

TA 実験で用いる PMT カメラの 2 次元不均一性較正

村野 暢子

05M01319

東京工業大学大学院理工学研究科基礎物理学専攻

指導教員

垣本 史雄

平成 19 年 2 月 9 日

目次

第1章 序論	1
第2章 宇宙線	2
2.1 宇宙線のエネルギースペクトル	2
2.2 最高エネルギー宇宙線	3
2.2.1 GZK 限界	3
2.2.2 AGASA の観測結果	3
2.2.3 最高エネルギー宇宙線の起源モデル	5
2.3 空気シャワー現象	9
2.3.1 空気シャワーの縦方向発達	10
2.3.2 空気シャワーの横方向分布	11
2.4 空気シャワーの観測方法	12
2.4.1 地表検出器による観測	12
2.4.2 大気蛍光法による観測	12
2.4.3 発光過程と光の散乱、吸収	14
第3章 Telescope Array 実験	19
3.1 TA 実験の目的	19
3.2 観測装置	19
3.2.1 大気蛍光望遠鏡	20
3.2.2 FD のキャリブレーション	25
3.2.3 地表検出器アレイ	27
第4章 XY-scanner による PMT カメラ 2 次元不均一性の測定	29
4.1 PMT の 2 次元不均一性	29
4.1.1 光電子増倍管 (Hamamatsu R9508) の特性	29
4.1.2 PMT の感度 2 次元不均一性	29
4.2 2 次元不均一性測定装置: XY-scanner	30
4.2.1 UV スポット光源	32
4.2.2 スポットサイズの測定	34
4.2.3 LED ドライバの開発	39
4.3 PMT2 次元不均一性の HV 値依存性	42
4.3.1 2 次元不均一性と HV 値の関係	42
4.3.2 2 次元不均一性の再現性	45
4.3.3 2 次元不均一性と LED 光量の関係	45
4.4 SDF による XY-scanner データの取得	46
4.4.1 SDF によるデータ取得試験	48

4.5	測定ステップの検討	54
第5章	ユタにおける XY-scanner の実験	57
5.1	PMT カメラの 2 次元不均一性測定	57
5.1.1	2 次元不均一性の測定結果	59
5.1.2	PMT ゲイン・LED 光量安定性	67
5.2	カメラ全体での 2 次元不均一性	78
5.2.1	LED の位置補正	78
5.2.2	LED の相対光量	81
5.2.3	相対 2 次元不均一性	81
5.3	Xe-flasher による結果との比較	91
5.3.1	温度補正	93
第6章	宇宙線空気シャワー現象のモンテカルロシミュレーション	96
6.1	イベント生成	96
6.1.1	大気モデル	97
6.1.2	シャワーの縦方向発達曲線	97
6.1.3	シャワーの横方向分布	97
6.1.4	シンチレーション光の発生と吸収	98
6.1.5	イベント生成のシミュレーションの流れ	99
6.2	夜光を含めたパルス信号の生成	99
6.3	イベント再構成	100
6.3.1	シャワーのジオメトリ決定	100
6.3.2	Amplitude Weighting Method	101
6.3.3	Signal Wave Form Fitting Method	102
6.3.4	シャワーの縦方向発達の再構成	103
6.3.5	一次宇宙線エネルギーの算出	104
第7章	PMT カメラ 2 次元不均一性の較正	105
7.1	2 次元不均一性の影響	105
7.1.1	シミュレーションデータ作成	105
7.1.2	シミュレーション結果	106
7.1.3	評価結果に対する考察	110
7.2	2 次元性較正方法	110
7.3	2 次元不均一較正	112
7.3.1	N_0 の推定 N_1	112
7.3.2	シャワー解析結果	115
第8章	結論	122

Abstract

It is predicted that UHECRs cannot travel long distances of ~ 10 Mpc in the cosmological background radiation field and there may exist a cut-off in the energy spectrum of UHECRs around 10^{20} eV. However, The AGASA group reported the detection of 11 events of air showers with primary energies greater than 10^{20} eV. This suggests existences of nearby cosmic ray sources within a few 10 Mpc from the Earth, or unknown high energy particle production phenomena in the universe. To clarify the origin of UHECRs, it is quite important to determine the energy spectrum with good energy resolution and high statistics.

For this purpose, the Telescope Array (TA) group is now constructing high-resolution cosmic ray detectors with large aperture in a desert of Utah, USA. The air fluorescence detection technique is employed to measure the longitudinal development of air showers generated by UHECRs, by using an imaging camera comprised of 16x16 photo-tubes (PMTs). It is expected that this technique reduces the systematic errors in determination of primary energies of cosmic rays better than in the case of the AGASA observations, 18%,

One difficulty in the fluorescence imaging technique arises from a finite dimension of a PMT and non-uniformity in its sensitivity in the face plate and photo-cathode. PMTs are not position-sensitive and shower images measured by a PMT camera have finite thickness. Therefore it is not straightforward to determine the number of photons in a PMT from the output signal because of the different responses of the PMT against incident photons of different positions in the face plate. For accurate energy determinations, the calibration of the 2-dimensional uniformities of the PMTs is quite important.

In this paper, we discuss the 2-dimensional calibration of the imaging air fluorescence camera in the TA experiment. I developed a camera calibration system with spot light sources scanning the whole camera surface to measure the 2-dimensional responses for photons of different positions in the camera.

I measured the 2-dimensional responses for 8 cameras, and took into account the 2-dimensional responses of cameras in air shower simulator. Then, overestimation of the photon numbers which PMTs observe was confirmed. So systematic errors in determination of primary energies of cosmic rays exist. I proposed calibration method with measured data. As a result, improve the error with the energy.

第1章 序論

宇宙空間に存在する高エネルギー - の放射線の事を宇宙線と呼ぶ。宇宙線は、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。これまでに 10^8 eV から 10^{20} eV を超える広い範囲で観測されており、その存在と起源は宇宙物理学の謎として残されている。そのなかで 10^{14} eV 以下の低エネルギーの宇宙線は、気球や人工衛星などの飛翔体を用いた直接観測が行われている。宇宙線の到来頻度はエネルギーの E^{-3} にほぼ比例しているため、 10^{14} eV 以上の宇宙線の観測には、大きな検出面積と長い露光時間が必要で、地上で二次粒子を測定することで、間接的な観測が行われてきた。

これまでに、宇宙線研究所明野観測所の AGASA が地表検出器アレイによる宇宙線の観測を行ってきた。AGASA は 11 例もの 10^{20} eV を超える最高エネルギー宇宙線を観測を報告している。この 10^{20} eV とは、単一の粒子としてプランク質量にも近い巨視的なエネルギーを持っていることになる。このことから最高エネルギー宇宙線は、宇宙における超高エネルギーの天体現象や、現在の宇宙に取り残されたビッグバンの痕跡素粒子などに起源を持つと推定されている。最高エネルギー宇宙線の解明は、宇宙における激しい天体現象やビッグバンの成立ちと結びついている。

また特殊相対論による、最高エネルギー宇宙線が宇宙背景放射と相互作用することによってエネルギーを失い、ある距離以遠からは到達しない、という予言を覆す結果である。このようなエネルギー限界 (GZK 限界) を超える最高エネルギー宇宙線の存在を確かなものとし、起源を解明することは、今後の宇宙物理学、天文学、素粒子物理学にとって重要である。

AGASA が発見した GZK 限界を超える最高エネルギー宇宙線の存在を確立し、その起源を解明することを目的に Telescope Array (TA) 実験が提案された。AGASA の最高エネルギー宇宙線のエネルギー決定精度は約 20% と、GZK 限界を超える最高エネルギー宇宙線の存在を確定するにあたって大きな障害となっている。このため、AGASA の 4 倍の感度を持つ大気蛍光望遠鏡と、9 倍の検出面積をもつ地表検出器アレイを建設し、これらによる同時観測を行う。これによって高い角度分解能で到来方向を求め点源天体を確定し、エネルギー決定精度を 10% 以下に抑えることで最高エネルギーの存在を確実に検証し、その起源に迫る。

第2章 宇宙線

宇宙線とは宇宙空間に存在する高エネルギーの放射線の事を呼ぶ。地球に入射する宇宙線を一次宇宙線、それが地球の大気と相互作用して生成したものを二次宇宙線と呼び、宇宙線はあらゆる方向からほとんど光と同じ速さで降り注いでいる。

2.1 宇宙線のエネルギースペクトル

図 2.1 は現在までに観測されている一次宇宙線フラックスである。太陽活動の影響を受けない

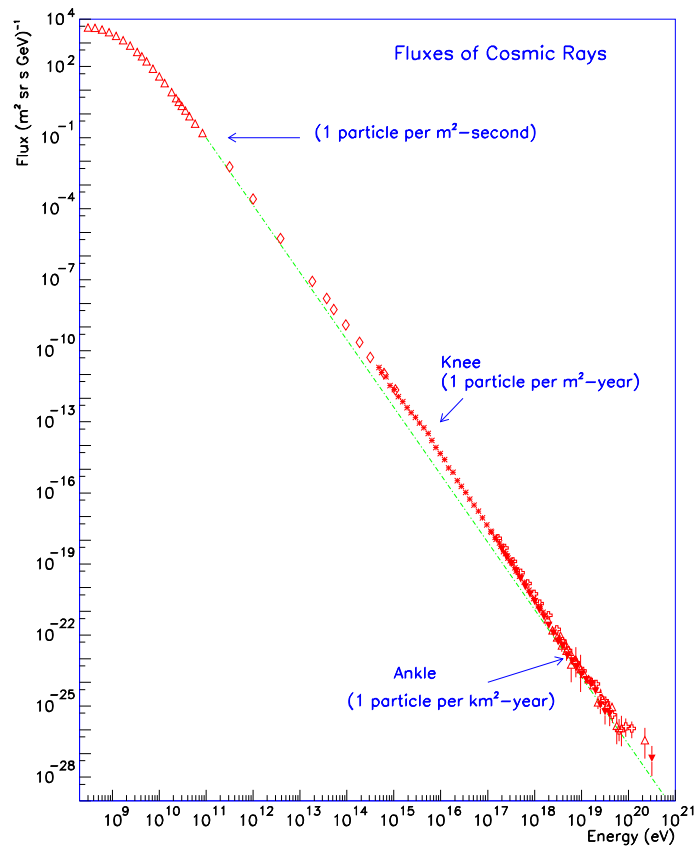


図 2.1: 一次宇宙線のフラックス

10^{10} eV を超えるエネルギー領域の宇宙線は、そのエネルギースペクトルがエネルギーの冪に従う。そのスペクトルには折れ曲がりが見られ、 10^{15} eV 付近のものは knee、 10^{19} eV 付近のものは ankle と呼ばれる。knee より低いエネルギー領域の宇宙線はフラックス $\propto E^{-2.7}$ 、knee を超えるエネル

ギー領域の宇宙線はフラックス $\propto E^{-3.0}$ 、ankle を超えるエネルギー領域ではフラックス $\propto E^{-2.7}$ となる。 10^{20} eV を超える領域の宇宙線については、その到来頻度が 100km^2 あたり年間 1 事象程度であり、観測事象数が少ないためエネルギースペクトルは決まっていない。

低エネルギーの宇宙線は直接観測がなされており、その化学組成はよく知られている。このエネルギー領域の一次宇宙線の主成分は陽子で、陽子の他には 5%程度 He の原子核、さらに Fe に至るまでの高エネルギー原子核が含まれている。 10^{15} eV 以下の宇宙線は銀河系内の天体を起源とし、銀河磁場 ($\sim 3\mu\text{G}$) によって強い影響を受ける。その理由は以下の通りである。宇宙線粒子は磁場中を以下のラーモア半径をもつらせん運動をする。

$$r_L = \frac{p}{ZeB} \quad (2.1)$$

e は素電荷、 Z は宇宙線粒子の原子番号、 p は運動量の磁場に垂直な方向の成分、 m は質量、 B は磁場の強さである。 10^{15} eV の陽子ではラーモア半径は 0.3pc となり、この値は銀河円盤の厚さより小さい。 10^{18} eV を超える最高エネルギー領域の宇宙線はラーモア半径が大きくなるため、その到来方向に異方性が現れることが期待される。

2.2 最高エネルギー宇宙線

2.2.1 GZK 限界

Greisen、Zatsepin、Kuzmin の 3 人は、宇宙背景放射 (CMBR: Cosmic Microwave Background Radiation) が発見されてまもない 1966 年に、地球で観測される最高エネルギー宇宙線スペクトラムには限界エネルギーが存在することを予言した。これを GZK 限界 [5] と呼ぶ。最高エネルギー宇宙線陽子は、宇宙空間を長距離伝播するうちに CMBR と相互作用し、



という光核反応によって π 中間子を放出しエネルギーを失う可能性がある。宇宙線が原子核の場合でも、銀河間空間を満たす赤外放射による核の光分解を受け、長い距離を伝播することはできない。図 2.2 に宇宙線の銀河間空間における減衰距離を示す。この図をみると 10^{20} eV を越える宇宙線の減衰距離は 50Mpc 以下であることが分かる。つまり地球で観測された 10^{20} eV 以上の宇宙線についてはその起源が 50Mpc 以内になければならない。しかし AGASA [8] では合計 11 例の 10^{20} eV 以上の宇宙線を観測しており、GZK 限界の存在を否定する結果を出しているが、HiRes グループ [9] では後述する大気蛍光法による観測から、GZK cut-off を示すスペクトルが求まっており (図 2.3)、GZK 限界の存否についての結論は現段階では出ていない。

2.2.2 AGASA の観測結果

AGASA (Akeno Giant Air Shower Array) は、シンチレーション検出器 111 台からなる空気シャワー観測装置で、各検出器は山梨県北杜市明野町とその近郊の約 100km^2 の範囲に設置された。1979 年から 2004 年の間稼働した。図 2.4 に AGASA が測定したエネルギースペクトルを示す。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ときに理論的に予想されるスペクトルで、 10^{20} eV 付近に見られる鋭い折れ曲がり GZK cut-off である。AGASA のデータには 10^{20} eV を超えてもスペクトルの形に変化が見られず、冪型のスペクトルが高エネルギー側へと続いている。

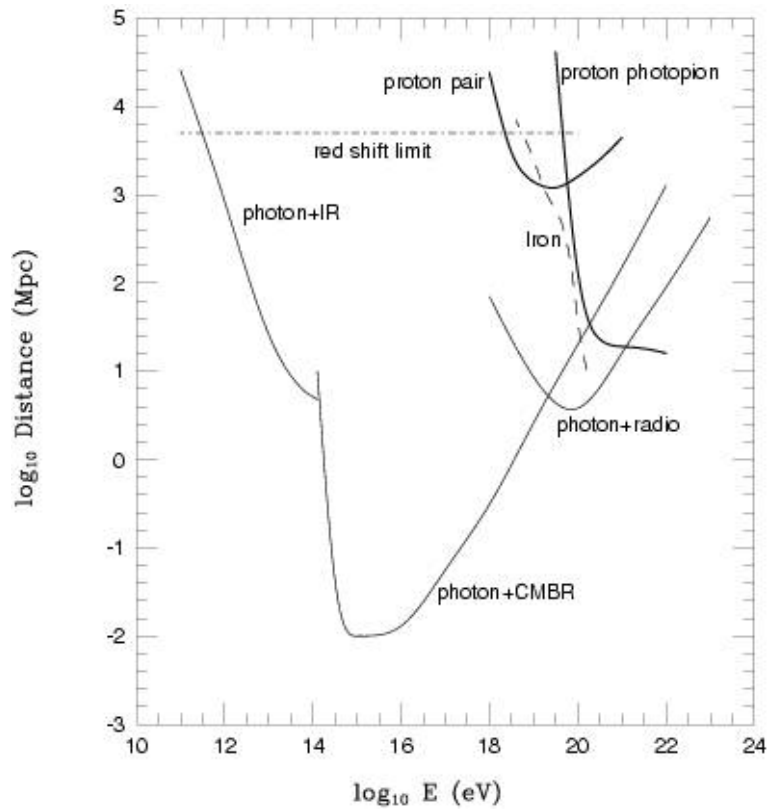


図 2.2: 銀河空間における宇宙線の減衰距離

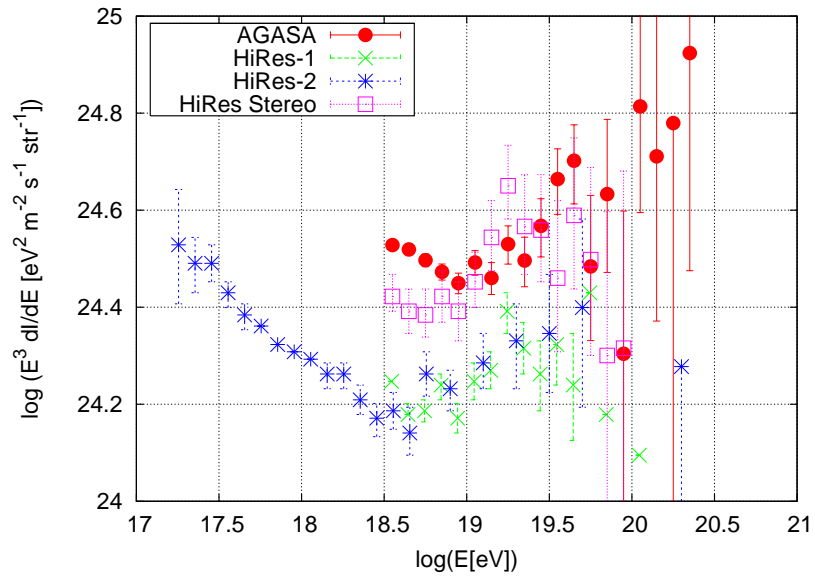


図 2.3: AGASA、HiRes の観測結果から求められた宇宙線のエネルギースペクトル

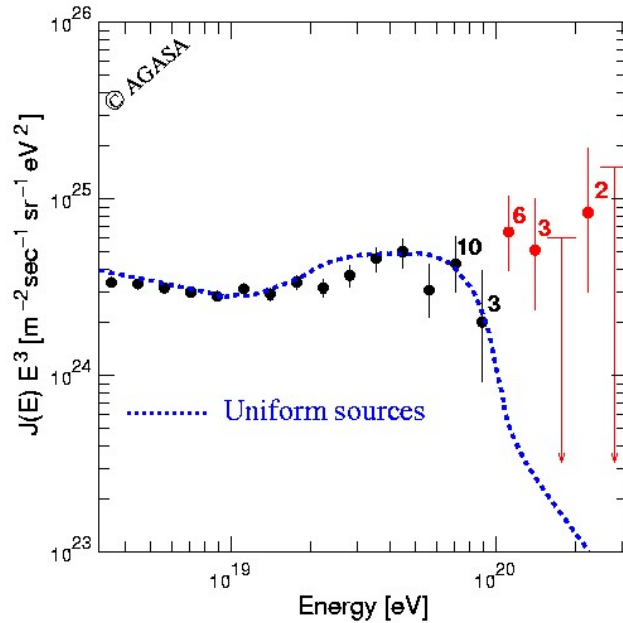


図 2.4: AGASA の観測結果から求められた宇宙線のエネルギースペクトル

AGASA の観測結果は、最高エネルギー宇宙線について 2 つの大きな問題を提起している。まず第一に、上に述べたように理論的な限界よりはるかに多くの GZK 限界を超えるエネルギーの宇宙線が観測されたことである。AGASA による super-GZK 事象の観測数は 11 事象であるのに対して、GZK cut-off による観測予想数は 2.0 事象と大きく異なっている。

第二に、これらの宇宙線が全天からほぼ等方的に到来しており、その一部がクラスターを作って、同一の点から放射されているように見えることである [10]。図 2.5 にエネルギーが $10^{19.6}$ eV 以上のエネルギーの 59 事象の到来方向分布を示す。到来方向は全体として銀河中心や銀河面、超銀河面などと相関を持たず、等方的である。しかし離角 2.5° 以内から複数の宇宙線が到来したクラスターは、2 事象 (doublet) が 5 つ、3 事象 (triplet) が 1 つ確認されている。AGASA の到来方向分解能が 1.6° であることを考慮すると、同一の点から放射されていると考えることができる。 $10^{19.6}$ eV 以上の 59 事象の任意の 2 事象のつくる離角を図 2.6(a) に示す。図の実線は到来方向が完全に等方的である場合に予想される分布である。離角 2.5° 以内の鋭いピークはクラスター事象によるもので、 5σ 以上の有意度である。以上の結果は最高エネルギー宇宙線が銀河系外の「点源」から放射されていることを強く示唆している。

2.2.3 最高エネルギー宇宙線の起源モデル

bottom-up モデル

Fermi 加速あるいはその他の機構によって、低エネルギーの宇宙線粒子をより高いエネルギーへと加速し、最高エネルギー宇宙線を放射するモデルを総称して bottom-up モデルと呼ぶ。ここでは、bottom-up モデルで考えられている候補天体での加速の可能性と観測の比較について述べる (ここでの記述は Olinto[6] によるレビューとその中に挙げられている文献を参考にした)。

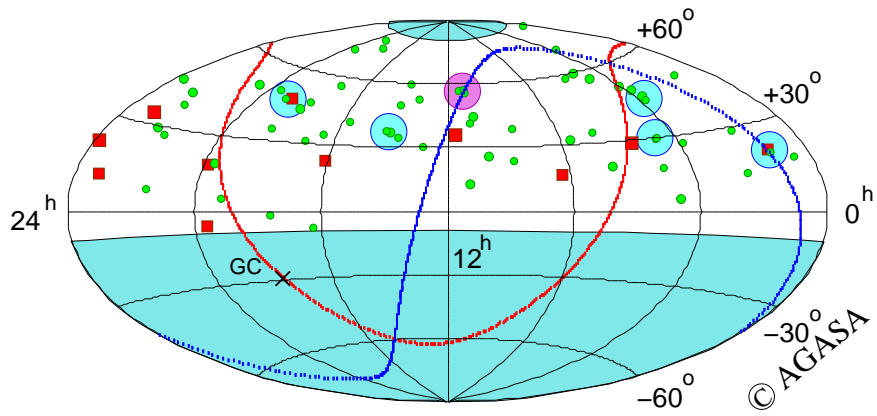


図 2.5: AGASA で観測された $10^{19.6}$ eV 以上のイベントの到来方向 (赤道座標)。円で囲ってあるのが doublet、triplet である。

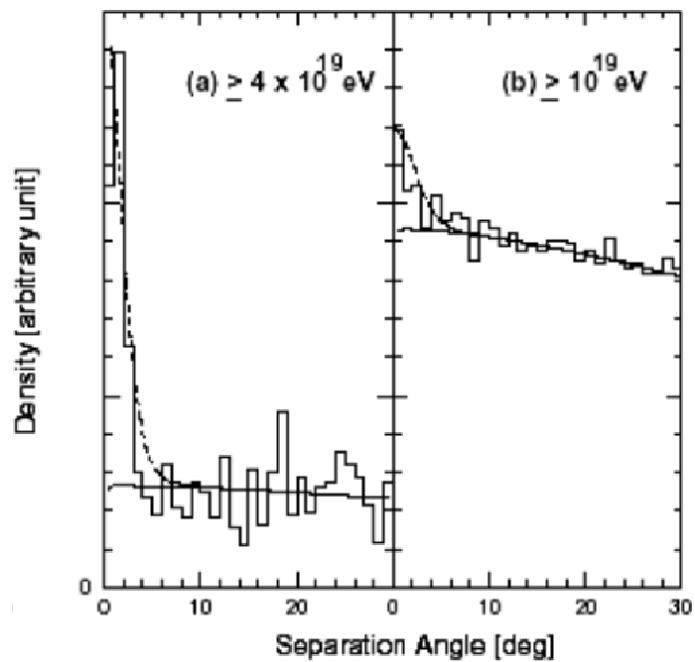


図 2.6: $10^{19.6}$ eV 以上エネルギーの 59 事象の、任意の 2 事象のなす離角

Magnetic Field Strength

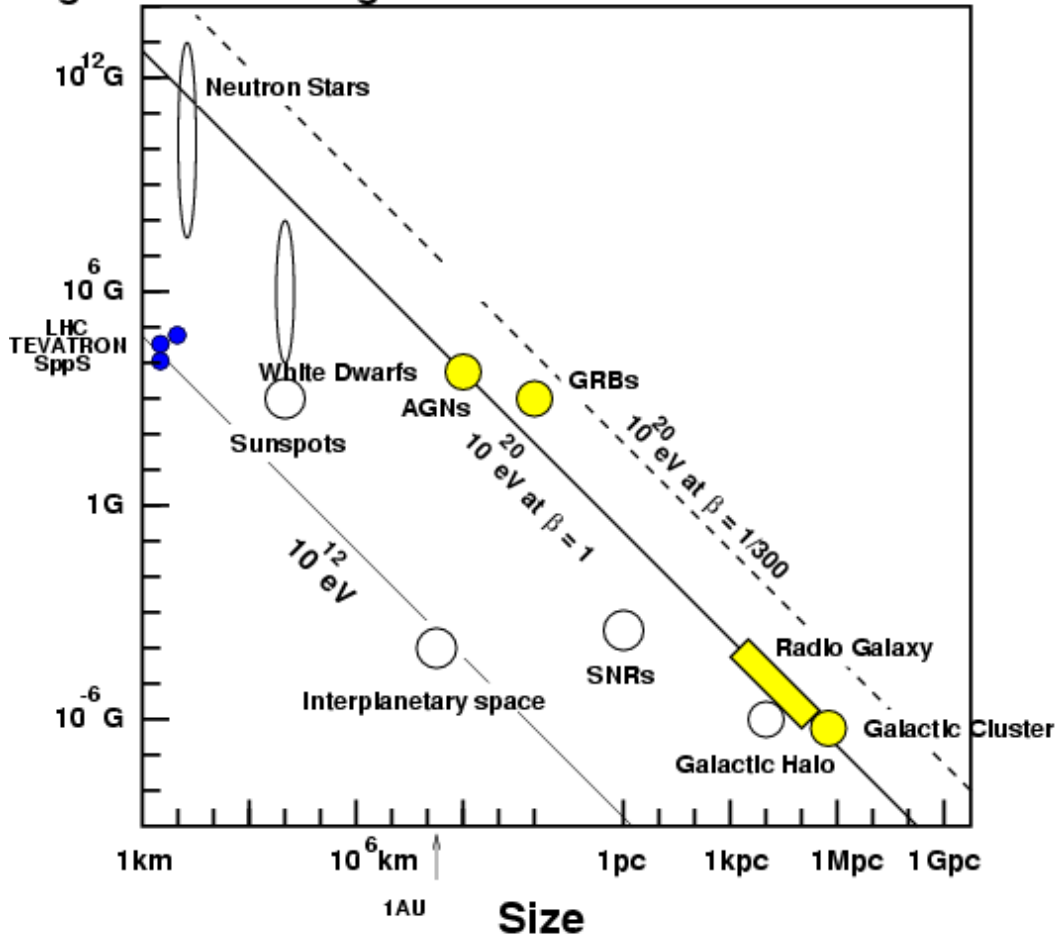


図 2.7: 宇宙線の加速源の候補天体における磁場の強さと天体の大きさの関係。候補は斜線より上の領域に存在していなければならない。

候補天体の大きさと磁場強度、最大加速エネルギーの関係を図 2.7 に示す。この図からほとんどの銀河系内天体は最高エネルギー宇宙線の加速源候補から除外されることが分かる。銀河系内の天体としては唯一、中性子星が候補である。 10^{20}eV 以上の粒子加速が可能な中性子星には 10^{12}G を超える非常に強い磁場が存在しなければならないため、陽子はその磁場中でシンクロトロン放射によりエネルギーを失い、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 10^9cm 以上離れた領域で加速された粒子は、大きなエネルギー損失を伴わずに放射されるという指摘もある。中性子星が最高エネルギー宇宙線の起源であれば、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。そのため、最高エネルギー宇宙線の組成を測定することがこのモデルを検証するうえで最も重要である。

図 2.7 のいくつかの銀河系外候補天体の中で、最も大きなサイズを持つのは銀河団である。しかし、銀河団内部の衝撃波による加速はせいぜい 10^{19}eV までであると考えられており、もし 10^{20}eV 以上に宇宙線が加速されていたとしても、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。

活動銀河中心核 (Active Galactic Nuclei: AGN) の電磁ローブと呼ばれる領域では、中心核から放射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、そこでは最高エネルギー宇宙線まで粒子の加速が可能であると考えられている。その中で特に強い電磁波が放射されている領域 (radio hot-spot) では、光子、物質ともに密度が低く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 turbulent な磁場が存在していることが電波観測から予想されている。

しかし、hot-spot を伴う電磁ローブを持つ AGN は極めてまれで、距離も遠く、しかもこのような天体の分布はこれまでに観測された最高エネルギー宇宙線の到来方向分布と合わない。仮に M87 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天体は NGC315 で、これは 100Mpc と遠すぎる。

AGN それ自身も、中心にあるブラックホールに降着する物質の質量エネルギーを加速粒子のエネルギーとして解放する最高エネルギー宇宙線源の候補天体としてあげられる。粒子加速は回転する磁場によって生じる電場によっておこる。ただし、AGN の場合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。活動的でない銀河の中心にある重いブラックホールはこのような大きなエネルギー損失の少ない、効率的な加速源となりうるというアイデアも提案されている。

top down モデル

これまでに観測された最高エネルギー宇宙線を既知の天体現象と素粒子物理、宇宙論の標準的な枠組の中で説明することは困難である。このため、AGASA の発見は多くの理論家の興味を呼び起こし、素粒子物理の標準的な理論を超えた新しい物理や、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。以下にそのいくつかの例を挙げる。GZK 限界を超える最高エネルギー宇宙線の存在が確立されれば、標準的な素粒子と天体の理論を超えるこれらの新たな物理への第一歩となる可能性がある。

- ピックバンの初期、すなわちインフレーションの最後、またはその後に生成された宇宙紐などの位相欠陥 (Topological Defects: TD)、または超重粒子 (Super Heavy Relic Particles: SHR) が銀河近傍で崩壊して最高エネルギー宇宙線を発生しているとするモデルがある。TD はお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。生成されるハドロンのうち数パーセントだけが核子となる。GZK 機構を考慮すると、このシナリオでは、GZK cut-off 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ている。SHR も崩壊によってハドロンジェットを作るが、SHR は cold dark matter として銀河ハロー内にも存在すると考えられるため、GZK 機構の影響を受けず、粒子種がエネルギーとともに変化することはないと予想されている。
- 超高エネルギーのニュートリノが、重力によって銀河近傍に集積している宇宙背景ニュートリノと相互作用して Z^0 粒子を作り、その崩壊生成物が最高エネルギー宇宙線として観測されるとするモデル。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半径の大きなクラスターを作るので、到来方向分布は等方的になる。
- 超高エネルギーでは特殊相対論に破れがあり、GZK 機構で考慮されている Δ^+ の共鳴反応が起こらないとするモデルがある。ローレンツ因子 γ が 10^{11} を超えるような超高エネルギー領域では、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。

2.3 空気シャワー現象

最高エネルギー宇宙線の到来頻度は極めて少なく、気球などの飛翔体を用いた直接観測が困難である。そこで一次宇宙線の生成する空気シャワーを観測する方法が効率的である。宇宙線は大気に入射すると大気中の原子核と相互作用し二次粒子を生成し、さらにそれらの粒子も粒子生成をする。この過程を繰り返し多数の二次粒子群が地上に到来する現象を空気シャワー現象と呼ぶ。

高エネルギーのガンマ線の場合は、電子対生成により電子と陽電子がつけられる。生成された電子、陽電子は制動放射によりガンマ線を放射する。エネルギー E をもつ電子の制動放射の断面積 σ_{brems} は次の Bethe-Heitler の式で表される。

$$\sigma_{\text{brems}}(E, v)dv = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} \frac{dv}{v} \left[\left(1 + (1-v)^2 - \frac{2}{3}(1-v) \right) \ln(184Z^{-\frac{1}{3}}) + \frac{1}{9}(1-v) \right] \quad (2.3)$$

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。よって制動放射による単位厚さあたりのエネルギー損失 $(dE/dX)_{\text{brems}}$ は以下のように表せる。

$$\left(\frac{dE}{dX} \right)_{\text{brems}} \simeq -\frac{E}{X_0} \quad (2.4)$$

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

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4Z^2 r_e^2 N}{137 A} \ln(187Z^{-\frac{1}{3}}) \quad (2.5)$$

ここで N はアボガドロ数、 A はターゲットとなる原子核の質量数である。 X_0 は大気ではおよそ 38 g/cm^2 となる。

一方電子対生成の断面積 σ_{pair} は次式で表される。

$$\sigma_{\text{pair}}(hv, u)du = \frac{4Z^2 r_e^2}{137} du \left[\left(u^2 + (1-v)^2 - \frac{2}{3}(1-v) \right) \ln(184Z^{-\frac{1}{3}}) + \frac{1}{9}(1-u) \right] \quad (2.6)$$

ここで $u = E/hv$ 、 E は生成される電子のエネルギーを表す。断面積から電子対生成の interaction length が求められ、結果として、

$$\left(\frac{dE}{dX} \right)_{\text{pair}} = -\frac{7}{9} \frac{E}{X_0} \quad (2.7)$$

となる。従って、電子対生成と制動放射の interaction length は同程度となることが分かる。この2つの過程を繰り返し、多数の電子、陽電子およびガンマ線が生成される現象を電磁カスケードと呼ぶ。粒子数が増大し1粒子あたりのエネルギーが低くなると大気中の電離損失が優勢となり、電子成分は大気に吸収され粒子総数が減少する。空気中ではこの臨界エネルギーの値は 74 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中の原子核と相互作用すると、 π 中間子、 K 中間子などハドロンの多重発生が起こる。生成された二次粒子の一部はさらに大気中の原子核と相互作用を繰り返し、結果として多数の中間子が生成される。このような過程を核カスケードと呼ぶ。このとき二次粒子の大部分は結果的に π 中間子となる。このうち π^0 は短い寿命で2個のガンマ線へ崩壊し、電磁カスケードを形成する。 π^\pm は $\tau = 2.60 \times 10^{-8} \text{ sec}$ で、

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \quad (2.8)$$

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

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (2.9)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (2.10)$$

のように崩壊する。以上のように陽子、原子核などのハドロンの作る空気シャワーでは電磁カスケードと核カスケードを繰り返し、多数の粒子が生成される。図 2.8 はこの様子を模式的に表したものである。

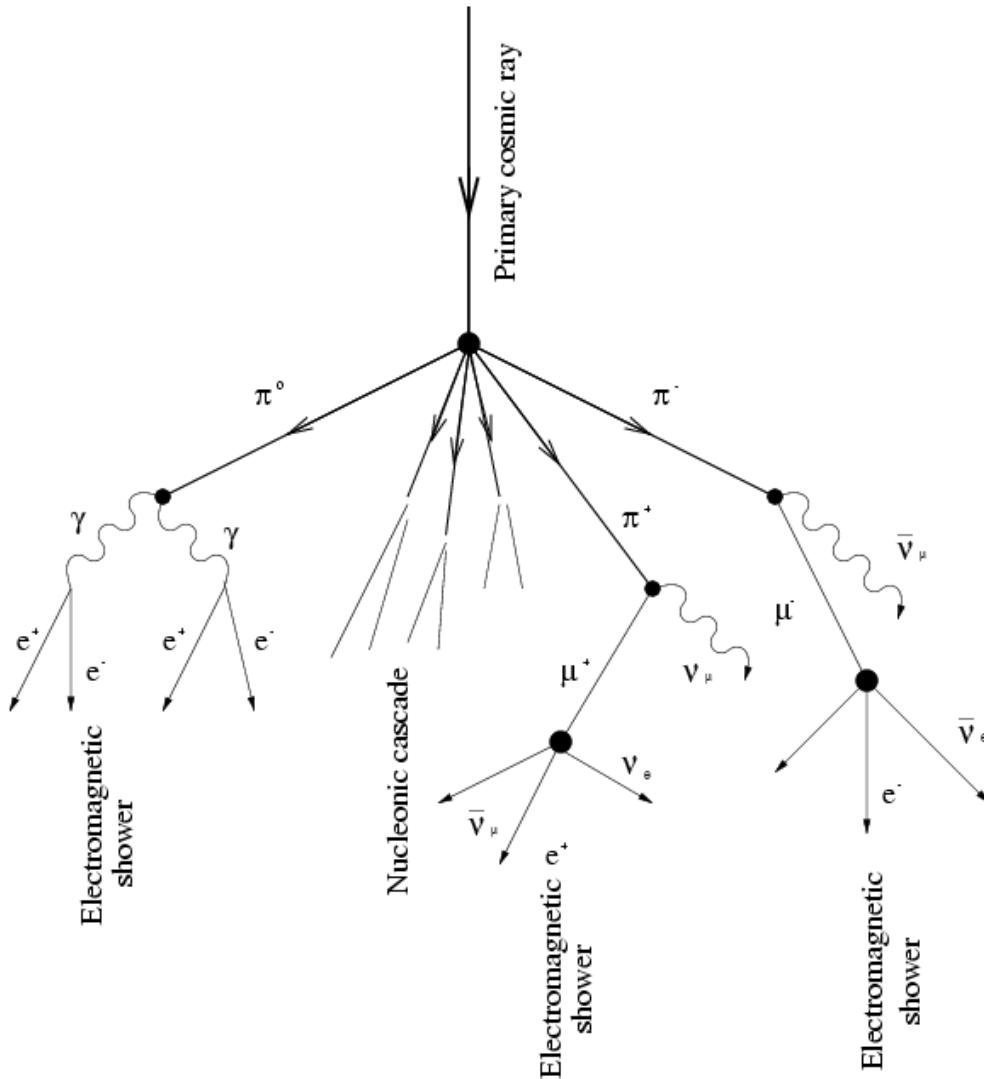


図 2.8: 空気シャワー現象の模式図

2.3.1 空気シャワーの縦方向発達

空気シャワー中に含まれる総粒子数が増大するにしたがって個々の粒子の持つエネルギーは減少し、臨界エネルギー E_c (空気中では $E_c = 74 \text{ MeV}$) に近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、空気シャワー中の総粒子数はある段階で減少に転じる。このような空気シャワーが通過した物質質量に対する粒子数の変化は縦方向発達 (longitudinal development) と呼ばれる。

エネルギーが E_0 の一個の光子が大気に入射したときに生じる空気シャワーの縦方向発達について、次の近似式が用いられる。

$$N_e(t) \sim \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp\left[t\left(1 - \frac{3}{2} \ln s\right)\right] \quad (2.11)$$

$$y = \ln\left(\frac{E_0}{E_c}\right) \quad (2.12)$$

$$s = \frac{3t}{t + 2y} \quad (2.13)$$

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の厚さである。 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値が増加し、全電子数 N_e が最大になる発達段階で $s = 1$ となる。

宇宙線陽子が生起する空気シャワーについては、Gaisser と Hillas の提案に基づく以下の式が用いられている。

$$N_e(X, X - X_1) = S_0 \frac{E}{\epsilon} \exp\left[\frac{X_{\max}}{\lambda} - 1\right] \left(\frac{X - X_1}{X_{\max} - \lambda}\right)^{\frac{X_{\max}}{\lambda} - 1} \exp\left[-\frac{X - X_1}{\lambda}\right] \quad (2.14)$$

$$S_0 = 0.0451 + 0.0217 \ln\left(\frac{E}{100 \text{ TeV}}\right) \quad (2.15)$$

ここで、 ϵ は空気に対する臨界エネルギーで 74 MeV 、 X_{\max} はシャワー最大発達大気深さ [g/cm^2]、 X_1 は一次宇宙線の最初の相互作用点の深さ [g/cm^2]、 λ は縦方向発達の attenuation length で 70 g/cm^2 である。同一の一次エネルギーを持つ場合、一次宇宙線粒子種の違いは X_1 、 X_{\max} に現れる。陽子、鉄原子核による空気シャワーの縦方向発達をシミュレーションにより求めたものを図 2.9 に示す。陽子と鉄の縦方向発達の様子を比べると、核子あたりのエネルギーが小さいため、鉄の方が早い段階で最大発達を迎えている。

2.3.2 空気シャワーの横方向分布

一方、シャワー軸に垂直な方向の粒子数分布を空気シャワーの横方向分布 (lateral distribution) と呼ぶ。電磁カスケードの横方向分布 $\rho(r)$ は、解析的な計算により得られ、それを近似して得られたのが Nishimura-Kamata-Greisen(NKG) 関数で

$$f(r, s) = C(s) \left(\frac{r}{r_{\text{mol}}}\right)^{s-2} \left(\frac{r}{r_{\text{mol}}} + 1\right)^{s-4.5} \quad (2.16)$$

を用いて、

$$\rho(r, s) = \frac{N_e f(r, s)}{r_{\text{mol}}^2} \quad (2.17)$$

と表すことができる。 r はシャワー中心からの距離、 r_{mol} はモリエールユニット (電子が 1 輻射長進む間に進行方向からずれる距離)、 $C(s)$ は規格化定数、 N_e は全電子数、 s はエイジパラメータである。一次宇宙線原子核による空気シャワーの横方向分布についても NKG 関数と似た形の式で表されることがシミュレーション計算から明らかになっているが、観測と比較する際には、各観測グループごとに詳細なシミュレーション計算を行っているか、実験式を用いる。

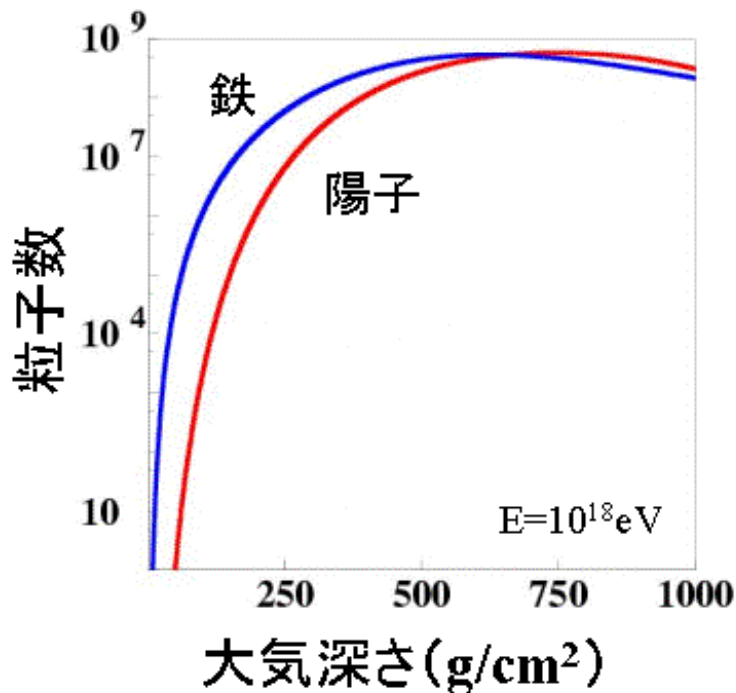


図 2.9: 空気シャワーの縦方向発達曲線

2.4 空気シャワーの観測方法

以上のような一次宇宙線が生成する空気シャワーの観測方法として、代表的なものを以下に述べる。

2.4.1 地表検出器による観測

大気に入射した宇宙線により生成される空気シャワー粒子を、地表に多数の粒子検出器を配置し、検出する装置を空気シャワーアレイと呼ぶ(図 2.10)。粒子検出器としては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が一般的に用いられており、この場合、検出される粒子は電子成分とミュオン成分である。特にミュオン成分を選択的に検出するために、シールドされたシンチレータや比例計数管からなるミュオン検出器を別に設置したり、シャワー軸に近いハドロン成分を観測するための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では各検出器における粒子の到来時間の差から空気シャワーの到来方向を決める。また一方で、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し、一次宇宙線のエネルギーを決定する。

2.4.2 大気蛍光法による観測

高エネルギーの荷電粒子が大気中を通過すると励起された大気が蛍光を発する。例えば 80 MeV の電子が 1 気圧の大気中を 1m 通過したときの発光光子数はおよそ 5 個である。大気蛍光量は空気

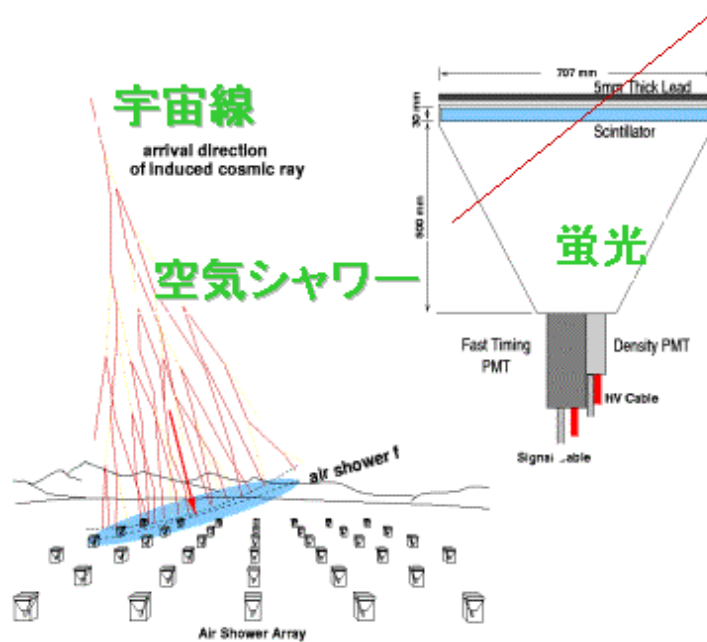


図 2.10: 空気シャワーアレイによる観測の概念

シャワーの最大発達付近ではおよそ 100W の電球に相当する光量であるが、遠方の空気シャワーを観測するためには、光学望遠鏡で集光し、高感度で高速の光センサーをカメラとして用いて大気蛍光を撮像する必要がある。

空気シンチレーション光の測定による一次宇宙線の解析は大きく分けて、

- 空気シャワー軸の再構成
- 空気シャワーの縦方向発達の再構成

の二段階を経て行われる。離れた 2 台の望遠鏡でシャワーをステレオ観測すると、それぞれの望遠鏡が決めたシャワー平面の交差した線が宇宙線の到来方向となる (図 2.11)。

宇宙線は一次宇宙線の粒子が異なると、大気中で異なったシャワー発達をする。シンチレーション光を観測し、シャワーの縦方向発達の様子すなわち $N_e(X)$ がわかると、例えば X_{\max} から一次粒子の判別が可能である。このことは空気シャワーアレイによる観測と比べて、縦方向発達の様子が分かるという点で大気蛍光法が優れている。

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。よって、観測されたシャワー発達関数 $N_e(X)$ から以下の式 (2.18) により一次宇宙線のエネルギー E が求まる。

$$E = \frac{\epsilon_0}{X_{\text{rad}}} \int N_e(X) dX \quad (2.18)$$

すなわち大気は、空気シャワーのエネルギーの吸収体であり、かつシンチレーターであることができる。従って、大気蛍光望遠鏡装置は巨大な全吸収型カロリーメーターとして作用することになる。このように大気蛍光法による観測では、地表検出器に比べると得られる情報量が多く、モンテカルロ計算にほとんど依存することなく一次宇宙線のエネルギーを決定できるというメリット

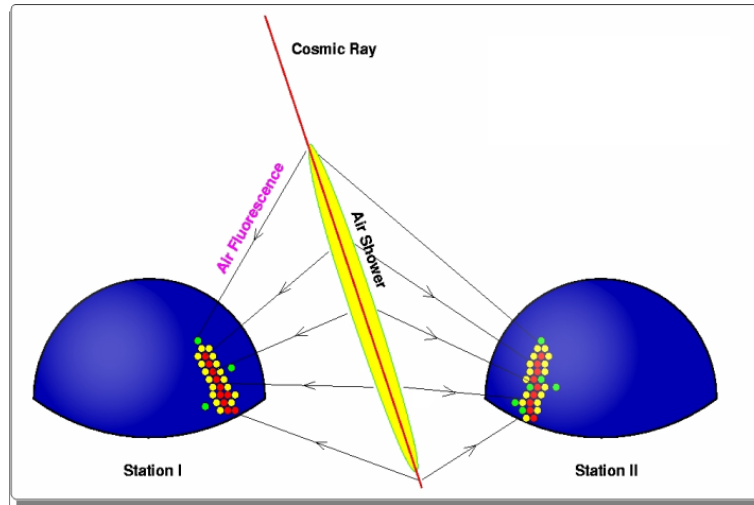


図 2.11: 空気シンチレーション光観測の概念

がある。ただしこの方法でエネルギーを測定するには、大気中での発光効率、大気中での紫外線光の散乱・吸収、鏡の反射率、フィルターの吸収率、光電子増倍管の量子効率などを全て積み上げて行く必要があり、系統誤差を正しく管理するのは容易ではない。

2.4.3 発光過程と光の散乱、吸収

以下本節では大気蛍光法観測で重要ないくつかの発光過程と、空気中での光の散乱・吸収についてくわしく述べる。

空気シンチレーション光

高エネルギーの荷電粒子が気体中を通過すると、気体分子は発光する。シンチレーション光とは荷電粒子や X 線などが物質中を通過する際に、物質中の電子を励起してエネルギーを失い、その一部が光として放出されるものである。原因となる外部の場がなくなった後に光の強度が比較的早く (10^{-3} s 以下程度) 減衰するものを蛍光といい、そうでないものをリン光という。荷電粒子の通過によって発せられる蛍光を特にシンチレーション光と呼ぶ。シンチレーション光は荷電粒子や X 線などが物質中を通過する際に、物質中の電子を励起してエネルギーを失い、その一部が光として放出されるものである。ここでは、実際に観測を行う波長領域 300 ~ 400 nm での空気の発光過程について述べる。

空気の蛍光 (シンチレーション光) の発光機構は、近紫外線領域では主に 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)

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

表 2.1: Bunner が求めた N_2 の衝突による消光がないとしたときの、発光効率 E_0 の波長領域 300 ~ 400 nm での値

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発することなく失活する過程である。放射遷移過程は、励起された電子状態が光子を放出することにより、より安定な状態に遷移する過程である。スピン多重度が変わらない遷移による発光がリン光、多重度が変わる遷移による発光が蛍光である。以上の二つの遷移過程が分子内での失活過程である。分子間エネルギー移動は、分子同士の衝突により励起状態が移動もしくは転換されて失活する過程である。実際の失活過程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過程の総和である。Bunner がまとめた発光率を表 2.1 に示す [11]。

分子同士の衝突による消光には O_2 分子が非常によい消光物質として働く。また、実際には空気は 1% 弱の Ar を含んでいる。純粋な N_2 気体に Ar を加えると、 N_2 の発光効率が增加することが知られている。

チェレンコフ光

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

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

$$\theta = \sin^{-1}\left(\frac{c}{nv}\right) \quad (2.19)$$

である。1 気圧の大気において $n \sim 1.00029$ であるので、このときの放射角 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 の光子の数は

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{c^2}{n^2 v^2}\right) = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \sin^2 \theta \quad (2.20)$$

となる。ここで、 $\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c = 1/137$ は微細構造定数であり、 z は媒質の原子番号である。

実際の空気シャワーでは、シャワー中の荷電粒子の角度分布のためにチェレンコフ光の放射角分布は広がりをもつ。さらに検出されるチェレンコフ光は大気中で散乱されるため、シャワー軸から約 20° 以下の領域では観測される大気蛍光量に対して、混入するチェレンコフ光の光量を無視できない。

夜天光

夜空における光全体を夜天光といい、主として次の 3 種類の光源による光である。

1. 大気光：地球上層大気の子、原子の発する光
2. 黄道光：太陽系内の微塵が太陽光を散乱した光
3. 星野光：星や星雲の集積光

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

夜天光は波長 557.7nm に酸素原子による強いピークを持っており、連続スペクトル成分は長波長側で増加傾向にある (図 2.12)。一方で空気シンチレーション光は主に波長 300 ~ 400 nm の光からなるため、式 (2.4.3) により大気による光の吸収が短波長側で大きく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、空気シャワーからのシンチレーション光を効率良く観測できる。

Rayleigh 散乱と Mie 散乱

Rayleigh 散乱は大気分子による散乱で、散乱確率は

$$\frac{\text{散乱波強度}}{\text{入射波強度}} = \frac{8\pi^4 N \alpha (1 + \cos^2 \theta)}{\lambda^4 r^2} \quad (2.21)$$

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

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

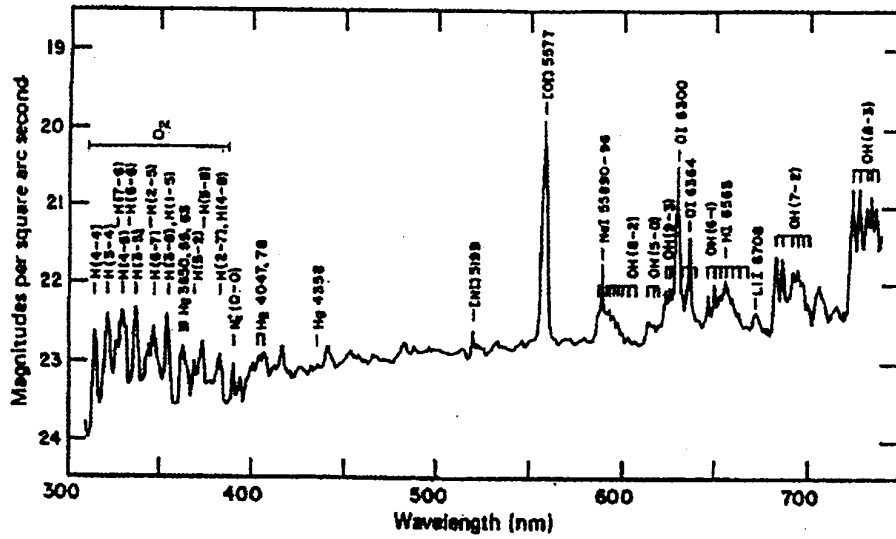


図 2.12: 典型的な夜光の波長スペクトル

Rayleigh 散乱による大気の透過率 t_{Ray} は近似的に以下の式で表される。

$$t_{\text{Ray}} = \exp\left(\frac{-X_{\text{trans}}}{X_{\text{Ray}}}\left(\frac{400}{\lambda}\right)^4\right) \quad (2.22)$$

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

Mie 散乱による大気の透過率 t_{Mie} は近似的に以下の式で与えられる。

$$\begin{aligned} hv_{\text{eff}} &= hv - (h_{\text{det}} - h_{\text{hill}}) \\ hd_{\text{eff}} &= hd - (h_{\text{det}} - h_{\text{hill}}) \\ t &= \left(e^{-\frac{hv_{\text{eff}}}{h_m}} - e^{-\frac{hd_{\text{eff}}}{h_m}}\right) \frac{h_m}{l_m \cdot \cos \theta} \left(1 - \frac{h_m \cdot \tan \theta}{R}\right) \\ &\quad - \frac{h_m \cdot \tan \theta}{R \cdot l_m \cdot \cos \theta} \left(hv_{\text{eff}} \cdot e^{-\frac{hv_{\text{eff}}}{h_m}} - hd_{\text{eff}} \cdot e^{-\frac{hd_{\text{eff}}}{h_m}}\right) \\ t_{\text{Mie}} &= e^t \end{aligned} \quad (2.23)$$

h_m はエアロゾル分布のスケール高、 l_m は Mie 散乱の平均自由行程、 R は地球半径 (m) である。その他の変数については図 2.13 に示す。

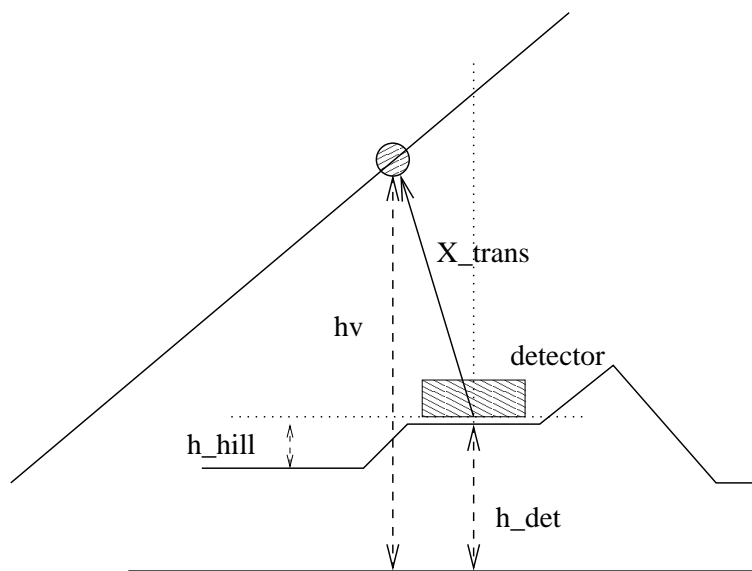


図 2.13: 各変数の説明

第3章 Telescope Array 実験

10^{20} eV を超す最高エネルギー宇宙線の到来頻度は極めて低く、 100km^2 の範囲内に年に 1 度到来する程度である。AGASA は 111 台のシンチレーション検出器を 100km^2 の地表に配置し、降り注ぐ空気シャワーを観測した。これにより当時のレベルから検出感度を 5 倍引き上げることに成功し、大きな成果を導いた。この成果を受けて、AGASA の約 9 倍の感度をもつ地表検出器アレイと、約 4 倍の感度をもつ大気蛍光望遠鏡を設置し、これらのハイブリッド観測により検出事象を増やし、エネルギースペクトルの測定信頼度を向上させ、最高エネルギー宇宙線の起源解明に迫るのが Telescope Array 実験 (TA 実験) である。

3.1 TA 実験の目的

宇宙線望遠鏡は AGASA の観測した最高エネルギー宇宙線の起源解明に迫る次世代の宇宙線観測装置である。この実験の目的としては次のものが挙げられる。

- 地表検出器と大気蛍光望遠鏡を併せて検出感度を AGASA の約 12 倍にし、最高エネルギー領域での観測事象数を増やす。
- 宇宙線の粒子種を同定し、その起源を解明する。
- エネルギー決定精度を 10% 以下に向上させ、エネルギースペクトルを確定する。
- 角度分解能を AGASA の数倍に向上し、 $0.6^\circ \sim 1^\circ$ の角度分解能での点源天体の探索を可能にする。

3.2 観測装置

大気蛍光望遠鏡には高い晴天率、透明度の高い空気と暗い夜空が必要である。また、地表検出器には広大かつ平坦な敷地が必要である。これらの理由から、TA 実験は米国ユタ州ミラード郡の西部砂漠地帯 (平均標高 1400 m) にて観測を行う。2007 年のハイブリッド定常観測に向けて、現在も建設が進められている。地表アレイは 576 台のプラスチックシンチレーション検出器が並べられ、検出面積は約 800km^2 になる。望遠鏡ステーションは約 40 km 間隔でアレイ周辺の丘陵 3ヶ所に設置され、地表検出器アレイの領域に落ちた宇宙線を観測する。装置の配置図を図 3.1 に示す。3 つの大気蛍光望遠鏡ステーションは上から時計回りに Black Rock Mesa、Long Ridge、Drum Mountain サイトであり、2007 年度の定常観測に向け建設が進んでいる。

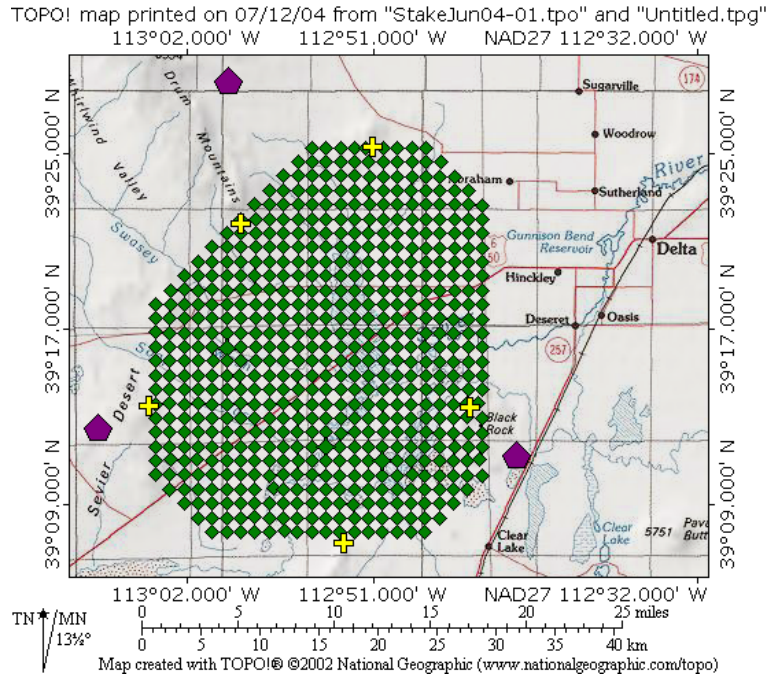


図 3.1: TA 実験における装置の配置図。中心に碁盤状に地表検出器が配置され、それを囲むように 3 台の大気蛍光望遠鏡ステーションが設置される。

3.2.1 大気蛍光望遠鏡

大気蛍光望遠鏡 (Fluorescence Detector、FD) は口径 3m の球面反射鏡からなる反射式望遠鏡である。鏡正面の焦点面には大気蛍光を撮像する PMT カメラが取り付けられ、空気シャワーからの大気蛍光を撮像する。FD1 台の視野は方位角 18° 、仰角 15.5° である。FD は上下 2 段に重ねたものが 6 台 FD ステーション内に設置され、それぞれ 12 台の望遠鏡が各ステーションで方位角 108° を観測する。観測を行わないときはステーションのシャッターが閉まり、望遠鏡を保護するようになっている。

以下、FD の各コンポーネントについて述べる。



図 3.2: FD ステーション (Black Rock Mesa サイト) の外観



図 3.3: FD ステーション (Long Ridge サイト) の外観

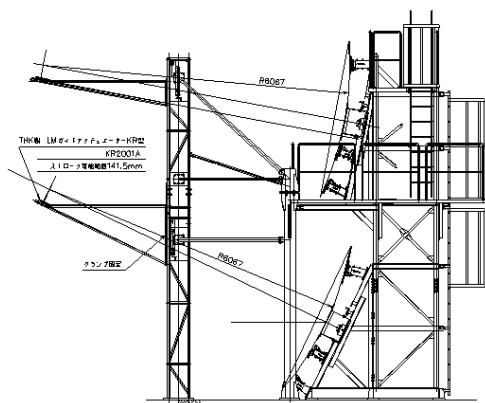


図 3.4: FD のデザイン

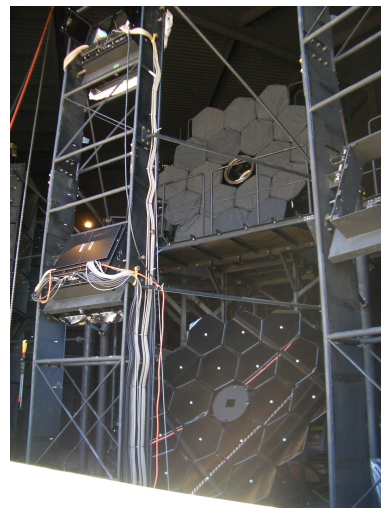


図 3.5: Black Rock Mesa サイト内の FD

光学系

大気蛍光を集光する球面反射鏡は曲率半径 6067mm、対辺間が 660mm の六角形セグメントミラー 18 枚により構成される。また合成球面鏡の中心にはセグメントミラーは設置されておらず、光学角度制御系と PMT 較正用の Xe-flasher が取り付けられる。ステーションにはこの望遠鏡が 2 段重ねにしたもの 6 台、計 12 台を装備するため、1 つの FD ステーションで方位角 108° 、仰角 $3^\circ \sim 34^\circ$ をカバーする。また焦点面の PMT カメラで結ぶスポットサイズはほとんどの視野で半値幅にして 30mm 程度であり、PMT の大きさ (対辺間 60 mm) に比べ小さくなっている。

PMT カメラ

球面鏡により集光された大気蛍光は、 16×16 に並べられた 256 本の PMT からなるカメラにより撮像される。PMT は浜松ホトニクス社の R9508 を用い、1 本で約 $1^\circ \times 1^\circ$ の視野をもちこれが撮像の分解能となる。周りの埃や砂から PMT とエレクトロニクスを保護するため、密閉されたカメラボックス中に取り付けられる (図 3.6)。PMT 後部に取り付けられたプリアンプにより増幅された信号は、ボックス背面にあるパッチパネルを経由してデータ取得系に送られる。また夜天光の効率的な除去のため PMT 前面には 300 nm~400 nm の紫外光を選択的に透過する光学フィルター (SCHOTT BG3) が取り付けられている。BG3 の分光透過率のカタログ値を図 3.10 に示す。カメラ前面には窓として 300 nm 以上の紫外光に対して 90% 以上透過するパラグラスが採用されている。



図 3.6: カメラボックス。PMT が固定される

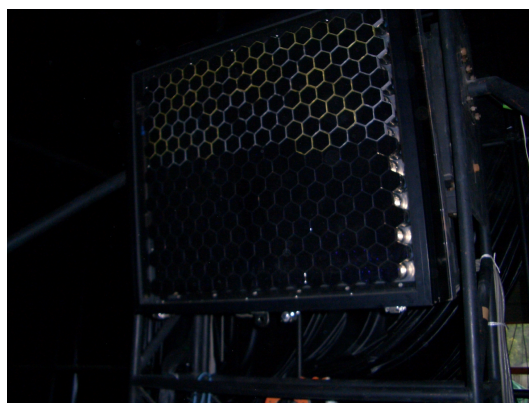


図 3.7: PMT カメラ

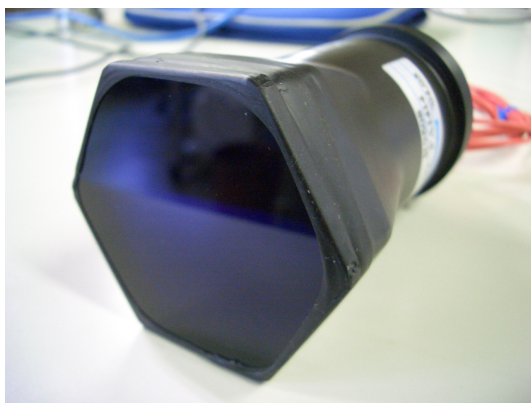


図 3.8: BG3 を取り付けけた PMT

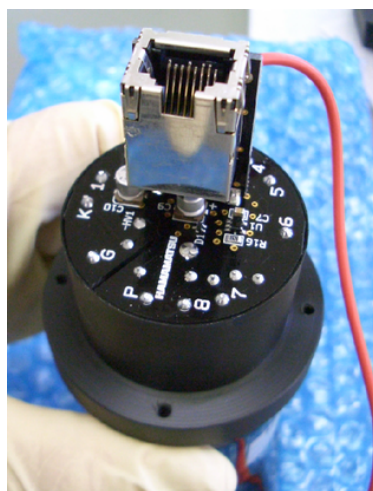


図 3.9: プリアンプ

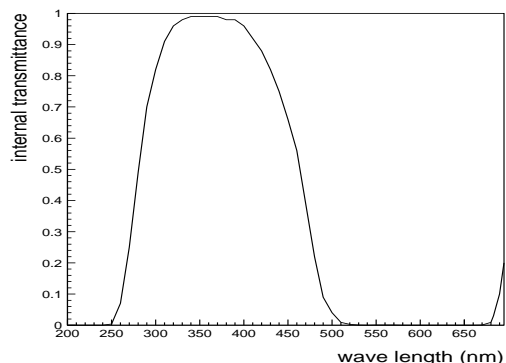


図 3.10: SCHOTT BG3 の分光透過率 (厚さ 1 mm の場合)

データ取得系

FD ステーション内のデータ取得系の概念図を図 3.11 に示す。PMT の出力波形はプリアンプにより増幅され、カメラボックス内のパッチパネルを經由して SDF (Signal Digitizer and Finder module) に送られ記録される。空気シャワーイベントのトリガーシステムには SDF、TF (Track Finder module [13])、CTD (Central Trigger Distributor module [13]) を用いる。以下各コンポーネントについて述べる。

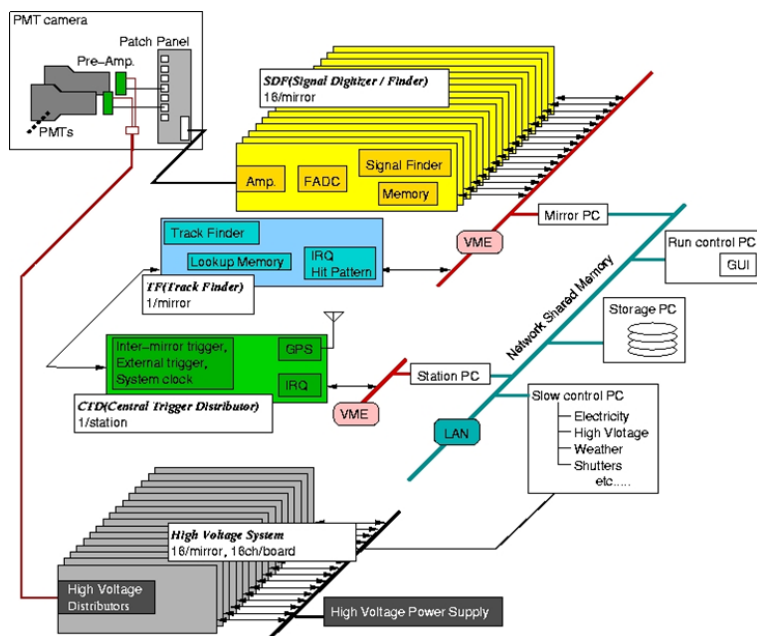


図 3.11: データ取得系の概念図

SDF : カメラ内の各 PMT の出力波形を 12 bit、40 MHz サンプリングの FADC によりデジタル化する。信号の S/N 比を計算し大気蛍光波形の認識を行う「ファーストレベルトリガーモ

ジュール」としてはたらき、この情報を TF に送る。



図 3.12: SDF ボード

TF : 各カメラごとに大気蛍光トラック判定を行う「セカンドレベルトリガーマジュール」としてはたらき、この情報を CTD に送る。

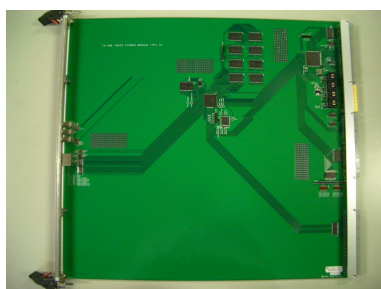


図 3.13: TF ボード

CTD : 同ステーション内の TF からセカンドレベルトリガを集め、データ取得の最終判断を行う。カメラ間にまたがるトラックの判定、全エレクトロニクス共通のクロックの供給、初期化信号の送出などのはたらきを担う。また GPS により絶対時間の記録を行う。

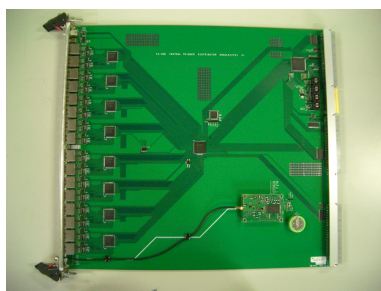


図 3.14: CTD ボード

3.2.2 FDのキャリブレーション

大気蛍光法における空気シャワー観測での一次宇宙線エネルギー推定では、FDの感度較正、大気状態モニターが重要となる。TA実験では以下の較正を行う。

PMTの較正

CRAYS：絶対一様光源 (Calibration using RAYleigh Scattering, CRAYS) を用いて基準 PMT の較正を行う。N₂ レーザー (337.1 nm) の Rayleigh 散乱光を光源として用いる。レーザーの出力と Rayleigh 散乱断面積から PMT 入射光子数を計算し、基準 PMT の QE×CE (量子効率、収集効率) を求めることができる。基準 PMT は1カメラに3本取り付けられる。

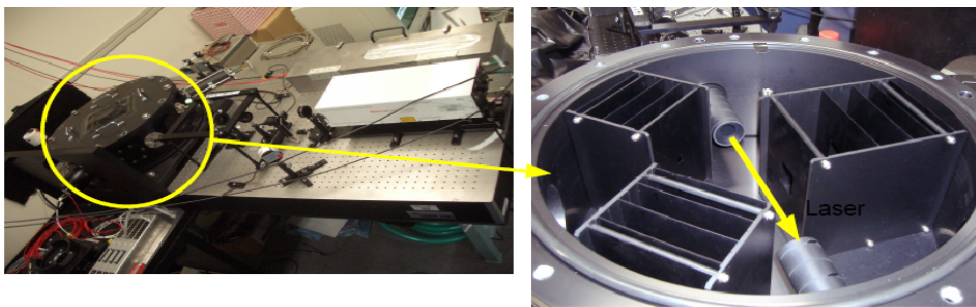


図 3.15: CRAYS

YAP：基準 PMT の中心に取り付けられ、観測中の絶対光量モニターに用いる。光源には YAlO₃:Ce + ²⁴¹Am α 線源にシンチレータを取り付けたものを用いる。ピーク波長は 370 nm、光電子数は約 1000 個である。

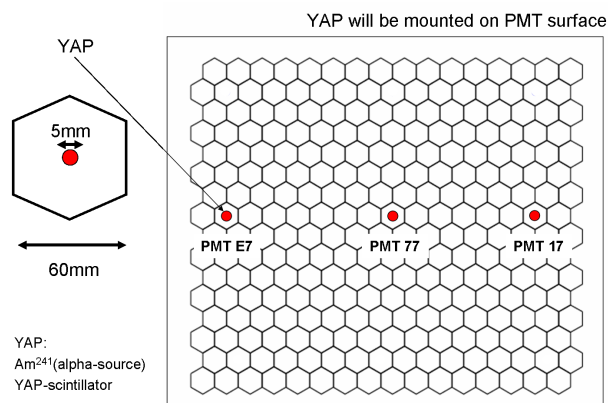


図 3.16: YAP パルサーの装着される標準 PMT

Xe-flasher : FD の合成鏡中心部に取り付けられ、PMT のゲイン調整およびモニターを行う。
Xenon 光源を用いてカメラ面全体を照射し、PMT 印加電圧を調整して基準 PMT と他の PMT の出力を等しくする。この調整により PMT 管面上での $QE \times CE \times PMT \text{ Gain}$ の積分値がカメラ内の PMT で揃う。



図 3.17: Xe-flasher の照射イメージ

XY-scanner : UVLED 光源をカメラ面上で走査させ、カメラの出力 2 次元不均一性を測定する。この測定により $QE \times CE \times PMT \text{ Gain}$ の場所依存性が求まる。XY-scanner については第 4 章で詳しく述べる。

大気状態のモニター

LIDAR : 大気蛍光は、発生点から FD に至る光路で大気中の微粒子によって散乱損失を受ける。このため、各 FD ステーションに YAG レーザー (355 nm) を設置し、大気中に紫外パルスを射出してその最後方の散乱光強度を記録し、大気透明度を測定する LIDAR (LIght Detection And Ranging) 法を用いる。



図 3.18: LIDAR ドーム

CLF : Central Laser Facility (CLF) は地表アレイの中心に設置され、大気透明度の測定に用いられる。YAG レーザー (355 nm) を垂直上方に射出し、上空での側方散乱光を標準光源として3ヶ所のFDステーションで観測する (図 3.19)。

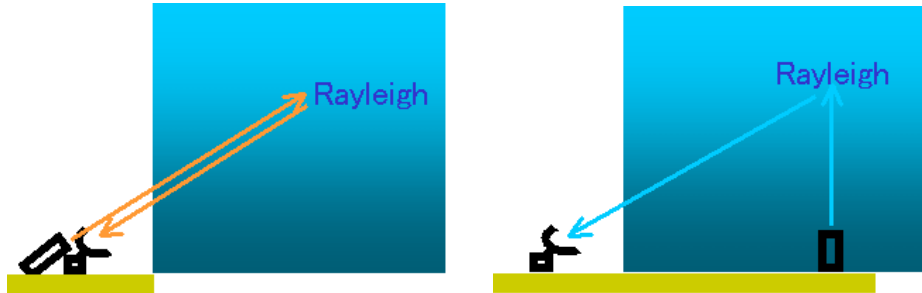


図 3.19: 左が LIDAR システム、右が CLF による側方散乱を利用するシステム

エネルギーの較正

LINAC : 移動式の小型線形加速器を用いた FD のエネルギー決定キャリブレーションを行う。FDステーションから 100 m 離れた場所から垂直上方に電子ビーム (最大 40 MeV) を射出し、生じた大気蛍光を FD が観測することによりエネルギー較正ができる。

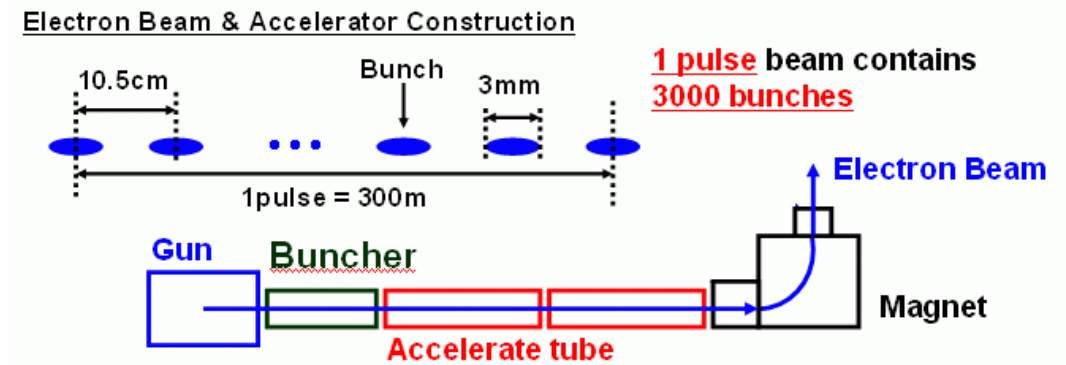


図 3.20: LINAC の概念図

3.2.3 地表検出器アレイ

地表検出器は 3m^2 のプラスチックシンチレータ (図 3.21) を 1.2km^2 の間隔で 576 台設置する。シンチレータは厚さ 12 mm のものを 2 枚重ねて用いることにより、荷電粒子の信号を確実に識別する。シンチレータの光は、波長変換材をドープした光ファイバーを介して PMT (Electronbubes 9124SA) に導き、12 bit、52 MHz サンプリングの FADC で記録する。各地表検出器は SD エリ

アに配置された通信塔を介して無線 LAN による通信を行う。また電力源としてはソーラーパネル (120 W) が用いられる。



図 3.21: 現地 (ユタ州) に設置された地表検出器

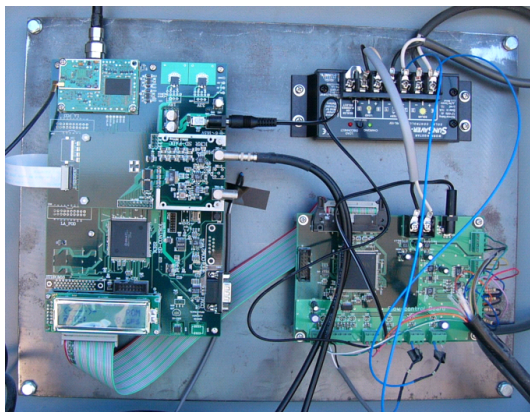


図 3.22: 地表検出器のデータ収集エレクトロニクス (左) とエレクトロニクスの収納されたボックス (右)

第4章 XY-scannerによるPMTカメラ2次元不均一性の測定

TA 実験の大気蛍光撮像装置 (PMT カメラ) は、256 本の直径 60 mm、六角形 PMT を 16 行 × 16 列に並べたもので構成される (第 3 章)。鏡によって集められた大気蛍光を PMT カメラで検出し、一次宇宙線のエネルギー、到来方向、粒子種を決定する。よって大気蛍光光子数を正しく測定してシャワー解析を行うためには、PMT 光電面での測定感度を精度よく知ることが重要である。しかし PMT には光電面での光子の入射位置による感度の不均一性があるため、PMT 光電面の光子入射位置による応答を測定し、観測データを補正する必要がある。

4.1 PMT の 2 次元不均一性

4.1.1 光電子増倍管 (Hamamatsu R9508) の特性

以下に TA 実験で用いる Hamamatsu R9508 型 PMT (図 4.1) の仕様と特性を挙げる。

- 光電面の形状: 対辺間 60mm の六角型
- 光電物質: バイアルカリ
- 入射窓材: 硼硅酸ガラス (コパールガラス) 300 nm 以上の光を透過
- ダイノード: ボックス + ラインフォーカス型 (8 段)
- 量子効率: 30%(max.) (図 4.1)
- ゲイン: 2.7×10^5 (typ.)(印加電圧 1000 V)
- 陽極暗電流: 2 nA(typ.)、20 nA(max.)
- 立上り時間: 6 ns
- 電子走行時間: 52 ns

4.1.2 PMT の感度 2 次元不均一性

2 次元不均一性

PMT の 2 次元不均一性は主に光電面の表面状態と、初段ダイノードへの入射位置によって決まる。図 4.2 は R9508 の 2 次元不均一性であり、管面上で出力が平均 1 になるよう規格化した場合の相対出力を表している。X, Y 方向で対称性が異なるのは PMT の内部構造によるものである。この不均一性により、例えば PMT の端の方に入射した場合には実際よりも光子が少なく計測される。

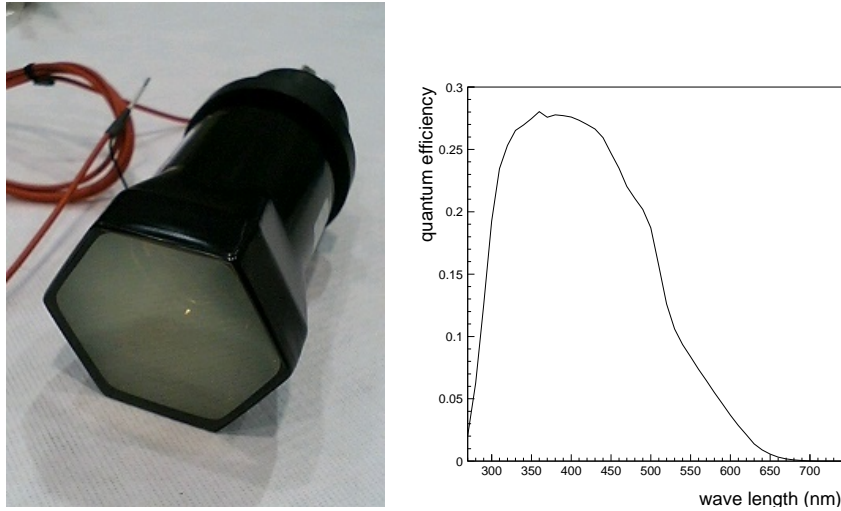


図 4.1: Hamamatsu R9508 (左) の量子効率の波長依存性 (右、浜松ホトニクス)

測定波長による 2 次元不均一性の変化

図 4.2 左はグリーンレーザー (高知豊中技研、532 nm \pm 1 nm、ビーム径 \sim 1 mm) を光源として用い、図 4.2 右は赤色半導体レーザー (620 nm \sim 670 nm、ビーム径 \sim 2 mm) を光源として用いて測定した R9508 の 2 次元不均一性である。この 2 つの出力のばらつきを比べると、赤色レーザーにより測定した場合の方が大きいことがわかる。また図 4.1 から、グリーンレーザーの波長帯では量子効率が 10% 程度、赤色レーザーでは 1% 程度となっており、量子効率が小さい波長帯、また波長依存性が大きい波長帯で測定を行った場合は 2 次元不均一性が大きくなることが予想される。長波長側、特に限界波長では陰極感度が光電面の表面状態に強く依存するため、陰極の感度変化が大きくなり 2 次元不均一性が悪くなる [14]。グリーンレーザーは可視光源であるため、スポット確認などは容易であるが、実際に TA 実験で観測する波長帯に近い波長をもつ光源により測定する必要があることがわかる。

4.2 2 次元不均一性測定装置: XY-scanner

PMT の 2 次元不均一性の測定にあたっては、カメラに PMT を取り付ける際に生じる PMT 間隔 (約 2 mm) のばらつきや、望遠鏡の設置場所での地磁気の影響なども考慮に入れるために、カメラに直接取り付けることが可能な測定装置が必要となる。以上の条件を考慮して 2 次元不均一性測定装置 (XY-scanner) を、2004 年 10 月に設計・製作した。XY-scanner (図 4.3) は、スポット光源、光源支持部、XY ステージからなり、XY ステージは RS232C インターフェースを用いた PC 制御によって走査させる。主な仕様を表 4.1 に示す。

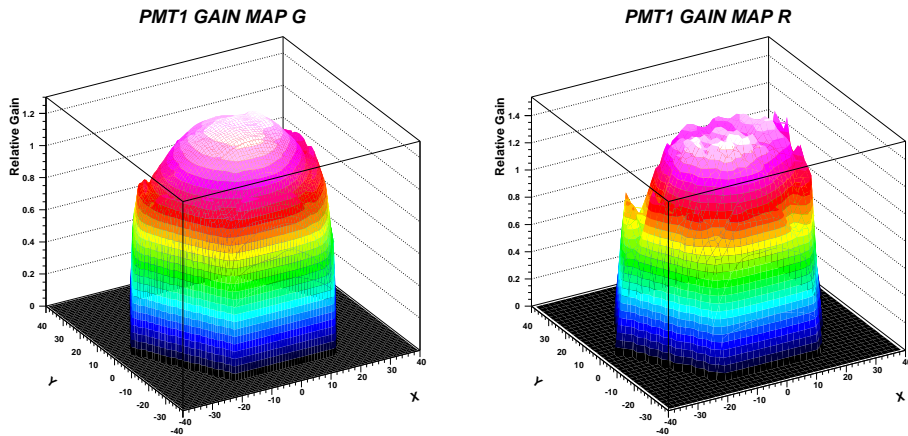


図 4.2: グリーンレーザー (左)、赤色レーザー (右) により測定した R9508 の 2 次元不均一性 (X・Y 軸: PMT 中心からの距離 (mm))

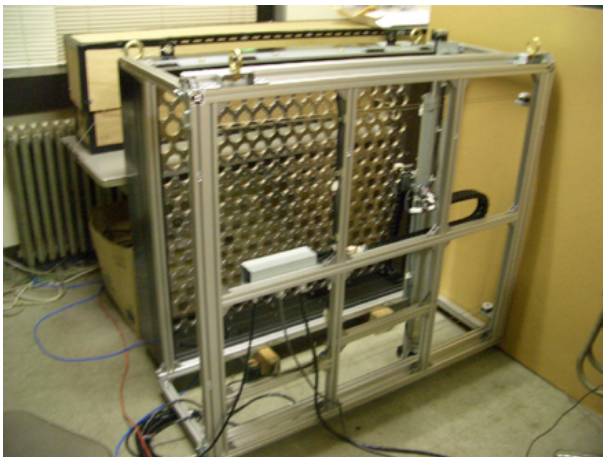


図 4.3: XY-scanner

xy-scanner による測定時間の短縮

PMT の 2 次元不均一性は、光電面上において XY ステージによりスポット光を走査して測定する。このため測定時間は、XY ステージの移動速度と測定するポイント数によって決まる。XY-scanner の移動速度は 10 mm/sec である (表 4.1)。TA 実験で用いる PMT カメラの大きさは約 1000 mm×900 mm であるので、4 mm 間隔でスポット光を走査して測定した場合、測定ポイント数は 6 万ポイントであり、XY ステージは台形駆動するため 1 ポイントあたり移動に 1 秒かかるとすると、1 カメラを測定するのに 16 時間程かかることになる。カメラは 1 ステーションに 12 台あり、測定時間のみで 1 週間になる。また、測定時間中の PMT ゲインの変動・スポット光源の光量

重量 (kg)	30
スポット稼働範囲 X 方向 (mm)	1040
スポット稼働範囲 Y 方向 (mm)	890
取り付け精度 (mm)	±1
位置設定分解能 (mm)	±0.25
位置設定精度 (mm)	±0.5
位置保持精度 (mm)	±0.5
1m 移動後の位置精度 (mm)	±0.1
最大積載量 (kg)	2
移動速度 (mm/sec)	10
動作温度 ()	0~40
保存温度 ()	-10~50

表 4.1: XY-scanner の主な仕様

変動が考えられるため、なるべく測定時間を短くすることが望ましい。ここで測定時間短縮のために考えられる項目を挙げる。

- XY ステージの移動速度の向上
- 測定ポイント数を減らす
 - － 測定間隔を大きくする
 - － スポット光源の数を増やす

そこで以下のように XY-scanner を改良した。

XY-scanner の改良点

- XY ステージ移動速度の向上 (X 方向 6 倍、Y 方向 2 倍)
- スポット光源数の増加 (1 個 → 8 個)

移動速度については、2次元不均一性の測定において移動量の多い方向 (X 方向) を主に向上させた。スポット光源については、光源支持部を改良し光源数を増やした (図 4.4)。1 本の PMT の 2次元不均一性測定は全てのポイントにおいて同じ光源を用いること、PMT に出る光源間の光洩れの影響を抑えるため光源間の距離をある程度取る必要があること、また光源支持部の最大積載量 (2 kg、表 4.1) を考慮して、光源数を 8 個とした。ただし、測定間隔については XY-scanner で得られる 2次元不均一性マップをどの程度の間隔で測定すれば充分かの検討が必要なため、後述する。以上の改良によって、例えば 4 mm 間隔でスポット光を走査して 1 台の PMT カメラを測定した場合、2 時間程度で終わることができるようになり、大幅に測定時間を短縮することができた。

4.2.1 UV スポット光源

第 3 章で述べたように FD は、主に 300 nm~400 nm のシンチレーション光を選択的に観測する。また、PMT2 次元不均一性は波長により異なっており、長波長、特に限界波長に近付くと不均

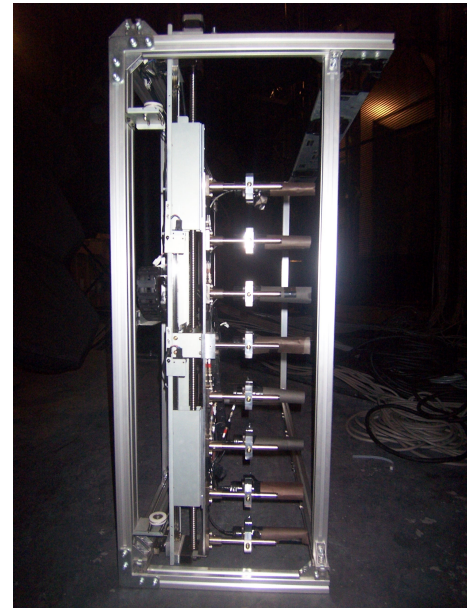
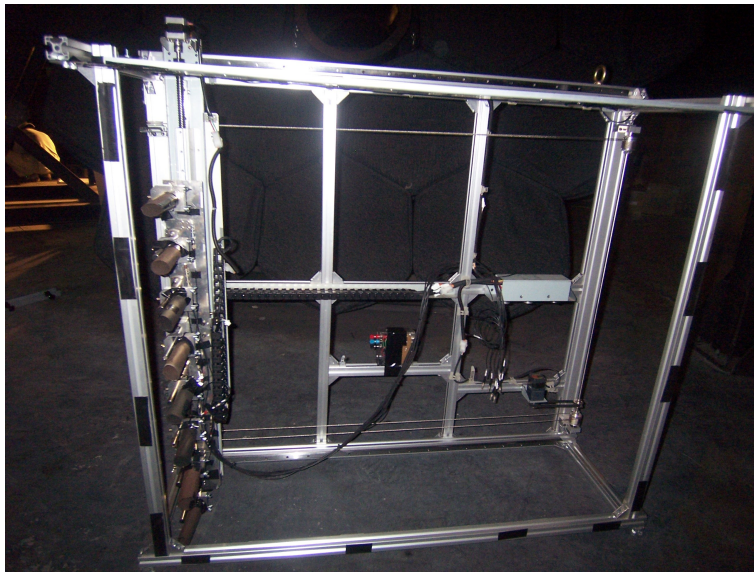


図 4.4: 改良後の XY-scanner

順電圧	3.6 [V]
光出力	1400 [μ W]
ピーク波長	365 [nm]
スペクトル半値幅	10 [nm]
指向性	10 [$^{\circ}$]

表 4.2: UV LED (NSHU590B) の電氣的・光学的特性

一性が悪くなる。このため、測定には 300 nm~400 nm の波長域の UV スポット光源の使用が望ましい。以上の条件を考慮して、XY-scanner では 2004 年 12 月に製作した UV スポット光源を光源として用いる。以下製作したスポット光源について述べる。

UV スポット光源の仕様

UV 光源には小型で軽量である UVLED を用いた。UVLED (日亜化学、NSHU590B) の光学特性を表 4.2 に示す。2 次元不均一性測定においては、スポット光を光電面に当てながら数 mm ずつ移動させるため、UVLED のスポット形状を数 mm (ϕ) におさえる必要がある。そこでレンズを用いて平行光に近づけ、ピンホールによってスポットに絞った(図 4.5)。レンズは標準的な光学ガラスに比べ、紫外線波長において優れた透過性を有す合成石英を用いたものを使用している。

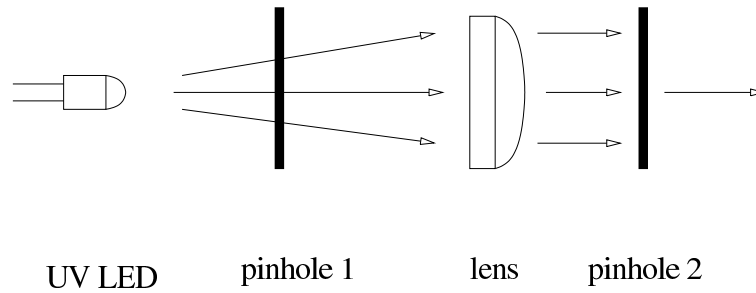


図 4.5: LED 光源の概念図

以下のようにして必要なスポットサイズを得ることができる。

ピンホール 1 (図 4.5 左) LED からの光を絞り、仮想点光源とする。

平凸レンズ (図 4.5 中央) ピンホール 1 からレンズの焦点距離の位置に設置し、通過した光を平行光にする。平行度の度合としては、ピンホール 1 の穴径を d_1 (mm)、ピンホール 1 からレンズまでの距離 (焦点距離) を F (mm) とすると、広がり角 $\Delta\theta$ は図 4.6 から

$$\Delta\theta \approx \frac{d_1}{F} \quad [\text{rad}] \quad (4.1)$$

の程度である。

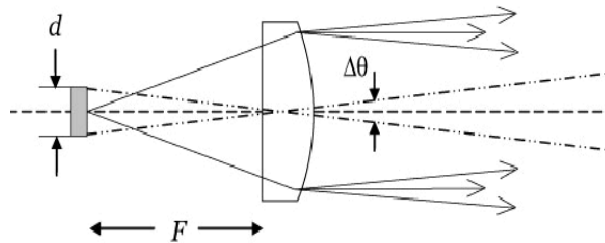


図 4.6: 有限寸法の光源とレンズによる光ビーム

ピンホール 2 (図 4.5 右) レンズから出た平行ビームのスポットを絞り、最終的に必要なスポットサイズにする。ピンホール 2 の穴径を d_2 (mm)、ピンホールからスポット照射面までの距離を D とおくと、スポットサイズ ϕ は

$$\phi = d + 2 \tan \frac{\Delta\theta}{2} D \quad [\text{mm}] \quad \propto \tan \frac{\Delta\theta}{2} D \quad (4.2)$$

と表すことができる。

4.2.2 スポットサイズの測定

ここでは、仕様から計算されるスポットサイズが実現できているかの確認をした。製作した UV スポット光源は紫外波長にあり肉眼でスポットを確認することができないため、イメージスキャナと PMT を用いた 2 種類の方法により測定を行った。

順電圧	3.6 [V]
光出力	2800 [mcd]
ピーク波長	465 [nm]
スペクトル半値幅	26 [nm]
指向性	10 [°]

表 4.3: 青色 LED (UB5306X) の電氣的・光学的特性

測定 1: イメージスキャナ・青色 LED を用いた測定

UVLED の代わりに青色 LED (STANLEY, 表 4.3) を用いてスポット光源を製作し、そのスポット光を市販のイメージスキャナによりスキャンしスポットサイズを測定した。スキャナ (Canon, CanoScan LiDE 500F) によるスキャン画像の例を図 4.7 に示す。この画像からスポットの半値幅を解析し、スポットサイズを計算した。ここでは 8 個あるスポット光源のうち光源 2~光源 8 について測定を行った。青色 LED は UVLED と同じ指向角、外形サイズのものを使用した。

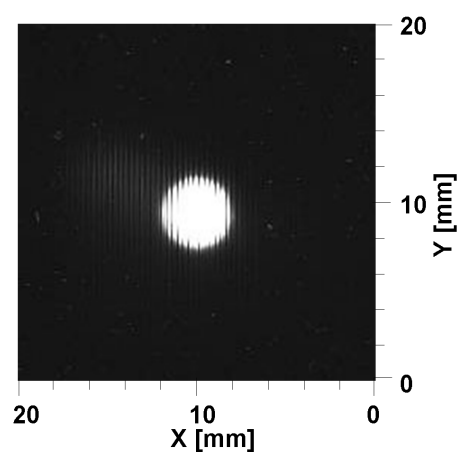


図 4.7: イメージスキャナによるスポット画像 (光源 3、ピンホールからスポットまでの距離: 18 cm)

測定 1: 結果

光源からスキャナまでの距離 D (図 4.5 のピンホール 2 からスキャナまでの距離) を変化させ、それぞれについて計算した光源 2~光源 8 のスポットサイズを図 4.8 に示す。スポットサイズが光源からの距離 D に比例していることがわかる。式 (4.2) から、スポットサイズは D に比例しており、測定結果と一致する。また、 $\tan \frac{\Delta\theta}{2} \sim 0.016$ であり図の傾きとほぼ一致することから、製作したスポット光源が設計通りの特性をもつことがわかる。

しかし、実際の 2 次元不均一性の測定では PMT の前面には BG3 フィルター、パラグラス (第 3 章) が入るため、PMT 管面上で上記のようなスポットサイズになるかは確認する必要がある。

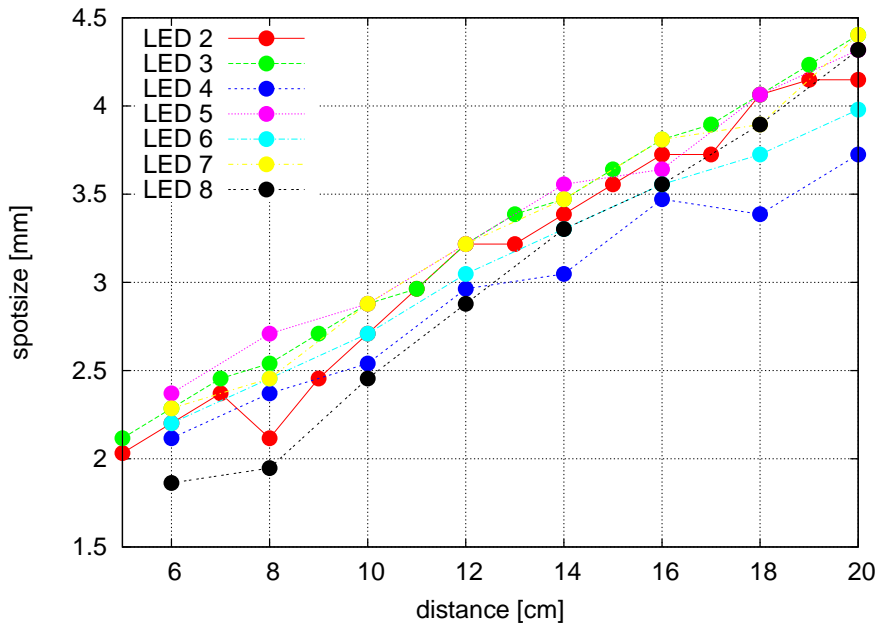


図 4.8: 光源からスキャナまでの距離に対するスポットサイズ

測定 2: PMT・UVLED を用いた測定

上記の BG3 フィルター、パラガラスの影響も含めた PMT 管面上での実際のスポットサイズを確認するために、TA 実験で用いる PMT、PMT カメラ、XY-scanner により測定を行った。光源には実際に 2 次元不均一性を測定するものと同じ UV スポット光源を用いた。BG3 フィルターを付けた PMT の前面に約 1 mm×1 mm の穴の空いたマスクをかける。この PMT をカメラにアセンブリし、カメラ前面に XY-scanner をセットしてマスクをかけた PMT 周辺を 0.5 mm 間隔で測定した。PMT には -1000 V の HV を印加し、FADC で波形を記録した。このとき測定された光量分布を用い、スポットサイズを計算した。光源から PMT 管面までの距離を 18 cm として測定を行ったため、スポットサイズは 3.88 mm になると予測される。ここでは 8 個ある光源のうち光源 3、4、5 の 3 個についてスポットサイズを測定した。

測定 2: 結果

光源 3、4、5 の光量分布を図 4.9~4.11 に示す。X 軸、Y 軸はマスク周辺の XY-scanner の座標、Z 軸はその座標での出力 (FADC カウントの積分値とした) を表す。この光量分布の重心から、スポットの全光量の 90% を含む円の大きさをスポットサイズとした。スポットサイズを表 4.4 に示す。スポットサイズの平均は 3.83 mm となり、予想されるスポットサイズ (3.88 mm) とほぼ等しい結果となった。この結果から製作した UV スポット光源が実際の測定と同じセットアップにおいて PMT 管面上で予想されるスポットサイズを実現することが確認できた。

LED	スポットサイズ (mm)
3	4.32
4	3.54
5	3.62

表 4.4: それぞれの LED のスポットサイズ

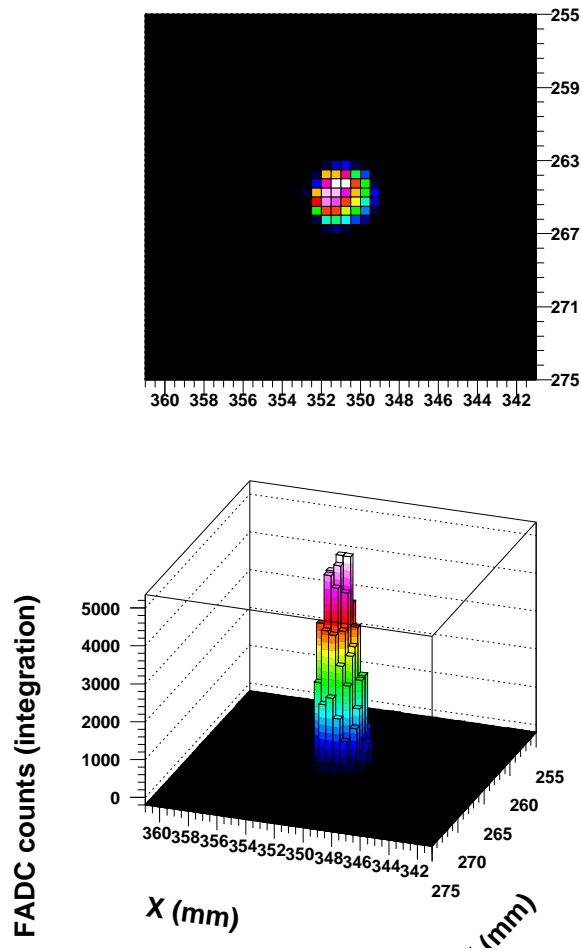


図 4.9: 光源 3 のスポット

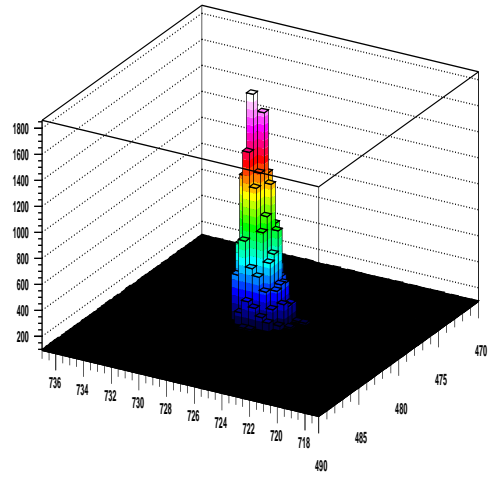
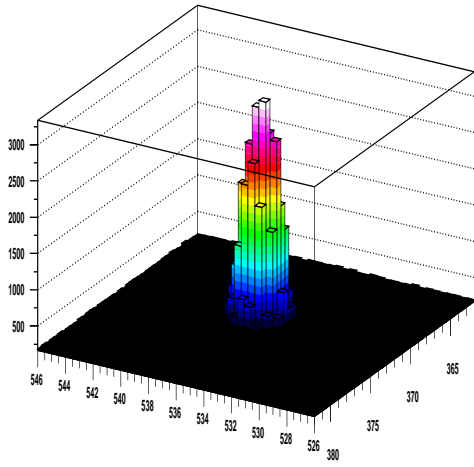
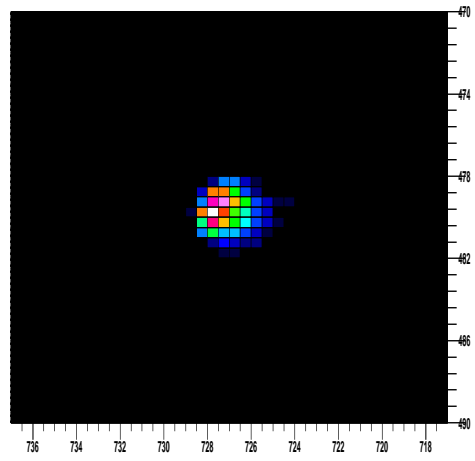
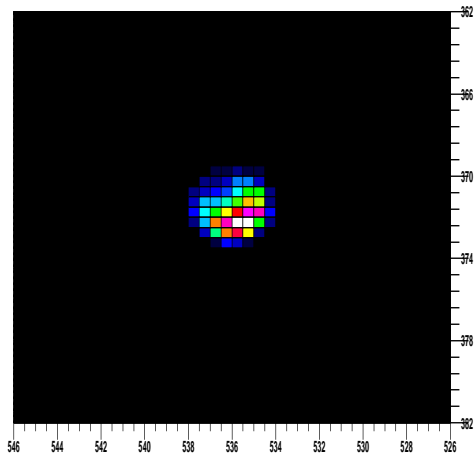


図 4.10: 光源 4 のスポット

図 4.11: 光源 5 のスポット

4.2.3 LED ドライバの開発

XY-scanner の改良前は LED スポット光源の数は 1 個であったため、LED は Pulse Generator による直接駆動を行っていた。しかし改良を加えたことで LED 光源の数が 8 個に増えたため、以前のように Pulse Generator での駆動では LED に流す十分な電流の供給が得られない。そこで LED 8 個に十分な電流を安定して供給できるように、新たに LED のドライバを開発した。図 4.12 にドライバの回路図を示す。ドライバは 1 個のタイマー IC (NJM555) と 8 個の電流バッファゲートからなり、タイマー IC の約 4 kHz、パルス幅 400 ns の信号により LED 8 個を同時にドライブする。また各 LED の光量には個体差があるため、LED 8 個の光量が同程度になるように電流制限抵抗の値を 200 ~ 600 Ω の範囲で調整した。図 4.14 にオシロスコープで観察したドライバ信号の波形を示す。

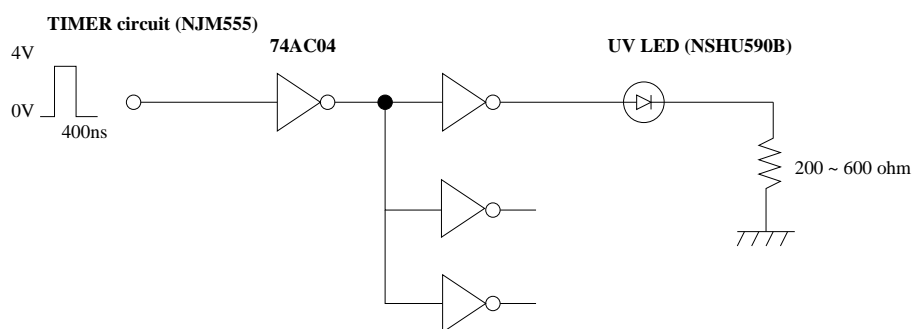


図 4.12: LED ドライバの回路図



図 4.13: 製作した LED ドライバ

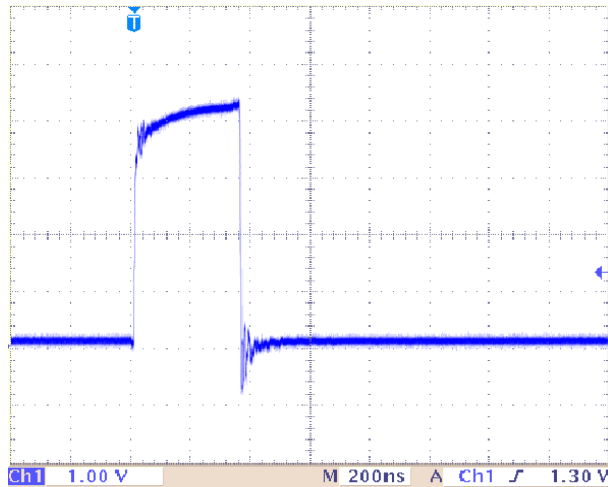


図 4.14: オシロスコープで観察した LED ドライブ信号 (200 ns/div, 1 V/div)

LED 出力の安定性試験

上記で開発した回路が 2 次元不均一性を測定する間、安定した電流を供給できるかを試験した。XY-scanner の改良により 2 次元不均一性の測定時間は約 2 時間となったため、試験時間はその倍の 5 時間とした。LED ドライバに LED を 8 個接続し、そのうち 1 個を PMT 管面に照射させ、出力を 1 分間隔で測定し時間変動を観察した。測定は CAMAC-ADC により行い、ADC 積分値の 100 パルス平均を PMT の出力とした。

測定条件

- スポットサイズ: 4 mm
- PMT 印加 HV 値: -800V
- 測定時間: 5 時間

試験結果

5 時間における PMT 出力の変動を図 4.15 に示した。

- 1 回の測定 (100 パルス) での光量のばらつき: 2%未満
- 5 時間における光量安定性: 2%未満

5 時間における測定の間光量の安定性は、1 回の測定における光量のばらつきと同程度となり、2 次元不均一性の測定に今回開発した LED ドライバを使用することは問題ないと言える。

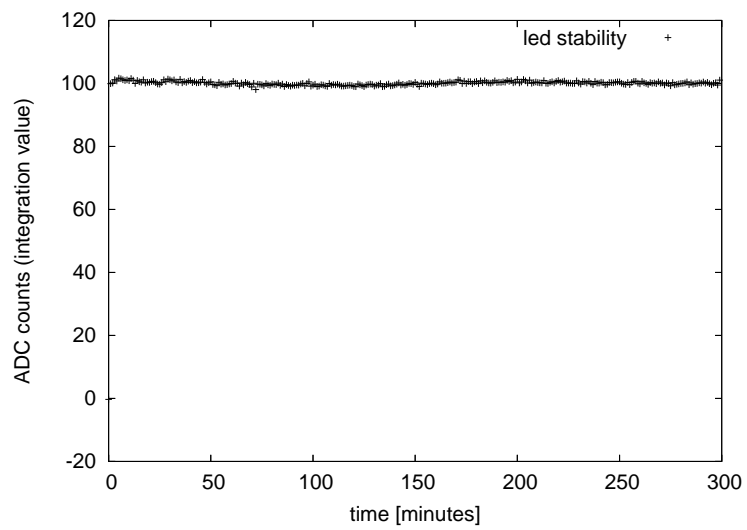


図 4.15: LED 出力の安定性

4.3 PMT 2次元不均一性の HV 値依存性

4.3.1 2次元不均一性と HV 値の関係

大気蛍光観測においてはカメラ内で PMT 間の出力を揃えるため PMT 個々の印加 HV 値を調整する。このことから、PMT の 2 次元不均一性が印加 HV 値により変化するかどうかを検討した。LED のスポットサイズを測定ステップに合わせ、いくつかの HV 値について PMT 5 本の 2 次元不均一性を測定した。

測定装置のセットアップ (図 4.16)

- PMT を XY ステージに取り付け、受光位置を 4mm ステップで移動
- 測定範囲 : PMT (~60 mm) を含む 80 mm×80 mm をスキャン (~10 分)
- UVLED : 5 kHz、パルス幅 100 ns で駆動
- データ取得 : PMT 信号をゲート幅 700 ns で CAMAC ADC により積分、100 サンプルングによるデータを平均

測定条件

- PMT 印加 HV 値 : -700 V、-900 V、-1100 V の 3 段階
- LED ドライブ信号のパルスハイト: 1.5 V~3 V

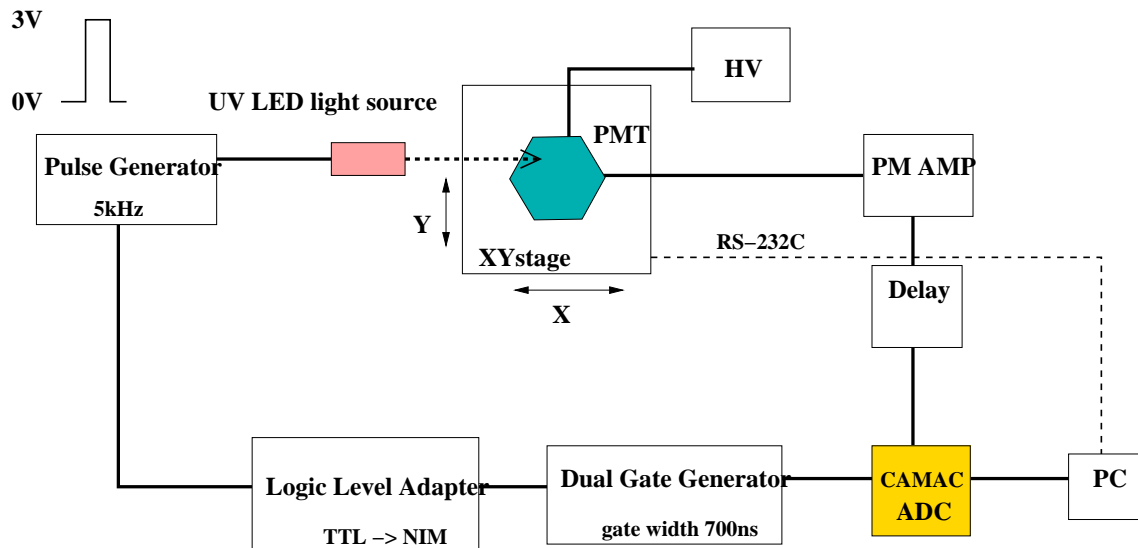


図 4.16: 測定のセットアップ

測定結果

測定した2次元不均一性の例 (PMT1, HV 値: -900 V) を図 4.17 に示す。最も出力の大きかった点の出力を1としている。同じPMTについて異なるHV値を印加して2次元不均一性を測定し、PMT上の各点における出力差を計算した。PMT上の各点における出力差(%)をヒストグラムにしたものが図 4.18 である。これをガウシアンフィッティングして求めた 1σ をHV値による2次元不均一性の分布の形の変化とした。各PMTについて出力差の中央値、 1σ を表 4.5 に示す。HV値による2次元不均一性の分布の変化をPMT5本について調べ、その変化の大きさは2.15% (1σ 、5本平均)となった。PMTごとのHV依存性はLED光量依存性程度(4.3.4)であり小さく、HV値調整の度に補正する必要はないと考えられる。

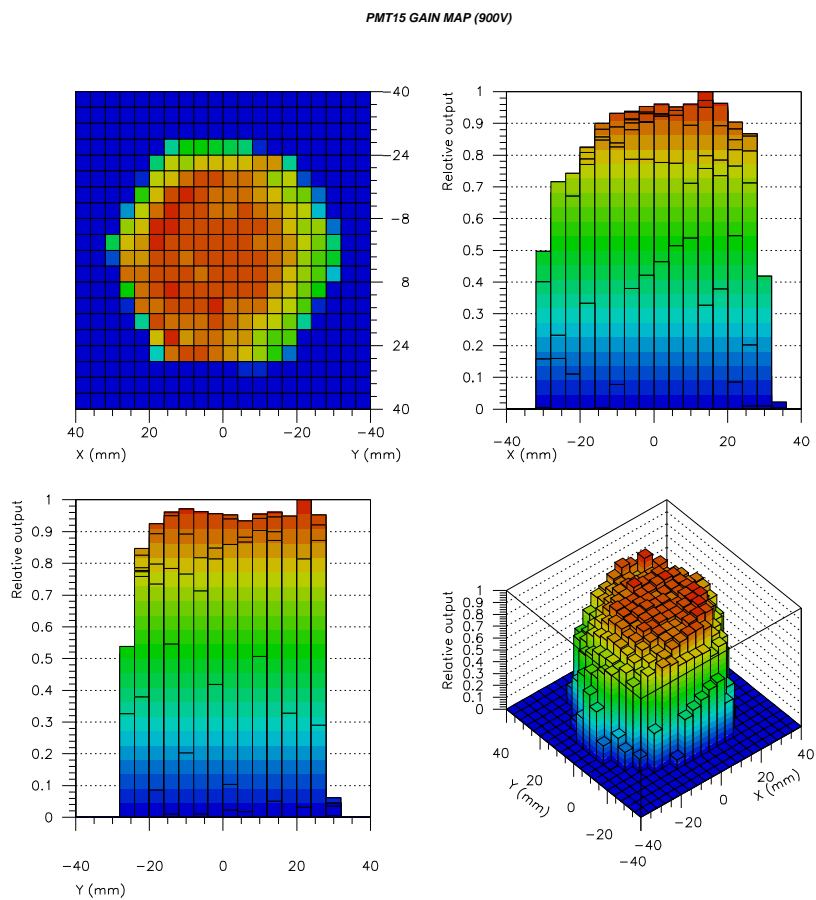


図 4.17: PMT1 の 2 次元不均一性 (-900 V)

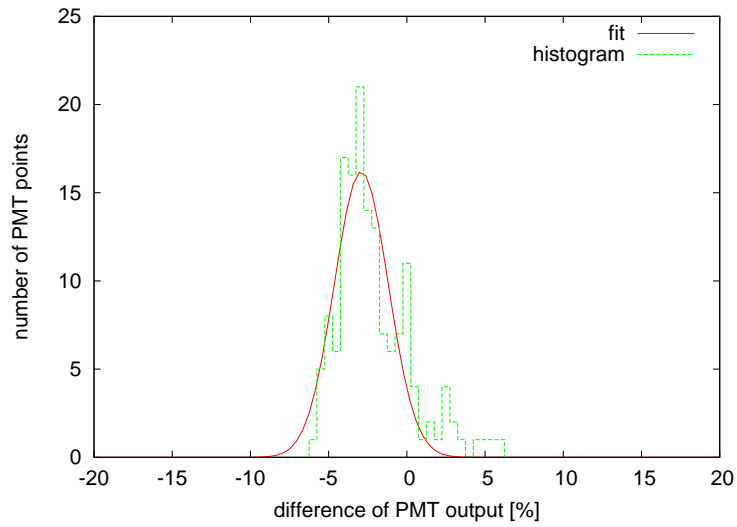


図 4.18: PMT 中の各点の出力差のヒストグラム (PMT1、-900 V / -700 V)

PMT	HV 値 (V)	中央値 (%)	1σ (%)
1	-700 : -900	-2.47	1.73
1	-700 : -1100	-2.68	3.11
1	-900 : -1100	-0.25	3.27
2	-700 : -900	-6.04	1.19
2	-700 : -1100	-3.03	1.97
2	-900 : -1100	2.24	1.65
3	-700 : -900	-6.80	1.26
3	-700 : -1100	-3.21	1.5
3	-900 : -1100	3.10	1.69
4	-700 : -900	-1.17	1.92
4	-700 : -1100	-2.53	2.99
4	-900 : -1100	-1.91	2.07
5	-700 : -900	-1.12	2.32
5	-700 : -1100	-1.90	2.72
5	-900 : -1100	-1.28	2.87

表 4.5: PMT1~5、異なる HV 値での 2 次元不均一性測定における PMT 中の各点の出力差の中央値、 1σ

4.3.2 2次元不均一性の再現性

以上の結果において、分布の変化がHV値の変化の影響のみによるものかどうかを調べるため2次元不均一性の再現性について測定した。出力分布の再現性を見るため、PMTにかけたHVを一度切り時間をおいてから再び出力分布を測定し、比較を行った。PMT1について、測定間隔を1日として約1週間の間測定した。

測定条件

- HV値：-900 V
- LEDドライブ信号のパルスハイト：1.5 V~3 V

結果

始めに測定した値を基準として、同じ測定条件だが最初の測定から日数が経過して測定した分布の各点ごとの出力値を比較し、日ごとによる分布の形の違いを比べた。4.3.1と同様に求めた 1σ を再現性の目安とした。各PMTについての結果を表4.6に示す。経過日数は、最初の測定を行ってから経過した日数である。

経過日数	中央値 (%)	1σ (%)
1	0.0044	0.25
2	-0.054	0.27
3	-0.039	0.26
4	-0.54	0.49
5	-0.029	0.35
6	-0.15	0.44

表 4.6: PMT 中の各点を比べた出力差の中央値、 1σ

2次元不均一性の分布の経時変化(再現性)をPMT1本について1週間にわたって調べた結果、その変化は0.34% (1σ 、日ごと平均)となった。HV値変化に伴う分布の変化に比べ充分小さな値となり、無視できる。また、この結果から約1週間の間は、毎日同じ時間に測定を行えばほぼ同じ2次元不均一性を得られることがわかった。

4.3.3 2次元不均一性とLED光量の関係

HV値による2次元不均一性の測定では、ADCのダイナミックレンジに合わせるためLEDドライブ信号のパルスハイトを調整していた。このため各測定においてPMTに照射されるLEDの光量は一定量となっていない。その影響が出力分布に出るかどうかをPMT3本について確認した。光量の違いによる出力分布の変化を見るため、PMTに印加するHV値は一定にしておきLEDドライブ信号のパルスハイトを変えて繰り返し測定を行い、分布の比較をした。

測定条件

- HV 値 : -900 V
- LED ドライブ信号のパルスハイト : 2 V、2.5 V、3 V の 3 段階

結果

それぞれ異なる光量で測定した分布の各座標ごとの出力を比較し、光量による分布の形の違いを比べた。4.3.1 と同様に求めた 1σ の変動を分布の変化とした。各 PMT についての結果を表 4.7 に示す。LED の光量の違いによる 2 次元不均一性の分布変化を PMT3 本について調べ、その変化は 1.09% (1σ 、3 本平均) となった。HV 値による分布変化の半分程度であり、無視できる。

PMT	パルスハイト	中央値	1σ
1	2 V : 2.5 V	-2.42	1.38
1	2 V : 3 V	-2.17	1.41
1	2.5 V : 3 V	0.51	0.91
2	2 V : 2.5 V	-1.51	0.89
2	2 V : 3 V	-2.95	0.85
2	2.5 V : 3 V	-1.14	1.16
3	2 V : 2.5 V	-0.67	1.0
3	2 V : 3 V	-3.01	1.32
3	2.5 V : 3 V	-2.25	0.85

表 4.7: PMT1~3、異なる LED 光量での 2 次元不均一性測定における PMT 中の各点の出力差の中央値、 1σ

4.4 SDF による XY-scanner データの取得

これまで PMT2 次元不均一性の測定には CAMAC-ADC を使用していたが、実際の測定では SDF (Signal Degitizer and Finder, 第 3 章) を用いる。SDF は 12 bit、40 MHz サンプリングの FADC により PMT の出力波形を記録する。以下では SDF を用いた XY-scanner データ取得方法ならびに、データ取得試験の概要について述べる。

XY-scanner による 2 次元不均一性測定時における XY ステージ光源の移動方法は以下のようになっている。

測定時の光源移動方法 (図 4.19)

1. X 原点から X+方向に 4mm ステップで移動
2. カメラ端にきたら、Y+方向に 4mm 移動
3. カメラ端から X-方向に 4mm ステップで移動

4. X 原点にきたら、Y+方向に 4mm 移動

以上のくり返し

また、XY-scanner の改良により光源は 8 個に増えたため、1 個の LED 光源が走査する範囲は PMT カメラの Y 方向の PMT16 列のうちの 2 列 (2×16 本) 分になる (図 4.20)。

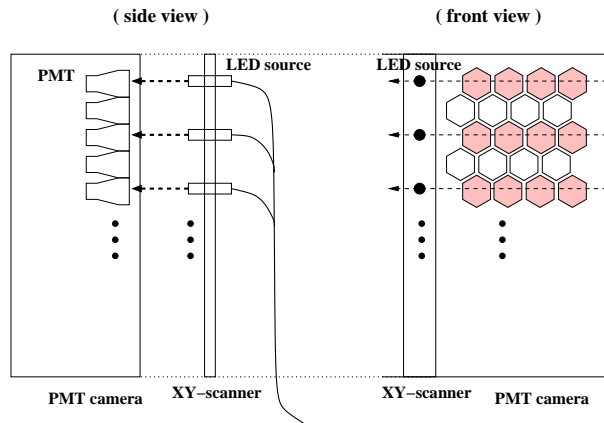


図 4.19: XY-scanner の光源移動概念図: X 方向に移動

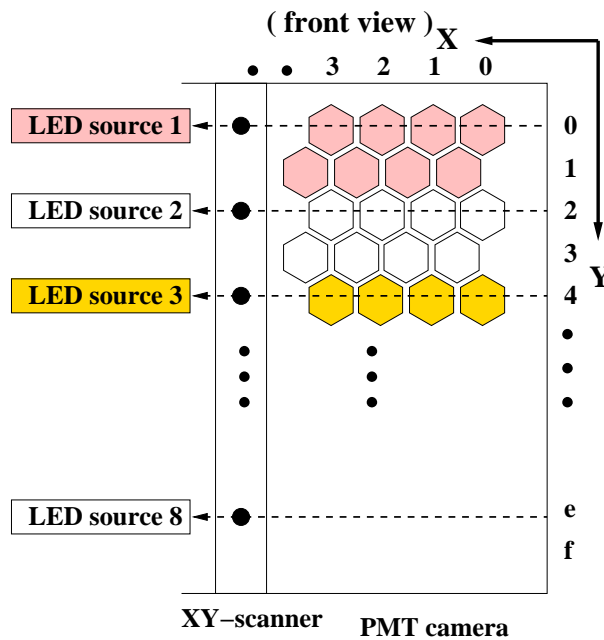


図 4.20: XY-scanner の光源移動概念図: 1 個の LED が 2 列の PMT を測定 (LED1 はピンクの PMT、LED2 は白の PMT、LED3 は黄色の PMT それぞれ 32 本を測定する)

SDF によるデータ取得の流れ (図 4.21)

SDF による 2 次元不均一性の測定におけるコンポーネントは TF (Track Finder module, 第 3 章)、SDF、XY-scanner、VMEPC からなる。

TF: LED ドライバからトリガーをもらい、SDF にトリガー信号を送る

SDF: 外部トリガーに合わせて PMT の波形を記録する

XY-scanner: トリガー信号と同じタイミングで UVLED を光らせ、LED をカメラ上で移動させる

VMEPC: XY-scanner の制御、SDF からのデータ取得

これらのコンポーネントで以下の流れに従って測定を行う。

1. VMEPC からのコマンドにより XY-scanner がカメラ上を移動 (図 4.21 の XY-scanner、”指定座標へ移動”)
2. 移動が終了したら XY-scanner は 15 msec 停止 (60 パルス ×4 kHz)
3. VMEPC が座標と照らし合わせてどの PMT からのデータを取得するのかを決定 (図 4.21 の VMEPC、”データ取得列の指定”)
4. その PMT について、外部トリガーに合わせて SDF が 60 パルス分の LED の波形データを記録 (図 4.21 の SDF、”指定列のデータ取得”)
5. VMEPC は XY ステージ座標、時間情報、60 パルス分の波形をファイルに出力
6. 1 に戻る

4.4.1 SDF によるデータ取得試験

図 4.22 に試験におけるセットアップの概念図を示す。暗室を作り、その中に XY-scanner を取り付けた PMT カメラをセットし測定を行った (東大宇宙線研究所、図 4.23、4.24)。

試験項目

- VMEPC による XY-scanner の走査
- SDF による LED ドライバのトリガーに合わせた PMT のデータ取得
 - LED 波形確認
 - カメラ 1 台分の 2 次元不均一性の測定
- PMT ゲイン・LED 光量安定性

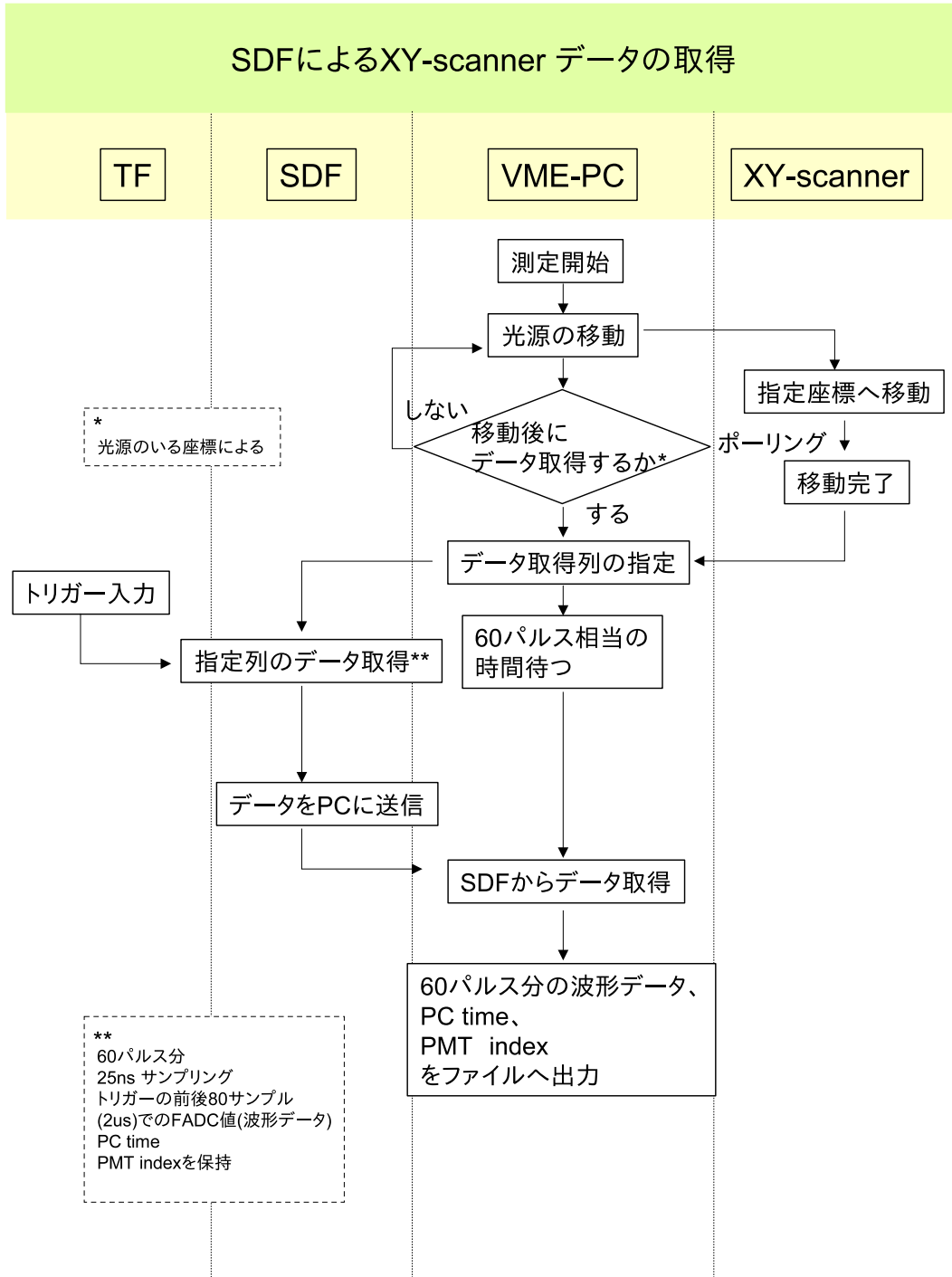


図 4.21: XY-scanner のデータ取得ダイアグラム

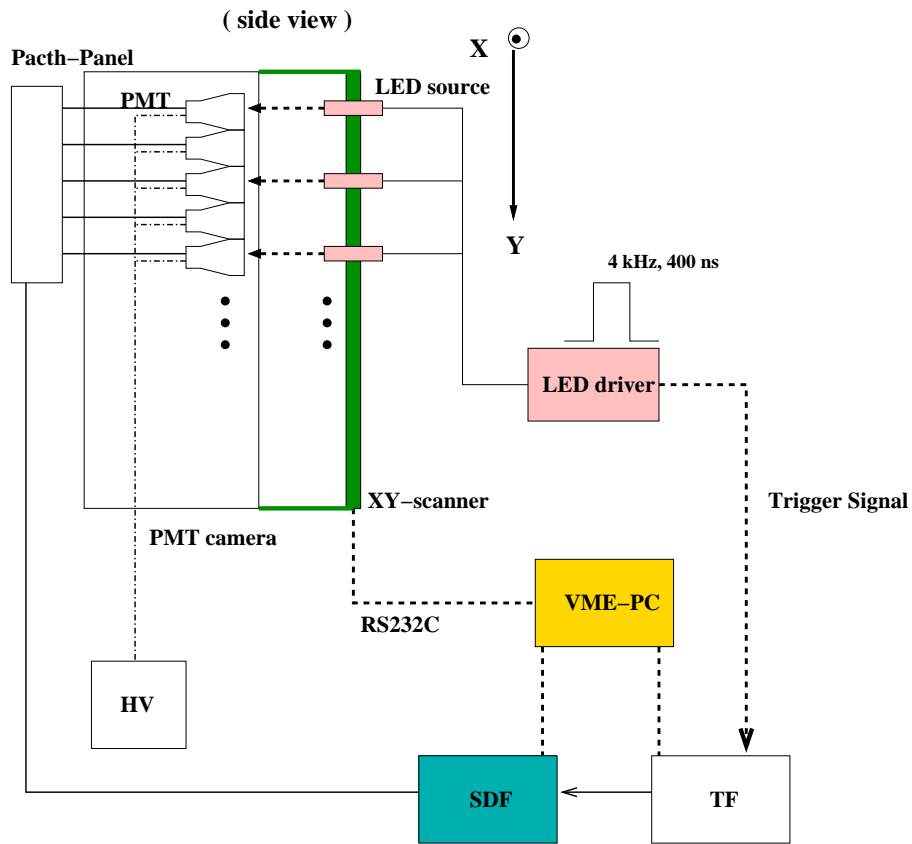


図 4.22: データ取得試験のセットアップ



図 4.23: PMT カメラに取り付けた XY-scanner

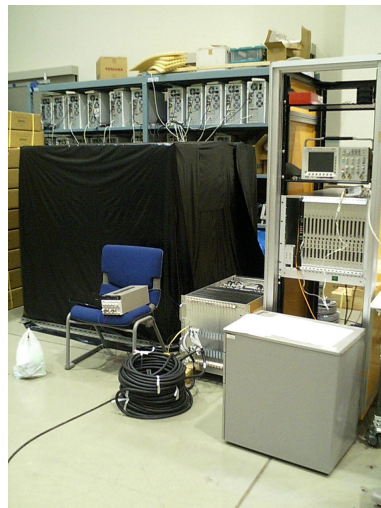


図 4.24: 測定に用いた SDF (右中段)、HV (中央下)、暗室 (東大宇宙線研究所)

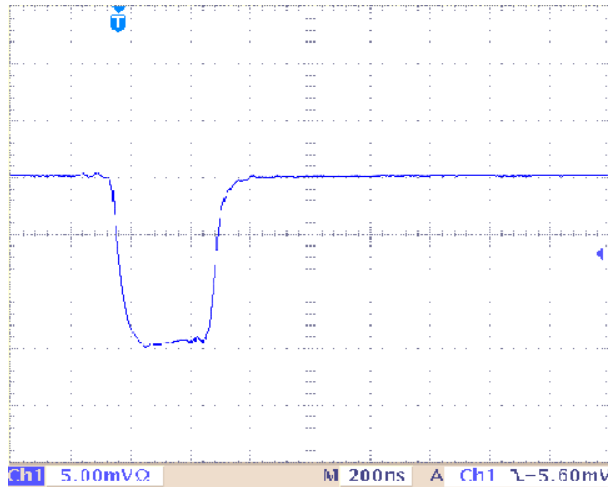


図 4.25: オシロスコープで観察した PMT 出力 (入力: LED 信号) (200 ns/div、5 mV/div)

試験 1: LED 波形確認

PMT に-900 V の HV をかけ、LED ドライバにより LED を光らせた状態のまま XY-scanner を VMEPC から制御し PMT 管面上に移動させた。その時の PMT の出力をオシロスコープで観察した波形 (512 パルス平均の波形) を図 4.25 に示す。

次にこの出力を SDF に入力し、以下のような条件で VMEPC を介してデータ取得を行った。

- FADC で 25ns ごとに、64 サンプリング ($\sim 1.6\mu\text{s}$ のデータ)
- 1 ポイントにつきトリガーに合わせ 64 パルスを取得
- PMT にかけた HV 値: -900V

以上により取得した波形を図 4.26 に示す。この波形は 64 波形分の平均をプロットしたものである。オシロスコープによる PMT 波形の観察との比較やパルス幅などからも、LED 信号がトリガータイミングに合わせてデータ取得できていることがわかる。

試験 2: 2 次元不均一性の測定

試験 1 は、XY-scanner の移動後に SDF により PMT のデータを 1 回取得するだけであった。XY-scanner の移動に合わせて指定した PMT のデータを取得することができるか、また上記の試験のように 1 回だけでなく、長時間途切れることなく安定してデータ取得を行えるかが、実際の 2 次元不均一性測定では必要になる。これらの試験のため PMT カメラ 1 台分の 2 次元不均一性の測定を、以下のような条件で行った。ただし、LED 光源のスポットサイズは測定ステップに合わせ、約 4 mm とした。

- LED 信号を含む $1.6\mu\text{s}$ の区間を FADC で 25ns ごとに、64 サンプリング
- 1 ポイントにつき LED 信号 64 パルスを取得

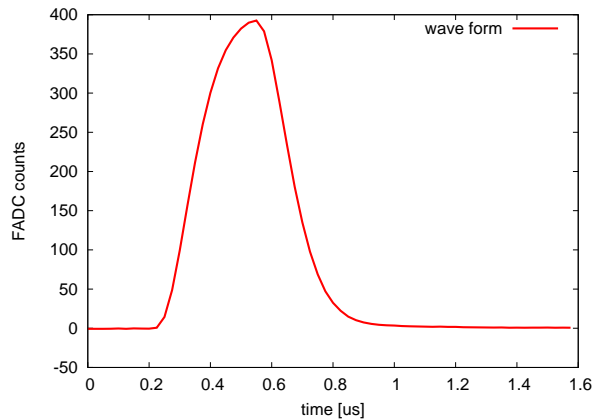


図 4.26: SDF により取得した LED 信号の波形

- HV 値: -900V
- 測定ステップ: 4 mm

PMT 管面上 のある 1 点につき図 4.26 のような波形が得られ、そのときの XY-sacnner の座標と出力をプロットしたもの (PMT カメラの 2 次元不均一性) が図 4.27 である。SDF により得られた LED 波形の FADC 積分値 (64 パルス平均) を出力とした。ただし得られた波形に対して、各時間ごとの FADC カウントを足し合わせたものを FADC 積分値とした。カメラにセットした PMT (カメラ上部の横 2 列、カメラ右部の縦 1 列) の 2 次元不均一性が見える。PMT による出力レベルの違いは LED8 個の光量の違いによるものである。

カメラ 1 台の測定時間は約 2 時間となり、その間 XY-sacnner の移動・SDF による LED 信号のデータ取得は安定して動作することを確認した。この結果として PMT46 本分の 2 次元不均一性を測定することができた。また LED8 個について、1 ポイントあたりに取得した LED 信号 64 パルスでの出力のばらつきは 1 %未満となり、1 ポイントを測定する間における LED 光量の安定性も確認することができた。

試験 3:PMT ゲイン・LED 光量安定性

2 次元不均一性測定中における PMT ゲインの変動や UVLED の光量変動をモニターするために、試験 2 の測定中にある時間間隔で同じ PMT の同じポイント (PMT 管面中心) の出力を複数回測定した。測定条件を以下に示す。

- HV: -900V
- 測定間隔: 6~7 分
- 測定回数: 19 回/1 カメラ

このときの 2 次元不均一性測定中における出力の時間変動を図 4.28 に示す。SDF により得られた LED 波形の FADC 積分値 (64 パルス平均) を出力とした。

PMT カメラ 1 台測定する時間内 (~2 時間) で LED・PMT ゲインの変動は他の PMT、LED8 個についても同程度で、それぞれ約 2 %となった。この値は 1 ポイントあたりの LED 光量のばらつ

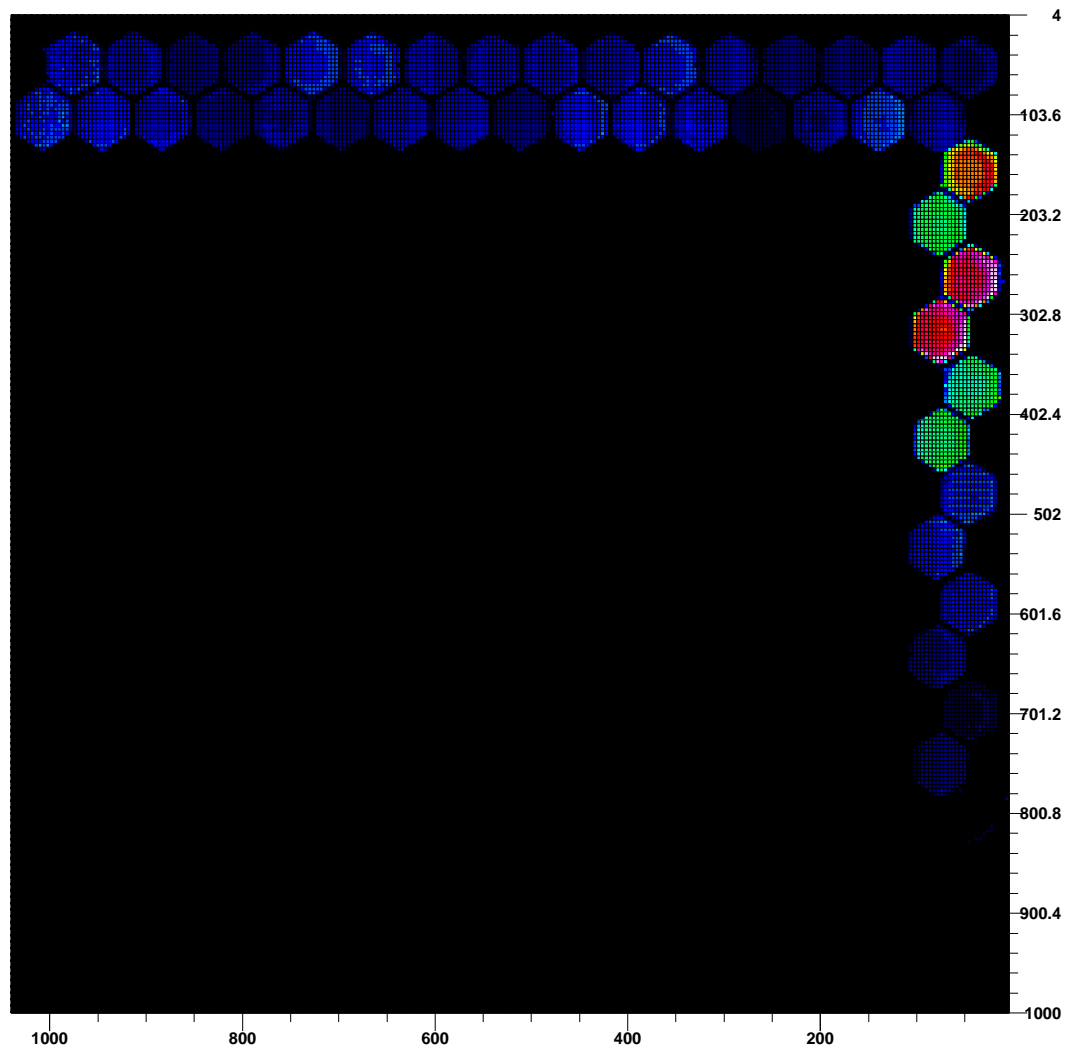


図 4.27: 測定で得られた 2 次元不均一性

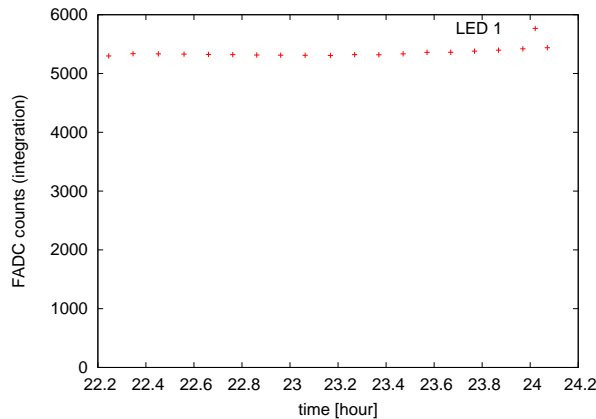


図 4.28: PMT 出力の安定性 (LED1)

きと同程度であり、2次元不均一性測定中における PMT ゲイン・LED 光量の安定性を確認することができた。

4.5 測定ステップの検討

XY-scanner を使った PMT カメラの 2次元不均一性の測定は、その LED 光源の移動ステップが細かいほど 2次元性に関するより詳細なデータを得ることができる。しかしこれとともに測定ポイント数も増大し、測定時間は増加する。また 2次元不均一性に不定性 (HV 値依存など) があるため、この影響と同程度の精度のデータを得ることができればよい。ここでは、2次元不均一性の情報をどの程度の細かさで得れば効率的な測定ができるか、適切な測定ステップを決定するための検討を行った。

検討方法

PMT カメラは約 1000 mm×900 mm、PMT 対辺間は約 60 mm であるため、測定ステップは 1 mm ならば充分として、ステップ 2 mm、4 mm について以下の手順で検討した。

1. 1 mm ステップで 2次元不均一性を測定する
2. データを 2 mm、4 mm 間隔で抜き出す
3. 抜き出したポイントと周辺 2 mm×2 mm (もしくは 4 mm×4 mm) でデータを比較する
4. 出力の差を検討し、その周辺 2 mm、4 mm における出力は一定として差しつかえないか判断する
5. 差しつかえがなければ 2 mm もしくは 4 mm ステップで測定してもよい

1 の測定は以下の条件により SDF で行い、PMT16 本の 2次元不均一性を測定した。ただし、光源のスポットサイズは全ての測定で 4 mm (ϕ) に揃えた。

- LED 信号を含む $1.6\mu\text{s}$ の区間を FADC で 25ns ごとに、64 サンプルング
- 1 ポイントにつき LED 信号 64 パルスを取得
- PMT にかけた HV 値: -900V
- 測定ステップ: 1mm

比較結果

抜き出したポイントと周辺 $2\text{mm}\times 2\text{mm}$ (もしくは $4\text{mm}\times 4\text{mm}$) での出力を比較した例を図 4.29~4.32 に示す。SDF により得られた LED 波形の FADC 積分値 (64 パルス平均) を出力値とした。ただし得られた波形に対して、各時間ごとの FADC カウントを足し合わせたものを FADC 積分値とした。また、PMT16 本についての比較結果 (出力差の中央値、 1σ) を表 4.8 に示す。

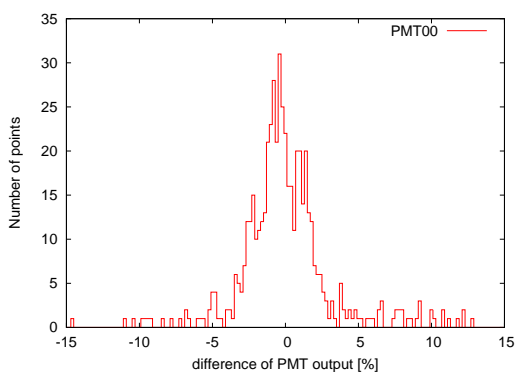


図 4.29: PMT1 (2 mm)

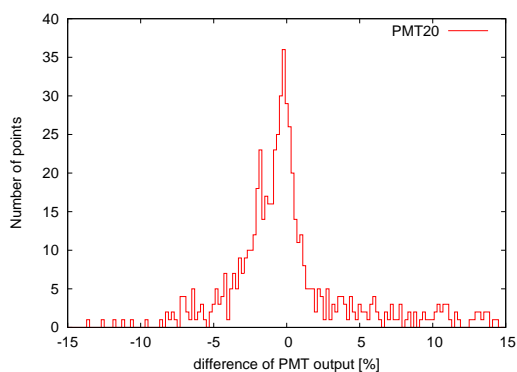


図 4.30: PMT2 (2 mm)

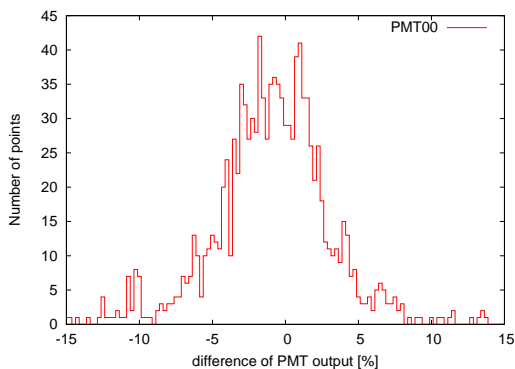


図 4.31: PMT1 (4 mm)

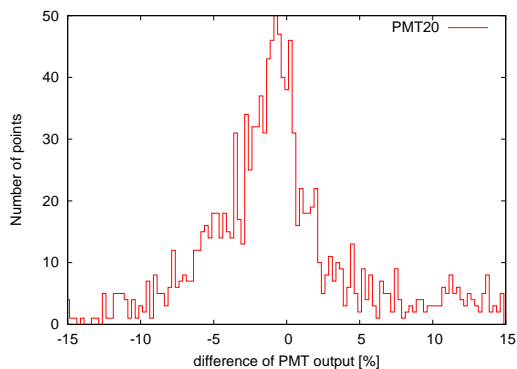


図 4.32: PMT2 (4 mm)

PMT	中央値 (2 mm)	1 σ (2 mm)	中央値 (4 mm)	1 σ (4 mm)
1	-0.41	1.87	-0.72	3.06
2	0.18	1.80	0.12	2.81
3	-0.62	1.46	-1.15	2.75
4	-0.23	1.77	-0.24	2.91
5	-0.86	1.68	-1.47	3.07
6	-0.68	1.57	-1.13	2.68
7	-0.56	1.25	-0.79	2.09
8	0.67	3.50	-0.21	3.38
9	4.11	3.04	1.92	4.70
10	-0.45	2.02	-0.48	3.82
11	-0.64	1.84	-0.95	2.88
12	-0.81	1.16	-1.26	2.22
13	-0.27	1.07	-0.46	1.63
14	-1.56	1.33	-2.40	2.01
15	-0.66	1.49	-1.13	2.43
16	-0.68	1.15	-0.75	1.56

表 4.8: 2 mm ステップ、4 mm ステップでの周辺との出力差の中央値、1 σ (単位:%)

2次元不均一性の出力の変化は PMT16 本において平均 $0.84 \pm 1.75\%$ (2 mm)、 $0.95 \pm 2.75\%$ (4 mm) となった。出力差は1%未満と小さく、また1 σ はHV値を変化させた時の2次元不均一性の変化と同程度であり、測定は2 mm、4 mm ステップで行ってもよい。ここでの検討結果から実際の2次元不均一性の測定ステップを4 mmと決定した。

第5章 ユタにおける XY-scanner の実験

2006年の7月～8月にかけて Black Lock Mesa のFDステーションにミラー (12カメラ分)・PMTカメラ (8台)・エレクトロニクス (6カメラ分) がインストールされた。これにともない PMT カメラ 8台 (PMT カメラ 0～7) について XY-scanner・SDF を用いた 2次元不均一性を測定を行った。

測定項目

- PMT カメラの 2次元不均一性
 - PMT カメラ上の 4 mm 間隔の各ポイントにおける LED 光源による出力
 - 各 PMT のバックグラウンドノイズ
- 2次元不均一性測定中における PMT 出力・LED 光量の変化
- 2次元不均一性測定中における PMT カメラ内の温度変化

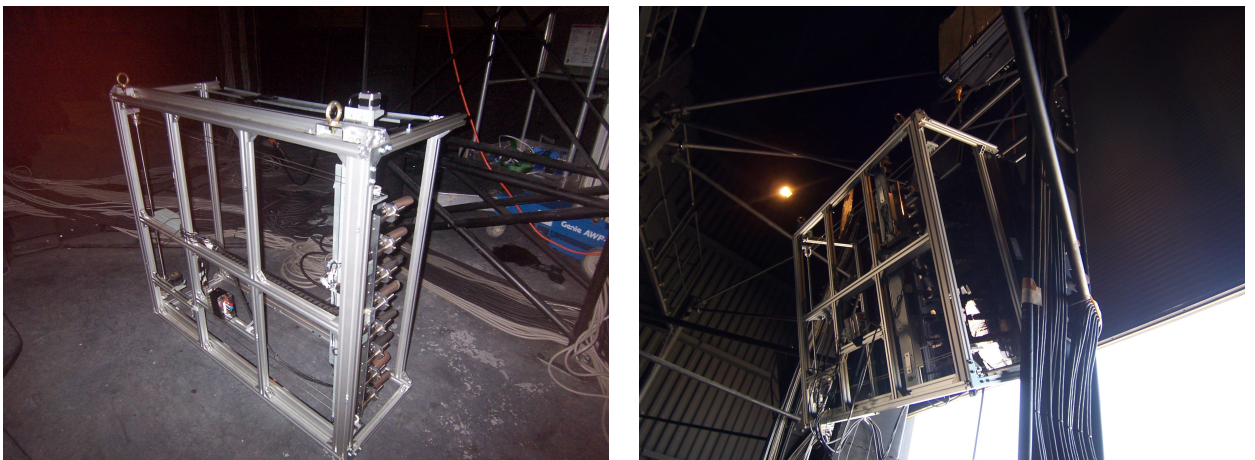


図 5.1: XY-scanner (左) をカメラに取り付けた (右)

SDF による XY-scanner データの取得方法、測定系のセットアップは 4.4.1 と同様である。測定時にはステーションのシャッターを全て閉めて遮光し、さらに PMT カメラ 1、3～7 についてはカメラ・XY-scanner の回りを黒シートで覆った。

5.1 PMT カメラの 2次元不均一性測定

測定の前に Xe-flasher を用いてカメラ内の各 PMT のゲインが同程度になるようあらかじめ HV 値を調整した ($\sim 6 \times 10^4$)。図 5.3 は設定したゲイン ($\sim 6 \times 10^4$) と、ゲイン調整後のカメラ内の



図 5.2: 測定に用いたエレクトロニクス (上段:SDF 中段:VMEPC 下段: HV)

各 PMT ゲインの差を示したヒストグラムである。これより、Xe-flasher による調整でカメラ内の各 PMT のゲインが $\sim 1\%$ で合っていることがわかる。

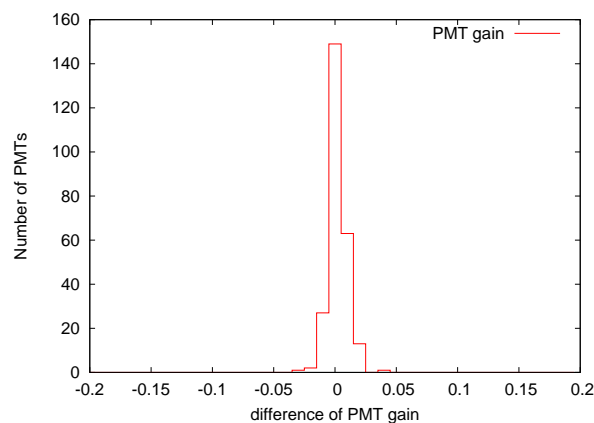


図 5.3: Xe-flasher により調整した PMT のゲインの差の分布

次に 2 次元不均一性の測定条件を示す。

測定条件

- LED 信号を含む $2\mu\text{s}$ の区間を FADC で 25ns ごとに、80 サンプルング
- カメラ上の 1 ポイントにつき LED 信号 60 パルス分の波形データを取得
- 測定ステップ: 4 mm

ただし、スポットサイズは測定ステップに合わせ 4 mm とした。

波形 SDF により取得した LED 信号の波形を図 5.4 に示す。ただし、LED100 パルス分の波形を重ねてプロットした。

バックグラウンドノイズ 2次元不均一性測定の前に PMT それぞれのチャンネルについてバックグラウンドのデータを取得した。

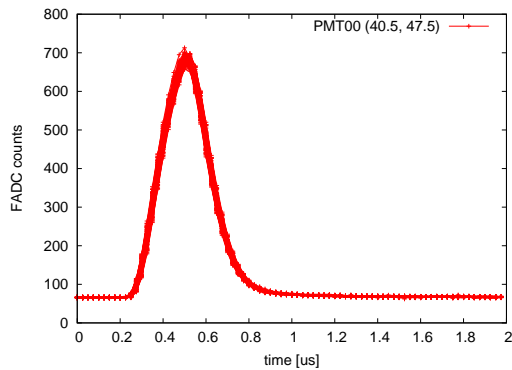


図 5.4: LED 信号の波形

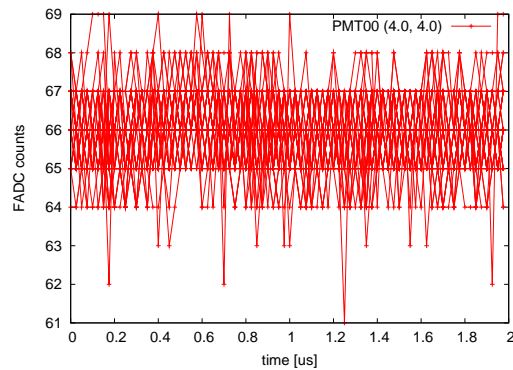


図 5.5: バックグラウンド波形

5.1.1 2次元不均一性の測定結果

PMT カメラ 8 台 (telescope 0~telescope 7) について 2次元不均一性を測定した。カメラ 1 台における測定時間は約 3 時間であった。PMT カメラ上のある点につき図 5.4 のような LED 信号の波形が得られ、この波形 (図 5.4) からバックグラウンド (図 5.5) を引き、各ポイントで取得した 60 パルスにおける平均 FADC 積分値を出力とした。そのときの XY-sacnner の座標に対する出力をプロットしたもの (PMT カメラの 2次元不均一性) が図 5.6~ 図 5.13 である。ただし得られた波形に対して、各時間ごとの FADC カウントを足し合わせたものを FADC 積分値とした。また 60 パルスでの FADC 積分値のばらつきは約 1%であった。

測定に用いた LED8 個の光量差は、PMT 出力レベルのギャップにより確認できる。カメラ内の 1 本の PMT (PMT 6e) についてはゲインの調整がうまくいかなかったため、プロットからは外した。また PMT 71、77、7e の管面中心付近に出力の低いポイントが見えるが、これは基準 PMT の管面中心に PMT 較正用の YAP パルサーが取り付けられているためである。

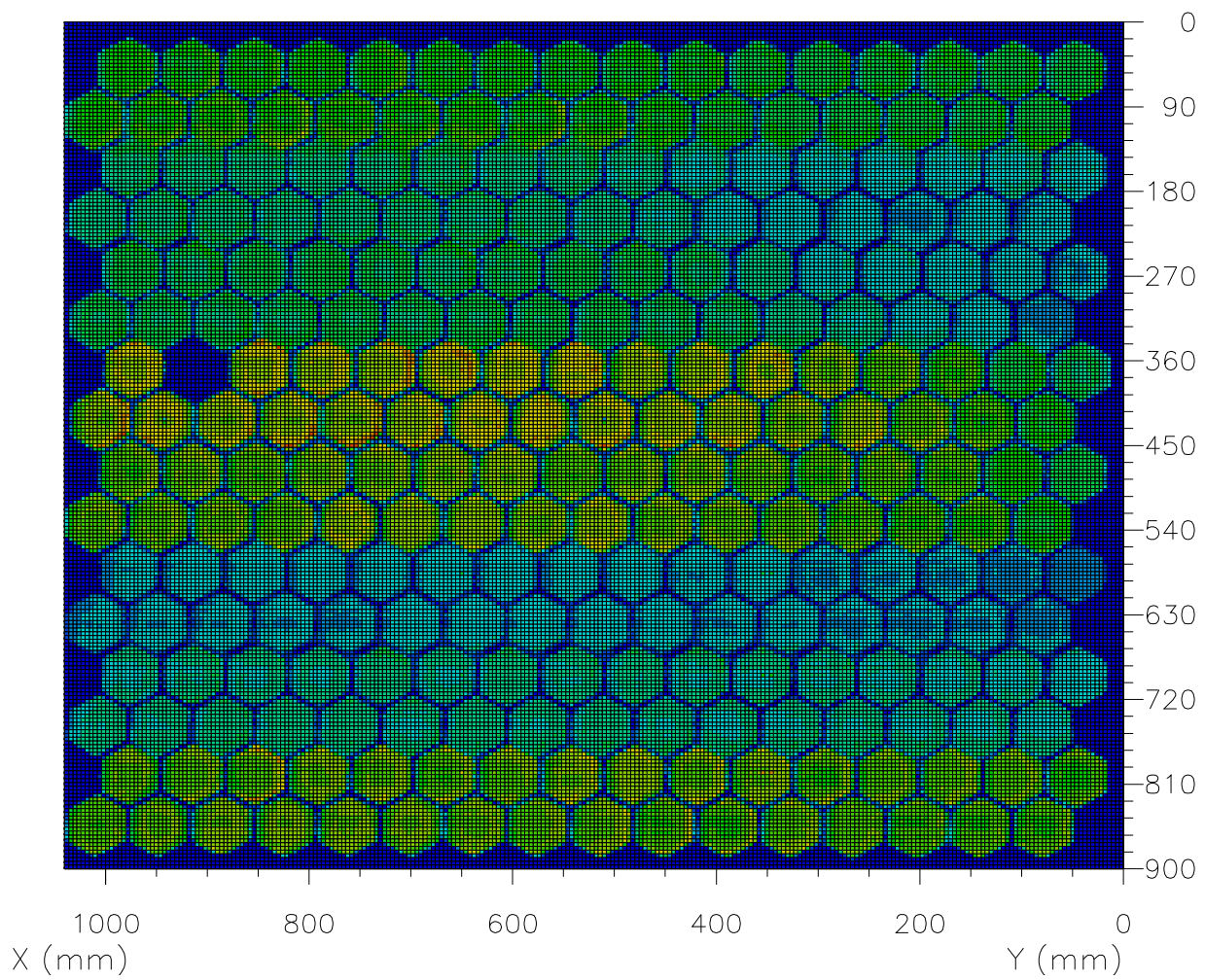


図 5.6: カメラ 0 の 2 次元不均一性

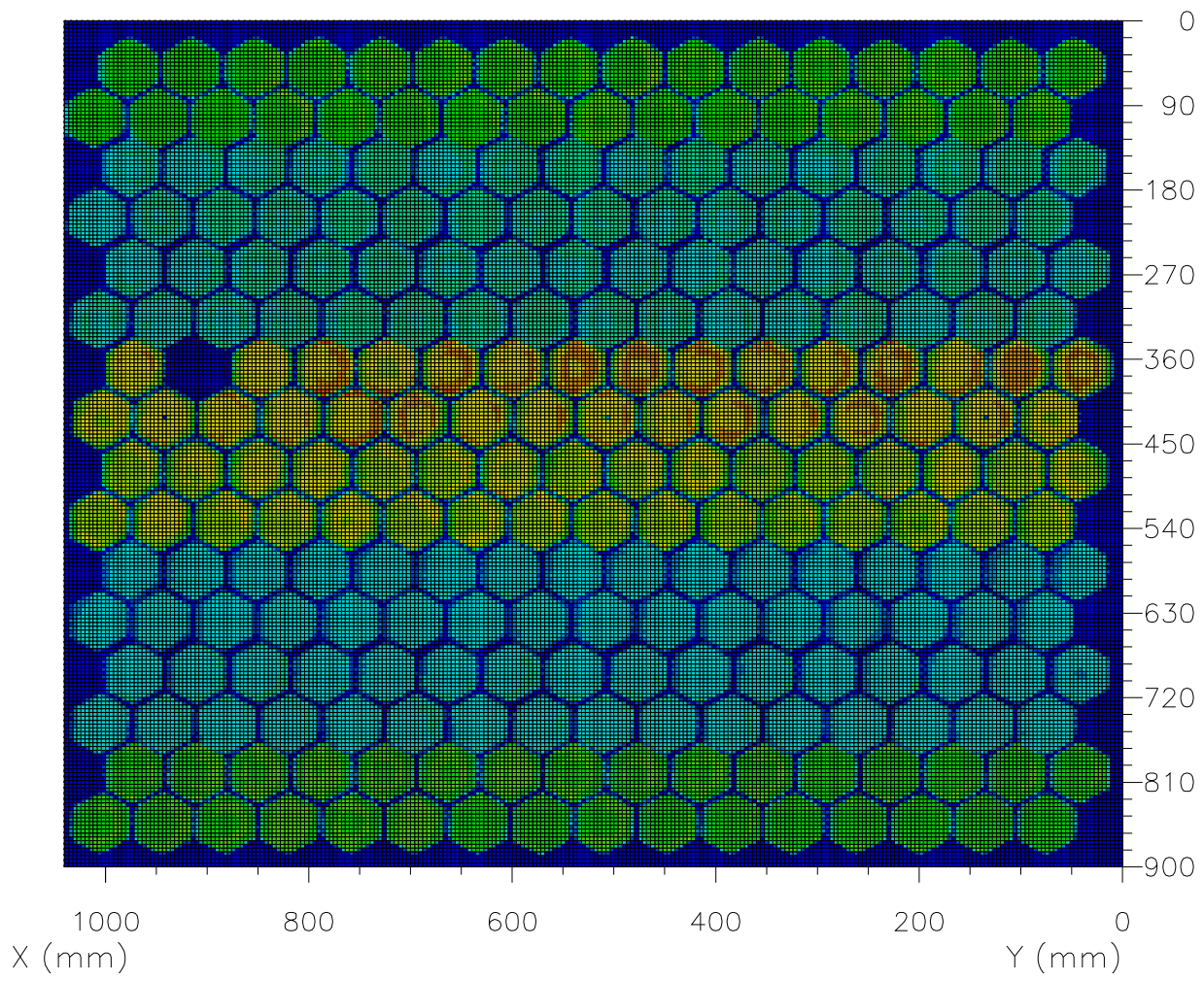


図 5.7: カメラ 1 の 2 次元不均一性

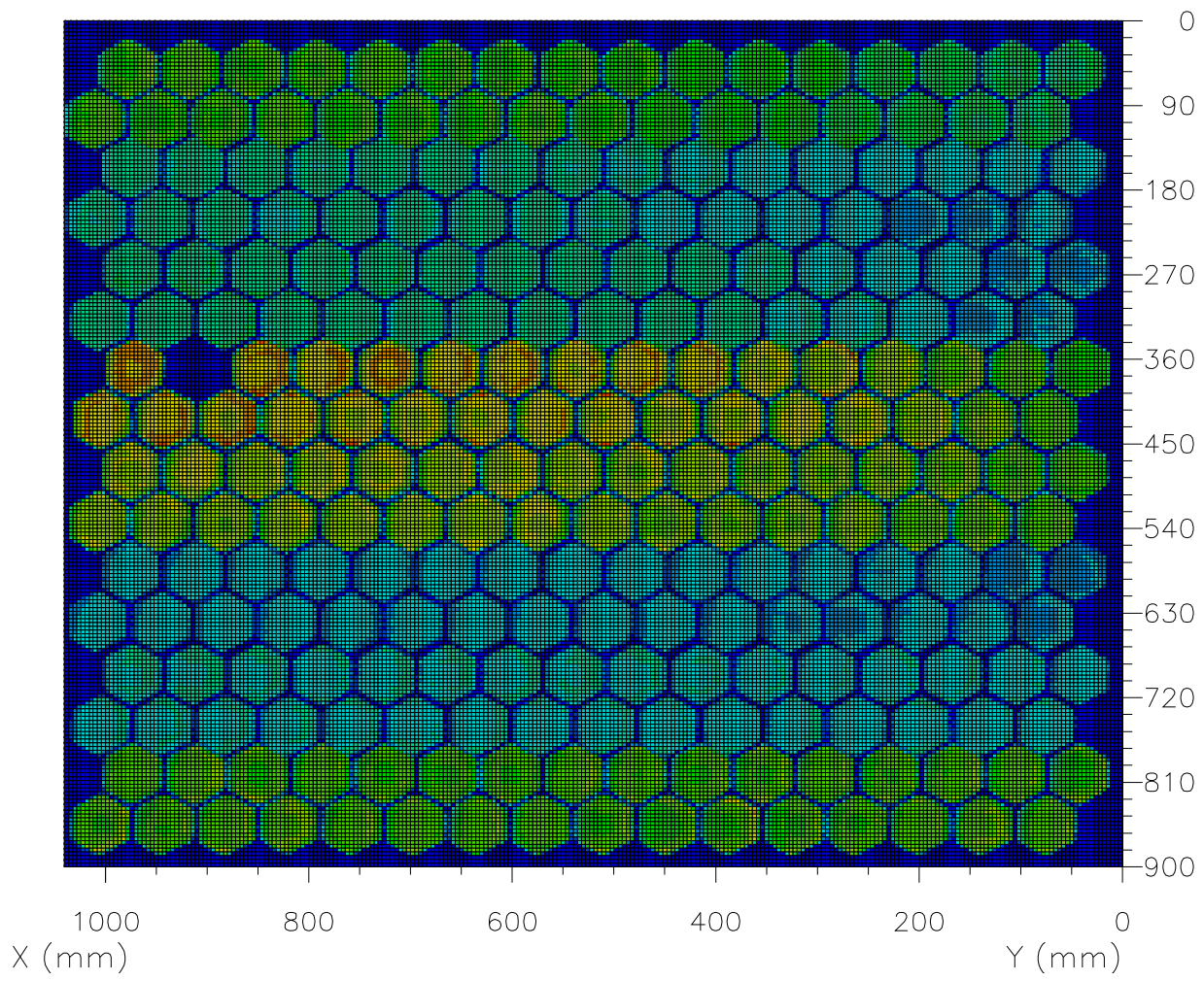


図 5.8: カメラ 2 の 2 次元不均一性

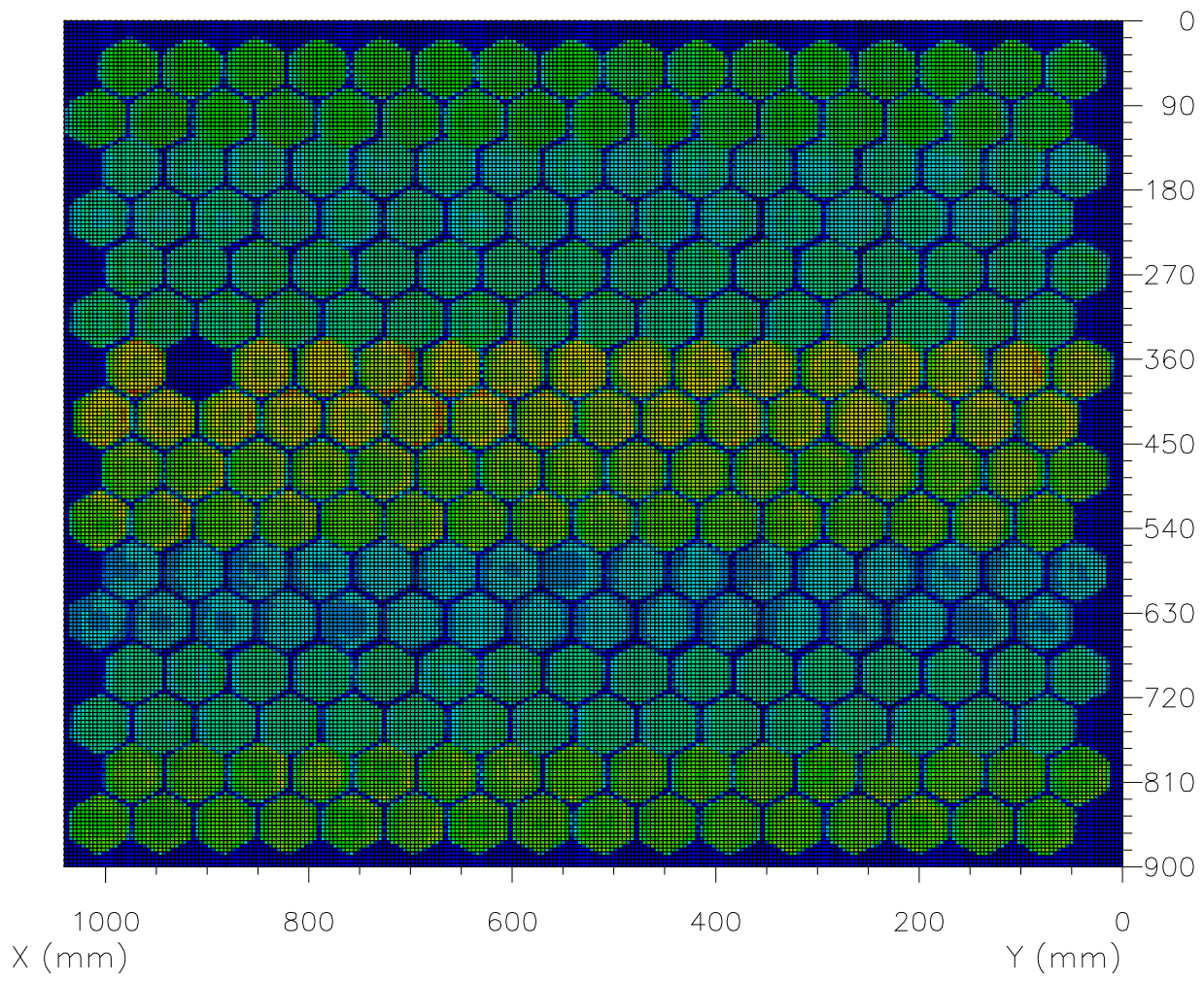


図 5.9: カメラ 3 の 2 次元不均一性

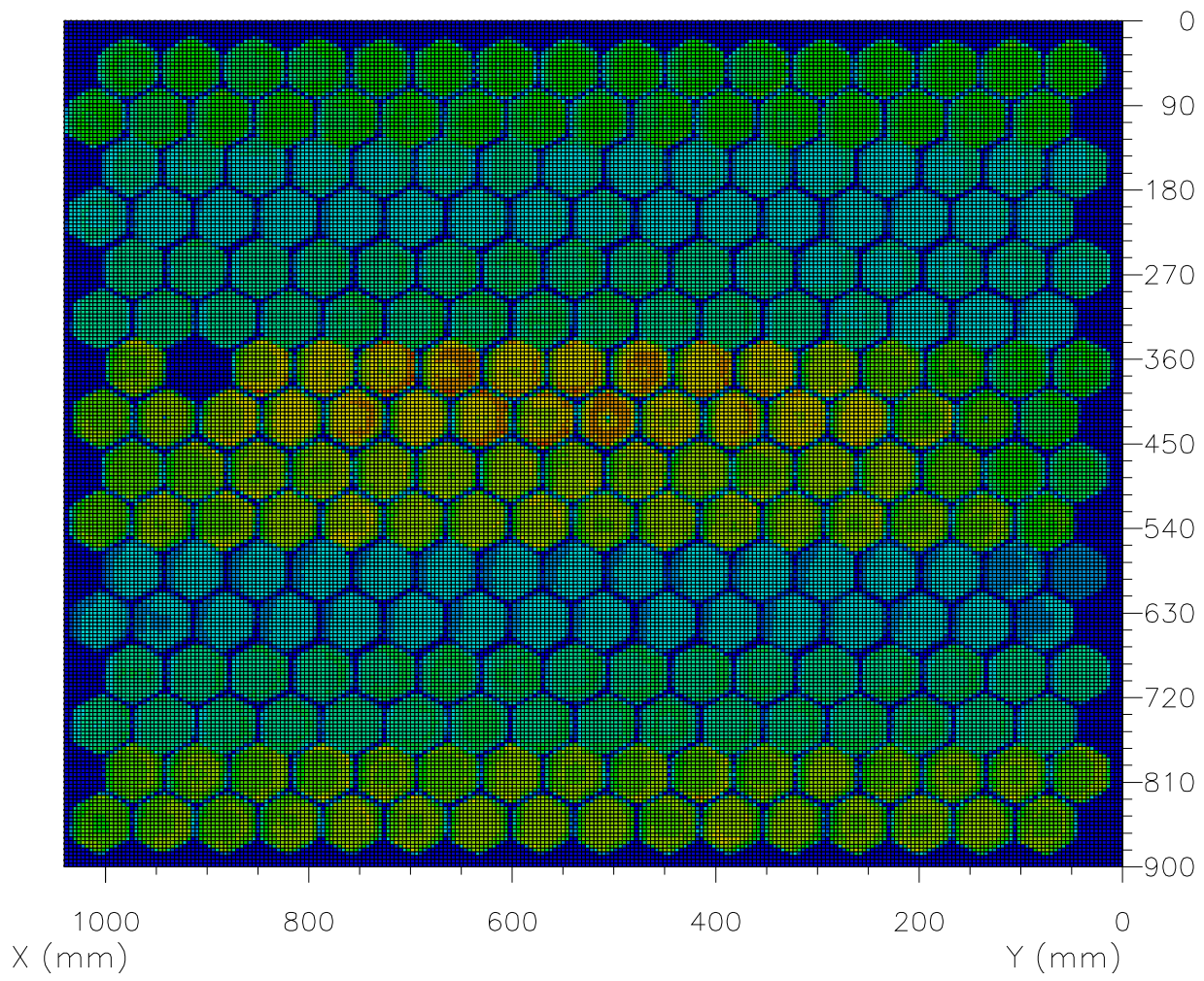


図 5.10: カメラ 4 の 2 次元不均一性

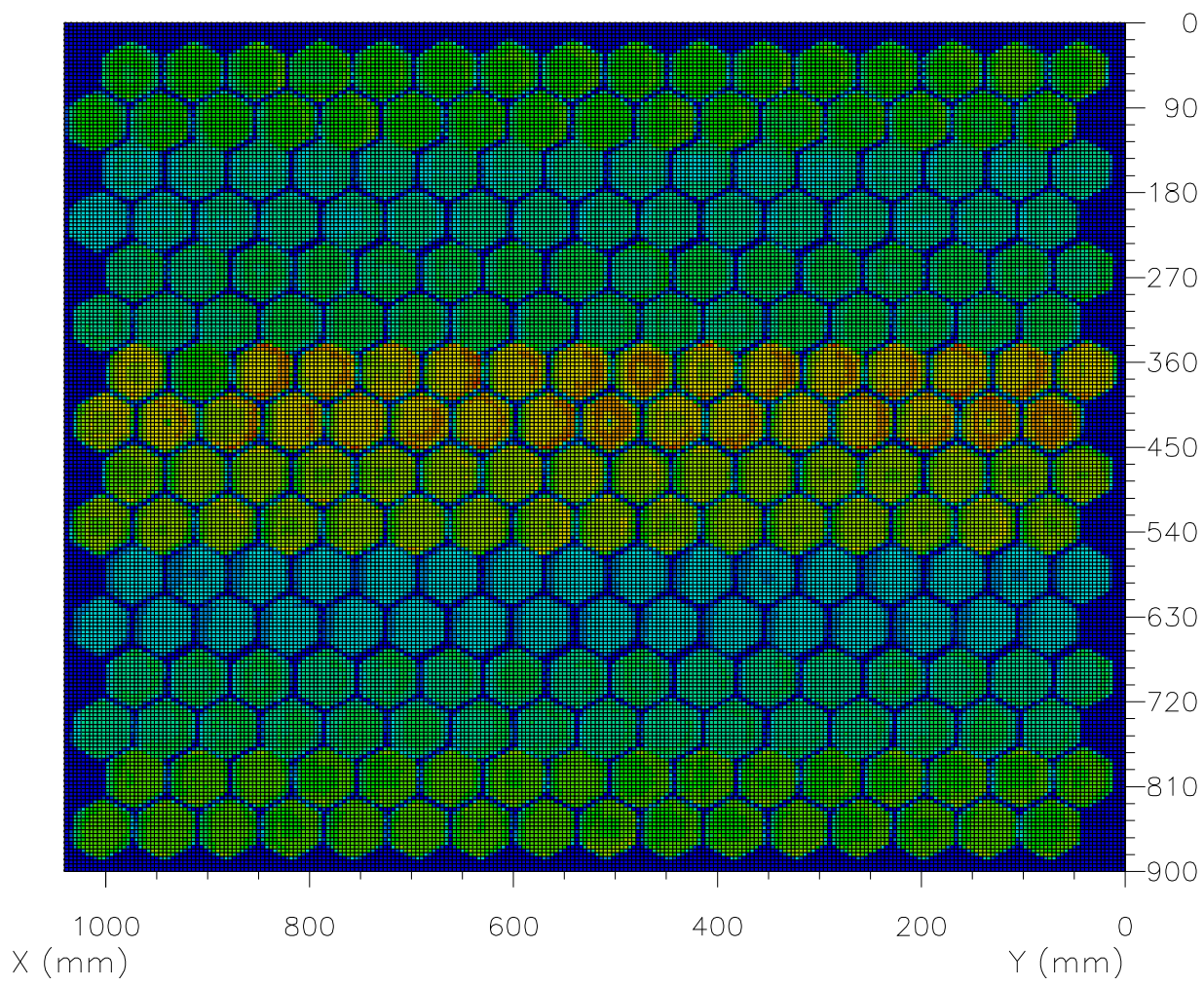


図 5.11: カメラ 5 の 2 次元不均一性

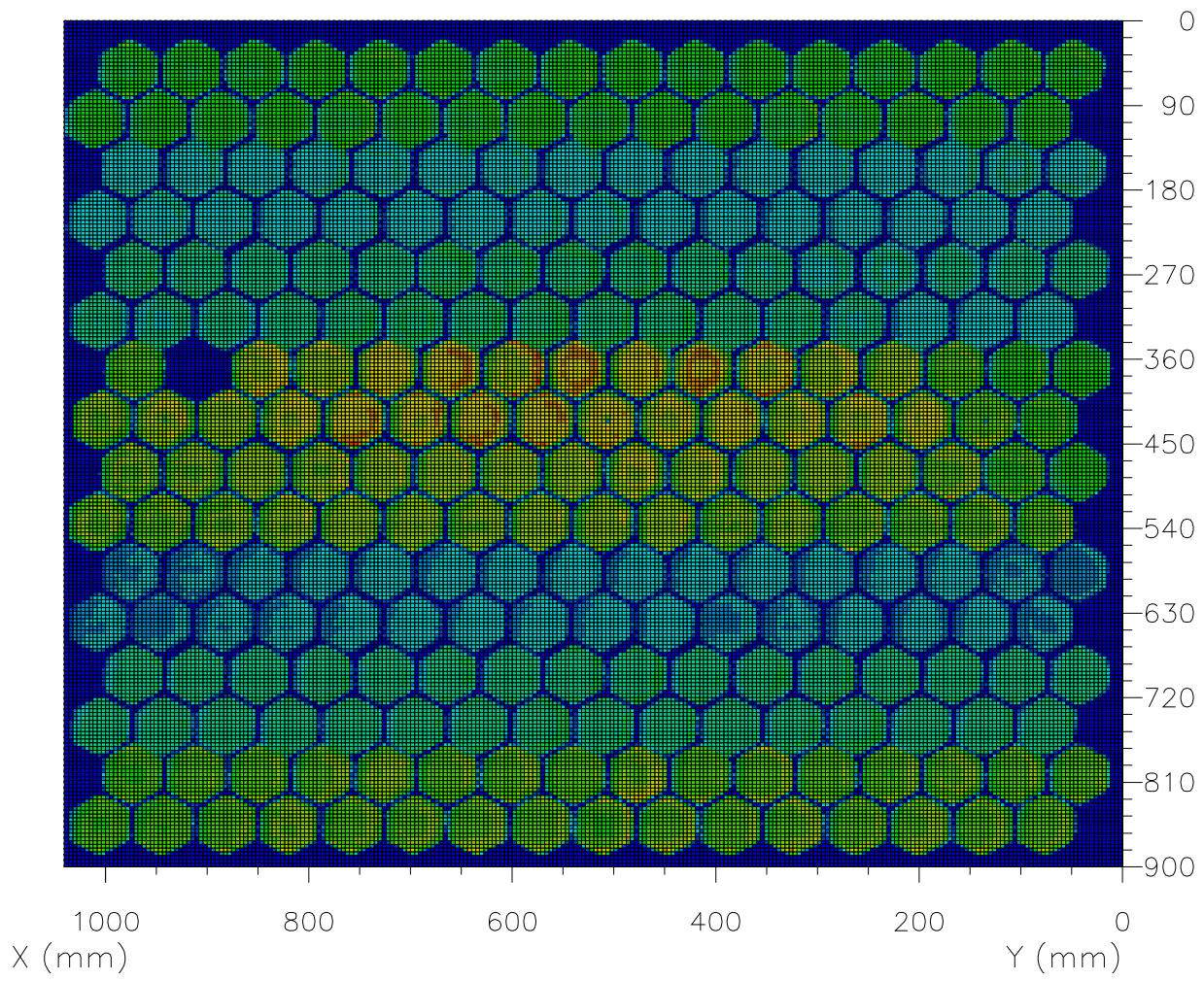


図 5.12: カメラ 6 の 2 次元不均一性

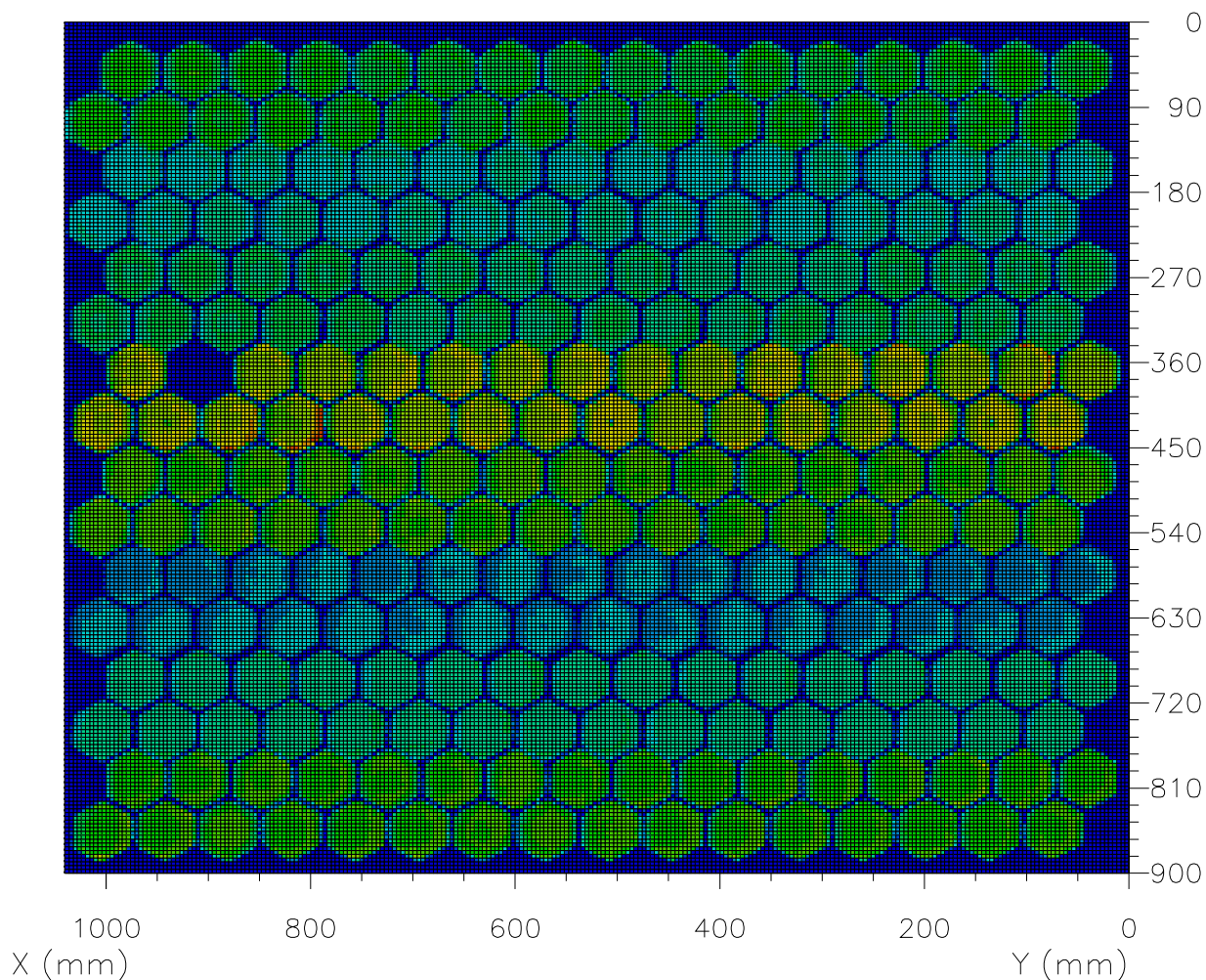


図 5.13: カメラ 7 の 2 次元不均一性

5.1.2 PMT ゲイン・LED 光量安定性

2次元不均一性測定中における PMT ゲインの変動、LED 光量の変動をモニターするために、4.4.1 と同様に測定中にある時間間隔で同じ PMT の同じポイント (PMT 管面中心) の出力を複数回測定した。測定間隔は約 8 分、測定回数はカメラ 1 台につき 19 回であった。また周辺温度との相関を見るために、PMT カメラ内にサーミスタ (図 5.14) を配置しデジタルマルチメーター (KEITHLEY 2701、図 5.15) を用いて、2次元不均一性測定中におけるカメラ内の温度変化も測定した。

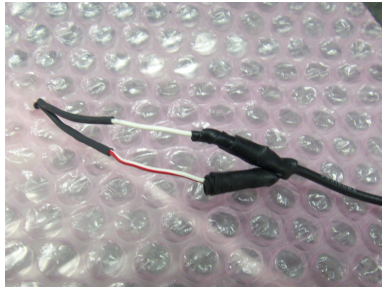


図 5.14: サーミスタ



図 5.15: デジタルマルチメーター

出力安定性の測定結果

各 PMT カメラに対する結果を図 5.18～図 5.25 に示す。測定中における PMT の出力変化と、そのときのカメラ内の気温変動である。エラーバーは取得した 60 パルスにおける出力の標準偏差を示す。1 個の LED は 2 本の PMT に対して安定性のチェックを行っているため、各 LED ごとにプロットした。また、2 本の PMT により測定した出力の変動を比較しやすくするため、始めの出力を 1 としている。カメラ 0～6 は昼に測定を行ったため、カメラ内の温度は一定もしくは上昇をしている。それに対してカメラ 7 は夜に測定を行ったため、他の測定と違い気温が減少している。同じ LED により測定した 2 本の PMT の出力は同様の変動を示しており、カメラ全体 (LED8 個) でも出力はほぼ同じ変動をしている。また PMT の出力の変動は温度と反対の変動をしていることから、出力の変化は温度と相関があることが見受けられる。

温度依存性の検証

ここで、PMT の出力変化の温度依存性が妥当な値かどうか検証した。測定された温度変化、LED1 の測定した PMT1 の出力変化をともに 1 次関数でフィッティングし、カメラ 8 台分の温度係数を求めた (表 5.1)。その結果、平均温度係数は $-0.81\%/C^{\circ}$ となった。

telescope	出力変化 (%)	温度変化 (C°)	温度係数 ($\%/C^{\circ}$)
0	-2.1	+3	-0.70
1	-6.7	+6.5	-1.04
2	-5.3	+6.1	-0.87
3	-4.2	+7.3	-0.58
4	-4.4	+5.3	-0.83
5	-0.72	+0.54	-1.33
6	-2.5	+4.8	-0.52
7	+2.3	-3.7	-0.65

表 5.1: 各カメラの出力・温度変化

PMT、LED の温度係数の文献値・カタログ値を以下に示す。

PMT ゲインの変動 PMT 単体 (光電面の温度係数) $\sim -0.25\%/C^{\circ}$ (図 5.16、[14])
 PMT 単体 + プリナー回路 $\sim -0.5\%/C^{\circ}$ ([15])

LED 光量の変動 20 C° ~40 C°: 約-0.25 %/C° (図 5.17)

ここから、PMT + LED の温度係数は 2 次元不均一性の測定中の温度変化内では約-0.75 %/C° となる。上で求めたカメラ 8 台分の平均温度係数は-0.81 %/C° であり、ほぼ同程度の結果が得られた。この値からも 2 次元不均一性測定中の PMT の出力変化は、温度依存によるものと考えられる。この影響は 2 次元不均一性の測定結果にも反映されるものと考えられ、

- 測定は温度変動の少ない曇りの日や夜間に行う
- 測定した PMT 出力変動データ・温度データを用いた補正を行う

などの必要がある。また PMT 出力変動には PMT ゲイン変動と LED の光量変動が含まれているため、さらに測定中に基準 PMT に装着してある YAP パルサーの出力変動を測定することが望ましい。

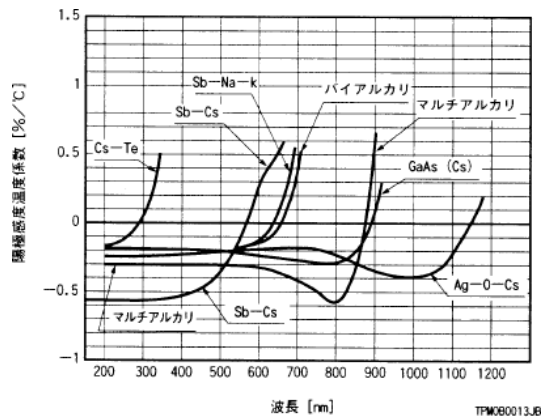


図 5.16: アノードの温度係数

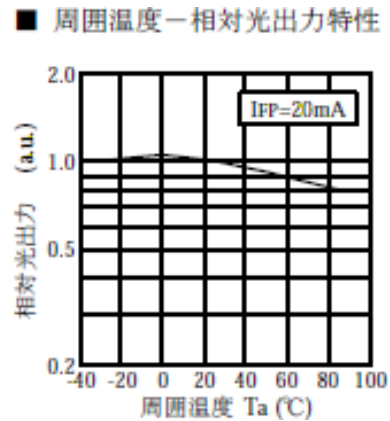


図 5.17: UVLED の相対出力の温度依存性

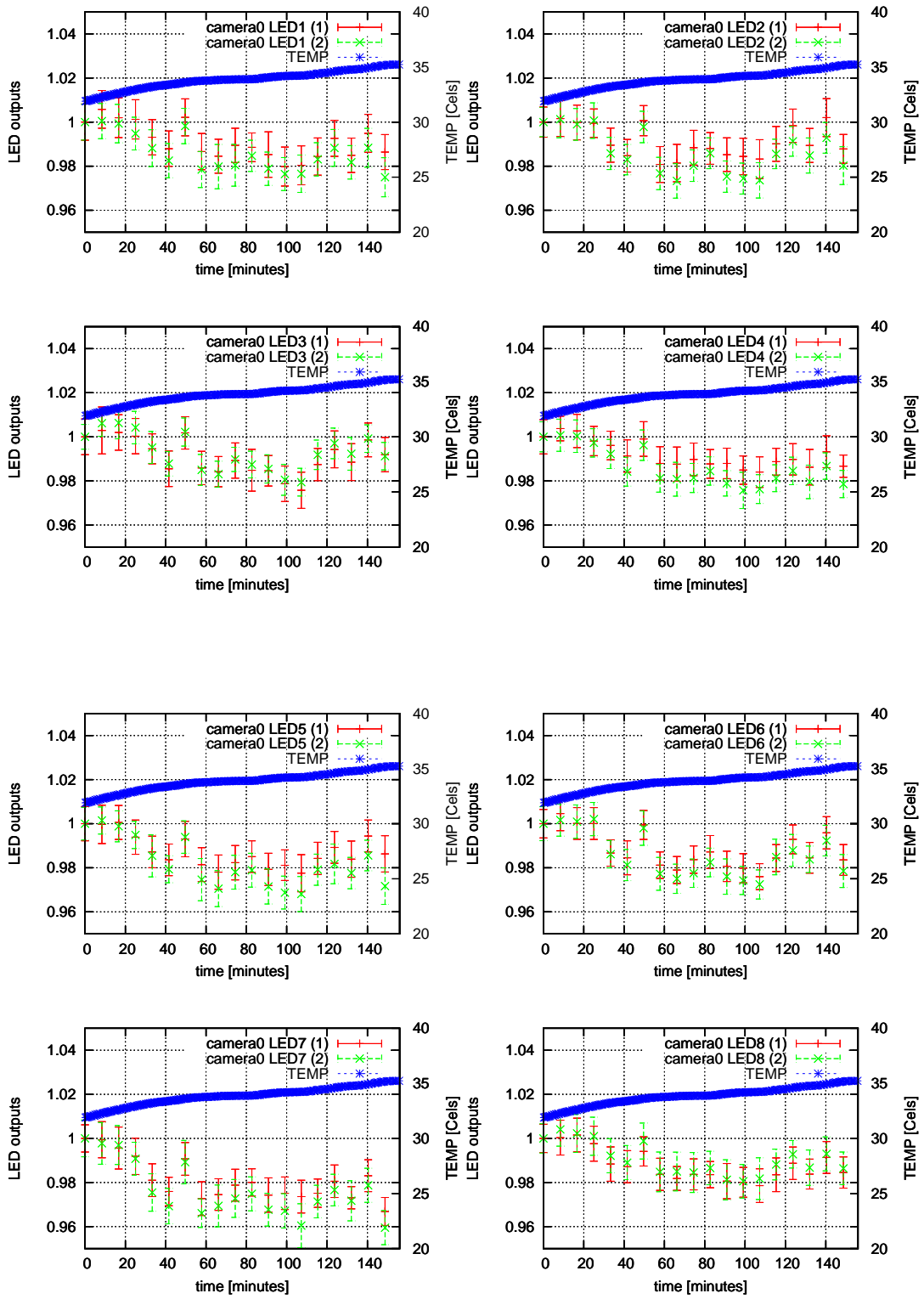


図 5.18: カメラ 0 測定中の温度変化・出力変化 (昼)

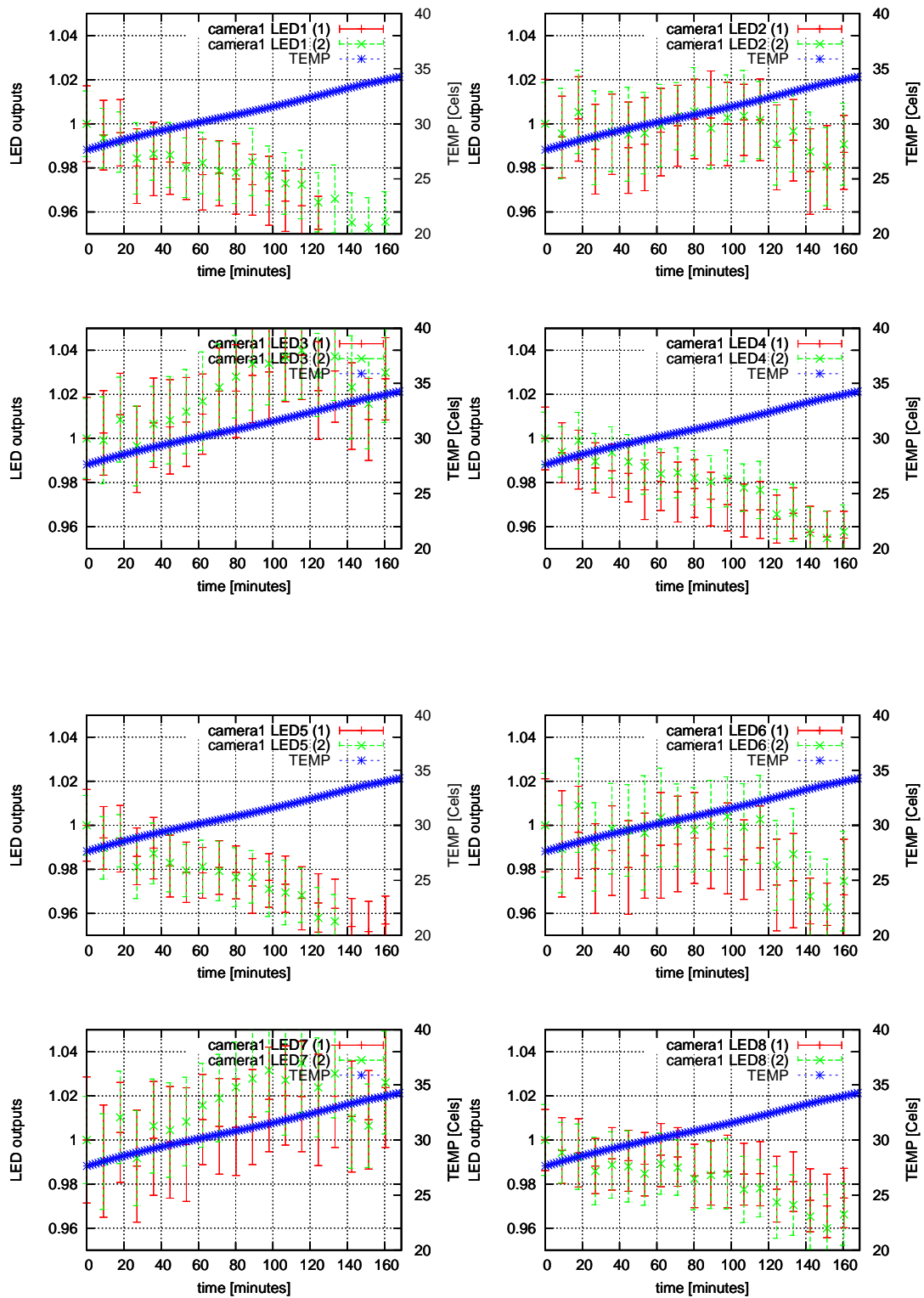


図 5.19: カメラ 1 測定中の温度変化・出力変化 (昼)

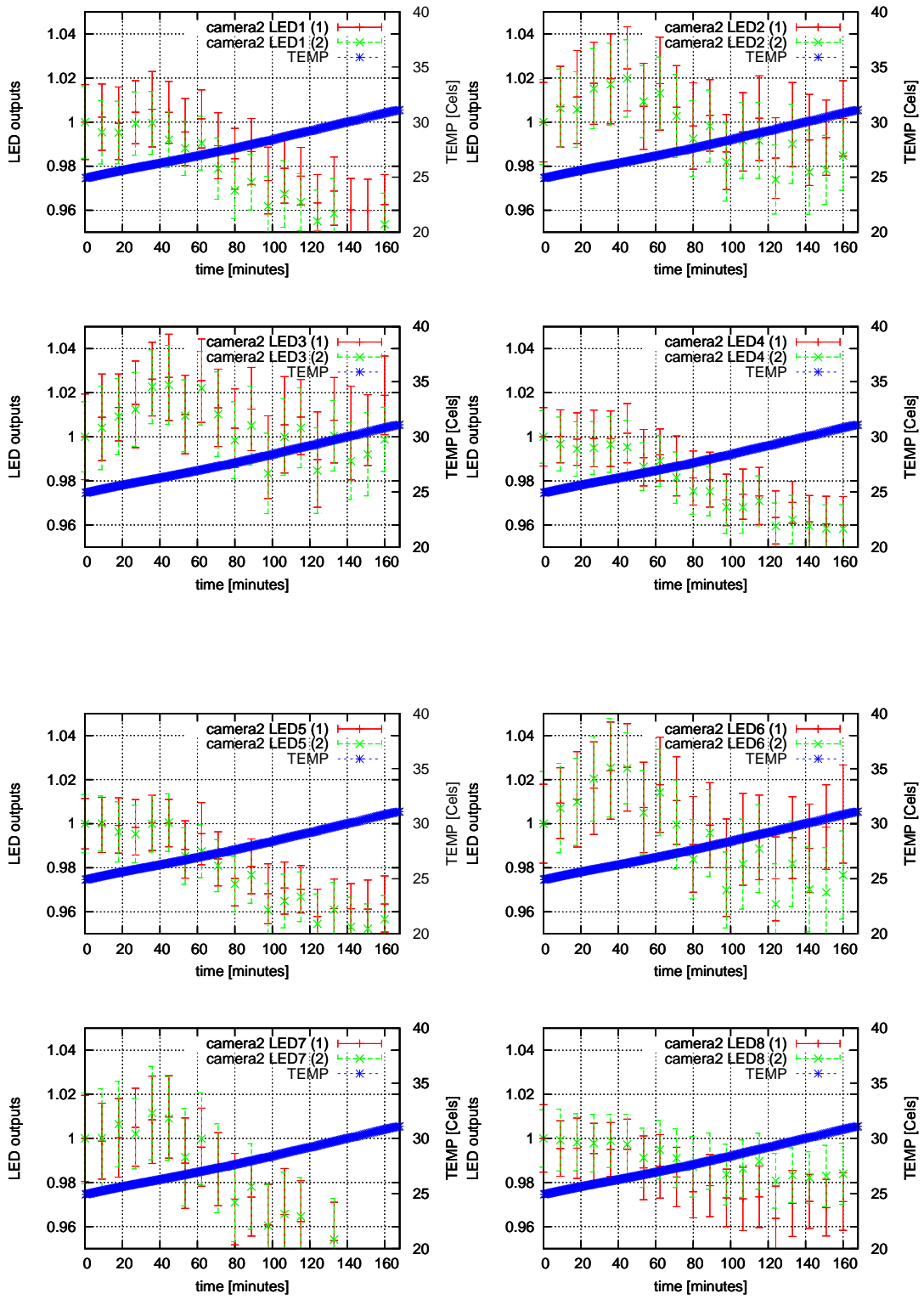


図 5.20: カメラ 2 測定中の温度変化・出力変化 (昼)

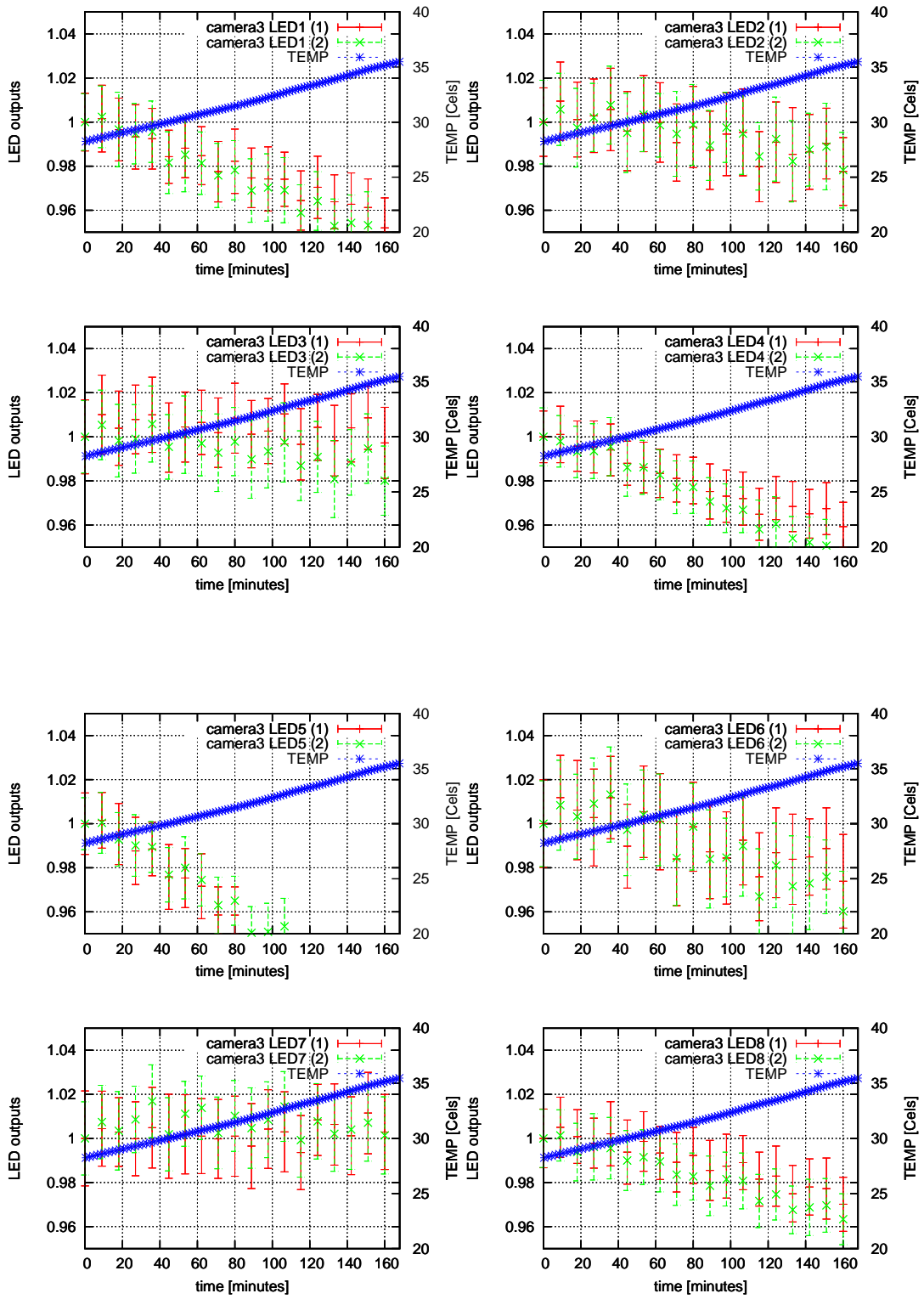


図 5.21: カメラ 3 測定中の温度変化・出力変化 (昼)

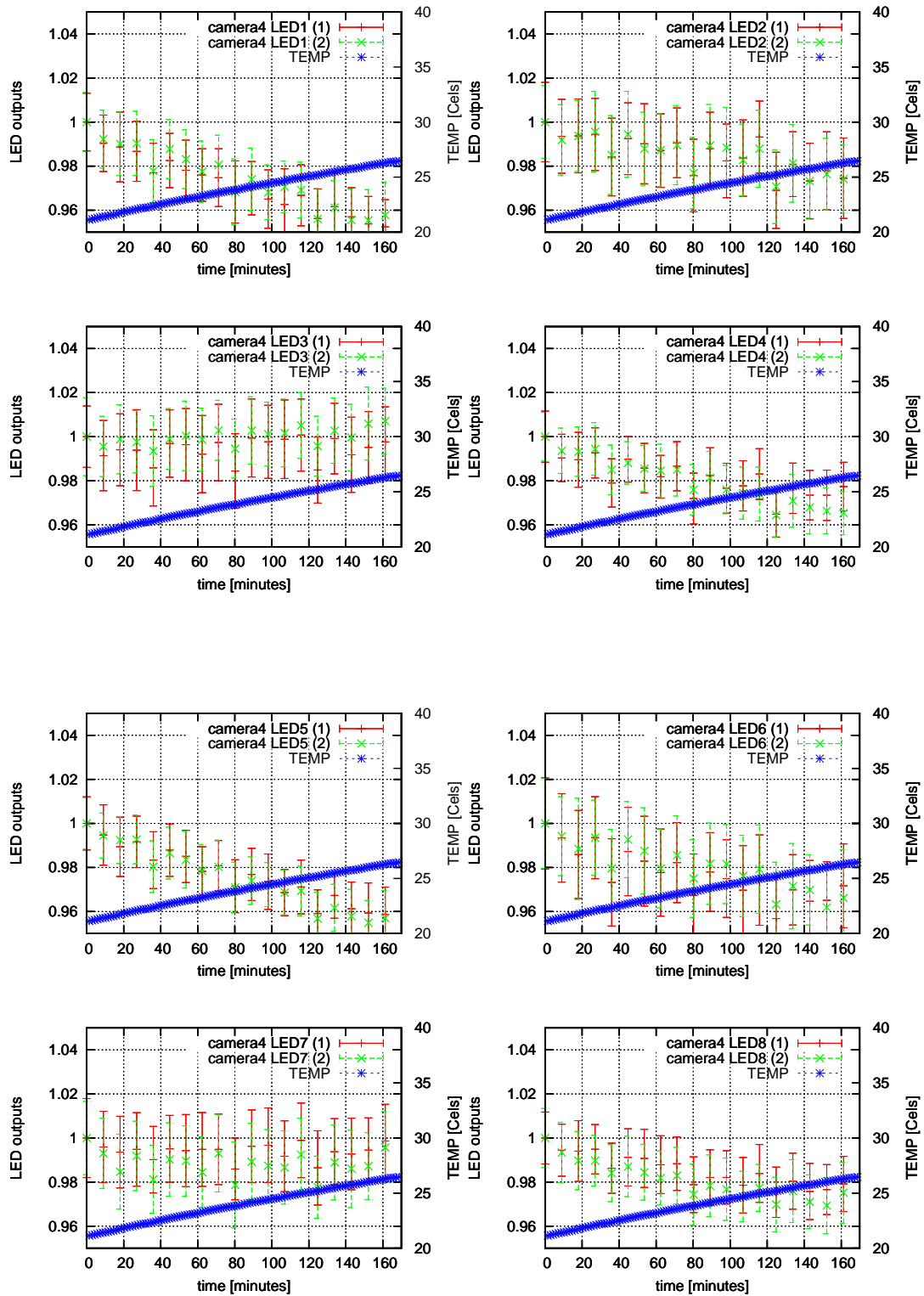


図 5.22: カメラ 4 測定中の温度変化・出力変化 (昼)

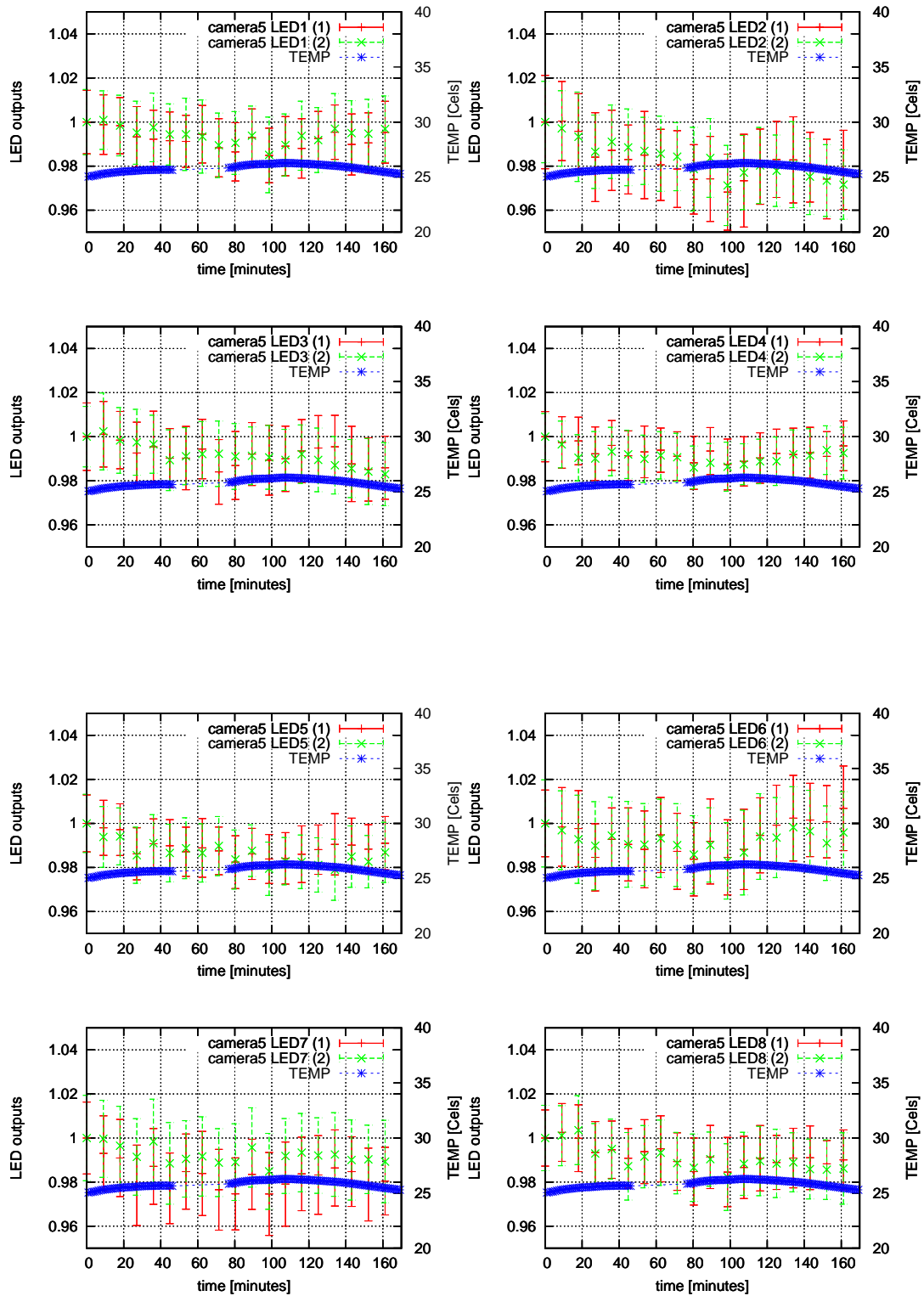


図 5.23: カメラ 5 測定中の温度変化・出力変化 (昼)

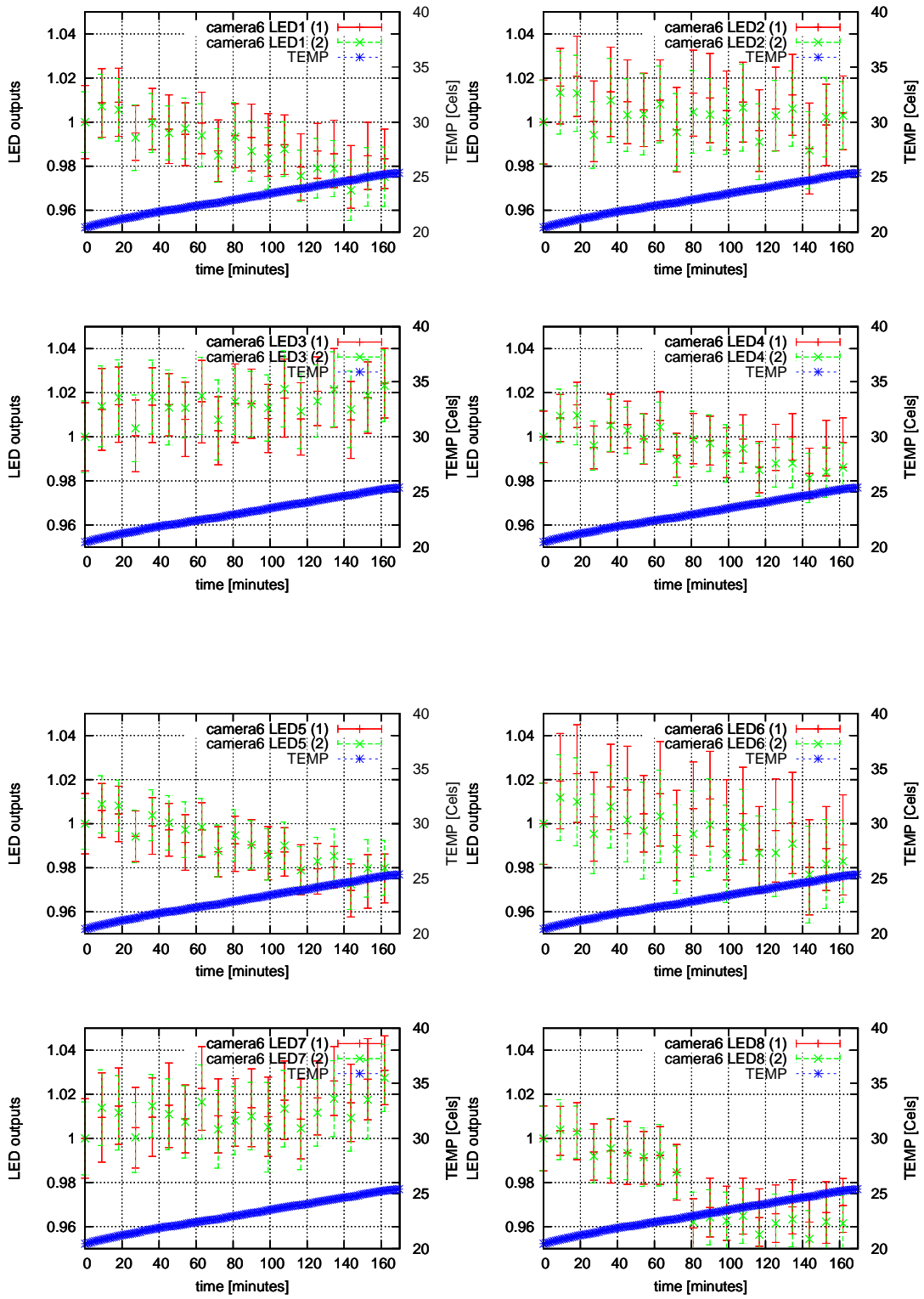


図 5.24: カメラ 6 測定中の温度変化・出力変化 (昼)

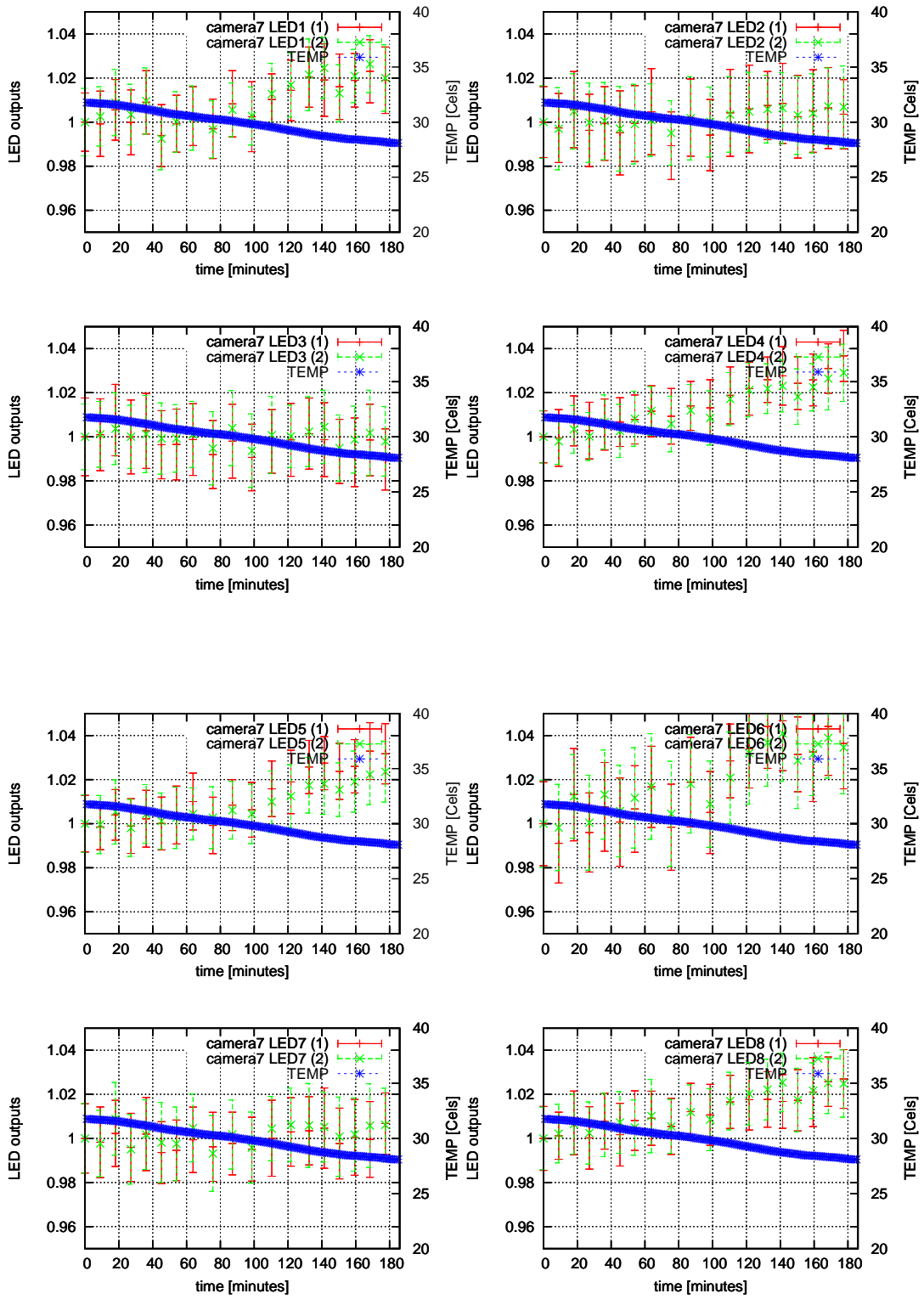


図 5.25: カメラ 7 測定中の温度変化・出力変化 (夜)

5.2 カメラ全体での 2 次元不均一性

XY-scanner の改良により、1 個の LED の測定領域はカメラ全体からカメラ Y 方向の PMT2 列 (32 本) となった。よって上述の 2 次元不均一性の測定では光量の異なる 8 個の LED 光源で測定を行っているため、実際に求まるのはカメラ全体の 2 次元不均一性ではなく、PMT32 本ごとの相対 2 次元不均一性である。また LED8 個の取り付けは手動で行うため、その正確な相対位置はわからない。このため XY-scanner の座標と PMT カメラの座標の対応ができない。ここではこれらの補正を行い、上述のデータを用いてカメラ全体での相対 2 次元不均一性へ拡張する。

5.2.1 LED の位置補正

XY-scanner には 8 個の LED 光源が取り付けられており、それぞれの相対位置は XY-scanner・PMT カメラの座標を対応させるために知っておく必要がある。そのため XY-scanner をカメラにセットする度に LED の位置補正用データを取り、以下の手順により LED8 個の相対位置の見積りを行った。1 個の LED につき 1 本の PMT のデータを使用した。ただし、カメラ 0 については補正データを取得していないため以後の結果には含めない。

1. X、Y 方向に 1mm ステップで 2 次元不均一性を測定
2. ある FADC 積分値 (500, 1000, 1500) で X、Y 方向の 2 次元不均一性 (図 5.26) をカット
3. その時の両端の座標の中心をとり、XY-scanner 座標における PMT 中心の座標とする
4. 同じ操作を LED8 個について行い、PMT 中心座標を比べ LED8 個の相対位置とする

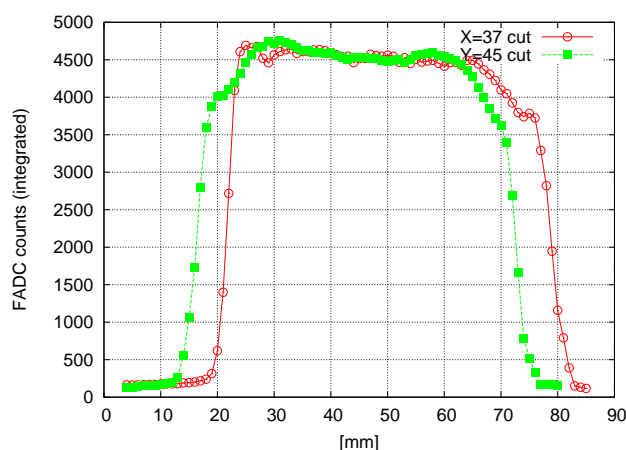


図 5.26: X、Y 方向からみた 2 次元不均一性 (X cut, Y cut)

図 5.27 に、各カメラについて各 FADC 積分値 (500, 1000, 1500) でカットした場合の LED8 個の相対位置のカメラ間での差を示す。カメラ間の差は $\sim \pm 2$ mm であり、PMT の取り付け精度・XY-scanner の取り付け精度の程度である。またその差はどの FADC 積分値でカットしてもほぼ変わらない結果を得られることから、以下では FADC 積分値 1500 でカットしたデータを位置補正

に用いる。表 5.2~5.8 に FADC 積分値 1500 でカットし、各カメラについて LED1 の位置を基準とした場合の LED の相対位置を示す。

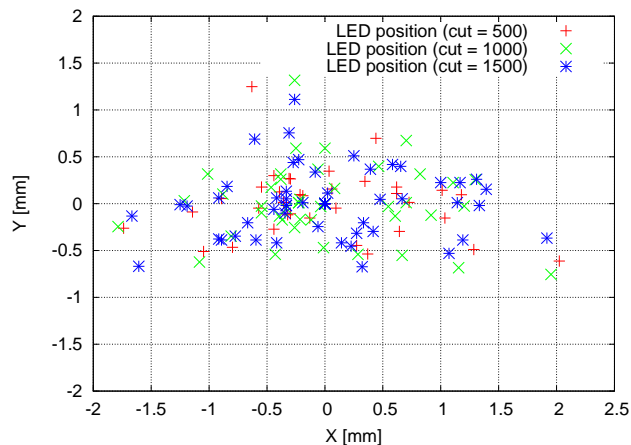


図 5.27: FADC 積分値 500, 1000, 1500 でカットした場合の LED のカメラ間相対位置

LED	X [mm]	Y [mm]
1	0	0
2	-3.08	1.71
3	-5.67	1.21
4	-7.67	-1.57
5	-4.08	-0.43
6	-4.42	-1.93
7	-6.83	0.00
8	-6.42	1.71

表 5.2: telescope 1 における LED の相対位置

LED	X [mm]	Y [mm]
1	0	0
2	-1.67	0.86
3	-4.08	1.29
4	-6.00	-1.57
5	-2.83	0.36
6	-2.75	-1.50
7	-5.00	0.43
8	-3.92	2.00

表 5.3: telescope 2 における LED の相対位置

LED	X [mm]	Y [mm]
1	0	0
2	-2.58	0.93
3	-4.83	1.64
4	-6.67	-1.50
5	-2.42	-0.57
6	-2.58	-1.50
7	-3.67	-0.36
8	-3.83	1.89

表 5.4: telescope 3 における LED の相対位置

LED	X [mm]	Y [mm]
1	0	0
2	-3.17	2.00
3	-5.50	1.71
4	-7.42	-1.21
5	-3.75	1.07
6	-3.50	-1.21
7	-5.17	-0.29
8	-5.00	1.29

表 5.5: telescope 4 における LED の相対位置

LED	X [mm]	Y [mm]
1	0	0
2	-2.92	1.00
3	-5.42	1.29
4	-7.67	-1.57
5	-3.17	-0.71
6	-3.42	-1.93
7	-5.92	0.14
8	-4.75	1.79

表 5.6: telescope 5 における LED の相対位置

LED	X [mm]	Y [mm]
1	0	0
2	-2.83	1.36
3	-6.00	0.93
4	-7.67	-1.50
5	-3.83	-0.14
6	-4.17	-2.14
7	-6.00	0.071
8	-5.83	2.43

表 5.7: telescope 6 における LED の相対位置

LED	X [mm]	Y [mm]
1	0	0
2	-3.75	0.86
3	-5.08	0.86
4	-8.25	-1.93
5	-4.33	0.14
6	-5.42	-1.86
7	-6.50	0.071
8	-6.83	1.07

表 5.8: telescope 7 における LED の相対位置

5.2.2 LEDの相対光量

上述のようにLED8個の光量差により、実際に求められるのはカメラ全体の2次元不均一性ではなく、PMT32本ごとの相対2次元不均一性である。しかしLED1個の移動領域はY方向のPMT3列目までであるため、実際はPMTの約半分の領域は異なる2個のLEDが測定しており(図5.28)、隣接するLED同士の相対的な光量を求めることができる。LED8個の相対光量を以下のように決めることで、測定したデータを用いてPMTカメラ全体の相対2次元不均一性を得る。ただし、カメラ0については位置補正データを取得していないため以後の結果には含めない。

相対光量決定の手順

1. 1本のPMTの約半分の領域は異なる2個のLEDが測定している(図5.28)
2. 異なるLEDが測定した、あるPMT上の同じ点における出力を比較してLEDの相対光量を見積もる
3. 上で計算したLED位置補正を加えて、隣接するLEDの組の光量比の相対値を決める
LED1~8それぞれの光量を $L_1 \sim L_8$ とおく。2次元不均一性の測定から求まるのは隣接するLEDの光量比 \tilde{L}_i である。

$$\tilde{L}_i = \frac{L_i}{L_{i-1}} \quad (5.1)$$

4. これからLED1の光量を1としたときの、LED i の相対光量 L'_i は

$$L'_i = \frac{L_i}{L_1} = \tilde{L}_2 \tilde{L}_3 \cdots \tilde{L}_i \quad (5.2)$$

と決まる。

隣接するLEDの光量比の決定には、PMT32本全てのデータを用いた。このような手順により決定した各カメラについてのLED8個の相対光量を表5.9~5.15に示す。また各カメラで測定した場合の、 L'_i とそのエラーを図5.29に示す。各LEDのエラーは光量を比較した際 \tilde{L}_i の 1σ を用いた。この図から各カメラ間についても相対光量の値はほぼ同程度となり、また各相対光量の値は、測定した2次元不均一性(図5.6~5.13)のLEDによる出力ギャップの大きさとも矛盾しない。2次元不均一性の測定からLEDの相対光量を以上のような精度で決めることができた。

5.2.3 相対2次元不均一性

以上の補正を行った後に、PMTカメラの相対2次元不均一性を計算した。補正後の2次元不均一性を図5.30~5.36に示す。補正を行ったことにより各PMTを測定したLEDの違いによる出力ギャップがなくなり、全チャンネルのPMTにおいて出力レベルが揃っていることが確認できる。ただし、カメラ0については補正データを取得していないため以後の結果には含めない。

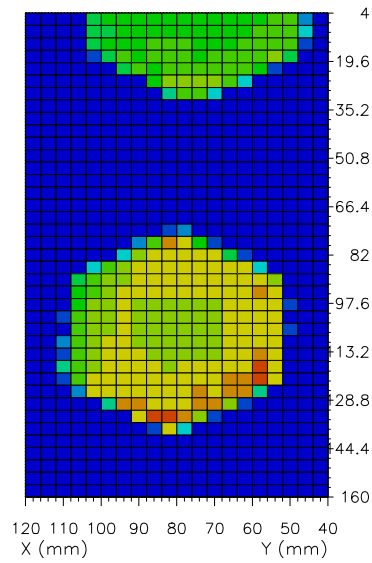


図 5.28: 異なる LED が測定した同じ PMT の 2 次元不均一性

LED	光量の相対値	エラー (%)
1	1	-
2	0.60	4.29
3	0.58	5.17
4	1.44	5.47
5	1.33	6.80
6	0.52	7.87
7	0.57	8.66
8	1.05	8.99

表 5.9: telescope 1 における LED 光量の相対値

LED	光量の相対値	エラー (%)
1	1	-
2	0.63	4.98
3	0.70	5.59
4	1.52	5.99
5	1.42	7.10
6	0.57	8.48
7	0.68	9.02
8	1.36	9.28

LED	光量の相対値	エラー (%)
1	1	-
2	0.68	4.24
3	0.79	5.03
4	1.52	5.57
5	1.35	6.94
6	0.57	8.97
7	0.80	9.53
8	1.31	9.92

表 5.10: telescope 2 における LED 光量の相対値 表 5.11: telescope 3 における LED 光量の相対値

LED	光量の相対値	エラー (%)
1	1	-
2	0.64	3.91
3	0.78	4.59
4	1.48	5.18
5	1.33	6.51
6	0.52	8.01
7	0.77	8.55
8	1.25	8.97

LED	光量の相対値	エラー (%)
1	1	-
2	0.63	4.70
3	0.79	5.38
4	1.47	5.74
5	1.26	7.02
6	0.49	8.99
7	0.72	9.42
8	1.07	9.82

表 5.12: telescope 4 における LED 光量の相対値 表 5.13: telescope 5 における LED 光量の相対値

LED	光量の相対値	エラー (%)
1	1	-
2	0.60	4.00
3	0.76	4.75
4	1.45	5.36
5	1.30	6.77
6	0.50	8.58
7	0.72	9.12
8	1.20	9.53

LED	光量の相対値	エラー (%)
1	1	-
2	0.63	4.44
3	0.79	5.57
4	1.40	6.04
5	1.10	7.44
6	0.44	9.26
7	0.65	9.72
8	0.96	10.07

表 5.14: telescope 6 における LED 光量の相対値 表 5.15: telescope 7 における LED 光量の相対値

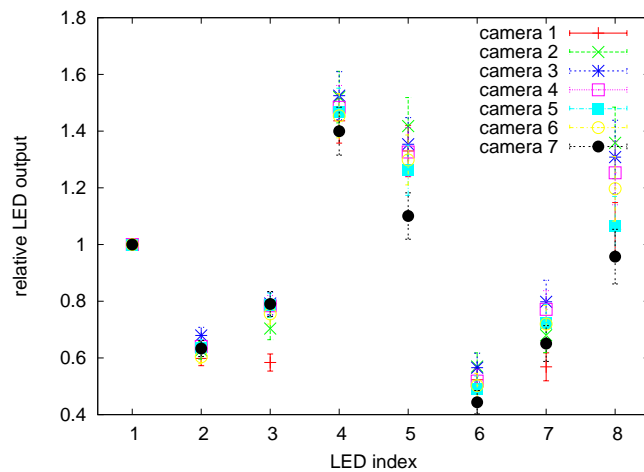


図 5.29: LED の相対光量

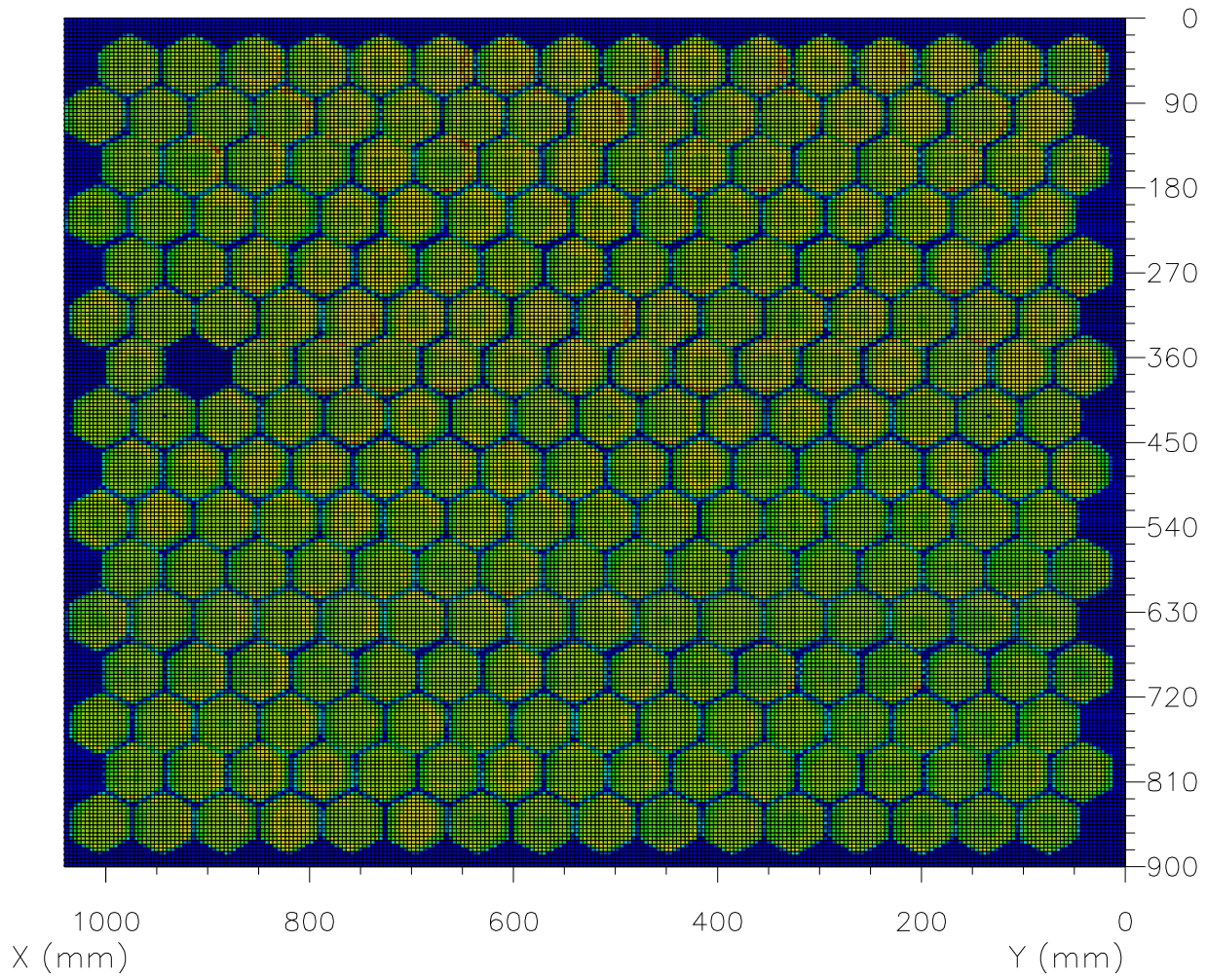


図 5.30: カメラ 1 の相対 2 次元不均一性

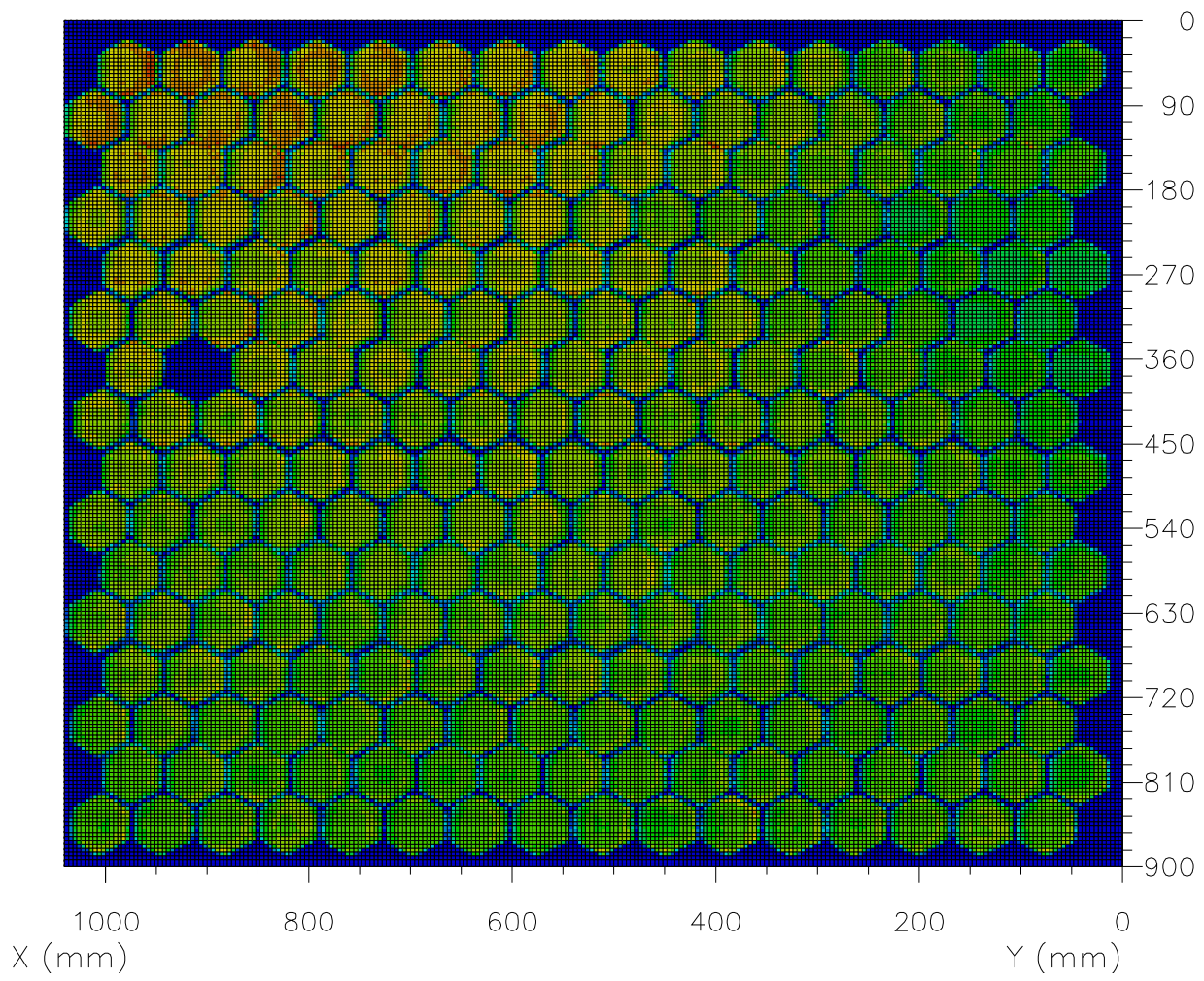


図 5.31: カメラ 2 の相対 2 次元不均一性

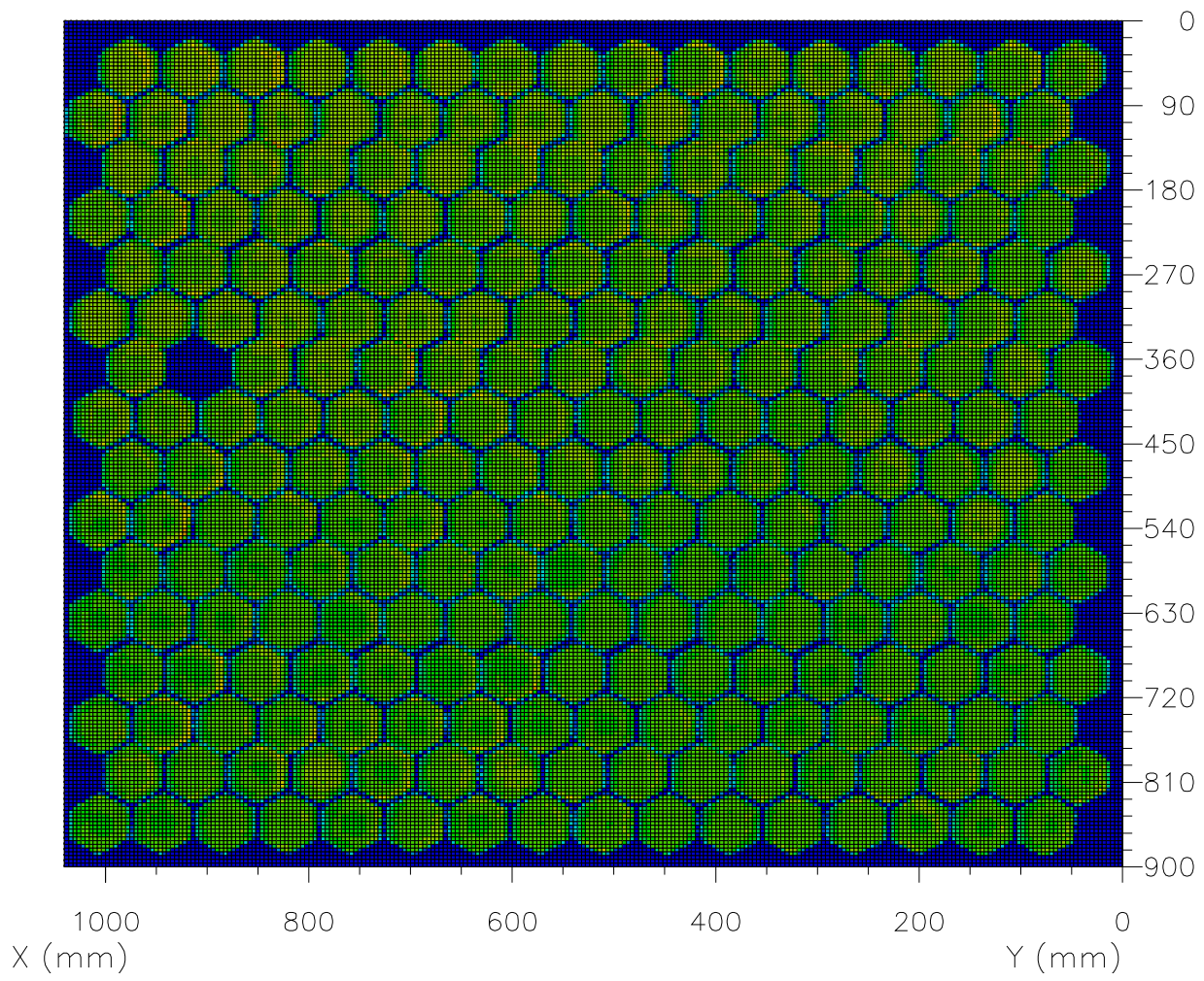


図 5.32: カメラ 3 の相対 2 次元不均一性

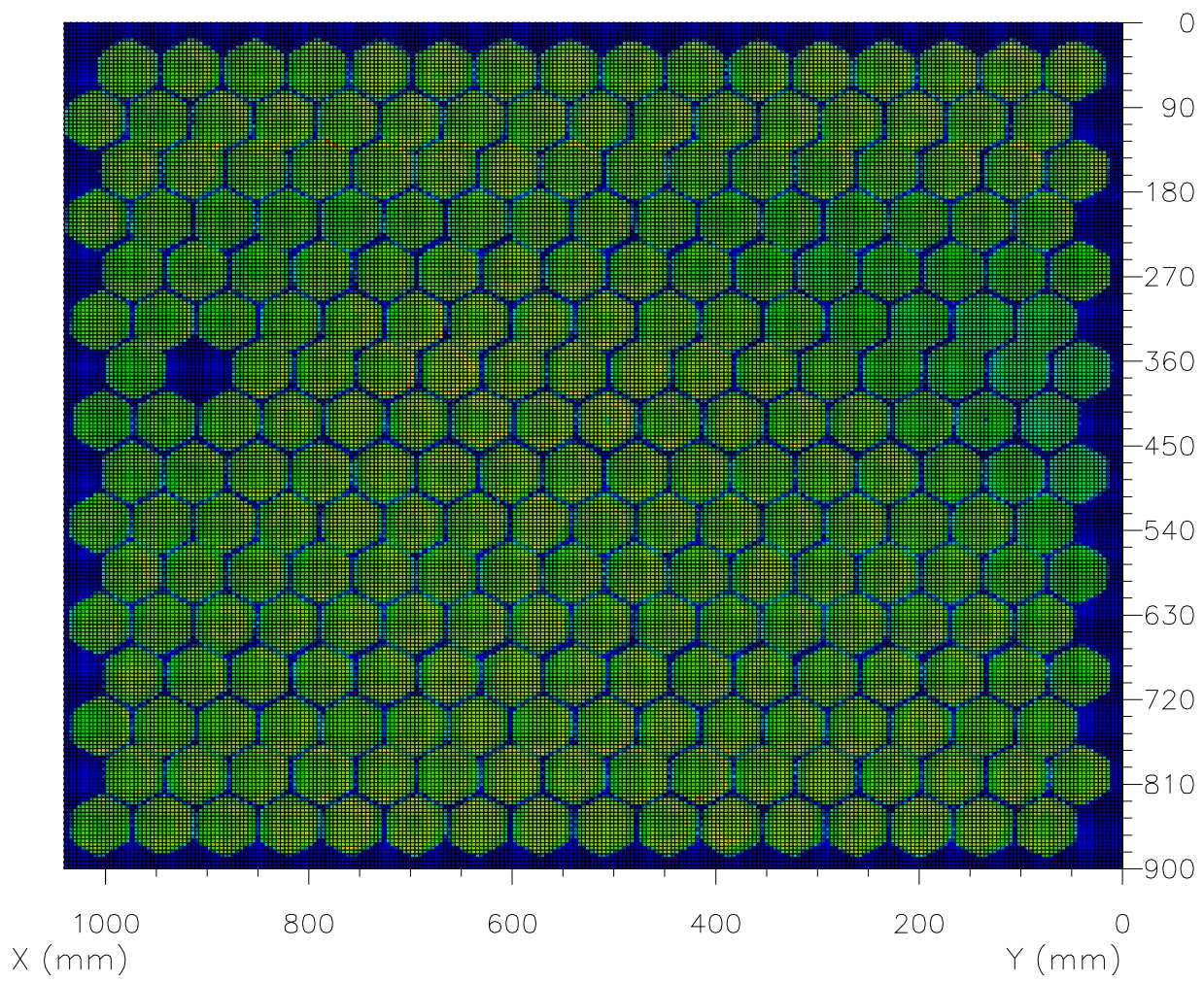


図 5.33: カメラ 4 の相対 2 次元不均一性

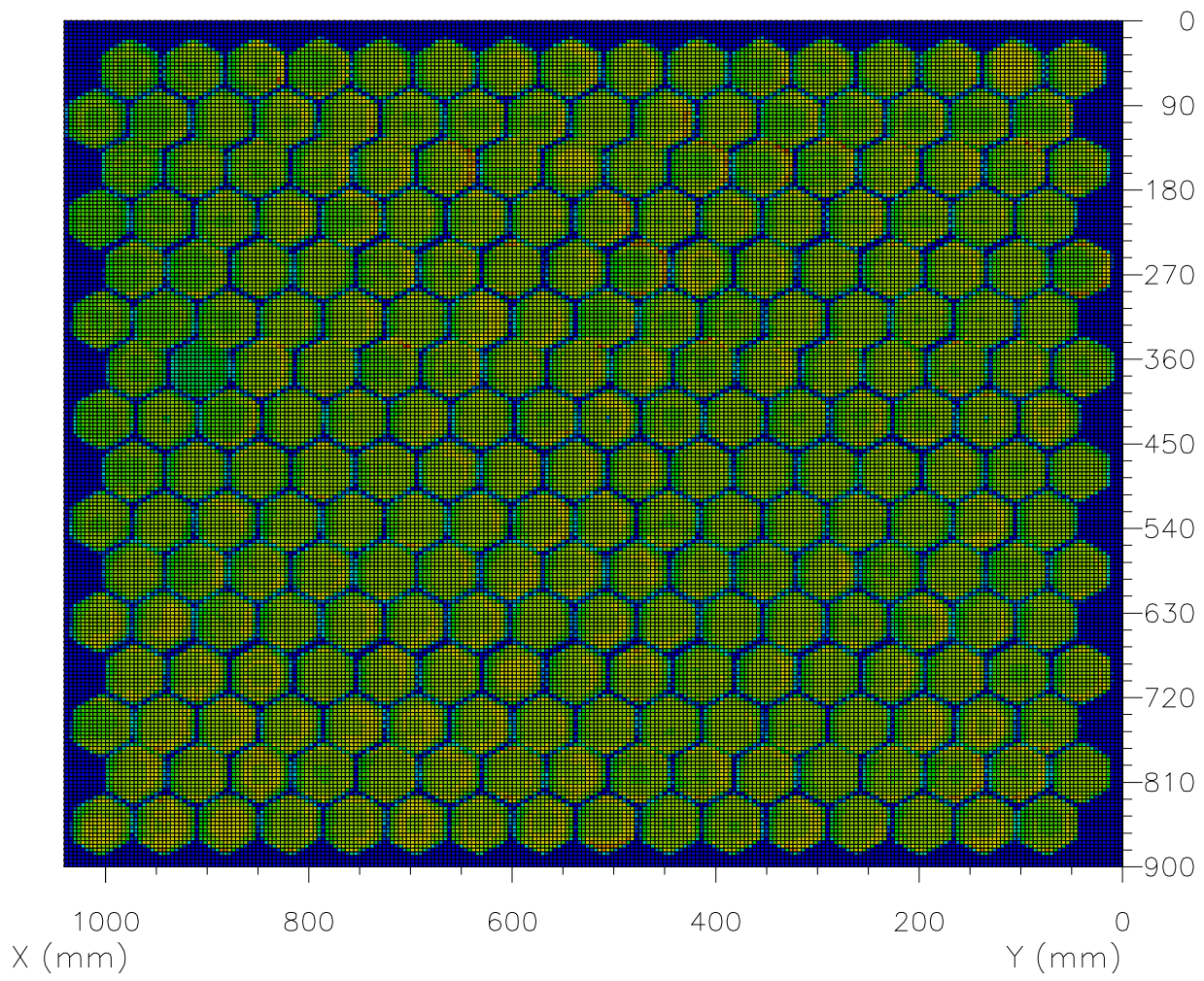


図 5.34: カメラ 5 の相対 2 次元不均一性

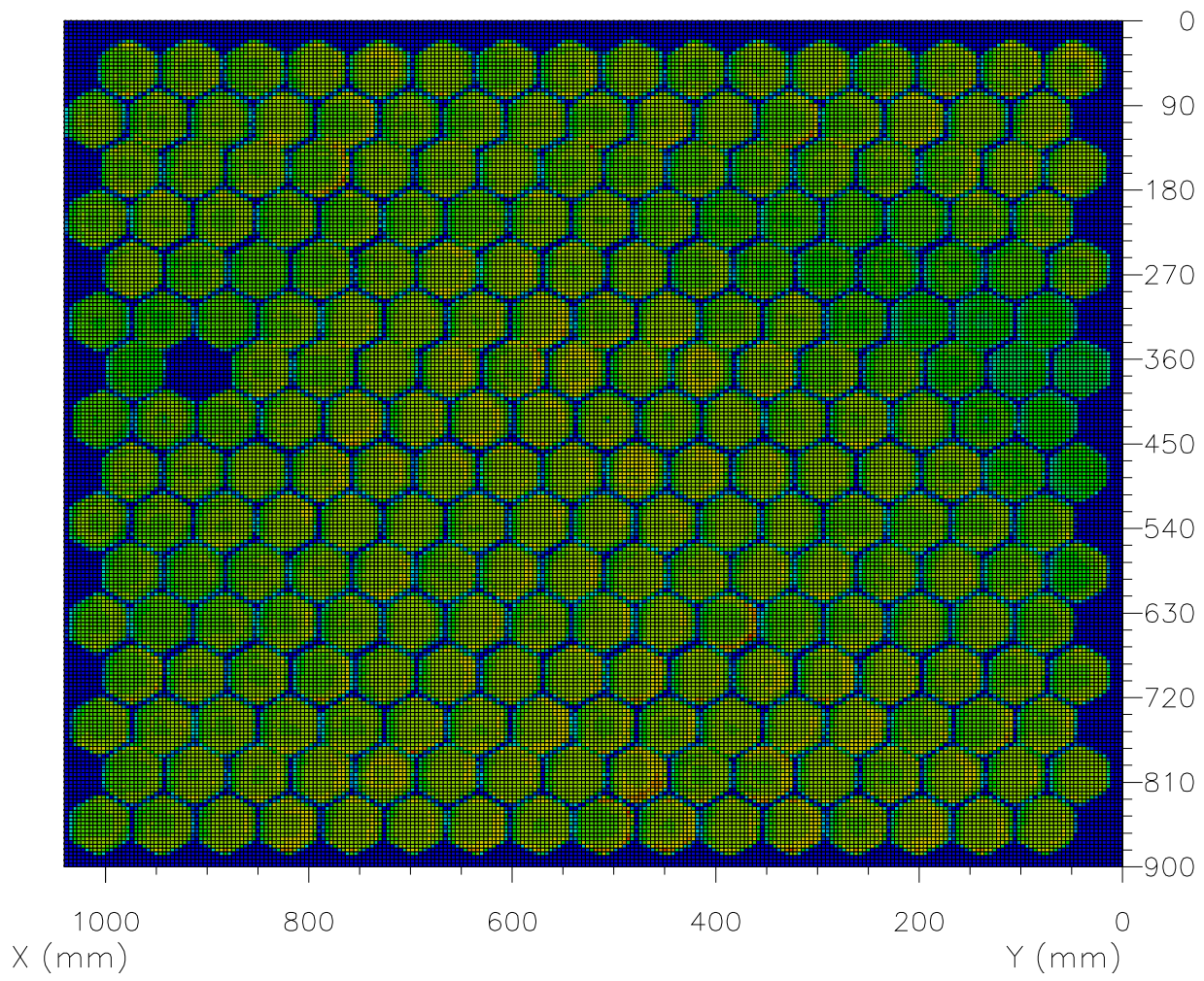


図 5.35: カメラ 6 の相対 2 次元不均一性

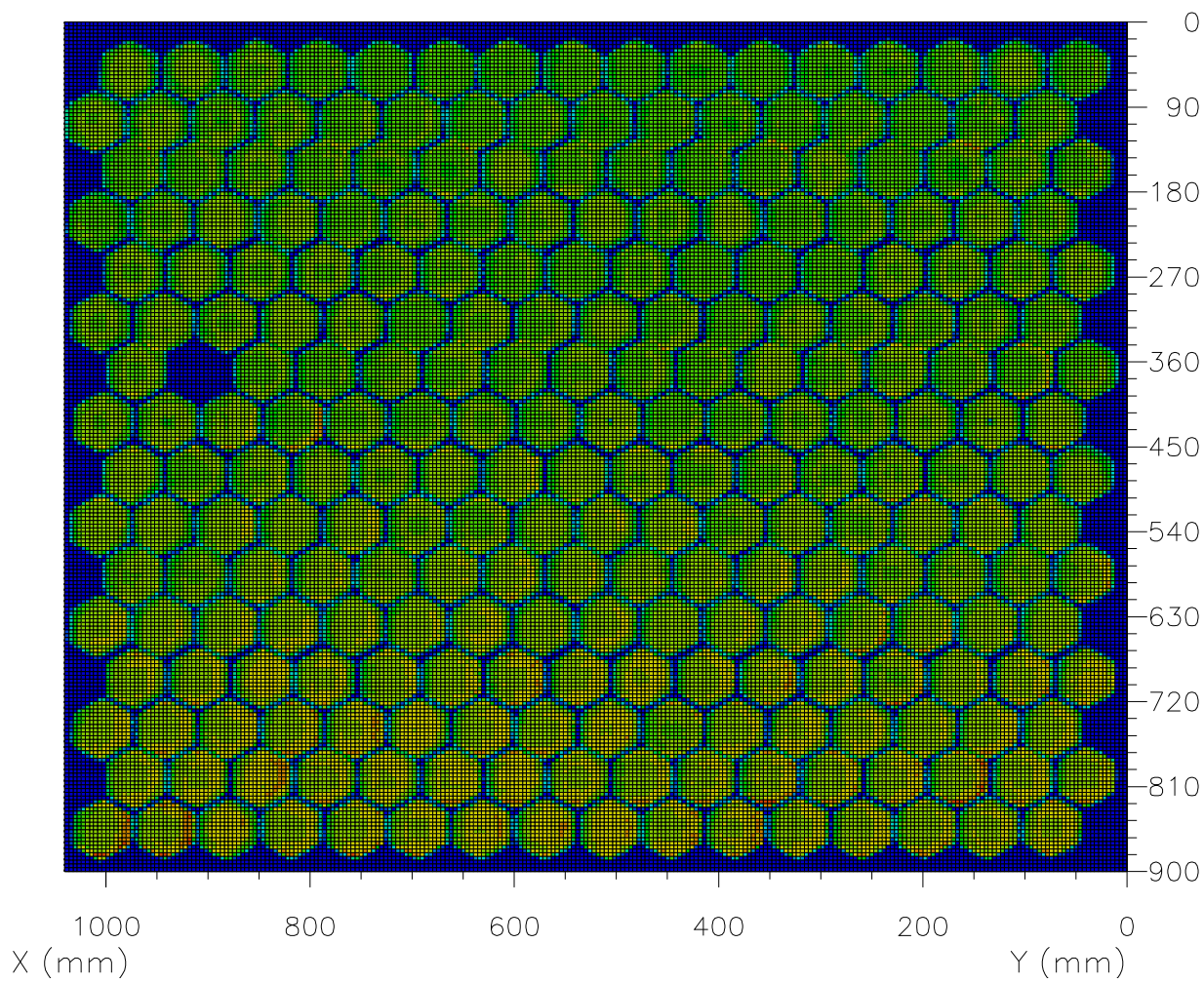


図 5.36: カメラ 7 の相対 2 次元不均一性

5.3 Xe-flasher による結果との比較

上述のように、カメラ内の各 PMT ゲインは 2 次元不均一性の測定前に Xe-flasher を用いて揃えている。このゲイン調整において各 PMT のゲインは約 1% で合っている。このことと 2 次元不均一性の測定結果が矛盾しないかどうか、相対光量補正後の PMT カメラの全チャンネル (256) の出力が揃っているかどうかにより検証をした。

XY-scanner による測定では測定ステップ間隔と光源スポットサイズがほぼ一致しているため、1 本の PMT における 2 次元不均一性を足し合わせることで PMT 管面全体の出力とすることができ、Xe-flasher によるゲイン調整の結果と比較することができる。図 5.37~5.43 に、相対光量補正後のカメラ内全チャンネルの PMT (ただし、カメラ 5 以外は PMT6e は含まない) の出力を示す。PMT の出力は、PMT 管面上での積分値を指すが、XY-scanner における測定では PMT エッジの認識は難しく、PMT 管面での積分値を正しく見積もることはできない。しかし PMT 周辺で積分範囲を変えても出力はほとんど変わらないため、ここでは PMT の周辺 32mm の円の範囲における積分値を PMT1 本の出力とした。

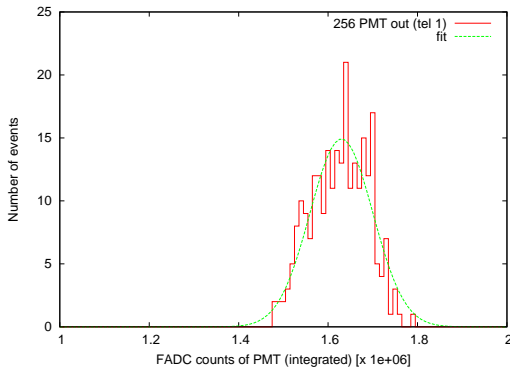


図 5.37: telescope 1 内の PMT 出力

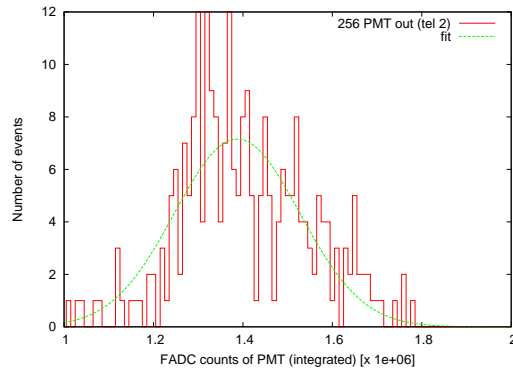


図 5.38: telescope 2 内の PMT 出力

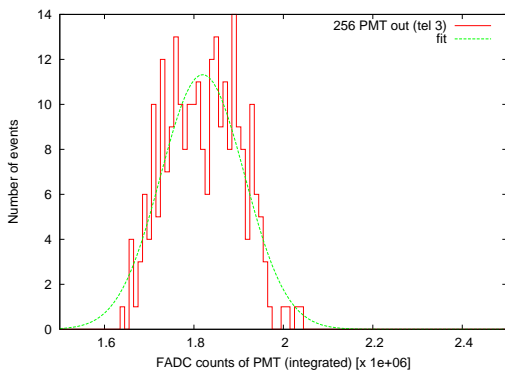


図 5.39: telescope 3 内の PMT 出力

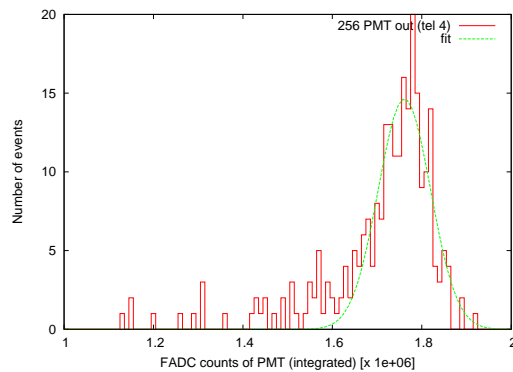


図 5.40: telescope 4 内の PMT 出力

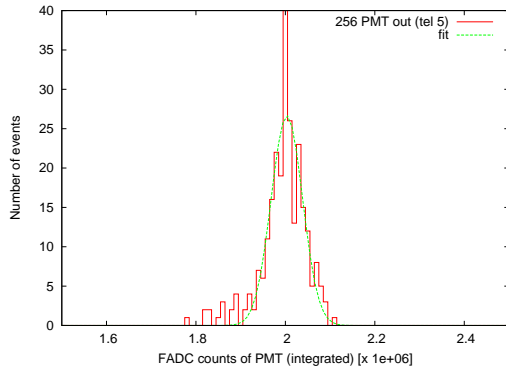


図 5.41: telescope 5 内の PMT 出力

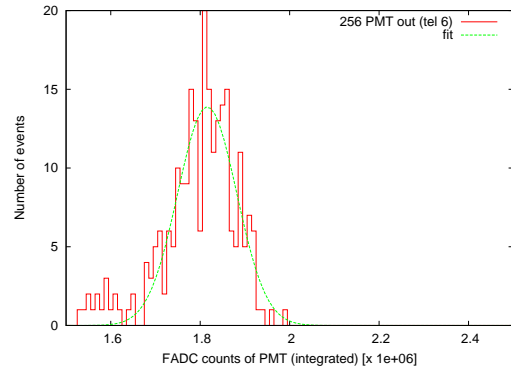


図 5.42: telescope 6 内の PMT 出力

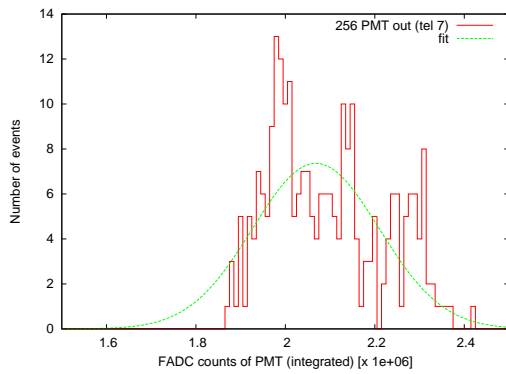


図 5.43: telescope 7 内の PMT 出力

telescope	peak (10^6 counts)	1σ (%)
1	1.63	4.31
2	1.39	10.09
3	1.82	5.14
4	1.76	3.32
5	2.00	1.75
6	1.82	3.63
7	2.07	6.84

表 5.16: 各 telescope 内の PMT 出力のピーク値、 1σ

比較結果

各カメラ内におけるピーク出力とその 1σ を表 5.16 に示す。Xe-flasher の結果 (約 1%) よりも出力のばらつきが見られるが、相対光量補正の際のエラーのためと考えられる。この相対光量のエラーの原因として、5.1.2 にあるように PMT の出力・LED の光量は 2 次元不均一性測定中の温度変化による出力変動が生じていることが挙げられる。相対光量を比較する際に用いるデータはそれぞれ同時刻に得られたものではないため、出力変動による影響が出る。これにより相対光量の補正に系統的なエラーが含まれており、PMT カメラ内での出力も Xe-flasher による結果よりばらつくことになる。この影響は 2 次元不均一性測定中の出力変動を温度補正すれば抑えることができ、Xe-flasher の結果に近付くと考えられる。

またカメラ 2 に関しては特にエラーが大きくなっている。カメラ 2 についてはステーションのシャッターは閉めたが、XY-scanner・PMT カメラの周囲を黒シートで遮光せず測定を行ったため光り洩れの影響が出ていると考えられる。昼間における測定では、ステーションのシャッターを閉めるだけでなく、XY-scanner・PMT カメラの周囲も遮光する必要がある。

5.3.1 温度補正

PMT 出力変動の温度補正を行うことにより上記の結果が改善するかどうか検証した。エラーの大きかったカメラ 7 について補正を行った。図 5.25 の出力変化を線形フィッティングし、出力を時間の関数として補正した。温度補正を行った後の LED 光量の相対値を表 5.17、カメラ内の PMT の出力を図 5.44 に示す。補正前後でカメラ内のピーク出力に対する 1σ は 6.84% (前) 2.60% (後) となり、温度補正による改善が見られた。

LED	光量の相対値	エラー (%)	LED	光量の相対値	エラー (%)
1	1	-	1	1	-
2	0.63	4.44	2	0.64	4.35
3	0.79	5.57	3	0.81	5.50
4	1.40	6.04	4	1.43	5.97
5	1.10	7.44	5	1.15	7.34
6	0.44	9.26	6	0.48	9.17
7	0.65	9.72	7	0.72	9.61
8	0.96	10.07	8	1.07	9.95

表 5.17: 温度補正前後の telescope 7 における LED 光量の相対値 (左: 補正前、右: 補正後)

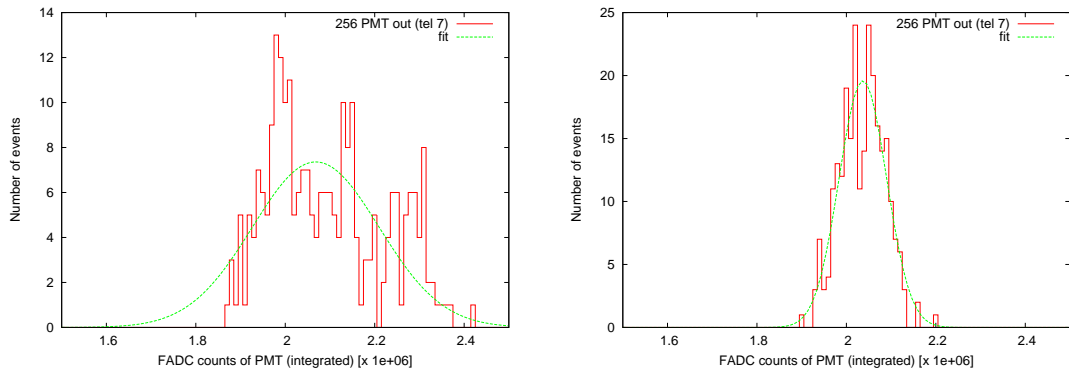


図 5.44: 温度補正前後の telescope 7 内の PMT 出力 (左: 補正前、右: 補正後)

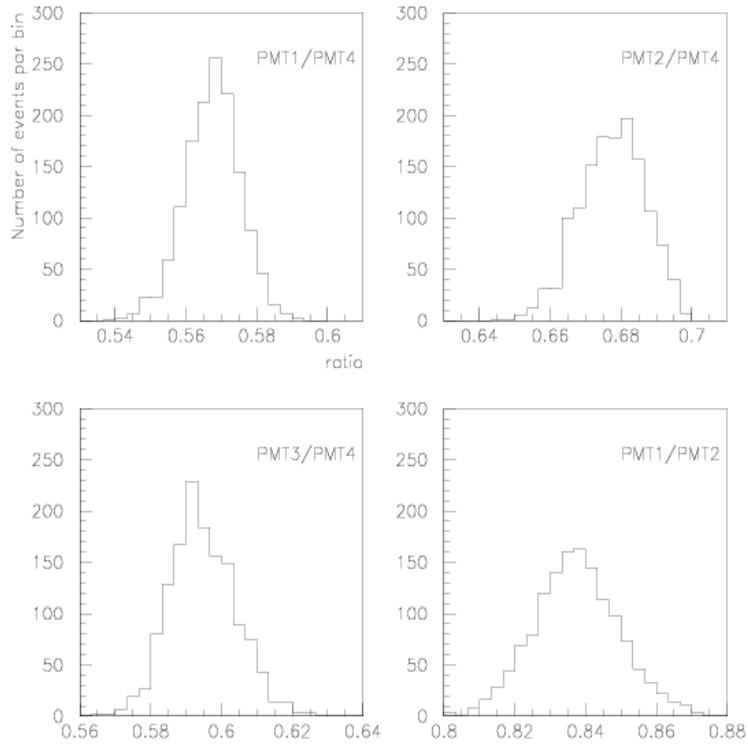


図 5.45: PMT+YAP パルサーを温度変化させたときの PMT4 本における出力の相対変化

ここで、温度補正後の結果 ($1\sigma=2.6\%$) が Xe-flasher の結果 ($1\sigma=1\%$) にどの程度近付けばよいかについて述べる。PMT 管面に YAP パルサーを装着し、恒温槽内で $-20^{\circ} \sim 40^{\circ}$ の温度変化をさせたときにおける PMT4 本の出力の相対値変動を図 5.45 に示す。同じ温度変化中における各 PMT-YAP パルサーの出力の相対変化は 2%程度となっており、PMT+YAP パルサーの温度係数に若干の個体差があることがわかる。

Xe-flasher による PMT のゲイン調整では、測定は数分から数十分のうちに終わるため温度変動

の影響はほとんどないといってよい。しかし 2 次元不均一性の測定は約 3 時間におよぶため、測定には PMT の温度係数の個体差が影響する。5.1.2 で測定した PMT・LED 出力の変化では、全 LED の出力変化は測定できるがカメラ内の全ての PMT の温度係数は測定することができない。このため、2 次元不均一性測定中の結果は温度補正をかけても出力の 1σ は 2%程度になると考えられる。

以上から温度補正後の結果 ($1\sigma=2.6\%$) は妥当な値と考えられ、Xe-flasher の結果 ($1\sigma=1\%$) と矛盾しない。また今回は出力変化を線形と仮定して補正を行ったが、実際には完全な線形変化はしていない。これを考慮すれば 1σ は 2%程度になると考えられる。この結果から 2 次元不均一性測定においては温度変化の影響があるが、測定した出力・温度変化を用いることで、補正可能であることが確認できた。

第6章 宇宙線空気シャワー現象のモンテカルロシミュレーション

宇宙線望遠鏡実験の大気蛍光望遠鏡で用いる PMT カメラの 2 次元不均一性による、一次宇宙線のエネルギー決定精度、 X_{\max} 決定精度、到来方向決定精度への影響をモンテカルロシミュレーションを用いて評価した。よって、ここで空気シンチレーション光観測のシミュレーションについて概要を述べる。本シミュレーションはイベント生成、夜光量の生成と S/N 比の計算、イベント再構成の 3 段階に分かれている。

6.1 イベント生成

最高エネルギー宇宙線が生成する空気シャワーは、本来、フルモンテカルロシミュレーション法により生成することが望ましい。しかし、上記に挙げたエネルギー決定精度等の評価には十分なイベント数を用いた統計精度の高い解析を要するため、カスケード発達のシミュレーションをできるだけ短時間で行うことが望ましい。以下では、この目的にそって開発された半解析的なシミュレーションの概略を述べる。

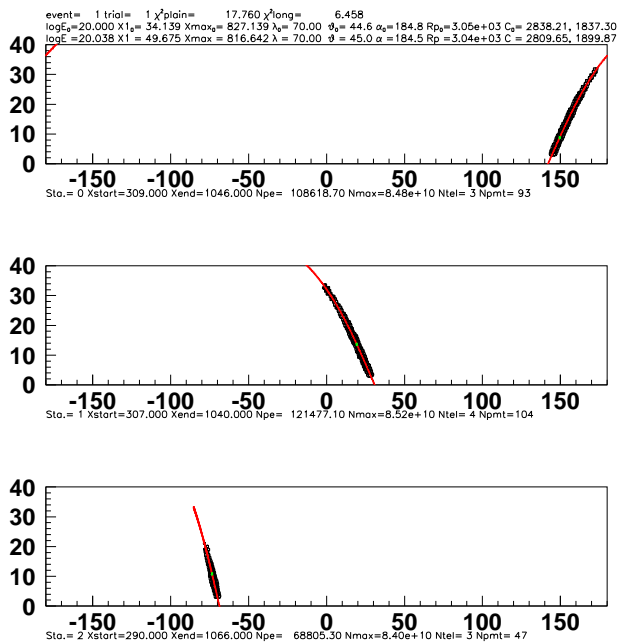


図 6.1: 3 station で記録されたシミュレートイベントの例

6.1.1 大気モデル

空気シャワーシミュレーションでは、大気頂上から観測点まで、シャワー粒子が通過してきた大気の厚み (深さ) を知る必要がある。このために大気モデルとして U.S. Standard Atmosphere を用いる。これは高度の関数として気圧 P 、大気密度 ρ を表すものであり、大気の深さを知ることができる。その垂直方向の大気の深さ X_v [g/cm^2] と海面レベルからの高度 h_v [km] として式 (6.1) ~ 式 (6.3) で与えられる。

$$h_v = 47.05 - 6.9 \ln X_v + 0.299 \left(\ln \left(\frac{X_v}{10} \right) \right)^2 \quad (X_v < 25 \text{g}/\text{cm}^2) \quad (6.1)$$

$$= 45.5 - 6.34 \ln X_v \quad (25 < X_v < 230) \quad (6.2)$$

$$= 44.34 - 11.861 (X_v)^{0.19} \quad (X_v > 230 \text{g}/\text{cm}^2) \quad (6.3)$$

6.1.2 シャワーの縦方向発達曲線

空気シャワーの縦方向発達は、以下の Gaisser-Hillas 関数によって再現できる。この関数は、陽子から始まる空気シャワーのシミュレーション結果から、シャワー軸に沿ったある点でのシャワーサイズ N_e (電子数) を記述するものである (2.4)。

$$N_e(X, X - X_1) = S_0 \frac{E}{\epsilon} \exp \left[\frac{X_{\max}}{\lambda} - 1 \right] \left(\frac{X - X_1}{X_{\max} - \lambda} \right)^{\frac{X_{\max}}{\lambda} - 1} \exp \left[-\frac{X - X_1}{\lambda} \right] \quad (6.4)$$

$$S_0 = 0.0451 + 0.0217 \ln \left(\frac{E}{100 \text{TeV}} \right) \quad (6.5)$$

ただし、各パラメータはそれぞれ以下の通りである。

- ϵ : 空気に対する臨界エネルギーで $74.0 [\text{MeV}]$
- X_{\max} : シャワーの最大発達深さ [g/cm^2]
- X_1 : first interaction point [g/cm^2]
- λ : attenuation length [g/cm^2]

6.1.3 シャワーの横方向分布

シャワー中の荷電粒子横方向分布は、式 (6.6) で表される NKG 関数を用いている。

$$\rho = N_e \frac{B(s, 4.5 - 2s)}{2\pi r_{\text{mol}}^2} x^{s-2} (1+x)^{s-4.5} \quad (6.6)$$

$$x = \frac{r}{r_{\text{mol}}} \quad (6.7)$$

ここで r_{mol} はモリエールユニットで、電子が1 輻射長進む間に横方向に広がる距離であり、多重散乱の量、媒質の密度によるが、ここでは典型的な定数 $9.3 \text{ [g/cm}^2\text{]}$ を用いる。また、 $B(p, q)$ はベータ関数で

$$B(p, q) = \int_0^1 x^{p-1}(1-x)^{q-1} dx (p, q > 0) \quad (6.8)$$

s は age parameter で

$$s = \frac{3t}{t + 2.0\beta} \quad (6.9)$$

$$t = \frac{X - X_1 + 0.5}{X_{\text{rad}}} \quad (6.10)$$

$$\beta = \ln 10 \log E - \log E_c \quad (6.11)$$

X_{rad} は大気中での輻射長で 38.0 g/cm^2 である。

6.1.4 シンチレーション光の発生と吸収

シャワー中の荷電粒子は、大気中で窒素分子を励起することにより等方的に大気シンチレーション光を放射する。これらの光の一部は Rayleigh 散乱、Mie 散乱により散乱される。本シミュレーションでは両者の吸収のみを考慮し、散乱光は無視する。シャワー発達に伴い単位長さ当たりに放射されるシンチレーション光が望遠鏡に到達し、PMT で生成される総光電子数は式 (6.12) で計算される。

$$\frac{dN_{\text{p.e.}}}{dL} = \frac{N(E, X - X_1)\epsilon_{fl}}{4\pi r^2} A_{\text{mir}} \int d\lambda T_R(\lambda) T_M(\lambda) f_{fl}(\lambda) Q(\lambda) T_{\text{BG3}}(\lambda) R_{\text{mir}}(\lambda) \quad (6.12)$$

ここで、 $N(E, X - X_1)$ はシャワー中の電子数であり、 E は一次宇宙線のエネルギー、 X は通過した大気の深さ $[\text{g/cm}^2]$ 、 X_1 は first interaction depth である。 ϵ_{fl} はシンチレーション光の発光効率 $[\text{photons/meter/electron}]$ で、これは、F.Kakimoto らの実験 [12] により

$$\epsilon_{fl} = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{1.4\text{MeV}}} \rho \left(\frac{A}{1 + \rho B \sqrt{t}} \right) \quad (6.13)$$

と表され、 $\frac{dE}{dx}$ は electron energy loss、 $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{1.4\text{MeV}}$ は 1.4 MeV で測定した electron energy loss、 $A = 89.0[\text{m}^2/\text{kg}]$ 、 $B = 1.85[\text{m}^3/\text{kg}/\text{K}^{1/2}]$ で、大気温度 $t[\text{K}]$ と大気密度 $\rho[\text{kg}/\text{m}^3]$ の関数になっている。

また、 $f_{fl}(\lambda)$ は大気シンチレーション光の発光スペクトラムで、

$$f_{fl}(\lambda) \cong \sum_{i=1}^{36} f_i \delta(\lambda - \lambda_i) \quad (6.14)$$

上記以外の変数はそれぞれ下記の通りである。

$\lambda_1 = 282.0[\text{nm}]$	$\lambda_2 = 296.2[\text{nm}]$	$\lambda_3 = 297.7[\text{nm}]$	$\lambda_4 = 311.7[\text{nm}]$
$\lambda_5 = 313.6[\text{nm}]$	$\lambda_6 = 315.9[\text{nm}]$	$\lambda_7 = 328.5[\text{nm}]$	$\lambda_8 = 330.9[\text{nm}]$
$\lambda_9 = 333.9[\text{nm}]$	$\lambda_{10} = 337.1[\text{nm}]$	$\lambda_{11} = 346.9[\text{nm}]$	$\lambda_{12} = 350.0[\text{nm}]$
$\lambda_{13} = 353.7[\text{nm}]$	$\lambda_{14} = 357.7[\text{nm}]$	$\lambda_{15} = 367.2[\text{nm}]$	$\lambda_{16} = 371.1[\text{nm}]$
$\lambda_{17} = 375.6[\text{nm}]$	$\lambda_{18} = 380.5[\text{nm}]$	$\lambda_{19} = 389.4[\text{nm}]$	$\lambda_{20} = 391.4[\text{nm}]$
$\lambda_{21} = 394.3[\text{nm}]$	$\lambda_{22} = 399.8[\text{nm}]$	$\lambda_{23} = 405.9[\text{nm}]$	$\lambda_{24} = 414.1[\text{nm}]$
$\lambda_{25} = 420.1[\text{nm}]$	$\lambda_{26} = 427.0[\text{nm}]$	$\lambda_{27} = 427.8[\text{nm}]$	$\lambda_{28} = 434.4[\text{nm}]$
$\lambda_{29} = 441.6[\text{nm}]$	$\lambda_{30} = 449.0[\text{nm}]$	$\lambda_{31} = 457.4[\text{nm}]$	$\lambda_{32} = 466.7[\text{nm}]$
$\lambda_{33} = 470.9[\text{nm}]$	$\lambda_{34} = 481.5[\text{nm}]$	$\lambda_{35} = 491.7[\text{nm}]$	$\lambda_{36} = 522.8[\text{nm}]$

- A_{mir} : 望遠鏡ミラーの面積
- $T_{\text{M}}(\lambda)$: Mie 散乱による吸収係数
- $T_{\text{R}}(\lambda)$: Rayleigh 散乱による吸収係数
- $Q(\lambda)$: PMT の量子効率
- $T_{\text{BG3}}(\lambda)$: フィルターの透過率
- $R_{\text{mir}}(\lambda)$: ミラーの反射率

6.1.5 イベント生成のシミュレーションの流れ

イベント生成のための簡単なアルゴリズムを述べる。

1. イベント到来方向、軌道、エネルギーの決定
2. シャワーの縦方向発達曲線、シャワー軸上の1点における電子数の決定
3. シャワー軸上の各点から望遠鏡までの距離、方向を計算
4. Mie 散乱、Rayleigh 散乱による吸収の評価
5. ヒットする PMT の決定
6. ヒットした時刻の決定
7. ヒットする光電面の位置の決定とそれともなう PMT レスポンスの決定
8. シャワー軸に沿って $\Delta X = 1[\text{g}/\text{cm}^2]$ 進めて (2) に戻り同様に繰り返す

6.2 夜光を含めたパルス信号の生成

前節でのイベント生成で求めた光電子数に、更に夜光による光電子数を加える。夜光による光電子数は PMT の視野立体角を計算し、実験から得られた平均夜光量を基にしたポアソン分布により決定する。この夜光によるノイズも含めたシミュレーションから、実際のイベントの信号を選ぶため S/N 比が最も良くなるような時間幅 $[t_1, t_2]$ を全ての PMT に対して決定する。

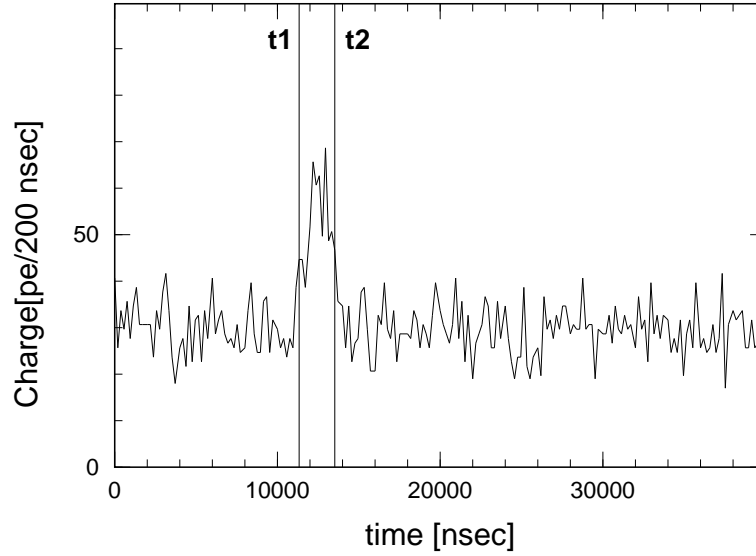


図 6.2: ある 1 つの PMT において観測される信号の例

6.3 イベント再構成

シミュレーションによって得られた各 PMT での光電子数とその到来時間情報から、実際のシャワー発達と一次宇宙線の情報を導出する。まずシャワー軸を決定し、次に縦方向発達曲線を決定し、最後に一次宇宙線のエネルギーを決定する。

6.3.1 シャワーのジオメトリ決定

シャワー軸のジオメトリは、天頂角 (θ)、方位角 (α)、シャワー軸と地平の交差する点 (x, y) の 4 つのパラメータで決定する。これらを決定するためにこの 4 つのパラメータで χ^2 フィッティングすると local minimum が多数存在し、精度よく再構成することが難しい。そこで、フィッティングパラメータを少なくするために、式 (6.15) で定義されるベクトル \mathbf{n}_g を各ステーションごとに導入する。このベクトル \mathbf{n}_g は各ステーションからシャワー軸への方向ベクトルになっている。

$$\mathbf{n}_g = \frac{\begin{pmatrix} \sum_i \mathbf{n}_{x\text{PMT},i} \times n_{\text{pe},i} \\ \sum_i \mathbf{n}_{y\text{PMT},i} \times n_{\text{pe},i} \\ \sum_i \mathbf{n}_{z\text{PMT},i} \times n_{\text{pe},i} \end{pmatrix}}{\sqrt{(\sum_i \mathbf{n}_{x\text{PMT},i} \times n_{\text{pe},i})^2 + (\sum_i \mathbf{n}_{y\text{PMT},i} \times n_{\text{pe},i})^2 + (\sum_i \mathbf{n}_{z\text{PMT},i} \times n_{\text{pe},i})^2}} \quad (6.15)$$

ここで、 $(\mathbf{n}_{x\text{PMT},i}, \mathbf{n}_{y\text{PMT},i}, \mathbf{n}_{z\text{PMT},i})$ は i 番目の光電子増倍管が見ている方向の単位ベクトルで、 $n_{\text{pe},i}$ は i 番目の PMT で記録された総光電子数である。すると、各ステーションから総光電子数の多い 2 つのステーションを選び、その 2 つのステーションから、それぞれ \mathbf{n}_g 方向に測ったシャワー軸と PMT までの距離を r_1, r_2 とすることにより (図 6.3 参照)、この 2 つのパラメータの χ^2 フィッティングで、シャワーのジオメトリ ($\theta, \alpha, (x, y)$) を精度良く決定できる。

パラメータ r_1, r_2 を決定する手順は、下記の流れに沿って行われる。

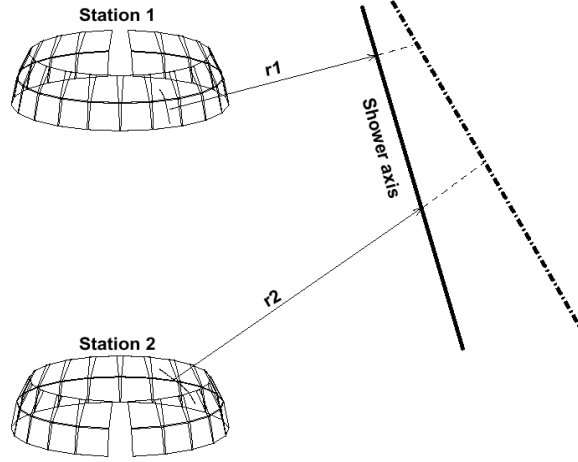


図 6.3: ベクトル \mathbf{n}_g 導入によるシャワー軸決定方法。シャワー軸は r_1, r_2 を用いて決定できる。

1. 光電子数を用いた χ^2 フィッティング (Amplitude Weighting Method)
2. 到来時間情報を用いた χ^2 フィッティング (Signal Wave Form Fitting Method)

6.3.2 Amplitude Weighting Method

Amplitude Weighting Method は、シャワーのジオメトリを粗く決定するために、光電子増倍管で記録された光電子数を利用して χ^2 フィッティングを行う方法である。この段階で、次のステップの到来時間情報を用いた χ^2 フィッティングのための r_1, r_2 の初期値を決定する。

各ステーションにおけるシャワーディテクター平面 (シャワー軸とステーションで決定される平面) は、式 (6.16) で定義される χ^2 を最小にすることによって決定される。

$$\chi^2 = \sum_k \frac{(\Delta\theta_k)^2}{\sigma_k^2} w_k \quad (6.16)$$

ただし

$$\Delta\theta_k = \cos^{-1}(\mathbf{n}_{\text{PMT},i} \cdot \mathbf{n}_{\text{SDP}}) - \frac{\pi}{2} \quad (6.17)$$

$$\sigma_k = 0.3^\circ \times \frac{\pi}{180^\circ}, w_k = \frac{n_{\text{pe},k}}{\bar{n}_{\text{pe}}} \quad (6.18)$$

ここで $\mathbf{n}_{\text{PMT},k}$ は k 番目の PMT が見ている方向の単位ベクトル、 \mathbf{n}_{SDP} はシャワーディテクター平面の法線ベクトル、 \bar{n}_{pe} はある観測イベントで観測された 1 チャンネル当たりの平均光電子数である。

すると、宇宙線の到来方向 \mathbf{n} は

$$\mathbf{n} = \frac{\mathbf{n}_{SDP,i} \times \mathbf{n}_{SDP,j}}{|\mathbf{n}_{SDP,i} \times \mathbf{n}_{SDP,j}|} \quad (6.19)$$

で決定される。添字の i, j は、光電子数の多かった 2 つのステーション番号を意味する。これによって、 r_1, r_2 の初期値が決定する。

6.3.3 Signal Wave Form Fitting Method

宇宙線望遠鏡実験で用いるデータ収集エレクトロニクスは、時間情報も含めてパルス信号波形を記録する。Signal Wave Form Fitting Method とは、実際に記録された信号とモンテカルロシミュレーションによる計算で期待される信号のデータベースとを比較し、 χ^2 フィッティングを行うことでシャワーのジオメトリを決定する方法である。図 6.4 に使用するパラメータとその概念図を示す。

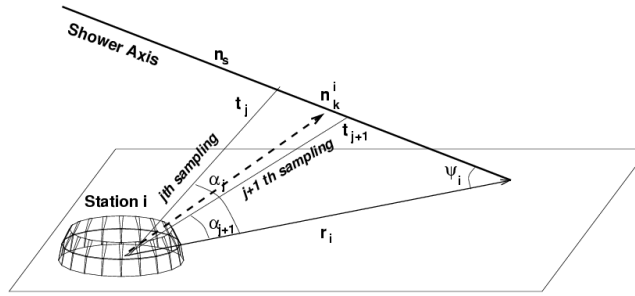


図 6.4: Signal Wave Form Fitting Method の概念図。 $t_{j+1} - t_j$ はデータ収集の時間間隔に基づくが本実験では 25nsec である。

α_j は、ある PMT での j 番目の時刻におけるシャワーディテクター平面内での PMT が水平面となす角で、式 (6.20) で表すことができる。

$$\alpha_j = \pi - \psi - 2 \tan^{-1} \left[\frac{c}{R_p^i} \left(t_j - t_0 - \frac{\mathbf{n}_s \cdot \mathbf{r}_i}{c} \right) \right] \quad (6.20)$$

ここで、 t_j は j 番目のサンプリングタイム、 t_0 はシャワーコアが地表に到達したときのサンプリングタイム、 R_p^i は i 番目のステーションからシャワー軸へのインパクトパラメータ、 \mathbf{n}_s はシャワー軸の単位方向ベクトル、 \mathbf{r}_i はステーションからコアポジションへ向かうベクトルである。結局は r_1, r_2, t_0 が決まれば、式 (6.20) によってジオメトリを決定できる。

実際には、PMT からのパルス信号は、式 (6.20) によって表される geometrical factor だけに依存するのではなく、他の factor (望遠鏡の光学系, PMT のレスポンス, シャワーの横方向分布, シャワーの縦方向発達) にも依存する。望遠鏡の光学系, PMT のレスポンスは ray-tracing プログラムと detector Monte Carlo によって計算し、シャワーの横方向分布は NKG 関数を用いる。またシャワーの縦方向発達については式 (6.22) により考慮を避けることができる。

式 (6.20) から最終的にジオメトリを決定するために、式 (6.21) で定義される χ^2 を最小にする r_1, r_2, t_0 を探す。

$$\chi^2 = \sum_i \sum_k \sum_j^{\text{station PMT sampling}} \frac{\left[n_{\text{pe,measured}}^{i,j,k} - n_{\text{pe,predicted}}^{i,j,k}(r_1, r_2, t_0) \right]^2}{n_{\text{pe,measured}}^{i,j,k}} \quad (6.21)$$

ただし、シャワーの縦方向発達のパラメータを導入しなくて済むように

$$\sum_k^{\Delta\alpha} n_{\text{pe,predicted}}^{i,j,k}|_{t_j} = \sum_k^{\Delta\alpha} n_{\text{pe,measured}}^{i,j,k}|_{t_j} \quad (6.22)$$

よって、シャワーサイズを規格化しておく。シャワー全体から生成される光電子数で規格化するのではなく、視野が 3° となる PMT ごとにシャワーサイズを式 (6.22) に従って規格化する。

式 (6.21) の χ^2 には極小値が多く存在するが、式 (6.16) で決めた n_{g,r_1,r_2} を初期値とするため、間違った極小値を選択する危険はかなり避けることができる。

6.3.4 シャワーの縦方向発達の再構成

シャワーのジオメトリが決定すると、次はシャワーの縦方向発達を再構成する。縦方向発達のパラメータとして、 X_1 (first interaction point)、 X_{max} を最尤法に基づき決定する。シャワー軸に沿って、ある視野角 α から i 番目の PMT に光子が到達する確率は

$$P_i(\sigma_{\text{spot}}^i, \alpha) = \frac{1}{\Delta_i} \int_{-\Delta_i/2}^{+\Delta_i/2} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\text{spot}}^i} \exp\left[-\frac{(\alpha - \psi)^2}{2(\sigma_{\text{spot}}^i)^2}\right] d\psi \quad (6.23)$$

σ_{spot}^i は、 i 番目の PMT 上のスポットの大きさ、 Δ_i は i 番目の PMT の pixel size、 ψ はシャワーの横方向広がりを表す。

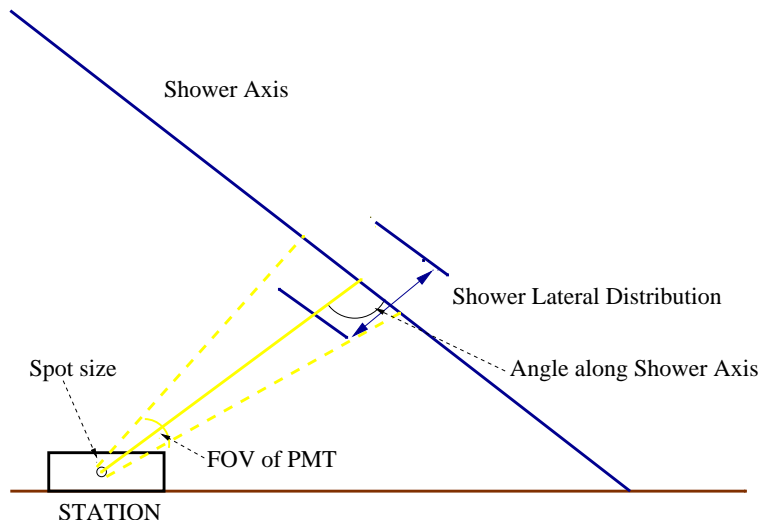


図 6.5: 光子が PMT に到達する確率の概念図

式 (6.23) を atmospheric slant depth(大気の斜め深さ) に関する式に直すと

$$P_i(\sigma_{\text{spot}}^i, X - X_0^i) = \frac{\sqrt{1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{n}_i}}{r_i} \frac{dh_v}{dX_v} \Big|_{X=X_0^i} \frac{1}{\Delta_i} \\ \times \int_{-\Delta_i/2}^{+\Delta_i/2} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\text{spot}}^i} \exp \left[-\frac{\left(\frac{\sqrt{1 - \mathbf{n} \cdot \mathbf{n}_i}}{r_i} \frac{dh_v}{dX_v} (X - X_0^i) - \psi \right)^2}{2(\sigma_{\text{spot}}^i)^2} \right] d\psi \quad (6.24)$$

で表される。ここで、 \mathbf{n}_i は i 番目の PMT が見ている方向の単位ベクトル、 X_0^i は i 番目の PMT の FOV 中心が見ているシャワー軸上の地点のシャワー軸に沿った大気通過厚、 r_i はシャワー軸上の X_0^i 地点からミラーまでの距離、 h_v は大気の垂直方向に測った高度である。 X_v は垂直の大気深さである。

式 (6.24) より、シャワーの縦方向発達曲線を決定することができる。

$$\ln L = \sum_i^{\text{all}} n_{\text{pe},i}^{\text{measured}} \times \ln \left[\kappa \int dX P_i(\sigma_{\text{spot}}^i, X - X_0^i) N_e(X, X_{\text{max}}, X_1, N_{\text{max}}) \frac{dN_{\text{pe}}}{dN_e dX} \right] \quad (6.25)$$

式 (6.25) を最大にするようなパラメータを選べばよい。ここで、 κ は規格化のための係数 (多くの光電子が観測されるであろうステーションでのフィッティングに重みがおかれるようになる係数)、 N_{pe} は光電子数、 N_e は式 (6.26) で与えられるシャワー中の電子数である。

$$N_e(X, X_{\text{max}}, X_1, N_{\text{max}}) = N_{\text{max}} \left(\frac{X - X_1}{X_{\text{max}} - X_1} \right)^{\frac{X_{\text{max}} - X_1}{\lambda}} \exp \left(-\frac{X_{\text{max}} - X_1}{\lambda} \right) \quad (6.26)$$

また、 $\frac{dN_{\text{pe}}}{dN_e dX}$ は大気や観測条件などで決まる量で次の関係式が成り立っている。

$$N_{\text{pe}}(X, X_{\text{max}}, X_1) = N_e(X, X_{\text{max}}, X_1, N_{\text{max}}) \frac{dN_{\text{pe}}}{dN_e dX} \quad (6.27)$$

6.3.5 一次宇宙線エネルギーの算出

X_{max} , X_1 を式 (6.25) を最大にすることにより決定し、次に式 (6.28) により一次宇宙線のエネルギーを求める。

$$E = \frac{E_c}{X_{\text{rad}}} \int N_e(X, X_{\text{max}}, X_1, N_{\text{max}}) dX \quad (6.28)$$

ここで $X_{\text{rad}} = 38.0 \text{g/cm}^2$ で大気中における放射長、 E_c は critical energy で 74MeV を用いる。

第7章 PMTカメラ2次元不均一性の較正

測定したPMTカメラの2次元不均一性をシミュレーションに組み込み、空気シャワー解析にどのような影響を与えるかを評価する。またその評価結果を受けて、2次元不均一性の影響を較正しシャワー解析精度向上のためのデータ解析方法を述べる。

7.1 2次元不均一性の影響

7.1.1 シミュレーションデータ作成

以下の手順により、測定したPMTカメラの2次元不均一性を考慮した空気シャワーシミュレーションを行った。

PMTへの光子入射

FDがある空気シャワーイベントを観測したときにPMTに N_0 個の光子が入射したとする。ただしPMT管面には $n(x, y)$ という分布で光子は入射する(図7.1)。このとき

$$N_0 = \int_{\text{PMT}} n(x, y) dx dy \quad (7.1)$$

と表すことができる。PMTに2次元不均一性がない”理想的な”場合は、この値がそのままPMTの出力となる。

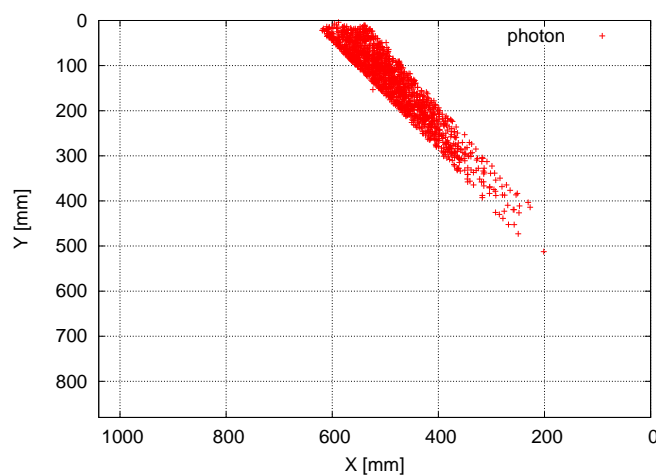


図 7.1: カメラ上に入射した光子の分布 $n(x, y)$

PMT2次元性を考慮したシミュレーションデータ

しかし実際には図 7.2 のように PMT には 2 次元不均一性 $g(x, y)$ があるため、PMT の出力は N_0 ではなく

$$N' = \int_{\text{PMT}} n(x, y)g(x, y) dx dy \quad (7.2)$$

のように変化する。ただし $g(x, y)$ は PMT 管面上で S に規格化しておく。(S: PMT 管面の面積)

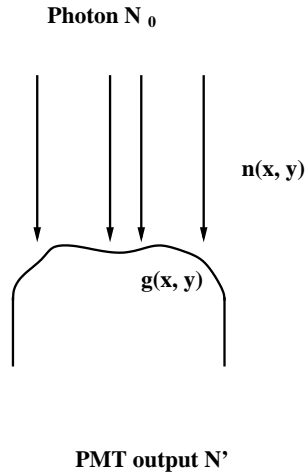


図 7.2: PMT2次元性 $g(x, y)$ を考慮した場合の PMT の出力 N'

7.1.2 シミュレーション結果

イベントの種類

- flat: PMT の 2 次元不均一性がないとしてイベントを生成、解析 (PMT の出力: N_0)
- 2d: PMT の 2 次元不均一性があるとしてイベントを生成、不均一性を考慮せず解析 (PMT の出力: N')

イベントの生成条件

- 核種 : 陽子
- エネルギー : 10^{20} eV
- インパクトパラメータ : $R_p < 30$ km
- 天頂角 : $0^\circ < \theta < 60^\circ$
- 生成イベント数 : 1000

ただしインパクトパラメータとは、3つのFDステーションの重心からシャワー軸までの距離である。

	N_{trig}	N_{rec}	$\log E$	$\sigma(\log E)$	$\sigma(X_{\text{max}}^{\text{gen}} - X_{\text{max}}^{\text{rec}})$ [g/cm ²]	$\sigma(\theta)$ [°]
flat	983	460	20.027	0.074	37.39	1.10
2d	983	464	20.045	0.082	41.78	1.06

表 7.1: 空気シャワー解析結果

解析結果

解析の前に、次の条件でデータカットが行われている。

1. S/N 比が 4σ 以上の PMT が 6 個以上存在するステーションが 2 台以上
 - FD ステーション 2 台以上でステレオ観測を行う
2. 各 PMT の光電子数によるシャワー軸のフィッティングの際の χ^2 の値
3. 到来時間情報によるシャワー軸のフィッティングの際の χ^2 の値
4. シャワーの縦方向発達曲線のフィッティングの際の χ^2 の値
5. 全ステーションにおいて、各ステーションごとにトリガーした望遠鏡が 7 台以下、1 カメラ中でトリガーした PMT が 128 本以下
 - チェレンコフ光の影響を強く受けたイベントをカットする

以上の条件を課した後、解析された結果を表 7.1 に示す。ただし各パラメータは

N_{trig} : 生成したイベントのうち、トリガーされたイベント数

N_{rec} : トリガーされたイベントのうち、解析されたイベント数

$\log E$: 解析されたイベントのエネルギー中央値

$\sigma(\log E)$: 中央値 $\log E$ を中心に解析されたイベントの 68%が入る幅

$X_{\text{max}}^{\text{gen}} - X_{\text{max}}^{\text{rec}}$: 生成したイベントの X_{max} と解析された X_{max} の差の中央値

$\sigma(X_{\text{max}}^{\text{gen}} - X_{\text{max}}^{\text{rec}})$: 中央値 $X_{\text{max}}^{\text{gen}} - X_{\text{max}}^{\text{rec}}$ を中心に解析されたイベントの 68%が入る幅

θ : 生成したイベントのシャワー軸と解析されたシャワー軸の開き角

$\sigma(\theta)$: $\theta = 0^\circ$ から解析されたイベントの 68%が入る幅

を表す。また解析されたイベントのコアポジションを図 7.3、各パラメータをヒストグラムで表したものを図 7.4 に示す。2 次元不均一性がない場合 (flat)、ある場合 (2d) の結果を比較すると、

- エネルギーの系統誤差 (4.11%)
- エネルギーの決定精度の悪化 (1.5%)
- X_{max} の決定精度の悪化 (4.39 g/cm²)

が認められる。次節でこれらの誤差の原因について考察する。以上の結果から PMT2 次元不均一性により空気シャワー解析の精度が悪くなることがわかった。この影響を較正し、シャワー解析の精度を向上させる必要がある。

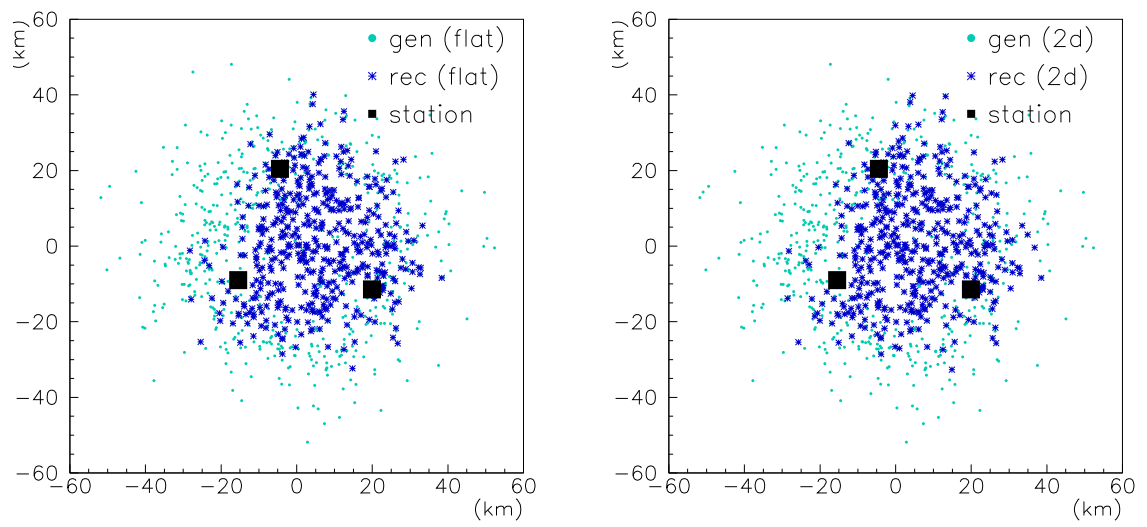


図 7.3: トリガーされたイベントと解析されたイベントのコアポジションの分布 (左: flat、右: 2d)

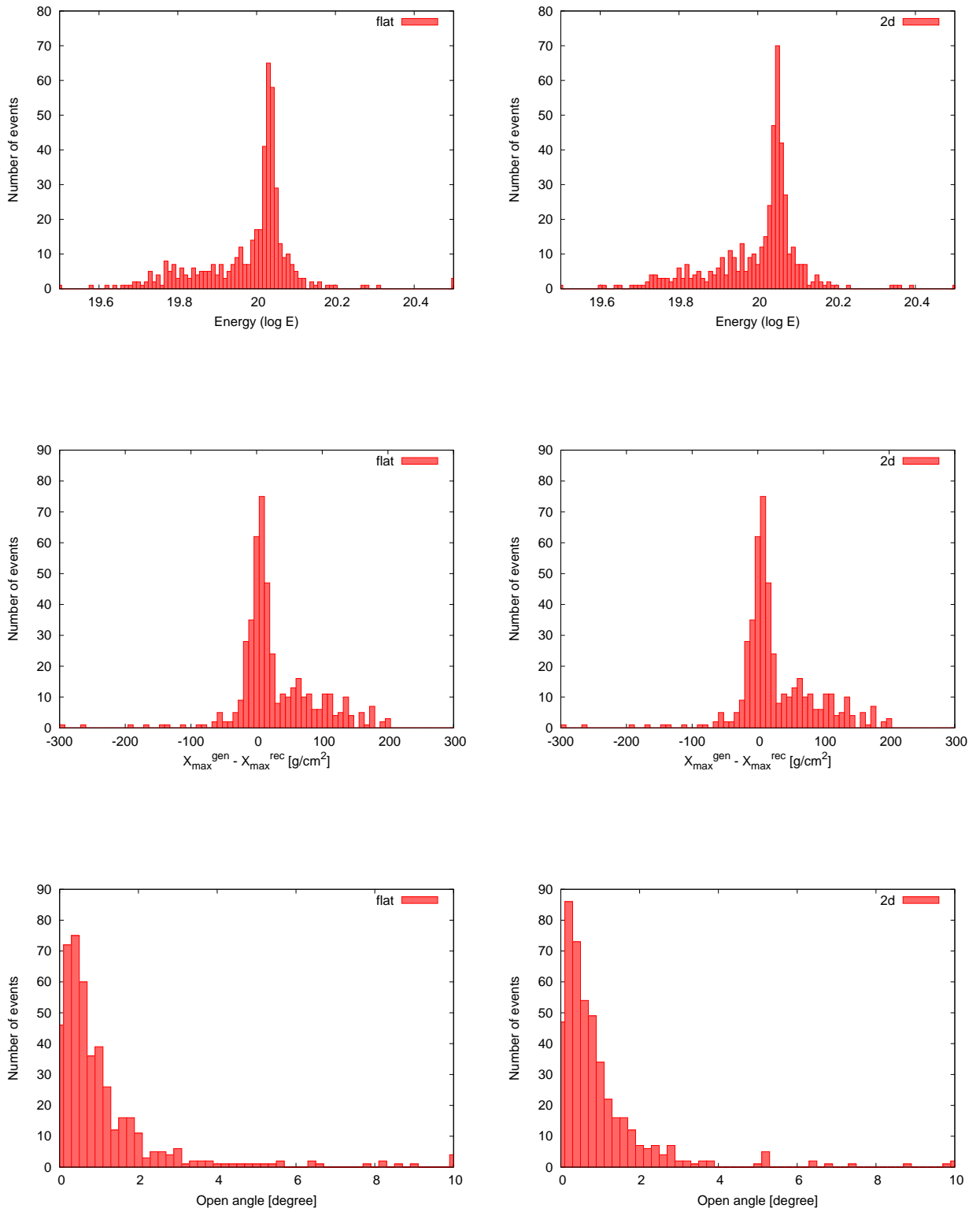


図 7.4: 解析されたイベントのエネルギー (上)、 $X_{\max}^{\text{gen}} - X_{\max}^{\text{rec}}$ (中)、 θ (下) のヒストグラム (左: flat、右: 2d)

7.1.3 評価結果に対する考察

PMT カメラの 2 次元不均一性を考慮した場合、一次宇宙線エネルギー、 X_{\max} 決定精度の悪化が確認された。これは個々の PMT に入射する光子数 N_0 が分かっていることが原因である。第 6 章で述べたように、空気シャワー解析は空気シャワーのジオメトリ決定、縦方向発達決定、エネルギー決定の順番で行われる。以下でシャワー解析の順番に沿って、その原因の中でデータ解析時に補正できるものを述べる。

縦方向発達決定の中の原因

解析ではシャワーのジオメトリ決定の次に縦方向発達の決定を行う。シャワーの縦方向発達は式 (6.25) を最大にするようなパラメータ X_{\max} 、 X_1 、 N_{\max} を選ぶことによって決定される。このとき各 PMT が観測した総光電子数を使用しており、この値は PMT の 2 次元不均一性を考慮して計算しているため、パラメータ決定に誤差が生じ X_{\max} 決定精度が悪くなっている。

一次宇宙線エネルギー決定の中の原因

エネルギーは式 (6.26) で決めた縦方向発達曲線全体を積分して求めることができ、式 (6.28) から計算される。つまり縦方向発達曲線の決定に誤差があると、一次宇宙線のエネルギー決定にも誤差が生じる。

また、エネルギーの値に系統的な誤差の出ている原因としては、2 次元不均一性により PMT 管面上に感度の低い領域があるためである。シミュレーションにおいて flat と 2d の場合で PMT の出力が同じになるようしているため、2d の場合は中心領域に光子が入射すると出力を大きく見積もってしまうからである。

7.2 2次元性較正方法

以上のように、PMT カメラが 2 次元不均一性を持つことで空気シャワー解析の精度が低下することが分かった。この影響を防ぐには、実際に PMT に入射した光子数 N_0 を推定する必要がある。ここではもとの入射光子数 N_0 の推定方法を提案する。

N' からもとの光子入射量 N_0 を復元

観測から得られるのは各 PMT の出力 N' (図 7.5) である。このとき PMT には N' 個の光子が入ったように見えているが、これは PMT 2 次元不均一性を考慮した出力であり、本当の光子数 N_0 ではない。また、PMT の管面上に光子がどのような分布 $n(x, y)$ で入射したかということは、観測から知ることはできない。

PMT 管面上での光子入射分布 $n(x, y)$ の推定

実際に PMT に入射した光子数 N_0 を推定するためには

- PMT の 2 次元不均一性 $g(x, y)$

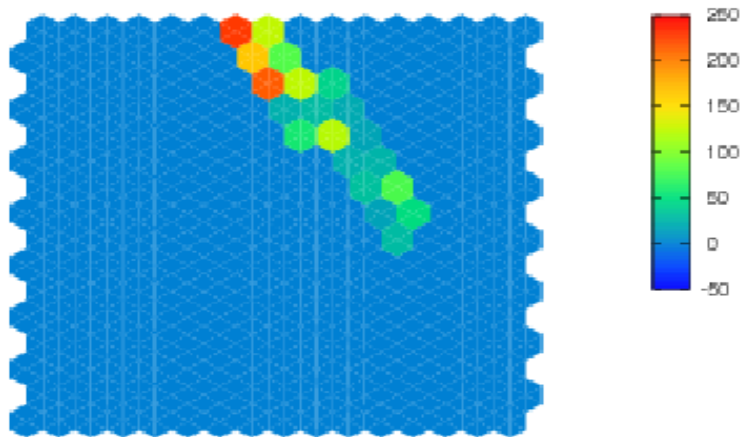


図 7.5: 観測で得られるトラック (PMT2 次元性 $g(x, y)$) を考慮した場合の PMT の出力 N'

- PMT 管面での光子入射分布 $n(x, y)$

の情報がわかれば各 PMT の出力 N' から N_0 を知ることができる。ただし $g(x, y)$ は XY-scanner による測定によって知ることができるが、 $n(x, y)$ は知ることができないため、以下の方法を用いて推定する。

$n(x, y)$ の推定: 一様入射

N' 個の光子が入ったように見えているとして、PMT 上での光子の入射分布を、一様と仮定する。

$n(x, y)$ の推定: スプライン

PMT に N' 個の光子が入ったように見えているとして、これが管面にどのような分布で入ったかを推定するために、スプライン補間を用いる。

$$N' \equiv \int_{\text{PMT}} n'(x, y) dx dy \quad (7.3)$$

$n'(x, y)$ がスプラインで決定する光子数分布で、トラックの形 (図 7.5) で決まる。ただし $n'(x, y)$ は、スプラインのルーチンが返す値 $n''(x, y)$ そのもの (図 7.6) ではなく、あるファクターがかかったものとなる。つまり

$$\alpha \equiv \frac{N'}{\int_{\text{PMT}} n''(x, y) dx dy} \quad (7.4)$$

という α を用いて

$$n'(x, y) = \alpha n''(x, y) \quad (7.5)$$

と表される。

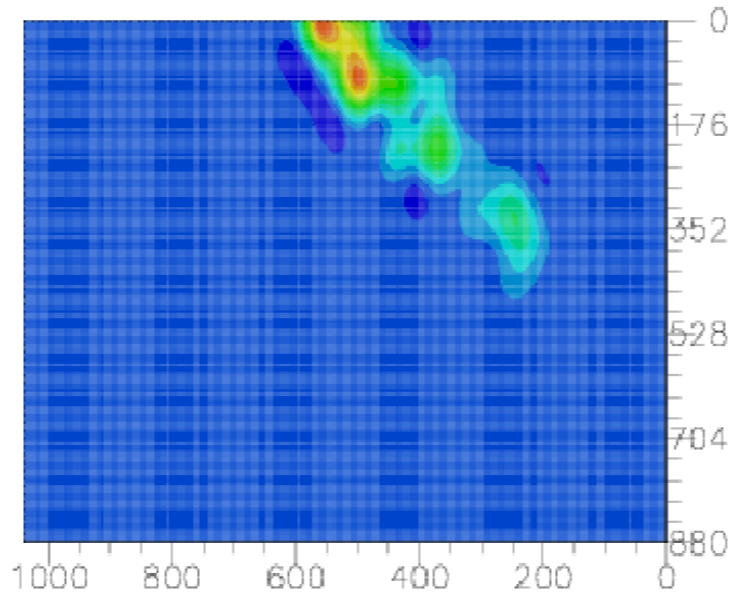


図 7.6: スプラインにより決定した光子の入射分布 $n''(x, y)$

N_0 の推定

N' 個の光子の入射分布 $n'(x, y)$ が“わかった”ので、2次元性を考慮して光子数を復元できる。 $n'(x, y)$ は、ある位置 (x, y) に実際に PMT に入射した光子数に $g(x, y)$ がかかっていると考えられるので、

$$\text{一様入射} : N_1 = \int_{\text{PMT}} \frac{1}{S} \frac{N'}{g(x, y)} dx dy \quad (S : \text{PMT 管面の面積}) \quad (7.6)$$

$$\text{スプライン} : N_1 = \int_{\text{PMT}} \frac{n'(x, y)}{g(x, y)} dx dy \quad (7.7)$$

と表され、この N_1 が N_0 の推定量となる。

7.3 2次元不均一較正

以上で述べた方法により、2次元不均一性の較正を行う。

7.3.1 N_0 の推定 N_1

(7.1.2) で使用したのと同じ空気シャワーイベントを用いて、式 (7.6)、(7.7) による N_0 の推定量 N_1 を計算した。

イベントの種類

flat: PMT の 2 次元不均一性がないとしてイベントを生成 (PMT の出力: N_0)

2d: PMT の 2 次元不均一性があるとしてイベントを生成 (PMT の出力: N')

結果

空気シャワーイベントにおける、各 PMT に入射した真の光子数 N_0 と PMT の出力 N' の比、真の光子数 N_0 と光子数の推定量 N_1 の比の分布を表 7.2、図 7.7~7.10 に示す。表の $\frac{N_1}{N_0}$ は真の光子数 N_0 と光子数の推定量 N_1 の比の中央値、 $\sigma(\frac{N_1}{N_0})$ は中央値 $\frac{N_1}{N_0}$ を中心に 68% の PMT 数が入る幅を表す。ただし PMT エッジのような $g(x, y)$ の小さい点における出力は再現性が悪く、光子数推定の際にエラーの原因となる。計算の際には $\frac{1}{g(x, y)}$ のエラーの影響を抑えるため、式 (7.6)、(7.7) において $g(x, y)$ の小さいものはカットした。 $g(x, y) < 0.05$ でカットした場合でも、カットされるのはポイント数にして PMT 全体の 2% 程度、出力にして 0.1% 未満である。また $g(x, y) < 0.2$ でカットした場合でも、カットされるのはポイント数にして PMT 全体の 10% 程度、出力にして 0.2% 程度である。結果を以下にまとめる。

- $\frac{N_1}{N_0}$ のピークはほぼ 1 となり、正しく光子数の推定ができています
- $n(x, y)$ の推定に一樣入射、スプラインを用いた場合を比較すると、スプラインを用いた方が光子数推定のエラーが小さい
- $\frac{N'}{N_0}$ から、2 次元不均一性がある場合には真の光子数よりも 4% ほど光子数を多く見積もっており、これが 7.1.2 で 2 次元不均一性を考慮した場合に出るエネルギーの系統誤差になっていると考えられる

以上から正しい光子数の推定ができており、上記の結果をシャワー解析に導入する。また、 $n(x, y)$ の推定にスプラインを利用した方が精度の向上が期待できる。

	$\frac{N_1}{N_0}$	$\sigma(\frac{N_1}{N_0})$ [%]
uniform ($g(x, y) \geq 0.05$)	0.98	18.41
spline ($g(x, y) \geq 0.05$)	0.99	17.65
uniform ($g(x, y) \geq 0.15$)	0.99	14.33
spline ($g(x, y) \geq 0.15$)	1.00	13.37
uniform ($g(x, y) \geq 0.2$)	0.97	14.01
spline ($g(x, y) \geq 0.2$)	0.98	13.06
uniform ($g(x, y) \geq 0.25$)	0.97	14.09
spline ($g(x, y) \geq 0.25$)	0.97	13.12
	$\frac{N'}{N_0}$	$\sigma(\frac{N'}{N_0})$ [%]
	1.04	13.70

表 7.2: 光子数の推定結果

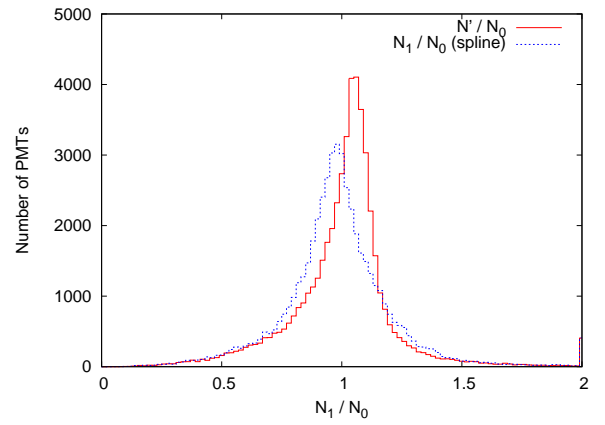
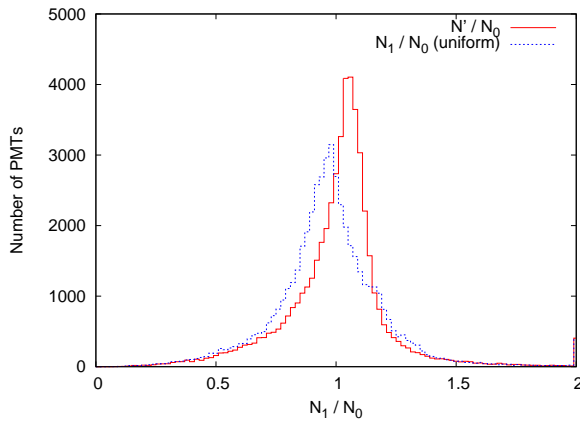


図 7.7: $\frac{N'}{N_0}$ 、 $\frac{N_1}{N_0}$ (スプライン、一様入射、 $g(x, y) \geq 0.05$)

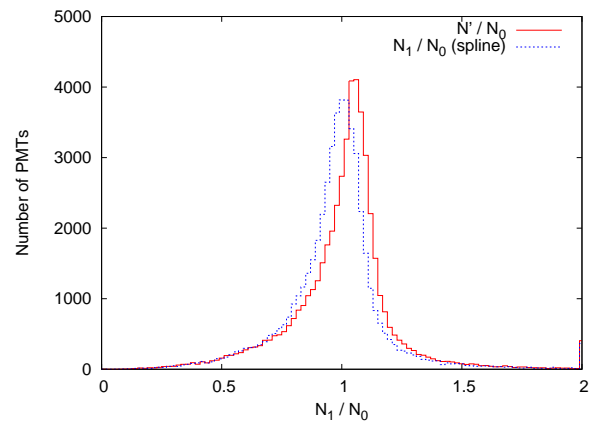
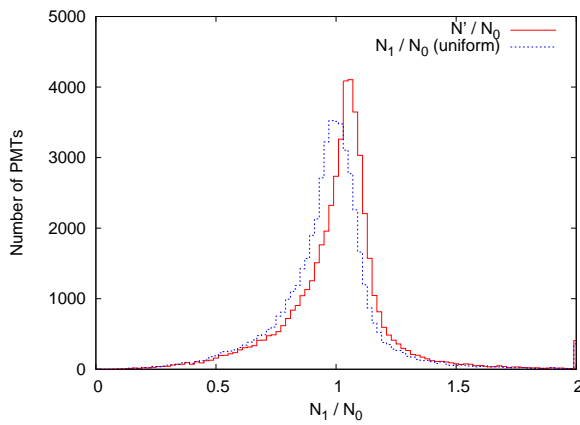


図 7.8: $\frac{N'}{N_0}$ 、 $\frac{N_1}{N_0}$ (スプライン、一様入射、 $g(x, y) \geq 0.15$)

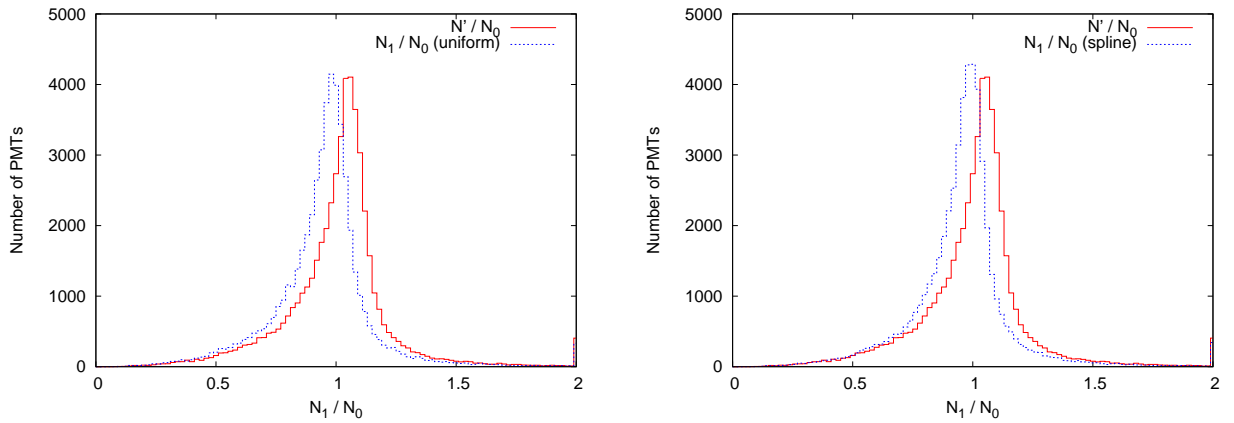


図 7.9: $\frac{N'_1}{N_0}$ 、 $\frac{N_1}{N_0}$ (スプライン、一様入射、 $g(x, y) \geq 0.2$)

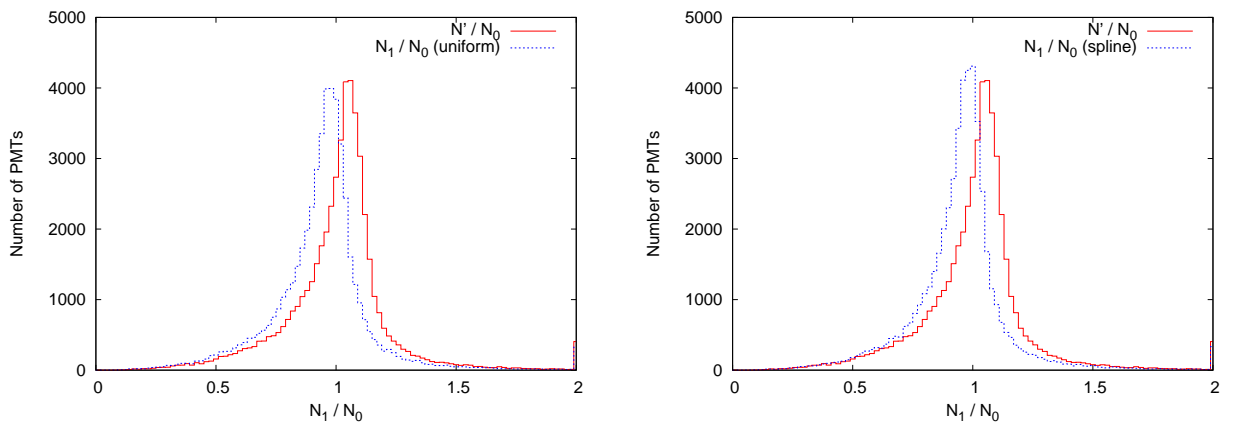


図 7.10: $\frac{N'_1}{N_0}$ 、 $\frac{N_1}{N_0}$ (スプライン、一様入射、 $g(x, y) \geq 0.25$)

7.3.2 シャワー解析結果

7.1.2 から、2次元不均一性を考慮した場合でもエネルギー以外の解析結果はあまり変わらないため、ここではシャワー解析におけるジオメトリ・縦方向発達・エネルギーの決定の全過程において上記で計算した光子数の推定値 N_1 を導入した場合と、エネルギー決定に関してのみ導入した場合について解析を行った。また光子の入射分布 $n(x, y)$ は一様入射・スプラインの両方を仮定し、 $g(x, y)$ を 0.05 と 0.15 でカットした場合を用いた。

イベントの種類

2d calib (uniform, 0.05): PMT の 2次元不均一性があるとしてイベントを生成、エネルギー決定時のみ不均一性を考慮して解析 (PMT の出力: N_1 、 $n(x, y)$): 一様入

射、 $g(x, y) \geq 0.05$)

2d calib (spline, 0.05): PMT の 2 次元不均一性があるとしてイベントを生成、エネルギー決定時のみ不均一性を考慮して解析 (PMT の出力: N_1 、 $n(x, y)$: スプライン、 $g(x, y) \geq 0.05$)

2d calib (spline, 0.05, all): PMT の 2 次元不均一性があるとしてイベントを生成、不均一性を考慮して解析 (PMT の出力: N_1 、 $n(x, y)$: スプライン、 $g(x, y) \geq 0.05$)

2d calib (spline, 0.15, all): PMT の 2 次元不均一性があるとしてイベントを生成、不均一性を考慮して解析 (PMT の出力: N_1 、 $n(x, y)$: スプライン、 $g(x, y) \geq 0.15$)

解析結果

解析結果を表 7.3 に、結果をヒストグラムにしたものを図 7.11 (uniform, 0.05)、7.12 (spline, 0.05)、7.13 (spline, 0.05, all)、7.14 (spline, 0.15, all) に示す。

- $n(x, y)$ に一様入射を仮定しエネルギーのみ補正した場合 (uniform, 0.05)、解析の際に生じていたエネルギーの系統誤差 (4.11%) を改善することができた。ただし決定精度は 2d よりも 1.03%悪化した。
- $n(x, y)$ にスプラインを使いエネルギーのみ補正した場合 (spline, 0.05)、エネルギーの系統誤差を 0.35%に改善することができた。また決定精度はほぼ変わらず、2d よりも 0.75%大きくなった。
- $n(x, y)$ にスプラインを使い補正した場合 (spline, 0.05, all)、エネルギーの系統誤差を改善することができた。また決定精度はほぼ変わらず、2d よりも 0.25%大きくなった。さらに X_{\max} の決定精度は 33.57 g/cm² に改善した。
- $n(x, y)$ にスプラインを使い補正した場合 (spline, 0.15, all)、エネルギーの系統誤差、決定精度ともに改善することができた。さらに X_{\max} の決定精度は 29.88 g/cm² に改善した。

以上から $n(x, y)$ にスプラインを用い光子数を推定し、シャワー解析の全過程においてこの推定光子数を導入する場合に最も解析結果がよくなることがわかった。

	N_{trig}	N_{rec}	$\log E$	$\sigma(\log E)$	$\sigma(X_{\max}^{\text{gen}} - X_{\max}^{\text{rec}})$ [g/cm ²]	$\sigma(\theta)$ [°]
flat	983	460	20.027	0.074	37.39	1.10
2d	983	464	20.045	0.082	41.78	1.06
2d calib (uniform, 0.05)	983	464	20.027	0.088	41.78	1.06
2d calib (spline, 0.05)	983	464	20.029	0.085	41.78	1.06
2d calib (spline, 0.05, all)	983	464	20.027	0.084	33.57	1.04
2d calib (spline, 0.15, all)	983	463	20.027	0.074	29.88	1.08

表 7.3: 不均一性較正後の空気シャワー解析結果

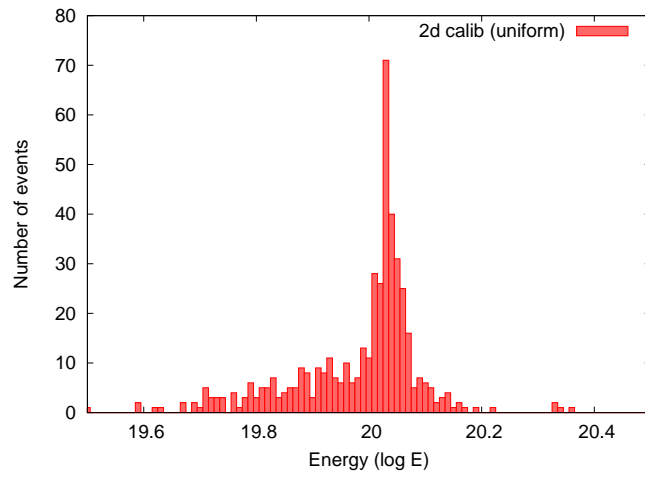


図 7.11: 不均一性較正後、解析されたイベントのエネルギー (uniform, 0.05)

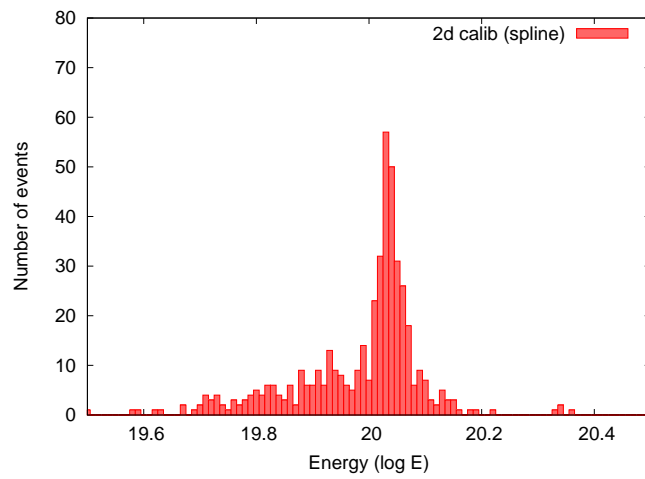


図 7.12: 不均一性較正後、解析されたイベントのエネルギー (spline, 0.05)

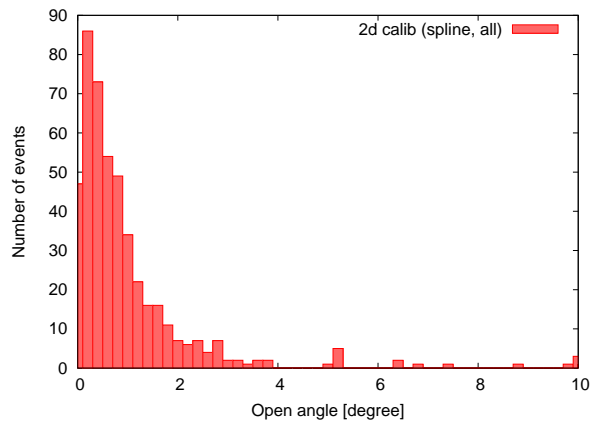
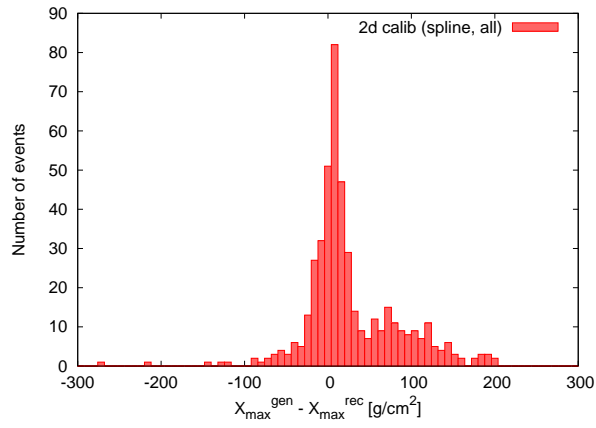
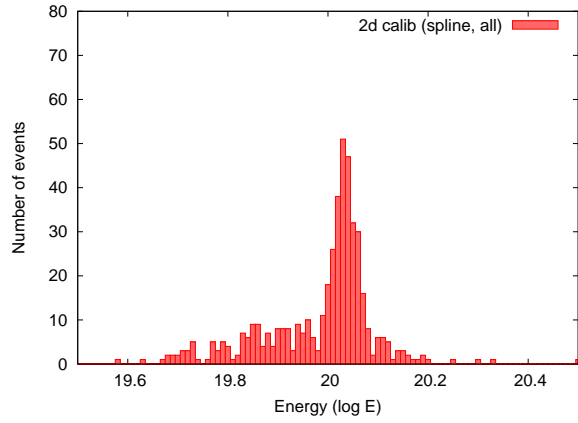


図 7.13: 解析されたイベントのエネルギー (上)、 $X_{\max}^{\text{gen}} - X_{\max}^{\text{rec}}$ (中)、 θ (下) のヒストグラム (spline, 0.05, all)

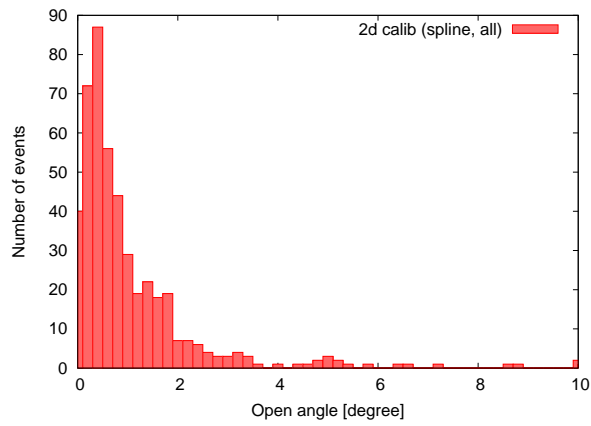
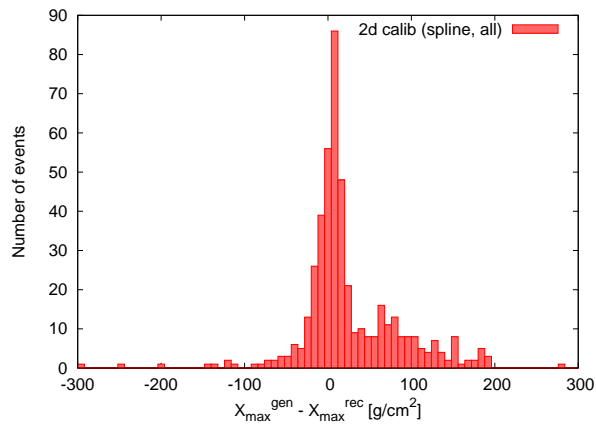
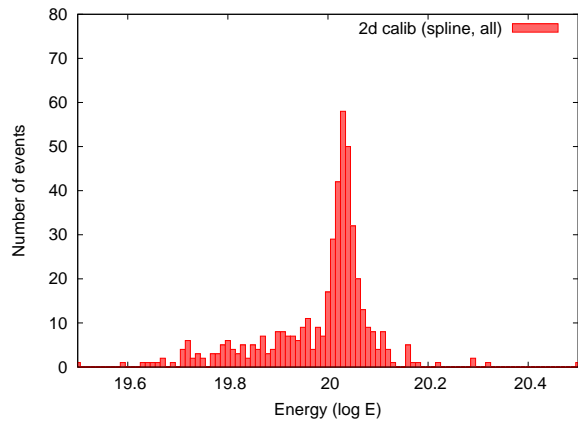


図 7.14: 解析されたイベントのエネルギー (上)、 $X_{\max}^{\text{gen}} - X_{\max}^{\text{rec}}$ (中)、 θ (下) のヒストグラム (spline, 0.15, all)

しかし X_{\max} 、 θ 決定精度の解析結果に、flat · 2d · 2d calib の場合を比べても有意な差が見られないため、統計を増やしその精度の変化を検証した。上記と同じ条件でさらに空気シャワーイベントを 1000 イベント生成し、計 2000 イベントについて flat · 2d · 2d calib (spline, 0.15, all) の場合について解析を行った。光子数の推定結果を表 7.4、図 7.15、シャワー解析結果を図 7.5 に示す。

光子数推定結果

- $\frac{N_1}{N_0}$ のピークはほぼ 1 となり、正しく光子数の推定ができています
- $\frac{N'_1}{N_0}$ の分布から、7.3.1 と同様に 2 次元不均一性がある場合には真の光子数よりも 4%ほど光子数を多く見積もっている

シャワー解析結果

- 2d のシャワーの解析結果にエネルギーの系統誤差が生じている (3.40%)
- 2d calib (spline, 0.15, all) の場合、エネルギー系統誤差が改善した

	$\frac{N_1}{N_0}$	$\sigma(\frac{N_1}{N_0})$ [%]
spline ($g(x, y) \geq 0.15$)	1.00	13.18
	$\frac{N'_1}{N_0}$	$\sigma(\frac{N'_1}{N_0})$ [%]
	1.04	13.56

表 7.4: 光子数の推定結果 2

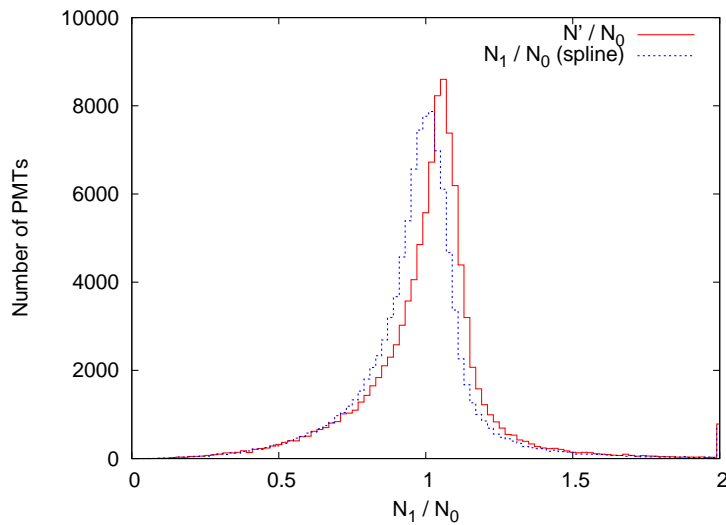


図 7.15: $\frac{N'_1}{N_0}$ 、 $\frac{N_1}{N_0}$ (スプライン、 $g(x, y) \geq 0.15$)

	N_{trig}	N_{rec}	$\log E$	$\sigma(\log E)$	$\sigma(X_{\text{max}}^{\text{gen}} - X_{\text{max}}^{\text{rec}})$ [g/cm ²]	$\sigma(\theta)$ [°]
flat	1958	926	20.027	0.077	35.92	1.07
2d	1969	934	20.042	0.079	37.72	1.02
2d calib (spline, 0.15, all)	1969	938	20.026	0.076	33.03	1.09

表 7.5: 不均一性較正後の空気シャワー解析結果 2

以上から 2 次元不均一性を考慮した場合に出るエネルギーの系統誤差はやはり有意なものであるといえる。しかし、エネルギー、 X_{max} 、 θ の決定精度に有意な差は見られず、これらの決定精度における 2 次元不均一性の影響は小さいと考えられる。また、統計を増やしても上記と同じ手法により正しく光子数を推定できることがわかった。

上記の方法を用いて光子数の較正を行うことにより、PMT に入射する光子数を正しく見積もることができ、2 次元不均一性により生じていたシャワー解析精度の悪化を改善することができた。

第8章 結論

TA 実験に用いる PMT カメラの 2 次元不均一性測定装置である XY-scanner を製作し、性能評価を行った。また XY-scanner により測定したデータを用いて空気シャワーシミュレーションを行い、2 次元不均一性が解析結果に与える影響を評価した。さらに解析結果を受け、2 次元不均一性の較正方法を提案した。

- XY-scanner を用いて Brack Rock Mesa の FD ステーションにおいてカメラ 8 台の 2 次元不均一性を測定した
- シミュレーションにより、2 次元不均一性がある場合に宇宙線のエネルギー決定に系統誤差が生じることがわかった
- 2 次元不均一性の較正を行い、シャワー解析の際に生じるエネルギーの系統誤差を改善した

以上の較正によりエネルギー決定に関する、2 次元不均一性による誤差を改善することがわかった。これにより最高エネルギー宇宙線の精度の高いシャワー解析を行うことができる。

謝辞

本研究にあたり御指導いただきました垣本史雄教授、常定芳基助手に深く感謝致します。また、多くの御助言と御協力を頂きました大阪市立大学 荻尾彰一講師、東京大学宇宙線研究所 得能久生氏、武多昭道氏、TA 実験コラボレーターの皆様にも深く感謝致します。惜しめない協力をくださいました、東京工業大学 多米田裕一郎氏、古島敦氏、町田智子氏、東龍二氏、菅原利弘氏、松本英高氏、福田崇徳氏、若松弘晃氏に深く感謝致します。

参考文献

- [1] *The Telescope Array Project Design Report.*(2000)
- [2] 福島正己, 最高エネルギー宇宙線の起源(平成 15 年度発足特定領域申請書)
- [3] M.S.Longair, *High Energy Astrophysics.*
- [4] 小田 稔, 宇宙線.
- [5] K.Greisen, *Phys. Rev. Lett.*,16.(1966) G.T.Zatsepin and V.A.Kuzmin, *Sov. Phys. JETP Lett. (Engl. Transl.)*,4.(1966)
- [6] Angela V.Olinto, *The Future of Ultra High Energy Cosmic Rays.*
- [7] T.Yamamoto,*Astrophysics* 20(2004) 405-412
- [8] M.Takeda *et al.*,*Astropart.Phys.* 19(2003) 447-462
- [9] T.Abu-Zayyad, *et al.*, [High Resolution Fly's Eye Collaboration], *astro-ph/0208301,astro-ph/0208243.*
- [10] M.Takeda *et al.*,*in:Proceedings of 27th ICRC 2001,p.341*
- [11] A.N. Bunner, *Ph.D. Thesis, Cornell University, Ithaca, NY.*(1964)
- [12] F. kakimoto, *et al*, *ICRR-Report-346-95-12*
- [13] Y. Tameda, *et al.*, *Proceedings of 29th ICRC* (2005) 8, 225-228
- [14] 浜松ホトニクス, その基礎と応用.
- [15] 角 正弥, 修士論文, 東京工業大学.(2002)
- [16] 皆川 隆一, 修士論文, 東京工業大学.(2005)
- [17] 多米田 祐一郎, 修士論文, 東京工業大学.(2006)

目次

2.1	一次宇宙線のフラックス	2
2.2	銀河空間における宇宙線の減衰距離	4
2.3	AGASA、HiRes の観測結果から求められた宇宙線のエネルギースペクトル	4
2.4	AGASA の観測結果から求められた宇宙線のエネルギースペクトル	5
2.5	AGASA で観測された $10^{19.6}$ eV 以上のイベントの到来方向 (赤道座標)。円で囲ってあるのが doublet、triplet である。	6
2.6	$10^{19.6}$ eV 以上エネルギーの 59 事象の、任意の 2 事象のなす離角	6
2.7	宇宙線の加速源の候補天体における磁場の強さと天体の大きさの関係。候補は斜線より上の領域に存在していなければならない。	7
2.8	空気シャワー現象の模式図	10
2.9	空気シャワーの縦方向発達曲線	12
2.10	空気シャワーアレイによる観測の概念	13
2.11	空気シンチレーション光観測の概念	14
2.12	典型的な夜光の波長スペクトル	17
2.13	各変数の説明	18
3.1	TA 実験における装置の配置図。中心に碁盤状に地表検出器が配置され、それを囲むように 3 台の大気蛍光望遠鏡ステーションが設置される。	20
3.2	FD ステーション (Black Rock Mesa サイト) の外観	20
3.3	FD ステーション (Long Ridge サイト) の外観	21
3.4	FD のデザイン	21
3.5	Black Rock Mesa サイト内の FD	21
3.6	カメラボックス。PMT が固定される	22
3.7	PMT カメラ	22
3.8	BG3 を取り付けた PMT	22
3.9	プリアンプ	22
3.10	SCHOTT BG3 の分光透過率 (厚さ 1 mm の場合)	23
3.11	データ取得系の概念図	23
3.12	SDF ボード	24
3.13	TF ボード	24
3.14	CTD ボード	24
3.15	CRAYS	25
3.16	YAP パルサーの装着される標準 PMT	25
3.17	Xe-flasher の照射イメージ	26
3.18	LIDAR ドーム	26
3.19	左が LIDAR システム、右が CLF による側方散乱を利用するシステム	27

3.20	LINAC の概念図	27
3.21	現地 (ユタ州) に設置された地表検出器	28
3.22	地表検出器のデータ収集エレクトロニクス (左) とエレクトロニクスの収納されたボックス (右)	28
4.1	Hamamatsu R9508 (左) の量子効率の波長依存性 (右、浜松ホトニクス)	30
4.2	グリーンレーザー (左)、赤色レーザー (右) により測定した R9508 の 2 次元不均一性 (X・Y 軸: PMT 中心からの距離 (mm))	31
4.3	XY-scanner	31
4.4	改良後の XY-scanner	33
4.5	LED 光源の概念図	34
4.6	有限寸法の光源とレンズによる光ビーム	34
4.7	イメージスキャナによるスポット画像 (光源 3、ピンホールからスポットまでの距離: 18 cm)	35
4.8	光源からスキャナまでの距離に対するスポットサイズ	36
4.9	光源 3 のスポット	37
4.10	光源 4 のスポット	38
4.11	光源 5 のスポット	38
4.12	LED ドライバの回路図	39
4.13	製作した LED ドライバ	39
4.14	オシロスコープで観察した LED ドライブ信号 (200 ns/div, 1 V/div)	40
4.15	LED 出力の安定性	41
4.16	測定のセットアップ	42
4.17	PMT1 の 2 次元不均一性 (-900 V)	43
4.18	PMT 中の各点の出力差のヒストグラム (PMT1、-900 V / -700 V)	44
4.19	XY-scanner の光源移動概念図: X 方向に移動	47
4.20	XY-scanner の光源移動概念図: 1 個の LED が 2 列の PMT を測定 (LED1 はピンクの PMT、LED2 は白の PMT、LED3 は黄色の PMT それぞれ 32 本を測定する)	47
4.21	XY-scanner のデータ取得ダイアグラム	49
4.22	データ取得試験のセットアップ	50
4.23	PMT カメラに取り付けた XY-scanner	50
4.24	測定に用いた SDF (右中段)、HV (中央下)、暗室 (東大宇宙線研究所)	50
4.25	オシロスコープで観察した PMT 出力 (入力: LED 信号) (200 ns/div、5 mV/div)	51
4.26	SDF により取得した LED 信号の波形	52
4.27	測定で得られた 2 次元不均一性	53
4.28	PMT 出力の安定性 (LED1)	54
4.29	PMT1 (2 mm)	55
4.30	PMT2 (2 mm)	55
4.31	PMT1 (4 mm)	55
4.32	PMT2 (4 mm)	55
5.1	XY-scanner (左) をカメラに取り付けた (右)	57
5.2	測定に用いたエレクトロニクス (上段:SDF 中段:VMEPC 下段: HV)	58

5.3	Xe-flasher により調整した PMT のゲインの差の分布	58
5.4	LED 信号の波形	59
5.5	バックグラウンド波形	59
5.6	カメラ 0 の 2 次元不均一性	60
5.7	カメラ 1 の 2 次元不均一性	61
5.8	カメラ 2 の 2 次元不均一性	62
5.9	カメラ 3 の 2 次元不均一性	63
5.10	カメラ 4 の 2 次元不均一性	64
5.11	カメラ 5 の 2 次元不均一性	65
5.12	カメラ 6 の 2 次元不均一性	66
5.13	カメラ 7 の 2 次元不均一性	67
5.14	サーミスタ	68
5.15	デジタルマルチメーター	68
5.16	アノードの温度係数	69
5.17	UVLED の相対出力の温度依存性	69
5.18	カメラ 0 測定中の温度変化・出力変化 (昼)	70
5.19	カメラ 1 測定中の温度変化・出力変化 (昼)	71
5.20	カメラ 2 測定中の温度変化・出力変化 (昼)	72
5.21	カメラ 3 測定中の温度変化・出力変化 (昼)	73
5.22	カメラ 4 測定中の温度変化・出力変化 (昼)	74
5.23	カメラ 5 測定中の温度変化・出力変化 (昼)	75
5.24	カメラ 6 測定中の温度変化・出力変化 (昼)	76
5.25	カメラ 7 測定中の温度変化・出力変化 (夜)	77
5.26	X、Y 方向からみた 2 次元不均一性 (X cut, Y cut)	78
5.27	FADC 積分値 500, 1000, 1500 でカットした場合の LED のカメラ間相対位置	79
5.28	異なる LED が測定した同じ PMT の 2 次元不均一性	82
5.29	LED の相対光量	83
5.30	カメラ 1 の相対 2 次元不均一性	84
5.31	カメラ 2 の相対 2 次元不均一性	85
5.32	カメラ 3 の相対 2 次元不均一性	86
5.33	カメラ 4 の相対 2 次元不均一性	87
5.34	カメラ 5 の相対 2 次元不均一性	88
5.35	カメラ 6 の相対 2 次元不均一性	89
5.36	カメラ 7 の相対 2 次元不均一性	90
5.37	telescope 1 内の PMT 出力	91
5.38	telescope 2 内の PMT 出力	91
5.39	telescope 3 内の PMT 出力	91
5.40	telescope 4 内の PMT 出力	91
5.41	telescope 5 内の PMT 出力	92
5.42	telescope 6 内の PMT 出力	92
5.43	telescope 7 内の PMT 出力	92
5.44	温度補正前後の telescope 7 内の PMT 出力 (左: 補正前、右: 補正後)	94
5.45	PMT+YAP パルサーを温度変化させたときの PMT4 本における出力の相対変化	94

6.1	3 station で記録されたシミュレートイベントの例	96
6.2	ある 1 つの PMT において観測される信号の例	100
6.3	ベクトル \mathbf{n}_g 導入によるシャワー軸決定方法。シャワー軸は r_1, r_2 を用いて決定できる。	101
6.4	Signal Wave Form Fitting Method のコンセプト図。 $t_{j+1} - t_j$ はデータ収集の時間間隔に基づくが本実験では 25nsec である。	102
6.5	光子が PMT に到達する確率の概念図	103
7.1	カメラ上に入射した光子の分布 $n(x, y)$	105
7.2	PMT2 次元性 $g(x, y)$ を考慮した場合の PMT の出力 N'	106
7.3	トリガーされたイベントと解析されたイベントのコアポジションの分布 (左: flat、右: 2d)	108
7.4	解析されたイベントのエネルギー (上)、 $X_{\max}^{\text{gen}} - X_{\max}^{\text{rec}}$ (中)、 θ (下) のヒストグラム (左: flat、右: 2d)	109
7.5	観測で得られるトラック (PMT2 次元性 $g(x, y)$ を考慮した場合の PMT の出力 N')	111
7.6	スプラインにより決定した光子の入射分布 $n''(x, y)$	112
7.7	$\frac{N'}{N_0}, \frac{N_1}{N_0}$ (スプライン、一様入射、 $g(x, y) \geq 0.05$)	114
7.8	$\frac{N'}{N_0}, \frac{N_1}{N_0}$ (スプライン、一様入射、 $g(x, y) \geq 0.15$)	114
7.9	$\frac{N'}{N_0}, \frac{N_1}{N_0}$ (スプライン、一様入射、 $g(x, y) \geq 0.2$)	115
7.10	$\frac{N'}{N_0}, \frac{N_1}{N_0}$ (スプライン、一様入射、 $g(x, y) \geq 0.25$)	115
7.11	不均一性較正後、解析されたイベントのエネルギー (uniform, 0.05)	117
7.12	不均一性較正後、解析されたイベントのエネルギー (spline, 0.05)	117
7.13	解析されたイベントのエネルギー (上)、 $X_{\max}^{\text{gen}} - X_{\max}^{\text{rec}}$ (中)、 θ (下) のヒストグラム (spline, 0.05, all)	118
7.14	解析されたイベントのエネルギー (上)、 $X_{\max}^{\text{gen}} - X_{\max}^{\text{rec}}$ (中)、 θ (下) のヒストグラム (spline, 0.15, all)	119
7.15	$\frac{N'}{N_0}, \frac{N_1}{N_0}$ (スプライン、 $g(x, y) \geq 0.15$)	120

表 目 次

2.1	Bunner が求めた N_2 の衝突による消光がないとしたときの、発光効率 E_0 の波長領域 300 ~ 400 nm での値	15
4.1	XY-scanner の主な仕様	32
4.2	UV LED (NSHU590B) の電氣的・光学的特性	33
4.3	青色 LED (UB5306X) の電氣的・光学的特性	35
4.4	それぞれの LED のスポットサイズ	37
4.5	PMT1~5、異なる HV 値での 2 次元不均一性測定における PMT 中の各点の出力差の中央値、 1σ	44
4.6	PMT 中の各点を比べた出力差の中央値、 1σ	45
4.7	PMT1~3、異なる LED 光量での 2 次元不均一性測定における PMT 中の各点の出力差の中央値、 1σ	46
4.8	2 mm ステップ、4 mm ステップでの周辺との出力差の中央値、 1σ (単位:%)	56
5.1	各カメラの出力・温度変化	68
5.2	telescope 1 における LED の相対位置	79
5.3	telescope 2 における LED の相対位置	79
5.4	telescope 3 における LED の相対位置	79
5.5	telescope 4 における LED の相対位置	79
5.6	telescope 5 における LED の相対位置	80
5.7	telescope 6 における LED の相対位置	80
5.8	telescope 7 における LED の相対位置	80
5.9	telescope 1 における LED 光量の相対値	82
5.10	telescope 2 における LED 光量の相対値	82
5.11	telescope 3 における LED 光量の相対値	82
5.12	telescope 4 における LED 光量の相対値	83
5.13	telescope 5 における LED 光量の相対値	83
5.14	telescope 6 における LED 光量の相対値	83
5.15	telescope 7 における LED 光量の相対値	83
5.16	各 telescope 内の PMT 出力のピーク値、 1σ	92
5.17	温度補正前後の telescope 7 における LED 光量の相対値 (左: 補正前、右: 補正後)	93
7.1	空気シャワー解析結果	107
7.2	光子数の推定結果	113
7.3	不均一性較正後の空気シャワー解析結果	116
7.4	光子数の推定結果 2	120
7.5	不均一性較正後の空気シャワー解析結果 2	121