

モンテカルロ計算を用いたガンマ線天文台
Cherenkov Telescope Array 大口径望遠鏡のカメラ
感度の向上

埼玉大学大学院 理工学研究科 博士前期課程2年
物理機能系専攻 物理学コース

学籍番号 14MP117 松岡 俊介

平成28年5月31日

概要

宇宙ガンマ線の観測は、SNR や AGN などにおける粒子加速、宇宙に存在するダークマターの発見・制限など、謎にまつまれた天体現象を解明する重要な手段となる。光子のエネルギーが数 10 GeV を超えると超高エネルギー (Very High Energy:VHE) ガンマ線と呼ばれ、地上からの解像型チェレンコフ望遠鏡 (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope:IACT) を用いた観測が有効となる。Cherenkov Telescope Array(CTA) は口径の異なる多数の IACT を広範囲に設置する次世代の国際 VHE ガンマ線天文台である。CTA では北半球のラパルマ (スペイン) と南半球のパラナル (チリ) の二つのサイトに、23m 口径の大口径望遠鏡 (Large-Sized-Telescope)、12m 口径の中口径望遠鏡 (Medium-Sized Telescope)、4m 口径の小口径望遠鏡 (Small-Sized Telescope) の 3 つのタイプを配置する。CTA 日本グループは主に LST の開発に貢献しており、焦点面検出器の開発では 2014 年から 2015 年にかけて LST 初号機用の光電子増倍管 (PMT) の全数較正試験を実施した。その目的は諸特性の調査及び全数の動作チェックである。約 2000 本の PMT のうち数本は動作不良のものがあつたが、およそ 95 % 以上の PMT が CTA の要求値を満たす結果となつた。また、現在ラパルマにて LST 初号機の建設が進められている。

本研究では較正試験により得られた量子効率とパルス幅のデータをシミュレーションに組み込む事で、望遠鏡シミュレーションによるカメラ内の PMT 配置の最適化を行った。望遠鏡感度に影響するパラメータには量子効率、パルス幅、アフターパルス発生率が考えられるが、較正試験の結果からアフターパルス発生率は要求値よりも極めて低い値であつたため、本研究では量子効率とパルス幅にのみ着目してシミュレーションを行った。使用したシミュレーションツールは空気シャワー生成を行う部分と、検出器応答を記述する部分の 2 部で構成される。パルス幅のみを考慮してカメラ内の PMT の並び替えを行った場合は違いは見られなかつたが、量子効率のみを考慮して並び替えを行った場合はガンマ線レートが約 8 % 増加した。さらにこの結果から、2 つのパラメータを考慮していくつかの配置モデルを考案した。単純に PMT を二分して配置するモデルや、量子効率とパルス幅によるガンマ線レート増加率を考慮して PMT を分けたモデルなどである。これらのモデルによる結果を比較する事でカメラ内の PMT 配置の最適化を行った。

目次

第 1 章 Introduction	4
1.1 ガンマ線天文学	4
1.2 宇宙ガンマ線の放射機構と相互作用	5
1.2.1 放射機構	5
1.2.2 相互作用	6
第 2 章 VHE ガンマ線観測	10
2.1 空気シャワー	10
2.2 チェレンコフ光	11
2.3 解像型大気チェレンコフ望遠鏡	12
2.4 ステレオ観測	13
2.5 イメージング法	13
第 3 章 Cherenkov Telescope Array	17
3.1 CTA 概要	17
3.2 Large-Sized Telescope	20
3.3 光検出器 光電子増倍管	23
3.3.1 光電子増倍管の諸特性	23
3.4 大口径望遠鏡初号機用 PMT の較正試験結果	26
3.4.1 量子効率	26
3.4.2 パルス幅	26
3.4.3 アフターパルス	27
第 4 章 大口径望遠鏡カメラ配置の最適化	28
4.1 目的	28
4.2 シミュレーションツール	28
4.2.1 CORSIKA	28
4.2.2 sim_telarray	31
4.3 シミュレーションコードの修正と各パラメータによる並び替え	31
4.3.1 シミュレーションコードの修正	32
4.3.2 量子効率	35
4.3.3 パルス幅	37
4.3.4 陽子バックグラウンド	39
4.4 ピクセル配置の最適化	41
第 5 章 まとめと今後	44

第 6 章 謝辭

第1章 Introduction

1.1 ガンマ線天文学

ガンマ線天文学とは光子のエネルギーが数百 MeV 以上の宇宙ガンマ線を観測することで、宇宙に存在する天体の謎を解明する研究分野である。1970年代に打ち上げられた SAS-II などが、衛星によるガンマ線観測の始まりである。また 1991年に NASA が打ち上げた Compton Gamma Ray Observatory (CGRO) は数 keV から数十 GeV 領域で多くの Gamma-Ray Burst (GRB) を発見し、ガンマ線天文学の発展に大きく貢献した。最近では 2008年に Fermi 衛星が打ち上げられ、100 MeV から 300 GeV のエネルギー領域において、4年間で 3000 以上のガンマ線天体を発見するという素晴らしい成果を上げている (図 1.1)。

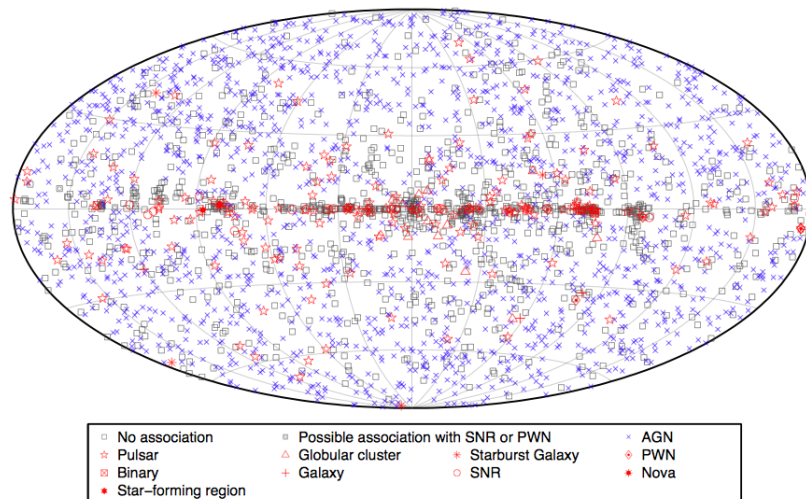


図 1.1: Fermi 衛星により 4 年間で観測されたガンマ線源の全天マップ [1]。

観測対象となるガンマ線のエネルギーが数百 GeV から数百 TeV の超高エネルギー領域に入ると、衛星での観測は難しくなる。これはガンマ線のエネルギーが上がるにつれて光子のフラックスが少なくなると同時に、ガンマ線を止めるために大質量の検出器が必要となる。しかし、衛星で運べる質量には制限があり、技術的にも検出器の有効面積大きさは限られてくる。またバックグラウンドをうける割合も高くなるため、高感度での観測が非常に難しくなる。このエネルギー領域では、地上に設置した解像型大気チェレンコフ望遠鏡 (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope: IACT) での観測が有効である。ガンマ線は地球大気に吸収されてしまい地表まで届くことができない。しかし吸収される過程で生成されるチェレンコフ光を捉えることで、種となるガンマ線のエネルギーや到来方向の情報を得ることができる。IACT を用いた従来の観測施設は VERITAS、H.E.E.S.、MAGIC、CANGAROO などがあり、CANGAROO 以外は現在も稼働中である。またこれらに続く次世代ガンマ線天文台として Cherenkov Telescope Array (CTA) 計画が現在進められている。

図 1.2 に超高エネルギーガンマ線天体の発見数の推移を表している。超高エネルギーガンマ線天体は 1990 年頃から発見され始め、発見数はその後指数関数的に増加している。CTA は 2020 年からフルアレ

イでの観測が予定されており、1000を超える超高エネルギーガンマ線天体の発見が期待されている。

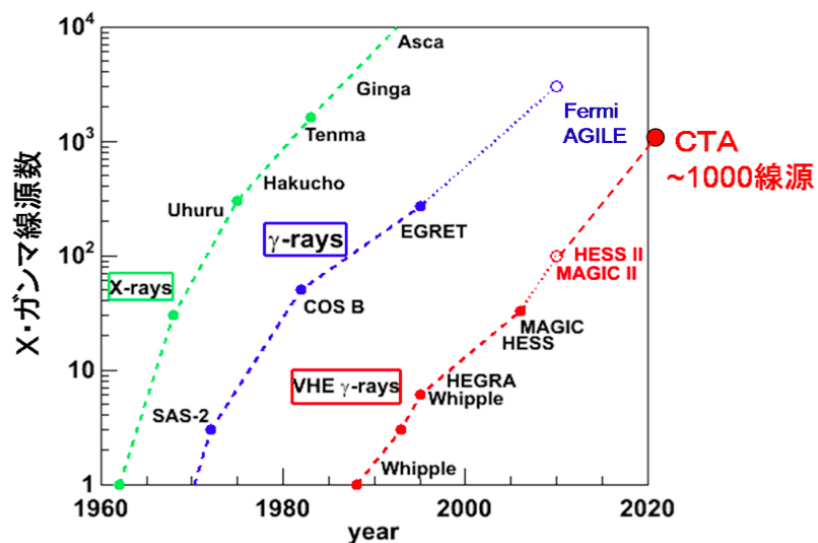


図 1.2: X線源 (緑)、ガンマ線源 (青)、超高エネルギーガンマ線源 (赤) の発見数推移。[2]。

1.2 宇宙ガンマ線の放射機構と相互作用

この節では、宇宙ガンマ線の放射機構及びその相互作用について紹介する。

1.2.1 放射機構

制動放射

高速の電子が原子核やイオンの近傍を通過するとき、クーロン力により電子の軌道が曲げられる。このときエネルギーの一部は制動放射の形でガンマ線に変換される。放射されるガンマ線光子は入射電子のエネルギーに近い値で放射され、連続スペクトルとなる。一般的に制動放射に変換されるエネルギー

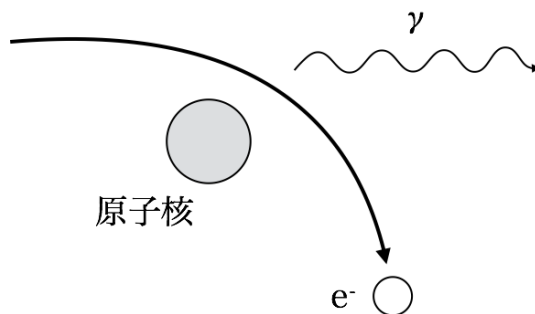


図 1.3: 制動放射

の割合は、もとの電子のエネルギーが増加するにつれて大きくなる。また、原子番号の大きな原子核ほど変換されるエネルギーの割合は大きくなると考えられる。入射電子のエネルギーが相対論的な場合、

エネルギー E' の光子を放射する反応断面積は以下のように近似できる。

$$\sigma_B(E, E') = 4Z^2 \alpha r_e^2 \frac{1}{E'} \left[1 + \left(\frac{E - E'}{E} \right)^2 - \frac{2}{3} \frac{E - E'}{E} \right] \ln \frac{2E(E - E')}{m_e c^2 E'} \quad [m^2/J] \quad (1.1)$$

Z は原子番号、 α は微細構造定数、 r_e は古典電子半径 (2.818×10^{-15} m)、 m_e は電子の静止質量である。

逆コンプトン散乱

逆コンプトン散乱はコンプトン散乱の逆過程である。コンプトン散乱は高エネルギーの光子が荷電粒子を散乱するのに対し、逆コンプトン散乱は高エネルギー荷電粒子が光子を散乱することで、高エネルギー側へ叩き上げる。相対論的な電子が、エネルギー密度 U_{photon} の場を運動する場合、 σ_T をトムソン散乱断面積とすると電子の逆コンプトン散乱によるエネルギー損失は

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_{IC} = \frac{4}{3} c \sigma_T U_{\text{photon}} \frac{v^2}{c^2} \gamma^2 \quad (1.2)$$

と計算される。

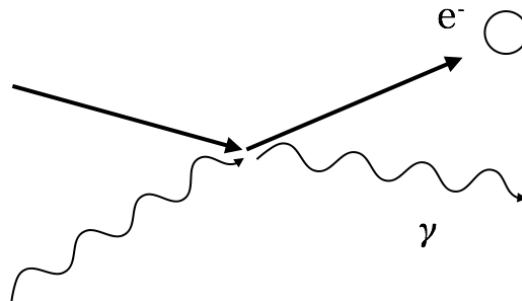


図 1.4: 逆コンプトン散乱

電子陽電子対消滅

電子は通常安定な素粒子であり崩壊は起こさないが、陽電子と衝突する事で電子陽電子対消滅を起こし、ガンマ線光子を放出する。電子と陽電子の2つの粒子からなる系を考えると、その系の総エネルギーは電子の静止質量エネルギーの2倍 (1.02 MeV) である。そのため対消滅後のガンマ線光子のエネルギーの総和もそれと等しくなる。つまり対消滅により2つのガンマ線光子が放出される場合は、それぞれの光子は 511 keV のエネルギーを持つことになる。銀河中心の方向には広がった電子・陽電子対消滅の分布が存在すると考えられている。図 1.5 は Integral 衛星搭載の SPI 検出器による詳細な観測の結果であり、電子・陽電子対消滅の 511 keV のラインがはっきりと観測されている。

1.2.2 相互作用

光電吸収

光電吸収は原子核に入射してきたガンマ線光子が、原子核の周りに束縛されている電子にエネルギーを与え消失する相互作用である。エネルギーを与えられた電子は原子からの束縛を振り切り、光子のエネルギー $h\nu$ から電子の束縛エネルギー W を差し引いた運動エネルギー E をもつ光電子となる。

$$E = h\nu - W \quad (1.3)$$

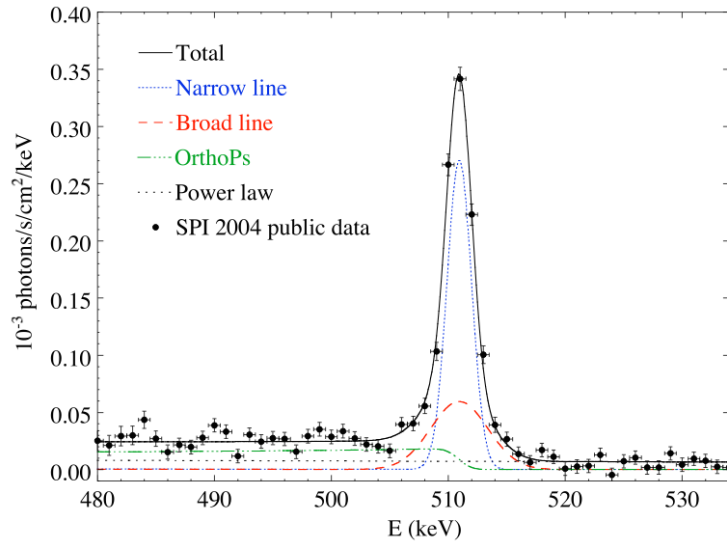


図 1.5: Integral 衛星の SPI 検出器による銀河中心のガンマ線スペクトル [3]

一般に内殻電子を放出する確率が高く、多くの場合、K 殻の電子が放出される。単位体積当たりの相互作用の発生確率は、入射光子のフラックス ϕ 、反応断面積 σ 、標的となる原子の密度 N とすると $\phi\sigma N$ で与えられる。特に K 殻電子の反応断面積 σ_K は以下の式で与えられる。

$$\sigma_K = \sigma_T 4\sqrt{2}\alpha^4 Z^5 \left(\frac{m_e c^2}{h\nu}\right)^{7/2} = 1.067 \times 10^{-36} Z^5 \left(\frac{0.511}{h\nu}\right)^{7/2} [m^2] \quad (1.4)$$

$\sigma_T = 6.652 \times 10^{-29} [m^2]$: トムソン散乱の断面積、 $\alpha = 7.297 \times 10^{-3}$: 微細構造定数、 Z : 物質の原子番号、 $c = 2.998 \times 10^8 [m/s]$: 光速、 $h\nu$: 入射光子のエネルギー [MeV] である。

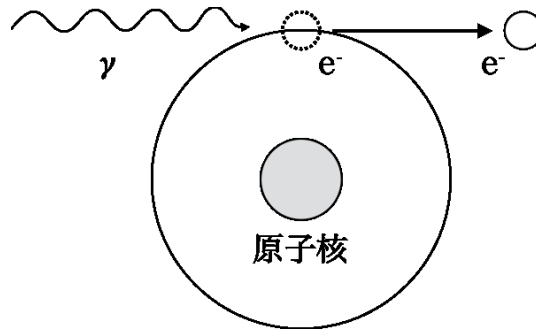


図 1.6: 光電吸収

コンプトン散乱

コンプトン散乱は入射ガンマ線光子と 1 個の電子から起こる相互作用である。入射ガンマ線光子は電子との弾性散乱により入射方向から角度 θ で散乱される。このとき光子は、持っていたエネルギーの一部を電子へ与える。この電子は特に反跳電子と呼ばれている。散乱される電子は $0 \sim 360^\circ$ の全方位に散乱することが可能なので、電子が受け取るエネルギーはゼロに近い値から入射光子のエネルギーに匹敵する値まで変化する。

散乱後の光子のエネルギー $h\nu'$ を光子の散乱角 θ と散乱前のエネルギー $h\nu$ で表すと以下の式になる。

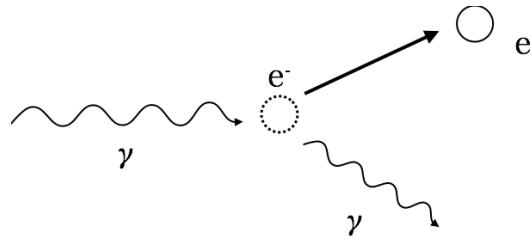


図 1.7: コンプトン散乱

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (1.5)$$

ここで $m_e c^2$ は電子の静止質量エネルギー (0.511 MeV) である。従って散乱後の電子のエネルギー E_e は以下の式で求まる。

$$E_e = h\nu - h\nu' = h\nu \left\{ \frac{\frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)} \right\} \quad (1.6)$$

また入射光子の散乱角において、 $\theta=0$ と $\theta=\pi$ の二つの極端な場合が考えられる。

1. $\theta=0$ の場合

(1.3) 及び (1.4) から $\theta=0$ を考えると、 $h\nu' \simeq h\nu$ 、 $E_e \simeq 0$ となる。つまりこの散乱過程では光子は電子にほとんどエネルギーを与えず、散乱後のエネルギーは入射エネルギーと同じになる。

2. $\theta=\pi$ の場合

この場合では入射ガンマ線は入射方向と逆の方向へ散乱され、電子は入射方向へ散乱される。このとき電子は1回のコンプトン散乱で最大のエネルギーを与えられる。

電子対生成

電子対生成とは対象となる吸収物質の原子核と入射ガンマ線が相互作用を起こすことで、電子と陽電子の対を生成する現象である。これは原子核内部の陽子近傍に存在する強い電界の場で起こり、ガンマ線が完全に消滅した位置に電子と陽電子が生成される。

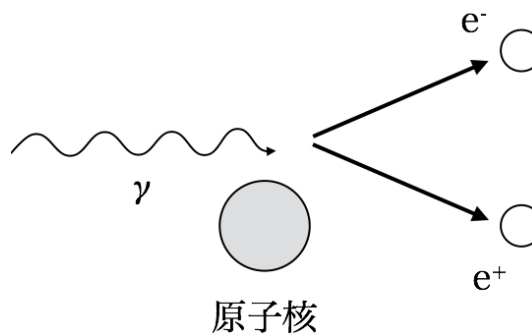


図 1.8: 電子対生成

電子と陽電子の対を生成するためには $2m_e c^2$ (電子の静止質量エネルギーの2倍) のエネルギーを持つガンマ線が必要なので、この過程が成り立つには最低 1.02 MeV のガンマ線エネルギーが必要である。

また反応の前後で、電荷、エネルギー、運動量が、原子核または電子を含めた系で保存される。電子対生成における、原子当たりの反応断面積 σ_p は次式で表すことができる。

$$\sigma_p = \sigma_T \frac{3}{8\pi} \alpha Z^2 f(h\nu) \quad (1.7)$$

$f(h\nu)$ は入射ガンマ線のエネルギーに依存した関数である。

第2章 VHEガンマ線観測

節 1.1 でも述べたように、数十 GeV 以上の超高エネルギーガンマ線は、大気を検出器の一部とした解像型大気チェレンコフ望遠鏡 (Imaging Atmosphere Cherenkov Telescope: IACT) により観測される。ここでは VHE ガンマ線が地球大気と起こす相互作用と、IACT を用いた観測技術について紹介する。

2.1 空気シャワー

数 10 GeV 以上のガンマ線が大気に入射すると電子陽電子対生成を起こし、発生した電子対が制動放射によりガンマ線を出すことで電子対の増殖が繰り返される。

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^- \quad (2.1)$$

$$e^+ \rightarrow e^+ + \gamma$$

$$e^- \rightarrow e^- + \gamma \quad (2.2)$$

(2.1) は電子対生成、(2.2) は電子、陽電子の制動放射を表している。この現象は電磁カスケードと呼ばれ、生成される粒子群は空気シャワーと呼ばれる。空気シャワーの模式図を図 (2.1) に示す。

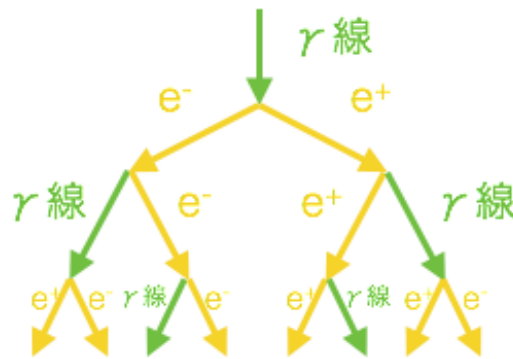


図 2.1: 空気シャワーの模式図

空気シャワーは種粒子がガンマ線光子でありシャワーの構成粒子が光子・電子・陽電子である。それに対して種粒子が高エネルギー原子核で、構成粒子にパイオン・ミューオン・ニュートリノが含まれるハドロンシャワーが存在する。地球大気に入射した陽子や原子核は大気中の原子核との相互作用により、より軽い核子 (Z が小さい核子) とパイオンに分裂する。このとき π^0 、 π^+ 、 π^- の 3 種類のパイオンが生成されるが π^0 は寿命が 10^{-18} 秒と短く、すぐに崩壊して 2 つのガンマ線を放射する。また π^+ 、 π^- はミューオンとニュートリノへと崩壊する。

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

π^0 崩壊により生成されたガンマ線は、電子対生成・制動放射を起こし電磁カスケードを形成する。一方、ミューオンやニュートリノは自身のエネルギーを電離損失により失いながら地表へと到達する。またその過程で崩壊を繰り返し電子・陽電子を生成する。ガンマ線由来の電磁シャワーとハドロンシャワーの大きな違いは、シャワーの発達方向に表れる。電磁シャワーの構成粒子に比べ、ハドロンシャワーの構成粒子は横方向の大きな運動量を持つため、シャワーの形状もシャワー軸に対し横に広がった形を形成する。図 2.1 に種粒子によるシャワー発達の違いを示す。

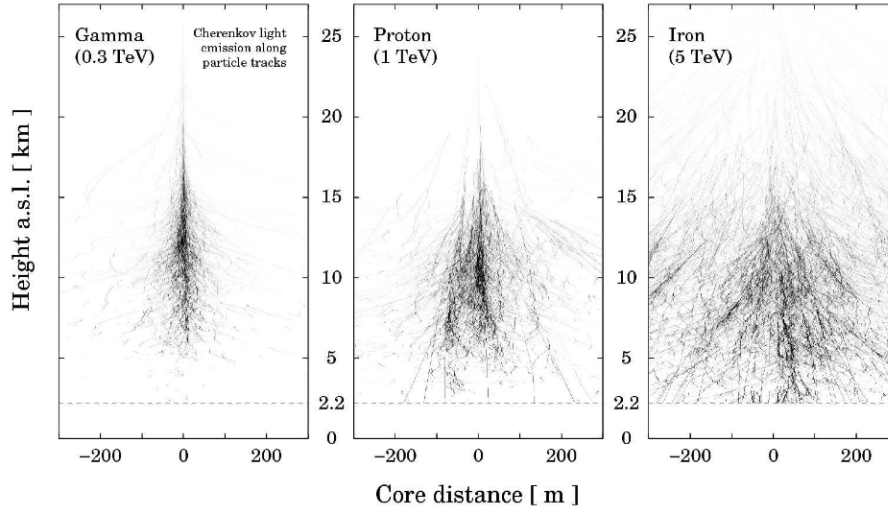


図 2.2: シャワーの発達方向の違い。左からガンマ線、陽子、鉄イオン由来のシャワーを示している [4]。

2.2 チェレンコフ光

大気屈折率を n としたとき、大気中の光速は c/n となる。空気シャワー発達の過程で生成された荷電粒子の速度 v が大気中の光速 c/n を上回る速度で走るとき、チェレンコフ光を放射する。チェレンコフ光の放射原理は以下ようになる。荷電粒子が大気中を走るとき周りの物質が分極される。荷電粒子が通り過ぎた後、分極した物質はもとに戻ろうとするが、これは電気双極子の振動とみなすことができ、双極子放射が発生する。荷電粒子の速度 v が大気中の光速 c/n よりも小さい場合は、分極の伝わる速度が荷電粒子の速度よりも速いため、双極子放射は互いに相殺される。しかし、 $v > c/n$ の場合では、分極の伝わる速度を荷電粒子の速度が上回るため、分極が前方へと偏りチェレンコフ放射が起こる。図 2.2 にチェレンコフ放射の概念図を示す。放射方向と荷電粒子の軌跡のなす角 θ は荷電粒子の速度 v より以下のように定義される。

$$\cos\theta = \frac{1}{n\beta} \tag{2.3}$$

ここで $\beta=v/c$ である。また単位長さあたりに波長 λ の光子数 N は

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha Z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) [\text{photon}/m^2] \tag{2.4}$$

で与えられる。 α は微細構造定数、 Z は入射粒子の原子番号である。式 (2.4) から分かるように、放射は紫外線領域で強く、波長の下限は媒質の透過率で決まる。チェレンコフ光は $1/\lambda^2$ に比例した波長分布を持つが、300nm 以下の波長帯では大気の透過率が影響し、大気に強く吸収されてしまうため、およそ 300nm から 600nm の波長帯のチェレンコフ光の検出が重要になってくる。

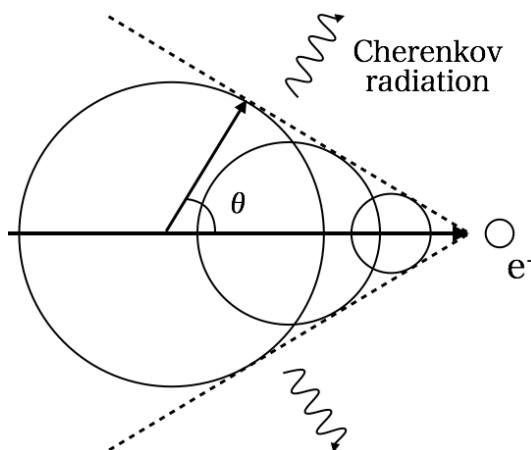


図 2.3: チェレンコフ放射の概念図。

2.3 解像型大気チェレンコフ望遠鏡

Section 2.2 で紹介したチェレンコフ光の代表的な観測方法は、解像型大気チェレンコフ望遠鏡 (Imaging Atmosphere Cherenkov Telescope: IACT) を使った観測である。地球大気に入射したガンマ線は大気との相互作用によりシャワー粒子を生成し、それらがチェレンコフ光を放射する。このチェレンコフ光を地上に設置した IACT で観測し、入射ガンマ線のエネルギーや到来方向を決定することが IACT を用いたガンマ線観測の意義である。生成されたチェレンコフ光は望遠鏡の反射鏡により、焦点面検出器へと集光される。焦点面検出器では集光された光子を電気信号へと変換することで、シャワーの形状と光量を記録する。空気シャワー生成過程で高い位置から放射されるチェレンコフ光は、望遠鏡の軸に対して小さい角度で入射するのに対し、低い位置で放射されたチェレンコフ光は大きい角度で入射する。つまりチェレンコフ光のイベントごとに入射角が異なるため、検出器に映る像は楕円形となる。IACT ではこの楕円の像から、光子の強度や形状の違いを用いることで、ガンマ線イベントと宇宙線バックグラウンドの分離が可能である。

IACT を用いた稼働中の観測施設は、高エネルギーステレオシステム (H.E.S.S.)、MAGIC、VERITAS などがある。



図 2.4: MAGIC 望遠鏡 [5]。

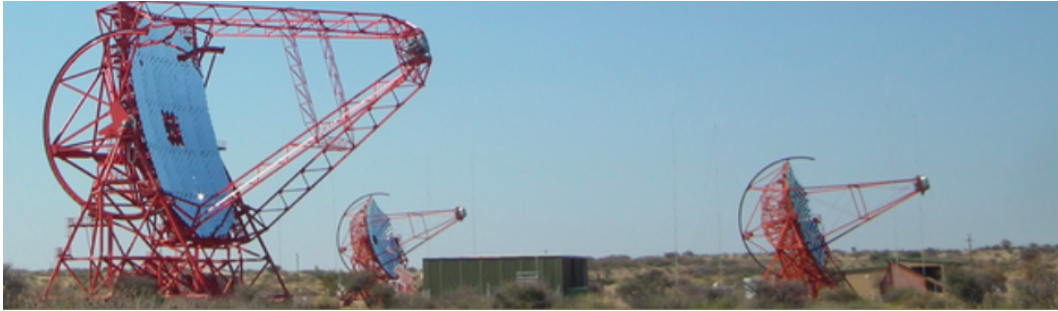


図 2.5: H.E.S.S. 望遠鏡 [6]。



図 2.6: VERITAS 望遠鏡 [7]。

2.4 ステレオ観測

ガンマ線が空気シャワーを生成するのは大気上層部の約 10km 地点であり、同じシャワーからのチェレンコフ光を観測すると視差が生じる。また発生したチェレンコフ光は、約 150m 程に広がった円形的状態で一様に地上に到来する (ライトプール)。このライトプール内に複数の望遠鏡を置いて観測すると、捉えられた楕円の像の長軸が天体方向を指すことになり、複数台の楕円像を重ねることにより、軸の交点からチェレンコフ光の到来方向が分かる。これが IACT を用いたステレオ観測である (図 2.7)。

ステレオ観測による到来方向の決定精度は、1 台での決定精度よりもずっと良いため、天体方向を絞り込むことができる。ステレオ観測は到来方向を精度良く決定できるだけでなく、宇宙線バックグラウンドとの識別をはかる上でも有効に働く。図 2.10 HEGRA による活動銀河核 Mrk 501 の観測データである。天体方向と撮像された楕円像の交点との角距離を θ とすると、ガンマ線信号は $\theta = 0^\circ$ をピークとした分布になる。

2.5 イメージング法

IACT を用いた観測では、バックグラウンドとなるハドロンシャワーを分離することで、より高い角度分解能を得る事が出来る。節 2.2 で述べたように、ガンマ線由来のシャワーとハドロン由来のシャワーではその形状に違いが生じる。そのため生成されるチェレンコフ光のイメージの形状も異なるものとなる。イメージング法とはチェレンコフ光により得られる像の違いから、ガンマ線によるシャワーとバックグラウンドを分離する手法である。この手法では図 2.11 に示すように、得られる楕円像にいくつかのパラメータを与える。

以下は各パラメータの定義である。

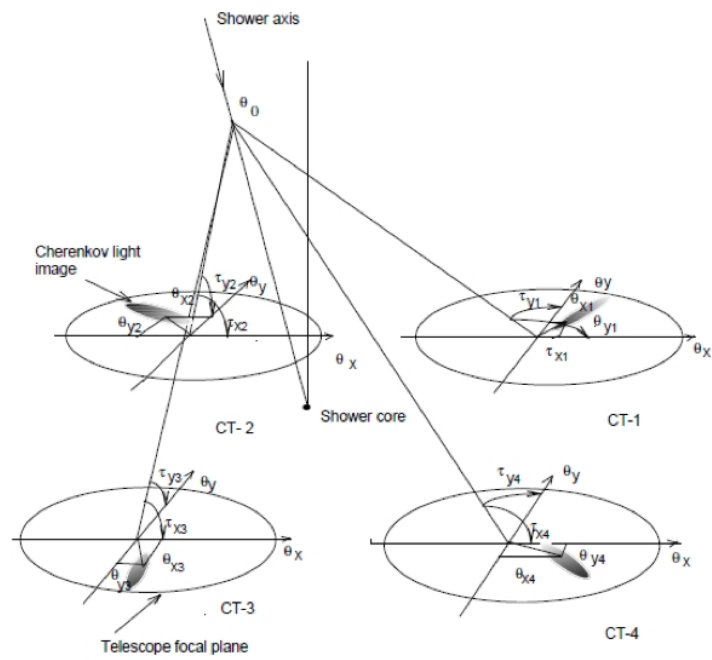


図 2.7: VERITAS 望遠鏡 [8].

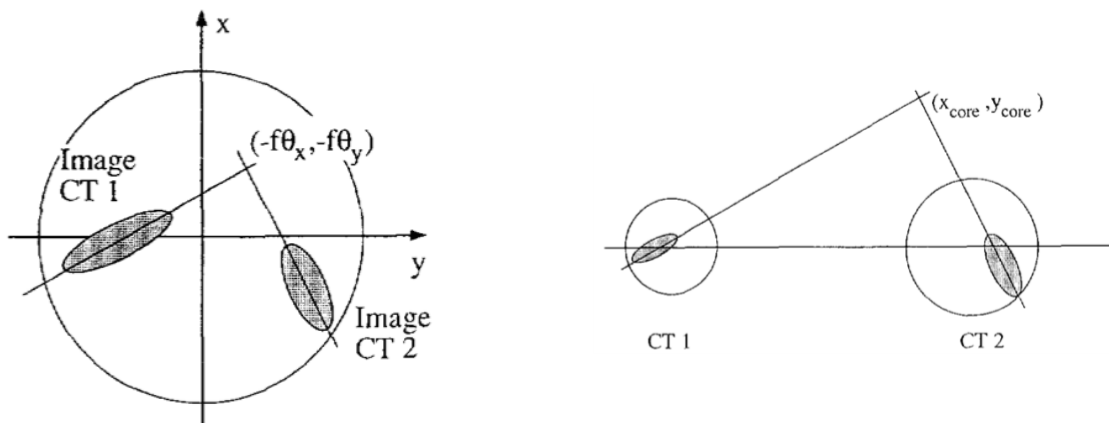


図 2.9: 二つめの図 [10]

図 2.8: 一つめの図 [10]

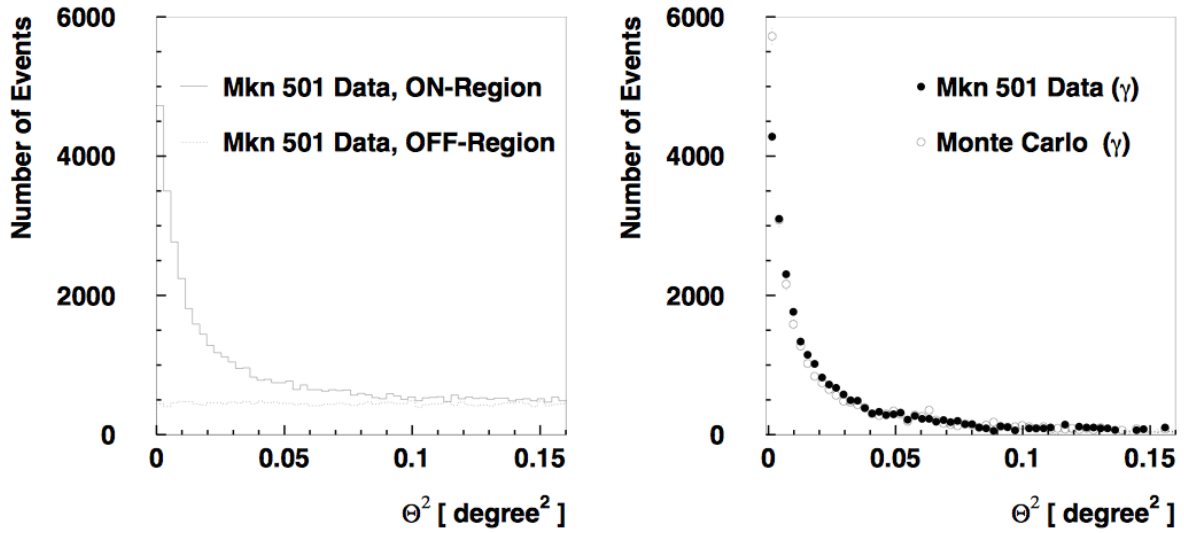


図 2.10: 左は HEGRA による活動銀河核 Mrk 501 のデータ。天体方向と像の長軸の交点との角距離 θ の二乗をヒストグラムに詰めている。実線と破線はそれぞれ天体方向と非天体方向を示している。右は MC と観測データの比較である [9]。

- Length
楕円の中心から長軸方向の長さ
- Width
楕円中心から短軸方向の長さ
- Alpha
長軸と視野中心方向とのなす角
- Distance
楕円の中心と視野中心の距離

イメージング法では、これらのパラメータの分布がガンマ線由来のシャワーとハドロン (主に陽子) 由来のシャワーでは大きく異なる事を利用して、陽子のイベントを排除するように識別しガンマ線イベントを取り出す。また各パラメータは以下の計算で求められる。まずカメラ座標での位置 (x_i, y_i) に位置する i 番目の検出器が光量 s_i を受けたとき、全光量を $s = \sum_{i=1} s_i$ とすると、光量分布のモーメントを

$$\langle x \rangle = \frac{1}{s} \sum_i s_i x_i, \quad \langle y \rangle = \frac{1}{s} \sum_i s_i y_i \tag{2.5}$$

$$\langle x^2 \rangle = \frac{1}{s} \sum_i s_i x_i^2, \quad \langle y^2 \rangle = \frac{1}{s} \sum_i s_i y_i^2 \tag{2.6}$$

$$\langle xy \rangle = \frac{1}{s} \sum_i s_i x_i y_i \tag{2.7}$$

とすれば、 $(\langle x \rangle, \langle y \rangle)$ は像の重心となる。また

$$\sigma_{xx} = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2, \quad \sigma_{yy} = \langle y^2 \rangle - \langle y \rangle^2, \quad \sigma_{xy} = \langle xy \rangle - \langle x \rangle \langle y \rangle \tag{2.8}$$

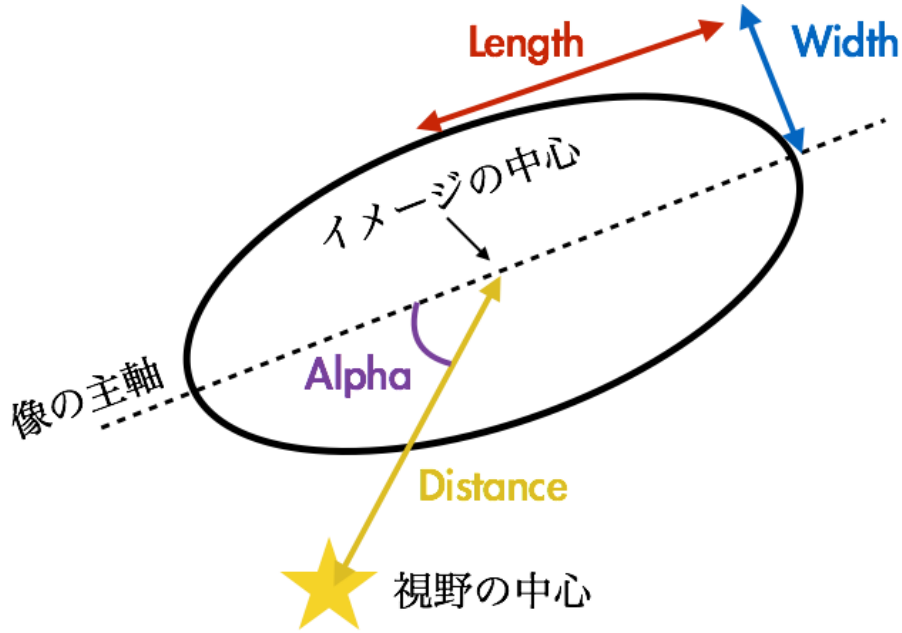


図 2.11: イメージング法での像に与えるパラメータ。

を求め、 $v = \sigma_{yy} - \sigma_{xx}$, $z = \sqrt{v^2 + 4\sigma_{xy}^2}$ を用いると

$$Width = \sqrt{(\sigma_{xx} + \sigma_{yy} - z)/2} \tag{2.9}$$

$$Length = \sqrt{(\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + z)/2} \tag{2.10}$$

と計算できる。

次にガンマ線源の位置を (x_s, y_s) とすれば、Distance ベクトル $\mathbf{d} = (x_d, y_d) = (x_s - \langle x \rangle, y_s - \langle y \rangle)$ のスカラー量を計算すれば distance が求まる。

$$distance = \sqrt{x_d^2 + y_d^2} \tag{2.11}$$

楕円像の長軸方向の単位ベクトル $\mathbf{u} = (x_u, y_u)$ は

$$\mathbf{u} = \left(\sqrt{\frac{z-v}{2z}}, \sin(\sigma_{xy}) \sqrt{\frac{z+v}{2z}} \right) \tag{2.12}$$

となるので、

$$alpha = \cos^{-1} \left(\frac{x_u x_d}{distance} \right) \tag{2.13}$$

と計算できる。

第3章 Cherenkov Telescope Array

3.1 CTA 概要

Cherenkov Telescope Array(CTA)はH.E.S.S.、MAGIC、VERITASに次ぐ次世代ガンマ線天文台である。ヨーロッパを中心とした31ヶ国、共同研究者約1200名からなる国際共同研究であり、日本からも約100名の研究者が参加している。図3.1にCTAのイメージ、

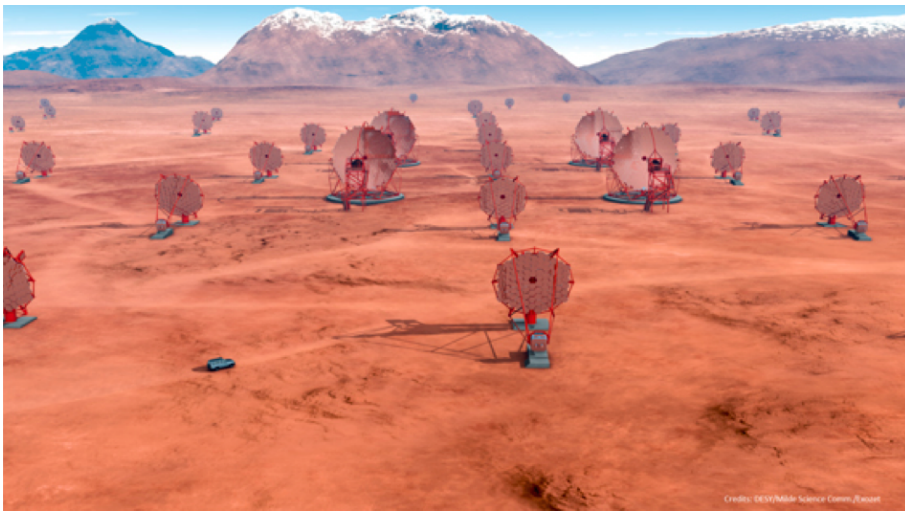


図 3.1: CTA 完成予想図 [11]。

CTAでは口径の異なる3種類の望遠鏡を用いて観測を行う。24m口径の大口径望遠鏡(Large-Sized-Telescope:LST)、12m口径の中口径望遠鏡(Medium-Sized-Telescope)、4m口径の小口径望遠鏡(Small-Sized-Telescope)がそれぞれ異なるエネルギー領域を観測することで、20 GeVから100 TeVという広いレンジでの観測が可能となる。各望遠鏡はその観測するエネルギー領域の違いから、それぞれのエネルギー領域に特化したデザインがなされている。

大口径望遠鏡

大口径望遠鏡(Large-Sized-Telescope:LST)は20 GeVから1 TeVの低エネルギー側を観測する。チェレンコフ光の光子数はガンマ線のエネルギーが小さくなるにつれて減少するため、低エネルギー側の観測では十分なチェレンコフ光子を得るために、約400m²の鏡面積が必要となる。さらに検出器の性能も高い光検出効率が求められており、それを実現するために高光検出効率を誇る浜松ホトニクス製の光電子増倍管(Photo Multiplier Tube:PMT)が採用されている。また夜光(Night Sky Background:NSB)は約200MHzの周期で混入するため、大きなバックグラウンドになる。これに対応し高速のエレクトロニクスが開発されており、検出器からの信号の積分時間を最小化することで、NSBの影響を最小に抑えている。またGamma-Ray Burst(GRB)などの突発天体に対し、観測した衛星のアラートを受け迅速に発生方向に望遠鏡を向ける必要があるため、180°/20

秒の回転可能なデザインとなっている。現在は2020年のフルアレイ観測に向けて、ラパルマ(スペイン)にてLST初号機の建設が行われている。図3.2にLSTの予想図を示す。また以下にLSTの諸元を示す。

口径	23m
望遠鏡重量	100 トン
鏡面積	389 ² m
鏡面形状	放物面
回転速度	180° /20sec
焦点面検出器口径	2.25m

表 3.1: 大口径望遠鏡の主なデザイン。

中口径望遠鏡

中口径望遠鏡 (Medium-Sized-Telescope:MST) は 100 GeV から 10 TeV の中エネルギー領域を観測する。口径は 12m であり、鏡面積は約 100m² となっている。光学系は Davies-Cotton Optics のデザインとなっている [2]。これは銀河面スキャン、全天スキャンを効率良く行うため、一様な像を視野全体で得るように視野を出来るだけ広くするためである。図??に MST の完成予想図を示す。

小口径望遠鏡

小口径望遠鏡 (Small-Sized-Telescope:SST) は 1 TeV から 100 TeV の高エネルギー領域を観測する。SST はガンマ線の最高エネルギーを観測するため、宇宙線のスペクトルが折れ曲がる 1000 TeV 領域までの宇宙線加速源と加速機構の解明を可能にする。また SST の担う高エネルギーレンジではガンマ線の到来頻度が少ないため、多数の SST を広範囲に設置する事で検出感度の向上を実現している。図??に MST の完成予想図を示す。

CTA では北半球のラパルマ、南半球のパラナルに2つのステーションを持つ。銀河面がよく見える南半球のサイトでは 20 GeV から 100 TeV という広いエネルギーレンジをカバーする必要があるため3種類の望遠鏡を用いて観測を行う。逆に北半球のサイトは、20 GeV から 10 TeV という低いエネルギーレンジでの観測を目指すため、大口径と中口径の望遠鏡で構成される。表 3.2 に南半球・北半球でのサイト・望遠鏡台数を示す。

	南半球	北半球
サイト	Chile Paranal	Spain La Palma
LST	4 台	4 台
MST	25 台	15 台
SST	70 台	0 台

表 3.2: 南半球、北半球それぞれのサイトと各望遠鏡の台数。

CTA では現在稼働中の MAGIC、H.E.E.S.、VERITAS よりも一桁深い感度 (1mCrab $\sim 10^{-14}$ erg s⁻¹cm⁻²) での観測を目指している (図 3.5)。HESS や VERITAS などは一つのシャワーによるチェレンコフイベントを平均 2 台の望遠鏡で検出するが、CTA では平均 6 台もの望遠鏡で検出する予定である [2]。これによりチェレンコフイベントを様々な位置から検出することができ、ガンマ線由来のシャワーとハドロン由来のシャワーの分離度が飛躍的に向上する。

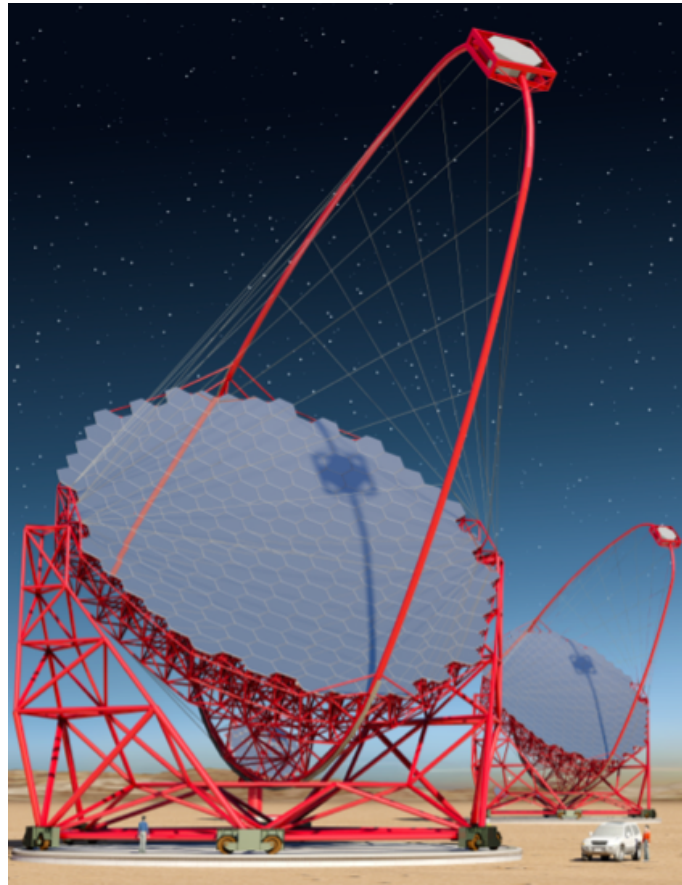


图 3.2: 大口径望远镜 [2]。

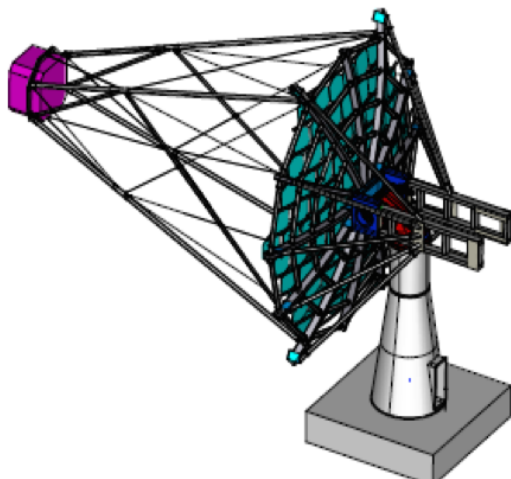


图 3.3: 中口径望远镜 [2]

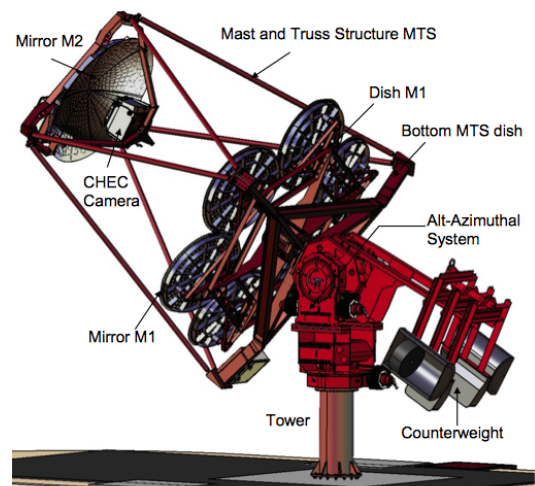


图 3.4: 小口径望远镜 [2]

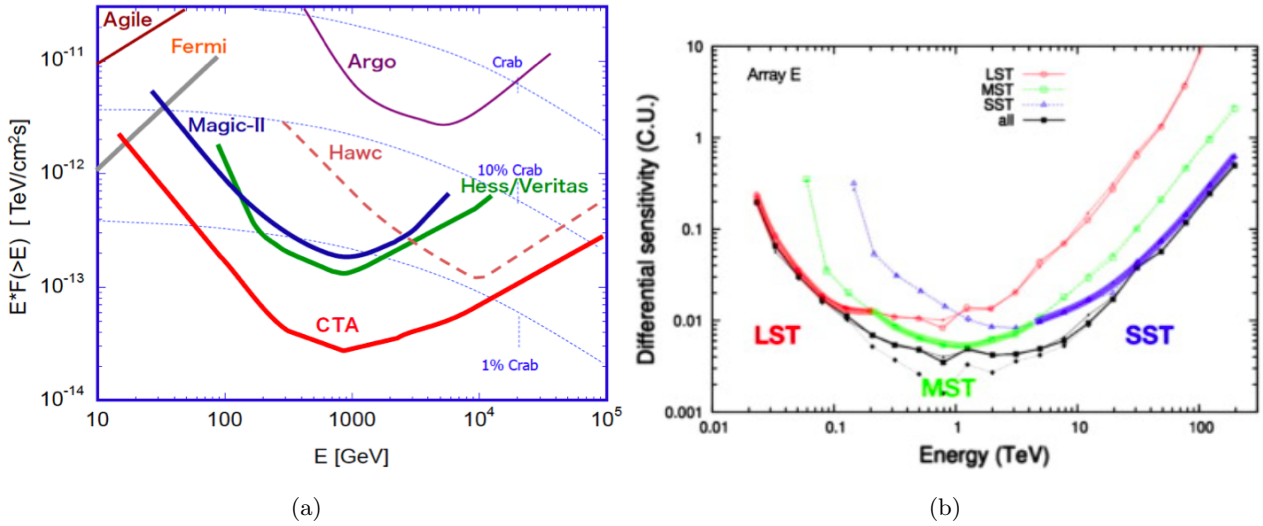


図 3.5: (a) は CTA での目標感度曲線 (赤) と MAGIC(青)、H.E.E.S.・VERITAS(緑) の達成感度曲線。全てのエネルギーレンジで 10 倍高い感度を示し、特に 300 GeV から 3 TeV のエネルギー領域では 1mCrab($10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$) の感度を達成する [2]。 (b) は LST(赤)、MST(緑)、SST(青) それぞれの微分感度曲線を示している。またフルアレイでの微分感度曲線 (黒) も示している [12]。

3.2 Large-Sized Telescope

CTA 日本チームは、主に LST の開発に貢献している。LST の担うエネルギー領域は 20 GeV から 1 TeV であり、CTA における観測エネルギー帯の低エネルギー側をカバーする。節 (3.1) で述べたように、LST の光学エレメントには微弱なチェレンコフ光を効率良く集光するため、高集光性能、高光検出効率が求められる。また NSB のコンタミネーションを最小限に抑えるために、高速なエレクトロニクスによる積分時間の最小化が求められる。さらに種々の条件に耐えるための強度信頼性をもち、従来の望遠鏡よりも高いコスト性能比を実現する構造でなければならない。この節では LST の構造及び、これらの要求を満たす LST の構成要素を紹介する。

大口径望遠鏡構造

23m 口径 LST は MAGIC で採用された 17m 口径の望遠鏡をベースとして設計されている。節 3.1 で述べたように、LST は GRB などの突発天体によるアラートを衛星から受け、素早くその方向にポインティングできる性能を持つ必要がある。そのため構造的な特徴として、軽量構造、高強度、シンプルな構造が挙げられる。軽量化においては、カメラ支持構造とミラー支持構造の主要な部分にカーボンファイバー強化チューブを採用している [2]。これにより 23 口径の巨大な望遠鏡でありながら、重量を 100 トンにまで軽量化している。さらにカメラ支持部が金属で作られていると、望遠鏡を回転させる際に発生する残留磁場などの影響が懸念されるが、非金属であるカーボンファイバーを採用することでその可能性を取り除いている。また、より高い強度信頼性が求められる望遠鏡下部構造では、一部にスチールチューブを用いている。

反射鏡

大口径望遠鏡の反射鏡には、従来の 10 倍の感度を実現するために、高反射率と高集光率が求められている。図 3.7 は実際の分割鏡と、その配置図である。分割鏡はハニカム構造に従い望遠鏡に配置される。分割鏡は日本の「三光精衡所」が cold slump 法によって製造している [2]。重量は一枚約 47kg であり、スパッタリングによって反射膜は Cr+Al+SiO₂+HfO₂+SiO₂ の 5 層の薄膜

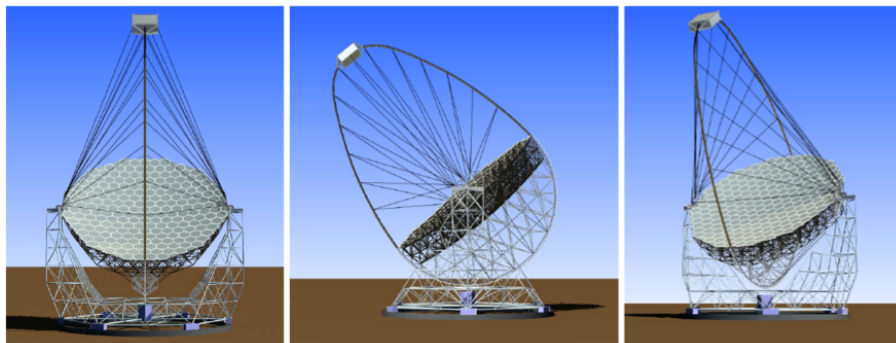


図 3.6: 大口径望遠鏡の構造図。左図は正面、中央図は横、右図は 45° 方向から見た図である。[2]。

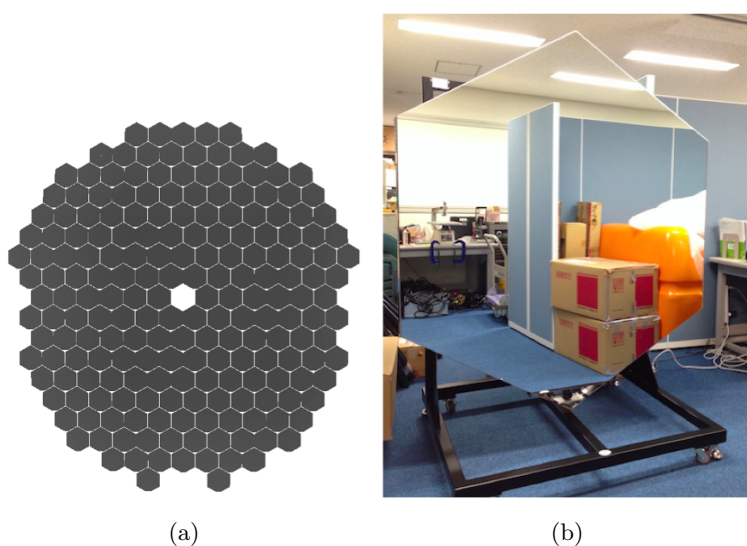


図 3.7: (a):LST の分割鏡の配置、(b):LST 用の対辺 1.51m の分割鏡 [2]。

が生成される。この膜の厚みを最適化することで、地上におけるチェレンコフ光の強度が最も高い 300nm 台の紫外線領域において、90 %以上の反射率を可能にしている。

焦点面検出器

焦点面検出器には日本の浜松ホトニクスが開発した光電子増倍管 (Photo Multiplier Tube:PMT)R11920-110-20 を採用している。図 3.8 は LST 初号機に実際に取り付けられる PMT である。PMT の全面は光電面であり、材質にスーパーバイアルカリを用いている。また光電面の形状は球形で、かつ表面をすりガラス状にしているため、光電面で散乱された光子がもう一度光電面に当たる確率を上げている。

後段は Cockcroft-Walton 回路、前置増幅回路 PACTA と続いている。Cockcroft-Walton 回路はダイオードを直列に接続し、接続点ごとにコンデンサを一つ一つ直列に積み重ねている。これにより基準電圧を V とすると、各ダイノードに $V, 2V, 3V$ の電圧をかけることができる。したがって従来の抵抗電圧回路の役割を備えつつ、低消費電力で高い直流およびパルスのリニアリティを実現している [13]。

PACTA は抵抗分割回路が組み込まれたプリアンプである。PMT の出力電流が PACTA に入力される前に、抵抗分割回路により減衰されるように設計されている。これは CTA の PMT に対する

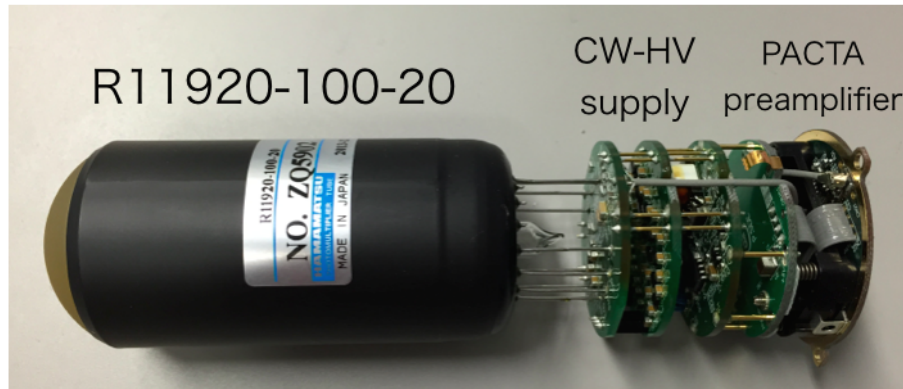


図 3.8: LST 用光電子増倍管。浜松ホトニクス社製。

要求であるパルス幅が FWHM で 3ns 以下という要求値を満たすためである。CTA では 20 年単位での運用を考えているため、10 年間で PMT の増幅率の低下 20 % 以下という要求がある。また後段のエレクトロニクスダイナミックレンジを満たすように PMT の標準動作ゲインを設定する必要がある。これを満たすために、PMT の標準動作ゲインは 4×10^4 が求められている。しかし標準動作ゲインでは、ダイノードにかかる印可電圧が小さく、パルス幅が要求値である 3ns 以下を満たさなくなってしまう。

これを解消するために、PMT からの出力電流を減衰させ増幅率を下げるための、PACTA が開発された。これにより後段のエレクトロニクスダイナミックレンジを満たしつつ、パルス幅 3ns を実現することができた。また PACTA の出力は High-Gain(HG) と Low-Gain(LG) の 2 系統からなり、広いダイナミックレンジを確保している [14]。表 3.3 に LST 用 PMT の性能要求を示す。

ピクセルサイズ	50mm
標準動作ゲイン	4.0×10^4
有効波長領域	300 - 650 nm
ピーク量子効率	41 %
パルス幅	3ns 以下 (FWHM)
時間分解能	1.3ns(Transit Time Spread, 1p.e.)
アフターパルス発生確率	0.02 % 以下 (4p.e. 以上)

表 3.3: 光電子増倍管への要求値

エレクトロニクス

LST のエレクトロニクスに要求されるのは、高速の読み出しである。図 3.9 は読み出しボードと 7 本の PMT ユニット、電源供給ボードがセットになった PMT モジュールである。

バックグラウンドとなる NSB は、ランダムで数百 MHz のレートで発生するため、検出器からの信号の積分時間を最小化することで、NSB の影響を最大限に抑える必要がある。また PMT から読み出された波形をそのまま保持するための、波形記録システムも必要である。波形を記録するためには、トリガー生成にかかる時間と各望遠鏡間でのトリガーを合わせるために、数 μ 程度のメモリ深さが求められる。また 1p.e. - 数千 p.e. の広いダイナミックレンジも要求されている。

これらの要求を満たす読み出し回路は既に開発されており、現在は 1 モジュール (7PMT + 1 ボード) を 19 個組み合わせたミニカメラの較正試験を行っている。図 3.10 較正試験で用いられている

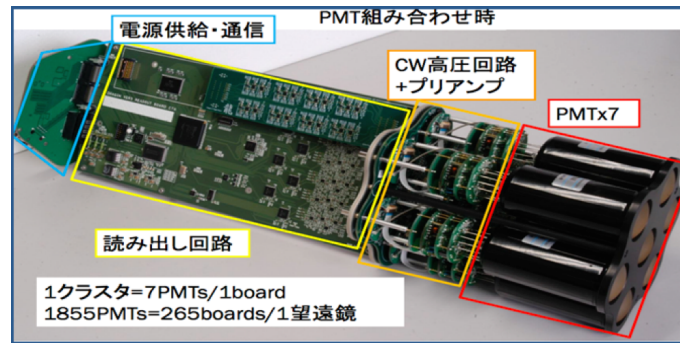


図 3.9: LST 用の PMT モジュール。7 本の PMT と読み出しボード、電源供給ボードが一つになっている [15]。

ミニカメラを示す。



図 3.10: 19 モジュールをまとめたミニカメラ。現在較正試験が行われている。

3.3 光検出器 光電子増倍管

この節では光電子増倍管の原理と、主要な諸特性およびに LST 初号機用 PMT の較正試験結果の述べる。

3.3.1 光電子増倍管の諸特性

光電子増倍管の原理

以下では光電子増倍管に光が入射し信号出力される過程を説明する。

1. 光子が光電面に入射すると、光電効果を起こし光電子が放出される。
2. 放出された光電子は、集束電極が作る電場により第一段ダイノードへと集束される。

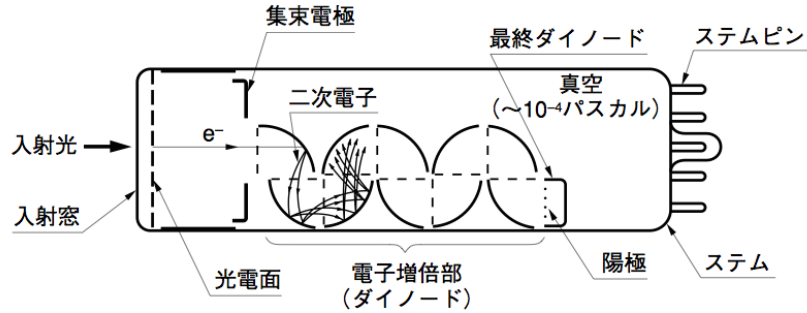


図 3.11: 光電子増倍管の構造図 [13]

3. 第一段ダイノードへ入射した光電子はダイノード内の電子を叩き上げ、電子増倍を起こす。
4. 後段のダイノードでも同じ過程を繰り返し、電子を次々と増幅してゆく、
5. 最終ダイノードから吐き出された電子群はアノードより読み出される

ゲイン

PMT におけるゲインとは電流増倍率のことを指す。二次電子放出比 δ 、ダイノードの間の電位差 E が一定だとすると δ は

$$\delta = aE^k \tag{3.1}$$

で表される。a は定数であり、k は電極の構造・材質で決まるパラメータである。ここで二次電子放出比は、ダイノード前後での (電子流のインプット)/(電子流のアウトプット) で定義できる。従って n 段目のダイノードでの二次電子放出比 δ_n は、n 段目のダイノードでの増幅後の電子流を I_n とすると

$$\delta_n = \frac{I_n}{I_{n-1}} \tag{3.2}$$

となる。陽極電流を I_a 、陰極電流を I_c とすると、 I_a は

$$I_a = I_c \times \alpha \delta_1 \delta_2 \delta_3 \dots = I_c \alpha \prod_{n=1}^n \delta_n \tag{3.3}$$

従ってゲイン G(増幅率) は

$$G = \frac{I_a}{I_c} = \alpha \prod_{n=1}^n \delta_n \tag{3.4}$$

ここで α は PMT の収集効率 (Collection Efficiency: CE) である。収集効率 $\alpha=0$ 、ダイノード数を n、ダイノード間の電圧は等分割されているとすると、ゲイン G の印可電圧 V に対する依存性は

$$G = (aE^k)^n = a^n \left(\frac{V}{n+1} \right)^{kn} = AV^{kn} \quad (3.5)$$

となる。つまりゲイン G は印可電圧 V の kn 乗に比例することになる。PMT の設計においては、ダイノード間での電圧分配比の最適化のために、光電子・二次電子を効率良く集束させるために電子軌道の解析が行われる。また環境磁場により電子軌が曲げられ、収集効率が落ちることでゲインの低下が起こりうる。これを防ぐために PMT には μ メタルや磁気シールドが巻かれており、LST 用の PMT にも全てに μ メタルが巻かれている。

量子効率

量子効率 (Quantum Efficiency: QE) は (光電効果により発生した光電子数)/(入射した光子数) で定義される。量子効率 η を決定するのは形状と材質であり、波長に依存した形で表すことができる。

$$\eta = (1 - R) \frac{P_\nu}{k} \left(\frac{1}{1 + 1/kL} \right) P_s \quad (3.6)$$

P_s は物質表面に励起された電子が真空中に飛び出す (光電子として放出される) 確率、 L は励起電子の平均逸脱距離、 P_ν は光子吸収のうち真空レベル以上に励起される確率、 k は光子の全吸収係数、 R は反射係数である。LST で用いられる PMT の光電面は球面形状で、表面はすりガラス状でありより量子効率が高くなるような加工が施されている。

アフターパルス

PMT 内に残っている残留ガスと電子が衝突する事で、残留ガス分子がイオン化され陽イオンが生成される。生成された陽イオンは PMT 内の電場に従って光電面に引き戻され (イオンフィードバック現象)、再び光電効果を起こし光電子を放出する。ここで放出された光電子は、入射光により放出された光電子の信号より遅れた疑似信号 (アフターパルス) として検出される。LST 運用の際はこのアフターパルスがエネルギー閾値を劣化させる要因になるため、アフターパルス発生確率は非常に重要なパラメータとなっている。アフターパルス発生確率については信号レベル 4p.e. 以上の発生確率が 0.02 % 以下という要求値がかせられている

パルス幅

パルス幅は主に光電面から放出された光電子が、ダイノードでの増幅過程を経て、陽極から読み出される間に生じる電子の走行時間とその差によって発生する。節 3.2 で触れたように、パルス幅は電極の構造と印可電圧の大きさによって決まっている。ダイノード間を走る電子が受ける力は $F=qE$ であり (E は印可電圧の値)、印可電圧が大きいと出力される波形はより細くなる。一般的にパルス幅は印可電圧の平方根に反比例し改善される。CTA ではパルス幅のに対して 3ns 以下という要求値がある。これは節 3.2 で述べたように、約 300MHz でランダムに発生する夜光に対し、パルス幅の細かい PMT を用いることで出力波形の積分時間をできるだけ短くし、夜光のコンタミネーションを最小に抑え S/N 比上げるためである。

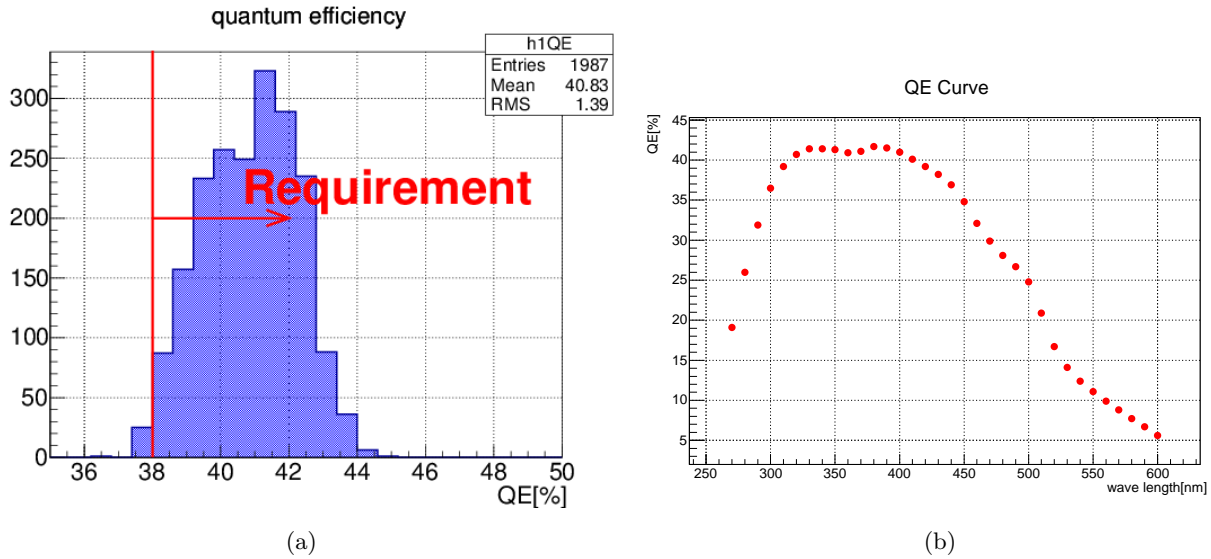


図 3.12: (a) 浜松ホトニクスから納品された PMT R11920-100 のピーク量子効率の分布。赤線は要求値である 38 % のライン。(b) QE の波長に対する依存性。300 - 600nm 付近に感度を持つ。

3.4 大口径望遠鏡初号機用 PMT の較正試験結果

2014 年から 2015 年にかけて、大口径望遠鏡初号機用の PMT の較正試験が行われた。主に東京大学宇宙線研究所、甲南大学、東海大学、埼玉大学が中心となり行われた。この較正試験ではスペアを含む、LST 用の PMT 約 2000 本の測定を行った。較正試験の目的は大きく分けると、PMT の諸特性の調査及びに動作チェックである。この節では、較正試験より得られた PMT の主要な諸特性の分布を述べる。

3.4.1 量子効率

量子効率の測定は我々で行うのは難しいため、製造元の浜松ホトニクスが測定したデータを使用している。図 3.12 は PMT のピーク量子効率の分布である。全 PMT の内、約 99 % の PMT が要求値を満たすことが確認されている。また 300 - 600nm の波長に対して感度をもつように設計されている。

3.4.2 パルス幅

図 3.13 にパルス幅の較正試験結果を示す。平均は約 2.7ns であり、分布の広がり標準偏差で評価すると 0.143ns である。要求値である 2.5 - 3ns に約 92 % の PMT が入っている。

パルス幅においては、要求値に 2.5ns という下限値が求められている。これは実際の観測における望遠鏡のトリガー方式に基づいている。低エネルギー側を観測する LST では PMT からの出力波形をアナログ的に足し合わせる処理が行われる。この際に PMT どうしの波形を任意の時間幅でずらして足し合わせるのだが、パルス幅が細すぎるとそれだけずらす時間幅の精度に対する要求が厳しくなる。そのため、時間幅の精度と夜光の混入を最小に抑えるという二つの要因から、2.5ns から 3ns という要求値がかせられている。

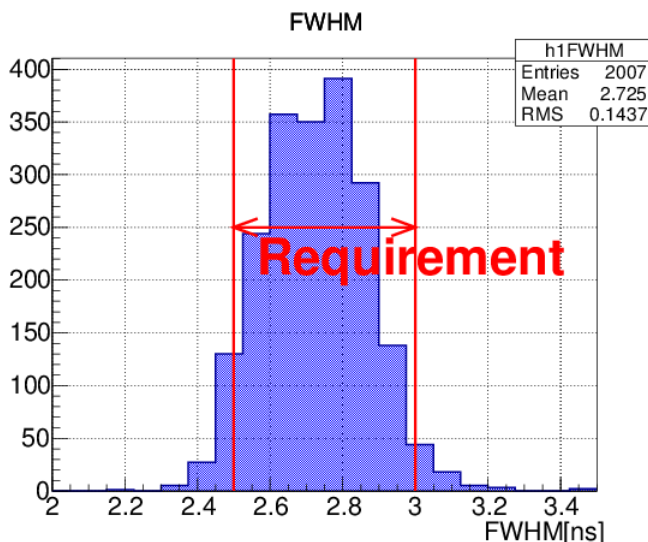


図 3.13: 較正試験により得られた PMT 約 2000 本のパルス幅の分布。半値幅 (FWHM) で評価している。

3.4.3 アフターパルス

アフターパルス測定に関しては全数試験ではなく、抜き打ちで測定を行った。浜松ホトニクス側でのアフターパルス測定では 2013 年 3 月を境に解析方法が変更されていたので、再確認のため解析手法変更前に製造された 2013 年 3 月以前のものだけを測定した。またこれは較正試験の時間短縮を考慮してのものでもある。図 3.14 にアフターパルスによる較正試験結果を示す。約 99 % の PMT が要求値を満

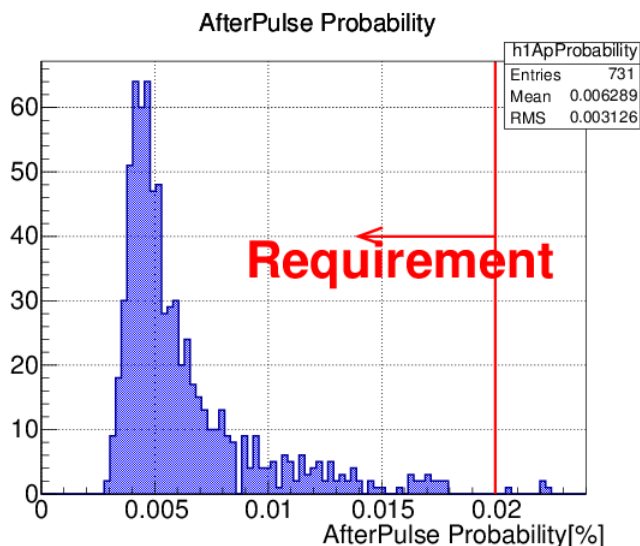


図 3.14: 較正試験により得られたアフターパルス発生確率の分布。赤線が要求値である。

たしているという結果が得られた。また他の諸特性に比べ、要求値よりも発生確率が非常に低く、優れた PMT であることが確認できた。

第4章 大口径望遠鏡カメラ配置の最適化

4.1 目的

節 3.4 の較正試験結果から分かるように、PMT の特性には個体差が存在する。実際に大口径望遠鏡の焦点面カメラには個体差がある PMT が配置されるので、カメラ内の PMT の配置が望遠鏡の感度やガンマ線検出効率に影響すると考えられる。そのため、LST に PMT を取り付けるにあたり、モンテカルロシミュレーションを行い配置の最適化を行わなければならない。そこで我々は、前節で述べた較正試験の結果をシミュレーションに組み込む事で、より実際の仕様に近いハードウェアパラメータでのシミュレーションを行った。またカメラ内のピクセル配置をいくつか考案し結果を比較する事で、最適なカメラ内配置の検証を行った。この章では、本研究で使用したシミュレーションツールの紹介、パラメータによるガンマ線レートの違い、カメラ配置の最適化について述べる。

4.2 シミュレーションツール

本研究に用いたシミュレーションツールは主に二つのパートから構成される。一つは「空気シャワーシミュレーションプログラム」である CORSIKA、もう一つは「装置応答のシミュレーションプログラム」である sim_telarray である。CORSIKA では入射する粒子の情報を設定し、それにより生成される空気シャワーとチェレンコフ光の情報を作り出す。sim_telarray には CORSIKA から吐き出された情報を渡し、望遠鏡の応答(カメラにどれだけのチェレンコフ光子が到達したか)などをシミュレートする。以下では CORSIKA、sim_telarray それぞれの概要を説明する。

4.2.1 CORSIKA

CORSIKA(COsmic Ray Simulations for KASCADE)は大規模空気シャワー(Extensive Air Shower:EAS)生成のためのシミュレーションプログラムである。入射する粒子は光子、陽子、鉄などの原子核などをユーザーで選ぶ事ができる。もともとはカールスエール研究所がカスケード実験のために開発したシミュレーションプログラムである [17]。また大気チェレンコフ実験分野だけでなく、宇宙線実験全般に広く使用されている標準的なシミュレーションツールでもある。

CORSIKA への入力パラメータはユーザーにより自由に定義できる。以下に CORSIKA の INPUT CARD 内で定義される主要なパラメータを示す。

- PRMPAR
γ、e⁻、Fe、He など入射粒子種別
- NSHOW
生成するシャワー数
- ESLOPE
スペクトルのべき

- ERANGE
入射粒子のエネルギーレンジ
- THETAP, PHIP
入射粒子の天頂角 θ と方位角 ϕ
- VIEWCONE
望遠鏡視野の中心軸から VIEWCONE で定義された角度内でシャワーをランダムに生成する。光源が Diffuse Source の場合はこの値を設定する。
- MAGNET
観測サイトに置ける地磁気の大きさ。
- CSCAT
シャワーの再利用回数。NSHOW の値と CSCAT の積が実質のシャワーイベント数となる。
- ECUT
ERANGE で定義できるエネルギーの下限值。

CORSIKA では上記のようなパラメータの範囲の中でシミュレーションが行われる。図 4.1 は CORSIKA 内でシミュレートされるシャワーや望遠鏡の幾何学的なパラメータを表している。

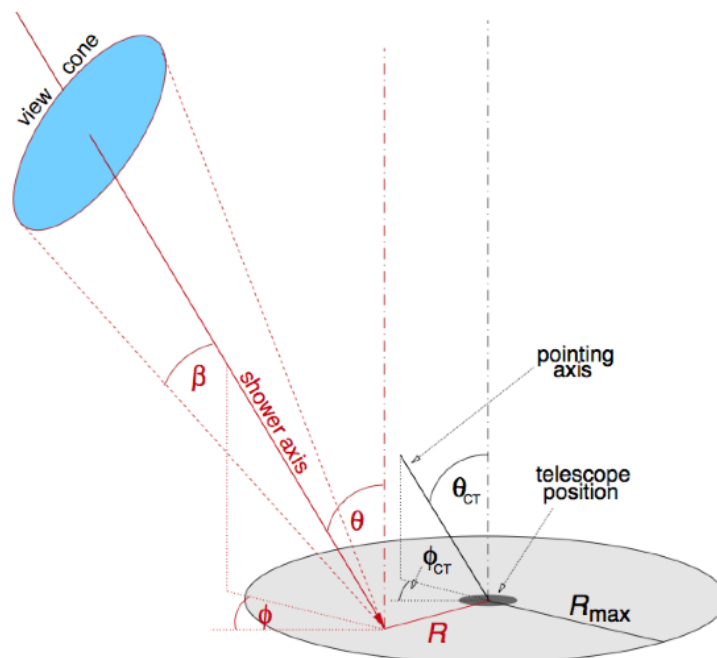


図 4.1: CORSIKA にインプットするパラメータ。 θ_{CT} と ϕ_{CT} は望遠鏡の軸方向を表す角度である。

CORSIKA から生成される情報は、シャワー内で生成された粒子、その粒子が放出するチェレンコフ光子の位置、到来方向、地表到達時刻などがある。図 4.2 は CORSIKA シミュレーションにおいて生成されるシャワー例である。CORSIKA ではモンテカルロ計算を用いることで、陽子や鉄、ガンマ線など入射粒子ごとの詳細なシミュレーションが可能である。

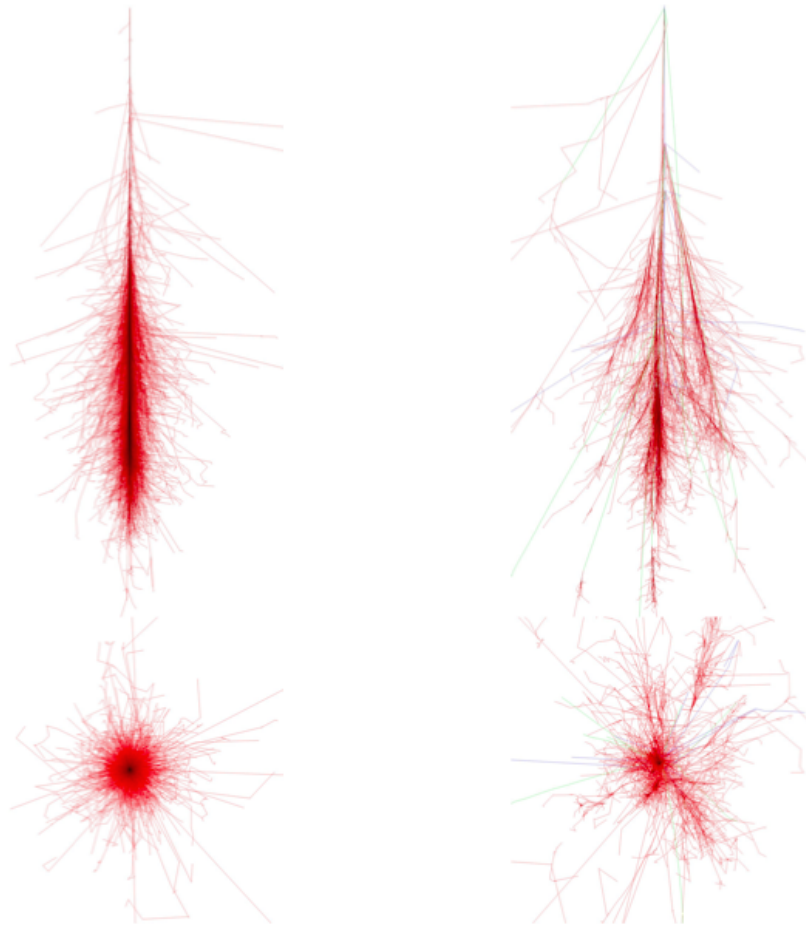


図 4.2: CORSIKA を用いた空気シャワー視覚化の例。左は入射粒子がガンマ線でエネルギー 10 GeV の場合。右が入射粒子が陽子でエネルギーレンジ 10 GeV の場合。赤の線はガンマ線、電子、陽電子の飛跡を描いており、ガンマ線由来のシャワーに比べ、陽子由来のシャワーが横方向に大きく発達する [18]。

4.2.2 sim_telarray

sim_telarray は望遠鏡応答を記述するシミュレーションプログラムである。sim_telarray には CORSIKA から出力されたチェレンコフ光のデータが渡され、鏡の反射率や光検出器の応答、電気回路の性能、トリガーロジックなどを考慮した詳細なハードウェアのシミュレートが可能となっている。また sim_telarray では、ミラー、光検出器、エレクトロニクスなどの多様なハードウェアの詳細な設定パラメータを任意で指定できるようになっている。図 4.3 は sim_telarray により出力されるシャワーイメージである。

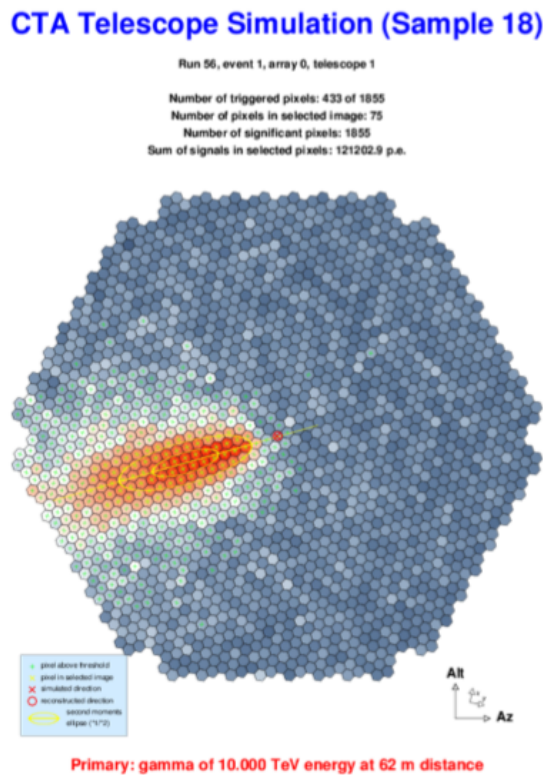


図 4.3: sim_telarray により出力されるカメラに写されるシャワーイメージ。10TeV のガンマ線由来のシャワーである。

本研究で使用した sim_telarray は Production-3 と呼ばれるパラメータ群を内包している。これは Production-3 の前バージョンである Production-2 よりもさらに実際のハードウェア仕様に近いパラメータが設定されている。図 4.4 に実際に Production-3 で使用されているハードウェア仕様を示す。鏡の反射率はチェレンコフ光の波長域である 300 - 600nm でピーク反射率を持つ。またカメラは全部で 1855 ピクセルから構成される。

4.3 シミュレーションコードの修正と各パラメータによる並び替え

PMT の特性において、望遠鏡のガンマ線の検出効率や感度に影響を与えるパラメータはパルス幅、量子効率、アフターパルス発生確率が考えられる。節 3.4 で述べたように、アフターパルス発生確率はほとんどの PMT が要求値を満たしており、さらに要求値に比べ非常に小さな発生確率の分布だった。

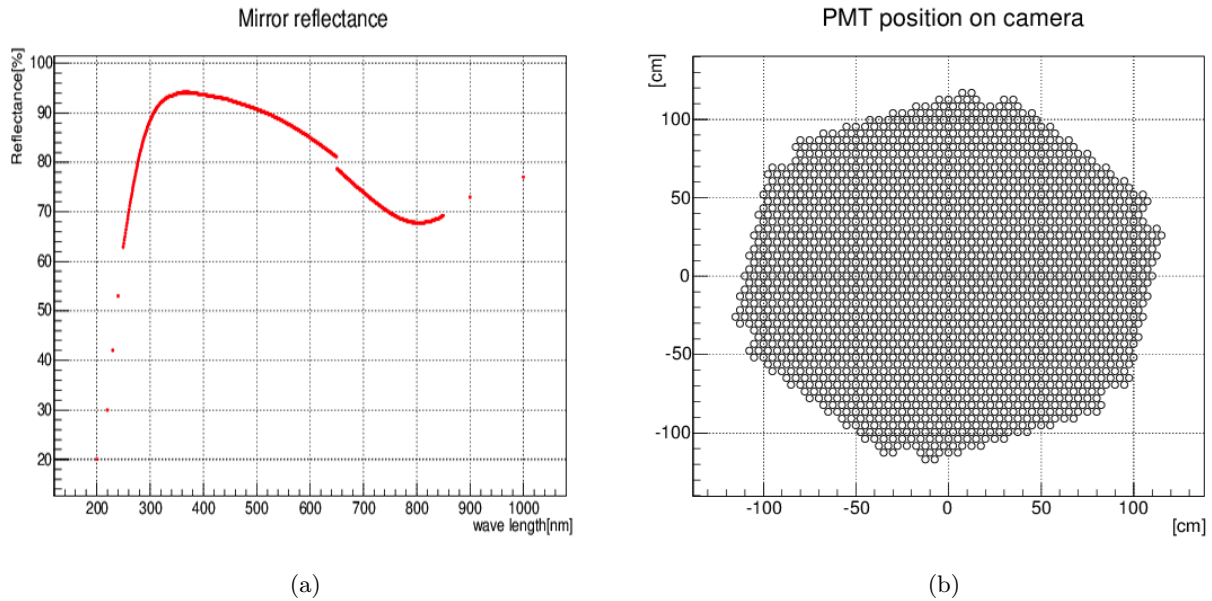


図 4.4: (a):鏡の反射率の波長依存性。横軸は波長で縦軸は反射率である。(b):大口径望遠鏡のカメラ内のピクセル配置。縦軸・横軸はカメラ座標系での座標である。

そのためアフターパルスのデータはガンマ線検出効率や感度などに大きく影響しないと考え、今回は量子効率とパルス幅に着目してシミュレーションを行った。

4.3.1 シミュレーションコードの修正

本研究では、節 3.4 で紹介した PMT の全数較正試験より得られた量子効率とパルス幅の情報を、シミュレーションに組み込み配置の最適化を行う。しかし、ここで問題となるのが、現行の `sim_telarray` の設定パラメータ読み込みの仕様である。現行の `sim_telarray` では、LST1 台の 1855 本の PMT に対して、同一のパラメータしか渡すことが出来ない。量子効率などはプログラムの中で多少のばらつきをもたせてはいるものの、基本的に全ての PMT の個体差はないものとされている。

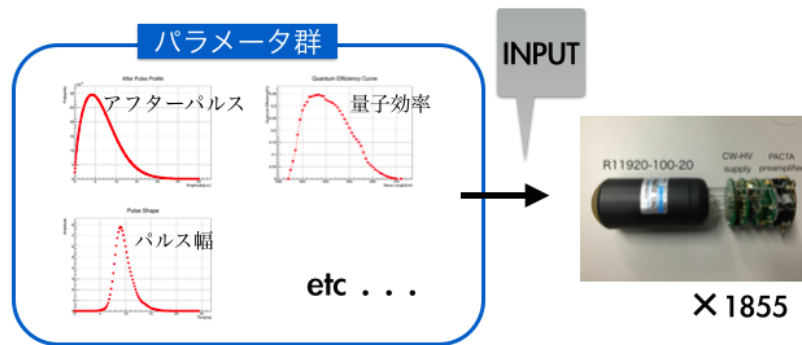


図 4.5: デフォルトの `sim_telarray` の設定パラメータ読み込みの概念図。

図 4.5 に `sim_telarray` のパラメータ読み込みの概念図を示す。本研究では PMT ひとつひとつに量子効率、パルス幅の情報を付与する必要があったため、まずシミュレーションコードの修正を行った。

図 4.6 に `sim_telarray` コードの変更前と変更後の概念図を示す。

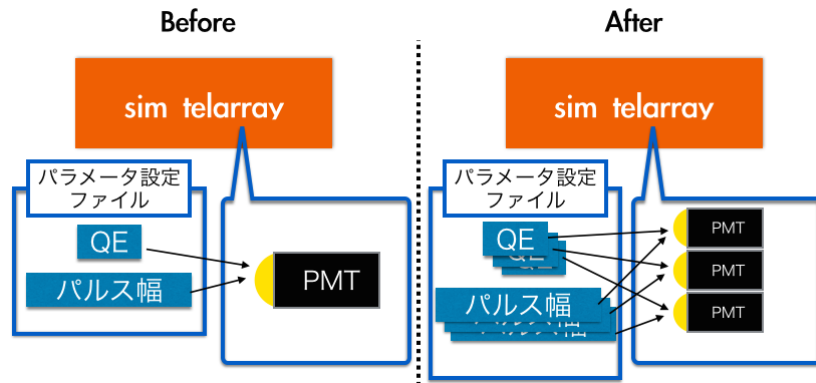


図 4.6: sim_telarray コードの変更前と変更後の概念図。

量子効率

sim_telarray では量子効率の波長依存性は図 4.7 のように設定されている。量子効率は sim_telarray

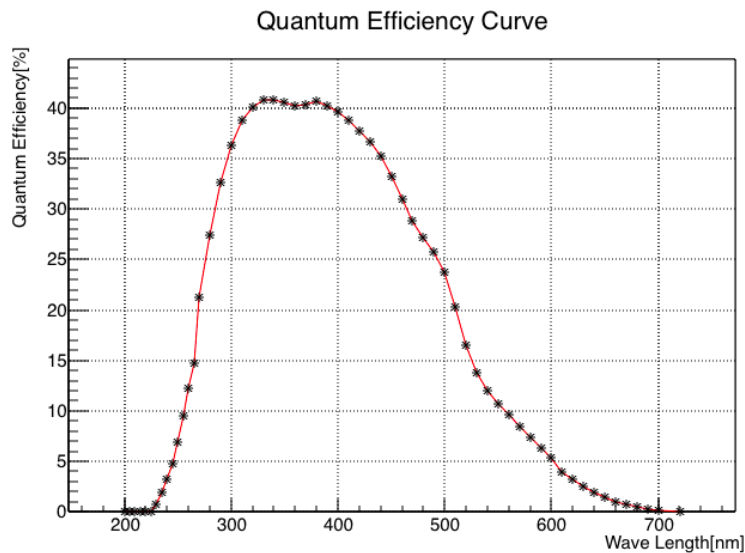


図 4.7:

内で以下のような処理に使われている。

- 生成されたチェレンコフ光子が生き残る確率を、大気の透過率、鏡の反射率、量子効率を考慮して計算する
- 鏡の反射を計算して、どのピクセルに光子がヒットするかを計算する
- あるピクセルにヒットした光子が、量子効率とライトガイドの収集効率を考慮して光電効果を起こすかを計算する

この各ピクセルに光子がヒットしたタイミングで、ヒットしたピクセルの位置情報を抜き出し、そのピクセルに対応した量子効率の値を割り振るようにコードを修正した。また初期設定での sim_telarray では、入力した量子効率に対し、乱数を降ってばらつきを与えているので、そのばらつきは 1.0 に設定を変更してある。

パルス幅

sim_telarray ではパルス幅というパラメータはなく、PMT からの出力波形という形で sim_telarray へ渡している。この出力波形は ADC による波形サンプリングと、トリガーラインの二系統に別れて処理される。図 4.8 に sim_telarray においてデフォルトで設定されているパルス波形を示す。パルス幅は FWHM で 3.21 ns である。

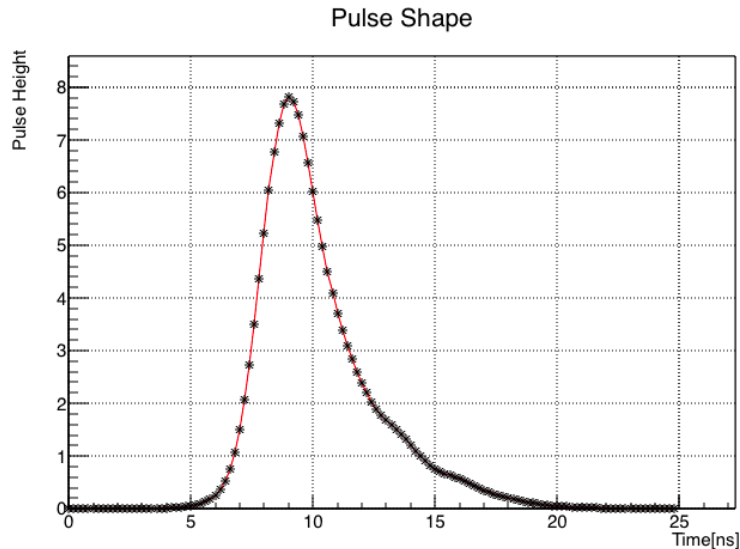


図 4.8: sim_telarray でデフォルトで設定されているパルス波形のデータ。

この波形を較正試験により得られたパルス幅の値を用いて規格化し、PMT ひとつひとつに波形情報を与えるようにコードを修正した。この波形データは 0 ~ 24.8ns までを 0.2ns 刻みで表示しているため、PMT ひとつの波形データは $125 \times 2 = 250$ 個の値を持つ事になる。また波形サンプリングでは High ゲインと Low ゲインの 2 系統、さらにトリガーラインの出力系統への分岐もあるため、一つの PMT に対するデータ変数は 500 個になる。これが 1855 本の PMT に対し必要となるため、大量のメモリ領域を確保してしまう。さらに 1855 本分のデータファイルを読み込むため、多くの処理時間も必要となってしまった。これを解消するために、デフォルトの波形を 3 次のスプライン関数でモデル化した。

以下に PMT 波形データ処理の流れを示す。

- チェレンコフ光子がどのピクセルにヒットしたかを読み出す
- 各ピクセルには事前に較正試験のパルス幅の情報を与えておき、ヒットしたピクセルに対応したパルス幅の情報を読み出す
- 得られたパルス幅の値で、デフォルトの波形データモデルであるスプライン関数を規格化し、波形データとしてコードの中に渡す

上記のように、光子がヒットしたピクセル毎にモデル波形を規格化し呼び出すことで、処理時間は長くなってしまいが、大幅なメモリ節約が可能になる。また以下に波形規格化の手順を示す。

- モデル化した波形の時刻情報を x_i 、ピークの時刻を $Peak_{default}$ 、モデル波形のパルス幅を $PulseWidth_{default}$ 、較正試験によるパルス幅の値を $PulseWidth_{Cal}$ とすると、パルス幅でスケールした時の時刻情報 X_i を以下のように計算する。

$$X_i = Peak_{default} + (x_i - Peak_{default}) \times \frac{PulseWidth_{default}}{PulseWidth_{Cal}} \quad (4.1)$$

- 上記の手順でスケールした波形はデフォルト波形から面積が変わっている (ゲインが変わる) ため、面積をもとの波形と一致させなければならない。もとの波形の面積を $S_{default}$ 、上記のパルス幅でスケールした後の面積を S_{scale} 、時刻 X_i の時の波高値を Y_i とすると時刻 x_i の時の波高値 Y'_i は以下ようになる。

$$Y'_i = Y_i \times \frac{S_{default}}{S_{Scale}} \quad (4.2)$$

上記の手順でヒットしたピクセルごとに Y'_i を計算して呼び出す事で、メモリを節約している。図 4.9 は上記の手順でモデル波形を規格化した時のパルス波形である。

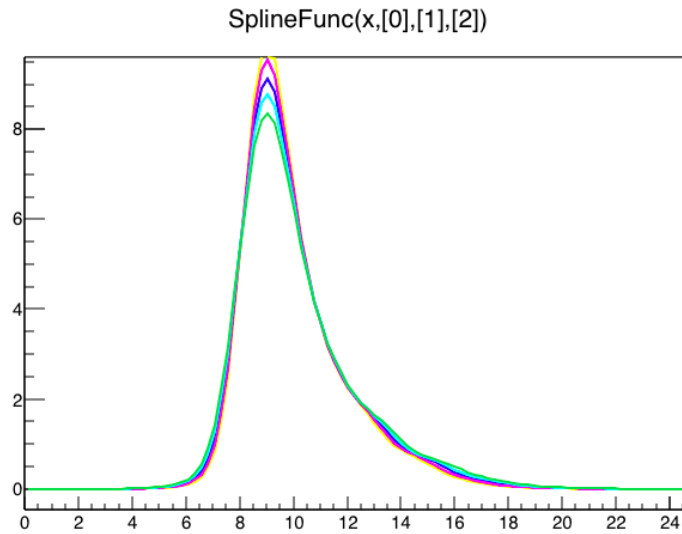


図 4.9: パルス幅でスケールした複数のパルス波形。横軸は時間 [ns] で縦軸は波高値である。

4.3.2 量子効率

まず量子効率のみを考慮してピクセルの配置を考える。図 4.10 は QE についてソートした場合とランダムに配置した場合のモデルである。横軸と縦軸はカメラ座標での位置であり、z 軸は QE の値を表す。図 4.10 の (b) の図はの場合は乱数を使って QE の値に関係なくランダムに配置している。(a) の図は中心から QE の高い PMT を配置している。

シミュレーションの条件は表 4.1 と表 4.2 へ示す。並び替えによる効果のみを検証するため、これらの条件は全て固定してシミュレーションを行う。

上記の条件でシミュレーションした結果、検出されるガンマ線イベントのトリガー数は図 4.11 のようになった。パルス幅の値は `sim.telarray` のデフォルトの値を用いている。二つの分布を作るシミュレーションにおいて、変更しているパラメータは PMT の配置のみなので、純粹な並び替えの効果によりガンマ線イベントのトリガー数が約 8% 増加している。

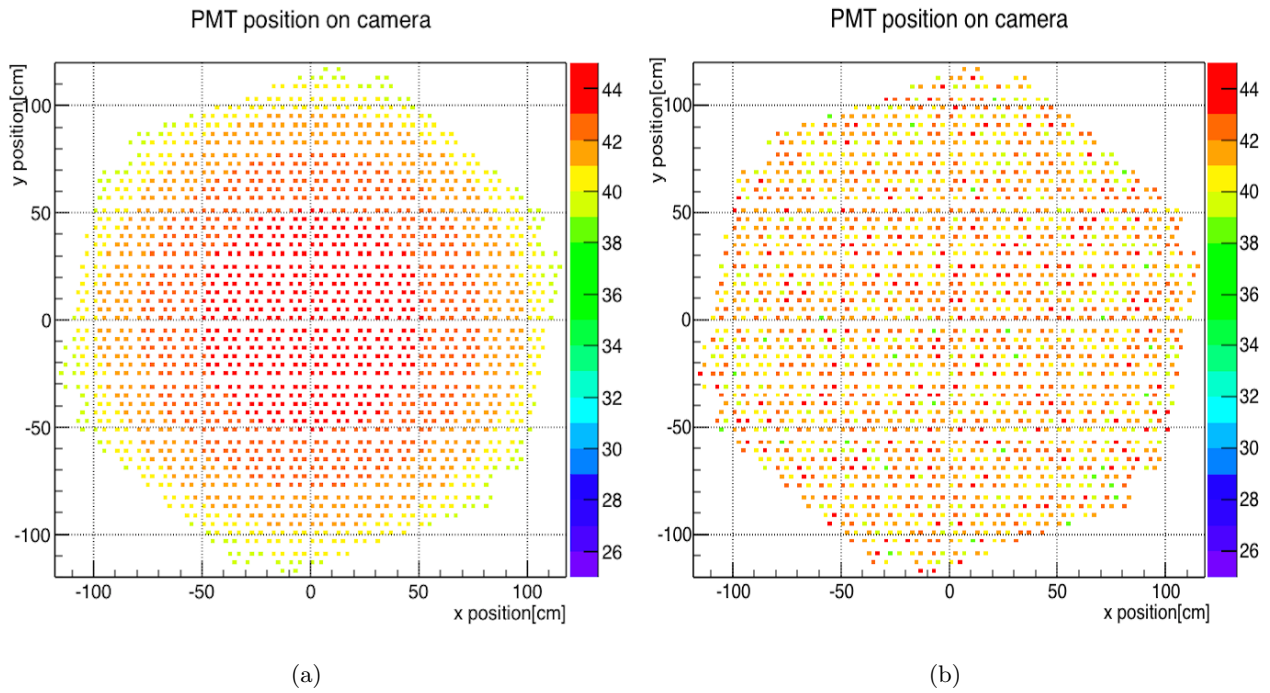


図 4.10: (a):QE でソートして配置したモデル、(b):QE をランダムに配置したモデル。

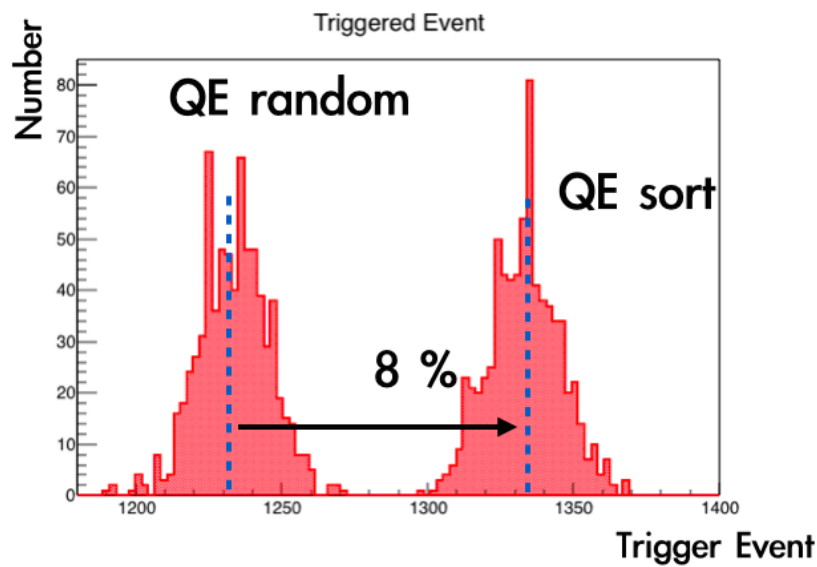


図 4.11: QE のみ較正試験データを用いて配置した場合の、トリガーしたイベント数の分布。左の分布がランダムに配置した場合で、右の分布がソートした場合。

表 4.1: CORSIKA への INPUT パラメータ

望遠鏡	LST4 台
入射粒子	ガンマ線
エネルギーレンジ	5 GeV - 10 TeV
光源	point source
べき	2.0

表 4.2: sim_telarray への INPUT パラメータ

サンプリングレート	1GHz
カメラ直径	2.5 m
夜光レート	320MHz
量子効率	較正試験データ
パルス幅	較正試験データ

このシミュレーションでは望遠鏡の向く方向は、CORSIKA から得た θ 、 ϕ と同じ向きである。つまりガンマ線到来方向と望遠鏡の視野中心の軸は平行である。このときのカメラにヒットするチェレンコフ光子の分布は図 4.12 のようになり、カメラの中心付近の多くの光子がヒットする。z 軸はヒットした光子の数をカウントしてある。

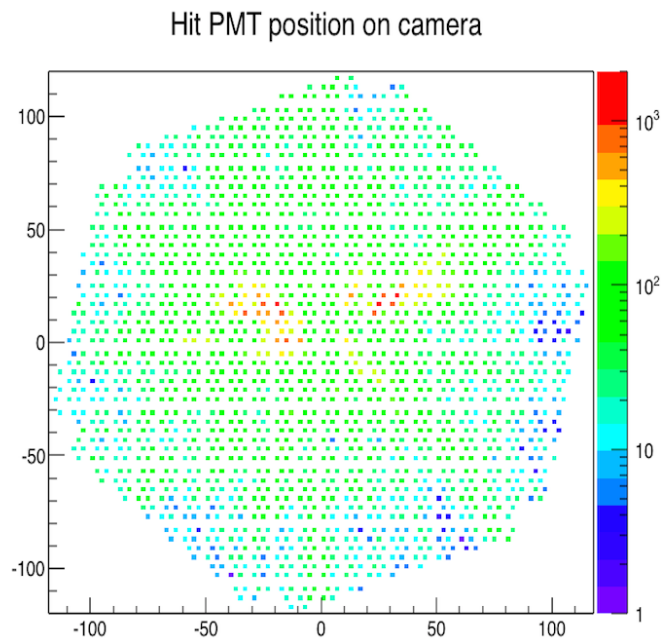


図 4.12: ガンマ線入射方向とのオフセットが 0.0deg の場合の、カメラにヒットしたチェレンコフ光子の分布。

図 4.12 から分かるように、カメラ座標の原点から $\pm 50\text{cm}$ の範囲に多くの光子ヒットしている。全 PMT の QE の平均を QE_{avr} 、50cm 以内にある PMT の QE の平均を QE_{50avr} とすると、 $QE_{avr} = 41\%$ 、 $QE_{50avr} = 43.7\%$ となる。 $QE_{50cm_{avr}}/QE_{50avr} = 0.066$ となるので約 8% の増加は妥当な結果であると考えられる。

4.3.3 パルス幅

次にパルス幅のみを考慮して、配置を考える。配置モデルは量子効率のときと同じように、ランダムに配置した場合と中心からパルス幅の細い PMT を配置した場合の 2 つのモデルである。図 4.13 に 2 つの配置モデルを示す。

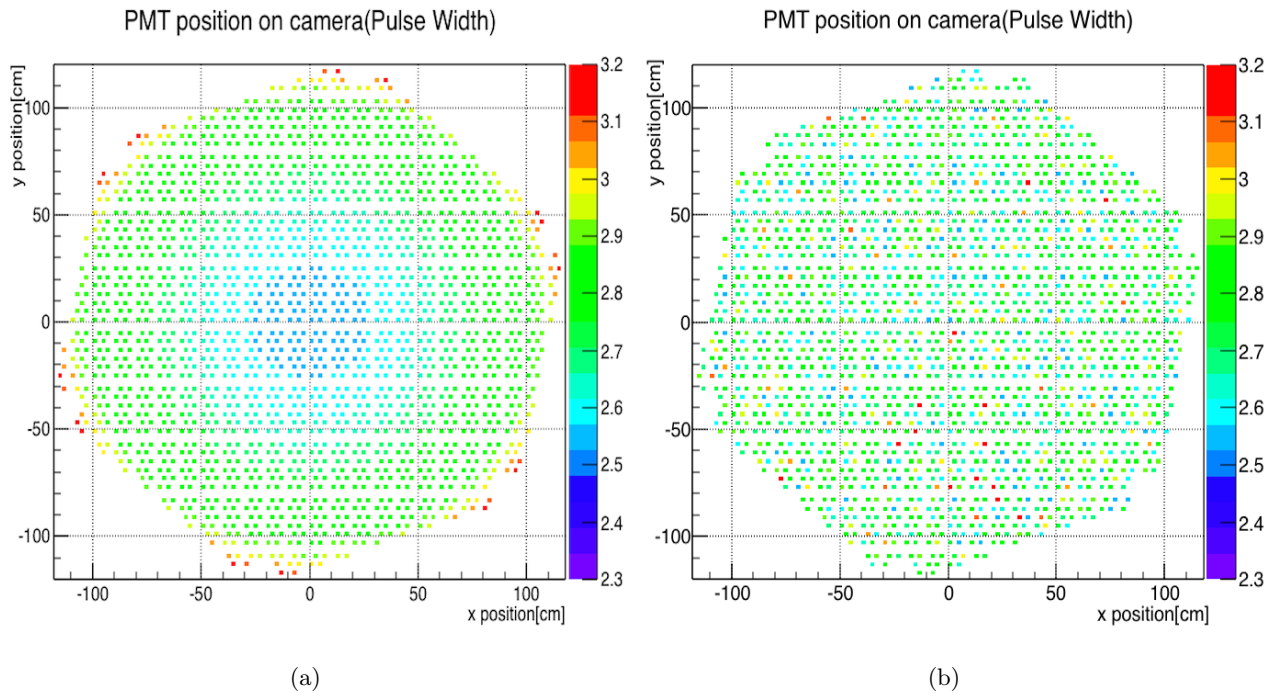


図 4.13: (a):パルス幅でソートして配置したモデル、(b):パルス幅でランダムに配置したモデル。

シミュレーションの条件は表 4.1 と表 4.2 と同じである。また量子効率の値は `sim.telarray` のデフォルトの設定にしてある、つまり全 PMT の量子効率は同一の設定である。節 4.3.2 と同じようにガンマ線イベントによるトリガー数を調べると、図 4.14 に示す結果が得られた。ソートとランダムな配置を比較すると、ランダムに配置した方がガンマ線イベントに対するトリガー数は 1% 程度増加している。

ソートしたモデルよりも、ランダムに配置したモデルの方がトリガー数が大きくなる要因として、LST におけるトリガーロジックが考えられる。今回のシミュレーションでは Analog Sum トリガーというトリガー方式を採用している。これは MAGIC 望遠鏡において、低エネルギー側のエネルギー閾値を達成するために考案されたトリガー方式である [19]。LST では図 3.8 に示した PMT に昇圧・分圧回路、PACTA を取付けたものを 1 つの PMT ユニットとし、7 つの PMT ユニートを束ねたものを 1 つの PMT モジュールとして取り扱う。Analog Sum トリガーではまずこの 7 つのユニットの出力波形をアナログ的に足し合わせる。さらに足し合わせた波形を、隣接する 3 つの PMT モジュール同士で足し合わせる。モジュール間で足し合わされた波形の波高値が、設定された閾値を超えるとトリガー信号が出力されるというロジックである。個々のピクセルに対してトリガー閾値を設けるのではなく、隣接する 3 つのモジュールの足し合わせた出力波形にトリガー閾値を設けることで、低エネルギー側の微弱なチェレンコフ光も捉えることができるのである。

このトリガーロジックから考えると、単純に細いパルス同士を足し合わせるよりも、太いパルスを足し合わせた方が、足し合わせ後の波高値は高くなるのでトリガー閾値にかかりやすくなると考えられる。しかしパルス幅が太いと、ガンマ線イベントのトリガー数が増えるだけでなく、NSB や陽子バックグラウンドなどのトリガー数も増えてしまうと考えられる。つまりパルス幅の場合はガンマ線によるトリガー数とバックグラウンドによるトリガー数を考慮した S/N 比で評価する必要がある。

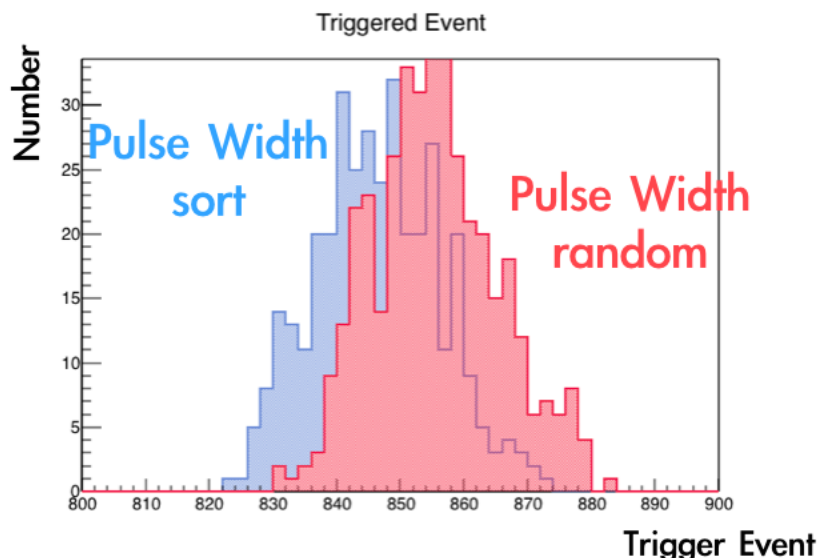


図 4.14: パルス幅のみ較正試験データを用いて配置した場合のトリガーしたイベント数の分布。

4.3.4 陽子バックグラウンド

先ほど述べたように、パルス幅で並び替えを行う場合は、単純にガンマ線イベントのトリガー数で比較するのではなくバックグラウンドとの S/N 比で評価しなければならない。今回のシミュレーションでは望遠鏡 (LST)4 台を用いている。この際、夜光によるアクシデンタルトリガーは 4 台望遠鏡によるアレイトリガーでほとんど混入することはないと考えられる。つまり今回のシミュレーションでの主要なバックグラウンドは陽子由来のシャワーからのチェレンコフ光であると考えられるため、バックグラウンドには陽子を選択した。降らした陽子のパラメータを表 4.3 に示す。また図 4.15 には降らした宇宙線陽子イベントを示す。

入射粒子	陽子
シャワー数	1000
べき	2.0
エネルギーレンジ	5 GeV - 10 TeV

表 4.3: 陽子シミュレーションのパラメータ

このシミュレーションでも配置モデルは図 4.13 を採用している。またパルス幅のみの影響を検証するため、量子効率の値は較正試験データではなく sim_telarray のデフォルトの値を用いている。

図 4.16 を見ると、ソートした場合とランダムの場合で陽子バックグラウンドイベントでのトリガー数は違いがほとんどみられない。陽子のシャワーはガンマ線シャワーに比べ横方向の広がりをもつため (図 ??)、カメラにヒットするチェレンコフ光の分布はガンマ線に比べて大きな広がりを持つ (図 4.16)。

そのためパルス幅によるソート、ランダムの効果は薄く、陽子バックグラウンドイベントによるトリガー数には差は現れなくなっている。

実際の観測においては陽子のバックグラウンド除去効率というのは解析手法やトリガー閾値に強く依存する。そのためバックグラウンドと信号の S/N 比をさらに深く評価するためには、1 台望遠鏡による夜光バックグラウンドのシミュレーションを行う必要があると考えられる。

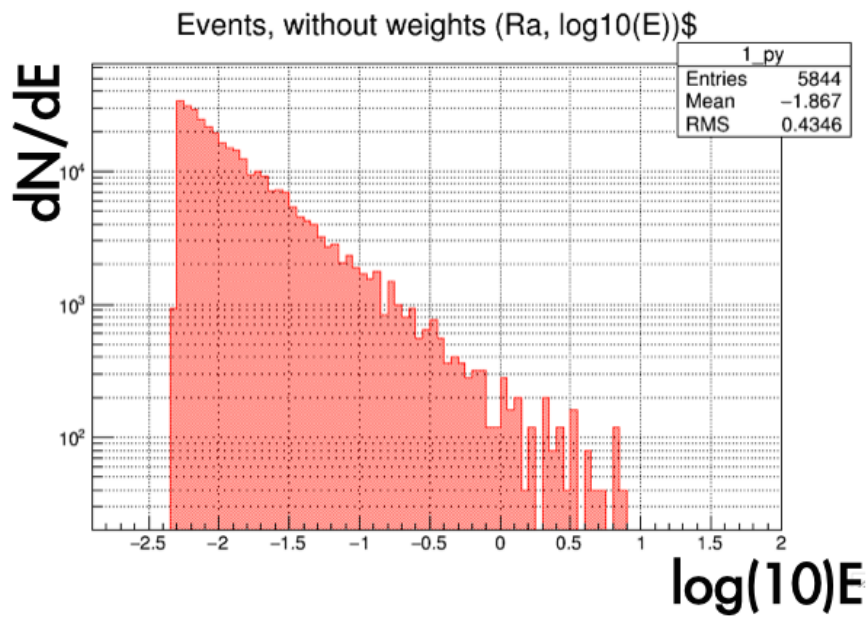


図 4.15: 降らした陽子イベント。縦軸はエネルギー当たりの陽子の数で横軸はエネルギーである。

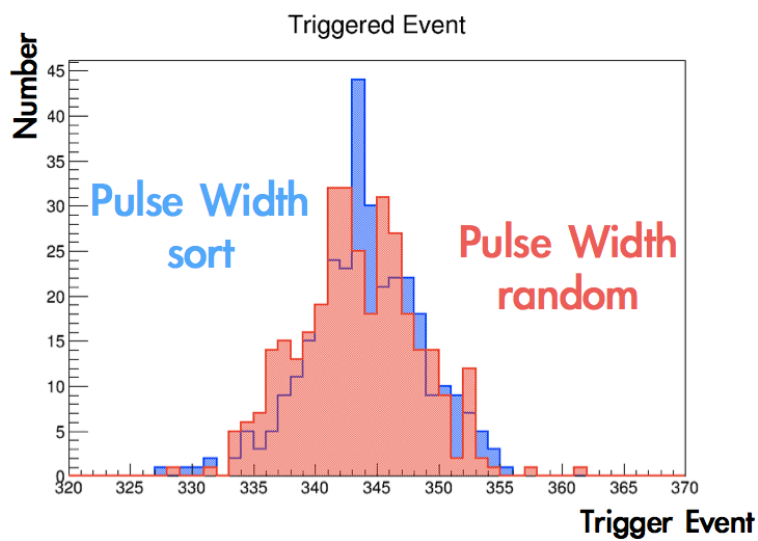


図 4.16: パルス幅についてソートとランダムモデルに陽子を降らしたときのトリガー数。赤の分布がランダムで青の分布がソートである。

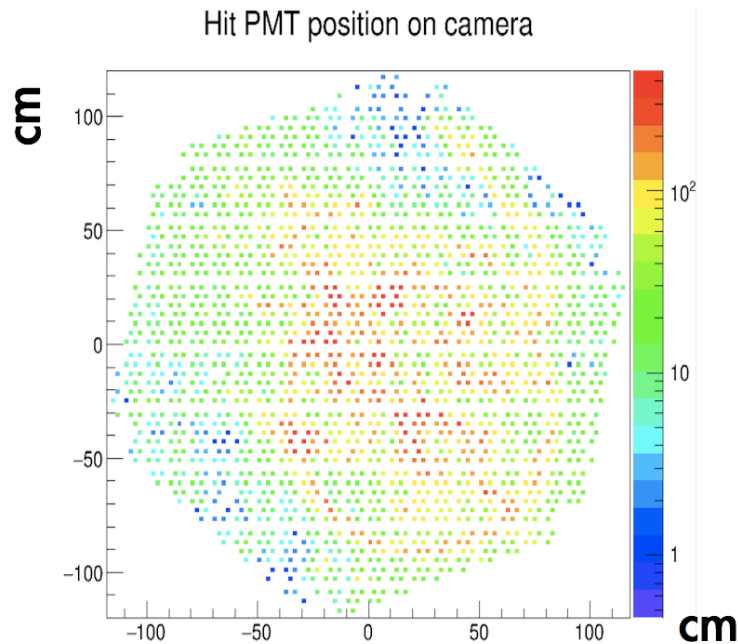


図 4.17: 陽子由来のチェレンコフ光子のカメラにヒットした分布。ガンマ線に比べ大きな広がりをもっている。

4.4 ピクセル配置の最適化

これまでの結果をふまえ、ピクセル配置モデルの決定を行う。中心付近に配置する PMT と、端に配置する PMT は図 4.18 のように切り分ける。図 4.18 に示されている散布図は、横軸に較正試験データのパルス幅、縦軸に量子効率をプロットしたものである。図 4.18 見ると分かるように、量子効率とパルス幅は全く独立の特性であり相関は見られない。そのため切り分け方は以下に切り分け方の手順を示す。

- 散布図を x 軸、y 軸それぞれの方向に投影する
- その結果得られるパルス幅と量子効率の分布の平均値の交点を散布図上に打つ。
- それぞれの平均値の交点を通る直線の傾きは、分布の標準偏差 σ_{QE} 、 σ_{FWHM} としたときに $\sigma_{QE}/\sigma_{FWHM}$ と定義する。
- この直線を境に fine PMT と good PMT に分け、fine PMT をカメラの中心に、good PMT をカメラの端に配置する
- またこの直線の傾きを 2 倍したもの 0.5 倍したもの、さらに量子効率について半分に切ったモデルを考える

それぞれの配置モデルでのガンマ線イベントによるトリガー数を評価する。図 4.19 が各モデルのガンマ線イベントのトリガー数による比較である。横軸がモデルナンバーになっており、縦軸がそのときのガンマ線イベントのトリガー数である。図 4.19 よりモデル 3 が最もガンマ線イベント検出していることが検証された。

また今回コードを修正する前の `sim_telarray` の結果もプロットしてある。これは量子効率やパルス幅の値も全てデフォルトの値でシミュレーションをしている。デフォルトの設定に比べどのモデルも 20

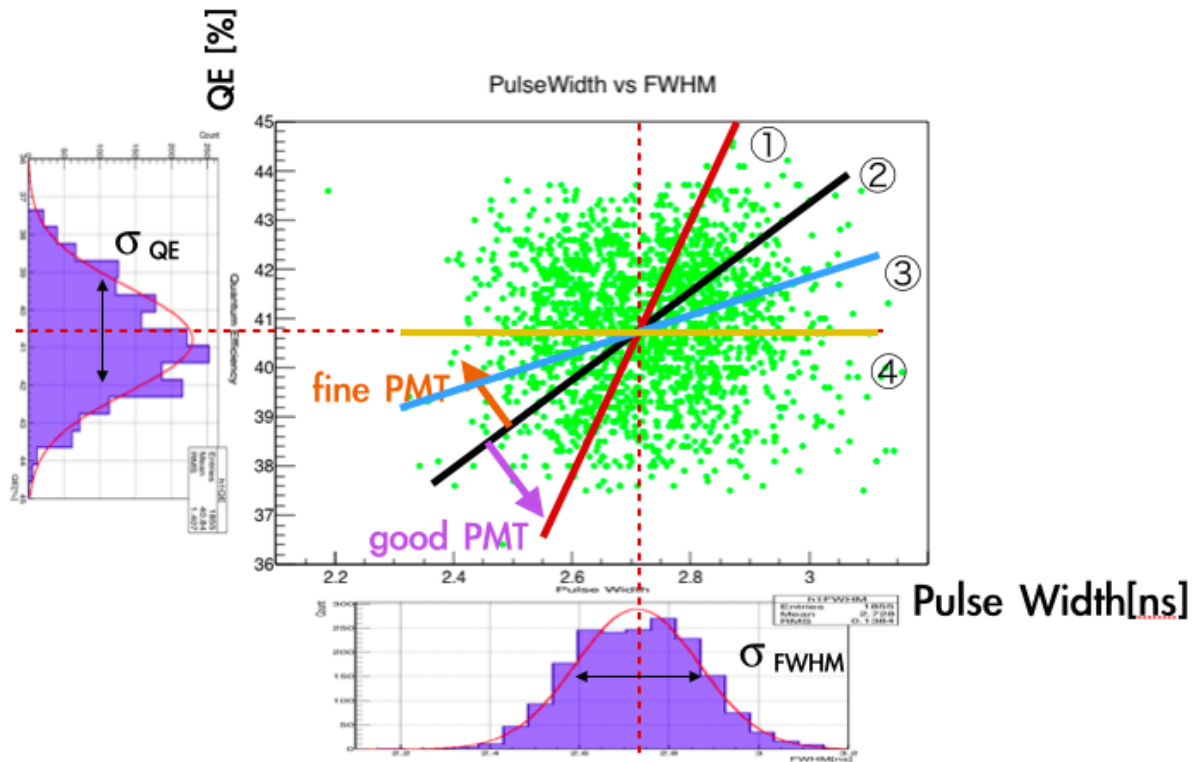


図 4.18: 量子効率とパルス幅両方を考慮した場合の切り分け方。

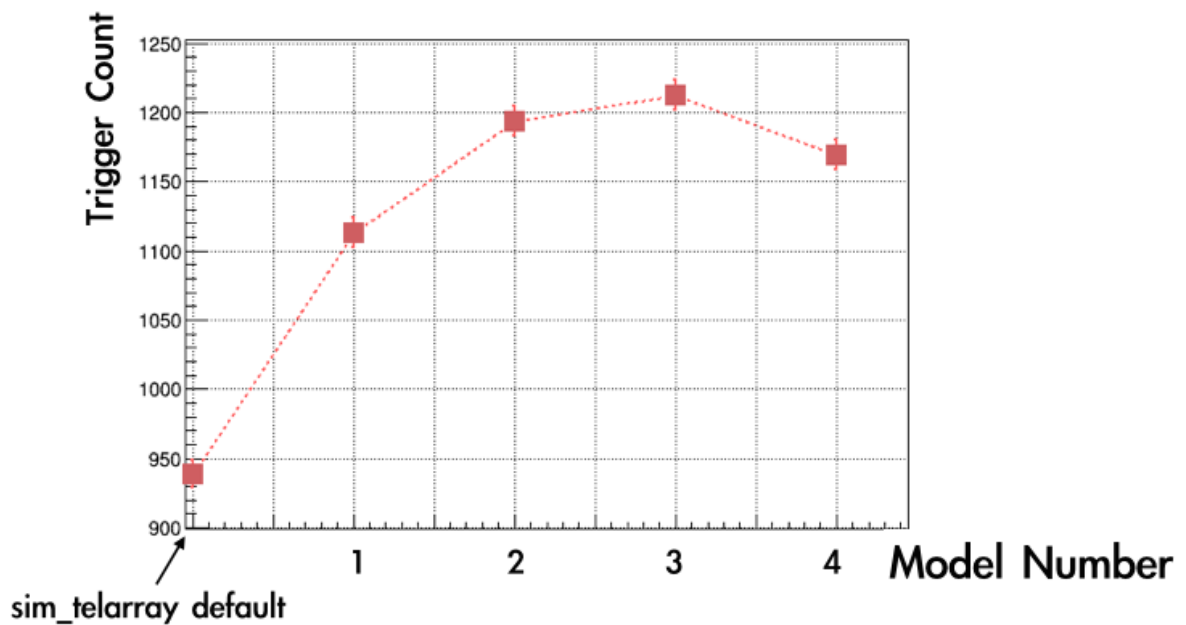


図 4.19: 量子効率とパルス幅両方を考慮した場合の切り分け方。

%以上ガンマ線のトリガーイベント数が増えている。これは、現行の `sim_telarray` のハードウェアパラメータが、実際のPMTのパラメータの平均値よりも過小評価していると考えられる。

第5章 まとめと今後

本研究では較正試験により得られたデータを、sim_telarray に組み込む事で、より実際のハードウェア性能に近い望遠鏡シミュレーションを行った。また

- LST 初号機用の光電子増倍管の量子効率による並び替えでは、ガンマ線イベントのトリガー数を 8% 増加させる
- 最適な配置モデルの決定に向けいくつかのモデルを考え、その中で最適な配置モデルを決定した
- 現行のシミュレーションに用いられているハードウェアパラメータは実際の性能よりも過小評価されており、実際のデータでシミュレーションを行うとガンマ線イベントによるトリガー数は 20% 以上向上する

ということが確認できた。

また本研究では望遠鏡の向きを常に入射粒子の方向へ向けてシミュレーションを行ったため、常にカメラの中心付近へチェレンコフ光子がヒットしていた。望遠鏡のオフセットアングルを変え、チェレンコフ光子のヒットする位置を端へずらすことで、どの視野までが並び替えの効果が有効であるかを確認する必要がある。またトリガー数だけでなく望遠鏡の感度曲線による評価も重要であると考えられる。

第6章 謝辞

修士論文を書き終え、今になってたくさんの方々にお世話になったと痛感しています。田代先生、寺田先生には学部時代を含めた3年間、本当に多くの事を学ばせて頂きました。基礎的な物理から実験屋としてのノウハウ、また研究に対する姿勢など、多くの事をご指導頂きました。田代先生、寺田先生のもとで3年間研究できたことは本当に幸せだと感じています。

田代寺田研OBで現ISASの小山さんには自分の卒業研究から指導して頂きました。無知な私に実験装置の取り扱い方からデータの解析手順まで非常に丁寧に教えて下さいました。2年間机が隣だった安田さんは、どんな質問に対しても的確なアドバイスを返してくれました。自分が解析に詰まっていたりすると思ってもよらない的確なアドバイスで何度も救って下さいました。またゴリラの生態に関するお話は今でも鮮明に覚えています。

永吉さんは学部生の頃を含めると6年間お世話になりました。理解力のない自分に3年間、懇切丁寧に指導して下さい本当に感謝しています。またいつも永吉さんの理解力の早さと、頭の回転の速さには本当に驚かされていました。これからも頑張ってください、応援しています。また同期の藤沼、中谷、榎本、久保田とはこの2年間お互いに励まし合い苦楽を共にしてきました。就職先は別々ですが皆の活躍と幸せを願っています。最後に私を大学まで進学させてくれ、暖かく見守ってくれた両親と兄に最大の感謝を送りたいと思います。

関連図書

- [1] Fermi Large Area Telescope Third Source Catalog, 2015, arXiv:1501.02003
- [2] "Cherenkov Telescope Array 計画書" 2014, CTA-Japan Consortium, 東京大学宇宙線研究所
"http://www.cta-observatory.jp/Documents/2014/CTA-Japan_LOI_20140715.pdf"
- [3] P. Jean *et al.* 2006, *Astronomy Astrophysics* 445 579
- [4] Konrad Bernlohr, 2008, arXiv:0808.2253
- [5] MAGIC home page "https://magic.mpp.mpg.de"
- [6] H.E.E.S. home page "https://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/"
- [7] VERITAS home page "http://veritas.sao.arizona.edu"
- [8] F. A. Aharonian and A. K. Konopelko. Stereo Imaging of VHE Gamma-Ray Sources. arXiv
Astrophysics e-prints, December 1997.
- [9] F. A. Aharonian *et al.* 1999, *Astronomy Astrophysics* 342 69A
- [10] Stereoscopic imaging of air showers with the first two HEGRA Cherenkov telescopes. *Astroparticle Physics* 119 131, August 1996.
- [11] CTA home page "https://portal.cta-observatory.org/Pages/Home.aspx"
- [12] B. S. Acharya *et al.*, Introducing the CTA concept, *Astropart. Phys.* Volume 43 3-18, 2013
- [13] 浜松ホトニクス株式会社 「光電子増倍管 その基礎と応用」 第3版, 2005
- [14] T. Nagayoshi, Master's thesis, Saitama Univ, 2015
- [15] H. Kubo *et al.*, 2013, arXiv:1307.3386
- [16] Konrad Bernlohr, CORSIKA and sim_telarray Simulation of the imaging atmospheric Cherenkov Telescope, 2012
- [17] D. Heck *et al.*, CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers, *Wissenschaftliche Berichte, Forschungszentrum Karlsruhe FZKA* 6019, 1998
- [18] F. Schmidt and J. Knapp *et al.*, "CORSIKA shower image"
- [19] M. Rissi *et al.*, A New Sum Trigger to Provide a Lower Energy Threshold for the MAGIC Telescope, *Nuclear Science, IEEE Transactions on* Volume 56 Issue 6 Pages 3840 - 3843, Dec. 2009