ガンマ線天文台 CTA 大口径望遠鏡に用いる 光電子増倍管の時間特性の測定

埼玉大学理工学研究科 物理機能系専攻物理学コース 修士課程2年 砂田裕志

2019年2月5日

概要

概要

宇宙ガンマ線の観測は人工衛星と地上望遠鏡による2つの手法で行われている。エネルギーの高 いガンマ線は到来数が少ないため、人工衛星では十分な有効面積を得ることができない。一方で地 上望遠鏡でのガンマ線観測はガンマ線と地球大気の相互作用によって生じるチェレンコフ光を利 用しており、ガンマ線のエネルギーが低くなるとチェレンコフ光の光量も小さくなるため、地上望 遠鏡では検出できなくなる。これらの結果、数十 GeV 帯域のガンマ線観測は難しいものとなって いる。

Cherenkov Telescope Array は口径の異なる3種類の望遠鏡を多数用いることで20 GeV ~ 300 TeV のガンマ線観測を目標とする国際計画である。埼玉大学を含む日本チームは主に、低エネルギー側の観測を担う大口径望遠鏡(LST)の開発に貢献している。低エネルギー閾値20 GeV を達成するためには、微弱なチェレンコフ光を検出しなくてはならない。このため、LST の検出 器部分には高感度かつ ns の時間分解能をもつ1855 本の PMT を使用し、さらに隣接する複数の PMT からの信号を足し合わせてトリガーを生成する、アナログサムトリガー方式を用いる。

アナログサムトリガー方式を用いるには、PMT の時間応答性の光が入射してから信号が出力さ れるまでの時間 (Transit time, T.T.) と光子イベントごとの T.T. の揺らぎ (Transit time spread, T.T.S.) を考慮しなくてはならない。PMT ごとの T.T. の差や T.T.S. が大きい場合には信号を足 し合わせることができなくなる。また、T.T.S. によって足し合わせたあとに生成されるトリガー の波高値が変わる。このため、詳細な検出器性能を見積もるためには T.T.,T.T.S. の詳細な測定が 必要である。T.T.、T.T.S. は、一般的に印加電圧に依存するため、この依存性も確認する必要が ある。

LST では増倍率によって PMT ごとに運用電圧を設定しており、その値は PMT ごとに異なる。 このため、運用電圧の違いと PMT ごとの個体差によって、T.T. のばらつきが生じてしまう。こ れを解消するために後段のエレクトロニクスの遅延回路で PMT ごとに信号を遅らせ、5.75 ns 未 満のばらつきであれば、T.T. を揃えることができる。しかし、LST に使用する PMT には、1 号機用と2 号機以降用の間で、PMT のダイノード数を8 段から7 段にする設計変更がなされて いることや、運用電圧を最適化するチューニングが行われているため、T.T.,T.T.S. が初期設計 段階から変わっている可能性がある。これらの変更によるトリガー生成への影響の確認とより正 確な検出性能の評価のため、詳細に PMT の T.T.,T.T.S. を測定する必要がある。また、1 号機 用 PMT(7dyPMT) は予備が少ないため、運用中に PMT が破損、劣化した際には2 号機以降用 PMT を用いることが想定される。この際に1 号機用 PMT と2 号機以降用 PMT(8dyPMT) での TT の差が 5.75 ns 未満になるかを確認しなくてはならない。

本修士論文では、時間広がりが 100 ps 程度の超高速光パルサーと時間応答の速い MPPC を用 いて、8dy PMT 15 本と 7dy PMT 30 本の T.T., T.T.S. を 100 ps 未満の精度で測定した。その 結果 PMT ごとの個体差は、8dy PMT では 250 ps 程度、7dy PMT では 100 ps 未満であった。 また、測定結果をもとに 8dy PMT、7dy PMT のそれぞれについて平均的な T.T. の印加電圧に 対する関数を求め、全 PMT の運用電圧分布から全 PMT の TT 分布を作成した。この分布から、 運用電圧の違いによる TT のばらつきは、8dy PMT で 4 ns、7dy PMT で 1 ns の範囲に収まっ ている。遅延回路での遅延幅は最大 5.75 ns であるため、TT の個体差および運用電圧によるば らつきは遅延回路で調整可能な範囲であることが分かった。また、7dy PMT のうち、特に運用電 圧が低く設定されている 700 本程度の PMT であれば、8dy PMT と合わせて使用しても T.T. の ばらつきは 5.75 ns を超えないことが分かった。

目次

第1章	Introduction	1
1.1	宇宙ガンマ線の観測	1
1.2	宇宙ガンマ線放射と吸収の素過程	1
	1.2.1 電子制動放射	2
	1.2.2 逆コンプトン散乱	2
	1.2.3 π 中間子崩壊	3
	1.2.4 電子-陽電子対生成	4
1.3	ガンマ線天体....................................	4
	1.3.1 活動銀河核 AGN	4
	1.3.2 超新星残骸	5
	1.3.3 中性子星パルサーおよびパルサー風星雲	5
1.4	地上望遠鏡を用いたガンマ線観測	6
	1.4.1 大気シャワー	6
	1.4.2 大気解像型ガンマ線望遠鏡	7
第2章	Cherencov Telescope Array (CTA) 計画 1	.0
2.1	概要	0
2.2	CTA で狙うサイエンス 1	1
	2.2.1 超新星残骸 SNR	1
	2.2.2 パルサー、パルサー風星雲 1	3
	2.2.3 活動銀河核 AGN	3
2.3	大口径望遠鏡	3
	2.3.1 焦点面検出器	4
2.4	光電子増倍管 PMT 1	5
	2.4.1 光電子増倍管の基本原理1	.6
	2.4.2 LST に使用する PMT	.6
	2.4.3 諸特性	7
	2.4.4 諸特性の LST に与える影響	9

第3章	5 光電子増倍管の諸特性の測定と解析		
3.1	測定セットアップ	21	
	3.1.1 概要	21	
	3.1.2 MPPC	21	
	3.1.3 光源系	23	
	3.1.4 測定対象および測定条件	23	
3.2	データ解析	24	
	3.2.1 1 光電子イベントの選別	24	
	3.2.2 Transit time	26	
	3.2.3 Transit time Spread 測定	28	
第4章	諸特性の結果とそれが望遠鏡に与える影響	31	
4.1	測定結果	31	
	4.1.1 7-dy PMT R12992-100, 8-dy PMT R11990-100 個別測定の結果....	31	
	4.1.2 測定の再現性の評価	33	
4.2	PMT の T.T. の個体差	35	
	4.2.1 環境要因の見積もり	35	
	4.2.2 運用時の T.T. 分布	36	
4.3	ダイノード数による T.T. の違い	37	
4.4	LST1 号機での R12992-100 の使用	39	
第5章	まとめ	41	

参考文献

43

第1章

Introduction

1.1 宇宙ガンマ線の観測

人類は、宇宙から降り注ぐ電磁波、宇宙放射線を観測することによって、地球上から遥か遠くの 宇宙で起きる現象を発見・解明してきた。電磁波は波長によって電波、赤外線、可視光、紫外線、 X線、ガンマ線に大別され、波長によって天体からの異なる情報を得ることができる。例えば、電 波帯域ではビッグバンの名残である宇宙マイクロ波背景放射を、赤外線帯域では温められたダスト の放射から星の形成やガスに埋もれた銀河を、可視光・紫外線であれば恒星の種別や進化を知るこ とができる。X線帯域では 10⁸ K にもなる非常に熱いプラズマの観測によってブラックホールの 発見や相対論的なエネルギーまで加速された電子からの放射を観測することによって活動的な宇宙 の姿を観測できる。ガンマ線帯域では、相対論的な陽子からの放射や超新星爆発、ガンマ線バース トといった爆発現象やパルサー風、宇宙ジェットにような超相対論的な領域にまで加速された粒子 からの放射など非常に激しい現象が対象となる。

1.2 宇宙ガンマ線放射と吸収の素過程

ガンマ線放射のもととなる現象のほとんどは、相対論的な速度をもつ高エネルギー粒子の加速度 運動である。宇宙で作られる高エネルギー粒子は電子、陽子、ニュートリノなどが考えられるがガ ンマ線放射の大部分を占める粒子が電子と陽子である。ガンマ線の観測から、その起源が電子であ るか陽子であるかを見分けることが非常に重要である。電子は制動放射、逆コンプトン散乱によっ て、陽子は π⁰ 中間子崩壊を通してガンマ線を生じる。また、放射されたガンマ線は物質、磁場、 光子のそれぞれと相互作用して電子・陽電子対生成を起こす。この過程はガンマ線の吸収過程とし て働く。大抵の場合、天体からのガンマ線放射の起源となる素過程を直接的に決定することは難し いため、それぞれの素過程の特徴を十分に理解し、観測から得られた放射の特徴からそれらを解明 する必要がある。

1.2.1 電子制動放射

荷電粒子が物質中を通過する際に原子核のクーロン力によってその進行方向を曲げられことに よって生じる放射過程を制動放射という。制動放射の全断面積は荷電粒子の質量の2乗に反比例す る。このため宇宙物理学的な多くの場合に置いては陽子の制動放射が支配的になることは少なく、 電子からの放射が卓越する。本節では電子からの制動放射のみを考える。

制動放射による電子の放射長 X₀ とエネルギー損失率 –dE/dt は以下のように書ける [1]。

$$X_0 = \frac{7}{9n\sigma_0} \tag{1.1}$$

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{cm_p n}{X_0} \epsilon_e \tag{1.2}$$

ここで c, m_p, n は真空中の光速、陽子の質量で n は周囲のガス密度、 σ_0 は物質中でのガンマ線に よる電子陽電子対生成の断面積、 ϵ_e は制動放射を起こす電子のエネルギーである。式 1.2 から制動 放射によってエネルギー失ったあとの電子のエネルギースペクトルを計算できる [2]。

$$N(\epsilon) \propto (d\epsilon_e/dt)^{-1} \int_{\epsilon_e} Q(E_e) d\epsilon_e$$
(1.3)

電子のエネルギースペクトルが $Q(E_e) \propto E_e^{-\Gamma}$ となるなるべき乗型であった場合、制動放射に よって電子のべきは変化しない。また、制動放射によるガンマ線も同じべき型の分布になる。この ことから制動放射によるガンマ線のエネルギースペクトルから加速電子のエネルギースペクトル を得ることができる。ただし、これは周囲のガスのイオン化によるエネルギー損失が電子のエネル ギーに依存しない相対論的な領域でのみ有効である。

1.2.2 逆コンプトン散乱

光子が電子によって散乱されるとき、光子のエネルギーが電子の静止エネルギーに比べて小さ ければ電子と光子のエネルギーは散乱の前後で変わらない。これをトムソン散乱といい、断面積 σ_T は次のようにかける。

$$\sigma_T = \frac{8}{3}\pi r_0^2 , \quad r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2} \tag{1.4}$$

ここで r_0 , e, m_e はそれぞれ古典電子半径、素電荷、電子の質量である。陽子による散乱では、 m_e を陽子の質量 m_p に置き換えればよい。この場合の散乱断面積は電子と陽子の質量比の2乗 $m_e/m_p \sim (1/2000)^2$,だけ小さくなる。そのため、宇宙物理としては陽子による光子の散乱はほと んど考える必要はない。

光子のエネルギーが高くなると、散乱の際に光子が電子を弾き飛ばすようになる。これをコンプトン散乱という。一方で電子が高いエネルギーを持つ場合には散乱によって光子のエネルギーが叩き上げられる。これを逆コンプトン散乱という。逆コンプトン散乱の断面積 σ_{IC} は光子のエネル

ギー ω_0 と電子のエネルギー ϵ_0 の積 κ_0 に依存し、電子の静止質量エネルギーを基本単位として、 近似的に以下のようにかける [3]。

$$\sigma_{IC} = \frac{3\sigma_T}{8\kappa_0} \left[\left(1 - \frac{2}{\kappa_0} - \frac{2}{\kappa_0^2} \right) \ln(1 + 2\kappa_0) + \frac{1}{2} + \frac{4}{\kappa_0} - \frac{1}{2(1 + 2\kappa_0)^2} \right]$$
(1.5)

さらに、κ₀ ≫1となる相対論的領域を考えると次のように近似できる。

$$\sigma_{IC} = \frac{3\sigma_T}{8\kappa_0} \ln(4\kappa_0) \tag{1.6}$$

逆コンプトン散乱による電子のエネルギー損失は光子の空間分布によって異なる。単一エネル ギー ω_0 を持つ光子が球対称に密度 n_{ph} で分布している場合を考えると、トムソン領域 $\kappa_0 \ll 1$ と クライン-仁科領域 $\kappa \gg 1$ でそれぞれ以下のように得られる [2]。

$$\frac{d\epsilon_e}{dt} = \frac{4}{3}\sigma_T c\omega_0 n_{ph} \epsilon_e^2 , \ \kappa_0 \ll 1$$
(1.7)

$$\frac{d\epsilon_e}{dt} = \frac{3}{8} \frac{\sigma_T c n_{ph}}{\omega_0} (\ln 4\kappa_0 - \frac{11}{6}) , \ \kappa_0 \gg 1$$
(1.8)

トムソン散乱領域では ϵ_e^2 に比例してエネルギーを失うため、電子のエネルギースペクトルを急峻 にする。一方で、クライン-仁科領域ではエネルギー損失がエネルギーに強く依存しないため電子 のエネルギースペクトルをより平坦にする。

ローレンツファクター γ を持つ電子による逆コンプトン散乱では、光子のエネルギーは散乱 の前後で γ^2 倍される [5]。

例として宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background ,CMB) の光子が高エネル ギー電子の逆コンプトン散乱によって高エネルギーガンマ線になる場合を考えてみる。CMB は 2.7 K の黒体放射であるため、光子の典型的なエネルギーは ~ 10⁻⁴ eV となる、1 TeV のガンマ 線が観測された場合は $\gamma = \sqrt{1 \text{ TeV}/10^{-4} \text{ eV}} \sim 10^8$ ほどのローレンツファクターを持った電子 が存在するということになる。

1.2.3 π中間子崩壊

相対論的な陽子が周囲のガスとの衝突によって崩壊して π 中間子を生じることがある。 π 中間子は π^0, π^{\pm} の3種類があり、 π^0 の崩壊時間は $t_{\pi^0} \simeq 8.4 \times 10^{-17} s$ と短く即座に2つのガンマ線に崩壊する。陽子が π^0 中間子を生成するためには 280 MeV 程度のエネルギー閾値を持つ。単のエネルギー E_{π} を持つ π^0 からの崩壊ガンマ線のエネルギースペクトルは $0.5E_{\pi}(1 - v_{\pi}/c)$ から $0.5E_{\pi}(1 + v_{\pi}/c)$ まで一定の矩形型になる [6]。このエネルギー範囲は E_{π} に依らず、 π^0 粒子の静止エネルギーの半分の値を含むので、任意のエネルギー分布の π^0 粒子の崩壊ガンマ線のエネル ギースペクトルは 68.7 MeV で最大になる。

1.2.4 電子-陽電子対生成

ガンマ線は物質、磁場、光子との相互作用によって電子・陽電子対生成を起こす。これらの過程 はガンマ線の吸収過程となる。さらに、ガンマ線観測において、物質、光子との相互作用による対 生成は特に重要な意味を持つ。ガンマ線が物質中で対生成を起こした場合、電子・陽電子は制動放 射によって新たなガンマ線を生成する。このため、物質中で制動放射と対生成を繰り返し大量の光 子、電子、陽電子を作り出す電磁カスケードとなる。特に地球大気とガンマ線によって生じる電磁 カスケードは地上望遠鏡でのガンマ線観測に利用される。

光子場との相互作用によって生じる対生成は

1.3 ガンマ線天体

現在まで 100 を超える天体からガンマ線放射が発見されており、その大半が活動銀河核である。 その他にはガンマ線バーストやパルサー風星雲、超新星残骸などがガンマ線天体として発見されて いる。各天体の概要とガンマ線放射のメカニズムについて簡単に述べる。

1.3.1 活動銀河核 AGN

宇宙では太陽系程度の大きさの領域から銀河全体に匹敵するほど、あるいはそれを上回るほどの 明るさを持った天体が見つかっている。これらの天体は活動銀河核 (Active Galactic Nuclei,AGN) とよばれている。AGN の正体は 10⁸ 太陽質量をもった巨大ブラックホールで、大量のガスが降着 円盤を形成してブラックホールに落ち込むことで放射をしていると考えられている。一方で AGN からは相対論的な噴出流、ジェットが観測されているものもある。AGN ジェットの速度は光速の 99% 以上に達し、その長さは Mpc スケールになる。

AGN と分類されている天体の中にもいくつかの種類が存在するが、それらは同種の天体を異な る角度から見たものと考えられている。この中でも観測者の視線方向とジェットが平行なものをブ レーザー、垂直に近いものを電波銀河いう。ガンマ線放射が見つかっている AGN はほとんどがブ レーザーである。ブレーザーでは相対論的なビーミングによってジェットからの放射が卓越し、電 波からガンマ線までの広いエネルギー帯域での放射が確認されている。典型的なブレーザーである Mrk 421 の放射スペクトルを図 1.1 に示す。低エネルギーと高エネルギーに見られる山型のスペ クトルはそれぞれ電子のシンクロトロン放射と逆コンプトン散乱と考えられている。多くのブレー ザーからの放射は電子成分で説明されるが、電子成分だけでは説明がつかないものや逆コンプトン 散乱の種光子が特定できていないものもある。

電波帯域から X 線帯域の観測によって得られる、電子からのシンクロトロン放射スペクトルと GeV-TeV 領域での放射スペクトルを比較することによって、GeV-TeV での放射起源に制限をつ けることができる。また、電子起源であれば、放射領域の種光子の放射密度や磁場強度に制限をつ けることができる。



図 1.1 ブレーザー Mrk 421 の放射スペクトル [7]

1.3.2 超新星残骸

超新星残骸 (Super Nova Remnant,SNR) はその名の通り、恒星が超新星爆発を起こした後に残 る残骸である。爆発に伴って周囲の物質が加熱、膨張していくと星間物質を掃きためていき、衝撃 波を形成する。この衝撃波面の前後を粒子が行き来する際に一定の確率でエネルギーを獲得し衝 撃波面の往復するほど高いエネルギーになっていく。この加速機構を衝撃波加速という [8]。X 線 による観測から衝撃波面で宇宙線電子が加速されていることが多くの SNR で発見されている。図 1.2 に X 線観測による SNR の画像を示す。GeV ~TeV 帯域での観測によっていくつかの SNR では宇宙線陽子起源のガンマ線が発見されており銀河系内での宇宙線陽子の主要な加速現場である と期待されている。

1.3.3 中性子星パルサーおよびパルサー風星雲

パルサーは数秒から数ミリ秒という非常に非常に短い周期で回転する中性子星である。10¹²G ほ どの強磁場をもった中性子星が高速回転するため莫大な起電力を生み出す。これによって磁力線に 束縛された電子が加速され電磁放射を起こすと考えられている。この加速電子による逆コンプトン 散乱によってガンマ線が放射されていると考えられている。中性子星の放射モデルは中性子星の 磁極付近で放射されている Polar cap モデル [9] と磁力線の外延部で放射されているという Outer Gap モデル [10] という 2 種類のモデルが考えられている。これらのモデルは数十 GeV でのガン マ線スペクトルのカットオフ形状に違いから区別することができると考えられている。



図 1.2 X 線観測による SN 1006(credit:NASA/CXO)

1.4 地上望遠鏡を用いたガンマ線観測

宇宙からのX線やガンマ線は地球大気によって減衰してしまうため、宇宙空間からの観測が有効 である。X線帯域では吸収体を人工衛星に積んで、光電吸収によってX線のエネルギーを測定す ることができる。MeV帯域、GeV帯域でのガンマ線もそれぞれコンプトン散乱、電子陽電子対生 成を用いた検出器が開発されており、観測気球、人工衛星、宇宙ステーション等の飛翔体を用いた 観測が行われている。しかし、数十 GeV帯域では光子の絶対数が少ないため、重量が制限される 飛翔体での観測では十分な有効面積を得ることが難しくなる。一方で GeV 以上のエネルギーを持 つガンマ線は地球大気と相互作用を起こすようになり、地球大気を検出器として利用した地上望遠 鏡による観測が可能になる。

1.4.1 大気シャワー

高エネルギーガンマ線が地球大気に侵入すると、大気中の原子核との相互作用として電子陽電子 対生成を引き起こす。対生成によって生じた電子と陽電子は大気中の原子核によって制動放射をし てガンマ線を作り出す。この対生成と制動放射を繰り返すことで大量の電子と陽電子を発生させ る。この現象を電磁カスケードという。対生成によって生じた電子と陽電子は制動放射によってエ ネルギーを失う。やがて制動放射よりもイオン化損失によるエネルギー損失が大きくなると新たな



図 1.3 シミュレーションツール corsika を用いて作成された大気シャワーイメージ、左から順 にそれぞれ 0.3 TeV のガンマ線、1 TeV の陽子、5 TeV の鉄原子核を入射粒子とした場合 [11]

ガンマ線を生じなくなっていき電磁カスケードは収束する。

ガンマ線だけでなく、高エネルギーの電子や陽子、原子核が地球大気と相互作用した際にも大量 の2次粒子を生じる。電子の場合はガンマ線にの場合と同様に電磁カスケードを生じる。陽子や原 子核の場合は、核相互作用によって軽い核子と π 中間子を発生させる。 π^0 は即座に崩壊し、2つの ガンマ線を生成し、電磁カスケードを生じる。 $\pi^+(\pi^-)$ は荷電ミュー粒子 $\mu^+(\mu^-)$ と (反) ミュー ニュートリノ ν_{μ} , ($\overline{\nu}_{\mu}$) に崩壊し、 μ^{\pm} は e^{\pm} に崩壊して電磁カスケードを作る。一方で軽い核子は さらに大気中の原子核と衝突して、さらに軽い核子と π 中間子を生じる過程を繰り返す。このよ うに核子や陽子と大気の相互作用によって、大量の 2 次粒子が生じる現象を核カスケードという。 これらのように、地球大気とガンマ線や宇宙線が相互作用して、大量の 2 次粒子を作る現象を大 気シャワーまたは空気シャワーという。ガンマ線、陽子、原子核によって生じる大気シャワーのシ ミュレーションイメージを図 1.3 に示す。陽子や核子による大気シャワーは横方向への広がりが大 きいのに比べて、ガンマ線による大気シャワーは細く絞られた形状になる。

大気シャワーによって生じた大量の荷電粒子のエネルギーが高くその速度が屈折率 n の大気中で の光速 c/n を超えるとチェレンコフ放射を起こす。大気中をほぼ光速で走る荷電粒子からは波長 300 nm で、粒子の進行方向に対して約 1.3°の円錐状にチェレンコフ光が放出される。チェレン コフ光は地上に到達するときには半径 150 m、厚さ 3 ns ほどの光の円盤 (ライトプール)になる。 ここに含まれる光子数は元のガンマ線のエネルギーに比例し 1 TeV のガンマ線では 50 個/m² 程 になる [12]。

1.4.2 大気解像型ガンマ線望遠鏡

大気シャワーからのチェレンコフ光を鏡で集光したのち焦点面の検出器で撮像することでチェレ ンコフ光の像を捉えることができる。このチェレンコフ光の像の幾何学形状からガンマ線のエネル



図 1.4 スペイン領カナリア諸島に設置されている MAGIC 望遠鏡

ギーや到来方向を見積もることができる。このようにしてガンマ線を観測する望遠鏡を大気解像型 チェレンコフ望遠鏡 (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope, IACT) という。

現在、スペイン領カナリア諸島の Major Atmospheric Gamma-Ray Imaging Cherenkov Telescope(MAGIC) やナミビアの The High Energy Stereoscopic System (H.E.S.S.) などが稼働し ている。MAGIC 望遠鏡の写真を図 1.4 に示す。

イメージング法

大気シャワーを引き起こす粒子がガンマ線であっても、電子や陽子であっても、IACT でチェ レンコフ光が観測される。これらのチェレンコフ光イベントのうち核カスケード由来のイベント が 99 % 以上であるため、ガンマ線観測にとっては大きなノイズとなってしまう。しかし、核カス ケードによって生じた大気シャワーとガンマ線によって生じた大気シャワーでは、その特徴が異 なっており、チェレンコフ光の像に違いが生じる。

検出器上でのチェレンコフ光の像を楕円形にあてはめ、4 つの幾何学パラメータ、楕円の長軸 半径 (length)、短軸半径 (wodth)、視野中心からの距離 (distance)、視野中心方向と長軸のなす角 (alpha)を計算する。これらのパラメーターからガンマ線イベントと宇宙線イベントを識別する。 例えばガンマ線天体に IACT を向けていた場合、「ガンマ線による大気シャワーは細くなっている ため alpha は 0°付近に分布するが、視野外からも到来し広がった分布を示す核カスケード由来 のチェレンコフ光は alpha が様々な値をとる」といった特徴をもとに核カスケード由来のイベン トを除去することができる。IACT での観測とイメージング法の概念図を図 1.5 に示す。近年では コンピュータの発達もあり、モンテカルロシミュレーションによって作成した大気シャワーイベン を機械学習に利用してのガンマ線イベントの選別も行われている。



図 1.5 IACT でのチェレンコフ光撮像の概念図 (左):視線方向からのチェレンコフ光 (青) と 視野外からのチェレンコフ光 (橙) のカメラ上での見え方。イメージングパラメーター(右)

ステレオ観測

ガンマ線がは海抜数 km の位置で大気シャワーを形成しチェレンコフ光は地表に達する際には 100 m 程度の広がりを持っている。このため、同じチェレンコフ光イベントでも観測位置によっ て視差が生じる。同じチェレンコフ光イベントを複数台の望遠鏡で観測すれば、視差によって大気 シャワーを立体的に観測することができる。各 IACT で得られるイメージの長軸の延長線上に大 気シャワーの到来位置があるため、2台以上の IACT で同時に観測することでシャワーの到来位置 を決めることができる。また、望遠鏡間の距離からシャワーの発生高度を見積もることができる。 ステレオ観測は2台の IACT で行うことが可能であるが、3台以上に増やした場合は1台ごとの 不定性を補い、最適化した到来位置を決定できるようになる。この手法により到来方向の決定精度 だけでなく、シャワーの発生高度の情報によってガンマ線のエネルギー決定精度も向上する。

第2章

Cherencov Telescope Array (CTA) 計画

2.1 概要

IACT は複数台でのステレオ観測を行うことで性能を向上させることができる。さらに口径の異 なる数種類の IACT を設置することで広いエネルギー帯域に感度をもたせることができるように なる。チェレンコフ光の光量はガンマ線のエネルギーに比例するので、比較的低エネルギーのガン マ線を観測するためには高い集光能力が必要なために大口径の望遠鏡を用いる必要がある。一方で 高いエネルギーのガンマ線はチェレンコフ光が明るくなるため、高い集光能力は必要なくなるが統 計数を稼ぐために有効面積を大きする必要がある。これを達成するためには低コストな口径の小さ な望遠鏡を広い範囲に複数台設置することが有効である。

このコンセプトをもとに、大、中、小の口径の異なる IACT を複数台用いることで現在運用さ れている IACT アレイに比べて感度、エネルギー分解能、時間分解能、エネルギーレンジのすべ てを向上させたガンマ線観測を行う計画が Cherenkov Telescope Array (CTA) 計画である。特に CTA では従来の IACT に比べ、感度が 1 桁近く向上し、新たに 1000 天体以上ものガンマ線天体を 発見することが期待されている。CTA では北サイトに大口径望遠鏡 (Large Sized Telescope,LST) を4台、中口径望遠鏡 (Middle Sized Telescope, MST) を 15 台設置する。南半球には LST を4 台、MST を 25 台、小口径望遠鏡 (Small Sized Telescope, SST) を 70 台設置する予定である。 南サイトでの CTA 完成予想図を図 2.1 に示す。各サイトでの IACT 配置のデザインを図 2.2 に示 す。これによって北サイトでは 20 GeV ~ 10 TeV 程度、南サイトでは 20 GeV ~ 300 TeV で の観測を目指す。CTA で目指す感度、空間分解能、エネルギー分解能を図 2.4 に示す。

CTA 日本チームは主に LST の鏡や焦点面検出器部分の開発に貢献している。現在北サイトの LST1 号機が完成し試験観測を始めている。今後は 2019 年から順次 LST 2-4 号機を建設する。



図 2.1 南サイト CTA 完成予想図 [13]



図 2.2 北サイトでのアレイデザイン (左)と南サイトでのアレイデザイン (右)[13]

2.2 CTA で狙うサイエンス

2.2.1 超新星残骸 SNR

SNR は、銀河系内だけでも 200 天体以上見つかっているが、TeV ガンマ線放射が見つかってい るものは少ない。多くの SNR が現在の TeV ガンマ線観測では感度不足から観測できていない銀 河中心に分布しているからである。また、超新星残骸からの TeV ガンマ線放射は、陽子起源と電 子起源が議論されている。電子起源の場合は逆コンプトン散乱が主な放射機構として考えられてい る。逆コンプトン散乱はクライン仁科効果によって、高エネルギー暗くなるため、数十 TeV 帯域 でのカットオフが予想される。一方で陽子起源の場合はこのようなカットオフは予想されない。ま



図 2.3 CTA 各サイトで達成するエネルギーごとの感度曲線。従来の IACT と比較して 1 桁程 度感度が向上する [13]



図 2.4 南サイトでの空間分解能と他の望遠鏡との比較 (左) と北サイトでのエネルギー分解能 (右), 空間分解能、エネルギー分解能ともにエネルギー範囲以外は大きく変わらない。[13]

た、逆コンプトン散乱は放射領域が低エネルギー帯域のシンクロトロン放射と一致することが予想 されるが、陽子起源の場合は、π中間子崩壊のターゲットとなる物質の分布が、一致していること が予想される。

CTA による、高感度、高空間分解能による観測によって、多くの超新星残骸に対して、これらの差異から電子起源放射モデルと陽子起源放射モデルを切り分けることが期待される。

2.2.2 パルサー、パルサー風星雲

??節で述べたように、パルサーからの高エネルギー放射モデルは GeV 帯域での放射スペクトル から区別できると考えられている。CTA では、低エネルギー閾値 20 GeV を達成し、高い感度 で観測することによって、現在よりも多くのパルサーを観測できるようになると考えられている。 年齢、磁場強度、回転周期の異なる様々なパルサーを詳細に観測することによって優勢姿勢パル サーの普遍的な物理を解明することが期待される。

2.2.3 活動銀河核 AGN

AGN のなかでも、IACT によってガンマ線放射が検出されているものの多くは、ブレーザーの フレアによる増光時の観測によるものである。ブレーザーからのフレアは数分程度の短い時間変動 を示していることから、放射領域が小さく、ブラックホール近傍にあると考えられている。現行の IACT では、時間分解能を下回る短いフレアも観測されているほか、感度、有効面積の不足から、 フレア中のスペクトル変動を捉えることが難しい。CTA では高感度、高時間分解能による観測で フレアの発生機構の解明が期待される。

また、CTA での高感度観測は、新たなガンマ線ブレーザーの発見だけではなく、電波銀河や ジェットに付随するホットスポットからのガンマ線放射やフレアを起こしていない静穏期のブレー ザーからのガンマ線放射が期待される。これらの天体からのガンマ線が検出できれば、より系統的 な AGN 及び、相対論的なジェットの研究ができるようになる。

2.3 大口径望遠鏡

LST は CTA の中でも低エネルギー帯域の観測を担う IACT である。検出可能なエネルギー範 囲の要求値は 20 GeV ~ 3 TeV であり、これを達成するため LST 1 台につき一辺の長さが 1.5 m に六角形の鏡が 200 枚使用され 370 m² の有効面積、28 m の焦点距離を持つ巨大な鏡が使用さ れる。LST1 号機の写真を図 2.5 に示す。

この巨大な鏡のために LST の重量は 103 t になるにもかかわらずガンマ線バーストや AGN フレアといった突発現象が起きた際に素早く天体を捉えるために 20 秒で 180°の旋回が可能である。



図 2.5 北サイトに設置された LST 1号機の写真 [13]

2.3.1 焦点面検出器

概要

LST では 20 GeV の低エネルギー閾値を達成するために高性能な焦点面検出器 (Focal Plane Instrument, FPI) が必要になる。LST に搭載される FPI には 光検出器として 1855 本の光電子 増倍管 (PhotoMultiplier tube, PMT) が使用されている。FPI は視野が 4.3°、ピクセルサイズ が 0.1°である。 FPI の概観を図 2.6(左) に示す。FPI に使用されている PMT については次章で 詳しく述べる。FPI は 7 本の PMT と波形サンプリングボード、スローコントロールボードなど のエレクトロニクスを搭載した PMT モジュール 265 個で構成されている。PMT モジュールの 概観を図 2.6(右) に示す。

PMT モジュールには 20 GeV の観測のために高感度かつ低ノイズであることが要求される。 また、バックグラウンドとなる夜光ノイズを取り除くために ns 程度の時間分解能が必要がある。 PMT からの ns スケール信号を取得するために後段では GHz でのサンプリングが必要となる。 LST の波形サンプリング回路には最大 5 GHz での波形サンプリングが可能である DRS チップが 用いられている。

トリガー生成

PMT モジュールに光子が入射すると PMT から信号が出力される。PMT から波形サンプリン グ回路の信号は分割され、一方は波形を記録するために保存され、もう一方はトリガー生成のため に使われる。LST では 20 GeV の低エネルギー閾値を達成するを目標としている。ガンマ線のエ ネルギーが小さいほどチェレンコフ光の光量が小さくなるため 20 GeV のガンマ線を検出するた めにはトリガー閾値を引き下げなければならない。これを達成するために以下のようなトリガー方 式を用いる。LST では PMT の1本ごとにトリガー閾値を設定するのではなく、7本の PMT から の信号を PMT モジュール内で足し合わせモジュールからのトリガー信号 (L0 トリガー)を生成す る。この L0 トリガーを隣接する 3 モジュール間で足し合わせ、設定した閾値を超えた場合はトリ ガー信号を全 PMT モジュールに分配し波形取得を行う。このように複数のピクセルからの信号を 足し合わせてトリガーを生成する方法をアナログサムトリガーという。アナログサムトリガーは、 1 つのピクセルで閾値を設定するよりも低いトリガー閾値で運用できるようになるため、LST の 低エネルギー観測に重要である。

アナログサムトリガーを用いる際にはピクセル間で時間応答が揃っている必要があるため、各 PMT からの出力される信号は遅延回路によって時間応答を調整してからトリガー生成回路に入力 される。この遅延回路では遅延時間を 0 ~ 5.75 ns の範囲かつ 0.25 ns 刻みで設定することがで きる。



図 2.6 LST 1号機に搭載される FPI(左) と PMT モジュール (右)

2.4 光電子增倍管 PMT

LST の FPI に用いられる PMT は微弱なチェレンコフ放射を検出するために高い性能要求が課 せられている。性能要求の一部を表 2.1 に示す。

項目	要求性能
感度	ピーク量子効率 41% 以上
アフターパルス発生確率	2×10^{-4} 未満
パルス幅	$2.5 \sim 3.0 \text{ ns} (\text{FWHM})$
寿命	10 年間での Gain 低下率 20 % 以下
動作 Gain	4×10^4

表 2.1 LST に用いられる PMT の要求性能



THBV4_0201JA

図 2.7 PMT の内部構造の概略図 [14]

2.4.1 光電子増倍管の基本原理

光電子増倍管 (PMT) は光子を光電効果によって電子に変換し、増幅して電流として出力する光 検出器である。PMT の内部構造の模式図を図 2.7 に示す。光電子増倍管は光電面から最終段ダイ ノードに高電圧を印加し、分割回路を用いて各ダイノード間に電位差を与えて動作させる。PMT に入射した光子は入射窓を透過し光電面で外部光電効果によって真空管内に電子を発生させる。こ の電子を光電子という。発生した光電子は光電面と初段ダイノード間にかけられた電場によって加 速、初段ダイノードに引き寄せられて衝突する。この際に複数の2次電子を発生させる。ここで発 生した2次電子はそれぞれ初段ダイノードと2段ダイノード間の電場よって加速して2段ダイノー ドに衝突して複数の3次電子を発生させる。この過程をダイノードの数だけ繰り返し電子を増幅す る。増幅された電子は最終段の陽極から読み出される。

2.4.2 LST に使用する PMT

LST に使用される PMT は 1 号機には 8 段ダイノード PMT(8-dy PMT) R11990-100 が使用 される。LST 用の PMT に課せられる要求値のうち増倍率とパルス幅は印加電圧に依存するパラ メーターであり、印加電圧を高くするほど増倍率は大きくなりパルス幅は細くなる。PMT の運用 電圧には増倍率が 40,000 になるように設定される。8-dy PMT の中には運用電圧でのパルス幅 が要求値の 3 ns 未満を満たさないものが多数あった。このため一部 PMT では、パルス幅の要求 を満たすように印加電圧を上げておき、プリアンプで電流信号を分割し、一部を捨てるように改良 した。この改良によって図 2.8 のように見かけの増倍率を引き下げることで、運用電圧が高くなり パルス幅の要求値を満たすようになった。

LST2 号機以降にはダイノード数を7段にした PMT(7-dy PMT) R12992-100 を使用する。



図 2.8 電流分割の仕組みと運用電圧、増倍率の変化を表す模式図。左上:電流分割なしの際の 信号経路、左下:電流を分割した際の信号経路、右上:印加電圧と増倍率の相関を示す。実線が電 流分割なしの増倍率で破線が電流分割による見かけ上の増倍率を示す。右下パルス幅と印加電 圧の相関を示す。赤点線は電流分割をした場合としていない場合の運用電圧を示している。

7-dy PMT はダイノード数を減らすことで運用電圧の引き上げ、パルス幅の要求値を満たすように 改善した。しかし 7-dy PMT は PMT ごとの運用電圧が大きくばらついていたため、8-dy PMT と同様に電流分割を用いて見かけの増倍率を調整した [15]。

なお、どちらの PMT にも共通する設計として動作電圧は 900 - 1400 V 程度を想定しており印 加電圧によらず、光電面から初段ダイノードまでに 350 V が印加されるようになっている。

2.4.3 諸特性

量子効率

PMT に光子が1つ入射した際に光電子が発生する確率を量子効率という。量子効率は光電面の材質によって変化し、さらに入射光子の波長に依存する。LST に使用される PMT は光電面に スーパーバイアルカリを使用し光電面を球型のすりガラス状にすることで量子効率を高めている。 結果、チェレンコフ光の波長が分布する 300 - 400 nm の波長に対して高い量子効率を持ち、ピー ク波長での量子効率は 40 % という高い量子効率を実現している。 増倍率

PMT は光電面で発生した電子をダイノードで増幅する。この際の増幅率と量子効率を予め知っておくことで、PMT から出力される電気信号から入射した光子数を求めることができる。そのため PMT の増幅率とその印加電圧依存性を確認する。*i* 番目のダイノードでの電子の増幅率を *g_i* とすると *n* 段ダイノード PMT の増幅率は *G* は以下のようにかける。

$$G = \prod_{i=1}^{n} g_i \tag{2.1}$$

一般的に g_i はi番目とi-1番目のダイノードの電位差 V_i に依存して次のようにかける。

$$g_i = c_i V_i^a \tag{2.2}$$

このときの c_i は定数で a はダイノードの構造や材質によって決まる量である。電圧を各ダイノード間で等分配すると進化されている高電圧を V として $V_i = V/(n+1)$ とかけるので式 2.1,2.5 から

$$G(V) = C\left(\frac{V}{n+1}\right)^{an}, \quad C = \prod_{i=1}^{n} c_i$$
(2.3)

とかける。これを変形するとダイノード数に依らず

$$G = C' * V^b \tag{2.4}$$

と印加電圧のべき乗で表すことができる。ここで $C' = C/(n+1)^{an}, b = an$ である。ただし、LST に用いる PMT は印加電圧に依らず、初段ダイノードまでに 350 V を印加し残りの電圧を後段の ダイノード間に印加している。後段のダイノードでの印加電圧は等分配ではないがすべて V - 350に比例する形で印加されている。そのため、式 2.1,2.5 からあらためて

$$G(V) = \alpha_G * (V - 350)^{\beta_G}$$
(2.5)

とかける。 α_G , β_G は新たに定義した定数である。

F-factor

一定の光量の光を PMT に入射させていても PMT から出力される電荷量は統計的なばらつきを 持ってしまう。この要因の一つは光電子数がポアソン統計に基づくゆらぎを持つことである。もう 一つは各ダイノードでの増幅率のゆらぎである。F-factor は出力された電荷分布の広がりを光電子 数のゆらぎで割ったものである。

Transit time

PMT に光子が入射してから信号が出力されるまでの時間を Transit time(T.T.) という。T.T. は PMT 内での電場構造やダイノード数印加電圧に依存するが簡単には、電子が一様電場中を運動

するとして計算することで印加電圧と T.T. の関係を求めることができる。電子の速度、ダイノー ド間の電位、ダイノード間の距離、をそれぞれ *v_e*,*V*,*d* とすると、運動方程式は以下のようにか ける。

$$\frac{dv_e(t)}{dt} = A * \frac{V}{d} \tag{2.6}$$

A は定数である。両辺を時間で積分すると初速度を v₀、

$$v_e(t) - v_0 = A * \frac{V}{d}t$$
 (2.7)

となる。ダイノードで放出、あるいは光電面で生じた電子は初速度を持たないとして $v_0 = 0$ を仮 定しダイノード間の電子走行時間を $t_e(V)$ とするとダイノード間の距離 d は以下のようにかける

$$d = \int_{0}^{t_{e}(V)} v_{e}(t)dt$$
 (2.8)

式 2.7 を用いて計算すると $t_e(V)$ が以下のように求まる。

$$t_e(V) = \sqrt{\frac{2d^2}{AV}} \tag{2.9}$$

LST に用いられる PMT では、光電面から収束電極までの電位差が一定であるため、この間の走 行時間は定数になると考えられる。後段でのダイノード間の電位差は (V - 350) に比例することか ら T.T. を $T_{PMT}(V)$ とすると印加電圧 V の関係は

$$T_{PMT}(V) = \alpha_T (V - 350)^{-\frac{1}{2}} + \beta_T$$
(2.10)

とかける。

Transit time spread

同じ PMT であっても T.T. は光電子イベントごとにゆらぎを持つ。この T.T. のゆらぎを Transit time spread (T.T.S.) という。T.T.S. は光電子ごとに最終段ダイノードまでに通る経路が 異なることに由来して生じる。T.T.S. に最も大きな影響を与えるのは光電面上での光電子の発生 位置であると考えられている。後段のダイノード間の走行時間もゆらぎを持つはずだが、電子数が 多くなるため後段になるほど統計的にゆらぎは小さくなると考えられる。

2.4.4 諸特性の LST に与える影響

PMT は直接チェレンコフ光を捉える検出器部分であるため PMT の特性は望遠鏡の性能に大き な影響を与える。例えば量子効率は集光能力に直接影響を及ぼす。集光能力が下がれば低エネル ギーのガンマ線から生じるチェレンコフ光を捉えることが難しくなり、大気中でのカスケード発達 の形状を正確に把握できなくなり、天体のエネルギー推定や到来方向の決定に影響する。

増倍率や F-factor を事前によく調べておかなくては、電荷量からチェレンコフ光の光子密度を 精度良く推定することができなくなる。 T.T. や T.T.S. といった時間特性はトリガー性能に影響を及ぼす。LST で用いられる、アナロ グサムトリガーでは、各ピクセルからの信号の時間応答が揃っている必要があるため、T.T.S. があ まりに大きい場合はアナログサムトリガーは有効でなくなってしまう。アナログサムトリガーが有 効でなくなると、低エネルギーの閾値を引き下げられず、観測帯域を狭める影響がでる。また、各 PMT ごとの T.T. の個性や印加電圧の依存性をらなくてはピクセルごとの遅延を設定できない。 ここで述べた以外にも PMT の所得性は様々な形で望遠鏡に影響を与えるためこれを詳細に測定し なくてはならない。

2.5 本研究の目的

本修士論文では PMT の特に時間応答性能である T.T. と T.T.S. に着目した。1 号機用 8-dy PMT と 2-4 号機用 7-dy PMT の T.T. に関して、印加電圧応答性と PMT ごとの個体差が後段 のエレクトロニクスで調整可能な 5.75 ns の範囲に収まっていることの確認と、T.T.S. に関して印 加電圧特性を測定しアナログサムトリガーに与える影響を見積もることである。また、PMT の予 備が少ない LST 1 号機の保守のために、8-dy PMT と 7-dy PMT を混ぜた T.T. 分布を 5.75 ns に収める 7-dy PMT の選定基準の設定する。

第3章

光電子増倍管の諸特性の測定と解析

3.1 測定セットアップ

3.1.1 概要

本節では光電子増倍管の測定に使用したセットアップの概要について述べ、測定系の各要素については小節で述べる。セットアップの概要を図 3.1 に示す。トリガー生成器は 300 Hz でトリガー信号を出力しトリガー信号は 2 経路に分割される。一方のトリガー信号は光源系に入力され、光源系はトリガー信号に同期して FWHM で数百 ps 程度の時間広がりのパルス光を出力する。パルス光はフィルターホイールで調光、ディフューザーで拡散され PMT と Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) に照射される。PMT と MPPC では測定できる光子数のレンジが大きく異なるためもう一方のトリガー信号はディレイ回路を通し、信号分割回路で分割され、波形サンプリング回路を含む 2 台の Drs4 評価ボードに入力される。Drs4 評価ボードはトリガー信号と同期して PMT, MPPC からの出力信号を 5 GHz で 1024 点のサンプリングを行う。Drs4 ボードは 1 台につき 1~4 の入力チャンネルがある。チャンネル 1 と 2 に PMT からの差動出力を入力し、チャンネル 4 に MPPC からの出力を入力した。Drs4 ボード 2 台を用いることで同時に 2 組の PMT と MPPC の測定を行うことができる。

MPPC には半導体バイアス電圧として 71.0 V を印加し、PMT にはプリアンプ への電源とし て 6.0 V と昇圧回路の HV コントロールとして $1.0 \sim 1.4$ V を印加することができる。PMT の HV コントロールとフィルターホイールの組み合わせは、PC からのコマンドで制御され、測定中 に自動で変更できる。

3.1.2 MPPC

MPPC(Multi pixel photon counter) は半導体光検出器の1つである。半導体検出器の一つで ある Si フォトダイオードの構造の一例を図 3.2 に示す。一般的に半導体光検出器は p-n 接合を持 つ半導体にバンドギャップを超えるエネルギーの光子が入射することで電子-正孔対を発生させる。 電子、正孔はそれぞれ、N 層、P 層では拡散され空乏層中に到達する。空乏層では、内部電位によ



図 3.1 実験系のブロック図、トリガーラインを青線、MPPC,PMT からの信号線を黒線で示 す。赤、緑、黄点線は電源ライン、黒点線は USB2.0 を示す。

り電子は N 層に正孔は P 層に移動する。N 層、P 層に読み出し回路を接続することで、入射光子 によって発生した電子、正孔を電流として読み出すことができる。発生する電子-正孔対の数は入 射光子数に比例するため、電流信号の強弱で光子数を測定することができる。



図 3.2 フォトダイオードの断面構造の一例。p-n 接合した半導体の P 層を受光面にし P 層側 に正電極、基板側の N 層に負電極を取り付ける。[16]

図 3.2 のようなフォトダイオードは増幅機能はないが、電極構造を工夫することでキャリアー数 を増幅させることができる。フォトダイオードに印加する逆バイアスの電圧を所定の電圧以上にす ると入射光によって発生した電子が加速され電極にたどり着くまでの間に原子中の電子を励起す る。励起された電子もまた加速され、さらに原子中の電子を励起するといった過程を繰り返すこと で雪崩式に電子を増幅する。この際に発生する電子数は入射光子に依らず素子に固有の電子数にな る。このフォトダイオードの状態をガイガーモードという。ガイガーモードでは入射光子が少ない 場合でも大きい出力電流を得られる一方で入射光子数を測ることができない。

ガイガーモードのフォトダイオードをアレイ状に並べたものが MPPC である。MPPC では 電子を放出するピクセル数が入射光子に比例するために光子数を測ることができるようになる。 MPPC の一般的な特徴として高い増倍率、高感度・高検出効率であり、素子が小さいため PMT と比べて T.T. が短い。T.T. が短いために光子イベントごとに T.T. のばらつきが小さく安定す る。本実験で用いた MPPC は浜松ホトニクス製の S10362-33-050C である。S10362-33-050C の 写真と周辺回路の図を図 3.3 に示す。





図 3.3 左: S10362-33-050C の写真、検出部分は 3 mm × 3 mm の正方形。右:周辺回路図、

3.1.3 光源系

光源系には東京大学宇宙線研究所技術職員の猪目氏が開発した紫外線パルサー、Tholabs のフィ ルターホイール2つを用いた。紫外線パルサーは外部からバイアス電流とパルス電圧、ロジック5 V を印加する。バイアス電流とパルス電圧を変化させた場合の紫外線パルサーの性能については 甲南大学で測定されており、バイアス電流0mV,パルス電圧 7.2 V での光パルスの時間広が りを図 3.4 に示す。本実験でも、バイアス電流とパルス電圧はこの値を用いた。パルサーの光源に はピーク波長が 405 nm である、日亜化学工業の株式会社のレーザーダイオード、LD 4512 を用 いた。

3.1.4 測定対象および測定条件

本実験では R12992-100 29 本と R11990-100 16 本を測定した。図 3.1 に示したように実験系 では同時に 2 本の PMT を測定できるが、7-dy PMT のシリアル AA3180 をリファレンス PMT、 AA6810 をサブリファレンス PMT として用いた。各 PMT を測定する際に、図 3.1 の PMT1 に



図 3.4 実験に使用した紫外線パルサーを同様のもの甲南大学で試験した結果。横軸がパルス光の光量がピークになってからの時間、縦軸が光量のピークからの比率を示す。

測定したい PMT を設置し、PMT2 に AA3180 を設置した。この測定を個別測定と呼ぶことにする。また、測定中に 1 時間に一度程度、PMT1 に AA3180 を設置し PMT2 に AA6810 を設置し て測定した。この測定をリファレンス測定と呼ぶことにする。

1本の PMT に対して、印加電圧を 1400 V, フィルターの透過率を最小にした Dark データを 10,000 イベントと光量を 0.1 p.e. 程度にした 1 p.e. データを印加電圧が 1050 V,1100 V,1150 V,1200 V,1300 V,1400 V のそれぞれ場合で、 30,000 イベントずつ取得した。この際に、Drs4 ボードのサンプリング周波数は 5.0 GHz にした。測定された波形の例を図 3.5 に示す。図 3.5 の 左上をみると、80 ns 近辺でも波高値が 0 mV 程度のイベントが多く存在することがわかる。これ は、PMT ないで光電子が発生しなかった場合である。このように光電子が発生していないと考え られるイベントをノイズイベントと呼ぶ。一方で波高値が 20 mV 程度になるイベントは光電子が 1 つ発生しているイベントと考えられる。これを 1 p.e. イベントと呼ぶ。ノイズイベントと 1 p.e. イベントの例を図 3.6 に示す。

3.2 データ解析

3.2.1 1光電子イベントの選別

T.T.S. を求めるためには、ノイズイベントと 1 p.e. イベントが混在する 1 p.e. 測定のデータから 1 p.e. イベントのみを抽出しなくてはならない。そのために、ノイズイベントの場合と 1 p.e. イベントの場合で出力された電荷量 (波形の積分値) とパルス幅 (FWHM) に生じる差異からこれらの 1 p.e. イベントを抽出した。以下にその手順を示す。

1. ダーク測定の場合の 10,000 イベント全てに対して、電荷量とパルス幅を計算し二次元ヒストグラムを作成する。



図 3.5 左上、右上、左下は PMT から、右下は MPPC からの出力波形すべてを重ねて 2 次元 ヒストグラムに詰めたもの (カラーバーは頻度)。横軸は Drs4 ボードが波形取得を開始してか らの経過時間でビン幅は 0.2 ns, 縦軸は出力波形の波高値でビン幅は 1 mV になっている。左 上:1400 V 1 p.e. 測定 30,000 イベントの波形で波高値は 20 mV 程度でパルス到来時刻は 82 ns 程度となっている。右上:1050V 1 p.e. 測定 30,000 1 イベントの波形, 左下:ダーク測定 10,000 イベントの場合。右下: MPPC からの出力波形



図 3.6 横軸は Drs4 ボードが波形を取得してからの時間で縦軸は波高値。波形として見やすく するため、打点と打点を直線で繋いでいる。左:ノイズイベント。右: 1 p.e. イベント

- 2. 作成した二次元ヒストグラムに対して二次元ガウス関数でフィッティングを行う。
- 3. フィッティング結果をもとに全イベントの 99 % を含む楕円形の領域を求める。
- 4.1 p.e. 測定の 30,000 イベント全てに対して電荷量とパルス幅を計算する。
- 5.4 で求めた電荷量とパルス幅が3 で求めた領域外になった場合を1 p.e. イベントとする。

ダーク測定と1400 V,1050 V での1 p.e. 測定に対する、横軸電荷量、縦軸パルス幅の2次元 ヒストグラムを図 3.7 に示す。ダーク測定の場合と1 p.e. 測定の場合では分布が異なることがわ かる。



図 3.7 それぞれ、縦軸がパルス幅、横軸が電荷量の 2 次元ヒストグラム。左上がダーク測定の 場合、右が 1400V での 1 p.e. 測定の場合。 左下が 1400V での 1 p.e. 測定の結果から 1 p.e. イベントを抽出したあと。右下が 1050V での 1 p.e. 測定の結果から 1 p.e. イベントを抽出し たあと。

3.2.2 Transit time

1 p.e. イベントだと判定されたイベントに対して、PMT の波形にガウス関数でフィッティング を行った。ガウス関数は中心位置、幅、高さをフィッティングパラメーターとした。MPPC の波 形には以下の式でフィッティングを行った。

$$Ph = C \left(\exp \frac{t_0 - t}{t_d} + \exp \frac{t - t_0}{t_r} \right)^{-1}$$
(3.1)

ここで、*Ph*は信号の強度である。フィッティングパラメーターは*C*, t_0 , t_d , t_r である。この際、C は波形の高さに相当し、 t_0 は波形の立ち上がりと立ち下がりが切り替わる時間、 t_d は降下時間、 t_r は上昇時間である。PMT と MPPC の波形フィッティングの1 例を図 3.8 に示す。波形のフィッ ティングから MPPC の出力波形の波高値が最大値の 10 % になった時刻を MPPC の立ち上がり 時刻とする。PMT のガウス関数の波高値が最大になって時刻を PMT の波形到来時刻とする。各 イベントに対して、MPPC の立ち上がり時刻から PMT の到来時刻までの時間を T.T. とする。

1p.e. 測定の 30,000 イベントのうち、すべての 1 p.e. イベントに対して T.T. を求め、T.T. 分 布を作成する。T.T. 分布を正規分布と仮定し、ガウス分布でフィッティングを行った。この際の 中心位置を T.T. とし、フィッティングの誤差を T.T. の誤差とする。1400V での T.T. 分布の一 例を図 3.9 に示す。この際のガウス分布の標準偏差を σ_{mes} とし、T.T.S. を求める際に用いる。



図 3.8 青の点が MPPC からの出力波形、黒の点が PMT からの出力波形、赤線はそれぞれの 波形に対するフィッティング結果を描画したもの。誤差はダーク測定時の波高値の標準偏差を 用いた。



図 3.9 横軸が T.T. のヒストグラム

この測定を 1050 ~ 1400 V での測定データに対して行い、T.T. の印加電圧の対応をグラフにした。印加電圧と T.T. の関係式 (2.10) を以下のように変形した。

$$T.T.(HV) = \alpha \{ (HV - 350)^{-\frac{1}{2}} - (800)^{-\frac{1}{2}} \} + TT_{1150V}$$
(3.2)

ここで *TT*_{1150V} は 1150 V での T.T. になる。この式を用いて印加電圧と T.T. のグラフをフィッ ティングした。結果の一例を図 3.10 に示す。



図 3.10 横軸が印加電圧、縦軸が各印加電圧での T.T. のグラフ。誤差棒は 1 σ エラーを示す。

3.2.3 Transit time Spread 測定

T.T.S. は 1 p.e. イベントでの T.T. のばらつきであるため、TT 分布の広がりが T.T.S. に相当 する。しかし、図 3.9 に示した T.T. のヒストグラムの広がりは、T.T.S. だけでなく測定系に由来 した広がりを含んでいる。T.T.S. を求めるために、T.T. 分布を広げる要因として、光パルスの時 間広がり、MPPC の立ち上がり時刻のゆらぎ、PMT のパルス到来時刻の決定精度を考慮し、これ らが T.T. 分布の広がりに与える寄与を見積もる。まず、PMT からのパルスの到来時刻の決定精 度を求める。PMT の各 1 p.e. イベントに対して波形フィッティングを行った際の中心位置の誤 差の分布を作成する。1400 V と 1050 V での測定の誤差分布を図 3.11 に示す。1050 V の測定は 1400 V の場合に比べて波形の到来時刻の誤差が大きくなっている。これは PMT からの出力波形 の波高値が小さくなるため、ノイズとの分離が難しくなるためと考えられる。



図 3.11 1 p.e. イベントの波形をフィッティングした際のパルス到来時刻の誤差、1400V の場合(左)と 1050 V の場合(右)

この時刻決定誤差がによって、T.T. 分布がどのように変化しているのかを見積もるために、数

値シミュレーションを行った。T.T. が t_0 になるイベントを誤差 σ_{err} で検出した場合、出力される T.T. 分布 $Q_{det}(t, t_0, \sigma_{err})$ が以下のようになると仮定する。

$$Q_{det}(t, t_0, \sigma_{err}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{err}^2}} \exp\left\{-\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma_{err}^2}\right\}$$
(3.3)

このときに真の T.T. 分布が $Q_{T.T.}(t)$ の場合に出力される T.T. 分布 $Q'(t, \sigma_{err})$ は

$$Q'(t,\sigma_{err}) = \int_0^\infty Q_{T.T.}(t') \times Q_{det}(t,t',\sigma_{err})dt'$$
(3.4)

のようにかける。さらに、検出する際の誤差は他のパラメータに対して独立であるとして、規格化 された誤差の分布を $Q_{err}(\sigma_{err})$ とすると、最終的に出力される T.T. 分布 $Q_{out}(t)$ は

$$Q_{out}(t) = \int_0^\infty \int_0^\infty Q_{T.T.}(t') \times Q_{det}(t, t', \sigma_{err}) \times Q_{err}(\sigma_{err}) dt' d\sigma_{err}$$
(3.5)

となる。 $Q_{T.T.}(t')$ と $Q_{err}(\sigma)$ の分布に従う乱数 t'_{rnd}, σ_{rnd} をそれぞれに対して生成し、 $Q_{det}(t, t'_{rnd}, \sigma_{rnd})$ を 10,0000 回計算し、分布を作成した。この際に $Q_{err}(\sigma)$ には、実際に測定で 得られた到来時刻誤差を用いて、 $Q_{T.T.}(t')$ には以下の式を用いた。

$$Q_{T.T.}(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_0^2}} \exp\left\{-\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma_0^2}\right\}$$
(3.6)

得られた分布をガウス関数でフィッティングし、標準偏差 (σ_{out})を求めた。 σ_0 の値は 0.5 ~ 1.0 ns の範囲を 0.01 ns ごとに変化させ、 σ_0 と σ_{out} の関係グラフにプロットし線形で近似した。この グラフを図 3.12 に示す。線形近似で得られた関係式から、実際の測定で得られた分布の標準偏差 σ_{mes} と等しい σ_{out} に対応する σ_0 を、到来時刻誤差の影響を除いた T.T. 分布の標準偏差 σ_1 と する。



図 3.12 1 p.e. イベントの波形をフィッティングした際のパルス到来時刻の誤差、1400V の場合(左)と 1050 V の場合(右)

測定系の系統誤差を見積もるために、MPPC の立ち上がり時刻のゆらぎを求める。このために、 MPPC1 と MPPC2 からの出力を Drs4 ボード 1 のチャンネル 2 と 4 にそれぞれつなぎ、 10,000 イベントの測定を行った。各イベントで MPPC1 と MPPC2 の波形をフィッティングしてそれぞ れの立ち上がり時刻を求めた。MPPC1 と MPPC2 の立ち上がり時刻の差をすべてのイベントに 対して計算し、この分布を作成した。この分布をガウス関数でフィッティングして得られた標準偏 差を MPPC2 つの立ち上がり時刻のゆらぎと時刻決定の誤差とした。このため MPPC1 つの場合 は $1/\sqrt{2}$ 倍されたものとする。この結果を図 3.13 に示す。分布の標準偏差は 0.089 ns 程度なの で、MPPC 1 つで 0.064 ns ほど T.T. 分布を広げると考えられる。光の時間広がりは甲南大での 測定結果から、標準偏差で 0.040 ns 程度と求まっている。 σ_1 は T.T.S. と光パルスの時間広がり と MPPC の立ち上がり時間のゆらぎの影響を合わせたものである。各分布をガウス分布と仮定す ると T.T.S. は標準偏差 $\sigma_{T.T.S.}$ で以下のように求められる。

$$\sigma_{T.T.S.} = \sqrt{\sigma_1 - 0.064^2 - 0.040^2} \tag{3.7}$$

各印加電圧の測定に対して T.T.S. を求め、印加電圧との対応関係をグラフにする。図 3.14 にこの グラフを示す。



図 3.13 MPPC1 と MPPC2 の立ち上がり時刻の差のヒストグラム



図 3.14 T.T.S. と印加電圧のグラフ。誤差棒は 1σ エラーを示す。

第4章

諸特性の結果とそれが望遠鏡に与える 影響

4.1 測定結果

第3章で示した諸特性測定において、本修論では、7-dy PMT R12992-100 の PMT ごとの個性 の測定、8-dy PMT R11990-100 の PMT ごとの個性の測定、リファレンス用 PMT AA3180 を 用いた測定系の再現性を確認するための測定の3種類の測定を行った。本修論で用いた測定系は図 3.1 に示すように、同時に2本の測定を行うことができるため、リファレンス PMT を PMT2 に 設置測定を行った。本修論で実施した測定セットを表 4.1 のように分ける。

表 4.1 測定データの分類

ID	測定セット	ターゲット PMT	リファレンス PMT	測定本数 (回数)
(1)	R12992-100 の個性測定	R12992-100 を 29 本	AA3180	29 本
(2)	R11990-100 の個性測定	R11990-100 を 16 本	AA3180	16本
(3)	測定系の再現性を検証する測定	AA3180	AA6811	34 回

4.1.1 7-dy PMT R12992-100, 8-dy PMT R11990-100 個別測定の結果

測定セット (1) に対して、測定した各印加電圧での T.T. と T.T.S. の平均と標準偏差を求めた。 この結果を図 4.1 に示す。T.T.、T.T.S. ともに印加電圧が高いほど小さくなる傾向が見られる。 標準偏差は T.T. はどの印加電圧でも 0.1 ns 程度になっている。T.T.S. の標準偏差は 0.1 ~ 0.2 ns 程度になっている。T.T.S. は測定誤差が大きいため、PMT ごとのフィッティングや個性の評 価については行わない。

T.T. については、各 PMT の印加電圧 vs T.T. の関係を式 (3.2) でフィッティングした。フィッ



図 4.1 左が印加電圧対 T.T. のグラフ、右が印加電圧対 T.T.S. のグラフ。各点が平均を示し、 誤差棒が標準偏差を表す。



図 4.2 左が印加電圧対 T.T. のグラフ、右が印加電圧対 T.T.S. のグラフ。各点が平均を示し、 誤差棒が標準偏差を表す。

ティングパラメーター α , T.T._{1150V} の平均と分散をそれぞれ、 $\overline{\alpha}$, σ_{α}^{2} , T.T._{1150V}, $\sigma_{T.T._{1150V}}$ とした。また、分散の標準偏差を $\sigma_{\sigma_{\alpha}^{2}}$, $\sigma_{\sigma_{T.T._{1150V}}}$ とし、各数値を表 4.2 にまとめた。PMT ごとの T.T. の個体差は、印加電圧が 1150 V の場合は、 $\sigma_{T.T._{1150V}}$ になり、印加電圧が 1150 V から離れ るほど σ_{α} の寄与を受ける。 σ_{α} からの寄与は 900 V で 0.017 ns ,1400V で 0.012 ns 程度である。 次に測定セット (2) に対して測定した各印加電圧での T.T. と T.T.S. の平均と標準偏差を求め た。結果を図 4.2 示す。測定セット (1) の場合と同様に、印加電圧が高いほど T.T.,T.T.S. ともに 小さくなる傾向がある。T.T. の標準偏差は 0.2 ~ 0.27 ns 程度で、T.T.S. の標準偏差は、0.025 ns ~ 0.040 ns 程度になった。各 PMT の印加電圧 vs T.T. の関係を式 (3.2) でフィッティングし た。R12992-100 の場合と同様に、得られたパラメーターの平均、標準偏差、分散の標準偏差を表 4.2 にまとめた。 σ_{α} の寄与は 900 V で 0.04 ns、1400 V で 0.03 ns になる。



図 4.3 AA3180 と AA6811 のリファレンス測定の印加電圧対 T.T. のグラフ、各点が平均値 を表し誤差棒が標準偏差を表す。左が AA3180 の結果、右が AA6811 の結果

4.1.2 測定の再現性の評価

PMT の T.T. の個体差、σ_α, σ_{T.T.1150V} は、測定一回ごとの非再現性を含んでいる。非再現性を 生む原因としては測定者が管理できない測定系のパラメーターの変動などが考えられる。例えば、 本修論では室内の気圧や温度、磁場の状態などは管理していない。これらのような測定系全体に影 響を及ぼすパラメーターによって、測定ごとのばらつきが生じている場合は、同時に測定している PMT 間で、測定値のばらつきに相関がみられると考えられる。

まずは、4.1.1 節と同様の解析を測定セット (3) のターゲット PMT とリファレンス PMT に対して行う。この解析の結果を表 4.2 に示す。この結果から、測定系は $\sigma_{T.T._{1150V}}$ に対して、標準偏差で 0.1 ns 程度のばらつきを生じさせることがわかった。

次に、ターゲット PMT とリファレンス PMT での $\sigma_{T.T.1150V}$ の相関を見積もる。横軸にリファ レンス PMT の $\sigma_{T.T.1150V}$ 、縦軸にターゲット PMT の $\sigma_{T.T.1150V}$ を示したグラフを図 4.3 に示す。 リファレンス PMT の $\sigma_{T.T.1150V}$ とターゲット PMT の $\sigma_{T.T.1150V}$ の間に線形の近似があると仮定 して、一次関数でのフィッティングを行い、得られた直線を図 4.3 に赤線で示す。直線の傾きは、 0.753±0.015 となった。各点の、近似直線からの縦軸方向の距離をターゲット PMT の $\sigma_{T.T.1150V}$ の偏差として、標準偏差を求めると、0.03 ns となった。表 4.2 に示した、0.08 ns との差は、ター ゲット PMT とリファレンス PMT の両方に影響を及ぼす、測定系の系統誤差が生じたためと考え られる。

33

	$\sigma_{\sigma^2_{T.T.1150V}} (\mathrm{ns}^2)$	0.0025	0.02	0.002	0.003
	$\sigma_{T.T{1150V}} = \sigma_{T.T{1150V}}^2 $ (ns) (ns ²)	0.097 (0.009)	$0.25\;(0.06)$	$0.080 \ (0.0064)$	$0.098\ (0.009)$
ッティング結果	$\overline{T.T}_{.1150V}$ (ns)	20.78	23.91	20.61	20.66
vs T.T. のフィ	$\sigma^{\sigma^2_{lpha^lpha}}_{lpha}(\mathrm{ns}^2\cdot\mathrm{V})$	5.5	44	8.9	4.4
表 4.2 印加電圧	$\sigma_lpha \qquad \sigma_lpha^2 \ ({ m ns}\cdot { m V}^{rac{1}{2}}) ({ m ns}^2\cdot { m V})$	4.6(21.16)	$11 \ (122)$	$5.0 \ (25.0)$	3.5 (12.3)
	\overline{lpha} $(\mathrm{ns}\cdot\mathrm{V}^{rac{1}{2}})$	336	413	331	332
	ID	(1)	(2)	(3)	(3) リファレンス

₩
造
1
Ň
~
\sim
١٢
Ś
\sim
Ŕ
H
Ŀ.
50
Þ
144
10ml
ΠŪ
Ē
묘
2
Ą
表



図 4.4 同時に測定した AA3180 と AA6811 の $T.T_{.1150V}$ 関係を示す。縦軸が AA3180 の $T.T_{.1150V}$ を示し、横軸が AA6811 の $T.T_{.1150V}$ を示す。誤差棒はフィッティングの 1 σ エ ラーを示す。

4.2 PMT の T.T. の個体差

4.2.1 環境要因の見積もり

表 4.2 に示した $\sigma_{T.T.1150V}$ は、系統的なばらつきも含んだ値になっている。4.1.2 節で議論した ようにターゲット PMT とリファレンス PMT の両方に働く系統誤差を、リファレンス PMT との 相関をもとに取り除くことを考える。

まず、測定セット (1) のリファレンス PMT の $\sigma_{T.T._{1150V}}$ を求め、ターゲット PMT の $T.T._{1150V}$ のとの比較を行った。このグラフを図 4.5 に示す。リファレンス PMT の測定データの 2 つにミス が見られたため、この 2 つと対応するデータについては除いた。

4.1.2 節の場合と同様に、傾き 0.75 の線形な相関があると仮定して、各点を傾き 0.75 に並行に、 リファレンス PMT の $\sigma_{T.T._{1150V}}$ が 20.65 ns になる値に換算した。換算後のリファレンス PMT の $\sigma_{T.T._{1150V}}$ の標準偏差は、0.08 ns になった。リファレンス測定のばらつきが 0.03 ns であるの で、この影響を除くと $\sqrt{0.08^2 - 0.03^2} = 0.074$ ns となる。

測定セット (2) についても測定セット (3) と同様の補正を行った。リファレンス PMT とター ゲット PMT の $T.T._{1150V}$ の相関を図 4.6 に示す。補正後のターゲット PMT の $\sigma_{T.T._{1150V}}$ の標準 偏差は、0.18 ns になった。リファレンス測定のばらつき 0.03 ns は、無視する。



図 4.5 同時に測定した R12992-100 の PMT と AA3810 の *T*.*T*._{1150V} 関係を示す。縦軸が R12992-100 の各 PMT の *T*.*T*._{1150V} を示し、横軸が同時に測定した AA3810 の *T*.*T*._{1150V} を示す。誤差棒はフィッティングの 1 σ エラーを示す。

4.2.2 運用時の T.T. 分布

PMT の T.T. のばらつきは、各 PMT ごとの個性の他に、運用電圧の違いによって生じる。LST の FPI に用いるためには、PMT ごとの T.T. のばらつきがエレクトロニクスで調整可能な 5.75 ns 以内 (2.3.1 節参照) に収まっていることを確認しなければならない。各 PMT ごとの運用電圧 は、増倍率が 40,000 になるように設定され、PMT ごとの運用電圧は、R12992-100 については西 山修論 ([15]) で推定されている。R11990-100 の運用電圧は約 2000 本の全数試験を行い、求めら れている。R12992-100 と R11990-100 の印加電圧依存性は、式 (3.2) に表 4.2 の $\overline{\alpha}$, $\overline{T.T._{1150V}}$ を 用いた。この式で、運用電圧分布を T.T. 分布に変換した。結果を図 4.7 に示す。この変換式から、 誤算伝搬を用いると、 σ alpha、 $\sigma_{T.T._{1150V}}$ によって生じる T.T. の個体差によるばらつき $\sigma_{T.T.}$ は 以下の式で得られる。

$$\sigma_{T.T.} = \sqrt{\left((HV - 350)^{-\frac{1}{2}} - 800^{-\frac{1}{2}}\right)^2 \sigma_{\alpha}^2 + \sigma_{T.T.}^2}$$
(4.1)

R11990-100 の印加電圧分布は 900~1200 V の範囲に分布し、T.T. 分布では 23.9~27 ns の範囲 に収まり、分布の幅は 3.1 ns になる。PMT ごとの個性による T.T. のばらつきは、表 4.2 の σ_{α}



図 4.6 同時に測定した R11990-100 の PMT と AA3810 の *T*.*T*._{1150V} 関係を示す。縦軸が R11990-100 の各 PMT の *T*.*T*._{1150V} を示し、横軸が同時に測定した AA3810 の *T*.*T*._{1150V} を示す。誤差棒はフィッティングの 1 σ エラーを示す。

と 4.2.1 節で求めた補正後の $\sigma_{T.T.1150V}$ を式 (4.1) に代入して求めた。結果、HV = 900 で 0.26 ns 程度 HV = 1200 で 0.25 ns のばらつきが生じる。PMT の個性による T.T. ばらつきが、正規 分布になると仮定すると、95 % PMT が ±0.50 ns の範囲に入ることになる。よって、印加電圧 によるばらつきが 3.1 ns, 個性によるばらつきが ±0.50 ns 程度になり、単純な線形和を考えても 5.75 ns の範囲に収まり、要求を満たす。

R12992-100 の印加電圧分布は西山修論 ([15]) で 1100 ~ 1200 V の範囲に収まるように、プリ アンプにチューニングがなされている (2.4.2 節)。この結果、T.T. 分布は 20.8 ~ 21.7 ns の範囲 に収まり、分布の幅は 0.9 ns になる。PMT ごとの個性による T.T. のばらつきは、表 4.2 の σ_{α} と 4.2.1 節で求めた補正後の $\sigma_{T.T.1150V}$ を式 (4.1) に代入して求めた。1100~1200 V での $\sigma_{T.T.}$ は、0.08 ns となった。これも正規分布に従うとすると 95 % の PMT が、0.32 ns の範囲に収ま る。このため、R12992-100 の T.T. 分布は 5.75 ns の範囲に収まり、要求を見たす。

4.3 ダイノード数による T.T. の違い

表 4.2 に示したように 7dy PMT R12992-100 と 8dy PMT R11990-100 の間には、T.T. の違 いがある。あらためて、測定セット (1) と (2) のターゲット PMT の印加電圧対 T.T. の関係を、 式 (2.10) でフィッティングすると、7-dy PMT R12992-100 を測定した、測定セット (1) について



図 4.7 R12992-100 10,000 本(緑) と R11990 2000 本(赤)の T.T. 分布

の、 β の平均値 $\overline{\beta}_{7dy}$ は 8.90 ns、標準偏差は $\sigma_{\beta_{7dy}}$ は 0.14 ns となった。8-dy PMT R11990-100 を測定した、測定セット (2) についての、 β の平均値 $\overline{\beta}_{8dy}$ は 9.31 ns、標準偏差は $\sigma_{\beta_{8dy}}$ は 0.22 ns となった。測定セット (1)、(2) についての、 α の平均値

overline α_{7dy} , $\overline{\alpha}_{8dy}$ と標準偏差 $\sigma_{\alpha_{7dy}}$, $\sigma_{\alpha_{8dy}}$, に関しては、それぞれの測定セットに対応する、 表 4.2 の $\overline{\alpha}$ と変わらない。 $\overline{\beta}_{7dy}$ と $\overline{\beta}_{8dy}$ については、差異が個性の範囲に収まっている。一方で $\overline{\alpha}_{7dy}$ 、 $\overline{\alpha}_{8dy}$ に関しては、個体差以上の差異が見られる。パラメーター α は T.T. の印加電圧に依存 する項であるため、R12992-100 と R11990-100 それぞれでの、印加電圧と電子走行時間を考える。

電子がダイノード間を移動するのにかかる時間は、式 (2.9) になる。7dy-PMT R12992-100 は 光電面から収束電極の間に 350 V を印加し、残りの電圧を 1:2:1:1:1:2:1 の比で、後段のダイノー ド間に印加している。i-1 段目と i 段目のダイノード間の走行時間は、式 (2.9) に $V = r_i(\frac{HV}{9})$ を代入し、定数を定義し直すと以下のようにかける。

$$t_{7dy,i}(HV) = A' \frac{d}{\sqrt{r_i \left(\frac{HV-350}{9}\right)}}$$

$$\tag{4.2}$$

ただし、i は 2 以上を考え、 r_i は分圧比、A' は定数である。光電面から初段ダイノードまでの走行時間は、光電面から収束電圧までの 350 V の寄与が支配的であり、印加電圧に依存しないと考える。R12992-100 の初段以降の電子走行時間 $t_{7dy}(HV)$ は、以下のように表せる。

$$t_{7dy}(HV) = \sum_{i=2}^{n} t_i(HV)$$
$$\simeq 16.2 \times \frac{A'd_{7dy}}{\sqrt{HV - 350}}$$
(4.3)

ここでnはダイノード数、R11990-100 d_{7dy} は各ダイノード間の距離である。

8-dy PMT R11990-100 は光電面から収束電極までに 350V を印加し、残りの電圧を 1:2:1:1:1:2:1 の比で後段に印加している。R12992-100と同様に、計算すると R11990-100 での 初段以降の電子走行時間 t_{8dy}(HV) は

$$t_{8dy}(HV) \simeq 20.3 \times \frac{A'd'_{8dy}}{\sqrt{HV - 350}}$$
(4.4)

とかける。d′_{8dy} は R11990-100 の各ダイノード間の距離である。

R12992-100 と R11990-100 でのフィッティングパラメーター α の比 t_{α} は、

$$r_{\alpha} = \frac{\overline{\alpha}_{7dy}}{\overline{\alpha}_{8dy}}$$
$$= \frac{336}{413}$$
$$\simeq 0.81 \pm 0.08 \tag{4.5}$$

となる。誤差は、 $\overline{\alpha}_{7dy}$, $\overline{\alpha}_{8dy}$ の誤差として $\sigma_{\alpha_{7dy}}$, $\sigma_{\alpha_{8dy}}$, を用いて誤差の伝搬則から計算した。

一方で、 t_{7dy} , t_{8dy} はそれぞれ R12992-100 と R11990-100 の T.T. の印加電圧に依存する成分 であるので、これらの比 r_t は r_α に等しくなると考えられる。実際に計算すると、

$$r_t = \frac{t_{7dy}}{t_{8dy}}$$
$$= \frac{16.2}{20.3} \times \frac{d_{7dy}}{d_{8dy}}$$
$$\simeq 0.80 \tag{4.6}$$

となる。PMT の外形に大きな幾何学的な差異がないことから、 $\frac{t_{Tdy}}{t_{sdy}} = 1$ とした。 r_{α} と r_t が誤差 の範囲で一致していることから、R12992-100 と R11990-100 の T.T. の差は、ダイノード数の違いによる、印加電圧依存性で説明できる。

4.4 LST1 号機での R12992-100 の使用

LST1 号機の運用中に PMT に破損や劣化が生じた場合、予備の PMT を用いることになるが、 R1990-100 は製造数が 2000 本程度であり、LST 完成までに数本が使用できない状態になってい るため、予備の PMT が少なく、使い切る可能性がある。R12992-100 をLST1 号機に用いること ができれば、この問題を解消できる。このためには、R12992-100 を混ぜた際の PMT の T.T. 分布 が 5.75 ns の範囲に収まっている必要がある。図 4.7 に示したように R11990-100 は R12992-100 に比べて T.T. が大きい範囲に分布になってしており、最も T.T. が大きい PMT で 27 ns であ る。一方で R12992-100 の中で最も T.T. 小さい PMT は 20.8 ns であるため、R12992-100 と R11990-100 の全体の分布は 5.75 ns の範囲に収まらない。このため、R12992-100 の内、運用電圧 が低く設定され、T.T. が大きいものを選ばなくてはいけない。選定する基準として、R12992-100



図 4.8 R11990 2000 本 (赤) と印加電圧を最適化するチューニングを外した場合の R12992-100 10,000 本 (青)の T.T. 分布

の個性 0.32 ns と R11990-100 の個性 0.5 ns を考慮し、1.5 ns の余裕を持つように選定する。 R11990-100 の中で最も T.T. が大きいものが 27 ns であるので、R12992-100 の中で運用時の T.T. が 27 -(5.75 -1.5) = 22.75 ns 以上のものを LST1 号機使用できる R12992-100 とする。こ の要件を満たす R12992-100 は存在しない。しかし、図 4.7 に示した R12992-100 の T.T. 分布 は、2.4.2 節に示した、LST2 号機以降での運用電圧を最適化するチューニングを施しているもので ある。LST1 号機で使用する際にはこのチューニングは不要であるため、R11990-100 とチューニ ングをなくした場合の R12992-100 の T.T. 分布を図 4.8 に示す。チューニングを外した場合、運 用電圧での T.T. が 22.75 ns 以上になる R12992-100 の PMT は 700 本程度あり LST1 号機の運 用計画が成立する。

第5章

まとめ

本修士論文では、CTA 大口径望遠鏡 LST 1 号機用 8dy-PMT R11990-100 16 本と、2 号機以降 用 7dy-PMT R12992-100 29 本の Transit time(T.T.) と Transit time spread(T.T.S.) の印加電 圧依存性を測定した。T.T. の PMT ごとのばらつきは標準偏差で、印加電圧 1150 V で、8dy-PMT は 0.16 ns 程度、7dy-PMT は 0.08 ns 程度に収まっていることを確認した。また、8dy-PMT と 7dy-PMT について平均的な T.T. の印加電圧依存性を求め、LST での運用電圧での T.T. 分布を 求めた。PMT ごとのばらつきと運用電圧での T.T. 分布を考慮しても、エレクトロニクスからの 要求である T.T. 分布の幅 5.75 ns 未満を満たすことを確認した。

LST の長期運用のために、2 号機以降用 PMT が 1 号機で用いることができるかを、T.T. 分布 の観点から評価し、700 本程度の 2 号機以降用 PMT が LST 1 号機に用いることができることを 確認した。

謝辞

本修論の完成までにたくさんの方々にご協力いただきました。埼玉大学宇宙物理実験研究室の 寺田先生、田代先生には学部4年時から、佐藤先生、勝田先生には修士1年の秋学期から研究活動 全般に対して大変お世話になりました。ありがとうございました。

また、宇宙線研究所ガンマグループの皆様にも大変お世話になりました。研究員の高橋さん、博 士課程の櫻井さんには PMT 測定の初歩から CTA に関すること全般に対して 3 年間非常にお世 話になりました。チーム内でたびたび自分のことを気にかけてくださったり、卒論や修論のテーマ の相談に乗ってくださったり本当に助かりました。ありがとうございます。本修論で行った実験は 技術職員の猪目さんに大変お世話になりました。猪目さんの力なくして行うことはできなかったで す。特任助教の齋藤さん、技術職員の大岡さん、田島さんにも実験のアドバイスや手助けをしてい ただきました。同期の久門君も自分のことを気にかけてくれました。おたがいの 研究の話をしま したね。久門君の研究テーマは自分は全くかかわったことがないものだったのでいろいろなことを 知ることができました。久門君が自分の研究の説明を聞いてくれることで自分の頭の中を整理する ことができていました。ありがとうございます。秘書の菅原さんは外部の学生であり、様々な手続 きに関してお世話になりました。皆様、本当にありがとうございます。

CTA Japan FPI-ELEC チームの皆様には毎週のミーティングで様々なコメントをいただきま した。特に甲南大学の山本先生、京都大学の窪先生にはことあるごとに研究の相談をしていただき ましたありがとうございます。

研究室の先輩である永吉様には、研究室内ミーティングの際などにたくさんのご指摘をいただき ました。身近に自分の研究テーマに対して、鋭いご指摘をくださる方がいて本当に勉強になりまし た。また、CTA チーム内での活動の仕方についてもたくさんのご助言をしてくださりました。大 変助かりました、ありがとうございました。同期の今井、小高、杉山、高橋、村上とは研究に関し てよい議論ができたと思います。一方的に自分の困っていることを聞いていたような気もします が。サーバー復旧の際にはあまりお役に立てずに申し訳ありません。小高、高橋、村上は、就職先 でも頑張ってください。3人の成功を祈っています。今井、杉山は博士後期でも一緒にがんばりま しょう。

最後にここまでご支援していただいた家族への感謝を繰りたいと思います。

参考文献

- [1] Aharonian , Very High Energy Cosmic Gamma Radiation , 2004
- [2] Blumenthal and Gould , Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases , Reviews of Modern Physics, vol. 42, Issue 2, pp. 237-271
- [3] Coppi and Branford , Reaction rates and energy distributions for elementary processes in relativistic pair plasmas , Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Vol. 245, p. 453-507 (1990)
- [4] Aharonian and Atoyan, Compton scattering of relativistic electrons in compact X-ray sources, Astrophysics and Space Science, vol. 79, no. 2, Oct. 1981, p. 321-336.
- [5] Rybicki and Lightman, Radiation Processes in Astrophysics, 2009
- [6] Stecker, Cosmic gamma rays, Baltimore: Mono Book Corp., 1971
- [7] Abdo et.al , Fermi Large Area Telescope Observations of Markarian 421: The Missing Piece of its Spectral Energy Distribution , The Astrophysical Journal, Volume 736, Issue 2, article id. 131, 22 pp. (2011).
- [8] Fermi , On the Origin of the Cosmic Radiation , Physical Review, vol. 75, Issue 8, pp. 1169-1174
- [9] Ruderman and Sutherland ,Theory of pulsars Polar caps, sparks, and coherent microwave radiation, Astrophysical Journal, vol. 196, Feb. 15, 1975, pt. 1, p. 51-72.
- [10] Cheng et.al., Pulsar Magnetospheres, Pulsars, Stellar Atmospheres, Stellar Radiation, Electric Fields, Pair Production, Particle Acceleration, Stellar Rotation, Stellar Structure , Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X), vol. 300, Jan. 15, 1986, p. 500-539.
- [11] Konrad , Simulation of imaging atmospheric Cherenkov telescopes with CORSIKA and sim_telarray , Astroparticle Physics Volume 30, Issue 3, October 2008, Pages 149-158
- [12] 井上一、小山勝二他,シリーズ現代の天文学 宇宙の観測 3 高エネルギー天文学,日本評論社
- [13] CTA 公式 Home page https://www.cta-observatory.org/
- [14] 浜松ホトニクス, 光電子増倍管, 第4版
- [15] 西山楽,修士論文,埼玉大学,2018

[16] 光半導体素子ハンドブック・浜松ホトニクス