

2025 年度 修士論文

冷却 CMOS を用いた  
リアルタイム大気透明度測定法の開発

神奈川大学 大学院 工学研究科 工学専攻 応用物理学領域  
高エネルギー粒子観測研究室

指導教員 有働 慈治 教授  
池田 大輔 特別助教

学籍番号 202470174  
細野 甚八

2026 年 2 月 20 日

## 概要

宇宙線とは、宇宙空間を高速で飛び交い、地球にも常に降り注いでいる高エネルギー粒子の総称である。その起源および加速機構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り、宇宙の高エネルギー現象を究明する手がかりになると考えられている。宇宙線はエネルギーが大きくなるに従って、到来頻度が急激に減少するため、特に  $10^{15}$  eV を超える高エネルギー宇宙線は、検出器で直接観測することが非常に困難である。

そのため、それ以上のエネルギーを持つ宇宙線の観測にあたっては、大気と相互作用することによって生じる、荷電粒子と中性粒子で構成された多数の粒子群の「空気シャワー」を対象としている。空気シャワーの規模や検出タイミングを測定・解析することで、その宇宙線のエネルギーや到来方向を推定する間接観測が行われている。

Telescope Array (TA) 実験では、特に  $10^{18}$  eV 以上の超高エネルギー宇宙線の観測を目的として、大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector: FD) と地表粒子検出器 (Surface Detector: SD) の2種類の検出器を用いて、超高エネルギー宇宙線によって生じる空気シャワーを観測している。FDでは空気シャワー粒子によって励起された窒素や酸素などの大気分子が発する大気蛍光を、SDでは空気シャワー粒子の荷電成分がプラスチックシンチレーター内で相互作用を起こしたときに発生するシンチレーション光をそれぞれ観測している。

FDによる大気蛍光観測では、大気蛍光が大気中を伝搬する際に大気分子やエアロゾルによって散乱されるため、大気透明度を定量化し大気による減光を補正する必要がある。大気分子による減光は大気の圧力・温度などの状態量から理論的に算出できるが、エアロゾルはその量や粒子の大きさ、空間分布が時間によって変動するため、観測的に調べる必要がある。

これまでの TA 実験における大気透明度測定は、大気蛍光に近い波長のレーザーを射出し、その散乱光から大気分子やエアロゾルによる減光を推定する方法で、LIDAR や CLF (Central Laser Facility) といった装置を使って行われていた。しかし、この2種類の手法は FD 視野内にレーザーを射出するため、大気透明度測定と宇宙線の大気蛍光観測を同時に行えないため、FD 観測前後や観測中 30 分毎にしか大気透明度測定を行えないという運用上の制約があった。

そこで、本研究では TA 実験の FD 観測における新しい大気キャリブレーション手法の実現を目指して、冷却 CMOS カメラを用いて恒星の光度変化をモニターすることで大気透明度を測定する手法の開発を行った。本手法は LIDAR や CLF よりも装置が簡便であり、FD 観測と並行して、時々刻々と変化する大気透明度をリアルタイムに測定できる利点がある。本論文では、本手法の原理と測定方法について述べ、実際に TA 実験の BRM (Black Rock Mesa) FD ステーションで取得したデータを解析し、そこから推定した大気透明度について報告する。

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>宇宙線</b>	<b>1</b>
1.1	宇宙線とは	1
1.2	宇宙線のエネルギースペクトル	1
1.3	空気シャワー	4
1.3.1	核カスケード	4
1.3.2	電磁カスケード	5
1.3.3	空気シャワーの縦方向発達	6
1.3.4	空気シャワーの横方向分布	7
1.4	超高エネルギー宇宙線	8
1.4.1	異方性	9
1.4.2	加速機構	9
1.4.3	化学組成	10
<b>第 2 章</b>	<b>TA 実験と大気透明度測定</b>	<b>13</b>
2.1	TA 実験	13
2.2	観測手法	13
2.2.1	地表粒子検出器 (SD)	13
2.2.2	大気蛍光望遠鏡 (FD)	15
2.3	TA 実験の拡張	18
2.3.1	TALE 実験	18
2.3.2	TA×4 実験	19
2.4	TA 実験での大気透明度測定	20
2.4.1	大気散乱	21
	ランバート・ベールの法則	21
	レイリー散乱	22
	エアロゾル散乱	23
2.5	VAOD	23
2.6	現在の TA 実験での VAOD 測定	24
2.6.1	LIDAR	24

---

2.6.2	CLF	24
2.7	本研究の手法	26
<b>第3章</b>	<b>冷却 CMOS を用いた恒星光度の測定</b>	<b>27</b>
3.1	測定原理	27
3.2	データの前処理	29
3.2.1	ダーク引き	29
3.2.2	フラット割り	29
3.2.3	開口測光	30
3.3	恒星の地平座標	31
3.4	実験装置	32
3.4.1	冷却 CMOS カメラ	32
3.4.2	望遠鏡	34
3.4.3	UV 透過フィルター	35
3.4.4	赤道儀	35
3.4.5	ガイダー	35
3.5	試験観測	37
<b>第4章</b>	<b>解析</b>	<b>39</b>
4.1	大気減衰モデル	39
4.2	測定値から VAOD への変換	39
4.2.1	測定値のみに基づく VAOD 推定	39
4.2.2	測定シミュレーションに基づく VAOD 推定	41
4.3	測定値の算出	46
4.4	解析結果	48
4.4.1	シミュレーションに基づく VAOD の結果	48
4.4.2	装置の光学特性	51
<b>第5章</b>	<b>結論・議論</b>	<b>53</b>
5.1	結論	53
5.2	議論	53
	謝辞	55
	参考文献	56

# 第 1 章

## 宇宙線

### 1.1 宇宙線とは

宇宙線とは、宇宙空間を高速で飛び交い、地球にも常に降り注いでいる高エネルギー粒子の総称である。その成分は、陽子（約 90 %）やヘリウム、鉄などの原子核の他、電子・陽電子、ニュートリノといった素粒子や、高エネルギーの光子（ガンマ線）である。1912 年、オーストリアの物理学者 Victor Franz Hess は、気球を用いた観測実験によって高度の上昇に伴い放射線量が増大することを確認した [1]。これにより、地球外を起源とする放射線、すなわち宇宙線の存在が実証された。

現在までに宇宙線は、 $10^8$  eV 程度から  $10^{20}$  eV 以上までの、極めて広範なエネルギー領域で観測されている。そのエネルギースペクトルは、エネルギーのほぼ  $-3$  乗に比例して小さくなる冪関数に従うため、高エネルギー領域ほど到来頻度が極めて低く、観測が困難となる。

特におおよそ  $10^{18}$  eV 以上のエネルギーを持つ宇宙線は、地球がある天の川銀河の外を起源すると推定されている。しかし、その具体的な放射源や、粒子を極限まで加速させる物理メカニズム、さらには地球に至るまでの伝播過程については未だ解明されていない。これらの謎を紐解くことは、極限的な高エネルギー天体現象や宇宙磁場構造の理解に直結するものであり、現代の宇宙物理学における最重要課題の一つである。

### 1.2 宇宙線のエネルギースペクトル

現在までに、さまざまな観測実験によって宇宙線の到来頻度（フラックス）が調べられており、それらの実験によって測定された宇宙線のエネルギースペクトルは、図 1.1 のようにまとめられている。 $10^{15}$  eV までのエネルギーを持つ宇宙線の観測には、気球や人工衛星に搭載された検出器を用いた直接観測が行われているが、それ以上の高エネルギー宇宙線は到来頻度が非常に低いため、地表に設置された大規模な検出器アレイを用いて、宇宙線が大気中で引き起こす空気シャワー現象を観測することで間接的に宇宙線を測定するという手法が採用されている。

宇宙線の到来頻度は、エネルギー  $E$  に対して、太陽活動の影響を受けない  $10^{10}$  eV 以上の

領域では定数  $K, \gamma$  を用いて  $F(E) = K \times E^{-\gamma}$  で近似される冪乗に従い、前述のとおりエネルギー  $E$  のおおよそ  $-3$  乗に比例して減少する。

しかし、さらに細かく見てみると、このスペクトルにはいくつか折れ曲がった構造が存在することが分かる。図 1.2 に、図 1.1 の宇宙線フラックスに  $E^{2.6}$  を掛けて、より折れ曲がりの構造を見やすくしたものを示す。この図から、スペクトルの冪は、 $10^{15.5}$  eV、 $10^{17.0}$  eV、 $10^{18.7}$  eV、 $10^{19.7}$  eV 付近で変化していることが分かる。これらの折れ曲がりは、それぞれ”Knee”、”2nd Knee”、”Ankle”、”GZK cutoff” と呼ばれており、宇宙線の起源や加速機構、伝播過程に関する重要な手がかりになると考えられている。

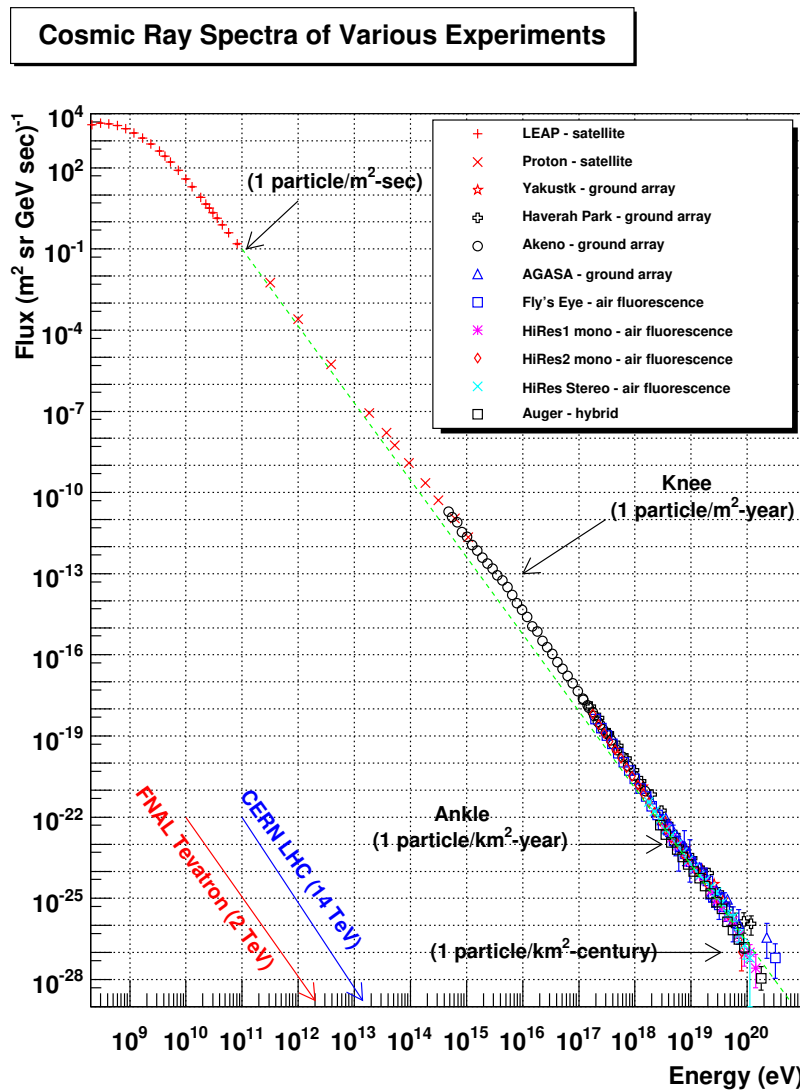


図 1.1: 宇宙線のエネルギースペクトルの観測結果 [2]。

1. **Knee**・**2nd Knee**: 約  $10^{15.5}$  eV と  $10^{17.0}$  eV のエネルギーで見られる、スペクトルの冪が変化する箇所のことであり、これが見られる理由として、主に2つの説が考え

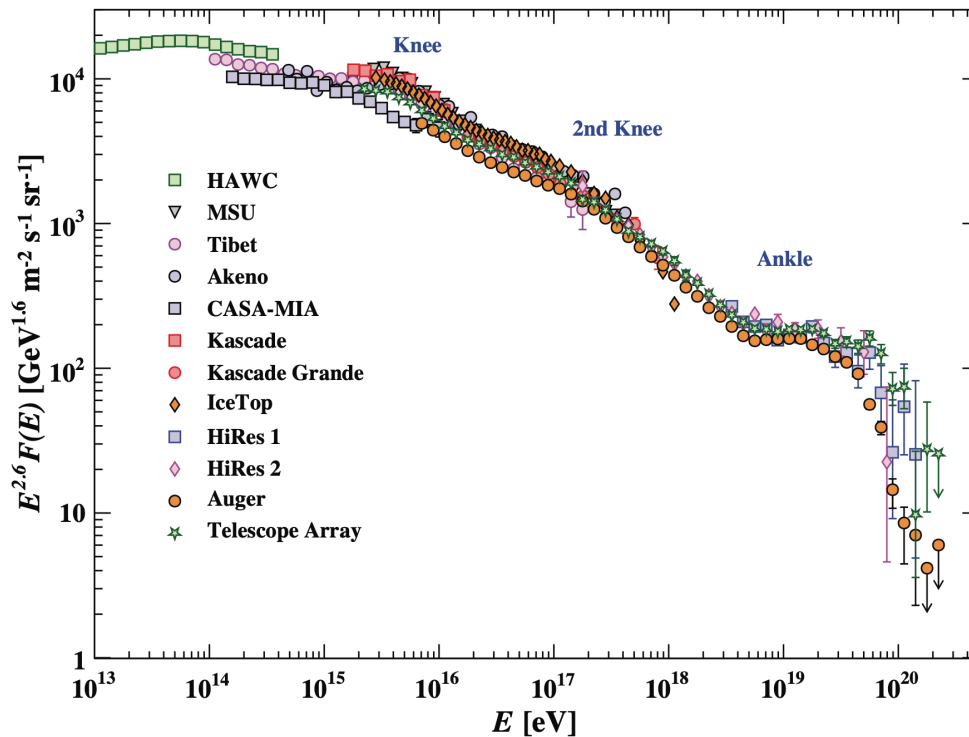


図 1.2: 宇宙線のエネルギースペクトルの観測結果 [3]。横軸は宇宙線のエネルギー  $E$ 、縦軸は到来頻度を表している。縦軸に  $E^{2.6}$  をかけることでスペクトルの詳細な構造を見やすくしている。

られている。

1つ目の説が、銀河系内の現象による粒子の加速限界という説である。銀河系内の超新星残骸による陽子の加速限界はおおよそ  $10^{15}$  eV と考えられており、おおよそ Knee の位置と一致している。また、電荷が陽子の 26 倍である鉄は、陽子よりも 26 倍高いエネルギーであるおおよそ  $10^{17}$  eV まで加速できると考えられており、2nd Knee の位置と一致している。このことから、Knee は陽子、2nd Knee は鉄原子核の加速限界に対応していると考えられている。

2つ目の説が、宇宙線が銀河系外へ漏れ出しているという説である。陽子は  $10^{15}$  eV、鉄は  $10^{17}$  eV 以上のエネルギーでは、 $\mu\text{G}$  オーダーの銀河磁場に対してラーモア半径が銀河円盤の厚さよりも大きくなるため、銀河系外へ宇宙線が漏れ出すことによりフラックスが減少する、というものである。漏れ出し説でも、陽子と鉄が漏れ出すエネルギーが、それぞれ Knee と 2nd Knee の位置に対応していると考えられている。

2. **Ankle**: 約  $10^{18.7}$  eV 付近に見られる、スペクトルの傾きが再び緩やかになる変曲点である。この折れ曲がり、銀河系内を起源とする宇宙線が加速限界を迎え、銀河系外起源の宇宙線が支配的となる変化を示すと考えられている。

3. **GZK cutoff**: 約  $10^{19.7}$  eV 付近で見られるスペクトルの急激な減少のことである。

この減少は、 $6 \times 10^{19}$  eV を超えるエネルギーの陽子が宇宙空間に均一に存在する宇宙背景放射 (CMB) 光子と相互作用を起こし、地球までの伝播時にエネルギーを失うためと考えられている。この cutoff は、Greisen と Zatsepin と Kuzmin によって予想されたことから、それぞれの頭文字をとって GZK cutoff と呼ばれている (図 1.3)。

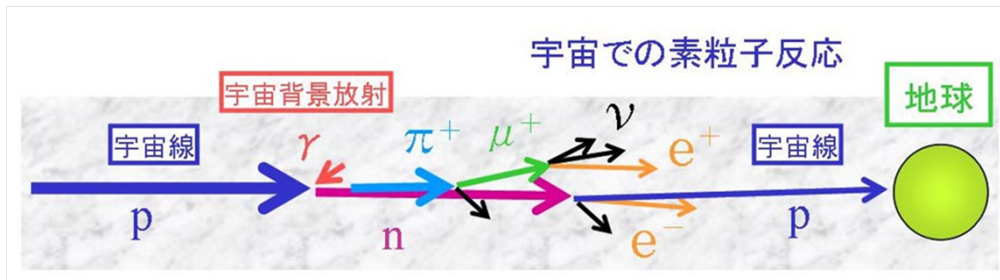


図 1.3: 超高エネルギー宇宙線と宇宙背景放射の反応 [4]。

## 1.3 空気シャワー

一次宇宙線 (一次粒子) が大気に突入すると、大気の原子核と相互作用を起こし二次宇宙線 (二次粒子) を生成する。また、その二次宇宙線が大気と相互作用を起こすことでさらなる二次宇宙線を連鎖的に作り出す。このように二次宇宙線が指数関数的に増えていく現象を空気シャワー現象、二次宇宙線全体を空気シャワーと呼ぶ。空気シャワー現象は、陽子や原子核などのハドロンと大気原子の相互作用によって起こる核カスケードと、高エネルギーのガンマ線や電子と大気原子の相互作用による電磁カスケードに分かれる。図 1.4 に空気シャワーの模式図を示す。

### 1.3.1 核カスケード

ハドロンが大気原子と相互作用を起こすと、陽子や中性子、パイオン ( $\pi$  中間子)、ケーオン ( $K$  中間子) などのハドロンが生成されるが、最終的にそれらほとんどがパイオンに変わる。パイオンは正・負の電荷を持つ荷電パイオン ( $\pi^\pm$ ) と、電荷を持たない中性パイオン ( $\pi^0$ ) の 3 種類からなる。

そのうちの  $\pi^\pm$  は  $2.60 \times 10^{-8}$  s でミューオン ( $\mu$ ) とニュートリノ ( $\nu$ ) に崩壊する。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.1)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.2)$$

また、パイオンの崩壊で生まれたミューオンは  $2.20 \times 10^{-6}$  s の寿命で電子 ( $e$ ) と、元のミューオン及び生成された電子それぞれに対応するニュートリノを放出する。

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (1.3)$$



### 制動放射

エネルギー  $E$  の電子・陽電子による制動放射における単位厚さ当たりのエネルギー損失  $(dE/dX)_{\text{brems.}}$  は以下のように表せる。

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{brems.}} \simeq -\frac{E}{X_0} \quad (1.8)$$

式 (1.8) の  $X_0$  は電子のエネルギーが  $1/e$  に減少するまでの物質厚さで輻射長と呼ばれ、以下の式で定義される。

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4Z^2 r_e^2 N}{137 A} \ln\left(184Z^{-\frac{1}{3}}\right) \quad (1.9)$$

ここで  $N$  はアボガドロ定数、 $A$  は  $Z$  と同じターゲット原子核の質量数である。 $X_0$  の値は大気でおおよそ  $38 \text{ g/cm}^2$  である。

### 電子対生成

一方、ガンマ線による電子対生成における単位厚さ当たりのエネルギー損失  $(dE/dX)_{\text{pair}}$  は、式 (1.9) の輻射長を使うと以下のように表せる。

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{pair}} \simeq -\frac{7}{9} \frac{E}{X_0} \quad (1.10)$$

従って、制動放射と電子対生成の単位厚さ当たりのエネルギー損失は同程度であると言える。

### 1.3.3 空気シャワーの縦方向発達

核カスケードや電磁カスケードを繰り返すことによって空気シャワー中の粒子数は次第に増大していくが、それに伴って粒子1個あたりのエネルギーが減少すると、今度は電子が大気に吸収されてしまい粒子数は急激な減少に転じる。この減少に転じる臨界エネルギー  $E_c$  は空気中だと  $E_c \simeq 85 \text{ MeV}$  である。このような、通過した物質質量に対する空気シャワー粒子数の変化は縦方向発達 (longitudinal development) と呼ばれる。

エネルギー  $E_0$  のガンマ線1個が大気に突入した時の空気シャワーの縦方向発達には、次の近似式が用いられる。

$$N_e(t) \simeq \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp\left[t\left(1 - \frac{3}{2} \ln s\right)\right] \quad (1.11)$$

$$s = \frac{3t}{t + 2y}$$

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

ここでの  $N_e$  は全電子・陽電子数、 $t$  は電子の大気中での輻射長  $38 \text{ g/cm}^2$  を単位とする空気シャワーが通過した大気厚さ、 $s$  は空気シャワーの発達段階を示す「エイジパラメータ」で

ある。このエイジパラメータ  $s$  の値は空気シャワーの発達に伴って増加し、 $s = 1$  のときに  $N_e$  が最大となる。

陽子の一次宇宙線から生成される空気シャワーの縦方向発達には、Gaisser と Hillas の提案に基づく以下の式が用いられる [6]。

$$N_e(X) = N_{\max} \left( \frac{X - X_1}{X_{\max} - X_1} \right)^{\frac{X_{\max} - X_1}{\lambda}} \exp \left( \frac{X_{\max} - X}{\lambda} \right) \quad (1.12)$$

ここでの  $N_{\max}$  は空気シャワー最大発達時の粒子数、 $X_{\max}$  は空気シャワー最大発達時の大気深さ [ $\text{g}/\text{cm}^2$ ]、 $X_1$  は一次宇宙線が最初に相互作用をする点の大気深さ [ $\text{g}/\text{cm}^2$ ]、 $\lambda$  は縦方向発達の減衰長 (attenuation length) で、大気では  $70 \text{ g}/\text{cm}^2$  である。一次宇宙線のエネルギー  $E_0$  [eV] の違いは  $N_{\max}$  にあられ、 $N_{\max} \sim 2 \times E_0 \times 10^{-9}$  の関係にある。また、一次宇宙線の核種の違いは  $X_1$ ,  $X_{\max}$  にあられ、どちらも原子核が重いほど値が小さくなる傾向がある。これは、重い原子核の方が大気との相互作用断面積が大きいこと、大気突入後、より上空で空気シャワーの生成が始まること、さらに核子当たりのエネルギーが小さいことによりエネルギーの細分化が早く進むことが原因とされる。簡単なモデルで、 $X_{\max} \propto \ln(E_0/A)$  ( $A$  は一次宇宙線の質量数) の関係がある。陽子、鉄原子核による空気シャワーのシミュレーションによって求めた縦方向発達曲線を図 1.5 に示す。

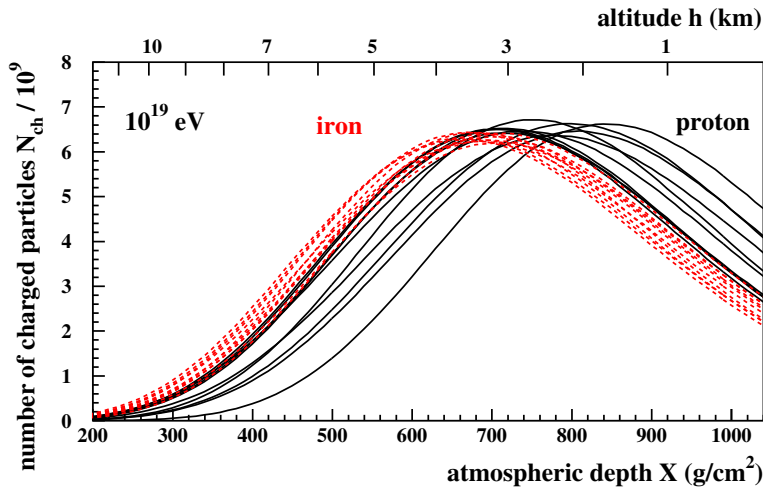


図 1.5: 空気シャワーの縦方向発達 [7]。

### 1.3.4 空気シャワーの横方向分布

空気シャワーの進行軸からの距離  $r$  における粒子密度は、電磁シャワー理論に基づく NKG (Nishimura-Kamata-Greisen) 関数によって近似される。NKG 関数によって表される、シャワー軸からの距離  $r$  とシャワーの発達段階を示すエイジパラメータ  $s$  における粒子

密度  $\rho_{\text{NKG}}(r, s)$  は一般に次のように記述される。

$$\rho_{\text{NKG}}(r, s) = C(s) \frac{N_e}{r_M^2} \left( \frac{r}{r_M} \right)^{s-2.0} \left( 1 + \frac{r}{r_M} \right)^{s-4.5} \quad (1.13)$$

ここで、 $N_e$  は全電子数、 $r_M$  はモリエール半径を表す。モリエール半径は、ある物質中において高エネルギーの電子が放射長  $X_0$  進む間に電磁相互作用によって最初の進行方向から向きが変わったときの垂直方向の距離である。地球の大気中におけるモリエール半径は  $r_M \sim 9.8 \text{ g/cm}^2$  である。 $C(s)$  は正規化するための係数であり、以下に示すようにシャワーエイジを変数とするガンマ関数を用いて計算される。

$$C(s) = \frac{\Gamma(4.5 - s)}{2\pi\Gamma(s)\Gamma(4.5 - 2s)} \quad (1.14)$$

## 1.4 超高エネルギー宇宙線

エネルギーが  $10^{18} \text{ eV}$  を超える宇宙線は超高エネルギー宇宙線 (Ultra-High Energy Cosmic Rays: UHECRs) と呼ばれ、過去には Fly's Eye 及び HiRes 実験と AGASA 実験、現在ではテレスコープアレイ (Telescope Array: TA) 実験やピエールオージェ (Auger) 実験 (図 1.6) によって観測されている。UHECRs は前述のとおり極端に到来頻度が少ないため、その起源や加速機構、化学組成など多くの謎が残されている。

このような観測の困難さにもかかわらず、稀に突出したエネルギーを持つ粒子が検出されることがある。その象徴的な事例として、1991 年に Fly's Eye 実験によって  $3.2 \times 10^{20} \text{ eV}$  のエネルギーを持つ宇宙線 (オーマイゴッド粒子) [8] が、2021 年に TA 実験によって  $2.44 \times 10^{20} \text{ eV}$  の宇宙線 (アマテラス粒子) [9] が観測された。これらはいずれも GZK cutoff を上回るエネルギーを有しており、平均自由行程がアマテラス粒子では約 30 Mpc と試算されている。この事実は、UHECRs の起源の所在に対して厳格な距離制限をかけられることから、UHECRs の議論をする上で極めて重要な事例となっている。

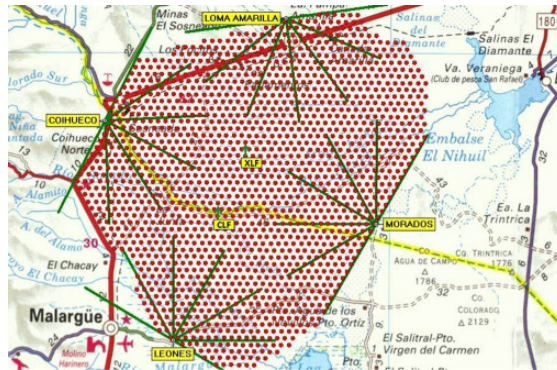


図 1.6: Auger 実験の全体図 [10]。南米アルゼンチンの総面積  $3000 \text{ km}^2$  の敷地に、水チェレンコフ SD が 1660 台 (赤点)、FD が 4 カ所 (緑線が視野) に設置されている。

### 1.4.1 異方性

$10^{18}$  eV 付近までの宇宙線は銀河磁場の影響を受けることで到来方向は等方的になると考えられており、0.1% を超える異方性は観測されていない。しかし  $10^{19}$  eV 以上のエネルギーを持つ宇宙線は銀河磁場の影響をほとんど受けないとされているため、それ以上のエネルギーを持つ宇宙線を観測することで、到来方向から UHECRs の起源天体が分かるのではないかと期待されている。図 1.7 に、銀河磁場  $\sim 3 \mu\text{G}$  で各エネルギーの陽子が磁場の影響を受けてどのような軌道を描くのかを模したシミュレーションを示す [11]。黒点が銀河磁場中の地球の位置を示しており、地球からは陽子と反対の電荷をもつ粒子を打ち出すことで、逆に、銀河磁場中を通過してきた陽子がどのような軌道で地球に到来するのかを示している。

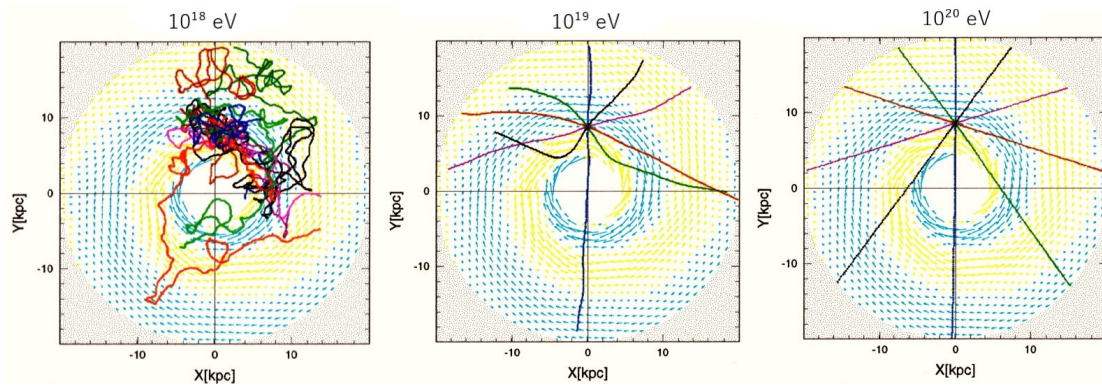


図 1.7: 銀河磁場における各エネルギーの陽子の軌道シミュレーション [11]。

エネルギーが高い宇宙線ほど直進性が高いため、超高エネルギー宇宙線のベクトル情報を解析することで異方性が観測されれば、その到来方向に高いエネルギーまで粒子を加速できる何かが存在すると示せることに繋がる。図 1.8 に TA 実験の SD で、運用開始から 5 年間の観測によって検出された  $57 \times 10^{18}$  eV 以上のエネルギーの宇宙線の異方性解析結果を示す [12]。全 72 イベント中の 19 イベントが、特定の方向に集中している「TA ホットスポット」が  $5.1\sigma$  の有意度で観測された。しかし、新たに 10 年分の観測データを追加した解析において TA ホットスポットの有意度は  $2.8\sigma$  に減少し、統計的に有意な異方性は未だ認められていない [13]。今後、さらに観測量を増やしていき、統計的に有意な結果を得られることが期待されている。

### 1.4.2 加速機構

宇宙線がどのようにしてその極めて高いエネルギーを獲得するのかという加速機構を考えるうえで、現在、有力視されている加速モデルは、ボトムアップ (Bottom-up) モデルである。Bottom-up モデルは、もともと低エネルギーで存在していた粒子が、高エネルギーの天体現象によって叩き上げられることでエネルギーを獲得するという考え方である。つまり、

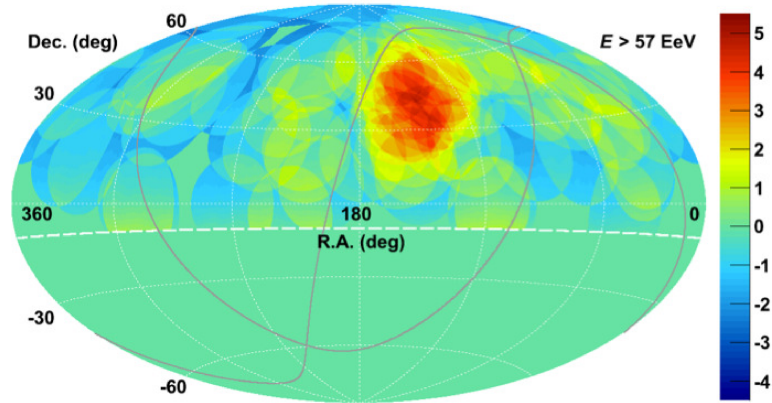


図 1.8: TA 実験で観測された  $57 \times 10^{18}$  eV 以上のエネルギーの宇宙線の異方性解析結果 [12]。赤道座標系で書かれており、U 字のグレー線が銀河面を、Dec. 0 度、R.A. 180 度付近を縦に貫くグレー線が超銀河面を表している。

Bottom-up モデルでは、宇宙に巨大な加速器が存在し、その中で粒子が加速されることを前提にしている。

Bottom-up モデルで粒子が加速され獲得できる最大のエネルギー  $E_{max}$  は、天体の大きさと磁場強度によって制限され、その上限値は次式で記述される。

$$\frac{E_{max}}{1 \text{ EeV}} = \beta Z e \left( \frac{B}{1 \mu\text{G}} \right) \left( \frac{R}{1 \text{ kpc}} \right) \quad (1.15)$$

ここで、 $Ze$  は粒子の電荷量、 $\beta$  は光速に対する衝撃波速度の比  $v/c$ 、 $B$  は磁場強度、 $R$  は天体の半径を表す。この関係式は、Hillas プロットとして知られており、図 1.9 には天体の大きさと磁場強度の組み合わせによって粒子がどの程度まで加速されうるかを示している。図 1.9 に基づけば、宇宙線を極限的な高エネルギーまで加速できる候補天体は中性子星や GRB、AGN など、宇宙全体においても極めて限定的であることが分かる [14]。

### 1.4.3 化学組成

UHECRs の化学組成を調べることは、その起源や加速機構を理解する上で重要である。UHECRs の化学組成は、主に空気シャワーの縦方向発達を通じて推定されている。同じエネルギーの宇宙線でも、陽子など軽い粒子による空気シャワーは大気深くまで発達し、鉄などの重粒子によるものはより浅くまでしか発達できない。

図 1.10 に、TA 実験と Auger 実験で観測された空気シャワーの最大発達大気深さ  $X_{max}$  による宇宙線の化学組成解析結果を示す [15] [16]。縦軸は  $X_{max}$  [g/cm<sup>2</sup>]、横軸は宇宙線のエネルギー  $E$  [eV] を表している。また、図 1.10a の色付きの点で赤が陽子、ピンクがヘリウム、黄が窒素、青が鉄のシミュレーション結果を、図 1.10b の上下の線がそれぞれ陽子と鉄原子核のシミュレーション結果を示している。

これらの結果から、TA 実験は主に軽い成分（陽子やヘリウム原子核）で構成されている

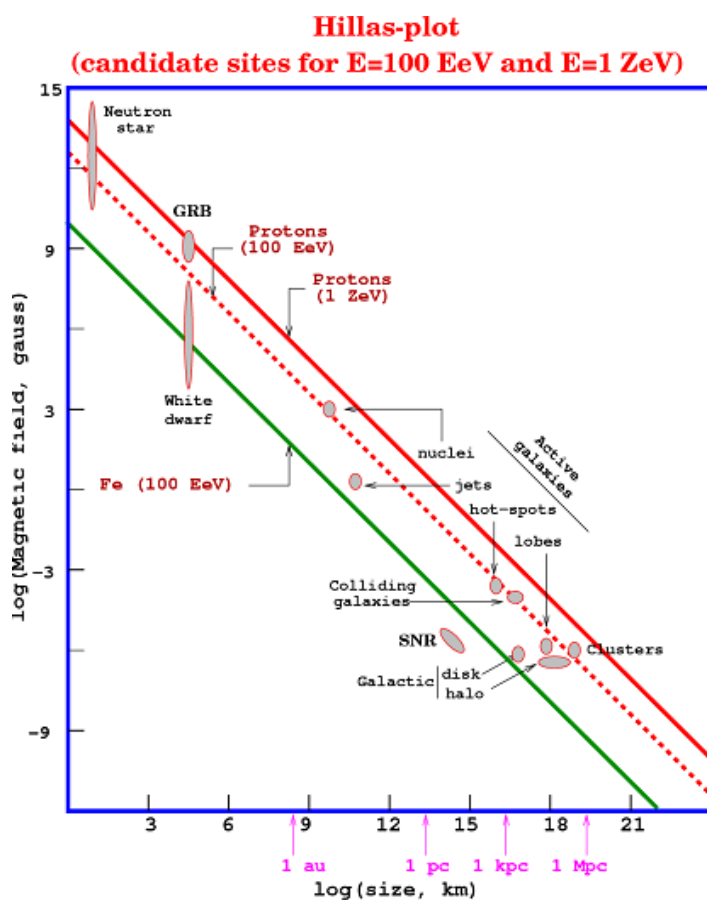


図 1.9: Hillas プロット [14]。様々な天体の大きさに対する磁場強度と、陽子と鉄を特定のエネルギーまで加速させるために必要な閾値がそれぞれ実線や点線で描かれている。これらの線を右上に超える天体が、そのエネルギーまで粒子を加速できる候補天体となる。

ことを示唆しているのに対し、Auger 実験はエネルギーが上がるにつれて化学組成が TA 実験の結果よりも重くなる傾向を示している。ただし、エネルギーに対する  $X_{\max}$  は両研究ともにほとんど同じ値を示しており、化学組成の違いはシミュレーションモデルの違いによる解釈の違いである可能性が考えられる。

また、南極大陸で高エネルギーニュートリノを観測している IceCube 実験では、UHECRs の化学組成が重い成分であることを示唆する結果を発表している [17]。

このように、UHECRs の化学組成に関しては、実験ごとに異なる結果が得られており、その解明が求められている。

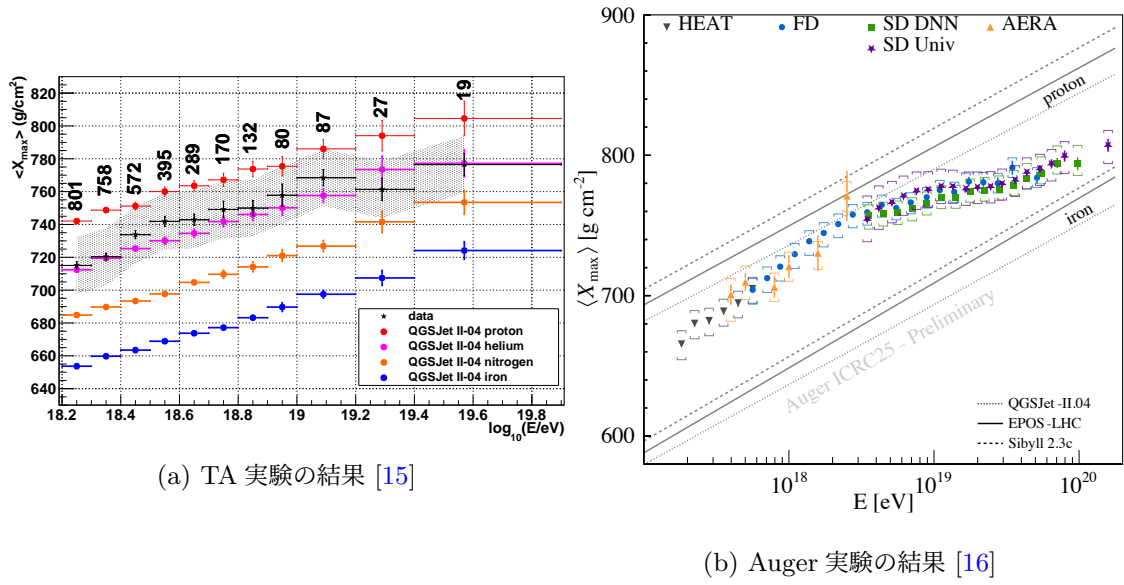


図 1.10: TA 実験と Auger 実験によるエネルギー毎の  $X_{\max}$  測定値。

## 第 2 章

# TA 実験と大気透明度測定

### 2.1 TA 実験

テレスコープアレイ (Telescope Array: TA) 実験 [18] は、 $10^{18}$  eV から  $10^{20}$  eV までの超高エネルギー宇宙線をターゲットにした観測を行っている米国、日本、韓国、ロシア、ベルギーによる国際共同実験である。宇宙線のエネルギーの上限の有無、超高エネルギー宇宙線の発生源、そのようなエネルギーにまで加速される粒子種の特定を目的に、日々宇宙線空気シャワーの観測を続けている。

TA 実験は地表検出器 (Surface Detector: SD) [19] アレイと大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector: FD) [20] の 2 種類の検出器を用いて、北緯 39.3 度、西経 112.9 度、アメリカ合衆国ユタ州ミラード郡の高地砂漠にて  $700\text{km}^2$  を超える面積で観測を行っている。507 台のシンチレータ検出器が 1.2 km 間隔で格子状に配置された SD アレイで空気シャワーの横広がりを観測し、3 つの FD ステーションに設置された計 38 台の FD が大気蛍光を撮像することで空気シャワーの縦方向発達を観測している。図 2.1 に TA 実験の観測装置レイアウトを示す。図中の黒い四角が SD を、緑の四角が FD ステーションを表している。SD アレイに落ちた空気シャワーは、FD ステーションのいずれか 1 か所または 2 か所以上で同時に観測される。

### 2.2 観測手法

#### 2.2.1 地表粒子検出器 (SD)

SD は、地上で空気シャワー粒子の直接観測を行っており、昼夜を問わず、24 時間 365 日の観測が可能になっている。

地上での空気シャワーのフットプリントや、検出器毎の粒子を検出した時間差を測定することで、粒子数密度の横方向分布からエネルギーを、信号の時間差から到来方向の推定を行っている。ただし、横方向分布からエネルギーを推定する際には、大気中での空気シャワーの発達過程をシミュレーションで再現する必要があり、そのため大気相互作用モデルに依存したエネルギー推定となってしまう。

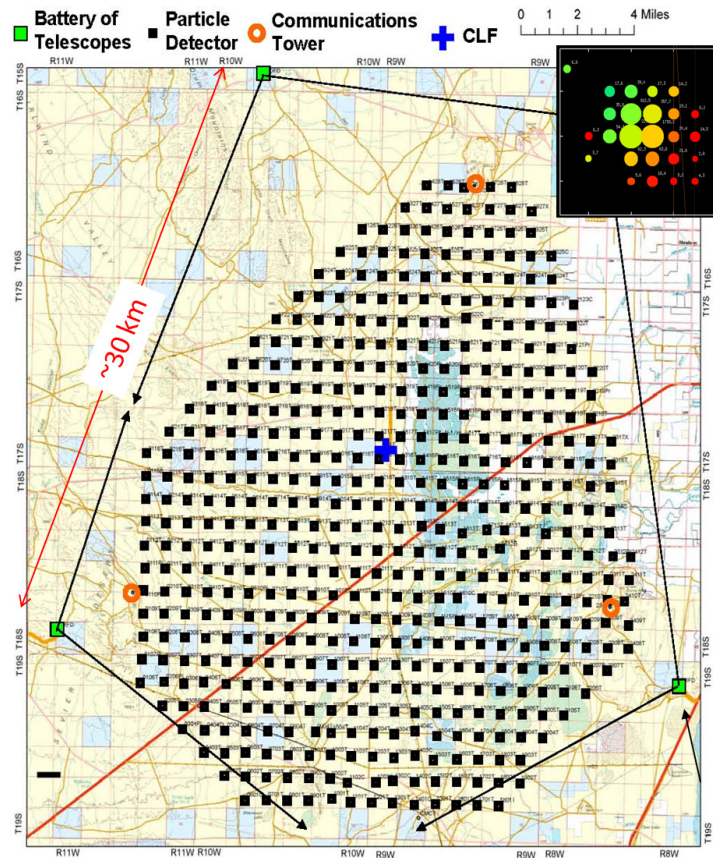


図 2.1: TA 実験の検出器の配置図。

各 SD は、厚さ 1.2 cm、面積  $3.0 \text{ m}^2$  のプラスチックシンチレータを 2 層重ねて作られている。荷電粒子が通過すると、シンチレータから蛍光が放出され、プラスチック表面の押し出し加工された溝に埋め込まれている波長変換光ファイバーで集光される。光ファイバーは各層ごとに束ねられて、光電子増倍管 (PMT) に結合されている。各 PMT からのアナログ信号は、50 MHz、12 ビットの Flash Analog-to-Digital Converter (FADC) でデジタル化され、時間同期は GPS によって行っている。また、各検出器には、コミュニケーションタワー (図 2.1 のオレンジ点) との通信用アンテナ、ソーラーパネルと 12 V バッテリーが搭載されており、基本的に自律稼働している。遠隔操作によるエレクトロニクスの操作も可能である。

各検出器は、最小電離粒子 (MIP) の  $1/3$  程度に相当する信号 ( $0.3\text{MIP}$ ) で Level-0 トリガーがかかるように設定されている。また、 $3\text{MIP}$  以上の信号で Level-1 トリガーがかかるように設定され、Level-1 トリガーの時刻リストが毎秒の頻度でコミュニケーションタワーに集約されている。そして、隣接する 3 つ以上の検出器から Level-1 トリガーが  $8 \mu\text{s}$  以内に検出されると空気シャワーと判定され、コミュニケーションタワーで Level-2 トリガーが動作し、トリガー時刻の  $\pm 32 \mu\text{s}$  以内に Level-0 トリガーのかかった検出器からデータが読み出される。このようにして SD は DAQ を行っている。図 2.2 に SD の外観を示す。



図 2.2: 地表検出器 (SD)。

### 2.2.2 大気蛍光望遠鏡 (FD)

FD は、反射望遠鏡に高感度光センサーのハイスピードカメラを組み合わせた装置で、空気シャワーの写真を撮るようにして宇宙線観測を行っている。より具体的には、大気中で発生した空気シャワー粒子（主に電子）による窒素原子の励起で生じる大気蛍光を PMT で検出することで、空気シャワーを観測する。空気シャワーで生成される総荷電粒子数と大気蛍光の総発光量は比例の関係にあり、式 (1.12) のとおり一次宇宙線のエネルギーと荷電粒子数は依存関係にある。SD のような空気シャワー粒子の直接観測ではなく大気蛍光による空気シャワーの間接観測ではあるものの、FD では空気シャワーの発達過程を直接追跡できるため、宇宙線のエネルギーのカロリメトリックな観測が可能であり、エネルギー推定が核相互作用モデルに依存しない。ただし、大気蛍光法によるエネルギー推定は、大気蛍光の発光効率や反射望遠鏡の反射率、フィルターの透過率、PMT の量子効率に加え、大気中での光の減衰率などを全て掛け合わせて空気シャワーの再構成をする必要があり、光学系での系統誤差をおさえることが非常に重要になる。また、SD とは異なる利点として、エネルギーと到来方向に加え、縦方向発達の測定が可能なることにより、SD では難しいとされる一次宇宙線の化学組成を推定可能である。逆に不利な点として、全天候型の SD に対し、FD は観測条件が月の有無や気象に左右されるため、有効観測時間は SD の 10% 程にとどまるという点がある。

図 2.3 に TA 実験で使われている大気蛍光望遠鏡 (FD)、図 2.4 に FD を備える施設である FD ステーションを示す。FD ステーションは、SD アレイ南東に位置する Black Rock Mesa (BRM)、南西に位置する Long Ridge (LR)、北西に位置する Middle Drum (MD) の 3 か所に設置されている。



(a) BRM-FD



(b) MD-FD

図 2.3: TA 実験で使われている大気蛍光望遠鏡 (FD)。



図 2.4: BRM の FD ステーション。

BRM と LR には、それぞれ計 12 台の望遠鏡が設置されている。反射鏡は直径 3.0 m で、18 枚の六角形セグメントミラー（分割鏡）によって構成されている。各望遠鏡の焦点には  $16 \times 16$  個の六角形の PMT をハチの巣状に配置したカメラが設置されている。これらの PMT は、大きさが 2.5 インチ、視野角は  $1.1^\circ$  で、カメラ全体では  $18^\circ \times 15^\circ$  の視野を確保している。それらのカメラを横に 6 台、縦に 2 段並べることで、水平方向に約  $108^\circ$ 、高度方向に  $3^\circ$  から  $33^\circ$  の視野を確保している。

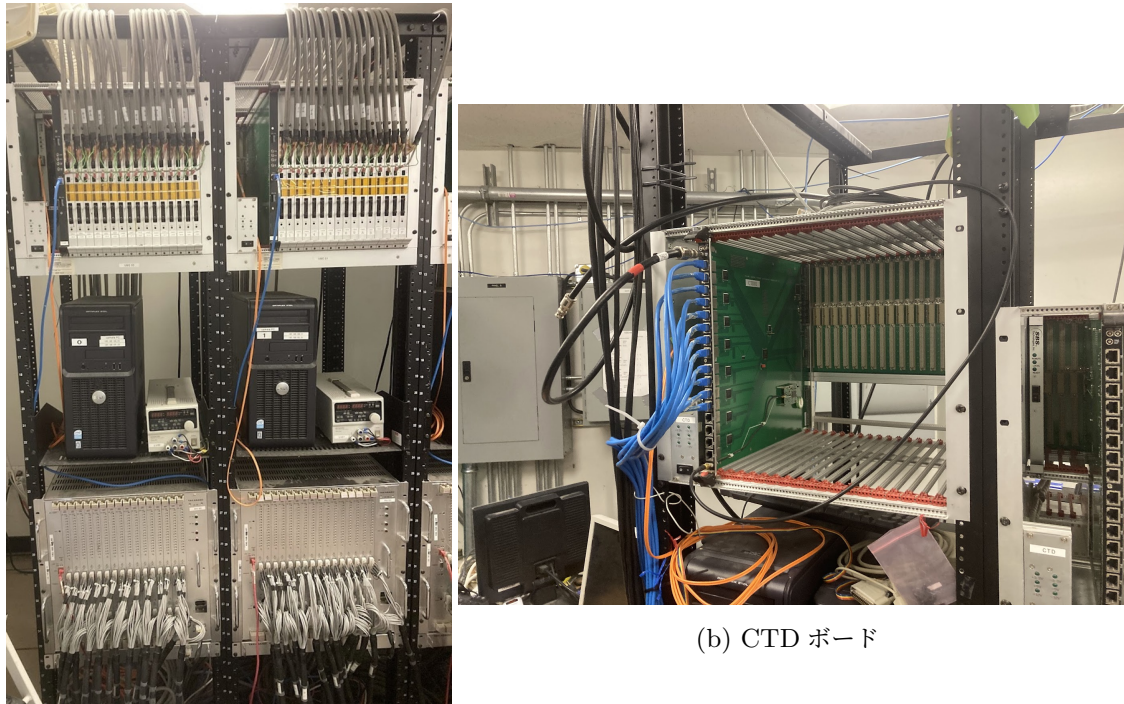
MD には、HiRes 実験で用いられていた望遠鏡が設置されている。HiRes 実験 (1997-2006, 米国ユタ州) は TA 実験以前に行われていた、FD のみを用いた超高エネルギー宇宙線観測実験である。HiRes 実験の望遠鏡は、直径 2.5 m のクローバー型をした反射鏡と、 $16 \times 16$  個の 2 インチ PMT によるカメラで構成されている。PMT 1 本の視野角は  $1.0^\circ$  で、BRM・LR の FD と同じだけの視野角をカバーするために 14 台の望遠鏡が必要になっている。その結果、MD は水平方向に約  $112^\circ$ 、高度方向に  $3^\circ$  から  $31^\circ$  の視野を確保している。新しいセントラルタイミングシステム (GPS によるタイムスタンプ)、ミラー間トリガーネットワークの再構築、新しいイーサネットシステムを除き、MD の FD は HiRes と同じ構成になっており、HiRes 実験と TA 実験を直接比較することが可能となっている。表 2.1 に FD ステーションそれぞれを比較した表を示す。

表 2.1: FD ステーション比較

	BRM・LR	MD
望遠鏡直径	3.0m	2.5m
望遠鏡台数	$6 \times 2$ 段=12 台	$7 \times 2$ 段=14 台
水平視野範囲	$108^\circ$	$112^\circ$
垂直視野方向	$3 \sim 33^\circ$	$3 \sim 31^\circ$
PMT サイズ	2.5 インチ	2 インチ
PMT 視野角	$1.1^\circ$	$1.0^\circ$

BRM と LR における FD のデータ収集では、FD の各 PMT から得られる信号が、Signal Digitizer and Finder (SDF)、Track Finder (TF)、Central Trigger Distributor (CTD) を通り、空気シャワーを検出したかを判断してトリガーを掛けることで DAQ を行っている。

SDF は、ノイズの中に有意に明るい信号が含まれているかを判断し、その情報を TF に送る。TF は、SDF をパスした信号に空気シャワーの軌跡らしいものが存在するのかを判断し、空気シャワー候補があれば CTD に情報を送る。CTD は、隣り合うカメラにまたがったトラックを含めて空気シャワーイベントが存在するかを最終判断し、イベントがあれば SDF にデータの読み出しを指示するトリガー信号を発する [21]。図 2.5 に BRM で使用されている SDF、TF、CTD の画像を、図 2.6 に FD の DAQ システムの概念図を示す。



(a) カメラコントロール用のラック

(b) CTD ボード

図 2.5:

左: 最上段にある 16 枚の銀色のボードが SDF で、その横に刺さっている 1 枚の黒いボードが TF。中段にはカメラコントロール用 PC、最下段にはカメラ PMT 用の HV 電源が設置されている。1 つのラックで 1 つのカメラ、つまり反射望遠鏡 1 台分を動かす（写真に写っている分でカメラ 2 台分）。

右: 緑色のボードが CTD。TF から出た青色の LAN ケーブルが、カメラ台数分の 12 本接続されている。

## 2.3 TA 実験の拡張

### 2.3.1 TALE 実験

TALE (TA Low-energy Extension) 実験 [22] は、TA 実験の低エネルギー側への拡張を目的としている。TALE 実験は TA 実験同様に 80 台の SD (TALE-SD) と 10 基の FD (TALE-FD) を使ったハイブリッド観測を行っている。TALE-SD は、MD-FD の視野方向に TA-SD よりも間隔を狭めて SD を設置することでより低エネルギーの領域までの検出感度を持つ。TALE-FD は、MD-FD の視野の上側に視野が広がるように設置され、より FD ステーションに近い位置に落ちたシャワーの発達過程を捉えられるようになっている。望遠鏡は MD-FD と同じものを使っている。

また、TALE 実験よりもさらに低エネルギーの宇宙線観測を目的とした TALE-infill 実験

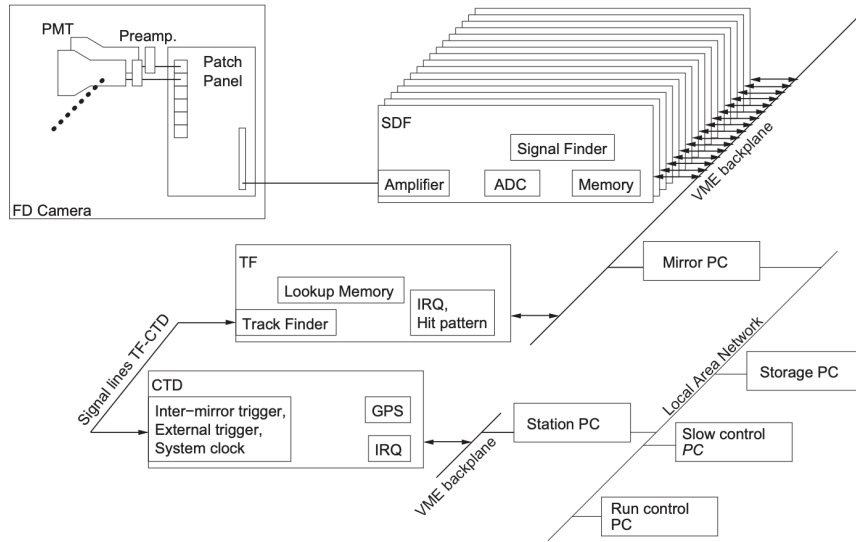


図 2.6: FD の DAQ システム概念図。PMT の信号が SDF、TF、CTD を通り、信号から空気シャワーが検出されるとデータを取得する [21]。

も行われており、TALE-SD と MD-FD ステーションの間に、TALE よりもさらに間隔を狭めて SD を設置し、データ収集を行っている。

### 2.3.2 TA×4 実験

TA×4 実験 [23] は、TA 実験の 4 倍の面積で観測を行う実験のことで、 $10^{20}$  eV 以上のエネルギーを持つ宇宙線の観測の感度向上を目的としている。TA×4 実験も TA や TALE と同様に、SD と FD によるハイブリッド観測を行っている。TA×4 は MD-FD ステーションの北東方向 (North) と、BRM-FD ステーションの南東方向 (South) に拡張されている。

TA×4 実験の SD (TA×4-SD) に関しては、オリジナルの TA 実験の SD (TA-SD) と同じ検出器を使っているが、検出器同士の間隔を従来の 1.2 km 間隔から 2.08 km 間隔で設置することで、コストを抑えつつ大面積での観測を可能にしている。検出器間隔を広げることによって TA-SD では  $10^{18.8}$  eV でほぼ 100% だった検出効率が TA×4-SD では十数 % まで減少してしまうが、ターゲットにしている  $10^{20}$  eV 以上のエネルギーではほぼ 100% の検出効率になるように設計されている。2026 年 1 月現在、オリジナル TA の面積のおおよそ 2.5 倍の検出面積まで拡張が進み、観測が続けられている。

TA×4 実験の FD (TA×4-FD) は、MD-FD および TALE-FD と同じ望遠鏡を使っており、TA×4-SD が設置されている方向に向けられている。TA×4-FD North は 4 台、South は 8 台の望遠鏡で観測を行い、North は 2018 年 6 月、South は 2020 年 9 月から定常運用している。

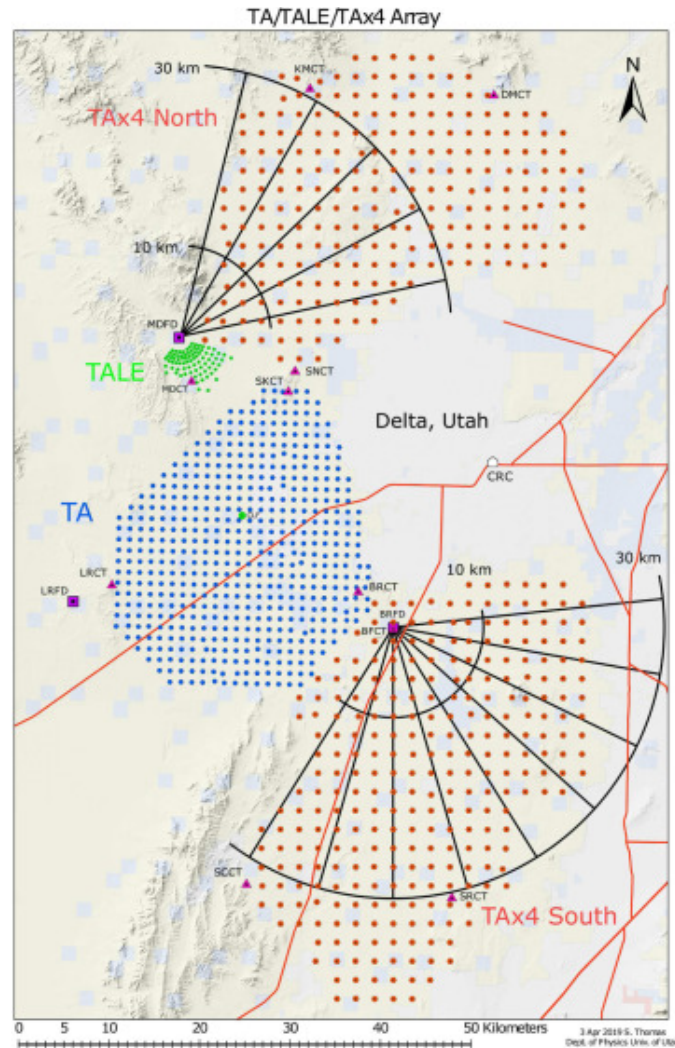


図 2.7: TA×4、TALE を含めた TA 実験サイトの全体像。青点がオリジナルの TA、緑点が TALE、赤点が TA×4 の SD の位置を、黒線が TA×4-FD の視野範囲を示している [23]。

## 2.4 TA 実験での大気透明度測定

大気透明度は、宇宙線の大気蛍光観測において重要な役割を果たしており、大気中の分子やエアロゾルによる光の散乱と吸収は観測される信号の強度に影響を与える。そのため、正確な大気透明度の測定は、正確な宇宙線のエネルギーの測定に不可欠である。FD 観測データの解析では、大気分子による散乱は US Standard Atmosphere 1976 モデルを基に計算しているが、大気中の塵や砂埃などのエアロゾル成分による散乱は、観測サイトでの実測値をベースにした値を用いて計算している。

### 2.4.1 大気散乱

空気シャワーから発生した大気蛍光は、FD に到達するまでに大気中を伝搬する際に、大気分子やエアロゾル粒子等による散乱で減衰する。大気蛍光の光量と一次宇宙線のエネルギーは比例の関係にあるため、エネルギー推定の精度を上げるためには、観測された大気蛍光を大気の減衰量で正しく補正しなければならない。そのため、大気中での光の散乱を理解することは、FD 観測による空気シャワー解析を行う上で非常に重要である。

#### ランバート・ベールの法則

単位面積で厚み  $dx$  の立体に光が入射する場合を考える。この立体内に存在する散乱体の個数を  $N$ 、平均的な吸収散乱断面積を  $\sigma$  とすると、この立体の全吸収散乱面積は  $\sigma N dx$  となる。この立体を通過する光のうち、散乱や吸収によって失われる光の割合は、全入射光に対する全吸収散乱面積の割合に等しいので、入射光強度を  $I$  とすると、散乱光量  $dI$  は、

$$dI = -I\sigma N dx \quad (2.1)$$

と表される。この微小領域における散乱光強度の式を両辺積分すると、

$$I = I_0 \exp(-\sigma N x) \quad (2.2)$$

となる。ここで、 $I_0$  は吸収散乱媒質（本研究の場合は大気になる）への入射時、 $x = 0$  における入射光強度である。さらに消散係数  $\alpha = \sigma N$  と定義すると、

$$I = I_0 \exp(-\alpha x) \quad (2.3)$$

と書ける。この式はランバート・ベールの法則と呼ばれ、光が物質中を通過する際の減衰を表す基本的な式である。

ここで大気蛍光の場合を考えると、大気中での大気蛍光の散乱においても、このランバート・ベールの法則が適用される。大気中の主な散乱体としては、酸素や窒素等の大気分子と、塵や砂埃等のエアロゾル粒子の2つがある。散乱体の粒子直径と入射光の波長の関係（サイズパラメータ）で引き起こされる散乱が異なるため、大気蛍光の大気中での減衰率パラメータに  $\alpha$  を用いる場合、大気分子とエアロゾル粒子の散乱は区別して考える必要がある。サイズパラメータ  $\zeta$  は以下の式で定義され、

$$\zeta = \frac{2\pi r}{\lambda} \quad (2.4)$$

ここでの、 $r$  は散乱体の粒子半径、 $\lambda$  は入射光の波長である。また、サイズパラメータと引き起こされる散乱の関係は以下の通りである。

- $\zeta \ll 1$  : レイリー散乱
- $\zeta \sim 1$  : ミー散乱 (エアロゾル散乱)
- $\zeta \gg 1$  : 幾何光学的散乱

### レイリー散乱

大気分子の主成分である酸素や窒素の原子間距離は 0.11 ~ 0.12 nm、ファンデルワールス半径は 0.152 ~ 0.155 nm であり、大気蛍光の波長 (300 nm から 400 nm) に比べて十分に小さい。つまり、大気分子による散乱はサイズパラメータ  $\zeta \ll 1$  のレイリー散乱に該当する。大気中のレイリー散乱の消散係数  $\alpha_{\text{Ray}}$  の理論値は、誤差 1% 以内で実験値を再現できるため [24]、ラジオゾンデや GDAS のデータから気圧、気温の情報を得られれば、その大気状態での正確な  $\alpha_{\text{Ray}}$  の計算が可能である。以下にレイリー散乱の理論値算出について説明する。

大気分子による散乱は、入射電磁波によって誘導された電気双極子からの放射として記述される。ある気圧、気温状態における分子密度を  $N$ 、同条件下での光の屈折率を  $n$  とすると、大気分子 1 個あたりの散乱断面積  $\sigma(\lambda)$  は次式で与えられる [25]。

$$\sigma(\lambda) = \frac{24\pi^3(n^2 - 1)^2}{\lambda^4 N^2 (n^2 + 2)^2} F_k \quad (2.5)$$

ここでの  $F_k$  は King correction factor と呼ばれる補正係数であり、分子の形状の非対称性に起因する影響を補正するものである。これは depolarization factor (非偏光解消度)  $\rho$  を用いて以下のように定義される。

$$F_k = \frac{6 + 3\rho}{6 - 7\rho} \quad (2.6)$$

ここで 1 気圧 ( $P_0 = 1013.25$  hPa)、気温  $15^\circ\text{C}$  ( $T_0 = 15 + 273.15$  K) の大気における散乱断面積を求める。この状態の分子密度を  $N_0 = \frac{M}{V}$  ( $M$  は粒子の総数) とすると、 $N_0$  は状態方程式  $PV = nRT$  ( $R = 8.31$  JK $^{-1}$ mol $^{-1}$ 、 $n = \frac{M}{N_A}$ ) から、アボガドロ定数  $N_A = 6.022 \times 10^{23}$  mol $^{-1}$  を使って計算すると

$$N_0 = \frac{P_0 \cdot N_A}{R \cdot T_0} \sim 2.54 \times 10^{25} \text{ m}^{-3} \quad (2.7)$$

となり、同条件下での屈折率  $n_0$  は波長  $\lambda$  [ $\mu\text{m}$ ] に対して以下の近似式で求められる [25]。

$$(n_0 - 1) \times 10^8 = \frac{5791817}{238.0185 - (\frac{1}{\lambda[\mu\text{m}]})^2} + \frac{167909}{57.362 - (\frac{1}{\lambda[\mu\text{m}]})^2} \quad (2.8)$$

式 (2.8) に波長  $\lambda = 355$  nm を代入すると屈折率は  $n_0 = 1.000286$  が得られる。また、King correction factor は  $\lambda = 355$  nm において  $F_k = 1.052$  が与えられており [25]、これらを式 (2.5) に適用することで、同条件下での散乱断面積は以下のように決定される。

$$\sigma = 2.76 \times 10^{-30} \text{ m}^2 \quad (2.9)$$

実際の観測における任意の気圧  $P$ 、気温  $T$  下での分子密度  $N$  は、状態方程式に基づいて

$$N = N_0 \frac{P T_0}{P_0 T} \quad (15)$$

として求められる。これを用いることで、単位長さあたりの散乱係数  $\alpha_{\text{Ray}}$  は、

$$\alpha_{\text{Ray}} = N\sigma \quad (2.10)$$

として求められる。

### レイリー散乱の角度分布

レイリー散乱のもう一つの特徴として、一様な円偏光を持つ強度  $I_0$  の光が入射した場合の散乱角ごとの散乱強度  $I(\theta)$  は以下の関係式に従う [26]。

$$I(\theta) \propto I_0(1 + \cos^2 \theta) \quad (2.11)$$

この式からわかるように、散乱強度は前後方向に対して対称な分布を持つ。

### エアロゾル散乱

大気中に浮遊するエアロゾルの典型的な粒径は  $1 \mu\text{m}$  程度であり、可視光から近紫外域の波長に対しては、サイズパラメータの観点から  $\zeta \sim 1$  であるため、ミー散乱が支配的となる。しかし、ミー散乱の理論式は散乱体が完全球形であることを仮定しており、非球形な粒子を含む実際のエアロゾルに対して厳密に適用することは困難である。また、理論計算によってエアロゾルの消散係数  $\alpha_{AS}$  を導出するためには、エアロゾル粒子の密度分布や、素材特有の複素屈折率といった物理量を詳細に把握する必要がある。しかし、エアロゾルの飛散量は気象条件や発生源によって日々変動するため、実験での測定が必要になる。

上述の事情から、TA 実験では”LIDAR” および”CLF” という装置を用いた大気観測を実施している。これらの観測システムによって得られるデータは、大気分子によるレイリー散乱と、エアロゾルによる散乱が足しあわされた全消散情報である。ここで、全消散係数  $\alpha_{Total}$  は、レイリー散乱成分  $\alpha_{Ray}$  とエアロゾル散乱成分  $\alpha_{AS}$  の和として次式で表される。

$$\alpha_{Total} = \alpha_{Ray} + \alpha_{AS} \quad (2.12)$$

つまり、観測から得られた全消散係数から、理論値によるレイリー散乱による消散係数を差し引くことで、エアロゾル散乱の消散係数を求めることができる。

## 2.5 VAOD

大気透明度の定量化には、垂直方向のエアロゾルの光学的厚さを表す VAOD (Vertical Aerosol Optical Depth) が用いられる。高度  $h$  までの VAOD は  $\tau_{AS}(h)$  で定義すると、以下の式のようにエアロゾルによる消散係数の高度分布  $\alpha_{AS}(h)$  を地上から高度  $h$  まで積分することで得られる。

$$\tau_{AS}(h) \equiv \int_0^h \alpha_{AS}(h') dh' \quad (2.13)$$

レイリー散乱による散乱係数  $\alpha_{Ray}$  は、地上付近ではおおよそ  $0.06 \text{ km}^{-1}$  で、10 km 遠方からの光は  $\exp(-0.06 \times 10) \simeq 54.9\%$  に減衰する。仮にエアロゾル散乱成分が  $0.01 \text{ km}^{-1}$  だけ上乘せされたとすると減衰量は 49.7% になり 5.2% の差が生じる。実際に観測される  $\alpha_{Total}$  の値は高度によって変化するため、出来るだけ精度よく高度の関数として求める必要がある。

## 2.6 現在の TA 実験での VAOD 測定

2.4.1 章で述べた通り、TA 実験では、LIDAR と CLF という装置を用いて VAOD を測定していた。TA 実験の FD 解析で使われている VAOD の年間代表値である 0.04 は、これらの装置から得られた測定値を基に決められた値である。以下に LIDAR と CLF、本研究の大気透明度測定方法について説明する。

### 2.6.1 LIDAR

LIDAR (LIght Detection And Ranging: ライダー) は、レーザーを対象物(大気透明度測定の場合は測定したい方向の空間)に向けて照射してから反射光を受光するまでの時間差を計測することで、対象物の位置を測定できる技術である。LIDAR はレーザーを照射するが、レーザーの代わりに電波を照射して対象物の距離や方向を測定する技術は RADAR (RAdio Detection And Ranging: レーダー) と呼ばれ、RADAR と LIDAR はよく似た技術である。どちらも照射する電磁波の波長よりも小さい対象物は検出できないので、LIDAR は RADAR に比べて、塵や埃、エアロゾル等の検出に向いていると言える。

TA サイトには、大気透明度測定装置として大気蛍光の波長に近い紫外線レーザー(波長 355 nm)を用いた LIDAR システムが設置されている。大気蛍光観測の開始前と終了後に、水平方向と垂直方向の大気中にレーザーを射出し、その後方散乱光を小型望遠鏡と PMT で測定することで、散乱光強度の時間変化から距離に応じた散乱係数を求める。2007 年から 2009 年の 2 年間の観測によって求められた地上から高度 5 km までの VAOD は、 $0.035^{+0.019}_{-0.013}$  であった [27]。

図 2.8a に LIDAR の外観を、図 2.8b に LIDAR のドームが開いている様子を示す。普段は図 2.8a の様にドームは閉じているが、空気透明度測定を行う際には図 2.8b の様にドームを開いて、レーザーの射出、散乱光の測定を行う。なお現在は稼働していない。

### 2.6.2 CLF

CLF (Central Laser Facility) は、3 か所の FD ステーションの中心 (Central) に設置されたレーザー (Laser) を上方向に放出する設備 (Facility) であり、射出したレーザーの側方散乱光を FD ステーションで観測することで大気透明度を計測するというバイスタティックライダーになっている。図 2.9 に CLF の外観を示す。

レーザーは LIDAR と同じ紫外線レーザーを使い、大気蛍光観測中の 30 分毎に 10 Hz のレーザーパルスを送り出している。LIDAR ではレーザー射出方向の散乱係数  $\alpha_{AS}$  の距離毎のプロファイルを測定できるが、CLF はレーザー・FD 間の大気透明度が水平方向に一樣、かつ約 5 km 以上上空ではレイリー散乱が支配的であるという LIDAR による観測結果を仮定に置くことで、大気透明度の測定・計算を行っている。

レイリー散乱のみを仮定して計算した光量と実際に観測された光量の差が、エアロゾル散



(a) LIDAR の外観

(b) LIDAR のドームが開いている様子

図 2.8: TA 実験に設置されている LIDAR ドームの外観。右図の左側にある黒い装置が、架台の上に置かれた LIDAR のレーザー射出及び受光装置（シュミットカセグレン式望遠鏡の横にレーザー、焦点部に PMT が取り付けられている）である。

乱による減衰量を表す。2015 年 6 月から 1 年間の観測で求められた地上から高度 5 km までの VAOD は  $0.041^{+0.066}_{-0.020}$  であった [28]。また、表 2.2 の月別 VAOD の結果から、1 年間の間でも BRM で 0.022 (12 月) から 0.082 (7 月)、LR で 0.021 (11 月) から 0.096 (9 月) までの幅をもって変動していることが分かる [29]。



図 2.9: CLF の外観。

表 2.2: CLF によって測定された BR ステーションと LR ステーションでの VAOD の月別中央値と分布幅 [29]

月	VAOD @ BRM	透過率	Entries	VAOD @ LR	透過率	Entries
1	$0.057^{+0.026}_{-0.014}$	73.9 %	135	$0.044^{+0.011}_{-0.012}$	79.1 %	101
2	$0.029^{+0.021}_{-0.008}$	86.0 %	100	$0.036^{+0.028}_{-0.007}$	82.9 %	86
3	$0.025^{+0.012}_{-0.010}$	87.5 %	145	$0.026^{+0.017}_{-0.004}$	87.3 %	91
4	$0.044^{+0.007}_{-0.008}$	79.3 %	123	$0.040^{+0.004}_{-0.009}$	81.1 %	75
5	$0.070^{+0.030}_{-0.017}$	69.1 %	163	$0.074^{+0.028}_{-0.018}$	67.6 %	136
6	$0.067^{+0.016}_{-0.021}$	70.3 %	118	$0.069^{+0.016}_{-0.021}$	69.6 %	100
7	$0.082^{+0.014}_{-0.012}$	64.8 %	82	$0.083^{+0.023}_{-0.011}$	64.5 %	61
8	$0.065^{+0.047}_{-0.008}$	71.0 %	74	$0.071^{+0.074}_{-0.006}$	68.6 %	62
9	$0.074^{+0.042}_{-0.017}$	67.7 %	148	$0.096^{+0.035}_{-0.041}$	60.1 %	104
10	$0.027^{+0.014}_{-0.010}$	86.8 %	261	$0.024^{+0.016}_{-0.008}$	88.0 %	218
11	$0.018^{+0.013}_{-0.008}$	91.1 %	219	$0.021^{+0.011}_{-0.008}$	89.7 %	210
12	$0.022^{+0.011}_{-0.007}$	89.1 %	139	$0.025^{+0.011}_{-0.007}$	87.5 %	83

## 2.7 本研究の手法

本研究では、冷却 CMOS カメラを用いて夜空の恒星の光度を測定し、その等級変化から大気透明度を推定するという、従来手法で用いられていたレーザーを使用しない、新しい手法の開発を行った。この方法は、LIDAR や CLF に比べて装置が簡便であり、また FD 観測を妨げずに継続的に大気透明度を測定できる。

以降の章では、本研究の大気透明度測定手法の測定原理と装置、試験観測、VAOD の解析結果について詳述する。

## 第 3 章

# 冷却 CMOS を用いた恒星光度の測定

本手法では、望遠鏡に取り付けた冷却 CMOS カメラで測定した恒星の光度データと恒星カタログ等級を比較することで大気透明度を定量化する。恒星の観測等級とカタログ等級の差分である全減光量から、望遠鏡・カメラ・光学フィルターの応答に起因する光学装置全体による固有の減光量（光学特性）、レイリー散乱による光の減光量を差し引くことで、エアロゾルに起因する光の減光量のみを分離し VAOD を算出する。

大気中のエアロゾルの分布が一次元大気で表せるとすると、本手法による測定からは地上から宇宙までの大気全体の VAOD が得られる。ただし、過去の LIDAR の測定により、TA サイトでは殆どのエアロゾルが上空 5 km までの範囲に指数関数的なプロファイルで分布していることが分かっている [30]。したがって、この知見に基づき、本手法で得られた VAOD を上空 5 km までのエアロゾルの厚みと見なすことで、FD 解析における空気シャワー由来の大気蛍光の減衰量の校正が可能になる。

天頂方向の大気の厚さを 1 とした場合の相対的な大気の厚さをエアマスと呼び、星の明るさを等級で表すとき、大気減光による等級の変化量はエアマスに比例することが知られている [31]。この関係性を利用して、大気透明度を求める手法の原理を以下に示す。

### 3.1 測定原理

冷却 CMOS カメラで撮影した恒星の画像から得られる ADC 値を測定値  $I_{\text{obs}}$  とすると、そこから求められる器械等級（特定の観測装置で求められる相対的な等級値） $m_{\text{obs}}$  は以下の式で定義されている。

$$m_{\text{obs}} = -2.5 \log_{10}(I_{\text{obs}}) \quad (3.1)$$

また、カタログ等級を  $M$ 、光学装置全体による固有の減光量である光学特性を  $C$ 、本研究で使った機材と同様の光学系を大気圏外（エアマス = 0）で使用した場合の測定値である大気圏外器械等級を  $m_0$  と定義すると、

$$m_0 \equiv M - C \quad (3.2)$$

である。測定により得られた器械等級  $m_{\text{obs}}$  を、天頂角  $z$  に対する関数にしたエアマス  $f(z)$

及び、 $m_0$  で表すと、比例定数  $k'$  を用いて以下のような計算式で書ける。

$$m_{\text{obs}} = k' \cdot f(z) + m_0 \quad (3.3)$$

また、天頂角が  $z < 60^\circ$  の範囲では、大気厚さの天頂角依存性を  $f(z) = \sec(z)$  ( $= 1/\cos(z)$ ) で近似できるため、式 (3.3) は以下のように書き換えられる。

$$m_{\text{obs}} = k' \cdot \sec(z) + m_0 \quad (3.4)$$

ここでの直線の傾き  $k'$  が、地表から大気圏外までの大気全体による光の減衰量を表している。ただし、この  $k'$  は大気分子によるレイリー散乱とエアロゾル散乱の両方を含んでいるため、VAOD を求めるにはレイリー散乱成分を差し引く必要がある。

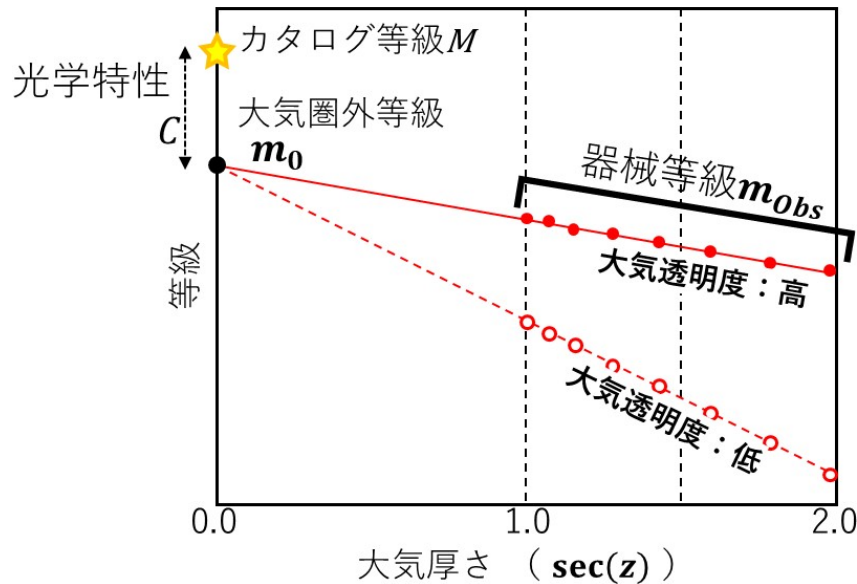


図 3.1: 観測データの概念図。横軸が天頂角による大気厚さ、縦軸が観測された器械等級を示している。

大気厚さが天頂角  $z$  の関数で表されるものとして横軸に  $\sec(z)$ 、縦軸に等級をとった器械等級  $m_{\text{obs}}$  の分布図を描くと、理想的には図 3.1 のようになると期待される。実点と白抜き点はそれぞれ、大気透明度が異なる日かつ、同じ恒星の観測データを表しており、それぞれの日の中では大気透明度が変化しない場合を想定している。ここでは大気厚さの天頂角依存性を  $\sec(z)$  ( $z < 60^\circ$ ) で近似したため、横軸は 0 から 2 までの範囲になっている。

一晩を通して VAOD の変動が無ければ測定データを直線でフィットでき、その直線と縦軸との交点は大気圏外等級  $m_0$  を表す。大気透明度が異なる日に取得したデータでも、 $m_0$  は、 $k'$  の違いに依らず、常に同じ値になると期待される。そして、 $m_0$  が分かれば、式 (3.4) を用いて、任意のタイミングで撮影した観測点 1 つから傾き  $k'$  を求められ、大気透明度の時間変化を連続的に追いかけることができる。

加えて、大気圏外器械等級  $m_0$  とカタログ等級  $M$  から求められる光学特性  $C$  は、装置固有の値であるため他の星でも同じ値が得られる。そのため、光学特性  $C$  の値を知ることがで

できれば、今まで観測したことが無かったあらゆる星から測定値を1点得るだけで、理論上は大気透明度を求めることも可能になる。

## 3.2 データの前処理

冷却 CMOS カメラを使って撮影した星像から大気透明度を定量的に求めるためには、3.1 章のとおり、画像の ADC 値から求められる  $I_{\text{obs}}$  を器械等級  $m_{\text{obs}}$  に変換する必要がある。ここでは、 $I_{\text{obs}}$  を正確に求めるために必要な画像データの前処理について述べる。

撮影直後の画像データにはダークカレントや様々なノイズ、ピクセル毎の検出効率の不均一性が含まれている。そのため、まずダークカレントやノイズを取り除く処理（ダーク引き）を行う。その次に、ピクセル毎の検出効率の不均一性を正規化する処理（フラット割り）を行う。最後に、これらの補正をかけた後のデータに、ピクセル毎の ADC 値をあるピクセルの範囲内での積分（開口測光）をして、星の光の相対強度を導出する。得られた強度は、対数変換によって等級へと換算され、その値の変動を解析することで大気透明度の定量的な評価が可能となる。以下に各処理について述べる。

### 3.2.1 ダーク引き

ダーク引きに用いるダークフレーム画像は、恒星を撮影したときと同様の条件となるように露光時間とセンサー温度を設定し、カメラに蓋をして光を入れない状態で撮影をする。ダークフレーム自体にもランダムなノイズ成分が含まれるため、複数枚撮影し、ピクセル毎に ADC 値の平均を計算して、ランダムなノイズ成分を低減させた。ピクセル毎に平均値を計算した画像をマスターダークフレームとして、すべての画像に対してピクセル毎に引き算することでダーク引きを行った。この処理により、ダークカレント及びセンサー固有のノイズを排除した。

### 3.2.2 フラット割り

撮影した画像データには、センサーの画素感度ムラ、望遠鏡による周辺減光、望遠鏡の反射鏡・フィルター・センサー表面など光学系内のゴミや塵による影など、画像全体にわたる特徴的なムラが含まれている。これらのムラを取り除くために、均一な明るさの面を撮影してフラットフレーム画像を撮影する。均一な明るさの光源には、日が沈み薄暗くなっている空を使用した。視認できない星のような特定の光源が1カ所に集中しないよう、カメラの視野方向を変えながら複数枚撮影した。

フラットフレームとして撮影した画像にダーク引きの処理をした後、全ピクセルの中央値で各ピクセルを正規化することで、画像1枚の相対的な感度ムラを表すフレームに変換する。それをすべての画像で実行し、さらにピクセル毎にすべての画像の中央値を求めることで、

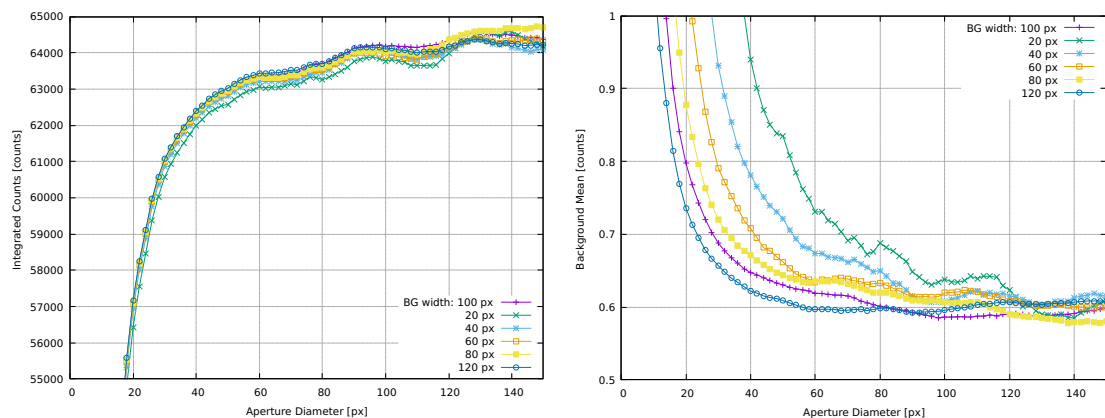
各ピクセルに対応するマスターフラットフレームを作成した。平均値でなく中央値を用いた理由は、撮影した空の中に星などの意図しない明るい光源が入ってしまった場合に、その影響を低減できるからである。そして、ダーク引きを行った恒星画像の各ピクセルに対して、マスターフラットフレームの値で割り算することで、画像全体にわたる特徴的なムラを低減させ、恒星の明るさを正確に測定可能にした。

### 3.2.3 開口測光

ダーク引きとフラット割りを施した恒星画像から、恒星の明るさを測定するために開口測光を行う。開口測光とは、恒星の中心位置を基準にして一定の半径を持つ円形領域（開口）と、その周りにドーナツ形のバックグラウンド領域を設定し、円形領域内のピクセルの ADC 積分値から”バックグラウンド領域の平均値 × 円形領域のピクセル数”を差し引くことで、恒星の明るさとして計算する手法である。

この操作を行うことで、画像データから、夜天光や町明かり等の背景光を差し引いた定量的な恒星の光の相対強度  $I_{\text{obs}}$  に変換することができる。開口の半径は、星像の広がり considering して適切に設定する必要がある。図 3.2 に、開口測光の円形領域の直径とバックグラウンド領域の幅を変化させたときの、積分値とバックグラウンド値の変化を示す。

本研究では、積分値がほぼ頭打ちかつ、バックグラウンドの平均値のゆらぎが抑えられた、開口の直径を 100 ピクセル、バックグラウンド領域の幅を 100 ピクセルに設定し、開口測光を行った。



(a) 円形領域の直径変更に伴う、円形領域の積分値 (b) 円形領域の直径変更に伴う、バックグラウンド領域内の平均値の変化

図 3.2: 開口測光の円形領域の直径とバックグラウンド領域の幅を変化させたときの、積分値とバックグラウンド領域内の平均値の変化。開口測光の円形領域の直径を横軸、積分値及びバックグラウンド領域内の平均値を縦軸にとっており、点の種類はバックグラウンド領域の幅を表している。

### 3.3 恒星の地平座標

恒星の光度は、高度が上がるほど光が通ってくる空気（とその中に含まれる塵など）の厚みが少ないので、高度が下がるほど光度も下がると考えられる。そのため、星の高度角（または天頂角）は、光度を見るとき重要なパラメータの一つと言える。恒星の方位角  $A$  と高度角  $h$  は、以下の式 (3.5) 及び式 (3.6) で求めることができる [32]。

$$A = \arctan \left( \frac{-\cos \delta \sin(\Theta - \alpha)}{\cos \varphi \sin \delta - \sin \varphi \cos \delta \cos(\Theta - \alpha)} \right) \quad (3.5)$$

$$h = \arcsin(\cos \varphi \cos \delta \cos(\Theta - \alpha) + \sin \varphi \sin \delta) \quad (3.6)$$

$\alpha, \delta$  はそれぞれ天体の赤経、赤緯、 $\Theta$  は地方恒星時、 $\varphi$  は観測者の緯度を表している。

### 3.4 実験装置

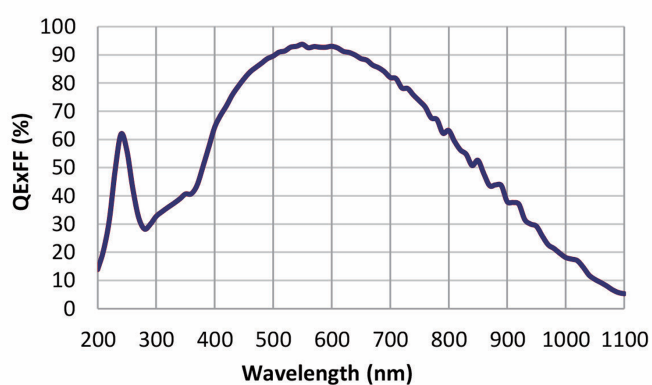
本研究の大気透明度測定用の装置は、冷却 CMOS カメラ、望遠鏡、UV 透過フィルター、赤道儀、ガイダーで構成されている。これらの実験に用いる機材は LIDAR や CLF のような専用設計ではなく、天体観測用として市販されているものであり比較的容易に入手可能である。以下、図 3.3 に実験装置の全体像と、各装置の詳細を示す。



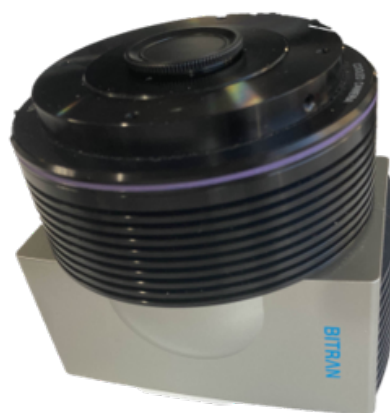
図 3.3: 試験観測で使用した実験装置全体像。観測開始前、望遠鏡保護のために鏡筒部分にビニール袋をかぶせている。

#### 3.4.1 冷却 CMOS カメラ

メインの測光用カメラには、BITRAN 社製の冷却 CMOS カメラ "CS-66UV" を使用した。センサーは、Gpixel 社製の裏面照射型 CMOS センサー "GSENSE2020BSI" を搭載しており、大気蛍光の波長域である 300–400 nm に感度を持っている。そのため、当該の波長域で星光が受けた大気による減衰を調べることができる。また、冷却機能によりセンサー温度の安定化が可能であり、長時間の観測においてもノイズを低減できる利点がある。表 3.1 にカメラの諸元表、図 3.4a にセンサーの波長感度特性、図 3.4b に外観を示す。



(a) CS-66UV の波長感度特性



(b) CS-66UV の外観

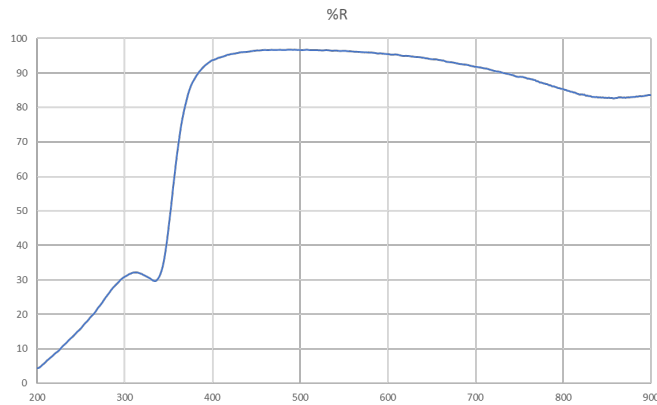
図 3.4: CS-66UV の波長感度特性と外観。

表 3.1: UV カメラ諸元表 [33]

製品名	CS-66UV
画素数	400 万画素 (1.2 型)
素子型番	GSENSE2020BSI
素子受光サイズ (H × V)	13.3 mm × 13.3 mm
有効ピクセル数 (H × V)	2048 × 2048
ピクセルサイズ (H × V)	6.5 μm × 6.5 μm
ゲイン倍率	最大 10 倍
飽和電荷量	54,000 e <sup>-</sup>
対応波長領域	200 nm ~ 1100 nm
A/D コンバータ	12 bit (4096 階調)
シャッター形式	ローリングシャッター
シャッタースピード	0.2 ミリ秒 ~ 1 分
フレームレート (フルフレーム)	21.3 fps (カメラダイレクト USB 8.8 fps)
フレームレート (中央 VGA)	90.0 fps (カメラダイレクト USB 54.0 fps)
通信方式	カメラダイレクト USB3.0 / Matrox PCIe / BPU-30
電源	DC 12 V, 2.5 A
冷却方法	2 段ベルチェ
冷却温度	空冷時: 外気温 -30 ~ -40 °C、水冷時: 水温 -35 ~ -40 °C
レンズ取り付け	C マウント
カメラ寸法/重さ	約 94(W) × 107(H) × 94(D) mm / 約 670 g

### 3.4.2 望遠鏡

メインの望遠鏡には、タカハシ (高橋製作所) 製 "Mewlon-180C" を使用した。屈折望遠鏡ではレンズによる紫外線の吸収が大きいものが多いため、反射望遠鏡を採用した。表 3.2 に望遠鏡の諸元表、図 3.5a に望遠鏡の波長反射率特性、図 3.5b に望遠鏡の外観を示す。



(a) 反射鏡の波長反射率特性



(b) Mewlon-180C の外観

図 3.5: Mewlon-180C の波長透過率特性と外観。

表 3.2: 望遠鏡諸元表 [34]

製品名	Mewlon-180C
形式	ドール・カーカム式
有効口径	180 mm
焦点距離	2160 mm
口径比	1:12.0
鏡筒径	210 mm
鏡筒全長	625 mm
質量	6.2 kg (アリミゾ台座含む)
ファインダー	6 倍、口径 30 mm (グリップ兼用)

### 3.4.3 UV 透過フィルター

UV 透過フィルターには、FD 観測用 PMT に用いられているものと同じ Schott 社製の BG3 を使っている、Thorlabs 社製の "FGB25M" [35] を使用した。フィルターはフィルターホイールに取り付け、そのフィルターホイールを望遠鏡の接眼部に装着した。図 3.6a にフィルターの波長透過率特性、図 3.6b にフィルターの外観を示す。

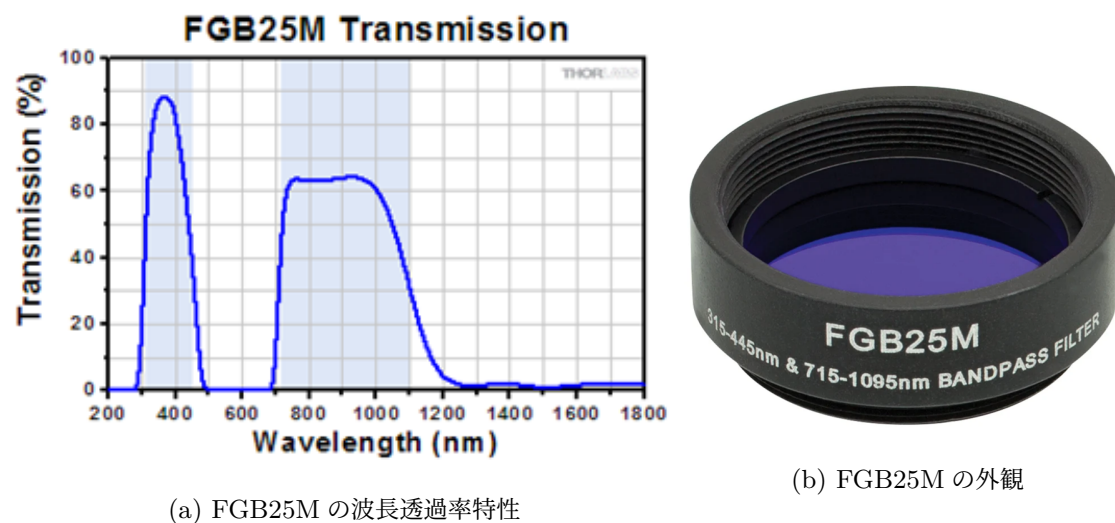


図 3.6: FGB25M の波長透過率特性と外観。

### 3.4.4 赤道儀

赤道儀には、タカハシ (高橋製作所) 製 "EM-200 Temma2Z" を使用した。自転の速度に合わせて望遠鏡を動かし、恒星を視野内に捉え続けることができる。ただし、それだけでは設置精度の問題でどうしても恒星が視野中心からずれてしまうことがあるため、後述のガイダーを用いて恒星の位置を視野中心へ、定期的な修正を入れながら観測を行った。PC とはシリアル通信で接続されており、任意の方向に望遠鏡を向けることができる。図 3.7 に赤道儀の外観を示す。

### 3.4.5 ガイダー

ガイダーには、カメラに QHYCCD 社製 "QHY5L-II-M"、スコープに同社 "miniGuideScope" を使用した。ガイダーの向きをメイン望遠鏡の向きと同じにしておき、ガイダーからのフィードバック制御により赤道儀を微調整することで、恒星を常にメイン望遠鏡の視野中央で捉えることができる。メインの冷却 CMOS カメラに比べて測光には向かないが、小型軽量なため望遠鏡の横に取り付けられ、メインカメラが露光中でも恒星が視野中心に留まるように赤道儀の動きを制御できる。表 3.3 にガイダーの諸元表、図 3.8 にガイダーのカメ

ラとスコープを一体にした外観を示す。

表 3.3: ガイダーカメラ諸元表

製品名	QHY5L-II-M
センサー	CMOS (モノクロ)
有効チップサイズ	4.83 mm×3.63 mm (1/3 インチ)
画素数	1280×960
A/D コンバータ	14 bit(出力は 8 bit)
シャッタースピード	20 マイクロ秒 ~ 10 分
カメラサイズ	直径 31.6 mm/全長 52 mm
重量	45g



図 3.7: EM-200 Temma2Z の外観。



図 3.8: ガイダーの外観。製品シールが貼ってある部分が QHY5L-II-M カメラ、アリガタのマウントが取り付けられている銀色の筒部分が miniGuideScope である。

表 3.4: ガイダースコープ諸元表

製品名	miniGuideScope
口径	30 mm
焦点距離	130 mm
F 値	F4.3
レンズ取り付け	C マウント
サイズ	直径 31.6 mm
重量	120 g

### 3.5 試験観測

本研究の目的である大気透明度測定手法の検証を行うために、2025 年 9 月、米国ユタ州に位置する TA 実験サイトの BRM-FD ステーションに設置された LIDAR ドーム横で、試験観測を実施した。電源は市販のリチウムイオンポータブル電源 (PowerSmart 社, PS5150-AIUS-DP) を使用して、カメラへの AC 120 V 及び赤道儀への DC 12 V を給電した。

天頂角の変化に対してエアロゾルを含めた大気成分でどの程度光が減衰するかを調べるために、時間で天頂角が変化する Vega、Deneb および Capella の 3 つの恒星をメインターゲットとした。さらに、時間変化する大気透明度を一定状態へ補正するための基準星として北極星 (Polaris) を追加した、計 4 つの恒星の観測を行った。

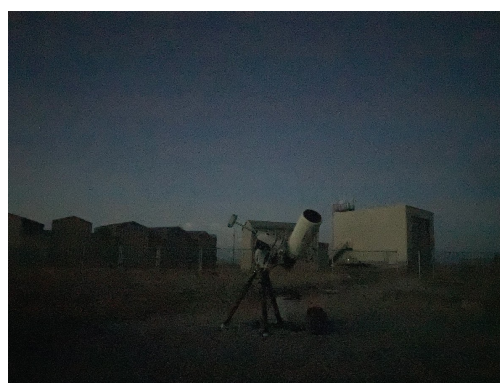
具体的には、メインの恒星を 50 分、Polaris を 10 分のサイクルで撮影を繰り返し、一つ目のメイン恒星 (Vega) の天頂角が 60 度になったら Deneb で同様のサイクルを、Deneb が天頂角 60 度になったら Capella で同様のサイクルを行うという手順を繰り返しながら観測を

行った。

観測は9月15日から9月20日にわたり実施した。15日から18日は各夜とも天候が良好であったが、19日は終夜にわたって曇天、20日は0時ほどまで雨が降っていたため、これら2日間のデータは解析に用いなかった。各夜、日没後から日の出前の薄明まで継続して観測を行った。1枚あたりの露光時間2.5ミリ秒で、撮影間隔はカメラのデータ保存の処理時間を考慮して約5秒に設定し撮影した。なお、Capellaのデータは天頂角の変化が小さいため解析には用いず、VegaとDenebのデータのみを用いて大気透明度の解析を行った。図3.9に観測風景を示す。



(a) LIDAR ドームと望遠鏡



(b) BRM-FD と望遠鏡

図 3.9: 試験観測の風景。TA 実験サイトの BRM-FD ステーションに設置された LIDAR ドーム横で観測を行った。

## 第 4 章

# 解析

### 4.1 大気減衰モデル

大気による光の減衰は、主に大気分子によるレイリー散乱と、塵や埃によるエアロゾル散乱の 2 つの成分に大別できる。 $I_0$  の初期強度を持つ光が、レイリー散乱成分の光学的厚さ  $\tau_{\text{Ray}}$  とエアロゾル散乱成分の光学的厚さ  $\tau_{\text{AS}}$  を持つ大気を通過して観測者に到達するときの強度  $I_{\text{obs}}$  は、ランバート・ベールの法則に従って以下の式で表される。

$$I_{\text{obs}} = I_0 \cdot \exp(-\tau_{\text{Ray}}) \cdot \exp(-\tau_{\text{AS}}) \quad (4.1)$$

そして、もしエアロゾル成分が存在しない理想的に綺麗な大気状態の場合、すなわち  $\tau_{\text{AS}} = 0$  のときに地上で観測される強度を  $I_{\text{ideal}}$  とすると、

$$I_{\text{ideal}} = I_0 \cdot \exp(-\tau_{\text{Ray}}) \quad (4.2)$$

と書ける。

### 4.2 測定値から VAOD への変換

本研究では、試験観測で得られた測定値から大気透明度を推定するために、上記の式 (4.1) と式 (4.2) の関係を使いながら、二種類のアプローチから VAOD を推定する手法を検討した。一つ目は、測定値のみから直接 VAOD を推定する手法であり、二つ目は測定シミュレーションに基づいて VAOD を推定する手法である。以下にそれぞれの手法について述べる。

#### 4.2.1 測定値のみに基づく VAOD 推定

3.1 章で述べた図 3.1 の原理に基づき、測定値のみを使って VAOD を推定する手法を検討した。基本的な方針としては、観測データのなかで、器械等級と  $m_0$  を結ぶ直線の傾きが最も緩やかなときが  $\text{VAOD} = 0$  (そのときの傾きは  $k'_{\text{ideal}}$ ) に対応すると仮定し、他の測定による  $k'_{\text{obs}}$  との違いから VAOD を求める方法である。

まず、 $VAOD = 0$  という理想的な条件で減光した後に観測される光の強度を  $I_{\text{ideal}}$ 、 $VAOD > 0$  のときに観測される光の強度を  $I_{\text{obs}}$  とする。このときの器械等級は、式 (3.1) に基づき、それぞれが  $m_{\text{ideal}}$  と  $m_{\text{obs}}$  に対応する。

$$m_{\text{ideal}} = -2.5 \log_{10} (I_{\text{ideal}}), \quad m_{\text{obs}} = -2.5 \log_{10} (I_{\text{obs}}) \quad (4.3)$$

ここでの  $I_{\text{ideal}}$  と  $I_{\text{obs}}$  は式 (4.2) と式 (4.1) のとおり、 $\tau_{\text{Ray}}$  と  $\tau_{\text{AS}}$  の関数で表せる。しかし、これらの値には天頂角の依存性が反映されていない。したがって、天頂角で変化する  $\tau_{\text{Ray}}$  と  $\tau_{\text{AS}}$  を天頂角  $z$  の関数にする必要がある。天頂にある星の光が通過してくる地球大気の距離を  $H$ 、天頂角  $z$  にある星の光の大気を通過してくる距離を  $L$  とすると、大気中の全成分の光学的厚さ  $\tau_{\text{Total}}(L)$  は、

$$\tau_{\text{Total}}(L) = \frac{\tau_{\text{Total}}(H)}{\cos(z)} \quad (4.4)$$

と表される。 $\tau_{\text{Total}}(H) = \tau_{\text{Ray}}(H) + \tau_{\text{AS}}(H)$  であることを考えると、 $VAOD$  は”垂直方向”のエアロゾルの光学的厚さであるため、 $\tau_{\text{AS}}(H)$  の値が  $VAOD$  そのものになる。つまり、 $VAOD$  や垂直方向のレイリー散乱成分の光学的厚さを考慮したときに、地上で観測される天頂角  $z$  にある星の光の強度  $I_{\text{ideal}}$ 、 $I_{\text{obs}}$  は、

$$I_{\text{ideal}} = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{\tau_{\text{Ray}}(H)}{\cos(z)}\right), \quad I_{\text{obs}} = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{\tau_{\text{Ray}}(H)}{\cos(z)}\right) \cdot \exp\left(-\frac{\tau_{\text{AS}}(H)}{\cos(z)}\right) \quad (4.5)$$

と書ける。

$VAOD = 0$  のときの器械等級  $m_{\text{ideal}}$  と大気圏外等級  $m_0$  を結ぶ直線の傾き  $k'_{\text{ideal}}$ 、 $VAOD > 0$  のときの  $m_{\text{obs}}$  と  $m_0$  を結ぶ直線の傾き  $k'_{\text{obs}}$  は、 $\tau_{\text{Ray}}$  と  $\tau_{\text{AS}}$  を使うと以下のように表される。

$$\begin{aligned} k'_{\text{ideal}} &= \frac{m_{\text{ideal}} - m_0}{\sec(z)} \\ &= \frac{(-2.5 \log_{10} (I_{\text{ideal}})) - (-2.5 \log_{10} (I_0))}{\sec(z)} \\ &= \frac{-2.5}{\sec(z)} \cdot \log_{10} \left( \frac{I_{\text{ideal}}}{I_0} \right) \\ &= \frac{-2.5}{\sec(z)} \cdot \log_{10} \left( \exp\left(-\frac{\tau_{\text{Ray}}(H)}{\cos(z)}\right) \right) \\ &= 2.5 \cdot \log_{10} e \cdot \tau_{\text{Ray}}(H) \end{aligned} \quad (4.6)$$

$$\begin{aligned}
k'_{\text{obs}} &= \frac{m_{\text{obs}} - m_0}{\sec(z)} \\
&= \frac{(-2.5 \log_{10}(I_{\text{obs}})) - (-2.5 \log_{10}(I_0))}{\sec(z)} \\
&= \frac{-2.5}{\sec(z)} \cdot \log_{10} \left( \frac{I_{\text{obs}}}{I_0} \right) \\
&= \frac{-2.5}{\sec(z)} \cdot \log_{10} \left( \exp \left( \frac{-\tau_{\text{Ray}}(H) - \tau_{\text{AS}}(H)}{\cos(z)} \right) \right) \\
&= 2.5 \cdot \log_{10} e \cdot (\tau_{\text{Ray}}(H) + \tau_{\text{AS}}(H))
\end{aligned} \tag{4.7}$$

これらの式を用いて、 $k'_{\text{obs}}$  と  $k'_{\text{ideal}}$  の差を取ると、

$$k'_{\text{obs}} - k'_{\text{ideal}} = 2.5 \cdot \log_{10} e \cdot \tau_{\text{AS}}(H) \tag{4.8}$$

という関係が成り立つ。つまり、VAOD である  $\tau_{\text{AS}}(H)$  は以下の式で求められる。

$$\tau_{\text{AS}}(H) = \frac{k'_{\text{obs}} - k'_{\text{ideal}}}{2.5 \cdot \log_{10} e} \tag{4.9}$$

この式の注意点として、光学特性  $C$  を使って任意の星の  $m_{\text{obs}}$  から  $\tau_{\text{AS}}$  を求める場合、 $k'_{\text{ideal}}$  がスペクトルに依らず一定になるという前提が必要である。そのため、観測時にはどの星を見てもスペクトルタイプによって  $k'_{\text{ideal}}$  が変化しないよう、特定の波長のみを選択的に透過するフィルターを用いることが望ましい。また、 $k'_{\text{ideal}}$  と  $m_0$  (または図 3.1 の光学特性  $C$ ) の精度がそのまま  $\tau_{\text{AS}}$  の精度に影響するため、観測を増やすなど、各パラメータの精度を高めることが重要である。

#### 4.2.2 測定シミュレーションに基づく VAOD 推定

前項の測定のみによる推定手法に対し、本項では、測定を再現したシミュレーションに基づいて VAOD を推定する手法を検討した。式 (4.1) に天頂角依存を加えた、式 (4.5) の右式に対し、 $\tau_{\text{AS}}(H)$  (= VAOD) と恒星の天頂角  $z$  を変化させながらシミュレーションを行い、そこから得られた  $k'$  の VAOD 依存性へ、観測から得られた  $k'$  を適用することで大気透明度を推定する。

厳密には、カメラで記録される光の強度  $I_{\text{obs}}$  に対し、大気・エアロゾル散乱に加えて、観測装置全体の応答特性が影響を与える。また  $I_{\text{obs}}$  は、カメラが感度を持つ波長範囲全体で積分されたものである。そのため、 $I_0$ 、 $\tau_{\text{Ray}}(H)$ 、 $\tau_{\text{AS}}(H)$  に加えて観測装置の応答特性  $R$  は全て波長依存性を考慮する必要がある。したがって、恒星スペクトル  $I_0(\lambda)$  に、観測装置全体の波長応答特性  $R(\lambda)$  と散乱モデル  $\tau_{\text{Ray}}(\lambda)$ 、 $\tau_{\text{AS}}(\lambda)$  を掛け合わせ、最終的に波長 (200 nm - 1000 nm) で積分する以下の式を用いて  $I_{\text{obs}}$  を求めた。

$$I_{\text{obs}} = \int_{200 \text{ nm}}^{1000 \text{ nm}} I_0(\lambda) \cdot R(\lambda) \cdot \exp \left( \frac{-\tau_{\text{Ray}}(\lambda)}{\cos(z)} \right) \cdot \exp \left( \frac{-\tau_{\text{AS}}(\lambda)}{\cos(z)} \right) d\lambda \tag{4.10}$$

以下に測定値シミュレーションで用いた恒星スペクトルと測定装置の波長応答特性、レイリー散乱およびエアロゾル散乱モデルについて述べる。

### 恒星スペクトルライブラリ・恒星カタログ

シミュレーションの入力光源として、恒星スペクトルライブラリである Pickles Library [36] を使用した。このスペクトルライブラリは、恒星のスペクトルタイプごとに代表的なスペクトルが収録されており、115 nm から 1062 nm までの波長範囲をカバーする。光の強度の単位は、 $\text{erg}/(\text{s} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{\AA})$  で与えられている。ただし、ライブラリに収録されている強度は Johnson システムの V バンド等級で 0 等級になるよう正規化されているため、各恒星の実際の等級に基づいて強度をスケールする必要がある。そのため、各恒星のスペクトルタイプと実際の等級は、Yale Bright Star Catalog [37] に基づいて、本研究で試験観測する恒星を再現した。例えば、Vega の場合、スペクトルタイプは A0V、等級は 0.03 等級であるため、Pickles Library の A0V のスペクトルを用い、強度を  $10^{-0.03/2.5}$  倍にスケールした。また、Deneb は A2Ia の 1.25 等級、Polaris は F7Ib の 2.02 等級として設定した。図 4.1 に使用した恒星スペクトルを示す。

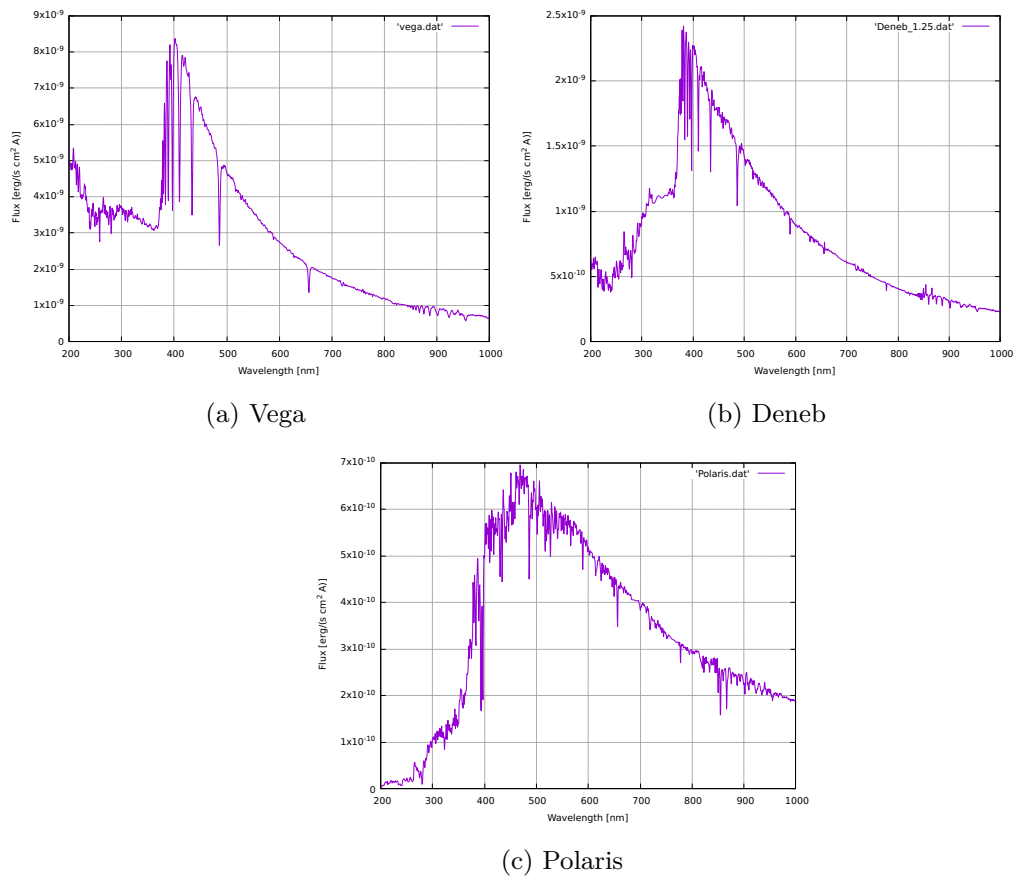


図 4.1: スケール後の、シミュレーションで使用した恒星スペクトル。

### 測定装置の波長感度特性

センサー感度、フィルター透過率、望遠鏡反射率を考慮したシステム全体の波長感度特性を算出した。図 4.2 に各装置とシステム全体の波長感度特性を示す。

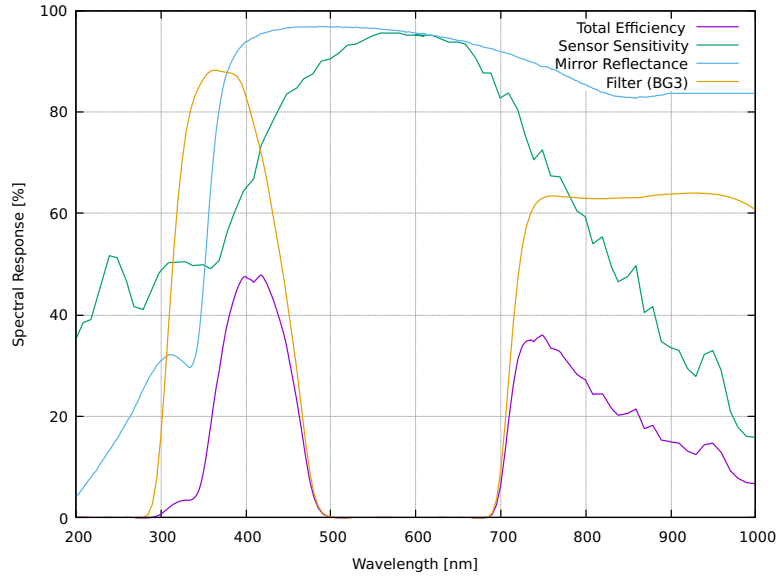


図 4.2: 各装置の分光感度特性。緑色は冷却 CMOS センサの感度、水色は望遠鏡の反射率、橙色はフィルタの透過率を示している。紫色の曲線がこれらを合成した装置全体の波長応答特性であり、望遠鏡における 2 回の反射（主鏡・副鏡）を考慮して算出している。

### レイリー散乱モデル

レイリー散乱は 2.4.1 章で述べた原理に基づくが、ここでは、レイリー散乱成分の光学的厚さ  $\tau_{\text{Ray}}(\lambda)$  を、以下の近似式を用いて計算した [38]。

$$\tau_{\text{Ray}}(\lambda) = 0.008569\lambda^{-4}(1 + 0.0113\lambda^{-2} + 0.00013\lambda^{-4}) \cdot \frac{P}{1013.25} \quad (4.11)$$

ここでの  $P$  は観測地点における大気圧 [hPa] である。1 気圧で規格化することで、標高の変化に伴う大気厚さの変化をレイリー散乱成分の光学的厚さに反映させている。ただし、この近似式では大気温度や大気中の二酸化炭素やオゾン等の影響を無視したモデルのため、実際の大気状態に基づくレイリー散乱成分の光学的厚さを求める場合には、より詳細な近似が行える大気モデルを用いる必要が出てくる可能性には注意したい。図 4.3 に、レイリー散乱成分による波長ごとの透過率  $\exp(-\tau_{\text{Ray}}(\lambda))$  を示す。

### エアロゾル散乱モデル

エアロゾルの光学的厚さ  $\tau_{\text{AS}}(\lambda)$  は、波長依存性を持つことが知られている。そのため、本研究では波長依存性を考慮したエアロゾルの光学的厚さを近似する Ångström 則を使用した [39]。

$$\tau_{\text{AS}}(\lambda) = \tau_{\text{AS}}(\lambda_0) \cdot \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^\alpha \quad (4.12)$$

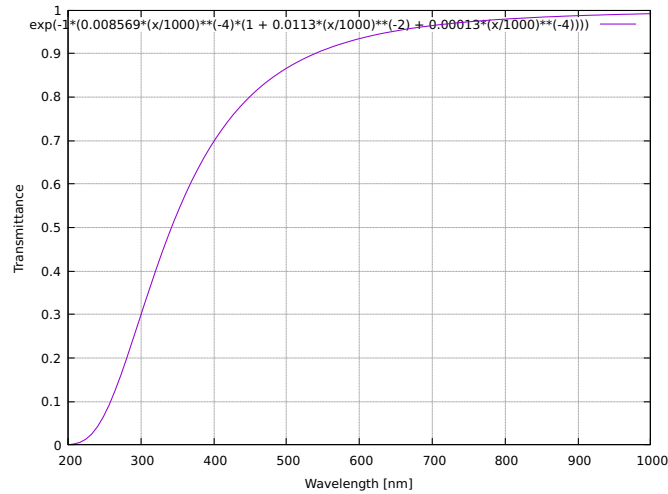


図 4.3: レイリー散乱成分による波長ごとの透過率。

ここで、 $\lambda_0$  は基準波長、 $\tau_{AS}(\lambda_0)$  は基準波長における VAOD を表しており、 $\alpha$  は粒子サイズパラメータである。 $\lambda_0$  には、本研究で使用する測定装置の波長感度曲線の中央付近の 550 nm を設定した。また、本来  $\alpha$  は観測地点の大気中のエアロゾル粒子のサイズ分布に依存するが、本研究では暫定的にミー散乱のサイズパラメータの典型値である  $\alpha = 1$  を採用した。図 4.4 に、エアロゾル散乱成分による波長ごとの透過率  $\exp(-\tau_{AS}(\lambda))$  を示す。

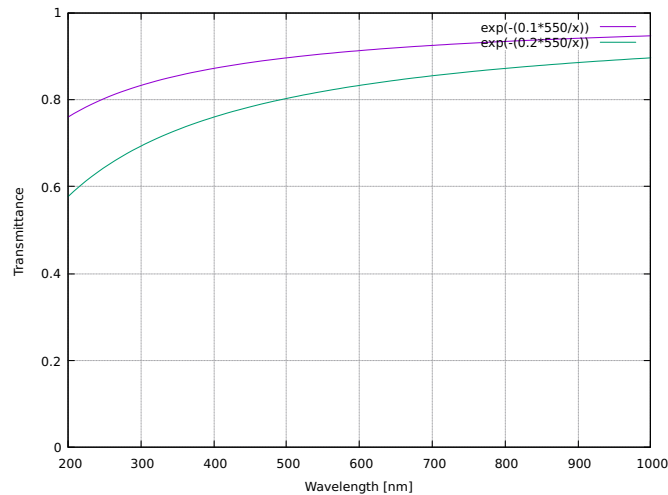


図 4.4: エアロゾル散乱成分による波長ごとの透過率。紫が VAOD= 0.1、緑が VAOD= 0.2 の時の波長による透過率を表している。

シミュレーションでは、基準波長における VAOD である  $\tau_{AS}(\lambda_0)$  を 0.01 ずつ、天頂角である  $z$  を 1 度ずつ変化させながら  $I_{\text{obs}}$  ( $\rightarrow m_{\text{obs}}$ ) を計算し、VAOD 毎の  $m_{\text{obs}}$  を直線フィットをすることで、VAOD と傾き  $k'$  の関係を求めた。図 4.5 に、Vega を対象としたシ

ミュレーション結果を示す。

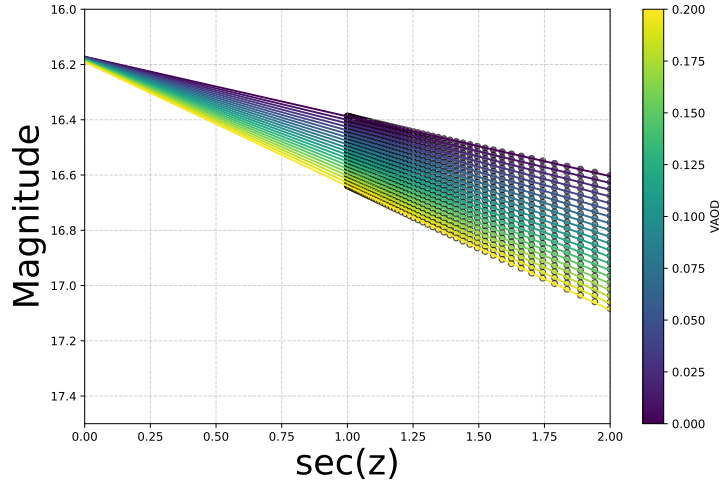


図 4.5: Vega を対象としたシミュレーションで得られた器械等級と、その直線フィット。VAOD の変化を色で表している。

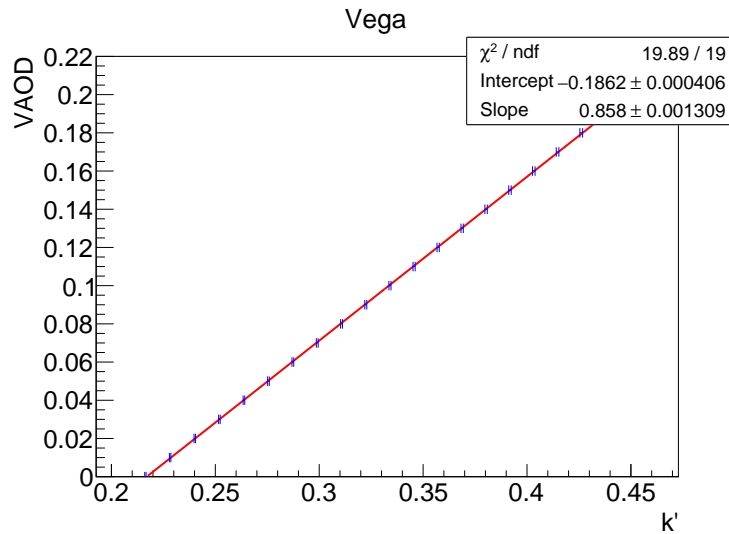


図 4.6: Vega を対象としたシミュレーションで求めた VAOD と  $k'$  の関係。

図 4.6 に、上記のシミュレーションで得られた VAOD と  $k'$  の関係を示す。VAOD が 0.00 ~ 0.20 の範囲で行った本シミュレーションでは、傾き  $k'$  は VAOD に対してほぼ線形に変化することが分かった。そのため、傾き  $k'$  と VAOD のグラフを線形フィットし、以下の式のような VAOD と  $k'$  の関係が得られた。

$$\text{VAOD} = A \cdot k' + B \quad (4.13)$$

ここで、 $A$ 、 $B$  は線形フィットで得られた定数である。以下の表に、Vega と Deneb を対象としたシミュレーションで得られた定数  $A$ 、 $B$  を示す。

表 4.1: シミュレーションで得られた線形フィットの定数

恒星	$A$	$B$
Vega	$0.8580 \pm 0.0013$	$-0.1862 \pm 0.0004$
Deneb	$0.8749 \pm 0.0015$	$-0.1881 \pm 0.0005$

### 4.3 測定値の算出

観測データを式 (3.4) でフィットしたときの  $k'$  から VAOD を算出するには、 $k'$  から  $\tau_{\text{Ray}}$  の寄与を取り除く必要があった。しかし、4.2.1 章の手法については、今回の観測で  $\tau_{\text{Ray}}$  成分のみの  $k'$  の値を求めることが困難であった。

そのため、4.2.2 章のシミュレーションに基づく VAOD 推定の手法を用いて試験観測で取得したデータを解析し、VAOD と装置の光学特性  $C$  の推定を行った。

#### 測定値の取り扱い

試験観測で得られた画像に、3.2 章の前処理を施し開口測光を行うことによって、恒星の光の強度を数値変換した。しかし、各写真の星の明るさは、星の瞬き（シンチレーション）や装置のノイズ、その他の要因によってばらつきが大きいため、「一定時間」ごとにデータをまとめてヒストグラムを作成した。「一定時間」として、Vega と Deneb は 1 分間隔（画像 12 枚程度）、Polaris は 10 分間隔（画像 120 枚程度）でデータをまとめた。この分布に対し、対数尤度法（Log-Likelihood）を用いてガウス関数でフィッティングを行い、得られた中央値および標準偏差を、その期間の測定値  $I_{\text{obs}}$  およびその誤差として定義した。

#### Polaris による測定値の補正

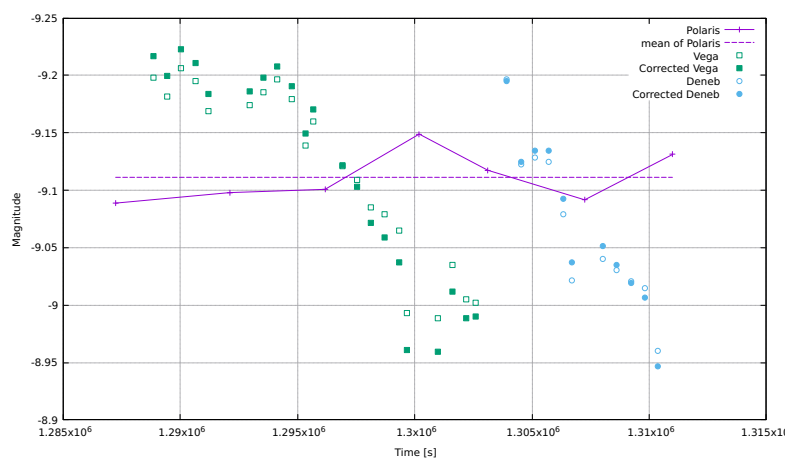
上記のようにして求めた  $I_{\text{obs}}$  から式 (3.1) を用いて器械等級  $m_{\text{obs}}$  を求めて解析すると、天頂角の変化による減光と大気状態の時間変化による減光が混在してしまう。このままでは、データは直線状に並ばず、適切な  $k'$  と  $m_0$  が求められない。

そこで、天頂角が常に一定である Polaris の光度変化が、一次元大気の大気透明度の変化を反映していると仮定し、Polaris の器械等級の時間変化データを用いて他の恒星のデータを補正した。これにより、大気透明度が一定な状態下での、Vega と Deneb の天頂角のみによる光度の変化を抽出でき、そのデータを直線フィットすることで、その日の平均的な VAOD を推定できると考えられる。

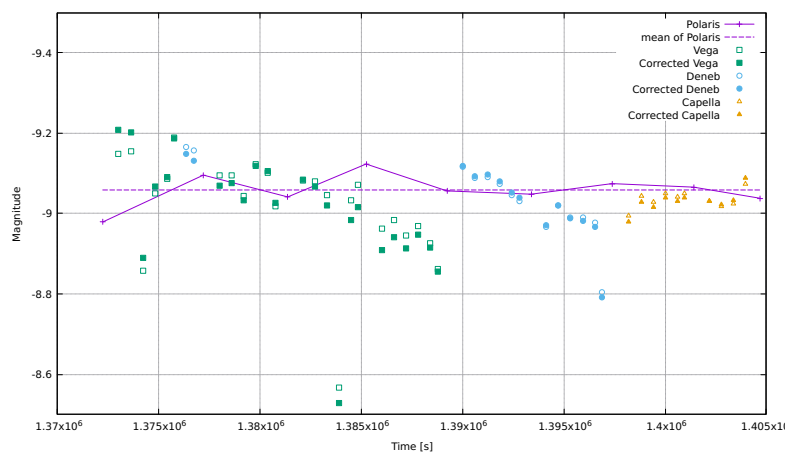
具体的には、その日の Polaris の器械等級の平均値を計算し、各時間の Polaris の器械等級とその平均値との差分を求めた。実際には Polaris と Vega、Deneb の観測時間が完全に一致しないため、Polaris の器械等級データを線形補間して、Vega、Deneb の観測時間に対応する Polaris の器械等級を各点ごとに求めた。そして、その差分を

Vega、Deneb の器械等級データからも引くことで、時間による大気状態の変化を補正した器械等級データを得た。

図 4.7 に 9 月 15 日から 18 日にかけての試験観測で得られた器械等級の時間変化と、Polaris による補正後の器械等級を示す。この図では、測定値の点を見やすくするために、データ点はすべて 10 分間隔で平均している。実際の解析では、Vega と Deneb は 1 分間隔、Polaris は 10 分間隔で処理したデータを用いた。

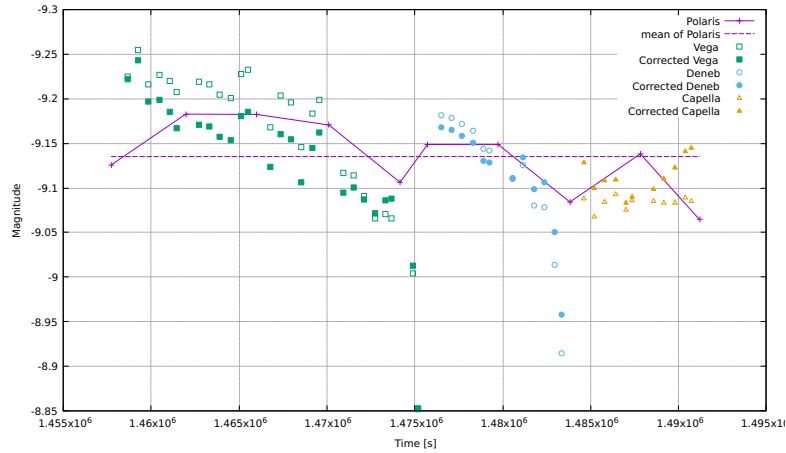


(a) 9 月 15 日

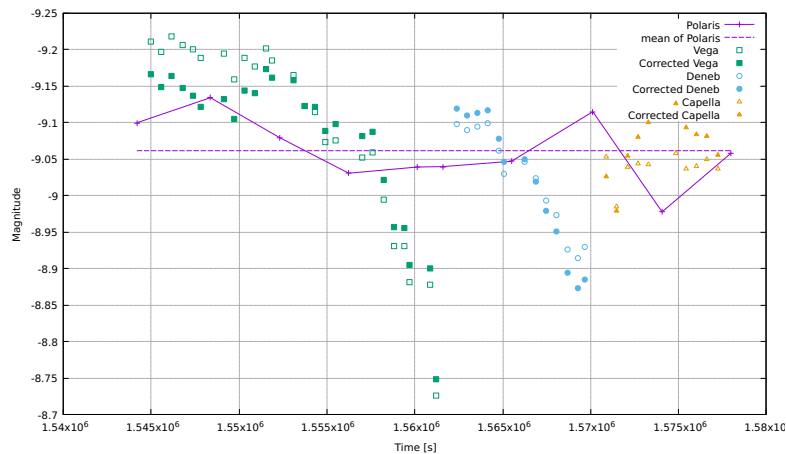


(b) 9 月 16 日

図 4.7: 試験観測で得られた器械等級の時間変化と Polaris の平均値。横軸は 9 月 1 日からの秒数、縦軸は器械等級を取っている。補正前のデータ点は白抜き点、補正後のデータ点は実点で表している。



(c) 9月17日



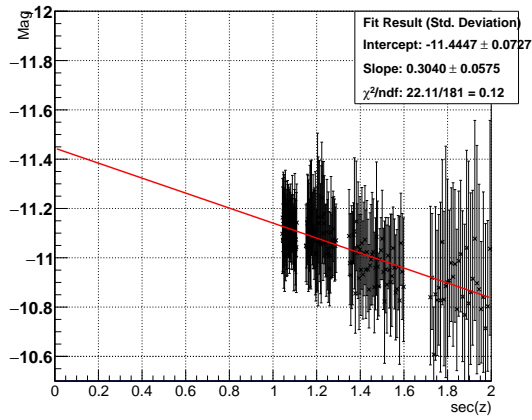
(d) 9月18日

図 4.7: 試験観測で得られた器械等級の時間変化と Polaris の平均値 (続き)。

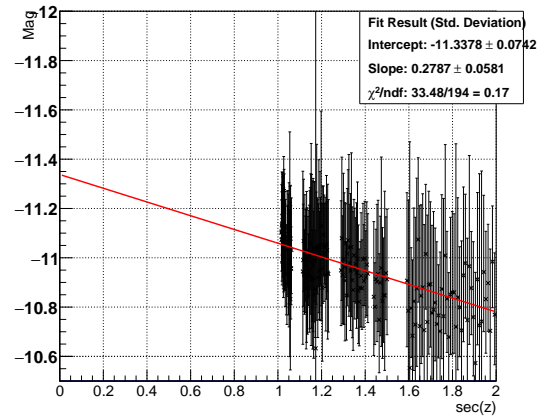
## 4.4 解析結果

### 4.4.1 シミュレーションに基づく VAOD の結果

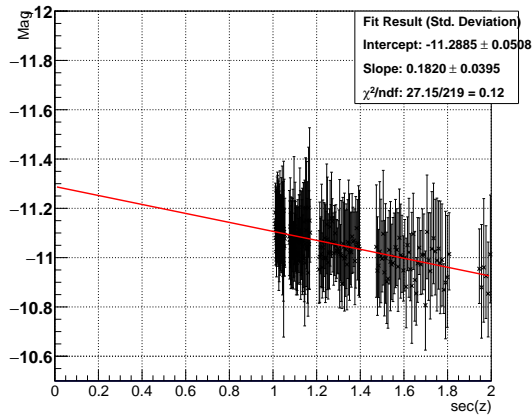
Polaris による補正を行った後のデータを用いて、Vega と Deneb の器械等級と、時間情報から式 (3.6) で変換した天頂角  $z$  に対するエアマス  $\sec(z)$  の関係をプロットし、直線フィットを行った。フィットによって得られた傾き  $k'$  を用いて、式 (4.13) で示したシミュレーションに基づく関係式から VAOD を推定した。図 4.8 に Vega、図 4.9 に Deneb の、Polaris による補正後の器械等級のエアマス依存性とそれをフィットした結果の一次関数を、図 4.10 に日ごとの求めた Vega と Deneb の VAOD の値と、表 4.2 にそれをまとめた解析結果を示す。



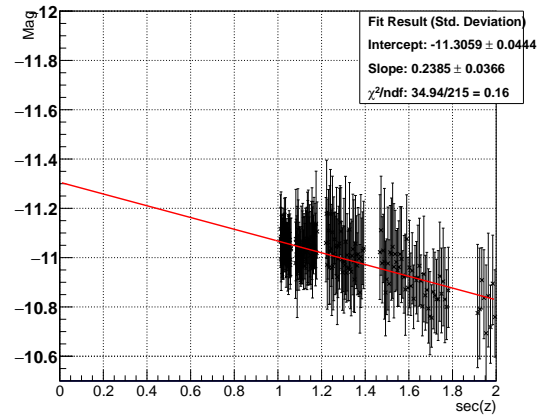
(a) 9月15日



(b) 9月16日



(c) 9月17日



(d) 9月18日

図 4.8: Vega での器械等級のエアマス依存性とそのフィット結果。横軸にエアマスとしての  $\sec(z)$ 、縦軸に Polaris で補正した後の器械等級を示している。エラーバーは、「一定時間」のデータをガウスフィットしたときの標準偏差である。

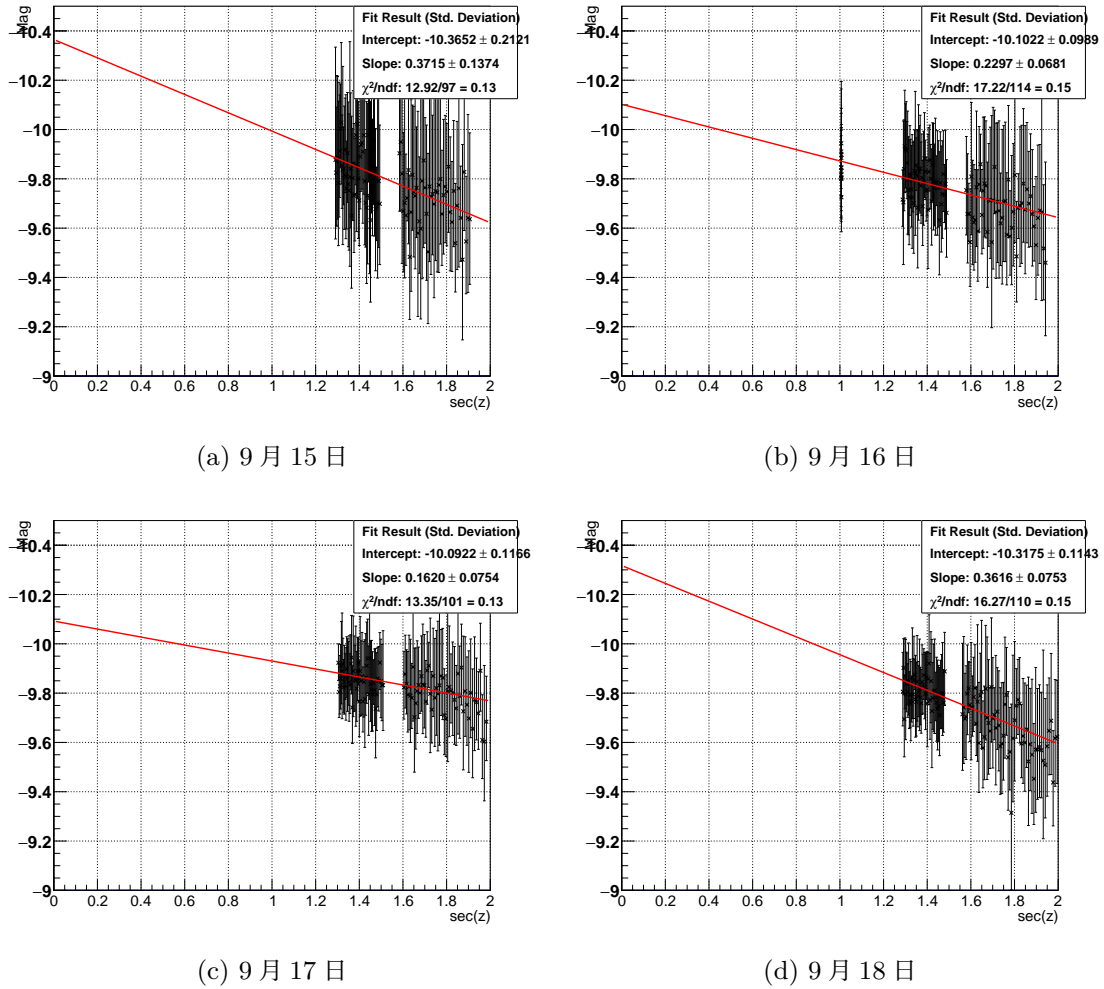
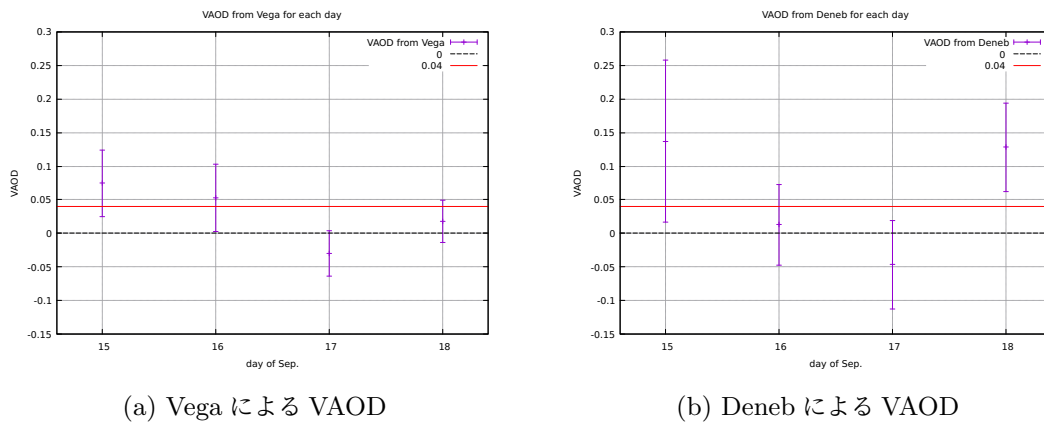


図 4.9: Deneb での器械等級のエアマス依存性とそのフィット結果。



(a) Vega による VAOD

(b) Deneb による VAOD

図 4.10: 日ごとの Vega と Deneb の VAOD の推定結果。横軸が 9 月の日にち、縦軸が推定された VAOD を示している。赤線は TA 実験での代表値である 0.04 を示している。

表 4.2: 日ごとの Vega と Deneb の VAOD の推定結果

日付	Vega での VAOD	Deneb での VAOD
9/15	$0.075 \pm 0.049$	$0.137 \pm 0.120$
9/16	$0.052 \pm 0.050$	$0.013 \pm 0.060$
9/17	$-0.030 \pm 0.034$	$-0.046 \pm 0.0656$
9/18	$0.018 \pm 0.031$	$0.128 \pm 0.066$

本解析の結果、Vega および Deneb から推定された VAOD は、いずれも誤差の範囲内では LIDAR による VAOD の測定値  $0.035^{+0.019}_{-0.013}$ 、CLF による VAOD の測定値  $0.041^{+0.066}_{-0.020}$  (TA 実験の代表値 0.04) ともおおむね一致することを確認した。また、両恒星の VAOD は 4 日間の観測期間を通して同様の推移を示しており、同日比較においても有意な差は見られなかった。しかし、9 月 17 日の VAOD は誤差を除くと物理的に不自然な負の値 ( $< 0.00$ ) を示していた。

#### 4.4.2 装置の光学特性

装置の光学特性  $C$  は、フィッティングで得られた切片の値からの推定を行った。 $C$  を求めるには、式 (3.2) より、 $C \equiv M - m_0$  を計算する必要があるため、まず、大気圏外等級  $m_0$  を求める。 $m_0$  には、各日のフィッティングで得られた誤差込みの切片を定数で  $\chi^2$  フィットを行い、その最確値を用いた。図 4.11a に 4 日間の測定から得られた Vega の切片値とその最確値を、図 4.11b に Deneb の同様のグラフを示す。

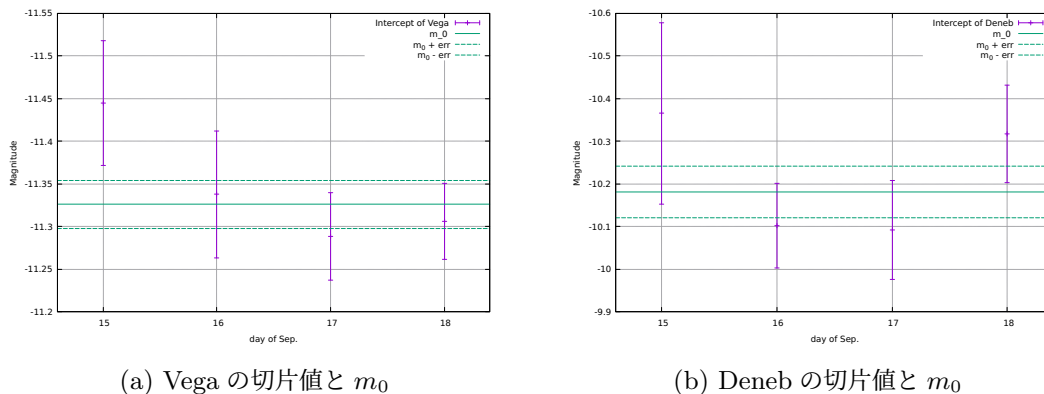


図 4.11: 日ごとの Vega と Deneb の切片の値とその最確値である  $m_0$ 。横軸が 9 月の日にち、縦軸が器械等級を示している。緑の実線が  $m_0$ 、点線がその誤差範囲を示している。

また、カタログ等級  $M$  を設定する必要があるが、一般的にカタログに記載されている等級は、今回の観測とは波長帯域が異なるため、正確な値を求めるには観測条件に合わせた値を用いる必要がある。そのため、本研究では 4.2.2 章で求めたシミュレーションの、VAOD が

表 4.3: 装置の光学特性  $C$  の推定結果

恒星	カタログ等級 $M$	大気圏外等級 $m_0$	光学特性 $C$
Vega	$16.17150 \pm 0.00043$	$-11.326 \pm 0.028$	$27.498 \pm 0.028$
Deneb	$17.42402 \pm 0.00048$	$-10.181 \pm 0.060$	$27.605 \pm 0.060$

0.00 のときの切片値を  $M$  として用いて装置の光学特性  $C$  を推定した。

表 4.3 に日ごとの Vega と Deneb の装置の光学特性  $C$  の推定結果を示す。この結果から、Vega と Deneb の両方の恒星で推定した装置の光学特性  $C$  は誤差を考慮しても一致せず、有意な差が認められた。今後、観測対象とする恒星の追加や、観測夜数を増やすことによる統計量の増大に加えて、測定シミュレーションから求めたカタログ等級の妥当性を検証することが不可欠である。

## 第5章

# 結論・議論

### 5.1 結論

本研究では、冷却 CMOS カメラを用いた新しい大気透明度測定手法を開発し、その有効性を検証した。夜空の恒星の光度変化を解析することで、垂直方向のエアロゾル光学的厚さ VAOD を推定できる可能性が示された。この手法は、従来の LIDAR や CLF に比べて装置が簡便であり、FD 観測と同時に大気透明度を測定できる利点がある。

しかし、本手法による大気透明度測定においては、まだいくつかの課題が残されている。まず VAOD 推定について、測定した器械等級の各データ点の誤差が大きく、それが VAOD の精度悪化に影響している。これについては、今後はデータ取得方法の工夫や解析方法の改善により各点の誤差を抑えることで、推定精度のさらなる向上を目指す。また、9/17 日の VAOD は誤差を除けばマイナスの値を示しているため、Polaris による等級補正の妥当性の検証や、VAOD 推定手法のさらなる改善が必要である。

また、装置の光学特性  $C$  についても、2 種類の恒星から求めた  $C$  の値を比較した場合、誤差を考慮しても一致せず有意な差が認められた。これには、カタログ等級  $M$  の不確かさと大気圏外等級  $m_0$  の不確かさの両者が影響を及ぼしている可能性があるため、 $M$  と  $C$  の両方に対して、今後の検証が必要である。

そして、本研究で得られた VAOD が本当に正しい値を示しているかを確認する方法がない。そのため、今後は本手法と CLF による VAOD 測定を同時に行い、両者の比較を通じて本手法の確度・精度評価を進めることが重要である。最終的には、本手法で求めたより細かな時間分解能の VAOD を用いて、実際に FD データの解析を行い、エアロゾル補正前後での空気シャワーのエネルギー推定や  $X_{\max}$  分布の変化を評価したい。

### 5.2 議論

本手法による測定の精度は、使用する光学フィルターの波長特性や観測対象の恒星の選択によって大きく変化する可能性がある。今回使用した BG3 フィルターは可視光領域では光を通さないものの、UV 領域に加えて赤外領域も透過してしまうという特性を持っており、

本解析において以下の2つの問題が生じると考えられる。第一に測定シミュレーションにおいて、使用した式(4.12)のエアロゾル散乱モデルは特定の基準波長でのVAODを前提としているため、今回の測定では大気蛍光の波長域でのVAODを正確に推定できていない可能性がある。第二に、観測において、大気分子・エアロゾルによる減衰が波長依存性を持つことから $m_{\text{obs}}$ の天頂角依存性が単純な線形で表せなくなっている可能性がある。これらの懸念を解消するため、今後の測定ではBG3フィルターではなく、より狭帯域なUVのみを透過するフィルターを使用することが望ましい。

また、測定値のランダムなばらつきを低減するために一定時間のデータを平均化して解析を行ったが、その平均化させる時間幅の最適化も今後の課題である。加えて、本研究の測定では露光時間を2.5 msにして撮影を行ったが、短露光によりシンチレーション（大気ゆらぎ）の影響を平均化しきれていない可能性もある。そのため、露光時間の最適化をするために、使用機材の追加や変更といったアプローチからも検討する必要がある。

そして、今回の測定では考慮しなかったが、目視では確認がしづらい巻雲・巻層雲のような薄曇りによる恒星の減光を排除できるように、IRカメラ等を用いた雲のモニタリングを組み合わせることで、より正確な大気透明度の推定が可能になると考えられる。

## 謝辞

まず初めに、本研究の指導教員である有働慈治教授に心より感謝申し上げます。テレスコープアレイ実験という国際共同実験に携わらせていただける機会をいただき、大学へ進学する前には想像もしなかったような事を沢山経験させていただきました。未熟だった私を厳しくも温かいご指導で、最後まで私を見捨てずにご指導いただき、ここには書ききれないくらい感謝しています。また、有働先生との日常的な会話の中で触れられる、幅広い知識や教養など、常に研究以外のこともたくさん学ばせていただきました。

池田大輔特別助教には、普段から私の研究に気を掛けていただき、鋭いご指摘や新たな視点をご提示いただきました。深く感謝申し上げます。

信州大学の富田孝幸助教には、研究面での多大なるご助言に加え、ユタでの観測中や車内で交わした何気ない会話の一つひとつが、研究へのモチベーションを維持する大きな支えとなり、社会へ出る上での自信をいただきました。ここに深く御礼申し上げます。

ユタ滞在時には本研究について深い議論を交わしてくださり、観測サイトへの送迎や観測作業にもご支援いただいた中部大学の山崎勝也准教授、大阪電気通信大学の多米田裕一郎准教授に深謝いたします。同じくユタでの生活において、大阪公立大学の古前壱朗氏、信州大学の松澤碧氏、大阪電気通信大学の花岡大河氏には大変お世話になりました。

本研究に関して様々な助言をいただいた、東京大学宇宙線研究所の荻尾彰一教授、谷隆志教授、川田和正准教授、ならびに大阪公立大学 常定芳基教授、櫻井駿介特任助教をはじめとする TA 実験コラボレーターの皆様に感謝申し上げます。神奈川大学からの最初の学生である私を温かく迎え入れていただき、共同研究会議や物理学会で発表の場を与えてくださったこと、重ねて深く感謝いたします。

副査を担当していただいた神奈川大学の日比野欣也教授、清水雄輝教授には、本論文をまとめるにあたり、貴重なご意見とご助言を賜りました。厚く御礼申し上げます。

共に研究室生活を過ごした有働研究室の後輩の皆さんにも感謝いたします。私以外の先輩学生がいない中で、頼りになる存在だったか分かりませんが、少なくとも僕は君たちが研究室にいてくれたおかげで最後まで走り抜くことができました。

最後に、生活面、金銭面、そして精神面において、長きにわたり私を信じ、支え続けてくれた家族に、最大限の感謝の意を捧げます。

## 参考文献

- [1] V.F. Hess, *Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten*, *Phys. Z.* **13** (1912) 1084.
- [2] W.F. Hanlon, *Updated cosmic ray spectrum*, Accessed Jan. 28, 2024, URL: <https://web.physics.utah.edu/~whanlon/spectrum.html>.
- [3] R.L. Workman et al., *Review of Particle Physics*, *PTEP* **2022** (2022) 083C01.
- [4] 宇宙線望遠鏡グループ, 宇宙線望遠鏡計画: 東京大学宇宙線研究所 中期整備計画 (2004-2009) 提案書, (2002).
- [5] M.S. Longair, *High Energy Astrophysics: An Informal Introduction for Students of Physics and Astronomy*, Cambridge University Press, Cambridge (1981).
- [6] A.M. Hillas, *Cosmic Rays*, Selected Readings in Physics, Pergamon Press, Oxford (1972).
- [7] M. Risse, *Properties of extensive air showers*, *Acta Phys. Polon. B* **35** (2004) 1787 [[arXiv:astro-ph/0402300](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0402300)].
- [8] D.J. Bird et al., *Detection of a cosmic ray with measured energy well beyond the expected spectral cutoff due to cosmic microwave radiation*, *Astrophys. J.* **441** (1995) 144 [[arXiv:astro-ph/9410067](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9410067)].
- [9] R.U. Abbasi et al., *An extremely energetic cosmic ray observed by a surface detector array*, *Science* **382** (2023) 903 [[arXiv:2311.14231](https://arxiv.org/abs/2311.14231)].
- [10] A. Aab et al., *The Pierre Auger Cosmic Ray Observatory*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **798** (2015) 172 [[arXiv:1502.01323](https://arxiv.org/abs/1502.01323)].
- [11] TELESCOPE ARRAY collaboration, *The Telescope Array Project Design Report*, (2000).
- [12] R.U. Abbasi et al., *Indications of Intermediate-Scale Anisotropy of Cosmic Rays with Energy Greater Than 57 EeV in the Northern Sky Measured with the Surface Detector of the Telescope Array Experiment*, *Astrophys. J. Lett.* **790** (2014) L21 [[arXiv:1404.5890](https://arxiv.org/abs/1404.5890)].
- [13] J. Kim et al., *Anisotropies in the arrival direction distribution of ultra-high energy cosmic rays measured by the Telescope Array surface detector*, *PoS ICRC2023* (2023) 244.

- [14] F. Fraschetti, *On the acceleration of Ultra-High-Energy Cosmic Rays*, *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A* **366** (2008) 4417 [[arXiv:0809.3057](#)].
- [15] R.U. Abbasi et al., *Depth of Ultra High Energy Cosmic Ray Induced Air Shower Maxima Measured by the Telescope Array Black Rock and Long Ridge FADC Fluorescence Detectors and Surface Array in Hybrid Mode*, *Astrophys. J.* **858** (2018) 76 [[arXiv:1801.09784](#)].
- [16] A. Abdul Halim et al., *Measurement and Interpretation of UHECR Mass Composition at the Pierre Auger Observatory*, *PoS ICRC2025* (2025) 331 [[arXiv:2507.10292](#)].
- [17] R. Abbasi et al., *Search for Extremely-High-Energy Neutrinos and First Constraints on the Ultrahigh-Energy Cosmic-Ray Proton Fraction with IceCube*, *Physical Review Letters* **135** (2025) 031001.
- [18] H. Kawai et al., *Telescope array experiment*, *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **175-176** (2008) 221.
- [19] T. Abu-Zayyad et al., *The surface detector array of the Telescope Array experiment*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **689** (2013) 87 [[arXiv:1201.4964](#)].
- [20] H. Tokuno et al., *New air fluorescence detectors employed in the Telescope Array experiment*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **676** (2012) 54 [[arXiv:1201.0002](#)].
- [21] Y. Tameda et al., *Trigger electronics of the new fluorescence detectors of the Telescope Array experiment*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **609** (2009) 227.
- [22] S. Ogio, *Telescope Array Low energy Extension(TALE) Hybrid*, *PoS ICRC2019* (2020) 375.
- [23] *Surface detectors of the TAx4 experiment*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **1019** (2021) 165726.
- [24] H. Naus and W. Ubachs, *Experimental verification of Rayleigh scattering cross sections*, *Opt. Lett.* **25** (2000) 347.
- [25] A. Bucholtz, *Rayleigh-scattering calculations for the terrestrial atmosphere*, *Appl. Opt.* **34** (1995) 2765.
- [26] 物理学辞典編集委員会, ed., *物理学辞典*, 培風館, 三訂版 ed. (2005).
- [27] T. Tomida et al., *The atmospheric transparency measured with a LIDAR system at the Telescope Array experiment*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **654** (2011) 653.
- [28] 上濱 孝文, *Telescope Array 実験におけるバイスタティックライダーを用いた大気透明度測定*, in 第 36 回レーザーセンシングシンポジウム予稿集 (2018).
- [29] 水野 航太, *TA 実験における大気透明度の季節依存性と空気シャワー解析への暫定的な影響*, Master's thesis, 信州大学 (2023).
- [30] 富田 孝幸, *宇宙線望遠鏡計画における大気透明度の研究*, Ph.D. thesis, 山梨大学 (2012).
- [31] 岡村 定矩 et al., *天文学辞典 (シリーズ現代の天文学別巻)*, シリーズ現代の天文学, 日本

- 評論社 (2012).
- [32] 基礎物理から半導体デバイスまで - 天球座標, Accessed Jan. 12, 2025,  
URL: <https://ieyasu03.web.fc2.com/DDAstro/5-Celestia.html>.
- [33] BITRAN, *CS-66UV*, Accessed Jan. 12, 2025,  
URL: <https://www.bitran.co.jp/ccd/PDF/CMOScatalog.pdf>.
- [34] Takahashi, *Mewlon-180C*, Accessed Jan. 12, 2025,  
URL: <https://www.takahashijapan.com/products.html>.
- [35] Thorlabs, *FGB25M*, Accessed Jan. 12, 2025, URL: <https://www.thorlabs.co.jp/mounted-bandpass-colored-glass-filters?tabName=Overview>.
- [36] A.J. Pickles, *A Stellar Spectral Flux Library: 1150-25000 Å*, *Publ. Astron. Soc. Pac.* **110** (1998) 863.
- [37] D. Hoffleit and W.H. Warren, *The Bright Star Catalogue, 5th Revised Ed.*, Yale University Observatory (1991).
- [38] B.A. Bodhaine, N.B. Wood, E.G. Dutton and J. Slusser, *On Rayleigh Optical Depth Calculations*, *J. Atmos. Ocean. Technol.* **16** (1999) 1854.
- [39] A. Ångström, *On the Atmospheric Transmission of Sun Radiation and on Dust in the Air*, *Geografiska Annaler* **11** (1929) 156.