この試験運用では FD とレーザーの距離が近いために信号には殆ど時間差が無いので色の違いは表れない). グレーの \times 印が S/N 比を用いた PMT 選別によって解析に使わないとした PMT. 赤の \times 印がシミュレーションからサチュレートしていると判断した PMT である.

この図からも GPS 位置情報を用いた解析よりも, レーザーが見える PMT が一致していることがわかる. また, シミュレーションを用いたサチュレーションの判定によって, レーザーが通った中心の PMT の殆どはサチュレーションした PMT として判定されている.

この実データとシミュレーションを比較して, 実データで記録されたレーザーのエネルギーを計算した. その結果を図 5.19 に示す.

FD の実データから推定されたメインビームのエネルギーは, センサーで測定したエネルギーよりも 4.9% 大きくなった. また, PMT の列毎に求めたエネルギーをセンサーから得られたメインビームのエネルギーの平均値で割ったものを図 5.20 に示す.

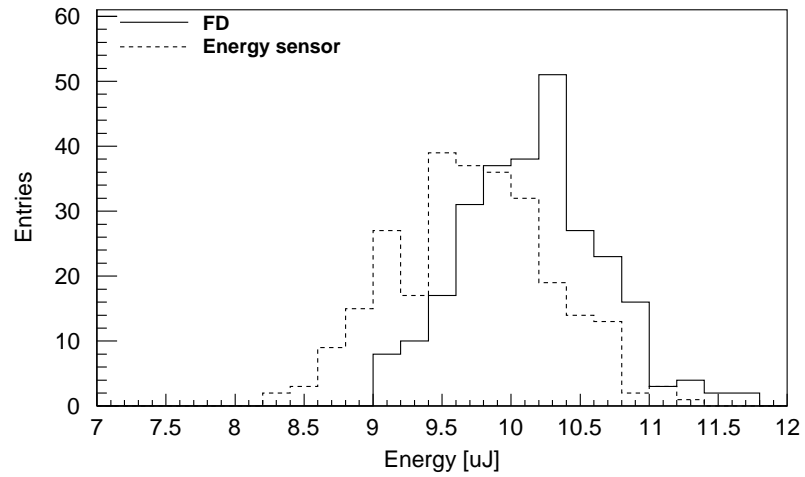


図 5.19: 実線は FD のデータから推定したメインビームのエネルギー．破線はセンサーで測定したメインビームのエネルギー．それぞれ平均値は $10.16 \mu\text{J}$, $9.69 \mu\text{J}$ である．

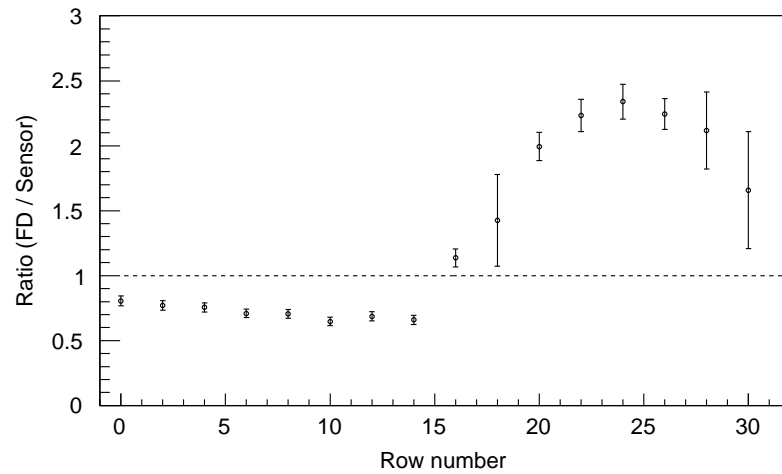


図 5.20: 横軸は下から数えた PMT の列番号．縦軸は FD のデータから推定したメインビームのエネルギーを，センサーで測定したメインビームのエネルギーで割った値．

図 5.19 では、FD の実データから推定したエネルギーがレーザーの射出位置を変える以前より合っている。しかし、図 5.20 からは、上下視野の間で推定されるエネルギーに大きな差があることがわかる。図 5.19 における FD とセンサーそれぞれから求めたエネルギーが図 5.10 の結果よりも近くなったことは、この上下視野による推定の差が平均化された結果である。

以上より、 χ^2 計算を用いてレーザー射出位置を決め、PMT のサチュレーションを考慮して FD の実データからエネルギーを推定するには、サチュレーションの見積りに改善が必要なことがわかる。今回の解析では、バックグラウンドを差し引いた FADC の積分値が 2^{14} を越えている PMT を PMT がサチュレーションしている基準として採用した。この基準は、レーザーが実際に PMT の視野を横切るのにかかる時間が ~ 10 ns であることから、データ収集開始のタイミングを考慮しても殆どの光子が FADC の 1 bin (= 100 ns) の間に PMT 感面に到達し、FD のデータ収集システムの中で波形整形されて、実際の FADC 波形となることから、積分値が 2^{14} を越えているものに関しては FADC 波形となる前の段階でサチュレーションしていると考えた。しかし、先に述べたように実際のサチュレーションでは 25 ns 辺りに PMT に入射する光子数が問題になる。今後の解析では、実際に即して 25 ns 辺りの PMT からの信号を基にサチュレーションした PMT を判断することで、より正確な解析が可能になる。

5.3 誤差についての考察

可搬 UV レーザーシステムの誤差の要素と、それらが FD のデータから推定するレーザーのエネルギーに与える影響について考察する。

可搬 UV レーザーシステムの誤差の要素は以下の 3 点である。

- レーザーの射出方向
- GPS による位置の測定
- エナジーセンサーによるレーザーエネルギーの測定

以下、それぞれの誤差が FD のデータからエネルギーを推定する際に与える影響を考察する。

5.3.1 レーザーの射出方向の誤差

第 3.2.2 項で述べたように、可搬 UV レーザーシステムによるレーザー射出方向の誤差は、 0.1° 以下である。

このレーザー射出方向の誤差が FD のデータからレーザーのエネルギーを推定する際に与える影響を調べるために、鉛直上方へ向けてレーザーを射出したシミュレーションを基準として、レーザーの射出方向を仰角・方位角で動かしたシミュレーションと比較した。この比較によって射出角度のずれが解析に及ぼす影響を評価した。

以下、全てのシミュレーションにおいて、射出位置は 2011 年夏の可搬 UV レーザーシステムの試験運用で得られた GPS 位置から行った。基準とするシミュレーションは、レーザーの射出方向は鉛直上方、エネルギーは $10.0 \mu\text{J}$ で、50 イベントをシミュレーションした。射出方向を動かして比較するシミュレーションは、仰角方向に 88.50° から 90.00° まで 0.05° 刻みで動かし、方位角方向に 0° から 345° まで 15° 刻みで動かし、計 721 方向に向けて各方向でエネルギーは $10.0 \mu\text{J}$ とし、50 イベントずつシミュレーションした。これら全てについて、基準とした鉛直上方向きのシミュレーションと比較し、第 4 章で示した方法でエネルギーを求めた。以上の方法で

求めたエネルギーを、基準としたシミュレーションで射出したレーザーのエネルギーで割った値の分布を示したものが図 5.21 である。

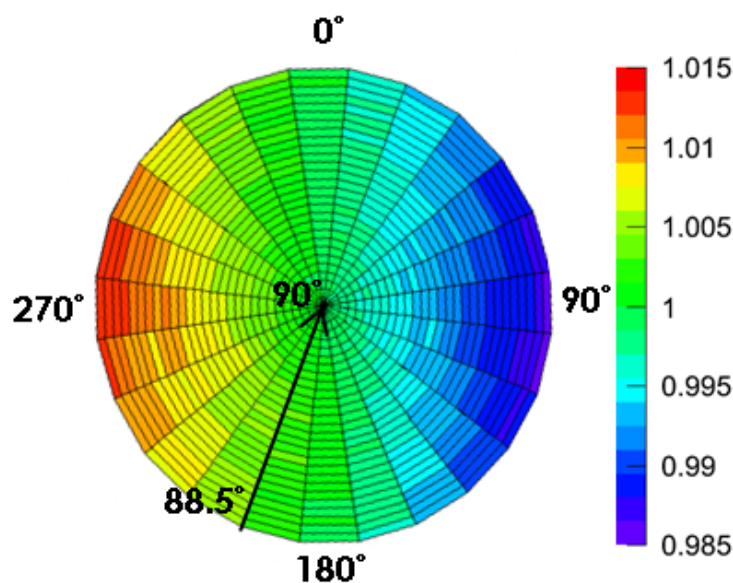


図 5.21: 円の周囲に記した角度は方位角．円の中に矢印と共に記した角度は仰角を表し，円の外側から中心に向かって仰角が大きくなる．図の色は各点での射出角度でのシミュレーションとの比較によって求めた比を示し，赤が 1.015，紫が 0.985 を示す．レーザーを観測した FD は図の右下から $\sim 305^\circ$ の方向を観測している．

図 5.21 から，射出角度が 1° ずれた場合でもシミュレーションとの比較によって得られるエネルギーは最大で 1% 未満のずれとなることがわかる．また，可搬 UV レーザーシステムの射出方向の誤差 0.1° 以内では，最大で 0.2% のずれであった．

以上から，可搬 UV レーザーシステムの射出方向の誤差が，FD のデータからレーザーのエネルギーを推定する際に与える影響は 0.2% 以下であると結論付けた．

5.3.2 GPS による位置の誤差

第 5 章の解析から，2011 年夏の運用方法により取得した GPS 位置情報は十分な精度ではなかったことがわかった．また，第 5 項の解析ではシミュレーションにおけるレーザーの射出位置を動かしたが，このとき，GPS から得られた位置からは $\sim 5\text{m}$ 移動させた．このことから，2011 年夏の運用方法での GPS による位置測定の精度が $\sim 5\text{m}$ であったと考えて，この誤差が解析に与える影響を調べる．そのために，第 5.3.1 と同様に基準とするシミュレーションを位置を変えて行った別のシミュレーションと比較する．

以下，全てのシミュレーションにおいて，射出位置は 2011 年夏の可搬 UV レーザーシステムの試験運用で得られた GPS 位置とした．基準とするシミュレーションは，第 5.3.1 項と同じくレーザーの射出方向は鉛直上方，射出位置は 2011 年夏の試験運用で得られた GPS 位置情報とし，エネルギーは $10.0\ \mu\text{J}$ で，50 イベントをシミュレーションした．射出位置を動かして比較するシミュレーションは，GPS 位置を基準として東西方向に -5.0m から 5.0m まで 0.5m 刻みで動か

し，南北方向に -5.0 m から 5.0 m まで 0.5 m 刻みで動かし，計 441 地点で行った．また，各地点でエネルギーは $10.0\ \mu\text{J}$ とし，50 イベントずつシミュレーションした．これら全てについて，基準としたシミュレーションと比較し，第 4 章で示した方法でエネルギーを求めた．以上の方法で求めたエネルギーを，基準としたシミュレーションで射出したレーザーのエネルギーで割った値の分布を示したものが図 5.22 である．

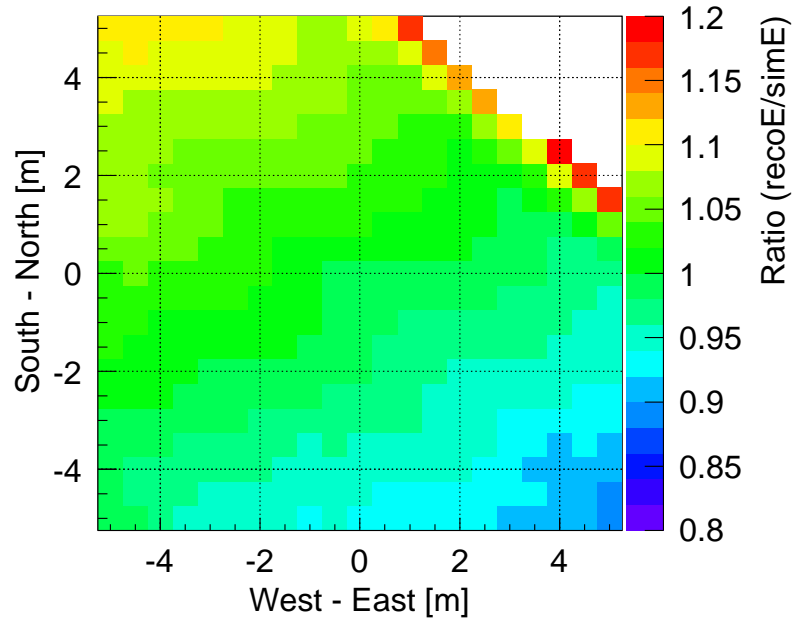


図 5.22: 横軸は東西方向の GPS 位置からの移動距離 (東が正)．縦軸は南北方向の GPS 位置からの移動距離である (北が正)．図の色は各点での射出角度でのシミュレーションとの比較によって求めた比を示し，赤が 1.2，紫が 0.8 を示す．但し，図中の右上の色が無い領域は FD の視野から外れているためエネルギーの比を求めていない．レーザーを観測した FD は図の右下から左上の方向を観測する配置にある．

図 5.22 から，射出位置が 5 m ずれることによって，シミュレーションとの比較によって得られるエネルギーは最大で $\sim 10\%$ のずれとなることがわかる．また，FD のデータから求められるエネルギーは FD からみて前後の方向の位置精度に大きく依存し，横方向の移動では殆ど変化しないことがわかる．

5.3.3 エナジーセンサーによるレーザーエネルギーの測定の誤差

エナジーセンサーによるエネルギーの測定誤差は，製造元が示した誤差と，温度依存性の補正誤差を合わせて考える．製造元が示した誤差は，第 3.1.4 項に示した表 3.4，表 3.5 の通りである．この表まとめてを表 5.1 に再掲する．

温度依存性による誤差は第 3.3 節の測定結果から 2.3% である．

以上の誤差を合わせると，エナジーセンサーによるエネルギー測定の誤差は， $\sqrt{2^2 + 2^2 + 3^2 + 2.3^2} \simeq 4.7\%$ となる．この誤差は，センサーで測定したレーザーのエネルギーと，FD のデータから推定したレーザーのエネルギーの比較に直接寄与する．

	エネルギーセンサー 1	エネルギーセンサー 2
校正波長	1064 nm	1064 nm
典型応答 (@355 nm)	$1.545 \times 10^2 \text{ V/J}$	$1.223 \times 10^2 \text{ V/J}$
典型応答の不定性	$\pm 2\%$	$\pm 2\%$
波長が違うことによる不定性	$\pm 2\%$	$\pm 2\%$
リニアリティの不定性	$\pm 3\%$	$\pm 3\%$

表 5.1: COHERENT によるエネルギーセンサーの校正データ)

以上の考察から，2011 年夏の試験運用における可搬 UV レーザーシステムの誤差は，最大で $\sim 15\%$ と見積もることができた．しかし，実際には PMT のサチュレートの方が考慮されていないために，見積もられる誤差はこれよりも大きくなる．これらを考慮すると，GPS 測定位置を用いた解析での FD の実データとセンサーからそれぞれ求められたエネルギーの差 14.1% は，誤差の範囲内である．

第6章 結論と今後の運用計画

本研究では大気蛍光望遠鏡のエネルギー較正をするために可搬 UV レーザーシステムを開発した。可搬 UV レーザーシステムは、任意の場所に設置可能で、射出方向を高精度に制御することができ、射出したレーザーのエネルギーを測定することができる。これらの精度を測定した結果、ポインティング精度とレーザーのエネルギーの測定精度は、ポインティング精度： 0.1° 、レーザーのエネルギーの測定精度： $\pm 4.7\%$ であった。

2010年夏と2011年夏に実験サイトにて可搬 UV レーザーシステムの試験運用を行った。2011年夏の試験運用によって得られたデータを解析した結果、FD で取得したデータから推定したレーザーのエネルギーと、エナジーセンサーから求めたレーザーのエネルギーは 14.5% の差であった。但し、このとき PMT のサチュレーションが起こっていた可能性があり、GPS の位置精度も十分でなかったために、サチュレーションを考慮しつつフィッティングによってレーザーの射出位置を求めて解析した結果、FD とエナジーセンサーからそれぞれ見積もられたエネルギーの差は 4.9% であった。しかし、上下の視野それぞれで求めたエネルギーの差が大きかったため、サチュレーションを考慮した有意なエネルギー推定ができたとは言えない。

また、可搬 UV レーザーシステムの誤差が FD の実データからエネルギーの推定に与える影響をシミュレーションによって評価した結果、ポインティング精度 0.1° から $\pm 0.2\%$ 、GPS の位置測定精度 $\sim 5\text{m}$ から $\pm 10\%$ の誤差が生じることがわかった。

以上の試験運用とその解析から、FD の補正係数を求めることまではできなかったが、可搬 UV レーザーシステムの運用・解析手法を確立し、大気蛍光望遠鏡の較正が可能であることを十分に確認できた。

またこれらの解析と考察の結果から、解決すべき課題が GPS による位置測定精度と、PMT のサチュレーションの問題であることがわかった。これらの問題は解決可能である。GPS の位置測定精度については、実験サイトにある高精度 GPS を用いてレーザー射出位置を事前に測定しておくことで、数 cm の精度で射出位置を決定することができる。これにより位置測定による FD のデータからのエネルギー推定誤差を 1% 未満に抑えることができる。また、PMT のサチュレーションについては、2011年夏の試験運用時に射出した $9.69\mu\text{J}$ から、エネルギーを $1/4$ 程度にすることで、PMT がサチュレーションすることなく FD での観測が可能であることがわかっていく。これらの改善は既に計画されており、2012年夏には改善された可搬 UV レーザーシステムを運用する予定である。

謝辞

本研究に携わる機会を与えて頂き、研究を進めるにあたっては、全てにおいて数多くのご助言、ご指導いただきました大阪市立大学の荻尾彰一准教授に深く感謝致します。また、幾度となく的確なご助言、ご指導をいただきました大阪市立大学の林嘉夫教授、小島浩司客員教授(愛知工業大学)に深く感謝致します。

神奈川大学の有働慈治特別助手、山梨大学大学院医学工学総合教育部の富田孝幸博士には、ハードウェアやソフトウェアに関する相談を始めとし、装置の運用に際しても多大なる協力とご指導を頂きましたことを深く感謝致します。

東京大学宇宙線研究所の高橋良彰氏には、解析ソフトウェアに関して幾度となく相談にのって頂き、ご指導して頂きましたことを深く感謝致します。

東京大学宇宙線研究所の福島正己教授、佐川宏行准教授、竹田成宏助教、芝田達伸特任助教、多米田裕一郎博士、池田大輔博士には数多くのご助言・ご指導を頂きましたことを深く感謝致します。また、同研究所の野中敏幸助教にはご助言・ご指導のみならず、装置の運用の際にも多大なるご協力を頂きましたことを深く感謝致します。

東京工業大学理工学研究科の常定芳基助教には多くのご指導、ご助言を頂きましたことを深く感謝致します。また、同大学の得能久生特任助教には、装置の運用・解析に関して数多くのご助言・ご指導を頂きましたことを深く感謝致します。

ユタ大学の J.N. Matthews 教授、Tiffany Wong 氏には、現地において多大なる協力をして頂きましたことを深く感謝致します。

大阪市立大学の櫻井信之特任助教、藤井俊博氏、奥田剛司博士(現 立命館大学)には、毎日の研究生生活の中で研究に関することのみならず多くの相談に応じて頂き、的確なご助言を頂きましたことを深く感謝致します。また、同大学の米田泰久氏には装置の運用に際して、多大なる協力をして頂きましたことを深く感謝致します。

装置を搭載する架台の設計・製作に際しては、大阪市立大学システム計測技術室の松山利夫技官に的確なご助言、技術指導をしていただきましたことを感謝致します。また、部品の製作に関しては大阪市立大学 工作技術センターの方々に協力して頂きましたことを感謝致します。

毎日の研究生生活の中で支えとなっていた大阪立大学南野真容子氏、山下祐氏、山根涼氏、小林翔悟氏、後藤昂司氏に感謝致します。また、同大学の同期として常に良い刺激を与えてくれ、時には相談にのって頂いた倉本和幸氏、松宮大輔氏に深く感謝致します。

東京大学宇宙線研究所の技術職員の大木薫氏、下平英明氏、山本邦之氏、東京工業大学理工学研究科の林健太郎氏、石森理恵氏、小林友作氏、堤一樹氏、松浦孝典氏、山梨大学大学院医学工学研究部の奥大輔氏、柴田文哉氏、向井啓兒郎氏にはユタ現地での生活、並びに観測作業でお世話になりましたことを感謝致します。

本研究は宇宙線望遠鏡実験なしには成り立ちませんでした。宇宙線望遠鏡実験コラボレーター、関係研究機関の皆様へ深く感謝致します。

最後に、研究生生活を支えてくれた家族、友人に深く感謝致します。

なお、本研究は日本学術振興会科学研究費補助金(基盤研究(B)) H20~H22 「可搬 UV レーザーを用いた TA 実験大気蛍光望遠鏡の較正」、日本学術振興会科学研究費補助金(特定領域研

究) H15～H20 「最高エネルギー宇宙線の起源」, 日本学術振興会科学研究費補助金 (特別推進研究) H21～H25 「最高エネルギー宇宙線で探る極高宇宙現象」, 東京大学宇宙線研究所 H21 年度共同利用研究 「可搬 Nd:TAG レーザーを用いた TA 大気蛍光望遠鏡の較正」, 大阪市立大学学内重点研究 「『アインシュタインの物理』でリンクする研究・教育拠点」, 日本学生支援機構 H23 留学生交流支援制度 (ショートステイ・ショートビジット) 「数学研究所をハブとする理学の大学院留学生国際研究交流ネットワークプログラム」の支援を受けて行いました。これらの関係機関の皆様に感謝致します。

参考文献

- [1] TA Collaboration, *The Telescope Array Project Design Report* (2000).
- [2] M.S.Longair, *High Energy Astrophysics*.
- [3] T. K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*.
- [4] 小田稔, 宇宙線.
- [5] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.*, (1966) **16** 748.
T. Zatsepin, V.A. Kuzmin, *JETP Lett.*, (1966) **4** 178.
- [6] L. Drury, *Rep. Prog. Phys.*, (1983) **46** 973.
- [7] Thompson C., Duncan R., *Mothly Notices of the Royal Astron. Society*, (1995) **275**, 255.
- [8] Blasi P., Epstein R. *et al.*, *Astrophys. J. Lett.*, (2000) **533** L123.
- [9] Rees M. J. R., Mészáros R., *Astrophys. J.*, (1994) **93** 430.
- [10] Hillas A., *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, (1984) **22** 425.
- [11] Blodt E., Ghosh P., *Mothly Notices of the Royal Astronomical Society*, (1999) **307** 491.
- [12] Rachen J., and Biermann P., *Astron. Astrophys.*, (1993) **272** 161.
- [13] Kang H., Ryu D., Jones T. W., *Astrophys. J.*, (1996) **456** 422.
- [14] J. Abraham, *et al.*, *Astropart. Phys.*, (2008) **29** 188.
- [15] The Pierre Auger Collaboration, *Science*, (2007) **9** 938-943.
- [16] I. Tkachev *et al.*, *Proc. of 32nd ICRC.*, (2011).
- [17] D.Heck *et al.*, *Forschungszentrum Karlsruhe Report FZKA 6019* (1998).
- [18] H.M.J.Barbosa *et al.*, *Astropart. Phys.*, (2004) **22** 159.
- [19] M. Mostafa, *Archive* 1111.2661v1 (2011).
- [20] T. Shibata *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. A*, (2004) **597** 61 .
- [21] C. Aramo *et al.*, *Astropart. Phys.* (2004) **23** 65.
- [22] M. Takeda *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, (1998) **81** 1163.
- [23] M. Takeda *et al.*, *Astrophys. J.*, (1999) **522** 225.

- [24] Y. Uchihori *et al.*, *Astropart. Phys.*, (2000) **13** 151.
- [25] Abbasi R *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, (2008) **100** 101101.
- [26] Abbasi R *et al.*, *Astropart. Phys.*, (2009) **32** 53.
- [27] Egorova V *et al.*, *Nuclear Phys. B - Proc. Supplements*, (2004) **136**.
- [28] H. Tokuno *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. A*, (2009) **601** 364.
- [29] Y. Tameda *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. A*, (2009) **609** 227.
- [30] P. Sreekumar *et al.*, *Astrophys. J.*, (1998) **494** 523.
- [31] P.W. Gorham *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, (2004) **93** 041101.
- [32] N.G. Lehtinen, *et al.*, *Phys. Rev. D*, (2004) **69** 013006.
- [33] The Pierre Auger Collaboration, *Phys. Rev. D*, (2009) **79** 102001.
- [34] A. M. Hillas, *Astron. Astrophys.*, (1984) **22** 425.
- [35] A. N. Bunner, *Ph.D. Thesis, Cornell University*, (1967).
- [36] F. Kakimoto *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. A*, (1967) **372** 527.
- [37] M.-P. Véron-Cetty, P. Véron, *Astron. Astrophys.*, (2006) **455** 773.
- [38] Kuzmin V. and Tkachev I., *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Phys. Lett.*, (1998) **68** 271.
- [39] Weiler T.J., *Astropart. Phys.*, (1999) **3** 303.
- [40] Sato H. and Tati T., *Progr. Theor. Phys.*, (1972) **47** 1788.
- [41] Nerling F *et al.*, *Astropart. Phys.*, (2006) **24** 421.
- [42] J.N. Matthews *et al.*, *Proceedings of 31st ICRC*, (2009).
- [43] H. Sagawa, *Proceedings of 31st ICRC*, (2009).
- [44] H. Tokuno *et al.*, *Proceedings of 31st ICRC*, (2009).
- [45] D. Ikeda *et al.*, *Proceedings of 31st ICRC*, (2009).
- [46] T. Shibata *et al.*, *Proceedings of 31st ICRC*, (2009).
- [47] A. Bucholtz, *Applied Optics*, (1995) **34** 15.
- [48] T. Tomida *et al.*, *NIM. A*, (2011) **654** 653.
- [49] 福田崇徳, 修士論文 東京工業大学, (2009).
- [50] 藤井俊博, 卒業論文 大阪市立大学, (2008).
- [51] 露口勇輔, 修士論文 山梨大学, (2009).