

次世代ガンマ線天文台 CTA のためのアナログメモリ
DRS4 を用いた高速波形サンプリング回路の改良

今野 裕介

2013 年 1 月 28 日

概要

Cherenkov Telescope Array (CTA) は次世代のチェレンコフ望遠鏡群建設計画であり、口径の異なる大中小の望遠鏡を南北両半球の 2 サイトに数 10 台の規模で並べることで、現行の望遠鏡に比べ感度を 10 倍、角度分解能を 3 倍、さらにエネルギーレンジを数 10 GeV から 100 TeV 以上と広帯域化し、宇宙線起源の解明、ガンマ線バーストの検出など、宇宙の非熱的現象の探求を目指す。

CTA 大口径望遠鏡は低エネルギー閾値を達成し、主に 200 GeV 以下の領域をターゲットとする望遠鏡である。我々は口径望遠鏡で使用するための光電子増倍管 (PMT) の信号波形読み出し回路を開発した。チェレンコフ望遠鏡では、地球大気に入射したガンマ線が生成する空気シャワーからのチェレンコフ光を、地上の光検出器カメラでとらえ、得られたシャワーのイメージからガンマ線の到来方向とエネルギーを決定する。チェレンコフ光に対し、星の光などの夜光がノイズとしてピクセルあたり 100 MHz 程度のレートで混入する。シャワーからのチェレンコフ光は数 nsec という短い時間幅の広がりを持つため、信号波形を GHz でサンプリングし、信号積分時間を短くすることで夜光の混入を抑えることができる。これによって小さな信号に対し S/N を改善し、解析におけるエネルギー閾値を下げることを目指す。しかし GHz でサンプリングを行う ADC は高価かつ消費電力が大きい。1 台の望遠鏡には 1855 本もの PMT が用いられるため、カメラ内の発熱とコストを考慮するとこれは好ましくない。そこで我々の開発した読み出し回路ではアナログメモリの ASIC である DRS4 を用いてサンプリングを行う。DRS4 は 1 チャンネルあたり 1024 個並んだキャパシタに入力信号のアナログ電圧値を GHz で順次サンプリングしていく。デジタル変換はサンプリングした後で各キャパシタの電圧値を 33 MHz の低速 ADC で読み出して行うため、高速サンプリングを低消費電力で実現できる。デジタル変換されたデータはギガビットイーサネットを用いてストレージへと転送される。

本修士論文ではプロトタイプを改良し、より実際の望遠鏡に搭載する形に近づけ、量産を意識しコストダウンもされた改良版読み出し回路のデザインと性能評価について報告する。試験の結果、PMT の信号が正しく読み出され、ノイズ RMS ~ 0.1 phe (photoelectrons), ダイナミックレンジ 0.1–3000 phe 以上、小信号に対し帯域 280 MHz (-3 dB), クロストークが最大で 1.6%, 消費電力 2.4 W/PMT という性能が得られた。この他 DRS4 のキャパシタについてチャージリークを測定し、読み出し時間の間では問題が無いことを確認し、温度試験によりペDESTAL 変化 ~ -0.01 phe/ $^{\circ}$ C, ゲイン変化 $\sim -0.02\%$ / $^{\circ}$ C が得られ、DRS4 のキャパシタごとのペDESTAL のキャリブレーションを行い、各キャパシタに固有のオフセットとフラクチュエーションの大きさが得られた。



The impressive sky in La Palma. (Courtesy of Diego Tescaro)

目次

概要	i
第 1 章 ガンマ線宇宙物理学	1
1.1	宇宙物理学の誕生と発展 2
1.2	宇宙線 3
1.3	ガンマ線の発生機構 10
1.4	超高エネルギーガンマ線源 13
第 2 章 解像型大気チェレンコフ望遠鏡	21
2.1	チェレンコフ望遠鏡によるガンマ線観測方法 21
2.2	チェレンコフ望遠鏡による観測の発展 27
第 3 章 Cherenkov Telescope Array 計画	33
3.1	CTA 概要 33
3.2	CTA 大口径望遠鏡 40
第 4 章 CTA 大口径望遠鏡用読み出し回路の開発	46
4.1	読み出し回路への要求 46
4.2	アナログメモリ DRS4 47
4.3	プロトタイプ読み出し回路 version1, version2 50
4.4	改良版読み出し回路 version3 52
4.5	周辺回路 59
4.6	ファームウェア 64
第 5 章 読み出し回路の性能評価	68
5.1	ペDESTルとノイズレベルの測定 68
5.2	波形サンプリングの動作試験 70
5.3	ゲインのキャリブレーション, ダイナミックレンジとリニアリティの測定 71
5.4	帯域幅の測定 74
5.5	クロストークの測定 76
5.6	チャージリークの測定 76
5.7	DRS4 の DC ゲインキャリブレーション機能 78
5.8	温度依存性の測定 80
5.9	アナログトリガの試験 81

目次	iv
5.10 消費電力	86
第 6 章 まとめと展望	88
6.1 改良版読み出し回路開発のまとめ	88
6.2 今後の改良点	89
謝辞	89
参考文献	91
付録 A ファームウェアメモリマップ	95
付録 B PMT transit time の測定	101

第 1 章

ガンマ線宇宙物理学

古代ギリシアの哲学者アナクサゴラス*1(前 500–428 頃) は、いったいなんのために生まれてきたのか、と問われたときに「太陽と月と天とを観察するために」と答えたという [1]. このように広大かつ未知な天空の広がりには古代より人間の興味を強く惹きつけてきたことだろう. 現在ではさまざまな衛星や地上観測装置により日々観測がおこなわれており、観測される波長は電波からガンマ線まで幅広い領域にわたり、天体の種類や興味の対象も非常に多岐にわたっている.

ガンマ線領域においては 2008 年に打ち上げられた Fermi 衛星が 100 MeV から 100 GeV の領域で 1000 を超える天体を検出し、データの質と量の劇的な向上により飛躍的發展の時代をむかえている (図 1.1). また、超高エネルギー (VHE: Very High Energy) ガンマ線とよばれる 100 GeV 以上の領域の観測は、1989 年の Whipple チェレンコフ望遠鏡による Crab Nebula からのガンマ線検出にはじまり、今日では H.E.S.S., MAGIC, VERITAS といった新しい世代の地上チェレンコフ望遠鏡が牽引し、およそ 150 の VHE ガンマ線源が検出されている (図 1.2). 現在、さらに大規模なチェレンコフ望遠鏡群である Cherenkov Telescope Array (CTA) の建設計画が進められている [2]. CTA では 1000 を越える VHE ガンマ線源の検出が期待されており、ガンマ線観測は天文学の一分野として今まさに飛躍をとげようとしている段階といえる.

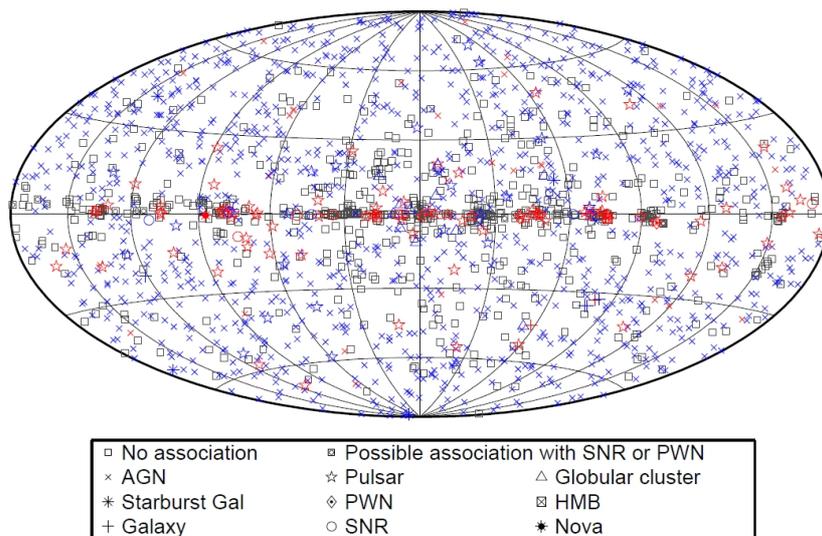


図 1.1 Fermi 衛星により検出された 1873 のガンマ線源. Second *Fermi*-LAT catalog[3] より.

*1 アナクサゴラスは月が太陽の光を反射して輝いていると主張した最初の人である.

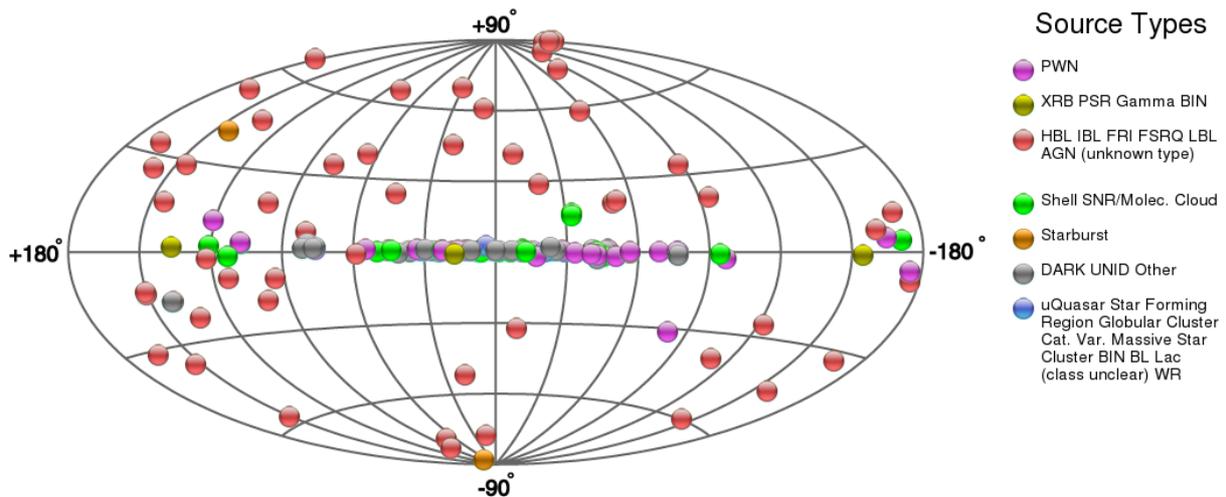


図 1.2 現在までに発見された VHE ガンマ線源. TeVCat <http://tevcat.uchicago.edu/>より.

この章ではこうしたガンマ線宇宙物理学についてのイントロダクションとして、宇宙物理学の歴史をふまえながらその発展を概観する。また、ガンマ線の生成においては宇宙線荷電粒子が大きな役割を果たす。宇宙線はその起源など、多くの点が解明されておらず、それ自体が宇宙物理学上の大きな謎であり、ガンマ線は宇宙線の謎を解くプローブとなりうる。そこで宇宙線とガンマ線の生成機構について説明する。最後に宇宙線の起源を含む VHE ガンマ線天体・現象・VHE ガンマ線観測で明らかになる物理について解説をする。

1.1 宇宙物理学の誕生と発展

天体の運行に関する知識は有史以前から既にあった。古代人が建設した巨石からなる遺跡は世界各地に残されているが、その中でも有名なロンドン南西に位置するストーンヘンジにも古代人の知識をみることができる。ストーンヘンジの建造は 3 回にわたって行われたことがわかっていて、第 1 回目の建造は紀元前 2350 年頃から 1900 年頃までになされたと考えられている。直径 100 m の円形の土盛りの中心部に巨石が環状に配列されていて、そのうち門型の巨石の配置は北東の方角に向かって開いている。この北東の方角には通路が開いておりヒールストーンと呼ばれる石がそこに配置されている。この方向が夏至の日の日の出の位置になっており、設計者が天文について高い知識をもっていたことが推測されている^{*2}[4]。

ギリシア時代に天動説に基づいた天文学の体系を完成させた Ptolemaeus など、最初の天文学 (Astronomy^{*3}) の研究内容は天体の運行を予測し説明することにあつた。近代に入り Kepler が惑星の運動法則を発見し、Newton が万有引力の法則と力学の基礎法則を発見すると、天体の運動は力学法則によって解かれるようになるという大きな転換点を迎える。さらに 19 世紀に Fraunhofer が太陽光のスペクトル中に多数の暗線を発見し、Kirchhoff が同僚の Bunsen とともに暗線や輝線が固有の元素によって作り出されることを発見した。また Stefan と Boltzmann により熱放射の法則が発見されると、分光と熱放射の理論にもとづいて天体の物理状態や化学組成を調べる新しい天体の研究が始まることになる。George

^{*2} その他、56 個あるオーブリーホールと呼ばれる穴が日月食の予測をする計算機の役割をしていたとする解釈などがあるが、その真偽は定かではない。

^{*3} ギリシア語で“star”を意味する astron と、“law”あるいは“culture”を意味する nomos に由来する。

Ellery Hale^{*4}はのちにこの研究領域を *Astrophysics*^{*5}(宇宙物理学, あるいは天体物理学) と命名した。20 世紀には量子論と相対論が成立し, これらは宇宙における様々な天体現象やさらには宇宙論の理解に不可欠のものとなっている。こうして宇宙物理学は物理学の法則を使って宇宙にある多様なあらゆる現象を解明する学問, さらには宇宙を研究の場として新たな物理法則を解明・検証する学問へと発展した。

宇宙物理に適用される物理法則と研究対象の広がりにしたがって, 観測においては可視光のみによるものから多波長による天文学へと変化した。19 世紀に赤外線による観測が始まり, 第二次世界大戦後には電波天文学, 次いで紫外線天文学が誕生し, 人工衛星が開発されるようになると X 線, ガンマ線による宇宙の高エネルギー現象の観測が始まった。1970 年代にはガンマ線観測衛星 SAS-2 が拡散ガンマ線を観測し銀河系の構造との相関を示した。続いて COS-B は銀河系におけるガンマ線のマップをつくり, パルサーや連星系など 20 個ほどのガンマ線点源をみつけている。1990 年代には 30 keV から 30 GeV をカバーする 4 つの検出器を乗せた CGRO 衛星が打ち上げられ, 大きくガンマ線に対する感度を向上させ 271 のガンマ線源を検出した。CGRO はガンマ線バーストの到来方向の分布が等方的であるという重要な発見をしている。2008 年には Fermi 衛星が打ち上げられ, 搭載された LAT 検出器は既に述べたように GeV 領域で 2000 近くのガンマ線源を検出し, ガンマ線観測を天文学として大きく発展させた。Fermi 衛星は現在も精度の良い観測を続け, 新たな発見を生み出している。

これらの衛星は高いところで 100 GeV 程度までのエネルギー領域をカバーするが, これ以上の高エネルギー光子は到来する数が少ないため衛星に乗せた検出器では有効面積が足りなくなる。そこで人間が観測する最高エネルギー光子にあたる VHE ガンマ線 (100 GeV–TeV) の観測は地上のチェレンコフ望遠鏡によって行われてきた。1989 年の Whipple 望遠鏡による Crab Nebula からのガンマ線検出にはじまり, チェレンコフ観測の技術を発展させた H.E.S.S., MAGIC, VERITAS, CANGAROO といった新しい世代のチェレンコフ望遠鏡が VHE ガンマ線観測を発展させてきた。現在ではおよそ 150 の VHE ガンマ線源が検出され, 宇宙の非熱的現象を研究するための重要な手段として確立されている。これらの望遠鏡の成功を受け, さらに大規模なチェレンコフ望遠鏡群である CTA の建設計画が現在進められており, 今後のガンマ線宇宙物理学を大きく躍進させることだろう。

1.2 宇宙線

宇宙におけるガンマ線の生成には宇宙線電子や陽子が主要な役割をはたす。宇宙線は発見されて以来 100 年の時がたった今でもその生成源がわかっておらず, 宇宙線の起源を明らかにすることはガンマ線観測の重要な目的のひとつとなっている。

1.2.1 宇宙線の発見

Coulomb は 1785 年に検電器の電荷が時間がたつと失われることをみいだした。これは大気が電離していることで説明がされる。Henri Becquerel が 1896 年に放射線を発見した後には, こうした大気の電離は地上の放射性物質によるものと考えられていた。1912 年に Victor Hess は高度 5300 m に気球をあげ, 上空では地上に比べおよそ 4 倍のレートで電離がおきていることを発見し, 地球の外から放射線が到来していることが明らかになった。これが宇宙線^{*6}の発見であり, Hess はノーベル物理学賞を受賞する

^{*4} Hale は生涯にわたって巨大望遠鏡の建設に尽力した人で, アメリカのウィルソン山天文台に 60 インチ, 100 インチ望遠鏡を建造し, パロマー天文台の 200 インチのヘール望遠鏡建設に貢献した。

^{*5} ギリシア語で“nature of stars”の意味。

^{*6} “cosmic rays”ということばを使ったのは電気素量の測定でも有名な Robert Millikan である。

こととなる。

地球の外より到来する放射線の正体は依然わからないままであったが、1927年には宇宙線の強度が緯度によって変化することが観測された。これは宇宙線が地球の磁場によって曲げられていることを示しており、すなわち電荷をもつ粒子であるということがいえる。1930年には Bruno Rossi が一次宇宙線粒子の電荷の符号により到来する方向の東西での強度が異なることを予測した(東西効果)。その後の Compton らの観測で実際に西から到来する宇宙線の強度がより大きいことが示され、主要な宇宙線粒子のもつ電荷が正であることが明らかとなった。1930年から1945年にかけてさらなる観測がおこなわれ、一次宇宙線のほとんどが陽子であり、大気中で二次粒子として電子、光子、ミューオンなどが生成されることがわかってきた。

宇宙線の発見は素粒子の分野においても重要な意味をもつ。人間がつくった最大の粒子加速器が生み出せるエネルギーは重心系で 10^{13} eV 程度だが宇宙線のエネルギーは大きいところでは 10^{20} eV にも達し、自然の加速器実験場としての役割をはたしてきた。1932年には霧箱中の宇宙線の飛跡から正の電荷をもつ以外は電子と同じふるまいをする粒子がみつかった。これが陽電子であり、最初にみつかった反粒子である。数年後にはミューオンがチェンバー中の飛跡から発見されている。

1.2.2 宇宙線のスペクトル

図 1.3 はこれまでの実験から得られている宇宙線のエネルギースペクトルである。このスペクトルはおおよそエネルギーの単一のべき関数に従っているが(図中の点線)、“knee”とよばれる $\sim 4 \times 10^{15}$ eV の点において勾配が急になり、“ankle”とよばれる $\sim 5 \times 10^{18}$ eV で再び勾配がゆるやかになる。最高エネルギーでは 10^{20} eV 強にも及ぶ事象まで観測されている。宇宙線粒子の組成はエネルギーによって異なるが、スペクトル全体を通じてそのほとんどは陽子である($\sim 85\%$)。1 GeV よりエネルギーが小さい宇宙線の強度は太陽の活動と関連しているため、太陽起源と考えられている。さらに少なくとも knee までの宇宙線は我々の銀河系内起源であると信じられており、また ankle での勾配の変化は勾配の急な銀河系内の成分と勾配のゆるやかな銀河系外の成分が混じり合っているとして説明される。こうしたある程度理解はあるものの、宇宙線スペクトルの起源についてははっきりとした証拠はなく、そのエネルギーが大きくなるほど統計の不足や大気との反応の不定性とあいまって不明確な部分が多い。

1.2.3 衝撃波統計加速

宇宙線粒子を加速する有力な機構として Enrico Fermi (1901–1954) によって提案された衝撃波統計加速がある。ブラックホールや中性子星への物質の流入、超新星爆発などでは音速を超えたプラズマの流れにより衝撃波面が形成される。衝撃波静止系で、上流のプラズマが速度 u_1 で衝撃波面に流入し、衝撃波面で減速、加熱、圧縮され速度 u_2 で下流に流れる。この衝撃波の流れの中で、加速される粒子は乱流磁場により拡散し、衝撃波面を行き来して波面前後の磁場の波と散乱を繰り返し加速されていく。衝撃波面からある確率で下流へ逃げ出す粒子と、加速されてエネルギーを増す粒子がバランスし、加速粒子のエネルギースペクトルが決まる。衝撃波面での宇宙線のエネルギースペクトルは以下のべき型となる^{*7}[6]。

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-s}, \quad s = \frac{u_1/u_2 + 2}{u_1/u_2 - 1} \quad (1.1)$$

^{*7} アナロジーとして、ギャンブラーが1回の勝負で、小さな割合 f だけ持ち金を増やす勝手を確率 $(1-p)$ で手にし、確率 $p \ll 1$ で負けて全てを失うとしたとき、全てを失う前の勝ち額が w 以上であるギャンブラーの数は $w^{-p/f}$ に比例する(ただし、胴元が破産しない場合)[6]。

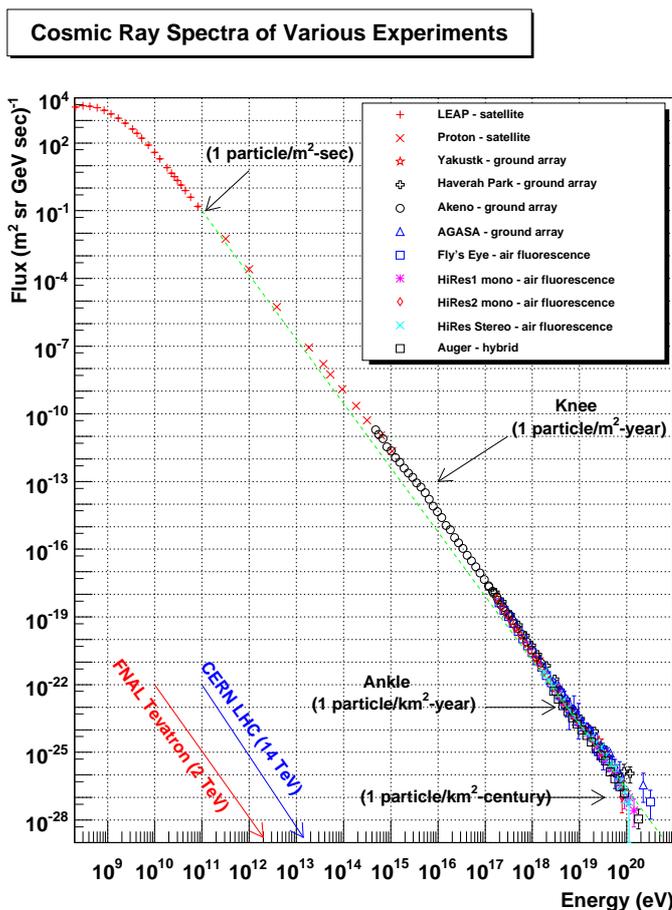


図 1.3 宇宙線のエネルギースペクトル [5].

衝撃波面前の音速を c_1 として $M_1 = u_1/c_1 \gg 1$ の強い衝撃波極限では $u_1/u_2 = 4$ なので、強い衝撃波ではどこでもべき指数 ~ -2 が得られる。衝撃波統計加速は少ない仮定で普遍的なべき指数を予言するため、広く受け入れられている。

1.2.4 銀河系内宇宙線の起源

荷電粒子である宇宙線は磁場によって銀河系内に閉じ込められるが、エネルギーが大きくなると閉じ込めきれずに銀河系外に漏れだし始める。あるエネルギーの荷電粒子をある領域に閉じ込められるかどうかは磁場と閉じ込める領域の大きさによって決められる。電荷 Ze 、質量 m 、速度 v を持つ粒子の磁場 B 中での Lamor 半径を r_{gyr} とすると、

$$m \frac{v^2}{r_{\text{gyr}}} = \frac{Ze}{c} v B \tag{1.2}$$

これより、粒子の運動量 p は、

$$p = \frac{Ze}{c} r_{\text{gyr}} B \tag{1.3}$$

となる。銀河系内磁場 $B \sim 10^{-6}$ G に対し、 $r_{\text{gyr}} \sim 5$ pc となるような粒子は銀河系内から漏れ始めるので、この値を用いて計算すると陽子の場合 $p_{\text{max}} = 4.6 \times 10^{15}$ eV/c までの粒子は封じ込められる。このことから knee 以上のエネルギーでは宇宙線粒子が銀河系内から漏れ出しておりスペクトルの勾配が変化していると考えられる。

knee でのスペクトルの折れ曲がりのもうひとつの可能な理由として、knee 以降で宇宙線の加速源が異なるものになっているという説明がある。(1.2) 式は加速領域の大きさと磁場の強さを考えることで粒子が加速されるエネルギーを与えるとみることもできる。超新星残骸は銀河系内宇宙線の加速源とみられているが、星間物質中の磁場 ($\sim 10^{-6}$ G) は衝撃波によって圧縮され 10^{-5} – 10^{-4} G にまで大きくなることが示唆されている。超新星残骸の大きさは ~ 1 – 10 pc なので、これらを用いて超新星残骸で加速される陽子の最大エネルギーは $\sim 6 \times 10^{15}$ eV となる。したがって、knee までの宇宙線の加速には超新星残骸が寄与し、それ以降のエネルギーには異なる加速機構が必要となっているために勾配が変化していると考えられることもできる。

近年の Fermi 衛星 LAT の観測から銀河系の中心から上下 50° 、幅 40° にわたるバブルのような diffuse なガンマ線放射が存在するという興味深い報告がされている [7](図 1.4)。このバブル構造は過去に活動的だった銀河中心の巨大ブラックホールからのジェットによってつくられたものではないかといわれている。2012 年には実際にジェット状の構造がみえるという報告が再び Fermi-LAT のデータを用いてされている [8](図 1.5)。宇宙線スペクトルのうち knee から ankle にかけての領域の宇宙線の起源はこうした我々の銀河中心の大きな構造と関係があるのかもしれない。

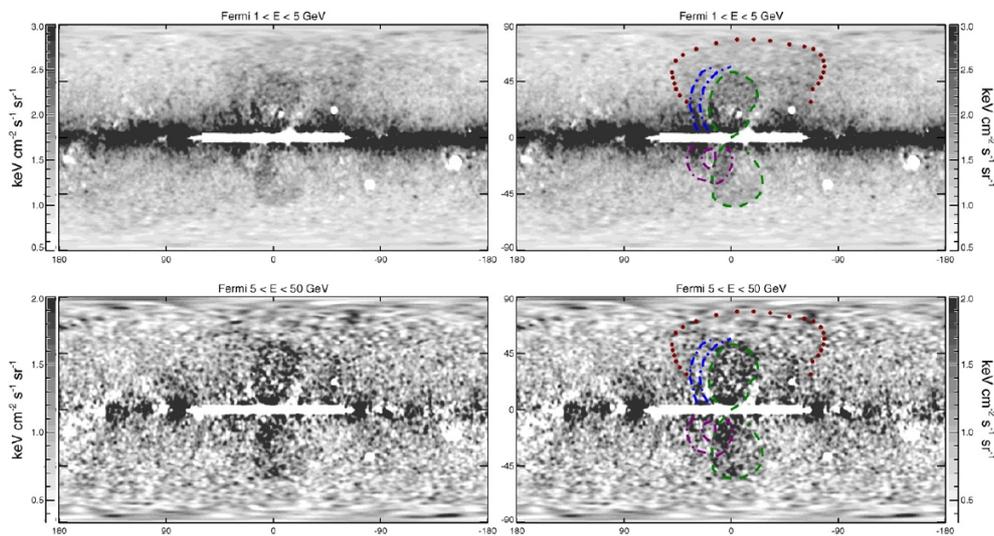


図 1.4 Fermi Bubble と呼ばれる銀河中心のバブル状の構造 [7]. 右図にいくつかの構造が点線で示されている。

1.2.5 最高エネルギー宇宙線の起源と GZK カットオフ

およそ $10^{18.5}$ eV の ankle 以降の宇宙線はおそらく銀河系外起源であると考えられており、活動銀河核 (AGN: Active Galactic Nuclei) や電波銀河などが加速源の候補となっている。たとえば電波銀河 Cygnus A からは、中心核から放出されたジェットが銀河間の物質にぶつかってできた巨大なホットスポットが電波で観測されている (図 1.6)。このホットスポットは 10^{20} eV まで加速した粒子の Lamor 半径を含めるほど大きい。ankle 以降の宇宙線のもうひとつ起源として、宇宙初期につくられた長い寿命を持つ重い粒子が崩壊して高エネルギーの宇宙線となっているというシナリオがあり、これらの粒子が暗黒物質であるとする説もある。この場合には高エネルギーの宇宙線は我々の銀河のハロー等で作られるはずであり、最高エネルギーでのカットオフやスペクトルの形状が異なるものになると考えられる。

1966 年に Greisen, Zatsepin と Kuzmin は、 6×10^{19} eV 以上のエネルギーをもつ宇宙線陽子は 2.7 K

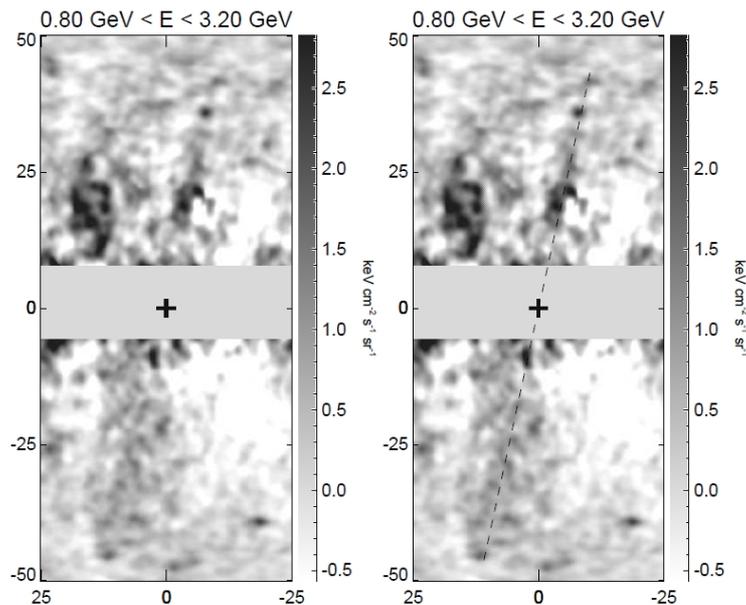


図 1.5 Fermi Bubble 中にみられるジェット状のガンマ線放射の構造 [8]. 銀河中心が十字で示されている. 右図には同じ図に点線でジェットと思われる方向を示している.

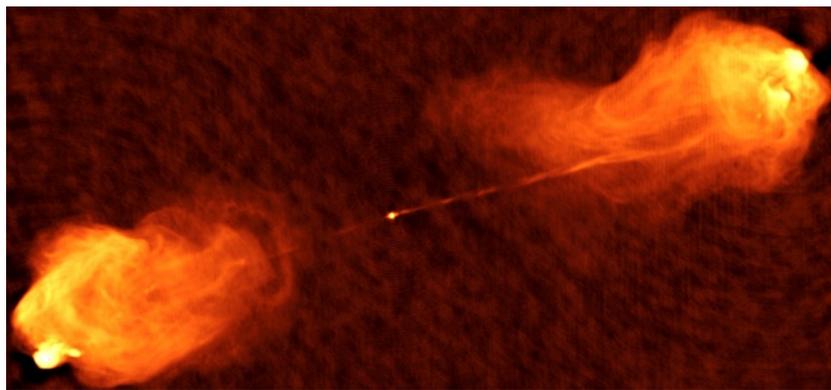


図 1.6 VLA によって観測された電波銀河 Cygnus A からのジェットでできた巨大なホットスポット. 双方のジェットを含んだ広がりには 50 万光年に及ぶ. NRAO website <http://images.nrao.edu/110> より.

の宇宙背景放射光子と以下の相互作用をしてパイオンをつくと主張した.



この相互作用で 6×10^{19} eV 以上のエネルギーをもつ陽子は急激にエネルギーを失い, 宇宙線のスペクトルはこの付近のエネルギーでカットオフをもつことになる (GZK カットオフ). この相互作用による高エネルギー陽子の平均自由行程は 10 Mpc 程度となる. したがって銀河系内に加速源があった場合には GZK カットオフはみられず, GZK カットオフがみえる場合には最高エネルギー宇宙線の起源が銀河系外にあると考えて矛盾しない. 宇宙線観測実験 Pierre Auger の 2005 年から 2008 年までのデータから得られた 10^{18} eV より上の宇宙線スペクトルを図 1.7 に示す. スペクトルは ankle より上で減衰をみせていて, GZK 効果により期待される形が得られている. 別の宇宙線観測実験である Telescope Array でも同様の上限が見えているが, 最高エネルギー宇宙線の粒子種 (重い核種か陽子か) が 2 つの実験で異なり,

スペクトルの上限の解釈は異なる。一次粒子が陽子より重い原子核である場合には GZK カットオフの閾値はより高いエネルギーとなるが、例えば鉄核の場合、観測されたスペクトルの上限は宇宙背景放射光子との衝突による原子核の光分解によってつくられると考えることができる。

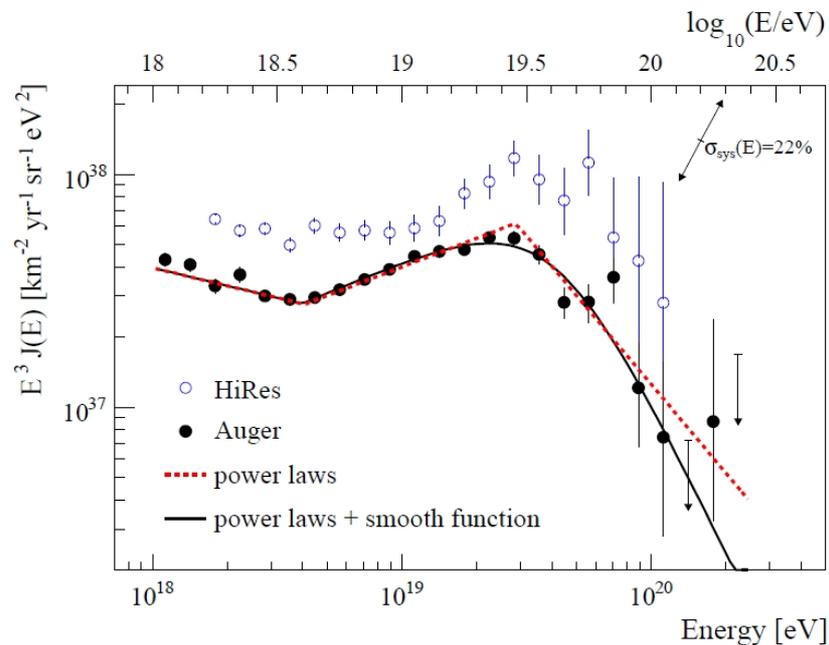


図 1.7 Pierre Auger によって得られた宇宙線スペクトル [9]. HiRes の結果とともにプロットされている。

10^{20} eV を超える事象が観測されているということは、GZK 効果を考慮すると 50 Mpc 程度の比較的近いところに加速源があるということになる。 10^{20} eV の宇宙線が 50 Mpc の距離を伝播した場合には磁場によりおおよそ 1° 曲げられる。銀河系外の天体の密度を考えると加速源天体の同定も可能といえる。しかし比較的近傍の AGN や電波銀河など、期待される発生源との有意な相関は見えていない。このように観測される宇宙線スペクトルの上限は確認されているものの、その加速源や、加速源でのエネルギー上限、 10^{20} eV を超えるエネルギーまで加速する物理機構など多くのことが未知のまま残されている。

宇宙線の直接観測から加速源天体を同定する試みとして、Pierre Auger で観測された最高エネルギー宇宙線の到来方向と相関をもつ AGN が調べられているが、その大部分はジェットの活動性を示すものではなく、近傍銀河と比べても異なる種類のものではないため、宇宙線加速源であるとする根拠にはなっていない [10]。しかしながら、その中でジェットの活動性が知られている電波銀河 Cen A について、位置が相関する最高エネルギー宇宙線のイベントが数個みつかっており (図 1.8)、これらについては宇宙線加速源を示している可能性がある。今後の観測でより統計を増やし、ガンマ線やニュートリノといったプローブも用いてさらなる手がかりを得る必要があるだろう。

1.2.6 宇宙線観測実験

宇宙線ハドロンは大気中の原子核と連鎖的に反応して多くの二次粒子をつくり出す (拡大空気シャワー)。こうしてつくられた荷電二次粒子を地上の検出器でとらえることでもとの一次宇宙線を検出することができる。また、大気中の窒素は空気シャワーと反応して紫外線のシンチレーション光を放射する。このシンチレーション光を地上の光学望遠鏡で観測することでシャワーの発達をとらえることができ、より精度良くもとの宇宙線のエネルギーを決めることができる。現在の宇宙線観測実験ではこの二つの手法

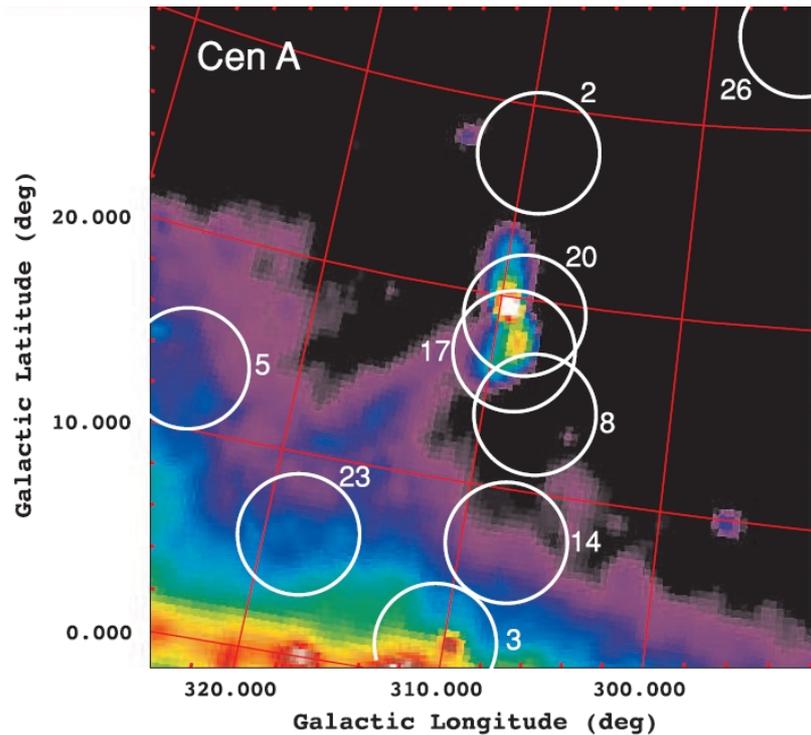


図 1.8 Pierre Auger で観測された最高エネルギー宇宙線と Cen A の相関 [10]. カラーは電波マップ. ジェットによるローブがみえている. 最高エネルギー宇宙線イベントがイベント番号とともに円で示されている. Cen A 付近のイベントの他, イベント番号 3 と相関をみせているホットスポットは Cen B の銀河核である.

を組み合わせる観測がおこなわれている.

現在の宇宙線観測実験で大規模なものとしてはアルゼンチン西部で南天を観測する Pierre Auger Cosmic Ray Observatory とアメリカ合衆国ユタ州から北天を観測する Telescope Array がある. 10^{19} eV を超える宇宙線の到来頻度は km^2 あたり 1 年にわずか 1 個と非常に小さいため, 大面積に検出器を配置して統計量をかせぐ必要がある. Pierre Auger は水チェレンコフ光を利用した地上検出器の水タンクを 1.5 km の間隔で 1600 個配置し, 3000 km^2 の面積に展開して光学望遠鏡と組み合わせた観測をおこなっている (図 1.9). 一方 Telescope Array では二層のシンチレータを用いた地上検出器を 1.2 km の間隔で 507 個配置し, それを囲むように窒素シンチレーションを観測する望遠鏡を 30 km の三角形の位置に設置している (図 1.10). これらの実験により現在も継続して宇宙線のスペクトルはよりよい統計と精度で調べられている.

直接の宇宙線観測の他, 次節で述べるガンマ線に加えニュートリノ観測も宇宙線を見るためのプローブとして重要な役割を果たす. 高エネルギー宇宙線がマターあるいは輻射場と衝突して中間子が生成されると, 続いてニュートリノが生成される. これは GZK 過程でも同様である. さらにニュートリノは相互作用の断面積が小さいためにニュートリノを用いることで遠方まで宇宙を見渡すことができる. 相互作用の断面積が小さいため, 巨大な検出器が必要となる. 現在の大規模なニュートリノ観測実験として IceCube があげられる. IceCube は南極点直下の深氷河中に 5000 個もの光電子増倍管を埋め込み, ニュートリノが相互作用して生成する荷電粒子からのチェレンコフ光を検出する (図 1.11). 検出器となる氷河の体積は 1 km^3 に及ぶ. IceCube は 2011 年よりフル稼働して観測が続けられている. これまでの観測で得られた $100 \text{ PeV} - 10 \text{ EeV}$ のニュートリノ強度の上限から最高エネルギー宇宙線加速源の進化分布に対してパラメータの制限がされており, 今後のさらなる観測により最高エネルギー宇宙線の加速源候補である天



図 1.9 Pierre Auger Observatory の地上検出器 (手前) と大気蛍光検出器 (奥). 地上検出器には 12000 l の水が入れている. Pierre Auger Observatory website <http://www.auger.org/>より.

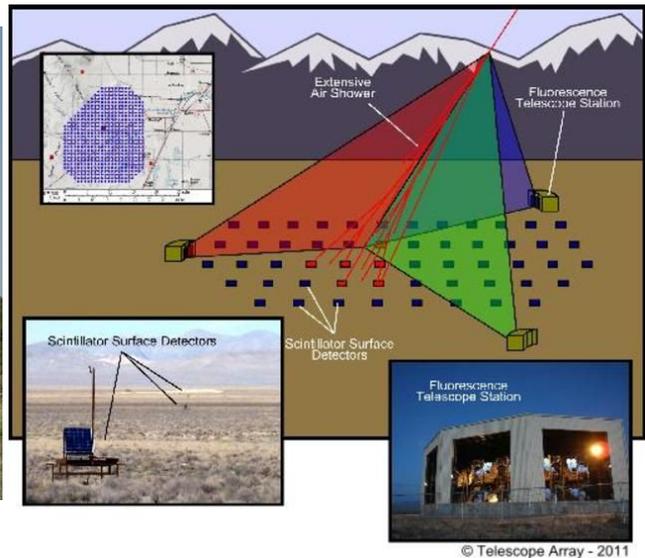


図 1.10 Telescope Array の検出器と配置. Telescope Array website <http://www.telescopearray.org/>より.

体を含む領域の制限が期待される [11]. さらに, 高エネルギー宇宙線の加速源候補であったガンマ線バーストに同期したニュートリノが検出されていないことから, ガンマ線バーストを起源とする説は修正を余儀なくされている [12]. このようにニュートリノ観測が宇宙線起源を探るプローブとして強力な役割を果たし始めているといえるだろう.

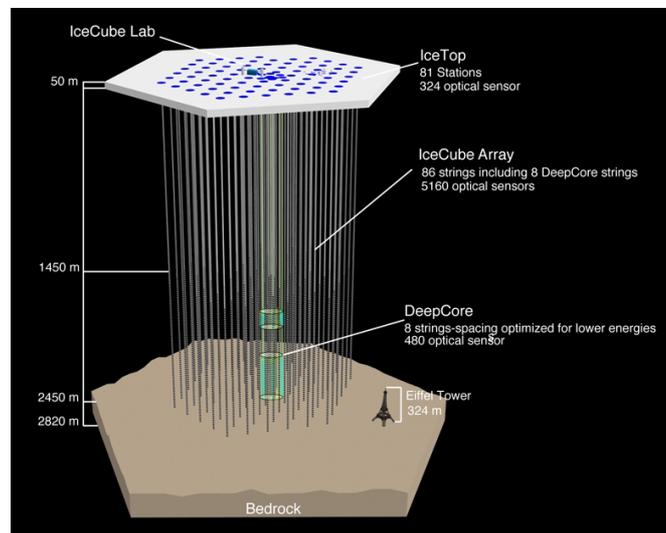


図 1.11 IceCube の検出器. 南極氷河中に掘られた 86 本の string に沿って 5000 以上の検出器が埋められている. IceCube website <http://icecube.wisc.edu/>より.

1.3 ガンマ線の発生機構

宇宙線荷電粒子は磁場によって曲げられるために伝播する間にその加速源の情報を失ってしまう (ただし 1.2.5 節で述べたように ankle を超えるような高エネルギー宇宙線の場合には加速源を同定しうる).

そこで宇宙線の加速源から直進して伝播するガンマ線がプローブとして用いられる。宇宙線は周囲の物質や電磁場と相互作用してガンマ線を放射し、その発生源は大きくハドロン起源と電子起源にわけられる。主にハドロン起源の過程には π^0 崩壊、電子起源の過程には制動放射、シンクロトロン放射、逆コンプトン散乱がある。

1.3.1 π^0 崩壊

加速された陽子あるいは原子核が周囲の物質中にある原子核にぶつくと次のように相互作用を起しパイオンを生成する。



このうち π^0 は 8.4×10^{-17} sec と短い寿命で 2 つのガンマ線光子に崩壊する (図 1.12(a))。静止した π^0 の崩壊では 2 つの光子は π^0 の静止質量 135 MeV の半分のエネルギーを持つので、この過程が起こる場合には光子は典型的に 70 MeV のエネルギーをもつことになる。 π^\pm の場合には 26 nsec の寿命でミューオンとニュートリノに崩壊する。ニュートリノ実験ではこのニュートリノを検出することで陽子の加速現場がみえる可能性がある。

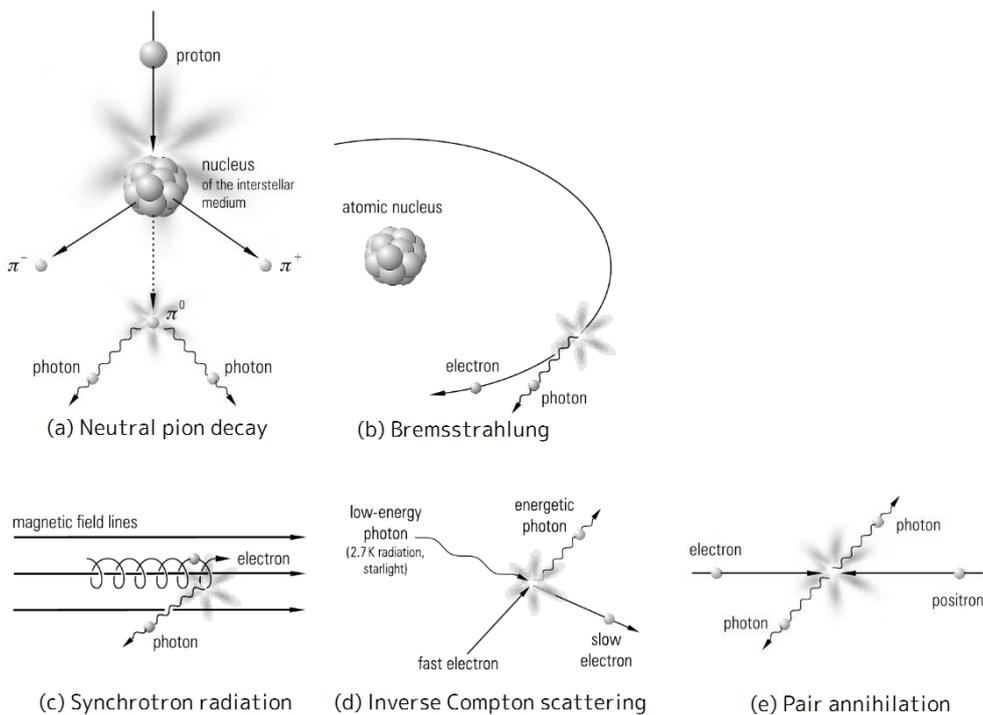


図 1.12 ガンマ線の放射機構 [13].

1.3.2 制動放射

荷電粒子が原子核等の電場によって加速度をうけて曲げられると光子を放射する。これが制動放射である (図 1.12(b))。制動放射の確率 P は粒子のエネルギー E に比例し、曲げられる粒子の質量の 2 乗に反

比例する.

$$P \sim \frac{z^2 Z^2 E}{m^2} \quad (1.6)$$

ここで z と Z はそれぞれ入射粒子と標的粒子の原子番号あるいは電荷である. 電子の質量は小さいので, 電子により生成する制動放射が圧倒的となる. 典型的な制動放射のスペクトルは連続スペクトルでガンマ線のエネルギーを E_γ として $1/E_\gamma$ に比例する.

1.3.3 シンクロトロン放射

相対論的な速度で運動する荷電粒子が磁場中でローレンツ力を受けて曲げられるときにはシンクロトロン放射で光子を放出する (図 1.12(c)). 磁場のまわりを回転する際に, 相対論的な場合にはビーミングの効果で運動が観測者の方向に向かっている短い時間のみ強く放射が見える. このスパイク状の放射はフーリエ成分では広がりをもち連続的なスペクトルとなる. その主な周波数は非相対論的なサイクロトロン放射の場合に比べ大きくなり $\gamma^2 \nu_{\text{gyr}}$ 程度となる. ここで γ は電子のローレンツ因子, ν_{gyr} はサイクロトロン周波数である. シンクロトロン放射は銀河や超新星残骸などからの電波放射に寄与する.

1.3.4 逆コンプトン散乱

発生源で高エネルギーまで加速された電子は 2.7 K の背景光子や星の光 ($\sim 1\text{eV}$) を散乱して光子にエネルギーをわらし高エネルギーにたたきあげる. この過程が逆コンプトン散乱である (図 1.12(d)). 逆コンプトン散乱はおそらく宇宙におけるガンマ線の発生源の主要な部分を担っていると考えられている. はじめの電子と光子のエネルギーをそれぞれ E_e , $E_{(\gamma,i)}$, 電子のローレンツ因子を γ , 散乱されたあとの光子のエネルギーを $E_{(\gamma,f)}$ とすると次のように表される.

$$E_{(\gamma,f)} \sim \begin{cases} \frac{4}{3} E_{(\gamma,i)} \gamma^2 & \text{if } E_e E_{(\gamma,i)} \ll m_e^2 c^4 \\ \frac{1}{2} E_e & \text{if } E_e E_{(\gamma,i)} \gg m_e^2 c^4 \end{cases} \quad (1.7)$$

前者は Thomson 領域であり, 散乱光子のスペクトルは散乱前の光子とあまり変わらない. 後者の Klein-Nishina 領域では電子のエネルギーによって散乱光子のエネルギーが決まってくる.

宇宙における高エネルギーのガンマ線の生成モデルの主要なものとしてシンクロトロン-セルフコンプトンモデルがある. これは高エネルギーの電子が赤外から X 線にピークをもつようなシンクロトロン放射をし, その光子を同じ集団の電子が逆コンプトン散乱してさらに高エネルギー側のスペクトルをつくるというものである. スペクトルをモデルと比較して放射過程を同定するには多波長による観測が重要となる.

1.3.5 物質-反物質の対消滅

物質と反物質がぶつくと対消滅して光子が発生する. この生成機構の主なものとしては電子-陽電子の対消滅がある (図 1.12(e)).



運動量保存則から少なくとも 2 つの光子がつけられる必要がある.

このガンマ線生成過程で興味深いものは暗黒物質の対消滅によるガンマ線発生である. 例えば暗黒物質の候補であるニュートラリーノは粒子と反粒子が同一なマヨラナ粒子であり, ニュートラリーノ同士で対消滅を起こしガンマ線光子を生成する.

1.4 超高エネルギーガンマ線源

前節でみたように高エネルギーに加速された荷電粒子が周囲の物質や電磁場と相互作用することでガンマ線が放射される。ガンマ線宇宙物理学ではこれを観測することで宇宙線の加速現場、あるいは高エネルギー粒子を生成するような極限的天体現象の性質を調べることができる。以下では地上のチェレンコフ望遠鏡によって観測される、VHE ガンマ線源となる天体や現象、VHE ガンマ線観測で明らかになる物理について説明する。

1.4.1 超新星残骸

1.2.4 節で述べたように、超新星残骸 (SNR: Super Nova Remnant) は加速領域と磁場の大きさ、またエネルギー供給の点からも銀河系内宇宙線の加速源であると考えられている。SN1006 の衝撃波面から X 線シンクロトン放射が検出され、電子が加速されていることは明らかとなった。RX J1713.7-3946 など複数の超新星残骸から TeV ガンマ線が観測されるようになると、たしかに TeV 領域まで粒子が加速されていることは明らかとなった。しかし宇宙線の主成分である陽子が超新星残骸で本当に加速されているかどうかは長い間謎のままであった。

陽子が加速されている場合には周囲の物質とぶつかったときに生成される π^0 の崩壊からのガンマ線をとらえる必要がある。この観点からは衝撃波と超新星残骸の周囲にある分子雲が衝突している現場をとらえることが重要である。観測的にはスペクトルの形から逆コンプトン散乱からの放射と区別することが試みられてきた。若い超新星残骸 RX J1713.7-3946 ではスペクトルの形をモデルと比較すると電子起源モデルのほうが観測結果をよく再現するという結果が報告されている (図 1.13)。しかし最近では非一様な星間物質中では低エネルギー宇宙線陽子の浸透長が小さく分子雲内部へ浸透できなくなる結果として、GeV 帯域のスペクトルの傾きが電子起源の場合と区別できなくなるというシミュレーションが報告されており [14]、最終的な決着には星間物質中における多波長の空間分布の検証が重要と考えられる。

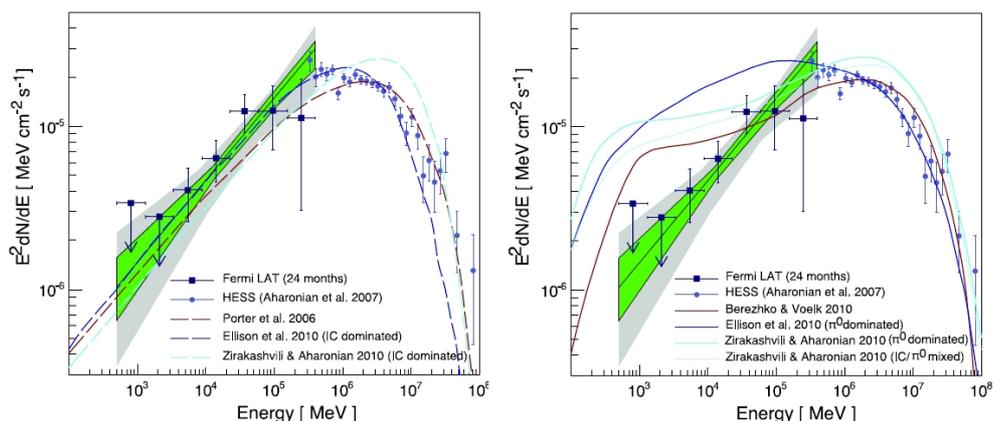


図 1.13 RX J1713.7-3946 の GeV–TeV スペクトル [15]。左は電子起源モデル、右は陽子起源モデルとともに示している。

衝撃波が周囲の分子雲と相互作用している中年の超新星残骸については、Fermi 衛星 LAT 検出器の観測により、W51C, W44, IC443 などから分子雲と関連した GeV ガンマ線放射が観測され [16]、またチェレンコフ望遠鏡によって 100 GeV 以上のガンマ線放射も検出されている [17]。これらのガンマ線スペクトルは陽子起源を支持するものとなっていて、陽子加速の証拠が得られつつある。図 1.14 は

MAGIC の観測で得られた W51 のスカイマップで、ガンマ線放射が電波と相関を示しており星間物質と衝撃波が衝突している現場をとらえていると考えられる。図 1.15 に Fermi と MAGIC の観測から得られた W51 のスペクトルを示す。ガンマ線のスペクトルは数 GeV の領域で折れ曲がりを見せていて、これはガンマ線をつくる宇宙線陽子のスペクトルも高エネルギー側でべきが変化していることを示す。このべきの変化の起源は明らかとなっていないが、エネルギーの高い粒子が衝撃波から先に逃げ出し、宇宙線となっている様子を表しているのかもしれない。折れ曲がり後のべきを正確に決め、物理的な解釈につなげるにはチェレンコフ望遠鏡の低エネルギー側での精度の良い観測が重要となるだろう。

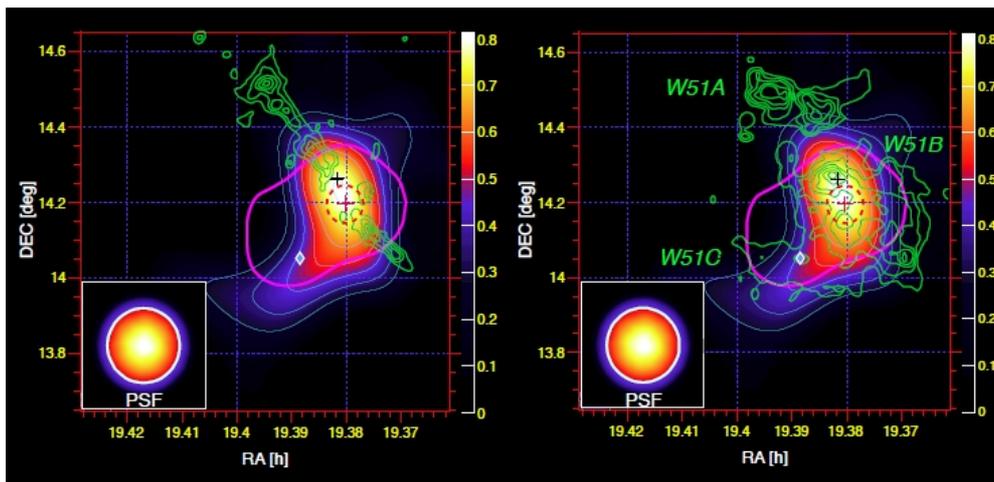


図 1.14 MAGIC による W51 のガンマ線スカイマップ [17]。カラーマップは 300 GeV から 1000 GeV のフラックスを示している。緑のコントアは左の図では $^{13}\text{CO}(J=1-0)$ の電波強度、右の図では 21 cm の電波強度を示している。

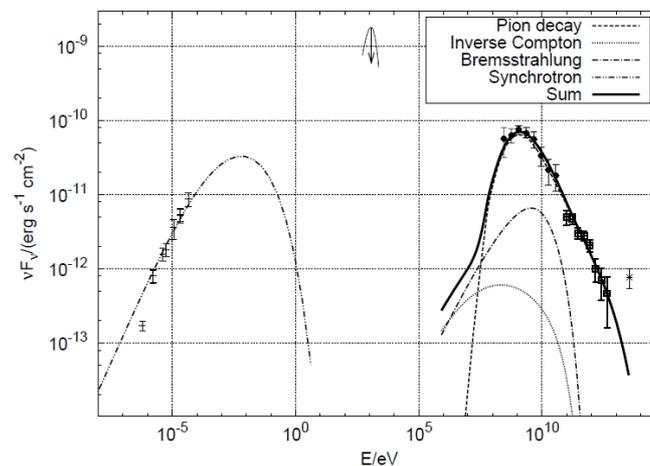


図 1.15 W51 のスペクトル [17]。GeV–TeV スペクトルは Fermi-LAT と MAGIC によるもの。図中に示されたモデルでは π^0 の崩壊によるガンマ線放射が大きな寄与をもっている。

1.4.2 パルサー

パルサーは高速で回転する中性子星であり、強い磁場とともに周囲のプラズマが回転している。その回転周期に対応してパル的な電磁波の放射が電波からガンマ線まで広い波長域で観測される。代表的

なものには Crab パルサーがある。パルサーの主要な放射機構は強い磁場に沿って電子が運動することによる synchrotron-curvature radiation であると理解されているが、その放射領域が中性子星の極付近なのか (polar-cap モデル) 磁気圏の内部のかなり外側の部分なのか (outer-gap モデル) は不明であった。polar-cap モデルでは極付近の強い磁場によりガンマ線から e^\pm がつくられるため、outer-gap モデルに比べ低いエネルギーでスペクトルがカットオフをもつ。このカットオフのおこる領域は数 10 GeV 程度で、GeV の衛星観測の高エネルギー側とチェレンコフ望遠鏡の観測帯域の低エネルギー側の重なる部分にあたる。

カナリア諸島 La Palma に位置するチェレンコフ望遠鏡 MAGIC は 2008 年にエネルギー閾値を下げるために開発された新しいトリガシステムを用いて Crab パルサーから 25 GeV 以上のガンマ線放射を検出することに成功した。図 1.16 の MAGIC の観測で得られたデータを点と衛星のデータをあわせて得られるスペクトルは polar-cap モデルではそぐわないものとなっている。さらに MAGIC による 2 台の望遠鏡を用いたステレオ観測では、想定されていた exponential cutoff とは異なる 400 GeV まで伸びた power-law like な tail を持ったスペクトルが得られており (図 1.17), VERITAS でも同様の結果が得られている。これは curvature radiation によるガンマ線から生成された二次、三次の e^\pm による可視赤外光子の逆コンプトン散乱と考えられる。このようなパルサーの放射モデルのより詳細な理解のためにはやはりチェレンコフ望遠鏡の低エネルギー側での観測が重要であろう。

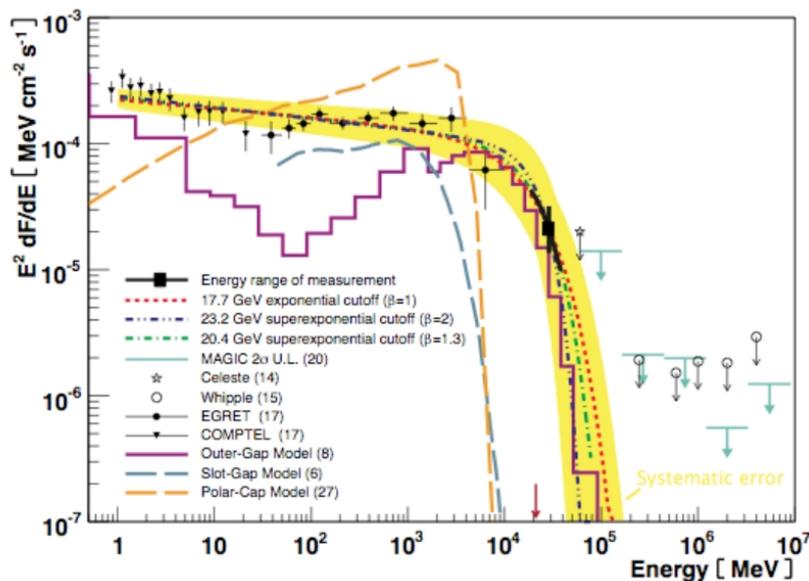


図 1.16 2007 年から 2008 年の MAGIC の観測 (黒の四角) で得られた Crab パルサーのスペクトル [18]. polar-cap モデル (橙色の破線) を棄却している。紫の実線が outer-gap モデル。

1.4.3 活動銀河核

活動銀河核 (AGN) は中心に太陽質量の 10^6 – 10^9 倍の大質量ブラックホールをもち、降着物質の重力エネルギーを放射のエネルギーに転換して光っている。特に活動性の高い天体では相対論的ジェットがブラックホールの上下に放出され (図 1.6), ジェットの内部で非熱的粒子が生成されると考えられている。ジェットの方向に対する観測者の視点により多様性がみえるものと考えられていて、ジェットを横から見たものが電波銀河、斜め方向から見たものがクエーサー、ジェットが観測者の方向に向かって放出さ

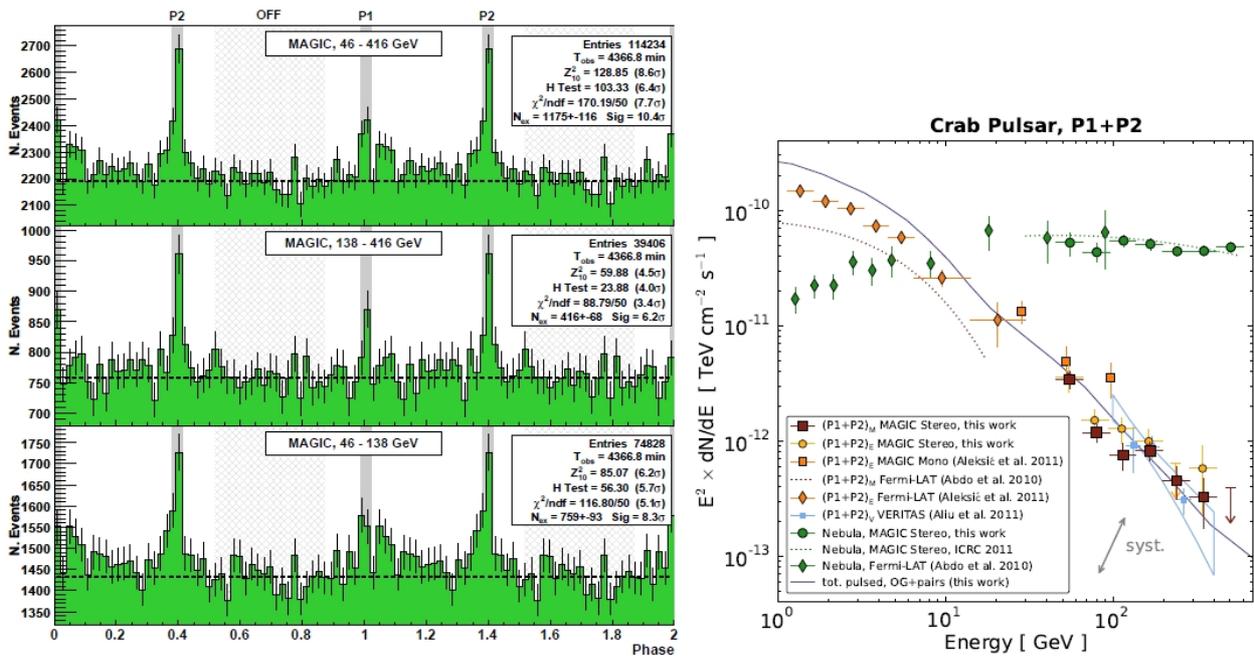


図 1.17 2009 年から 2011 年の MAGIC のステレオ観測で検出された Crab パルサーのパルス放射 (左) とスペクトル (右)[19]. スペクトルはパルス放射 P1 と P2 にあたる位相を EGRET と同様に とったもの $(P1+P2)_E$ とよりせまい位相でとったもの $(P1+P2)_M$ のふたつが示されている. 緑の点 は Crab Nebula のスペクトル.

れているものがブレイザーとよばれる. 銀河系外の VHE ガンマ線源の大部分はブレイザー天体である. AGN ではジェット中で生成された非熱的粒子がガンマ線を放射するが, ジェットの生成機構そのものやガンマ線放射を担う粒子の種類など, はっきりしたことはわかっていない.

スペクトルは電波から UV あるいは X 線までにわたる低エネルギー側の成分と X 線からガンマ線にわたる高エネルギーの成分からなっていて, 低エネルギーの成分は電子によるシンクロトロン放射として理解されるが, 高エネルギーの放射は電子によるものなのかハドロンからの放射が寄与しているのか明らかとなっていない. 図 1.18 に多波長観測で得られた Mrk421 のスペクトルを示す. 陽子が十分な速度まで加速されていない場合にはジェット中の相対論的電子によるシンクロトロン-セルフコンプトンによる放射や降着円盤からの低エネルギー光子の逆コンプトン散乱が考えられる. 一方陽子が高エネルギーの放射を担っている場合には陽子からパイオンが生成され, π^0 崩壊からのガンマ線と $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \rightarrow e^\pm$ によるカスケードをおこして陽子, μ^\pm や π^\pm のシンクロトロンからのガンマ線を放射する [20].

AGN は短いものでは数分~という短い時間スケールでフレアを起こし激しい活動を示すことでも特徴的である. これはガンマ線の放射領域が小さいことを示唆しているが, フレアの物理メカニズムについても十分には理解されていない. TeV ガンマ線の観測によるスペクトルのみから放射天体の物理的情報を知ることは難しいため, 時間変動を観測することは重要である.

1.4.4 ガンマ線バースト

ガンマ線バースト (GRB: Gamma-Ray Burst) は地球での核実験を偵察するために観測をおこなっていた衛星によって最初に発見された宇宙最大の爆発現象である. わずか 10 秒程度の間には 10^{52} ものエネルギーを放出し, 全天のガンマ線放射を足し合わせたよりも明るく輝く. GRB 放射の大半は数百秒以内に主に MeV 領域で起き, 即時放射と呼ばれる. その後, 数日以上かけて電波から X 線にわたる広い波

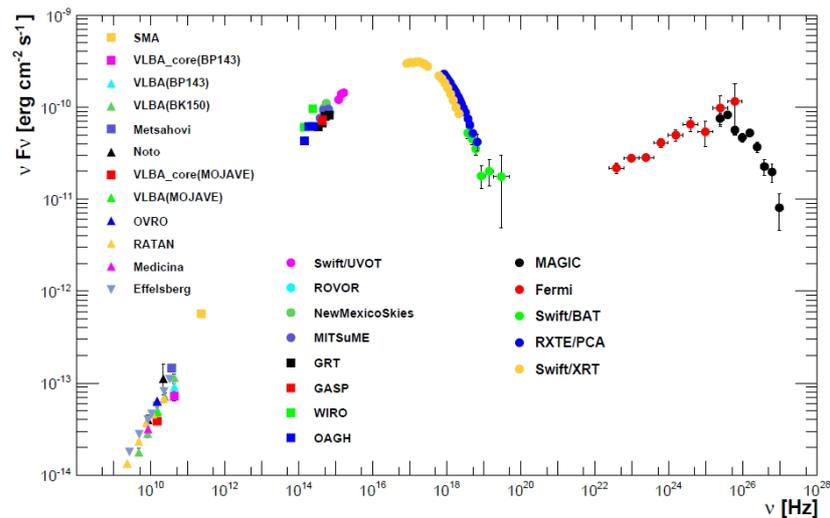


図 1.18 多波長観測で得られた Mrk421 のスペクトル [21]. X 線までの低エネルギーの成分と GeV–TeV にわたる高エネルギーの成分からなる。

長域で徐々に減光していく放射が観測され、残光放射と呼ばれる。GeV ガンマ線では Fermi 衛星により GRB が検出されていて、MeV 放射からやや遅れて GeV 放射が到来するという結果が発表されている (図 1.19)。また、即時放射ではミリ秒に達する速い時間変動が観測される。到来方向の分布が等方的であることから宇宙論的な距離でおこる現象であることがわかっていて、平均的な赤方偏移は 1、最も遠いものでは赤方偏移 8.2 という人類が知る宇宙最遠方の天体となっている。1997 年には GRB の到来方向と遠方の銀河が同定され、さらに銀河の中心からずれていることより AGN ではなく星起源の現象であると考えられている。

GRB はその継続時間が 0.2 秒程度の短いグループと 20 秒程度の長いグループに分かれると考えられており、継続時間が長いものは単独の重い星が重力崩壊をおこしてブラックホールをつくる際におこる放射であり、継続時間が短いものは中性子-中性子の連星系が合体してブラックホールをつくる場合*8が想定されているものの、詳細はよくわかっていない。放射モデルとしては、星の合体や重力崩壊に伴い、ローレンツ因子で 300 を超える相対論的ジェットが生まれ、星の大気層を突き破り外に出る際に即時放射がおこり、更に外の星間空間のガスとジェットが衝突して形成した衝撃波から残光放射がおこるという説明がなされている。速い時間変動を考慮するとその放射領域が小さいことが推察されるが、そのような狭い領域に 10^{52} erg ものエネルギーのガンマ線を詰め込めば e^\pm の生成により光子が失われてしまう。そこで放射源が観測者に向かって大きな相対論的速度で近づくとすれば放射源の静止系における平均的なエネルギーは低く、継続時間も静止系では長くてよいことになる。相対論的ジェットが我々の方向に向いているときのみ GRB が観測されるのである。

残光放射はシンクロトロン放射によるものと考えられていて、即時放射もシンクロトロン放射による硬 X 線が相対論的ブースト効果でガンマ線として観測されると解釈されているものの、はっきりとはわかっていない。シンクロトロン放射の場合にはガンマ線放射は偏光するが、最近では金星の方向に向かう IKAROS 探査機*9に搭載された GAP (Gamma-ray burst Polarimeter) 検出器により実際に偏光が観測されていて、keV から MeV 領域の即時放射の主成分はシンクロトロン放射によるものと結論されて

*8 この場合には重力波が生じるため、将来の重力波干渉計による検出が期待される。

*9 太陽の輻射圧を大きな帆に受けて加速や減速を行うユニークな宇宙ヨットとも呼べるものである。

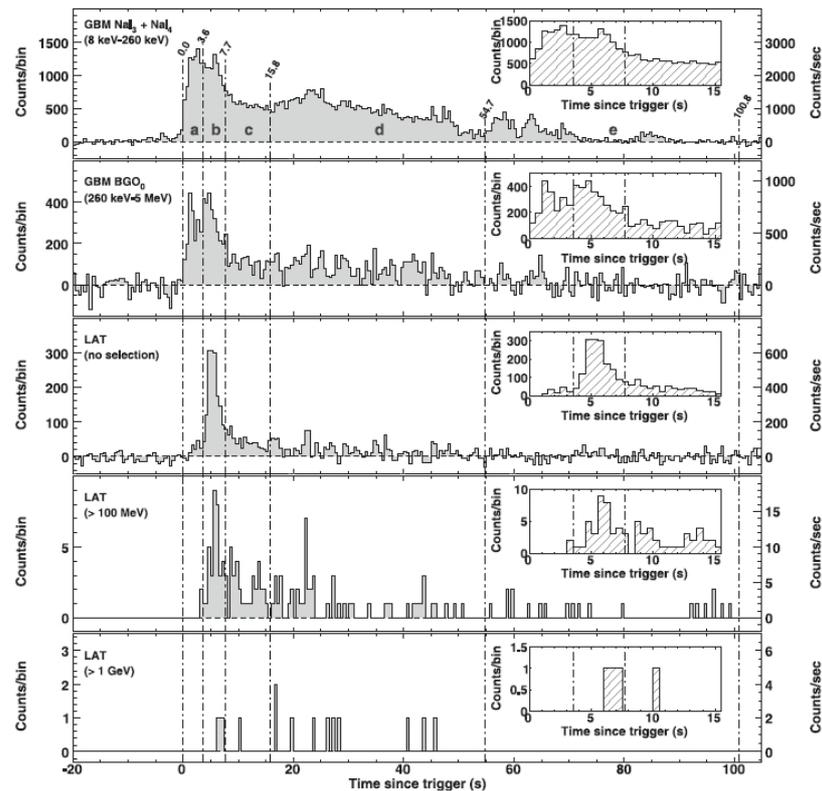


図 1.19 Fermi によって観測された GRB 080916C のエネルギーごとのライトカーブ [22]. $> 1\text{GeV}$ の放射が MeV 帯域に比べ 10 秒程度遅れている。

いる。

Fermi 衛星で報告されている GeV 光子の 10 秒にも達する時間の遅れについては未だ説明がついていない。Fermi 衛星での GeV 領域の GRB 検出ではその検出面積の小ささから光子数が絶対的に不足しており、スペクトルと時間変化から放射機構を識別するのは困難である。図 1.19 からわかるように GeV 光子は数発程度しか受けていない。衛星に比べ圧倒的に大きい有効面積をもつチェレンコフ望遠鏡で GRB をとらえることができれば、数百から数千個の光子が受けられ、光子統計の誤差がほとんどないライトカーブによって詳細なスペクトルと時間変化が追える。チェレンコフ望遠鏡で GRB を検出するには GRB を観測した衛星からのアラートを受け即座にその方向に望遠鏡を向けて観測する必要があるが、チェレンコフ望遠鏡の限られた視野と観測時間からこれまでに検出は成功していない。また 100 GeV 以上の領域では系外背景放射光によりガンマ線が吸収を受けることも検出を困難にする要因となっていて、これを克服するには低エネルギー閾値をチェレンコフ望遠鏡で達成することが重要である。

1.4.5 ローレンツ不変性の検証

ガンマ線バーストの観測から得られる物理として興味深いものに量子重力理論の検証がある。量子重力理論のあるものではローレンツ不変性が破れて伝播速度が光子のエネルギーに依存する可能性が指摘されている。GRB は宇宙論的な遠方で起こる変動を示す爆発現象であるため、放出された光子のエネルギーに依存する光速度が、宇宙論的距離を伝播するうちにライトカーブのエネルギーごとの変動時間の違いとして観測できる可能性がある。現在の最も厳しい制限は Fermi によって 2009 年 5 月に検出された GRB によって与えられているが、これは GRB が始まって 0.7 秒後に到来した 31 GeV 光子によって決められ

ていて、光子統計の不足から時間変動の相関によるより強い制限を与えることはできていない。チェレンコフ望遠鏡による圧倒的な光子統計での観測ができれば、低エネルギー光子のライトカーブとの相関を用いたより強い制限が可能となるだろう。

1.4.6 可視・赤外背景放射の測定

Extragalactic Background Light (EBL) は銀河系外から到来する光子を足し合わせた背景光である。そのスペクトルは可視・赤外領域においては2つのピークをもった構造となることが期待される。星からの光によって波長 $1\mu\text{m}$ 付近に最初のピークをもち、星の光がダストに吸収されて再放出された光によって $100\mu\text{m}$ 付近に二つ目のピークができることになる。VHE ガンマ線は可視・赤外領域の背景光子と相互作用して電子陽電子対をつくる。ガンマ線光子のエネルギーを E_γ 、背景光子のエネルギーを E_{EBL} とすると、この反応が起こる閾値は次の式により決まる。

$$E_\gamma E_{\text{EBL}} > 4m_e^2 c^4 \quad (1.9)$$

ここで m_e は電子の静止質量。可視・赤外の背景光子に対してはこの反応の閾値が 1TeV 程度となり、遠方より到来するガンマ線は長い距離を伝播する間にこの相互作用が起こり吸収を受けることになる。EBL のスペクトルはいわば宇宙の全ての時代の電磁波を積分したものであり、宇宙の星形成史についての重要な情報をもつ。しかし直接の観測は黄道光の散乱によるフォアグラウンドが大きく非常に難しい。

そこでチェレンコフ望遠鏡によるガンマ線の観測からこの背景光子のスペクトルに制限を与える方法が考えられた。吸収を受けない低エネルギー側のスペクトルから EBL による吸収を受ける前のもとのガンマ線スペクトルを推定することができる。ガンマ線の吸収量は背景光子の密度によって変化するため、推定されたもとのスペクトルと観測されたスペクトルを比べることで可視・赤外背景光子の密度を決めることができる。この方法にはもとのガンマ線スペクトルを仮定するなどの不定性があるが、スペクトルのべきが高エネルギー側で右上がりになっているようなことはないというような保守的な仮定のもとで EBL スペクトルの良い上限値を与えることができる。

図 1.20 は 2007 年に発表された、それまでに観測された全ての TeV ブレーザーのスペクトルから導かれた EBL の上限値である。この上限値は、見えている星の光を足し合わせることから与えられる下限値に近いものとなっている。これは遠方にあり望遠鏡で分解できない宇宙初期の星 (Population III) からの寄与が小さいか、ブレーザーのスペクトルが高エネルギー側で従来の理解とは大きく異なるふるまいをしていることを意味するが、後者の可能性は考えにくいと思われる。このように AGN のような遠方天体の詳細なスペクトルを調べることで宇宙の星形成史の情報を得ることができる。また、宇宙最遠方の天体である GRB の検出によっても EBL の吸収をみることで宇宙初期の重要な情報が得られるだろう。

1.4.7 暗黒物質の対消滅

1.3.5 節で述べたように暗黒物質が対消滅をするとガンマ線光子が放出される。銀河中心のような密度の大きな領域からのガンマ線を観測することで、このような対消滅からのシグナルの特徴をもったガンマ線スペクトルが探索されている。期待されるガンマ線のスペクトルとしてはニュートラリーノを例にすると、光子対生成によるラインスペクトルの他に崩壊によるハドロンの対生成や e^\pm の放出による広がったスペクトルがあり、これらの足し合わせが観測されることになる。ただしこれらの対消滅モードや暗黒物質の質量などの性質には不定性があり、予測されるシグナルはこれらのパラメータに依存する。

最近になって Fermi-LAT のデータを用いて銀河中心から 130GeV 付近のガンマ線の excess が報告さ

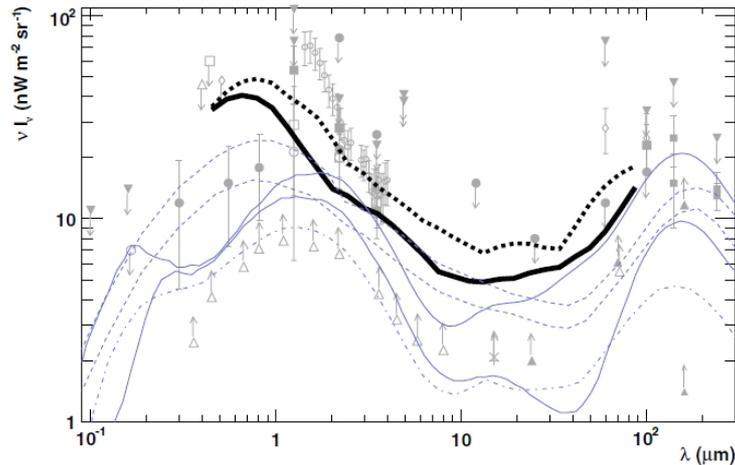


図 1.20 チェレンコフ望遠鏡の観測から得られた EBL の上限 (黒線)[23]. 黒色の実線は吸収前のガンマ線スペクトルとして $\frac{dN}{dE} = E^{-\Gamma}$ としたときに $\Gamma = 1.5$ を仮定して得られたもの. 黒色の点線は $\Gamma = 2/3$ を仮定した, より保守的な上限値. ソースカウントから得られた下限値と直接測定の結果は灰色で示されている. 赤外の上限値を大きく超える直接測定の結果は黄道光が混同されている可能性がある. 青線はいろいろな EBL モデル.

れている [24]. 図 1.21 に観測されたスペクトルを示す. このシグナルが暗黒物質の対消滅によるものならば, 暗黒物質の質量はおおよそ 130 GeV ということになる. この excess は 50 光子程度の統計にもとづいたものであり, 確証を得るためには今後のさらなる観測が必要であろう. また, このエネルギー領域では有効な手段となるチェレンコフ望遠鏡による観測・検証も大いに期待されるところである.

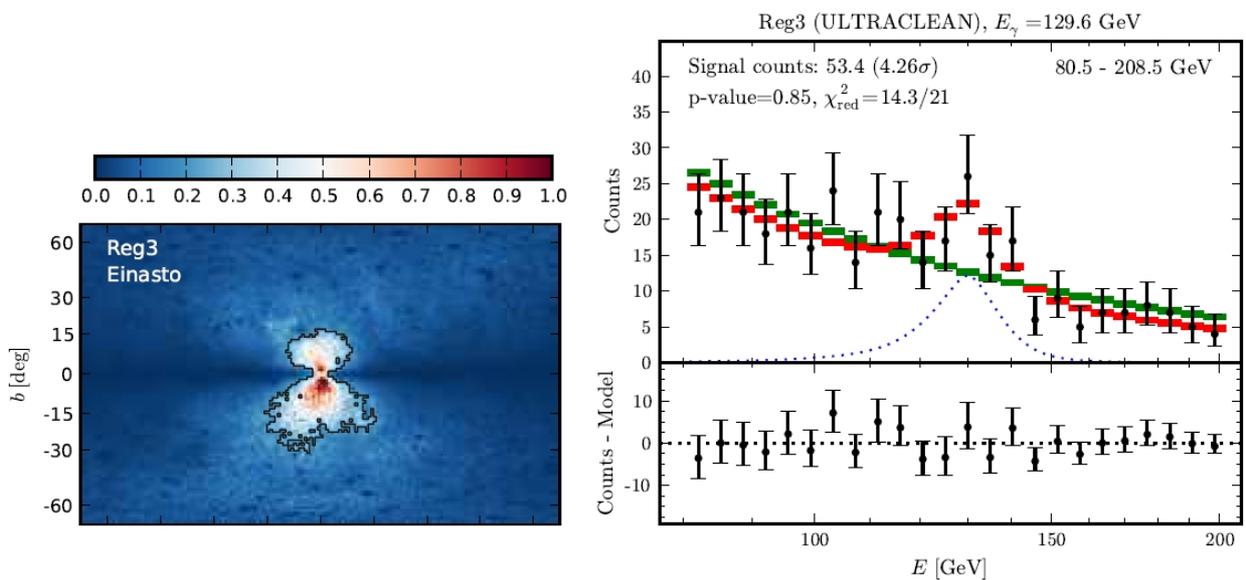


図 1.21 Fermi-LAT の銀河中心のデータから報告された 130 GeV のシグナル (右)[24]. 左は解析において使われた領域. カラーは 130 GeV のシグナルに対する S/N を示す.

第 2 章

解像型大気チェレンコフ望遠鏡

1.4 節で述べたように、宇宙はガンマ線を発生する多様な高エネルギー現象で満ちている。これらの天体から到来するガンマ線のうち、100 GeV を超える VHE ガンマ線は、その到来頻度に対し衛星に搭載した検出器では有効面積が小さいため、地球大気とガンマ線の反応を利用していわば大気を検出器とした地上のチェレンコフ望遠鏡 (IACT: Imaging Air Cherenkov Telescopes) で観測される。この章では IACT によるガンマ線の観測方法を説明し、この分野の発展状況と実際の望遠鏡について紹介する*1。

2.1 チェレンコフ望遠鏡によるガンマ線観測方法

2.1.1 空気シャワーとチェレンコフ放射

VHE ガンマ線が地球大気に入射すると大気中の原子核との相互作用により e^\pm を生成する。この e^\pm がそれぞれ制動放射によって再びガンマ線を生成し、電子対生成と制動放射が連鎖的に起こり、多数の電子対を生成する (電磁シャワー*2)。この反応によるシャワーの発達は、対生成を繰り返すうちにガンマ線のエネルギーが対生成の閾値より低くなるまで続く。一方、宇宙線陽子や原子核が地球大気に入射した場合には原子核と反応しパイオンが生成される。そのうち π^0 は崩壊して光子対を放出し、電磁カスケードを引き起こす。 π^\pm はミューオンとニュートリノに崩壊し、ミューオンの一部はさらに電子とニュートリノに崩壊して同様に電磁カスケードに至る。パイオンの他に一部ケーオンや原子核も生成され、引き続いてパイオンやミューオンをつくる。このようにして生成される粒子のシャワーの形状を図 2.1 に示す。ガンマ線のシャワーはガンマ線の入射方向にシャープな芯をもつシャワーとなるのに対し、ハドロンのシャワーはパイオンの生成時に運動量が横方向に持ち出されるため、ガンマ線に比べ広がったシャワーの形状を示す。このシャワーの形状によりガンマ線とハドロンの分別が可能となる。ガンマ線シャワーによって鉛直方向へ電子の数が発達する様子を図 2.2 に示す。粒子数は高度 10 km 程度で最大となり、300 GeV では 100 個程度、1 TeV では 1000 個程度の電子生成される。高エネルギーのガンマ線ほど大気深くまでシャワーが発達している様子がわかる。

荷電粒子が媒質中の光速よりも速く運動するとチェレンコフ放射により光を放出する。空気シャワー中においては主に電子がチェレンコフ光子を放出し、この光を地上で検出することにより一次ガンマ線のエネルギーと入射方向を決めることができる。荷電粒子が大気中の原子の近くを走るときにその速度に応じて分極を引き起こし、(図 2.3)。引き続いて分極がもとに戻る際に双極子放射が生じる。荷電粒子が大気

*1 IACT の技術と状況の概観については [25] に非常に良くまとめられている。

*2 電磁シャワーは宇宙線電子あるいは陽電子が地球大気に入射したときにも起こる。

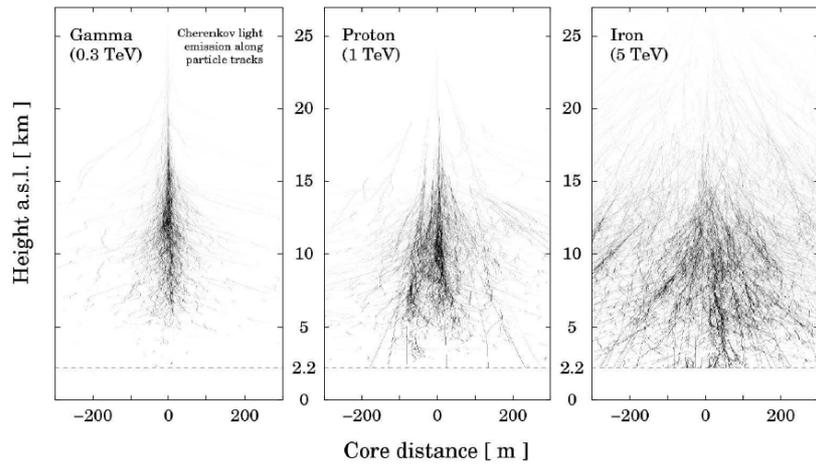


図 2.1 ガンマ線とハドロンによる空気シャワーの発達の違い [26].

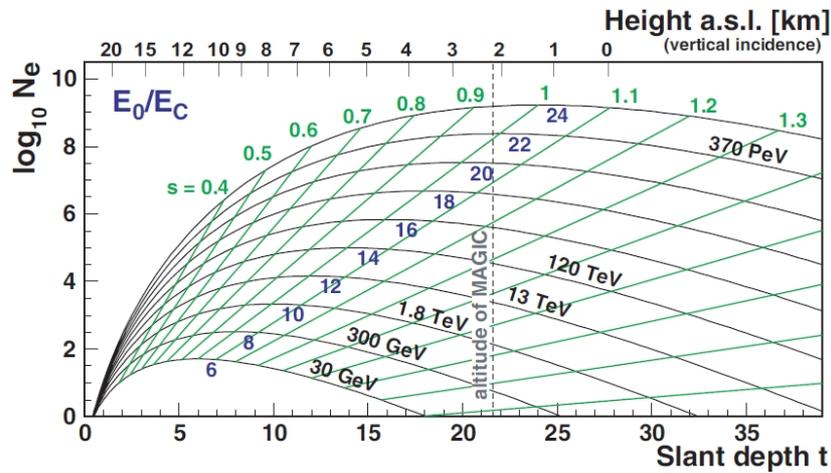


図 2.2 ガンマ線シャワーによるエネルギーごとの電子数の発達の様子 [27]. MAGIC 望遠鏡の設置している高さが点線で示されている。

中の光速よりも速く運動する場合には各双極子による放射がホイヘンスの原理による重ね合わせで位相のそろった波面を形成し、粒子の速度によって決まる角度 θ 方向へのチェレンコフ放射となる (図 2.4)。この角度は屈折率 n と荷電粒子の速度を $\beta = v/c$ として

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} \tag{2.1}$$

と書ける。それぞれの荷電粒子から角度 θ で放出されたチェレンコフ光はリングの形状となって地上に到達し、シャワーからの光の重ね合わせの結果地上の円形の領域にチェレンコフ光が到来することになる。この円形の広がりには $50000\text{--}100000 \text{ m}^2$ となり、光子数はエネルギーに依存し、 1 GeV あたり $4000\text{--}5000$ 個である (図 2.5)。例えば 100 GeV のガンマ線が入射した場合には地上でのチェレンコフ光子密度は 1 m^2 あたり 10 個程度となる*³。チェレンコフ放射のスペクトルは大気の散乱を受けて変化する。波長 300 nm より短い紫外線の領域では O_3 (オゾン) や O_2 , N_2 の吸収を受け、赤外では H_2O や CO_2 の回転、振動遷移による吸収を受ける。結果としてスペクトルは 330 nm 付近にピークをもち、 $300\text{--}450 \text{ nm}$ の青色

*³ ガンマ線が入射する天頂角にも当然依存する。

の領域での光子検出効率が重要となる*4.

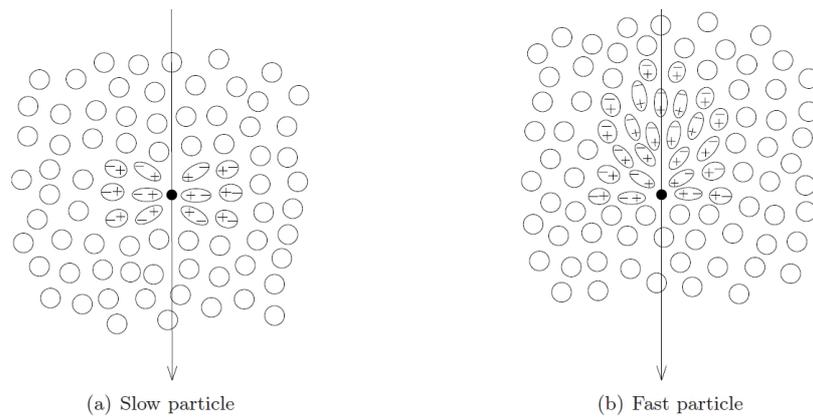


図 2.3 荷電粒子が媒質中を運動する際の速度に応じた分極の様子の違い [28].

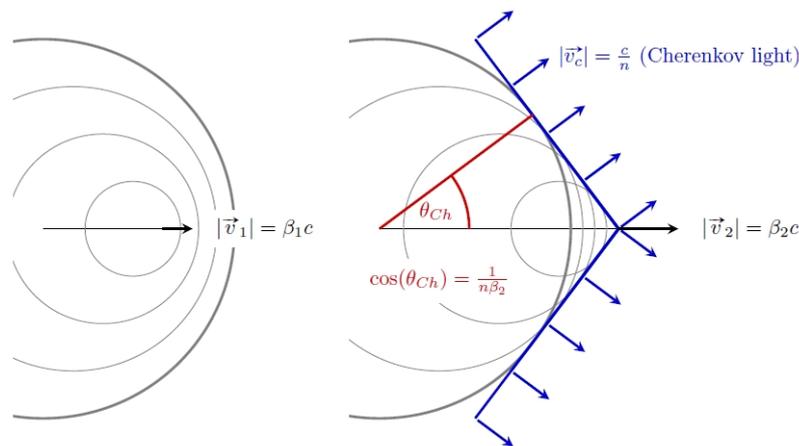


図 2.4 チェレンコフ放射の生じる様子 [29]. 粒子の運動が媒質中の光速よりも遅い場合 (左) と速い場合 (右).

2.1.2 チェレンコフ望遠鏡によるシャワーのイメージング

チェレンコフ望遠鏡は反射鏡と光検出器によって構成され、鏡でチェレンコフ光子を焦点面の光検出器に集めて電荷に変換することで検出する。例えば鏡には放物面鏡、光検出器には光電子増倍管やシリコンデバイスが用いられる。空気シャワーの高い位置から放出されたチェレンコフ光子は望遠鏡の軸に対し小さい角度をもって入射し、低い位置からは大きい角度で入射することになる。光子の入射角度が焦点面での位置に対応するため、ピクセル状に光検出器を並べると、検出された光子の平面分布がシャワーの形状に相当する (図 2.6)。シャワーの上部は焦点面のカメラ中心部にみえることになる。この平面上のチェレンコフ光子の分布 (到達時間の分布も含む) からバックグラウンドとなる事象を取り除き、もとのガンマ線のエネルギーと方向を決定することが IACT の技術である。

解析においては検出されたシャワーの電荷分布と時間分布からシャワーを特徴づけるいくつかのパラメータが取り出される。このパラメータは Anthony M. Hillas によって考案されたもので、Hillas パラ

*4 また、600 nm 以上ではバックグラウンドとなる星の光が入るため、この領域の感度は低く抑えたほうが好ましい。

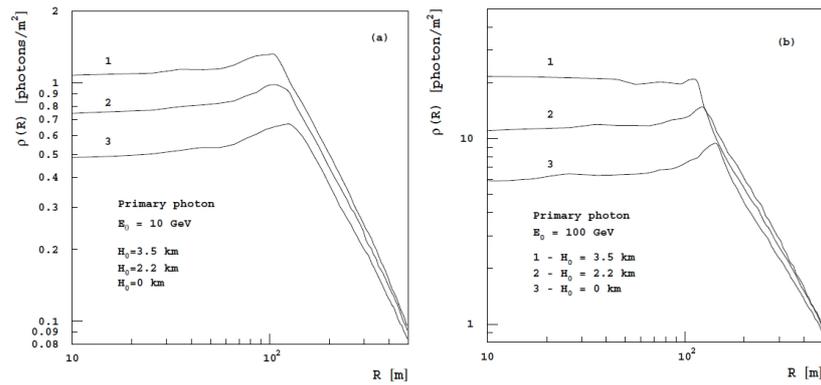


図 2.5 空気シャワーからのチェレンコフ光子のシャワー軸からの距離に対する分布 [30]. 10 GeV(左)と100 GeV(右)にガンマ線について示している。

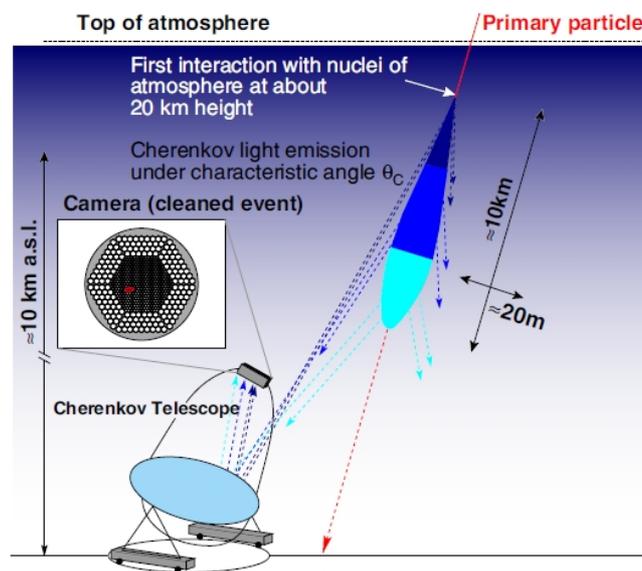


図 2.6 IACT による空気シャワーのイメージング [27]. 三次元的なシャワーがカメラの二次元面内に射影される。

メータと呼ばれ IACT の実験で一般に用いられているものである。図 2.7 に MAGIC 望遠鏡のカメラ内のシャワーイメージと Hillas パラメータを示す。

シャワーの楕円形のイメージの短軸方向の長さは *width* と呼ばれる。ハドロンシャワーの場合には横方向への発達により大きな *width* が得られる。長軸方向の長さは *length* であり、シャワーの縦方向の発達を示す。ハドロンの放射長は光子よりも大きいので *length* も大きくなる。カメラ視野内のソースの位置^{*5}と電荷分布の重心を結び、楕円形のイメージの主軸との角度をとったものが *alpha* で、シャワーの発達方向、すなわちガンマ線あるいはハドロンの入射方向を示す。ソースの方向からガンマ線が入射した場合にはイメージの主軸はソースの方向を向き、*alpha* は 0 に近い値をとる。いろいろな方向から到来する宇宙線ハドロンの場合は大きな *alpha* となり、ガンマ線と分別される。シャワーイメージに含まれる光電子の総量は *size* と呼ばれ、一次粒子のエネルギーの推定に使われる。ハドロンシャワーではすべてのエネルギーが電磁シャワーの成分となるわけではないので、同じエネルギーで比べたときにはハドロンはガンマ線より *size* が小さくなる。*conc(n)* は光子分布の密集度を表し、もっとも大きい電荷を検出した *n*

^{*5} 2.1.4 節で述べる wobble mode での観測では必ずしも視野の中心ではない。

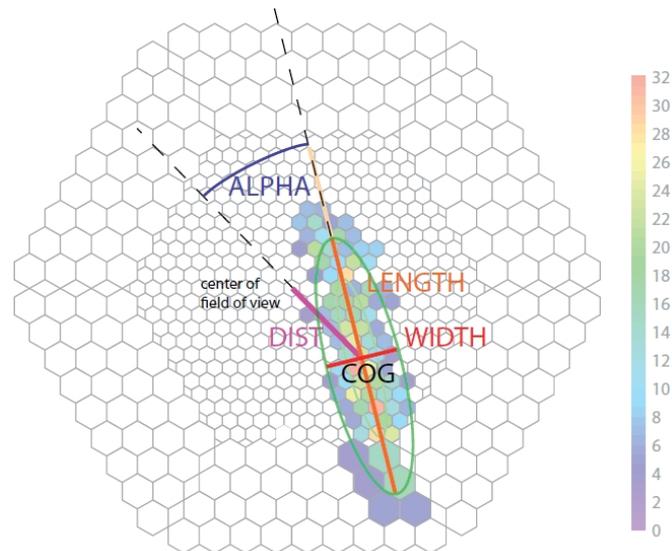


図 2.7 シャワーイメージと Hillas パラメータ [31]. カメラは MAGIC 望遠鏡のもの.

個のピクセルを積分した電荷と size との比である. impact parameter(シャワー軸と検出器の距離) が大きい場合にはシャワーの一部はカメラの視野外にはみ出し, 記録されない. *leakage* はカメラのもっとも外側の円周に位置するピクセルで検出された光電子の size に対する割合であり, 視野からはずれたチェレンコフ光量を見積もるのに使われる. シャワーの最大発達点と impact parameter を決めるのには *dist* が使われる. これはイメージの電荷分布の重心とカメラ視野内のソースの位置との距離である.

検出器への光子到着時間も粒子分別の有用な情報となる. シャワーにイメージ中の光子の到着時間の広がりにはミュオンのチェレンコフ光では 1-2 nsec, ガンマ線では 2-3 nsec *⁶, ハドロンシャワーでは 10-20 nsec となる. またシャワーイメージの主軸に沿った到着時間の勾配は電磁シャワーではシャワー発達の方向に従って遅れる勾配を示すが, ハドロンシャワーでは横方向への広がりのために必ずしも明らかな勾配とならない.

2.1.3 バックグラウンドとなるイベント

IACT によるガンマ線の観測では宇宙線ハドロンが非常に大きなバックグラウンドとなる. また, 望遠鏡近くを走るミュオンからのチェレンコフ光もバックグラウンドとなり, これはリング状の特徴的な形をもつ*⁷. その他には星の光などの夜光のコインシデンスによるバックグラウンドがある. 低エネルギーのガンマ線ではシャワーからのチェレンコフ光量が少なく, ピクセルのトリガ閾値を下げる必要があるために夜光のコインシデンスが増えることとなる. 弱いガンマ線ソースの場合にはガンマ線イベントは 10000 発にひとつしか得られない. そのため 2.1.2 節で述べたシャワーイメージのパラメータからガンマ線とバックグラウンド事象 (主にハドロン) の分別をすることが非常に重要となる. 図 2.8 にガンマ線,

*⁶ 高エネルギーのガンマ線では光子の到着時間の広がりが大きくなる. 例えば 10 TeV のガンマ線ではシャワーイメージはシャワー上部から下へ向かって 20 nsec 前後の広がりを持つ. この場合には到着時間の遅れを考慮して信号積分の window を決めることで夜光の contamination を抑えることができる.

*⁷ ミュオンのイベントは鏡の集光率を含めた望遠鏡全体の光子-光電子への変換係数のキャリブレーションに用いられる. impact parameter とミュオンのエネルギーは観測されたリングの形状とリング中の光電子の相対分布より求まる. これに対応した MC のミュオンイベントとの比較により絶対的な光電子数のキャリブレーションができる. ミュオンの MC はシャワーに比べて系統的な不定性が小さいためにキャリブレーションに用いられる. ミュオンイベントは観測中 2Hz 程度というレートで常時観測されるため観測しながらのキャリブレーションソースとなっている [32].

ハドロン、ミューオンによるイベントのカメラ内のイメージを示す。

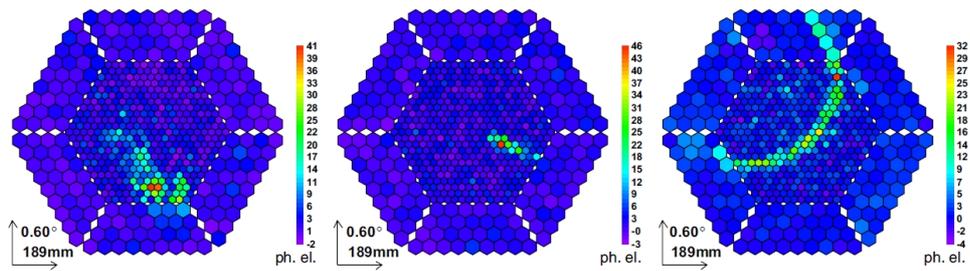


図 2.8 粒子ごとのシャワーイメージの違い [27]. MAGIC の実際のデータから. 左からハドロン, ガンマ線, ミューオンと考えられるイベント.

例えば MAGIC では Random Forest (RF) という手法を用いてガンマ線とハドロンの分別を行う [33]. RF では Monte Carlo シミュレーション (MC) によるガンマ線イメージのデータと実際の観測で得られるハドロンイメージのデータからパラメータを抽出し, パラメータ空間でガンマ線とハドロンイベントがどの位置をとるのかをアルゴリズムに学習させる. こうして学習したアルゴリズムは *hadronness* というハドロンかガンマ線かを分類するパラメータをシャワーイメージに対して与える. 観測データをアルゴリズムに通して *hadronness* の値によるカットをかけることでガンマ線とハドロンが分別される. 図 2.9 にガンマ線とハドロンに対する *hadronness* の分布の例と *hadronness* カットによるハドロン除去の *efficiency* を示す. IACT のシャワーイメージによる粒子分別は非常に効率的であり, 図からもわかるように $hadronness < 0.1$ のカットでほとんどのハドロンイベントを除去できる.

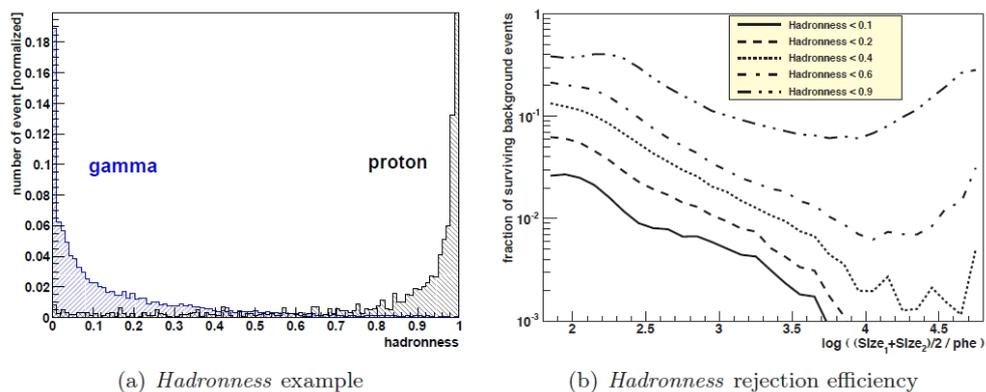


図 2.9 ガンマ線とハドロンに対する *hadronness* の分布例 [34](左) と *hadronness* カット後に生き残るバックグラウンドイベントの数 [35](右) MAGIC による Crab Nebula のステレオ解析から.

2.1.4 バックグラウンドの観測

ガンマ線ソースからのシグナルがバックグラウンドのフラクチュエーションによるものではない有意なものかどうかは, バックグラウンドのシグナルを実際に測定してソースのシグナルと比較することで判定される. ここでいうバックグラウンドとはカットをかけた後でも落とし切れずに残るハドロンイベントや宇宙線電子によるイベント, 背景ガンマ線によるものなどのことである.

バックグラウンドの観測では *ON/OFF* と呼ばれる方法と *wobble* と呼ばれる方法の二つがある. *ON/OFF* ではソースを視野の中心に置いてシグナルを観測し, それとは別に *dark patch* と呼ばれる明

るい天体のない領域に望遠鏡を向けることでバックグラウンドのデータを得る。wobble ではソースを視野の中心からいくらか離れた方向に置き、視野中心に対し対象な方向から入射するイベントからバックグラウンドを測定する。バックグラウンドの系統的な偏りを少なくするために一定時間ごとに望遠鏡の向きをずらして視野内の対象な位置とソースの位置を入れ替える (図 2.10)。バックグラウンドの領域としてはソースと対象な位置の他にもとられる場合がある。図 2.10 では 3 点をバックグラウンドとしている。この方法はガンマ線ソースとバックグラウンドの観測を同時に行えるため、ソースの観測時間が増えるという利点がある。

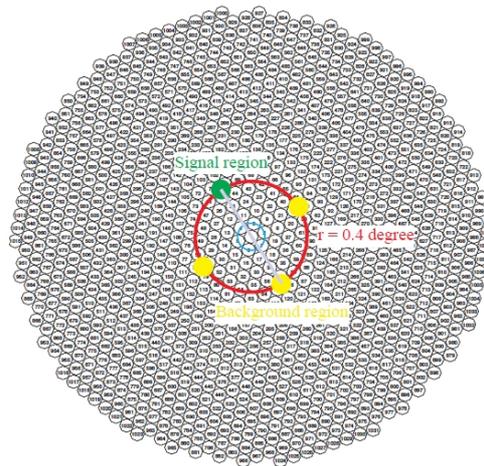


図 2.10 wobble mode でのソースの位置 (緑) とバックグラウンド領域 (黄) のとりかたの例 [28]。一定時間ごとにグレーの線で結ばれた 2 点が入れ替わる。

2.1.5 ステレオ観測

2.1.1 節で述べたように空気シャワーからのチェレンコフ光子は地上で半径 150m 程の広がりをもつ円形の範囲でおおよそ一様に到来する。したがって望遠鏡をこの円形の範囲に入るように配置すれば複数の望遠鏡で空気シャワーを観測することができる (図 2.11)。これが IACT のステレオ観測である。複数の角度からシャワーを眺めたイメージが得られるため、より正確なシャワーの再構成が可能となり、よりよい角度分解能、エネルギー分解能、バックグラウンド除去効率が達成される。典型的にはガンマ線・ハドロン分別能力がハドロンに対する acceptance で 10^{-2} 、角度分解能 0.1° 、エネルギー分解能 20%、感度 10^{-13} erg/cm²s 程度の値が達成できる [30]。現在の主要な IACT はすべて 2-5 台の望遠鏡によるステレオ観測を行っている。

2.2 チェレンコフ望遠鏡による観測の発展

2.2.1 大気チェレンコフ光検出のはじまり

大気チェレンコフ光の最初の観測は Bill Galbraith と John Jelley の手によって 1953 年に行われた。1948 年に P. M. S. Blackett は夜光のうち 0.01% が宇宙線と生成される二次粒子からのチェレンコフ光によるものだという可能性を指摘していたが、そのような弱い光が観測できるとは思われなかったのが彼の指摘はほとんど注意を払われなかった。5 年後に Blackett が Harwell Air Shower array を訪れた際に Galbraith と Jelley は彼の指摘に着目し、チェレンコフ光の平均的な強度は測ることができないが、

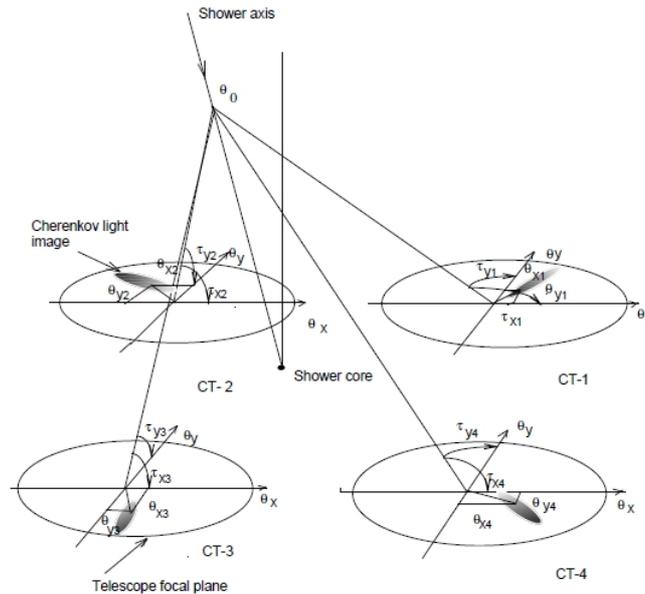


図 2.11 ステレオ観測の模式図 [30]. 4 台の望遠鏡でシャワーを観測した場合のイメージ.

シャワーで生成される数多くの粒子から生じるチェレンコフ光の短いパルスであれば検出できるかもしれないという考えに至った. その一週間後に Galbraith と Jelley は自分たちの仮説を検証するための実験をした. この実験装置は 25cm の放物鏡の焦点面に直径 5cm の光電子増倍管 (PMT: Photon Multiplier Tube) を設置したもので装置全体をシールドするためにゴミ箱の中に入れていた. PMT の信号は帯域 5MHz のアンプを通してオシロスコープでモニターされた. この非常に簡便な装置で今まで誰も観測したことの無かった新たな現象が検出されたのである. 彼らはオシロスコープが平均的な夜光レベルを超えてトリガされるシグナルを 2 分に一度というレートで観察し, ゴミ箱のふたを閉めた場合にはこのシグナルは消えることがわかった. これが最初の空気シャワーからのチェレンコフ光の観測である [36].

2.2.2 Whipple による Crab Nebula の検出

最初の空気チェレンコフ光が検出されたのち, 1957 年に Crab Nebula が宇宙線の源である可能性が示唆され, さらに強力な TeV ガンマ線源でもあるかもしれないという指摘がされた. これを受けて Crab Nebula からのガンマ線を大気チェレンコフ光によって検出する試みが始められる. いくつかの観測実験が有意なガンマ線を検出できずにいる中, 1968 年にガンマ線観測を目的として建設された最初の地上望遠鏡となる Whipple が登場する. Whipple は 10 m の鏡を持ち, アメリカ合衆国アリゾナに建設された後 40 年もの間稼働した (図 2.12). 1972 年に Whipple は Crab Nebula からのシグナルの検出を報告しているが, 有意度は 3σ であり確証のあるものではなかった [37].

ガンマ線観測の開拓者たちはその後しばらく, 3σ を大きく超えた信頼できる信号検出の壁に悩まされることとなる. 大気チェレンコフ光によるガンマ線観測が始まって以来の 20 年もの結果が出ない時間から, 宇宙線バックグラウンドを落とすことが非常に重要であることはもはや明らかであった. この状況の打開には, 計算機の発達によって可能となった Monte Carlo によるシャワーのシミュレーションが有効であった. シャワーの発達の様子が理解されるようになると, チェレンコフ光のイメージを使うことで, ガンマ線到来方向の決定精度を上げてバックグラウンドを落とし, さらにイメージの形状から粒子を分別する方法が用いられるようになる. Whipple はカメラに 37 pixel の PMT をインストールし, 1989 年に

9.0 σ での Crab Nebula の検出を発表した [38]. これによってチェレンコフ望遠鏡におけるイメージングによるバックグラウンド除去能力が証明され, VHE ガンマ線による天体観測の幕が上がることとなった. また, この検出以来 Crab Nebula は VHE ガンマ線観測における standard candle の役目を果たすようになる.

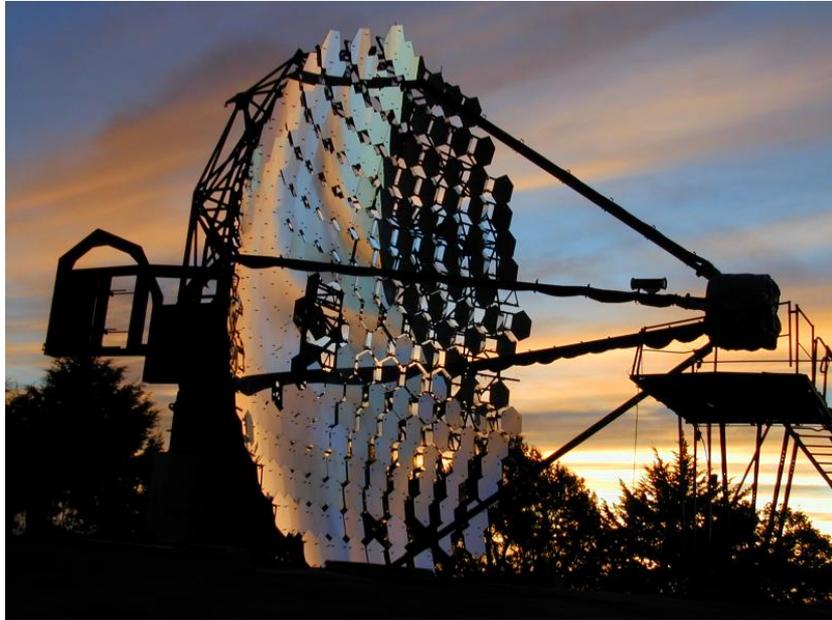


図 2.12 Whipple 望遠鏡. VERITAS website <http://veritas.sao.arizona.edu/>より

2.2.3 HEGRA によるステレオ観測

シャワーのイメージングに加えて, もう一方の IACT の大きな進歩はステレオ観測によって達成された. ステレオ観測による, より精度の良いガンマ線到来方向の決定とバックグラウンド除去能力を示したのは HEGRA であった. HEGRA は当時 271 pixel のカメラと 8.5 m² の鏡からなる 5 台の望遠鏡の建設をカナリア諸島 La Palma で進めていた (図 2.13). 4 台の望遠鏡が 100m 四方の四角形の頂点に配置され, 中央にもう 1 台の望遠鏡が置かれる. 望遠鏡の建設は完全なものではなかったにも関わらず, 4 台の望遠鏡を用いた Crab Nebula のステレオ観測でほとんどのバックグラウンドが落とせるという結果を 1997 年に示した [39]. 結果から期待される感度は 100 時間の観測で 3%Crab^{*8} となる.

2.2.4 CANGAROO による南天の観測

1992 年にはオーストラリア Woomela に CANGAROO3.8 m 望遠鏡が建設され南天での VHE ガンマ線観測が始まった. CANGAROO は SNR RX J1713.7-3946 からのガンマ線を検出するなどの成果を発表している [40]. 3.8 m 望遠鏡の後には 10 m 望遠鏡の CANGAROO-II, さらに 10 m 望遠鏡 4 台のレイである CANGAROO-III が建設された (図 2.14).

^{*8} standard candle となっている Crab Nebula のフラックスを単位としてガンマ線の強度が表される. HEGRA の観測で得られた値を用いる場合, 1 Crab Unit(CU) = $2.79 \times 10^{-11} E^{-2.57} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ TeV}^{-1}$. ただし低エネルギー側と高エネルギー側では Crab のスペクトルはこの値より低くなる.



図 2.13 HEGRA 望遠鏡. MAGIC website <http://magic.mppmu.mpg.de/>より

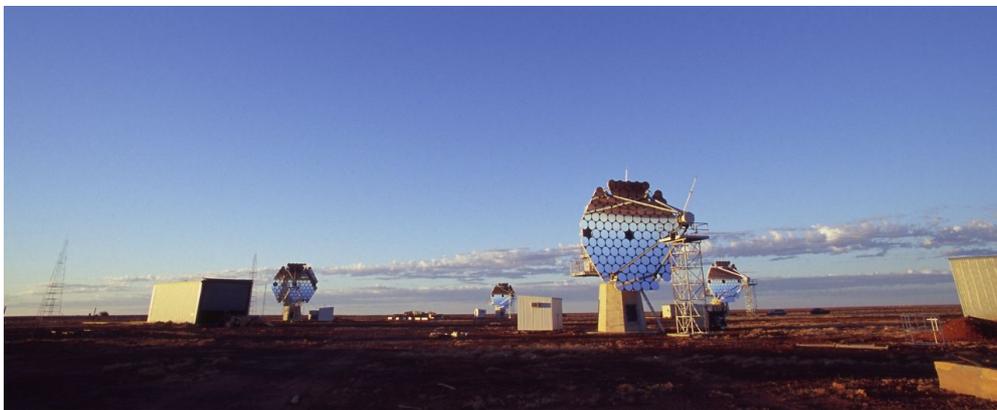


図 2.14 CANGAROO-III 望遠鏡. CANGAROO website <http://icrhp9.icrr.u-tokyo.ac.jp/>より.

2.2.5 現在の H.E.S.S., MAGIC, VERITAS による観測

HEGRA での成功を受けて、南半球では 2.2.4 節で述べた CANGAROO や H.E.S.S., 北半球では VERITAS といったさらに大口径の望遠鏡によるステレオ観測が行われるようになった。また HEGRA と同じくカナリア諸島 La Palma に建設された MAGIC は 17m もの大口径の鏡を持つ 1 台の望遠鏡でエネルギー閾値を下げるというユニークな戦略をとり、成果を挙げている。2009 年に MAGIC は 2 台目の望遠鏡を建設し、現在では 2 台の 17m 望遠鏡でステレオ観測を行っている。2012 年には H.E.S.S. はそれまでの 4 台の 12m 望遠鏡に加え世界最大の 28m 望遠鏡 H.E.S.S.II を完成させ、今後の観測が期待される。これら現在の主要なチェレンコフ望遠鏡を図 2.15 に示す。

1989 年の Whipple 望遠鏡の Crab Nebula 検出以来わずか 20 年のうちにチェレンコフ観測技術は急速に発展し、ステレオ観測、大口径の望遠鏡に加え高感度光センサー、超高速電子回路などのハイテク技術をベースに、H.E.S.S., MAGIC, VERITAS が現在の VHE ガンマ線観測を強力に牽引している。中でも 2004 年から行われている H.E.S.S. の銀河面サーベイ観測はおよそ 50 の VHE ガンマ線源を発見するという印象的な成果を残している (図 2.16)。これら新しい世代の IACT の活躍により現在では全天で 100 を超える VHE ガンマ線源が発見されている



図 2.15 現在の主要チェレンコフ望遠鏡．上から H.E.S.S., MAGIC, VERITAS.
それぞれ H.E.S.S. website <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/>, MAGIC website <http://magic.mppmu.mpg.de/>, VERITAS website <http://veritas.sao.arizona.edu/>より．

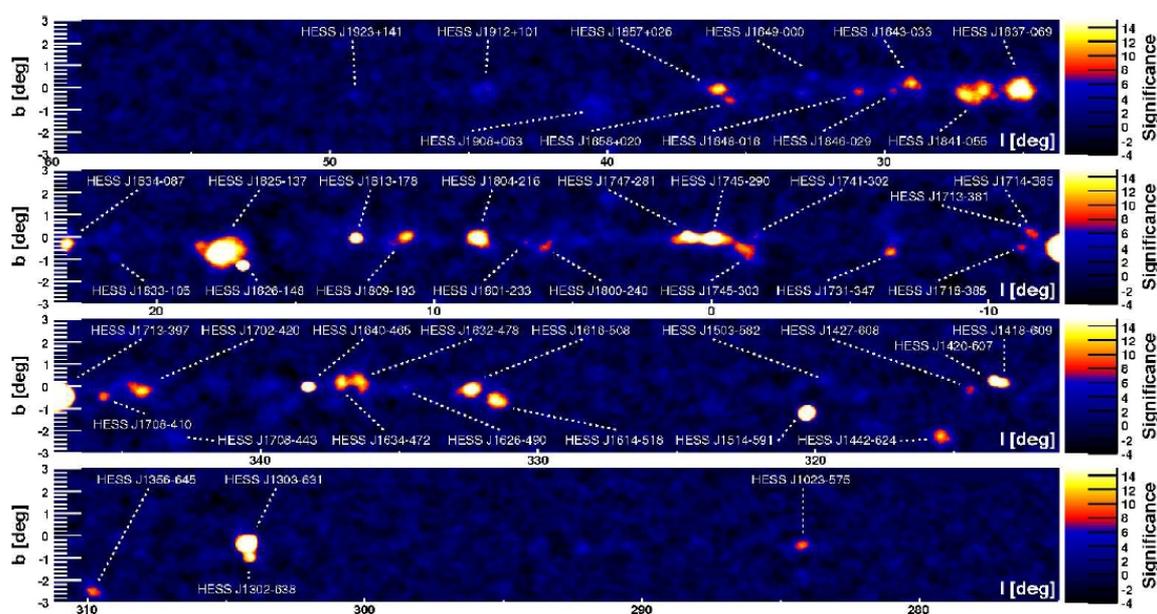


図 2.16 H.E.S.S. の 2008 年までの銀河面サーベイで得られたガンマ線有意度マップ [41]. 観測時間は 1400 時間に及ぶ.

第 3 章

Cherenkov Telescope Array 計画

H.E.S.S., MAGIC, VERITAS によって達成された IACT の観測技術と成果は VHE ガンマ線観測の分野が成熟し飛躍的發展をみせる段階に達したことを示している。この新たな時代への跳躍は、現在の実験よりも多くの望遠鏡を並べ、広い検出面積を達成するという、非常に straight forward な方法によって実現されることが明らかである。こうした背景のもと現在進められている計画が *Cherenkov Telescope Array (CTA)* である。CTA では大・中・小と異なる口径を持つ多数の望遠鏡を南半球と北半球の 2 サイトに数十台の規模でアレイ状に並べ、圧倒的な検出面積により現在の世代の IACT からさらに 10 倍良い感度、3 倍良い角度分解能を達成することを目指している (図 3.1)。この章では CTA 計画の概要を説明し、本論文において信号読み出し回路の開発を行った大口径望遠鏡のデザインについて詳しく述べる。

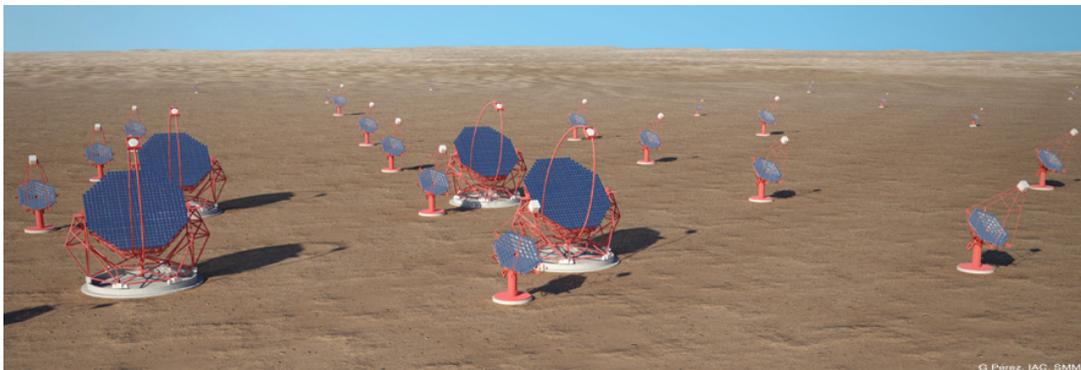


図 3.1 CTA のイメージ図. CTA website <http://www.cta-observatory.org/>より.

3.1 CTA 概要

3.1.1 サイエンスモチベーション

CTA の実現によって期待されるサイエンスの成果は非常に多岐にわたるが、それらサイエンスのモチベーションは大きく次の 3 つである。

- 宇宙線の起源と宇宙における役割の理解.
- ブラックホールのまわりでの粒子加速の性質と種類の理解.
- 標準モデルを超えた物質と物理の性質の探索.

宇宙線の起源解明については1.4節で見たような加速源候補天体の観測によって進められる。粒子加速機構についても同様に様々なVHEガンマ線天体の観測におけるテーマとなる。1.4.6で述べたEBLの決定もAGNとの関わりからこのテーマに関連する。新たな物理と物質の探索には1.4.5節で述べたローレンツ不変性の検証、および1.4.7節で述べたダークマター探索が相当する。これらサイエンスの詳細については1.4節で既に概観した。CTAによって実現される性能から、これらのサイエンスについて重要な進展が達成されることはかなりの期待をもって見込まれている。

3.1.2 望遠鏡感度と制限要因

CTAの50時間の観測によって達成が期待される感度をH.E.S.S., MAGIC (single telescope), Fermi (GLAST), HAWC^{*1}とともに図3.2に示す。多数の望遠鏡によるステレオ観測で広い検出面積とより正確なシャワー再構成が実現される。現在の観測装置に比べ10倍の感度($1 \text{ mCrab} \sim 10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$)と3倍の角度分解能(~ 2 分角), 20 GeVから100 TeV以上という広いエネルギーバンドでの観測を目指す。

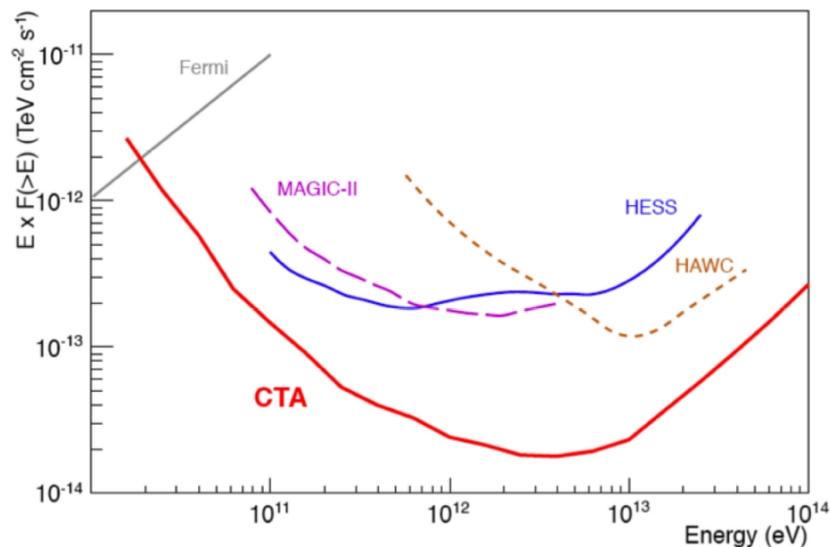


図3.2 モンテカルロシミュレーションによるCTAの50時間の観測で達成される感度 [42]。FermiとHAWCは1年間の観測による感度。

CTAは4桁にもわたるエネルギーバンドをカバーするが、その広い範囲で一定のコストに対し最適なパフォーマンスを達成するには、それぞれのエネルギーバンドで感度を制限する要因を理解し、その要因に合わせた望遠鏡を用意する必要がある。CTAでは3つのエネルギーバンドに対応した大中小の3つの口径の望遠鏡が建設される。

10 TeV以上の高エネルギー側の領域では、ガンマ線のフラックスが小さいために検出されるガンマ線の数が少ないことで感度が制限される。検出されるガンマ線の数 N はガンマ線のフラックス ϕ_γ 、有効検出面積 A 、観測時間 T 、検出効率 ϵ_γ の積で表される。 ϵ_γ は1から遠い値ではなく、観測時間は25時間か

^{*1} High Altitude Water Cherenkov. 空気シャワーの粒子検出による実験計画でIACTとは相補的な役割をもつ。シャワー粒子をメキシコの4100m高地にアレイ状に並べた水チェレンコフのタンクにより検出する。シャワー検出器はシャワーの大気中での発達の様子をとらえないためにハドロン分別能力がIACTに比べ低く、同じ観測時間では感度が劣るものの、視野が $> 2 \text{ sr}$ と広く、昼間も観測ができる。したがって広がったソースの観測や、AGNフレア・GRBの全天モニターに効果を発揮する。実際にHAWCの前身のMilagroでは銀河拡散ガンマ線を検出している。

ら 50 時間が現実的な値となる。したがってこの領域では望遠鏡を広い面積に配置することで感度を改善することができる。生成されるチェレンコフ光子の数が多いため、望遠鏡の口径は小さいもので十分な光子が検出器に集められる。

100 GeV–10 TeV 程度の領域は、現在の装置による観測からシャワーの検出と再構成法がよく理解されているエネルギーバンドである。この領域では宇宙線ハドロンと宇宙線電子によるバックグラウンドが感度を制限する。ガンマ線天体の検出ではガンマ線 excess の統計有意度がバックグラウンドの standard deviation を超えなければいけない (通常は 3σ あるいは 5σ)。バックグラウンドが支配的な場合、有意度はバックグラウンドのイベント数を N_{bg} として $N_\gamma/\sqrt{N_{bg}}$ で評価できる。単位立体角あたりのバックグラウンドのフラックスを ϕ_{bg} 、ソースからのガンマ線が到来する立体角を Ω_{src} 、バックグラウンド除去率を ϵ_{bg} とすると感度は $\sqrt{\epsilon_{bg} A_{bg} T \Omega_{src} \phi_{bg}} / (\epsilon_\gamma A_\gamma T) \sim \sqrt{\epsilon_{bg} \Omega_{src} \phi_{bg}} / (\epsilon_\gamma \sqrt{AT})$ で決まる。ここで $A_{bg} \sim A_\gamma$ とした。この領域では 10 m から 15 m の望遠鏡を 100 m 程度の間隔でグリッド状に配置することで有効面積を拡大し、かつ複数の望遠鏡によるステレオ観測でシャワー再構成の質を高くすることが有効である。現在行われている 4 台程度のステレオ観測では 4 台の望遠鏡すべてでトリガがかかるようなイベントは少なく、2 台あるいは 3 台の望遠鏡により再構成が行われるが、CTA ではより多くの望遠鏡がシャワーを検出することで角度分解能が向上しバックグラウンドの除去率が高まる。

100 GeV 以下の低エネルギー領域ではバックグラウンド見積り of systematic な不定性の大きさによって感度が制限される。例えば、低エネルギーのガンマ線ではシャワーからのチェレンコフ光の数が少ないためにピクセルの閾値を下げる必要があるが、その場合には夜光のコインシデンスによるバックグラウンドが増えてしまう。こうした夜光ノイズによるバックグラウンドイベント数のカット効率やキャリブレーションの変化、変化の視野における非一様性等による systematic な不定性がある。したがって、低エネルギーのガンマ線を検出するためには大口径の望遠鏡により多くのチェレンコフ光子を集めることで夜光ノイズと効率よく分別することが重要である。また、光検出器の量子効率を上げることも多くの光子を検出するためには有効であろう。ガンマ線のフラックスは大きいため、望遠鏡の数は少なく、小さな面積をカバーすれば良い。

図 3.3 は望遠鏡アレイの Toy Model による、それぞれの制限となる要因によって決まる感度 (青線) を示している。数 TeV から上ではガンマ線のカウントレート (黒線) によって、100 GeV–数 TeV の領域では宇宙線電子 (赤線) と宇宙線ハドロン (緑線) バックグラウンドによって、100 GeV 以下の低エネルギー領域では systematic なバックグラウンドの不定性 (紫線) によってそれぞれ感度が制限されている。

3.1.3 望遠鏡デザイン

望遠鏡の配置とデザインは Monte Carlo シミュレーションに基づいて性能が評価され、決定されている。3.1.2 節で述べたように CTA では低エネルギー側から高エネルギーまでをそれぞれカバーする大中小の口径を持つ望遠鏡が用意される。大口径望遠鏡 (LST: Large Size Telescope) は 23m, 中口径望遠鏡 (MST: Medium Size Telescope) は 12m, 小口径望遠鏡 (SST: Small Size Telescope) は 6m の口径をそれぞれもつ。

口径に加え重要な望遠鏡のデザインのパラメータとして視野があげられる。広い視野によって次にあげようような大きな利点が得られる。高エネルギーのガンマ線に対しては impact parameter の大きいシャワーもイメージが切れることなく検出することができる。したがって望遠鏡間隔を広げることや、ひとつのシャワーを観測できる望遠鏡の数を増やすことが可能となる。また、広がったソースや diffuse な放射を効率良く観測でき、広い範囲をサーベイ観測する場合の効率も上がる。これは実行的な観測時間を増や

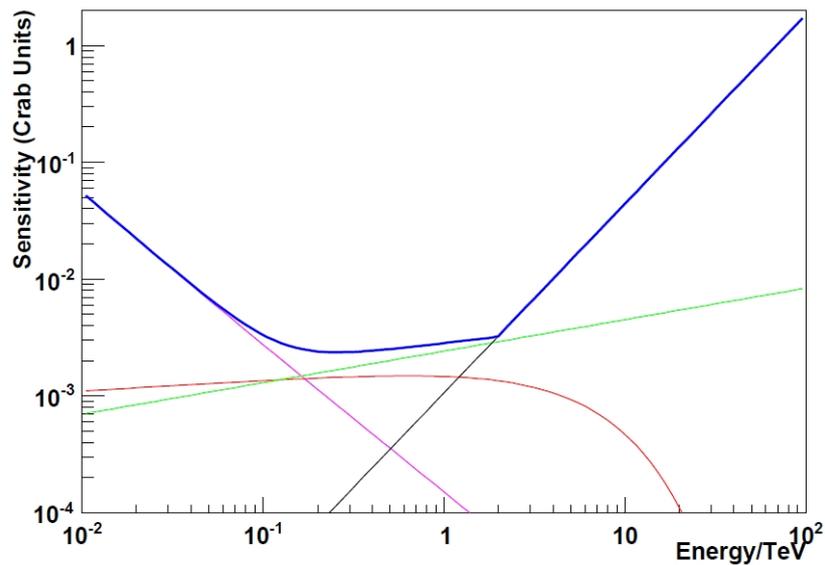


図 3.3 トイモデルによる望遠鏡アレイの感度と、それぞれの要因で決まる感度 [2]. 黒線はガンマ線のカウンtrate、赤線は宇宙線電子のバックグラウンド、緑線は宇宙線ハドロンのバックグラウンド、紫線は systematic なバックグラウンドの不定性、青線はそれぞれの要素を合わせて決まる感度.

し、感度を向上することにもつながる. 一方で問題点としては、ピクセルを粗くしない限り光検出器と読み出しチャンネルが増加しコストが増えてしまう. また、大きな視野の鏡では収差が大きくなり、PSF^{*2}が大きくなる. 焦点距離と鏡の直径の比 f/d は現在の IACT では 1.2 程度の値であり、 f/d の値が大きくなるにつれて視野が大きくなるが、放物面鏡などひとつの主鏡によるデザインでは焦点面カメラの位置が鏡から遠くなるため、カメラを支持する構造に困難が生じるという問題もある.

視野と関連し、光学系のデザインにも複数のオプションが考えられる. これまでの IACT で用いられてきた鏡には放物面鏡と Davies-Cotton 光学系がある. Davies-Cotton 光学系では半径 f の球面上に焦点距離 f (曲率半径は $2f$) の球面セグメント鏡が配置される (図 3.4). セグメント化した同一の形状の鏡を用意すれば良いため、コストが低くなるという利点がある. また、放物面鏡に比べ収差が小さく、広い視野における off-axis での性能が良い. ただし光子の到着時間には広がりが生じるため、少ないチェレンコフ光子によってトリガを生成する必要がある大口径望遠鏡においては不利な点が大きくなる. 主鏡に向かい合う位置に副鏡を用いる Dual-mirror 光学系も提案されていて、広い視野で良い結像性能を達成することができる (図 3.5). 焦点面が小さいため光検出器にはマルチアノード PMT や SiPM が用いられる. この場合には鏡の構造が複雑であるためコストが大きくなり、また副鏡により主鏡が覆われてしまうという問題点がある.

視野の広さは広い面積を覆う中口径望遠鏡と小口径望遠鏡においてより重要である. 現在のデザインでは小口径望遠鏡では 10° 程度、中口径望遠鏡では $7-8^\circ$ 、大口径望遠鏡では $4-5^\circ$ という視野になっている. 光学系としては小口径望遠鏡と中口径望遠鏡とともに、広い視野に対し結像性能の良い従来の Davies-Cotton 光学系と、IACT では初の試みとなる Dual-mirror 光学系の二つのデザインが考えられている. 大口径望遠鏡ではチェレンコフ光の時間特性を損なわない放物面鏡が用いられる.

^{*2} Point Spread Function. 点源がどの程度広がった像となるかを表す値.

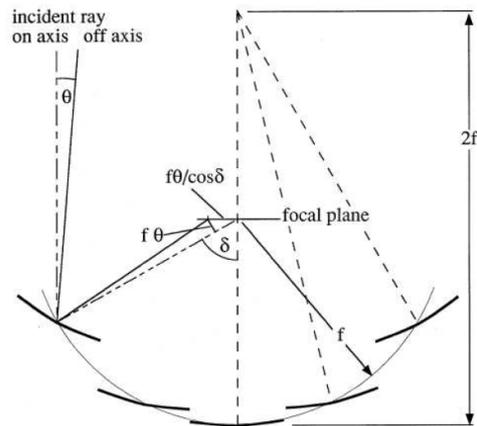


図 3.4 Davies-Cotton 光学系における鏡のアラインメント [2].

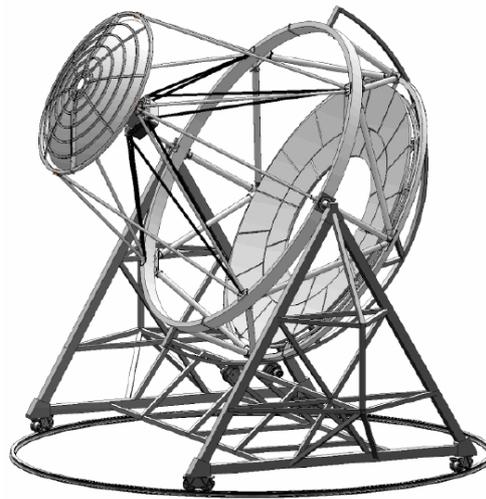


図 3.5 Dual-mirror 光学系による望遠鏡 [43]. この望遠鏡はアメリカが進めていたプロジェクトである AGIS によるものだが、現在では CTA の中に組み込まれている。

3.1.4 望遠鏡アレイの配置と性能

アレイの配置にはいくつかの候補があり、候補のアレイをサブセットに持つ大きなアレイに対し Monte Carlo シミュレーションを行い (これは計算時間の節約のため)、性能が評価されている。図 3.6 にアレイ候補の例を示す。B は大口径望遠鏡の周りの狭い領域に他の望遠鏡を集中させたもので、低エネルギー側での感度に特化したものとなる。C は対照的に広い範囲に望遠鏡を並べ、高エネルギー側での感度を改善したもの、E の配置が全エネルギー領域でバランスの良い感度を得るものとなっており、シミュレーションの結果から E の配置が採用されることとなっている。この配置では中心に 4 台の大口径望遠鏡が配置され、その周りを 23 台の中口径望遠鏡、32 台の小口径望遠鏡が覆う。銀河中心の見えない北半球からは主に系外ソースを観測することとなるが、既に 1.20 節で述べているように遠方からの TeV ガンマ線は背景光子による吸収を受けて見えなくなるため、高エネルギー側をカバーする小口径望遠鏡は南半球にのみ設置される。

それぞれのアレイレイアウトについてシミュレーションで得られた性能を図 3.7 -3.9 に示す。図 3.7 では確かに C の配置が高エネルギー側で良い感度を達成しているのに対し、E の配置が広いエネルギー

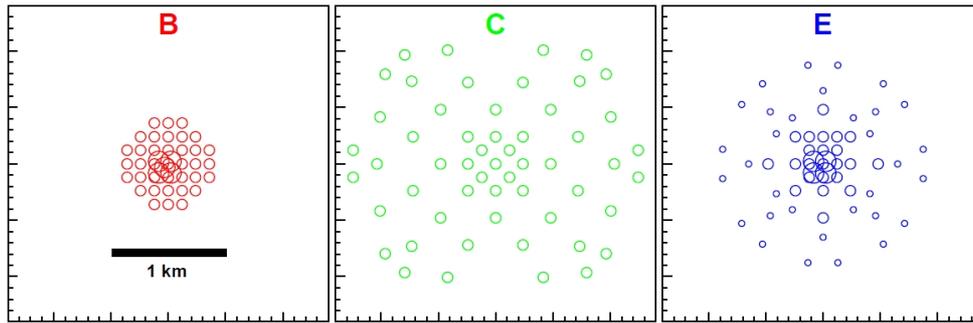


図 3.6 望遠鏡アレイのレイアウト候補 [2]. 円の大きさは各望遠鏡のサイズを表す.

レンジに対してバランス良く感度を発揮していることがわかる. CTA の目標感度は破線で示されたもの (1TeV で 0.1% Crab flux) であり, E の配置がそれに近いものとなっている. 図 3.8 では角度分解能を示しているが, B と E の配置が C に比べ広いレンジで角度分解能が良い. これは望遠鏡間隔の広い C に比べ B と E の配置ではより多くの望遠鏡がシャワーの観測に参加できることによる. 図 3.10 にシミュレーションから得られたシャワーを観測する望遠鏡台数と角度分解能の関係を示す. 図 3.8 中の破線は E の配置で各 pixel の光子到着時間も考慮したより高度なシャワー再構成をした場合の角度分解能である. 1TeV で 2 分角程度の角度分解能が期待できる. 図 3.9 のエネルギー分解能においても E の配置がバランスの良い性能を示している. エネルギー分解能は 1 TeV で 10% 程度となる.

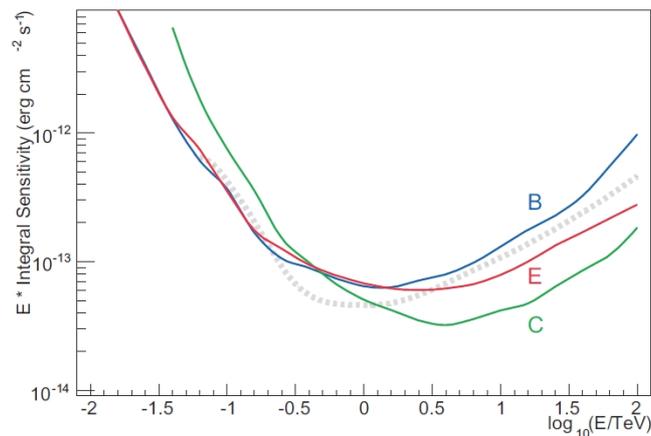


図 3.7 各望遠鏡配置における感度のシミュレーション [2]. zenith angle 20° のポイントソースを 50 時間観測した場合. 破線は CTA の目標感度.

3.1.5 建設予定

現在 CTA はシミュレーション等による基本的なデザインスタディを終え, 建設に向けた準備研究段階にある. この期間に各コンポーネントの開発・試験を完了し, デザインを fix して量産, そして建設へと移行していくこととなる. 建設は 2015 年から行われ, この年に大口径望遠鏡の 1 号機が完成する. 望遠鏡アレイの建設は完成した望遠鏡の commissioning をしながら進められていき, 2017 年からアレイの部分的稼働, 2020 年から 2040 年に公開天文台としてフル稼働する予定となっている.

望遠鏡建設サイトについても現在検討している段階である. サイト選定にあたってはいくつかの条件が考えられる. まず地形は 1500 m から 4000 m の高地であることが必要である. より高い標高の場所では

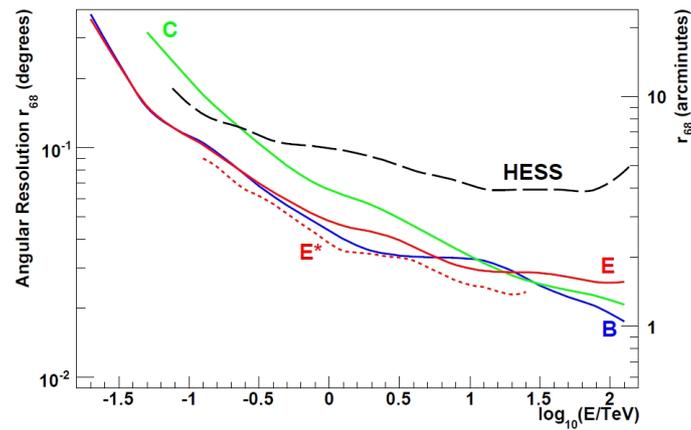


図 3.8 各望遠鏡配置における角度分解能のシミュレーション [2]. 68% containment radius で表したガンマ線に対する PSF. 赤の破線はより高度なシャワー再構成による角度分解能. 黒い破線は H.E.S.S. の角度分解能.

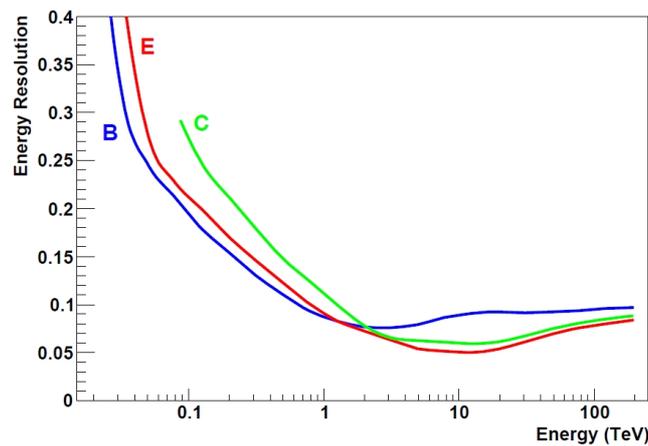


図 3.9 各望遠鏡配置におけるエネルギー分解能のシミュレーション [2].

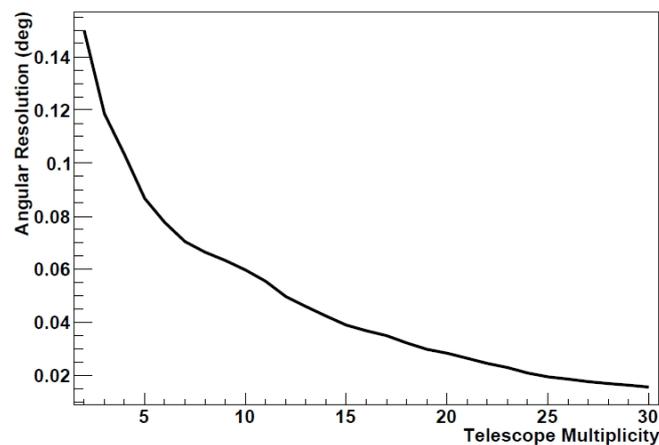


図 3.10 シャワーを観測する望遠鏡の台数に対する角度分解能 (68% containment radius) [2]. シャワー再構成に用いる望遠鏡が増えるほど角度分解能が良くなる.

低エネルギー側での感度が向上するので、北半球ではそのようなサイトが考慮されるかもしれない。さらに北半球では 1 km^2 、南半球では 10 km^2 程度の望遠鏡を並べるための平坦な地形があることなどが必要となる。また、IACT にとっては気象条件が非常に重要である。雲のない晴天で多く観測できる場所が選ばれるが、良いサイトではそのようなコンディションとなる割合が 60% を超え、最も良いサイトでは 80% となる場所を選ぶことも可能である。都市の近郊などは人口の光が混入するため避けられる。観測条件に関わるものの他に、インフラストラクチャーが整っていること、安全が確保されている場所であることなども重要となる。建設サイトは 2013 年に決定される予定となっている。

3.2 CTA 大口径望遠鏡

3.2.1 望遠鏡への要求

CTA 大口径望遠鏡は数 10 GeV から 1 TeV までの IACT における低エネルギー側をカバーする望遠鏡である。遠方の TeV ガンマ線は EBL による吸収を受けるため、銀河系外の天体を検出するためにはエネルギー閾値を下げるのが重要となる。また、衛星による GeV 領域のデータと IACT が感度をもつ領域をつなぎ、連続したスペクトルを得るためにもこの領域での観測は重要である。したがって、大口径望遠鏡ではエネルギー閾値を下げ、特に 20 GeV から 200 GeV 程度の領域において感度をもつことが要求される。この領域の観測が重要になるサイエンスとしては、1.4 節でいくつか述べたように、パルサーの放射機構の研究や、遠方天体では AGN の観測と EBL の制限、GRB の検出などがある。

3.1.2 で触れたが、100 GeV 以下の領域で低エネルギー閾値を達成するにはより多くのチェレンコフ光子を検出し、夜光バックグラウンドによる不定性を小さくすることが必要である。そのためには大口径の鏡により多くのチェレンコフ光子を集めること、光検出器の量子効率を高めることなどが有効である。光子の到達時間のばらつきを少なくし、トリガのコインシデンスをとる時間幅を短くして夜光の影響を抑えるため、反射面には放物面が採用される。また GRB の検出においては衛星が GRB を検出した際に送られるアラートを受けてからできる限り短い時間で GRB の方向へ望遠鏡を向ける機動性が要求される。これらの要請を含めた現在の大口徑望遠鏡デザインにおける主なパラメータは口径 23m, $f/d = 1.2$, 反射面は放物面, 視野 4.5° , カメラピクセルサイズ 0.1° , ピクセル数 1855, 回転速度 $180^\circ/20 \text{ sec}$ となっている。

3.2.2 構造

望遠鏡の構造には回転速度 $180^\circ/20 \text{ sec}$ を達成するために軽量であり、かつ鏡やカメラ位置の変形が大きくなならないような剛性^{*3}, 20 年の稼働時間の間老朽化しないことなどが求められる。構造に対する設計要求としては、mirror dish のゆがみは dish 中心で 8 mm 以下、カメラを支持するマストのある位置で 20 mm 以下、マストのたわみによるカメラ位置のずれは 1 ピクセル (50 mm) 以下、反射面は放物面にし、光子の到達時間の同時性は 0.6 nsecRMS 以下、180 km/h の嵐でも耐えられること、風速 50 km/h までは稼働できることなどがあげられる。

軽量性と剛性を確保するため、望遠鏡の構造には MAGIC 望遠鏡でも実績のある炭素繊維強化プラスチック (CFRP) が主に用いられる。望遠鏡可動部分の重量は 50–55 ton となる。大口徑望遠鏡の構造を図 3.11 に示す。土台の上に敷かれた円形のレール上に配置された 6 つのボギーが動くことで azimuth 方

^{*3} 構造で支えるのみではなく、鏡の位置のずれはアクチュエータを用いて active に修正、コントロールされる。

向に回転する。このボギーと中心軸からなる azimuth 方向に回転する構造があり、その上に鏡を乗せる dish の構造が支えられる。mirror dish は CFRP のチューブでできた四面体のフレームを基本要素とした 2 層のレイヤーとなっている (図 3.12)。重さ 2ton のカメラは mirror dish から伸びたアーチ状のマストによって支えられる。dish の背面側には半円形リング状の構造があり、このリングに沿ってモーターが declination 方向に望遠鏡を運動させる。こうした望遠鏡 drive 部は MAGIC 望遠鏡と同様の構造となっている (図 3.13)。

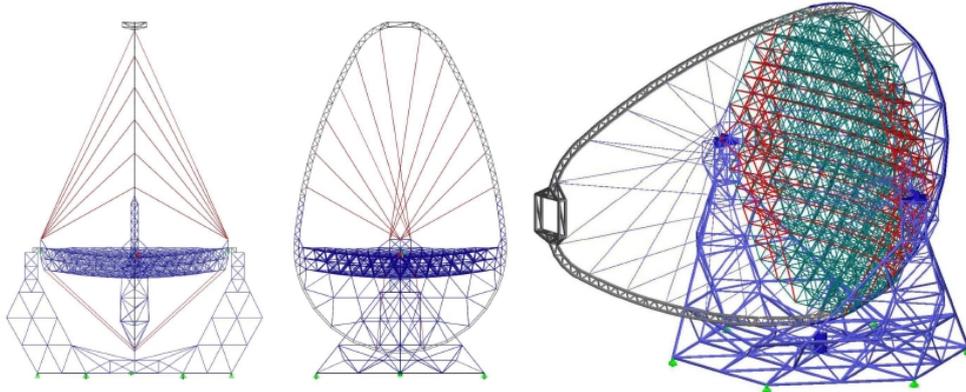


図 3.11 大口径望遠鏡の構造 [2].

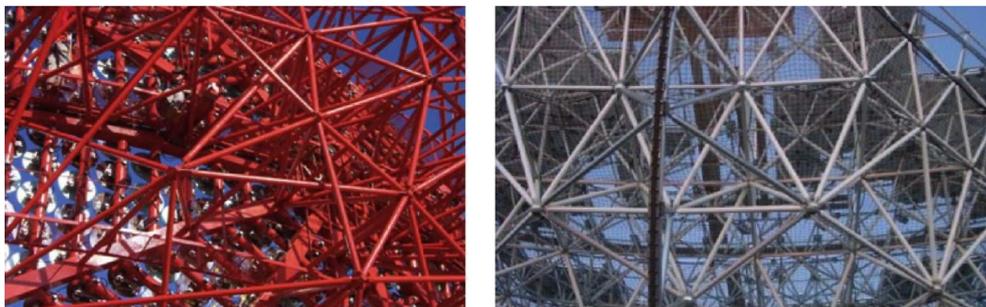


図 3.12 H.E.S.S.(左) と MAGIC(右) の望遠鏡構造フレーム。H.E.S.S. は鉄のフレーム。MAGIC は CFRP のフレームで、mirror dish 部分は四角錐を基本要素とした 3 層のレイヤーとなっている [2].

3.2.3 ミラー

低エネルギー閾値を達成するためには反射率の高い鏡を用いて多くのチェレンコフ光子を集める必要がある。放物面の反射面が対辺 1.5 m の六角形球面分割鏡によって形成され、大口径望遠鏡 1 台あたり 206 枚の分割鏡が用いられる。鏡に対する要求性能としては反射率が波長 300–600 nm で 85% 以上、550–650 nm で 80% 以上であること、鏡の劣化が反射率 $-2\%/year$ 以下、 $-10\%/5years$ 以下であること、鏡重量 $20\text{ kg}/m^2$ 以下、分割鏡 1 枚の PSF がスポットサイズ FWHM で 13.0mm (80% containment radius でピクセル直径の $1/5$) 以下、鏡全体の PSF がスポットサイズ FWHM で 22.3mm (ピクセル直径の $1/3$) 以下となっている。

鏡の製作は日本の三光精衡との協力のもとで進められており、IACT で用いる鏡としては非常に質の良いものができあがっている (図 3.14)。曲率のついた鋳型に鏡の土台となるガラスとアルミハニカムの

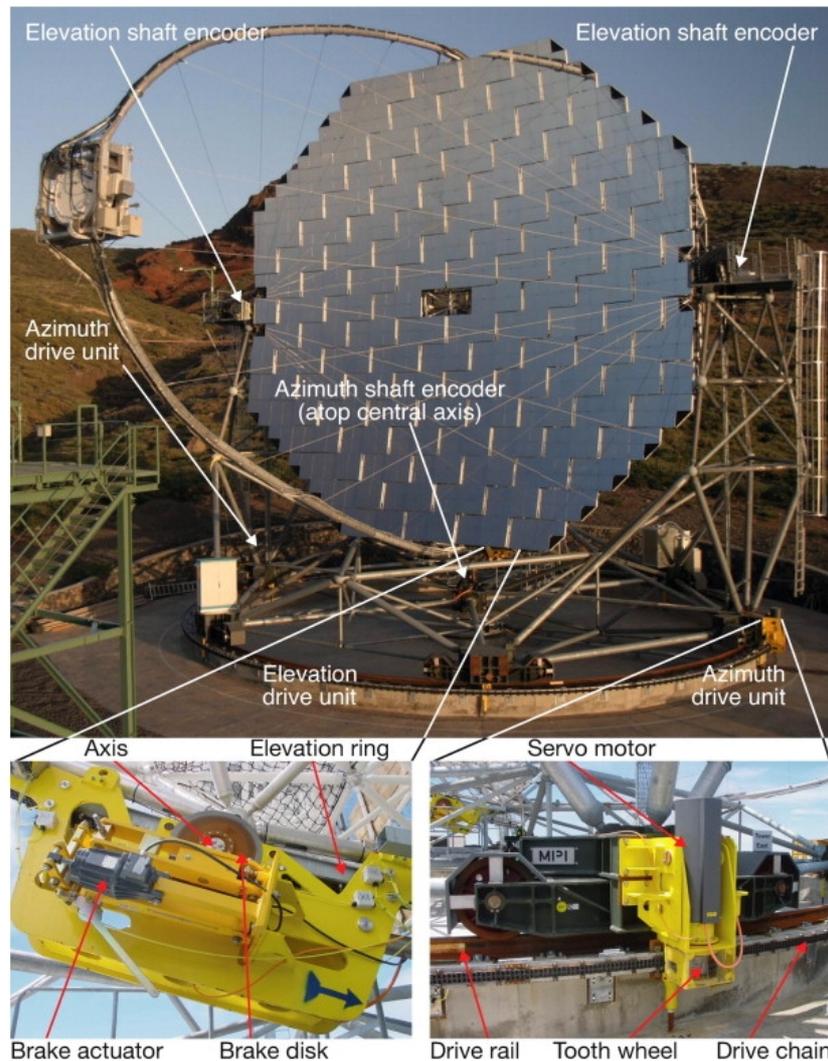


図 3.13 MAGIC 望遠鏡の drive system[44].

層を押し付けて曲率を映しとったのち (Cold Slump 法), 大型真空チェンバー内でスパッタリングにより Cr, Al, SiO₂, HfO₂, SiO₂ の 5 層コーティングを施す. このコーティングにより強固な膜による高対候性, 紫外線領域の反射率の向上 (93% 以上) を実現している. またアルミハニカムを土台とすることで分割鏡の軽量化 (43 kg) が達成されている.

3.2.4 焦点面カメラ

鏡の焦点面にはピクセル状に光検出器が配置され, カメラを形成する. 大口径望遠鏡の光検出器には PMT が用いられるが, 将来的にはより量子効率の高い SiPM へのアップグレードも考えられる. カメラの視野は 4.5° で, PMT ピクセル数は 1855, ピクセルサイズは 0.1° (直径 50mm) となる. 低エネルギー閾値を達成するために PMT は高量子効率, 低アフターパルスレートであることが必要である. 性能としてはピーク量子効率 35% 以上, 10 年以上の寿命, アフターパルス確率 $2 \times 10^{-4}/4\text{phe}$ 等が要求されている. PMT は夜光や月の光を受ける状況で動作することになるが, その中にあるため劣化を抑えるために, PMT は 4×10^4 程度の比較的小さいゲインで動作させる. またカメラ内の発熱を抑えるため, 回路系は低消費電力であることが求められる.



図 3.14 1.5 m サイズ高精度分割鏡 [45].

大口径望遠鏡の PMT には浜松ホトニクス社製 R11920-100 が用いられる。フォトカソードは 1.5 inch のスーパーバイアルカリ、ダイノード段数は 8 段で、Cockcroft-Walton (CW) 型の高圧回路とプリアンプ回路をセットにしたモジュールとなっている (図 3.15)。図 3.16 に R11920-100 の波長に対する量子効率を示す。ただしこれはプロトタイプのものであり、最終仕様のデザインでの結果ではない。CW 高圧回路は 5V の電源で動作し、0–1.5 kV の高圧を PMT に与える。高圧の値は後述するスローコントロール回路上の DAC から 0–1.5 V 電圧を入力することでコントロールされる。CW 回路の消費電力は PMT を遮光した状態で最大 40 mW 程度である。プリアンプの IC には Mini-Circuits 製 LEE-39+ が用いられる。PMT と接続されるコンパクトな基板上に回路が実装される。プリアンプのゲインは 10 倍程度、消費電力は 183 mW である。



図 3.15 浜松ホトニクス社製 PMT, Cockcroft-Walton 高圧回路, プリアンプ回路で構成される PMT モジュール。PMT 側面には黒色の磁気シールドが巻かれている [46].

隣接する PMT のフォトカソードの間には不感領域ができてしまうため、PMT の前面には六角形の入射口を持つライトガイドが取り付けられ、焦点面に到達したチェレンコフ光子を効率よくフォトカソードへと集める (図 3.17)。このライトガイドの形状は、光学系の開口角を θ_{ang} としたときに、 $\theta_{\text{ang}}/2$ より小さい入射角の光に対しては光収集効率を最大にし、 $\theta_{\text{ang}}/2$ より大きい入射角の光に対しては収集効率を最少にすることで、チェレンコフ光子を効率よく集め、夜光の混入は防ぐことが求められる。二次元平面内でこの要求を満たす理想的な形状は Winston によって開発されており、Winston cone と呼ばれてい

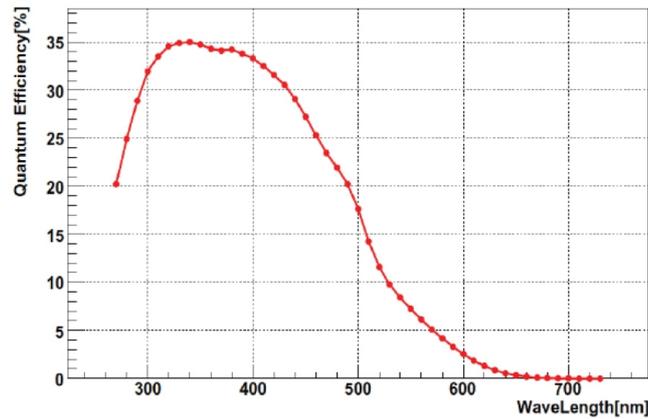


図 3.16 CTA 用プロトタイプ PMT の波長に対する量子効率 [46].

る. この形状では理想的にはカットオフ角度 θ_{\max} より小さい入射角の光は 100% 集め, それより大きい入射角の光に対する収集効率率は 0% となる. 現在の IACT で多く用いられるライトガイドの形状は六角形の入射口をもち, 各辺が Winston cone の形状をとるデザインであるが, Winston cone は 3 次元の入射角において最適化された形状ではないため, この形状がチェレンコフ光の収集効率を最大にするものであるかは自明ではない. そこで 3 次元においてより大きな光収集効率を得られるライトガイドの形状がベジエ曲線を用いて study され (図 3.18)[47], 改良されたライトガイドが用いられる.

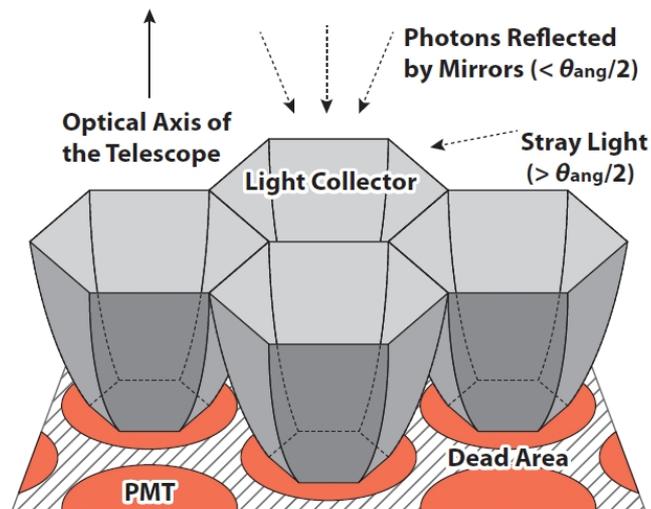


図 3.17 IACT の焦点面に用いられるライトガイドの模式図 [47].

カメラ内には PMT に接続される形で読み出し回路も封入される. 回路の発熱はおよそ 5kW が想定されており, 冷却によって回路が安定に動作するよう温度をコントロールする必要がある. この冷却システムもカメラ内に実装されることとなる. 冷却系は水冷と空冷が考えられているがデザインはまだ決定していない. 回路系については次章で述べる.

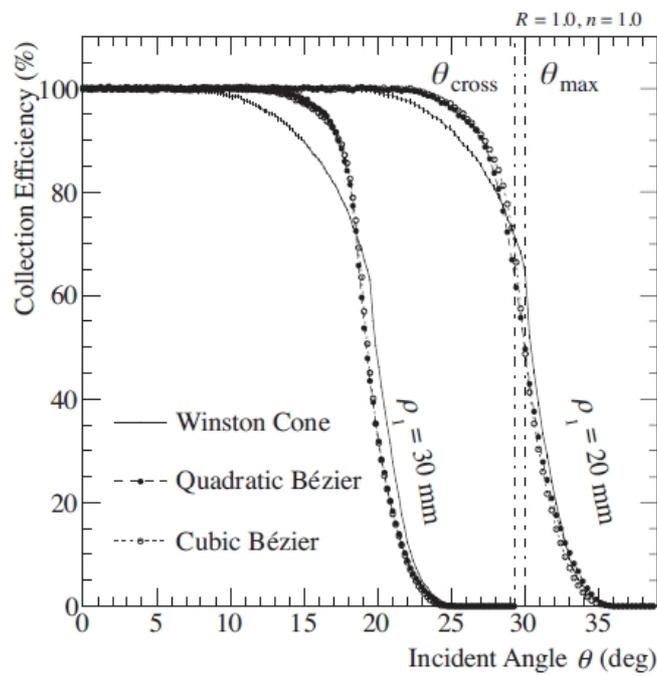


図 3.18 ベジエ曲線によって最適化した六角形ライトガイドの光収集効率 [47]. カットオフの形状に改善がみられる. 実線は従来の Winston Cone の場合. $\rho_1, \rho_2 = 10 \text{ mm}$ はそれぞれライトガイドの入口と出口の口径, R はライトガイド面の反射率, n は PMT の入射窓の屈折率.

第 4 章

CTA 大口径望遠鏡用読み出し回路の開発

焦点面カメラに集められたチェレンコフ光子は光検出器で検出され電気信号へと変換される。光検出器からのアナログ電気信号をデジタルデータに変換し、ストレージへと送ることが読み出し回路の役割である。また、全ての信号を常に記録し続けることはデータ量とデッドタイムの点から不可能であるため、ガンマ線イベントと思われる信号を選択して記録するためのトリガ信号を生成する必要がある。読み出し回路はこうしたトリガ生成回路と連携しながら動作する。本論文ではこれまでに製作されていた CTA 大口径望遠鏡用読み出し回路 (以下, LST 用読み出し回路) の改良版を開発し、その性能評価を行った。この章ではこれら回路系の構成と開発した改良版読み出し回路のデザインについて説明する。

4.1 読み出し回路への要求

PMT にはシャワーからのチェレンコフ光に加え、ノイズ成分となる夜光も入射する。夜光レートは鏡やピクセルのサイズによるがピクセルあたり 10–100 MHz 程度となり、銀河面を向いたときには星の光で 400 MHz 程度まで増えうると考えらる。例えばアメリカ合衆国アリゾナ Kitt Peak ^{*1}(およそ標高 2000m) における夜光のバンドごとのスペクトルは表 4.1 のような値となる。図 3.16 から PMT が感度をもつ波長帯をおおよそ 300–500 nm, 量子効率を 25%, 表 4.1 より夜光の強度を 5.3 photons/sec m² sr nm とし、夜光レートを概算してみる。大口径望遠鏡の鏡面積を 400 m², 反射率 90%, またピクセル視野 0.1° より立体角を $\pi \times (2\pi \times 0.05/360)^2 \sim 2 \times 10^{-6}$ sr とし計算すると,

$$\frac{dN}{dt} \sim 200 \times 10^6 \quad (\text{photons/sec}) \quad (4.1)$$

となり、ピクセルあたりおよそ 200 MHz のレートで夜光が入ることとなる。

夜光ノイズに対し、シャワーからのチェレンコフ光子による信号は数 nsec 程度の広がりしか持たない。夜光レートを 200 MHz, チェレンコフ光による信号の幅を 3 nsec とすると、信号波形中に平均 0.6 光子程度の夜光が混入することとなり、積分幅を大きくとるほど多くの夜光が混入することになる。したがって、PMT 信号からチェレンコフ光量を得る際にはチャージ ADC を用いて長い信号積分時間を取るのではなく、FADC を用いて PMT 信号波形をサンプリングし、チェレンコフ光による信号を含む短い時間のみを積分して光量を求めることが夜光の影響を抑え S/N を改善する上で効果的である。このように夜光ノイズの影響を抑えることで解析におけるエネルギー閾値を下げることに繋がる。数 nsec 幅の速いチェレンコフ光の信号をサンプリングして波形を得るためには GHz で波形サンプリングを行う高速の回路が必要となる。そこで大口径望遠鏡ではサンプリング速度 1–2 GHz が要求される。

^{*1} 24 台の光学望遠鏡と 2 台の電波望遠鏡を持つ世界有数の天文台。

表 4.1 Kitt Peak における夜光のスペクトル [48].

Photometric band	λ (nm)	$\frac{dN}{dt dA d\Omega d\lambda}$ (photons/sec m ² sr nm)
U	365	5.3×10^9
B	440	5.2×10^9
V	550	8.5×10^9
R	700	11.4×10^9
I	900	17.6×10^9

焦点面カメラ内には数千チャンネル分の読み出し回路が封入されるため、回路の消費電力を小さくして発熱を抑え、安定に動作する温度にコントロールできるようにする必要がある。そこで消費電力は 2 W/channel 以下であることが求められている。ダイナミックレンジは 0.2–1000 phe 以上、帯域幅は数 nsec 幅の速い信号を記録するために 300 MHz(−3 dB) 以上が求められている。トリガレートは単体望遠鏡でのトリガでは最大で 50 kHz、望遠鏡間でのトリガのコインシデンスをとったステレオトリガでは最大で 10 kHz が想定され、読み出し回路のデッドタイムはトリガレート 10 kHz で 5% 以下が求められている。望遠鏡間でコインシデンスをとりステレオトリガを生成する場合には PMT 信号が到着してからトリガ信号が到着するまでの間波形を保持しなければならないが、その波形記録メモリの深さとして 2 μ sec 以上が必要となる。

4.2 アナログメモリ DRS4

4.2.1 アナログメモリ

前節で述べたようにシャワーからのチェレンコフ光による信号波形をサンプリングするためには GHz の高速サンプリングが必要となる。しかし GHz でアナログ信号をサンプリングしデジタル変換する FADC はチャンネルあたりの消費電力が数 W と大きく、かつ高価であるため、発熱とコストの点から好ましくない。そこで LST 用読み出し回路では高速サンプリングを比較的低い消費電力で実現できる方法としてアナログメモリを採用している。

アナログメモリとは Switched Capacitor Array と呼ばれ、並列に並んだ多数のキャパシタのそれぞれにアナログ信号の入力がトランジスタによるスイッチを介して接続されたものである (図 4.1)。各キャパシタのスイッチを高速で順次切り替えることで、各時点でのアナログ信号電圧値がそれぞれのキャパシタに電荷をためて保存され、サンプリングが行われる。この時点ではまだデジタル変換は行われていない。各キャパシタは出力にも同様にスイッチを介して接続されている。サンプリング後に各キャパシタの出力側のスイッチを順次切り替えて、保存された電圧値を ADC でデジタル変換する。サンプリング速度とデジタル変換の速度はそれぞれのスイッチの切り替え速度によって決まるため、サンプリングの際の切り替え速度を GHz、デジタル変換の際の切り替え速度を数 10 MHz にすることで、高速の ADC を使わずに済み、消費電力を抑えることが可能となる*2。波形記録のメモリの深さはキャパシタの数 N とサンプリング速度 (周波数) f で決まり、 N/f となる。

*2 例えば Texas Instruments 製 ADS5400 は 1 GHz サンプリング、12 bit の ADC で消費電力は 2.15 W。一方 Analog Devices 製 AD9222-40 は 40 MHz サンプリング、12 bit の ADC で消費電力は 1 チャンネルあたり 87.5 mW である。

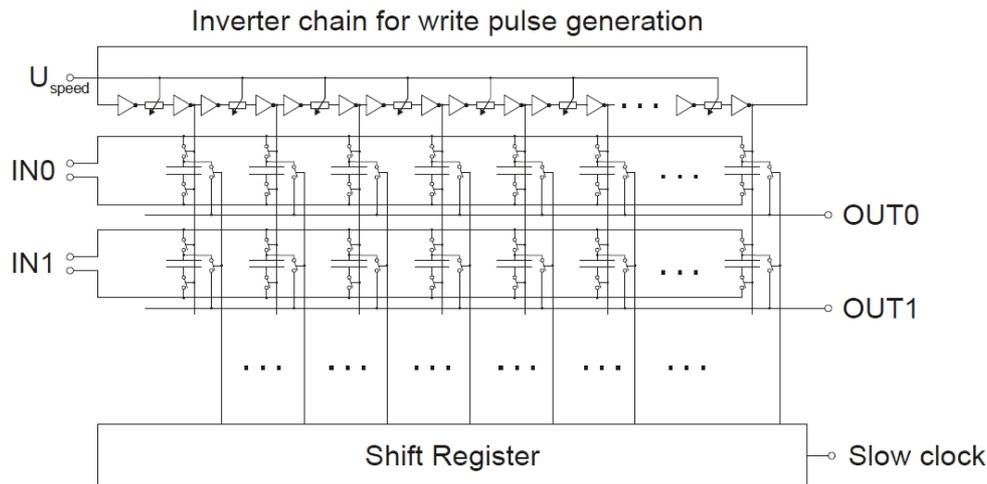


図 4.1 アナログメモリの単純化した回路図 [49]. スイッチを次々と切り替え、多数並んだキャパシタに入力信号波形をサンプリングする.

4.2.2 DRS4

LST 用読み出し回路ではスイス PSI 研究所が開発したアナログメモリの ASIC である DRS4 (Domino Ring Sampler version4) [50] を使用している (図 4.2). DRS は素粒子分野の MEG 実験^{*3}[51] や, IACT では MAGIC で使用実績がある. 9 チャンネルの差動入力で, 各チャンネルには 1024 個のキャパシタが並ぶ. サンプリング速度は 0.7–5 GHz で可変, 帯域は 950 MHz, 消費電力は 2 GHz サンプリング時に 140 mW でチャンネルあたり 17.5 mW となっている. 図 4.3 に DRS4 のブロック図を示す.



図 4.2 DRS4 チップ. 9 mm 角の大きさ.

連結したインバータからなるループした回路 (Domino Wave Circuit) 上をパルス信号 (Domino Wave) が伝播し, この信号が各キャパシタのスイッチを順次オンにしてサンプリングが行われる (図 4.4). 並んだキャパシタの 0 番目から 1023 番目までサンプリングが行われると再び 0 番目のキャパシタに戻り上書きされていく. サンプリングは外部コントロール信号によってオン/オフされ, サンプリングが止められてから各キャパシタの読み出しが行われる. アナログメモリの短所は読み出しの間はサンプリングが止められているためにデッドタイムになってしまう点である. 旧バージョンの DRS2 では読み出しの際に 1024 個のキャパシタ全てを読み出さなければならなかったが, DRS4 ではサンプリングを止めた場所

^{*3} レプトンフレーバーの保存を破る $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ の崩壊を探索している.

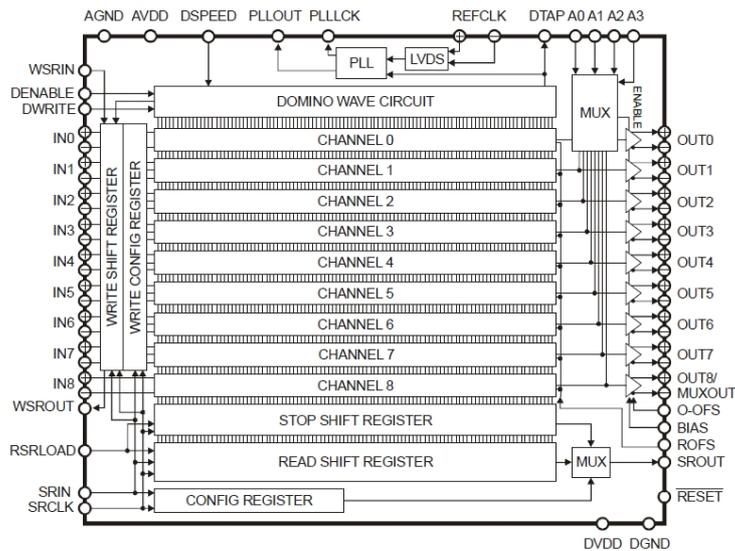


図 4.3 DRS4 ブロック図 [52]

のキャパシタから読み出しが開始され、そこから信号波形が記録された興味のある領域 (ROI: Region of Interest) に対応する数のキャパシタだけを読み出すことができるようになっている。これにより読み出すキャパシタの数が減りデッドタイムが軽減されている。

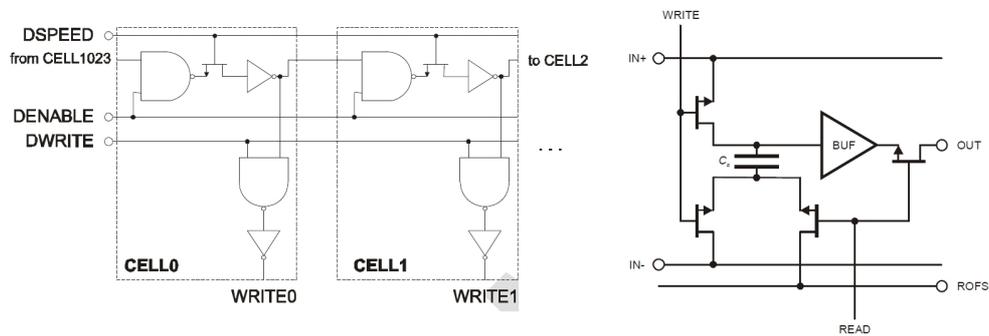


図 4.4 Domino Wave Circuit (左) と Sampling Cell (右). Domino Wave Circuit 上をパルスが伝播し、各 Sampling Cell の NMOS トランジスタで構成されたスイッチをオンにしていく。オンになった Sampling Cell ではスイッチを介してキャパシタ (cell) に入力信号がサンプリングされる。DRS4 datasheet (<http://drs.web.psi.ch/docs/>) より。

DRS4 チップの複数のチャンネルに並列に信号を入力し、Domino Wave が 1024 個のキャパシタを 1 周ループするごとに書き込みイネーブルにするチャンネルが切り替わることで、並列につないだチャンネルの数だけメモリ深さを増やすことができる (チャンネルカスケード)。チャンネルカスケードの模式図を図 4.5 に示す。DRS4 の内部レジスタである Write Shift Register は 8 bit のシフトレジスタで、各 bit が 0-7 チャンネルまでの各入力チャンネルに対応し、1 がセットされているとそのチャンネルのサンプリングがイネーブルとなる。Domino Wave が 1024 個のキャパシタを 1 周すると各 bit が上位 bit へとシフトし、最上位 bit は最下位 bit へとシフトする。したがって、例えば Write Shift Register に 00010001 を書き込めば 1024 × 4 チャンネルのキャパシタが順次イネーブルになり、合計で 4096 キャパシタ分のメモリ深さとなる。LST 用読み出し回路ではサンプリング速度 1-2 GHz, 読み出しキャパシタ数 60-100

程度、チップ内4チャンネルをカスケードし2 GHz サンプリング時2 μsec のメモリ深さ (4096 キャパシタ) で使用する。

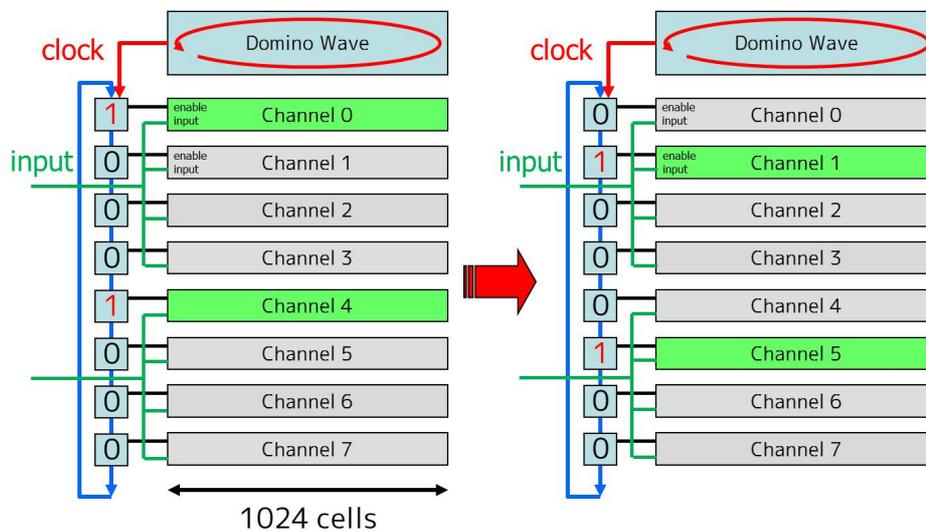


図 4.5 チャンネルカスケードの模式図. Domino Wave が一周するごとにサンプリングするチャンネルを切り替え、メモリ深さを増やす. Stefan Ritt NSNI 2010 conference talk (<http://drs.web.psi.ch/docs/>) を改訂.

4.3 プロトタイプ読み出し回路 version1, version2

GHz の高速サンプリングと低消費電力を達成するために、DRS4 を用いた LST 用読み出し回路 Dragon (Domino Ring Acquisition with Gigalink Over Network) の開発が行われてきた。この LST 用読み出し回路の基礎的な部分はイタリア Pisa のグループによって開発されていた。我々はこの回路をベースとして、PMT と接続しデジタル変換、データ転送まで動作させ、カメラに組み込める形まで完成させることを目標に開発を行った。

読み出し回路はメンテナンス性をよくするためにモジュール化されている。1枚の読み出し回路基板に対し7本の PMT が接続され1つの”クラスタ”を構成し、このクラスタが多数並べられカメラ全体を構成する。プロトタイプとして開発された LST 用読み出し回路 version1 と version2 を図 4.6 に示す。猶、version1 と version2 の読み出し回路は本論文で開発したものではなく、これまでに既に開発されていたものである [53]。この図の右側に PMT クラスタが接続され、PCI カードエッジコネクタを通して PMT の信号が入力される。トリガ生成回路は外付けの基板 (mezzanine ^{*4} と呼ばれる) となっており、図の基板上部にあるコネクタに接続される。カメラ内の PMT 信号の分布からトリガを生成し、さらにカメラ全体にトリガ信号を送るにはクラスタ間で信号をやりとりする必要がある。この役割と、電源供給やその他カメラ全体のコントロールに関わるモジュール (バックプレーンと呼ばれる) が図の基板左側に接続される。入力した PMT 信号はメインアンプを通してから DRS4 でサンプリング、ADC でデジタル変換され、イーサネットストレージへと転送される。各 IC のコントロールとデータ通信は読み出し回路上 FPGA のファームウェアによって行われる。

*4 コネクタに基板を挿した様子が二階建ての建物に見える。

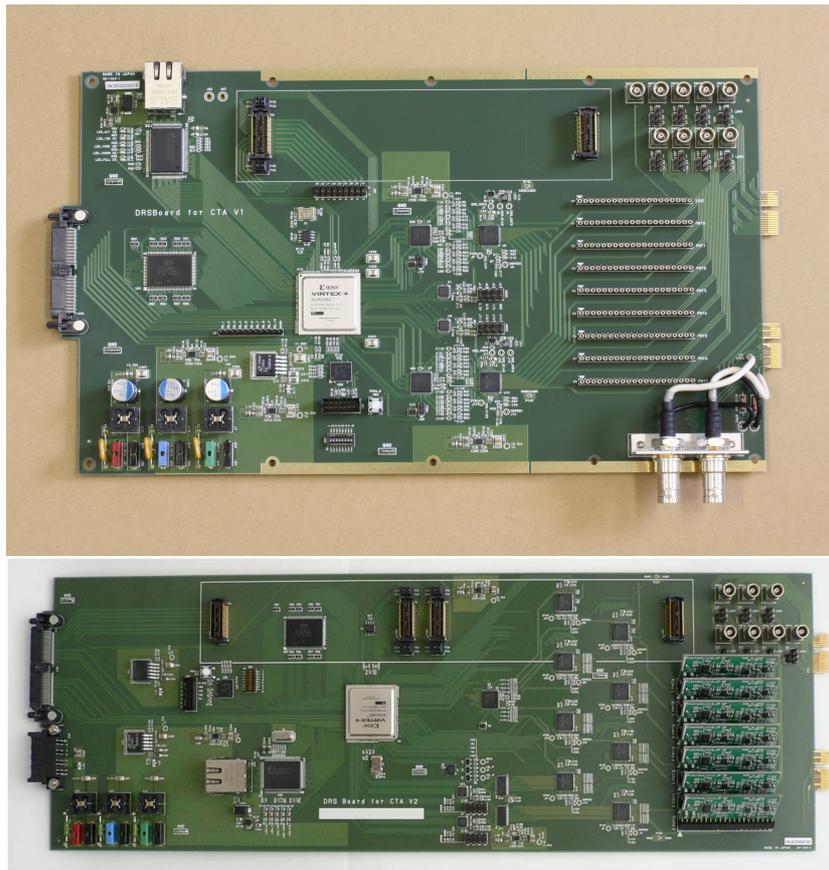


図 4.6 LST 用読み出し回路 version1(上) と version2(下). version1 は 180 mm×300 mm, version2 は 140 mm×415 mm の基板サイズ.

最初に製作された version1 回路では DRS4 による波形サンプリングとイーサネットによるデータ転送の基本的な動作が確認された. 基礎動作の確認のため, DRS4 のチャンネルカスケードは行わずに, 2 個の DRS4 により 7 本の PMT 信号のサンプリングが行われ, メモリ深さは 2 GHz サンプリング時で 500 nsec である. PMT 信号はプリアンプで増幅されてから読み出し回路に入力され, メインアンプを通して 2 系統のゲイン出力とトリガ生成回路への出力の 3 つの信号が出力される. DRS4 の入力レンジは 0–1 V であるが, この範囲では 0.2–1000 phe 以上のダイナミックレンジが達成できないため, 2 系統のゲインが用意され, それぞれが DRS4 に入力されてサンプリングされる. 小さい信号は高いゲインの出力 (以下, High Gain) を用いて良い S/N でサンプリングされ, 大きい信号は低いゲインで減衰させた出力 (以下, Low Gain) を用いて DRS4 の入力レンジより大きい信号までサンプリングできるように設計されている. このメインアンプは山形大学により設計, 製作されたもので [54], カード状のモジュールとなり読み出し回路基板上に 7 枚接続される (図 4.7).

version1 により基礎動作の確認がされた後, 大口径望遠鏡の仕様に近づけた読み出し回路 version2 が製作された. version2 では DRS4 のチャンネルカスケードによりメモリ深さが 2 GHz サンプリング時で 2 μ sec となっている. これにともなって DRS4 の数は 8 個に増えている. DRS4 のゲインとサンプリングタイミングをキャリブレーションするための機構も追加実装されている. またトリガ生成回路等の外部基板との接続も実際の仕様に合わせて変更されている. 基板サイズは横幅が PMT クラスターの幅に合わせて短く変更された. メインアンプも改良された version2 が製作された. version1 の Low Gain で, 減衰させる前の初段のアンプにおいて大きい入力信号での saturation がみられたために, 初段のアンプを介

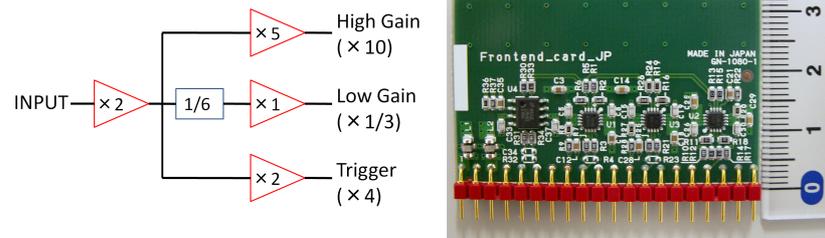


図 4.7 メインアンプ version1 のブロック図 (左) と写真 (右).

さずに減衰させるよう変更されている (図 4.8). これによってダイナミックレンジの改善がなされた.



図 4.8 メインアンプ version2 のブロック図 (左) と写真 (中央) と読み出し回路との接続 (右).

4.4 改良版読み出し回路 version3

本論文ではこれまでに開発されてきた読み出し回路 version1, 2 をさらに改良した LST 用読み出し回路 version3 の開発を行った. 製作した version3 基板を図 4.9 に示す. 基板サイズは 136 mm×289 mm, 基板層数は 12 層となっている.

4.4.1 PCB 製作上の注意点

読み出し回路の製作においては基板レイアウト案の作成, 回路図作成から自分の手で行い, 基板製作業者に発注, さらに製作過程での配線レイアウト, 電源層レイアウトのチェックを行った. 基板を製作する上で注意した点を以下に挙げる.

- 回路図上で信号線の接続間違いが無い確認した.
- 信号線は直角に曲がらないようにレイアウトした (図 4.10).
- 差動信号線とシングルエンド信号線ではインピーダンスが異なるため線幅が異なるが, 正しい線幅となっているか, また差動線の線間隔は正しいか確認した.
- 差動線が異なる電源層の切れ目近くを平行に通るとインピーダンスが変わるため, 電源層の切れ目近くを通らないようレイアウトした.
- デジタルの速い信号線とアナログの信号線を一部別層に分け, ノイズの影響を受けないようにした.
- 電源層の銅箔面が細い箇所では電源が通らなくなる恐れがあるため, 細い箇所をつくらないようにレイアウトした.
- メインアンプの信号入力部分は電源, グラウンド層の銅箔を除くことで容量を減らし, 性能が出る

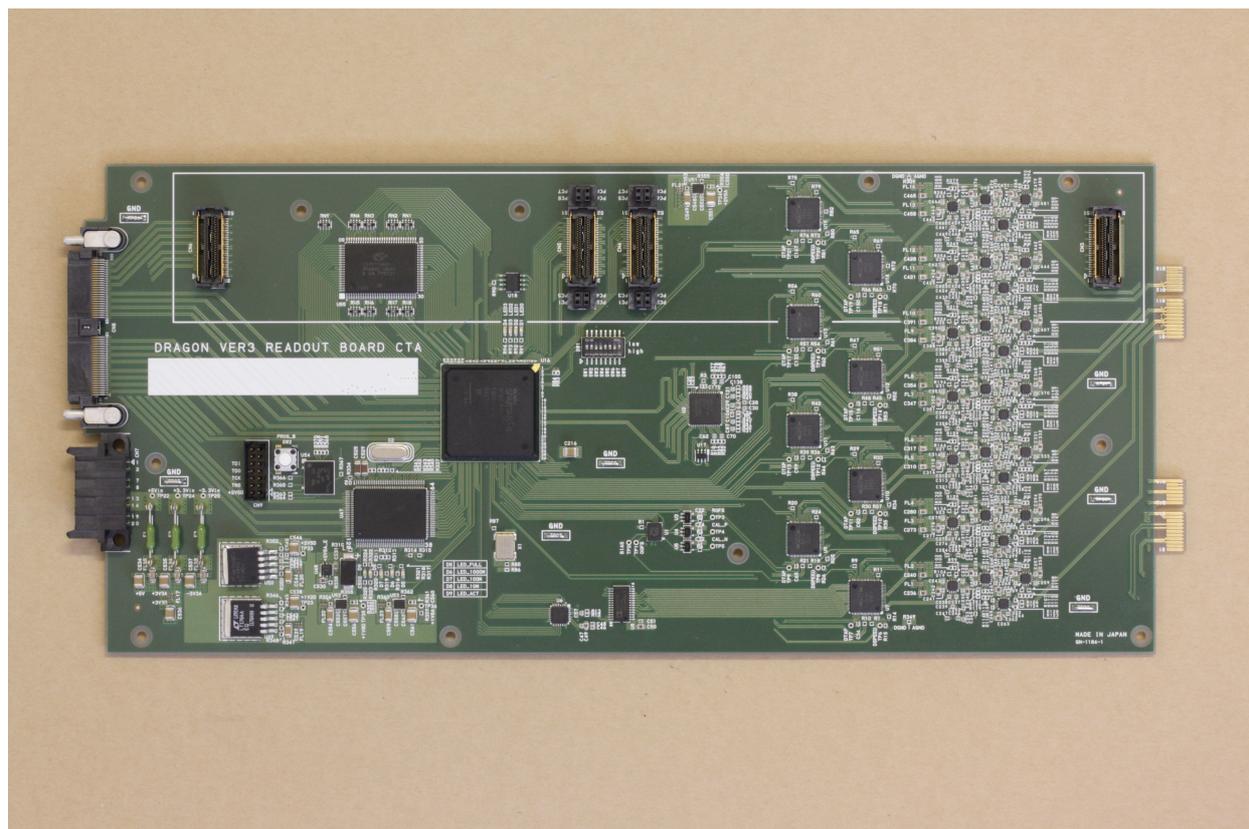


図 4.9 LST 用読み出し回路 version3. 基板サイズは 136 mm×289 mm

ようにした (図 4.11).

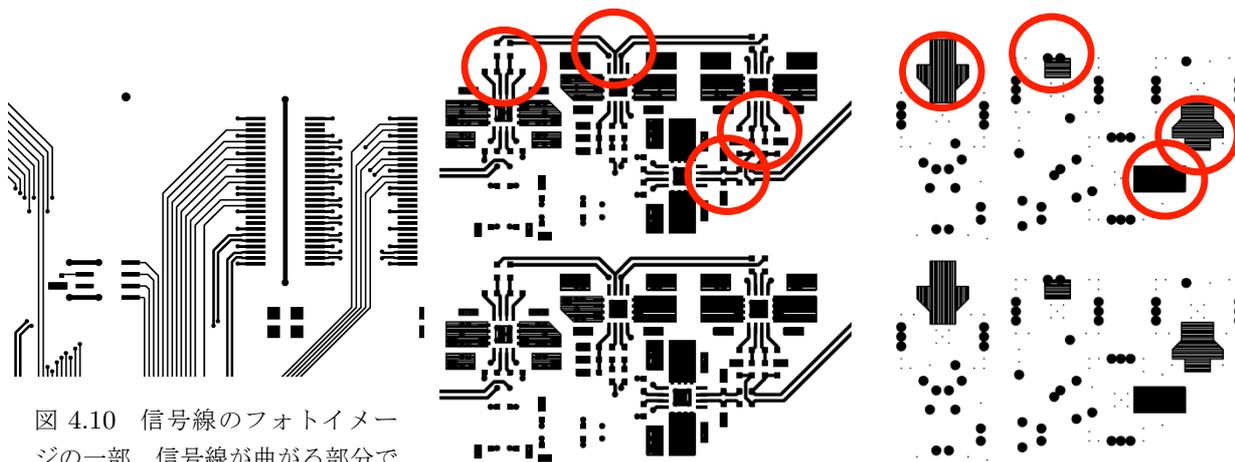


図 4.10 信号線のフォトイメージの一部. 信号線が曲がる部分でも直角には曲がらないよう配線している.

図 4.11 メインアンプ部分のフォトイメージ. 丸で囲んだ部分が入力部分であり, グラウンド層 (右) ではその部分のグラウンドの銅箔が除かれている.

4.4.2 version2 からの変更点

読み出し回路 version2 と version3 の比較を図 4.12 に示す。version3 での大きな変更点は、カードとして接続されていたメインアンプを読み出し回路基板内に取り込んだことである。カメラ内の冷却を水冷で行う場合には図 4.13 に示すように基板面にアルミプレートを接触させて熱交換を行う。したがって図 4.8 のようなカードを接続する形状よりも基板上に実装する方が明らかに構造が簡易になる。メインアンプは読み出し回路内でも発熱の大きい箇所であるため（使用アンプ IC のデータシート値よりチャンネルあたり 430 mW）、熱交換の点でも平面に実装することが好ましいといえる。また、外付けの回路として用意するよりも同一の基板として量産する方がコスト面でも有利である。

他の変更点としては、図 4.12 の version2 基板の右上部には外部からのテスト信号入力用 LEMO 端子が実装されているが、このテスト入力端子は version3 では取り除かれ、コストダウンされている。また version2 までは FPGA に Xilinx 製 Vertex-4 を使用していたが、version3 ではより安価な Xilinx 製 Spartan-6 を用いている。データ転送で使用するイーサネット通信用の RJ45 コネクタはバックプレーンに移動した。これは実際の仕様に合わせてものになっている。電源は図 4.12 の version2 基板左下部にある端子より供給していたが、バックプレーンより供給するよう変更されている。冷却系実装のためのレイアウトと、量産のためのコストダウンにより、version3 は実際の望遠鏡への搭載にさらに近いものとなっている。

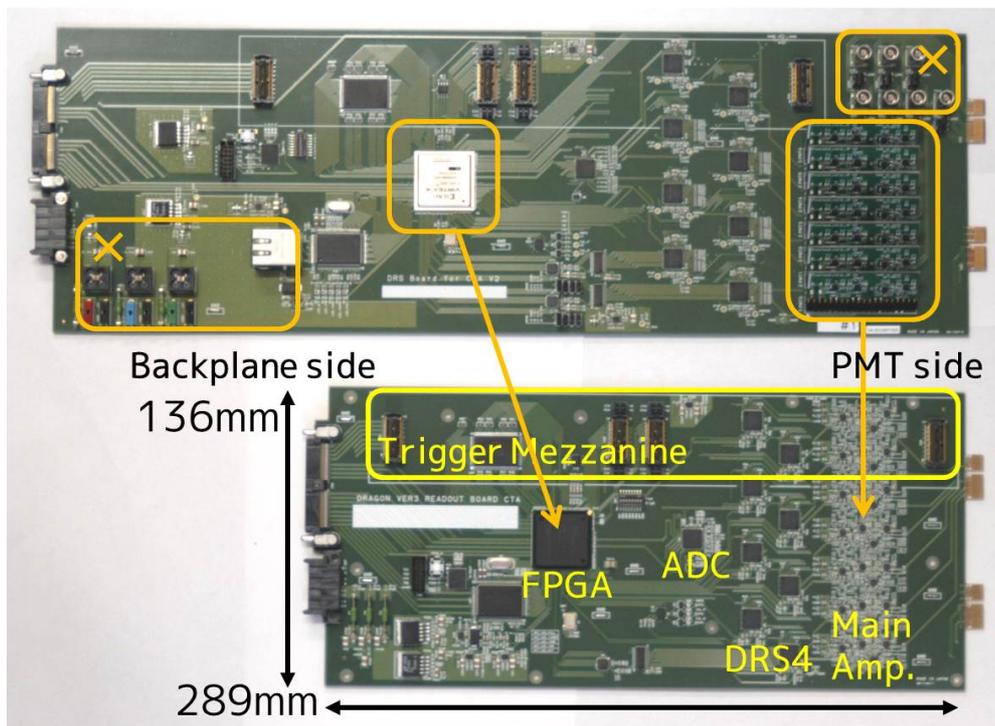


図 4.12 読み出し回路 version2(上) と version3(下) の比較。

4.4.3 回路の構成

既に述べたように読み出し回路 1 枚には PMT7 本の信号がプリアンプを通して入力される。入力された信号はメインアンプを通して High/Low Gain の信号とトリガ生成回路用の信号として出力される。

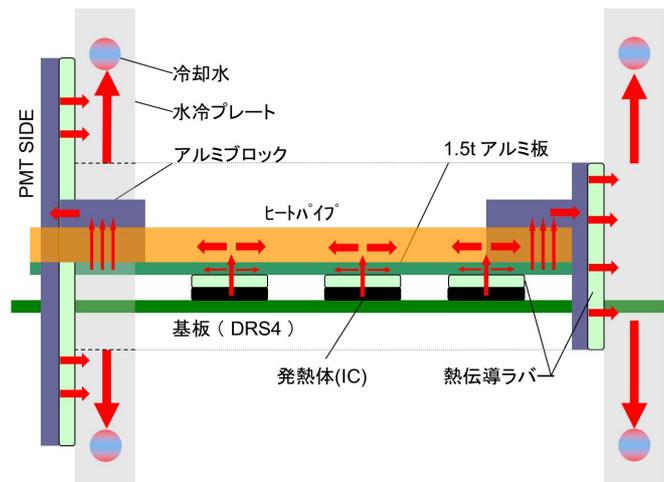


図 4.13 水冷の場合のカメラ内読み出し回路の放熱経路模式図. 日本物理学会 2012 年秋季大会 大岡秀行「CTA 報告 43: CTA 大口径望遠鏡カメラ冷却システムの開発」講演スライドより.

High/Low Gain 出力は DRS4 でサンプリング，ADC でデジタル変換され，FPGA 内の FIFO バッファに格納，ギガビットイーサネットでデータ転送される．データ転送と高圧設定等のスローコントロール通信は KEK で開発されたイーサネット通信のプロセッサである SiTCP[55] を FPGA に実装して行う．

読み出し回路のまわりにはスローコントロールボード，バックプレーン，トリガ生成回路といった回路が接続される．スローコントロールボードには 7 本の PMT と読み出し回路が接続され，PMT と読み出し回路を接続する治具の役割を果たすとともに，PMT の CW 高圧回路 (3.2.4 節) の高圧設定，PMT のアノード電流モニタ，テストパルス生成等の機能をもつ．バックプレーンはカメラ背面側 (PMT とは逆側) に接続される回路で，読み出し回路に電源を供給するとともに，イーサネットケーブルやトリガ回路が接続される．クラスタ間の信号接続やカメラ全体のコントロールはバックプレーン側でおこなわれる．トリガ生成回路は mezzanine として読み出し回路上に接続されるものと，バックプレーンに接続されるものがある．トリガ生成回路はトリガ回路同士やまわりのクラスタと信号をやりとりし，トリガロジックにしたがって最終的なトリガ信号を読み出し回路 FPGA に送る．読み出し回路がトリガ信号を受けるとサンプリングした信号波形のデジタル変換が開始される．回路のブロック図を図 4.14 に，読み出し回路に PMT と周辺回路を接続したクラスタの写真を図 4.15 示す．以下では各コンポーネントについて説明する．

4.4.4 メインアンプ

メインアンプは山形大学で製作されたメインアンプカードのデザインを踏襲して読み出し回路上に吸収している．Analog Devices 製 ADA4927 と ADA4950 を組み合わせて差動の High/Low Gain 出力とトリガ生成回路用出力を出している．ADA4927 は消費電力 145 mW で外部抵抗で調整可能なゲインをもち，ADA4950 は消費電力 70 mW でゲイン 1 倍のバッファとして用いる．3.2.4 節で述べたように劣化を抑えるため PMT は比較的低いゲイン 4×10^4 程度で動作する．プリアンプのゲインは 10 倍，DRS4 の入力レンジは差動 1 V であり，これらに合わせて 0.2–1000 phe 以上のダイナミックレンジが得られるようゲインが調整されている．ダイナミックレンジ 1000 phe は最低限の要求値であり，version3 回路ではダイナミックレンジ上限として 3000 phe を目安に設計されている．

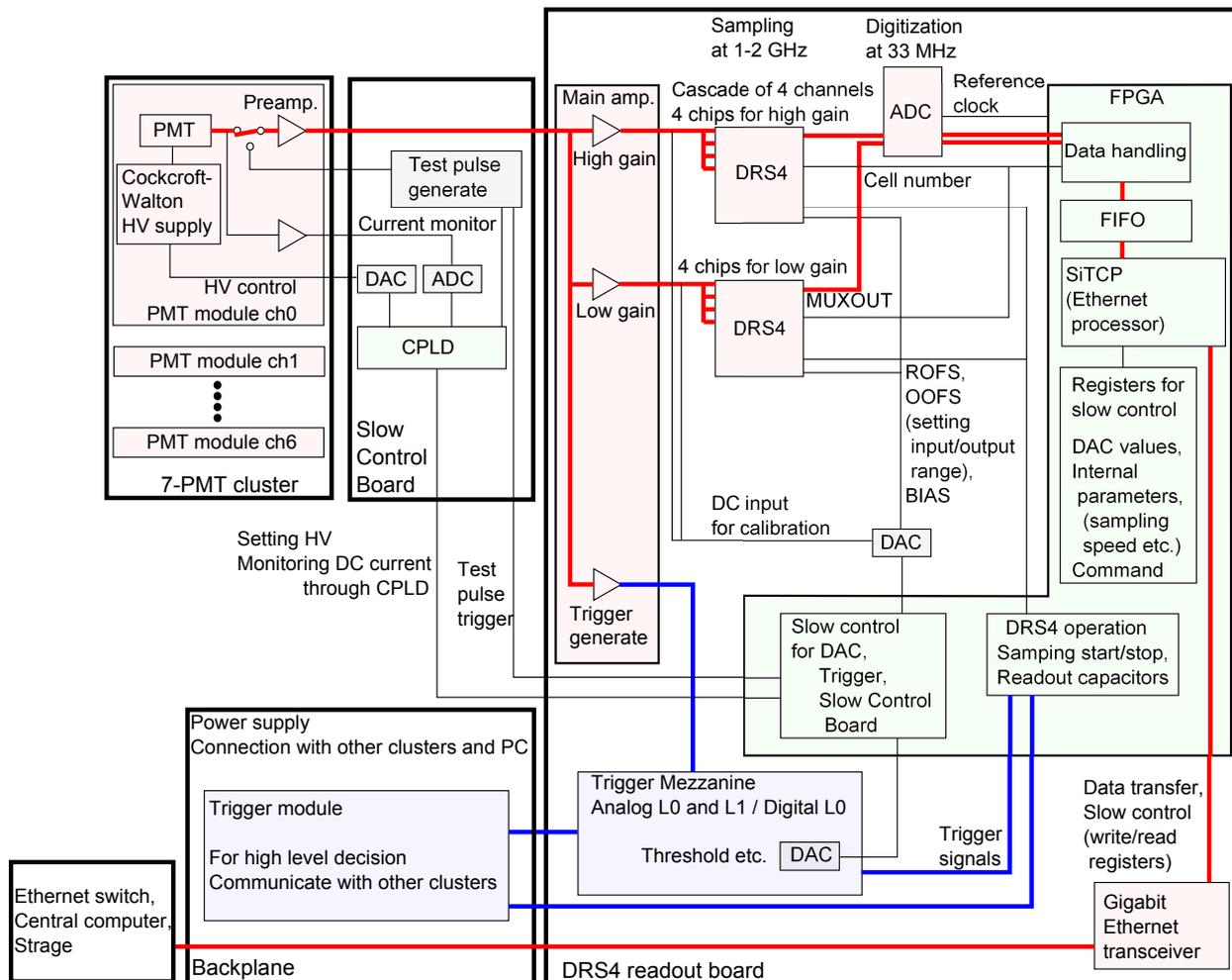


図 4.14 周辺回路を含めた読み出し回路のブロック図. 赤のラインは PMT 信号をサンプリング, デジタル変換しストレージへ転送するブロック, 青のラインはトリガ信号を生成し FPGA へ送るブロックをそれぞれ示す.

4.4.5 DRS4

メインアンプの出力は DRS4 に入力され, GHz でサンプリングされる. DRS4 は 9 チャンネルの差動入力を持ち, 1 つの信号が 4 つのチャンネルに入力され, 4 チャンネル分のメモリ深さ (2 GHz サンプリング時 2 μ sec) となる (図 4.5 参照). したがって 1 チップに PMT2 本分の信号が入力され, 7 本の PMT 信号に対し High Gain 用に 4 つ, Low Gain 用に 4 つ, 合わせて 8 つの DRS4 チップが用いられる.

サンプリング速度, すなわち Domino Wave の伝わる速度は図 4.4 (左) の DSPEED に与えられる電圧でコントロールされる. DRS4 は内部に PLL 回路を持ち, 外部からレファレンスクロック信号を与えると PLL によって DSPEED がコントロールされ, 外部クロックに同期した安定なサンプリング速度が得られる. このレファレンスクロックは読み出し回路上の FPGA から与える. サンプリング速度はレファレンスクロックの周波数を f_{ref} として $2048 \times f_{ref}$ となる*5. したがって, 2 GHz (正確には 2.048 GHz) サンプリング時には 1 MHz のクロックを与えることとなる. 現在のファームウェアのデフォルトのサン

*5 Domino Wave がキャパシタを一周するたびに High/Low が切り替わる DTAP 出力とレファレンスクロックを同期させるため, DTAP 一周期分のキャパシタの数を反映して 2048 倍される.

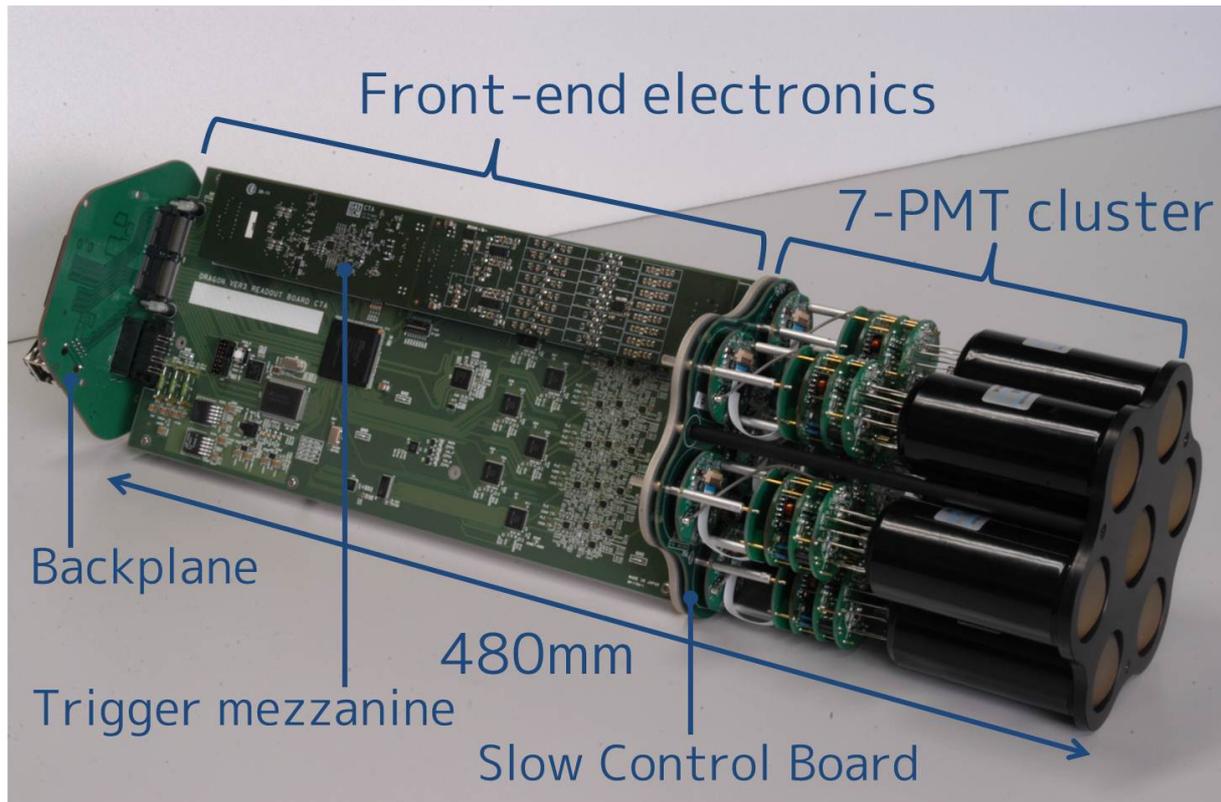


図 4.15 PMT クラスタ．読み出し回路と接続された周辺回路，PMT で構成される．

プリング速度は 2.048 GHz である．

メインアンプの出力は AC カップリングで DRS4 に入力されており，その入力部には 16bit DAC (Linear Technology 製 LTC2656) の出力がつながっていて，メインアンプ出力にオフセットがのせられるようになっている．この DAC は差動入力のコモンモード電圧を調整して DRS4 の入力信号 (図 4.4 (右) の IN+ と IN-) が適切な範囲に収まるようにする．入力部の NMOS トランジスタを 0.1–1.5 V の範囲で動作させることが推奨されているため (レール電圧に近づくと非線形性が大きくなる)，DAC 出力は中心値の 0.8V に設定する．また，同じ DAC を用いて DRS4 の BIAS, ROFS (Read Offset), OOFS (Out Offset) ピンに電圧を与える．BIAS はデータシート値より 0.7V を与える．ROFS は図 4.4 (右) にあるように各 cell にある出力バッファへの入力にオフセットを与えることで差動入力レンジを調整する (レンジの大きさは 1 V)．LST 用読み出し回路では 1.1 V の電圧を与え，差動入力レンジ -0.05 – $+0.95$ V で動作させる*⁶．OOFS は差動出力のコモンモードを与え，出力のレンジを調整する．読み出し回路上の ADC は -1 – $+1$ V の差動入力であるため，これに合わせて OOFS ピンに 1.1 V を与える*⁷．

読み出し回路にはカメラ内で DRS4 のキャリブレーションができる機構が実装されている．まず，先に述べた DRS4 の入力にオフセットをのせる DAC 出力のレベルを変化させることで DC 入力に対する DRS4 チップのゲインキャリブレーションを行うことができる．また，DRS4 チップの 9 チャンネルのうち 8 チャンネルは PMT の信号が入力されカスケードされるが，残り 1 チャンネルは常にサンプリングが

*⁶ 出力バッファの入力レンジが 1.05–2.05 V であるため，1.1 V のオフセットにより DRS4 の入力レンジが $(1.05 - 1.1)$ – $(2.05 - 1.1) = -0.05$ – $+0.95$ V となる．

*⁷ 図 4.4 (右) のバッファ出力 OUT は 1 V の入力レンジに対し 0.8–1.8 V の出力レンジをとり，これが差動出力のプラス側となる．マイナス側の出力は OOFS の電圧値がコモンモード電圧となるように出力されるため，OOFS が 1.1 V のときマイナス側の出力は 1.8–0.8 V となり，差動出力のレンジが -1 – $+1$ V となる．

イネーブルとなっており、FPGA からクロック信号を入力してサンプリングすることでサンプリングタ
イミングのキャリブレーションを行うことができるようになっている。

4.4.6 ADC

FPGA がトリガー信号を受けると DRS4 のサンプリングを止め、キャパシタの読み出しが開始される。
FPGA から DRS4 に送られるクロック信号 (SRCLK) に合わせてサンプリングされた各キャパシタの電
圧値が順次出力される。DRS4 の 9 チャンネルを並列に出力し、同時にデジタル変換することもできる
が、そのためにはより多くの ADC を使わなければならない、消費電力も大きくなってしまふ。DRS4 は
各チャンネルをマルチプレクサで切り替えてひとつのピンから出力することができるため、この出力を
ADC に入力してデジタル変換を行う。

ADC は Analog Devices 製 AD9222 を用いる。12 bit, 8 チャンネルの ADC で、8 個の DRS4 チッ
プの各マルチプレクサ出力が入力される。DRS4 の読み出しクロックは 33 MHz であるため、ADC のレ
ファレンスクロックも 33 MHz を FPGA から送り、33 MHz で各キャパシタの出力をひとつずつデジタ
ル変換していく。デジタル変換された 12 bit のデータは 33 MHz で 1 キャパシタ分がシリアルに出力さ
れ、8 チャンネル分の信号が並列に FPGA に入力し、FIFO バッファに格納される。

4.4.7 SiTCP

FIFO バッファに格納されたデータは TCP/IP を使いギガビットイーサネットではストレージへと転送
される。イーサネット通信のプロセッサとして、KEK で開発された SiTCP が用いられる。SiTCP は
FPGA 内に実装することができ、コンパクトな面積でギガビットイーサネット通信を実現することがで
きる。また、SiTCP はギガビットイーサネットの転送レート上限値で安定に動作することが実証されて
いる。SiTCP モジュールは HDL (Hardware Discriptive Language) のライブラリとなっていて、ユー
ザが各自のファームウェアに組み込めるようになっている。

SiTCP は physical layer transceiver (National Semiconductor 製 DP83865) を介してバックプレー
ンに接続されたイーサネットケーブルに信号を送る。波形データの転送のみではなく、PMT の電圧や
DAC の出力値、トリガスレッシュホールドの設定値などを外部から書き込む、あるいは外部から読み出すと
いったスローコントロール通信も行われる。スローコントロール通信では UDP*⁸ プロトコルが用いられ
る。DAC の値などのスローコントロール用パラメータは FPGA 内部のレジスタに格納され、動作の際に
参照される。通信に必要な MAC アドレスと IP アドレスは読み出し回路上の EEPROM に格納される。

4.4.8 FPGA

FPGA (Feald Programable Gate Array) は DFF と SRAM による Look Up Table を組み合わせた
デジタル集積回路で、ユーザがそのロジックをプログラムすることができる。ここで言うプログラムと
はソフトウェアのことではなく、FPGA ではデジタル回路 (AND, OR, NOT ゲート, DFF とそれら
の配線) をハードウェア的に構成してロジックを組むことができる (ファームウェア)。これは SRAM の
Look Up Table を書き換えることで実現されている。ロジックがハードウェアレベルで構成できるため、
その動作はソフトウェアに比べ高速である。ファームウェアは HDL (Hardware Discriptive Language)

*⁸ TCP/IP に比べリアルタイム性があるが確実な通信の保証はされない。

によって記述され、読み出し回路上の PROM に書き込まれており、電源投入時に FPGA へとダウンロードされる。読み出し回路の FPGA には Xilinx 製 Spartan-6 (XC6SLX100-2FGG676C) を用いている。

ファームウェアは DRS4 など各 IC のコントロール、各 DAC 値の設定、データ処理、転送、スローコントロール通信等を行い読み出し回路を動作させる。FPGA のクロックには 33.333 MHz の水晶発振器が用いられており、これを分周して各周波数の内部クロックを生成している。ファームウェアのおおよそのモジュールは 66 MHz で動作し、データ転送やトリガ判定などの一部は 133 MHz で動作する。

4.4.9 電源

電源はバックプレーンから ± 3.3 V と +5 V が供給される。読み出し回路上では ± 3.3 V の他、各 IC に使う電源として +2.5 V, +1.8 V, +1.2 V が必要であり、+3.3 V から読み出し回路上のリニアレギュレータでつくられる。ノイズを分離するために、アナログ信号を扱う IC とデジタル信号を扱う IC の電源ラインはそれぞれに用意されている。+5 V は PMT に使うもので、 ± 3.3 V とともにスローコントロールボードへと供給される。

4.5 周辺回路

4.5.1 スローコントロールボード

スローコントロールボードは東大宇宙線研究所で製作されたもので (図 4.16), 7 本の PMT モジュールが接続され、読み出し回路と PMT クラスタを接続する治具の役割を持つとともに、CW 回路の高圧設定、PMT のアノード電流モニタ、テストパルス生成といった機能をもつ。スローコントロールボードには Xilinx 製の CPLD *⁹が載せられており、この CPLD が各機能を動作させる。この CPLD と読み出し回路上の FPGA が通信することで、読み出し回路側から各機能をコントロールできるようになっている。通信には SPI (Serial Peripheral Interface) が用いられる*¹⁰。

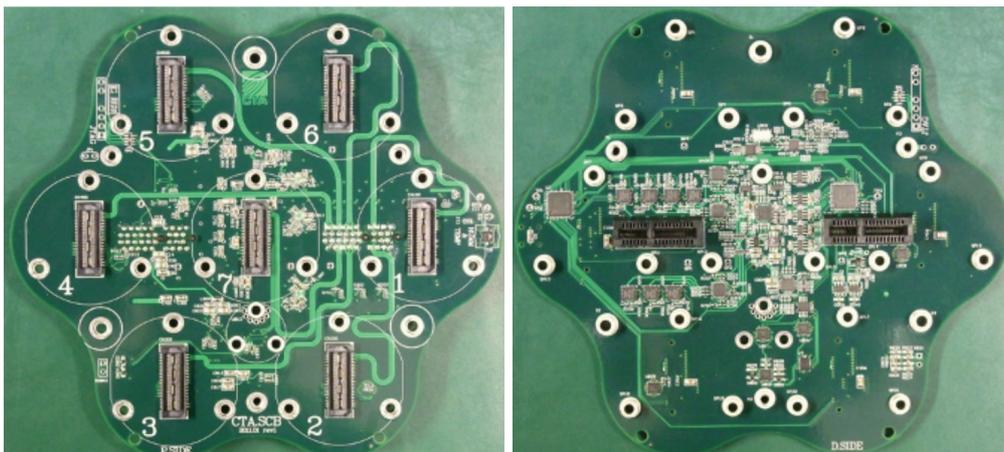


図 4.16 スローコントロールボード。7 本の PMT が接続される面 (左) と読み出し回路が接続される面 (右)。基板サイズは図中の横幅で 142 mm

CW 回路の高圧は、スローコントロールボードからの 12 bit の DAC 出力でコントロールされる。

*⁹ Complex Programmable Logic Device. FPGA 同様プログラム可能なデジタル集積回路。

*¹⁰ 少ない信号線でシリアルに信号を出力して通信する接続。

DAC の出力は 0–1.5 V で、これに対応して PMT に -0 – -1.5 kV がかかる.. PMT のアノード電流モニタは対応する電圧出力をスローコントロールボード上の ADC に入力し、デジタル変換した値が CPLD を通して読み出し回路 FPGA で読み出される. また、読み出し回路 FPGA から矩形パルスを送ると、このパルス进行处理し PMT を模した信号が生成され、プリアンプを通してテストパルスとして読み出し回路の各チャンネルに入力することができるようになっている. テストパルスを減衰させることでその大きさを変えることができ、減衰のレベルは CPLD を通して読み出し回路 FPGA からコントロールされる.

4.5.2 バックプレーン

読み出し回路のカメラ背面側に接続されるバックプレーンは試作版が京都大学で製作されており (図 4.17), 読み出し回路 version3 ではこの試作版バックプレーンを用いて動作試験が行われてきた. 各クラスタのバックプレーンには +12 V の電源が供給され、バックプレーン上のスイッチングレギュレータで +12 V から ± 3.3 V と +5 V がつくられ、読み出し回路に供給される. バックプレーンにはイーサネットケーブルとトリガ回路が接続され、トリガ生成のためのクラスタ間での信号通信やイーサネットによる PC(あるいはハブ) との接続が行われる.

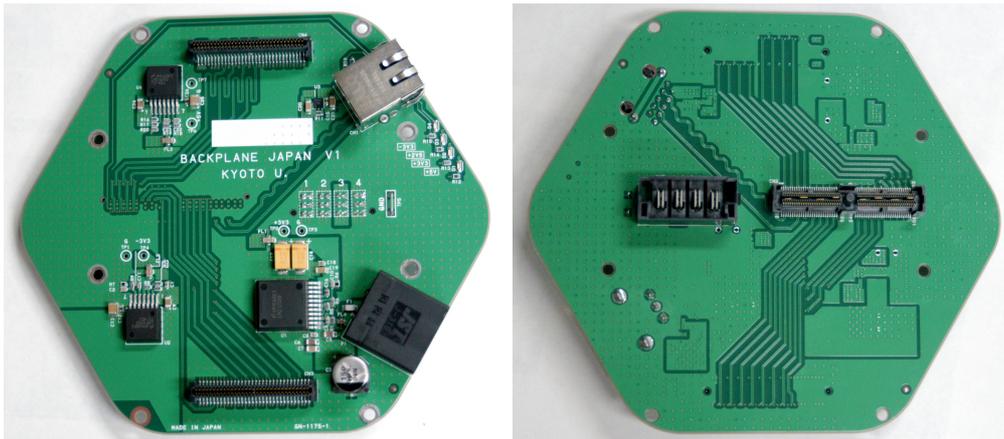


図 4.17 試作版バックプレーン. トリガ回路が接続される面 (左) と読み出し回路が接続される面 (右). 基板サイズは対辺間の距離で 123 mm.

4.5.3 トリガ生成回路

一般的に、トリガ信号はコンパレータを用いて、ある閾値を超える大きさをもつ信号に対して生成され、トリガを生成した信号が選択的に記録される. IACT の場合、夜光ではなく、シャワーからのチェレンコフ光による信号に対しトリガを生成するために、トリガ生成回路にはひとつのピクセルではなく、シャワーのイメージによるまとまったピクセルに信号があるイベントを判定するようなロジックが必要である. そのロジックとしてトリガ生成回路はデジタルトリガとアナログトリガと呼ばれる 2 つの方式が考えられていて、それぞれに読み出し回路上の mezzanine とバックプレーンに接続される回路が用意されており、読み出し回路はこれらの外部基板を接続することでどちらのトリガ方式にも対応することができるようになっている. トリガ回路は海外のグループにより開発が進められている.

各トリガ方式はそれぞれのロジックに従って 1 台の望遠鏡カメラのトリガを生成するが、さらに高次の

望遠鏡間のコインシデンスをとったステレオトリガも用意される。ステレオトリガの場合には望遠鏡同士で信号を通信する必要があるが、その場合にはトリガ信号が到着するまでに $2 \mu\text{sec}$ 程度の時間がかかり、読み出し回路のアナログメモリはこの間も信号を保持できるだけのメモリ深さが必要となる。

4.5.4 デジタルトリガ

デジタルトリガでは各 PMT ピクセルの出力をコンパレータにかけて Level0 (L0) のトリガを生成し、各クラスタの L0 のトリガから 3NN (Three Next Neighbor), 2NN, 1NN などのロジックでカメラのトリガ (Level1, L1) を生成する。nNN とは隣合った n ピクセルの L0 トリガのコインシデンスでカメラのトリガを生成するロジックである。L0 のトリガの時点で各ピクセルの情報はデジタル化されており、各ピクセルが hit したかしていないかのデジタル信号の組み合わせでトリガ判定がされるため、デジタルトリガと呼ばれる。ロジックと回路の構成は比較的シンプルで、実装が容易である。L1 トリガは FPGA によって判定、生成されるためトリガロジックを柔軟に変更することも可能といえる。デジタルトリガのブロック図を図 4.18 に示す。

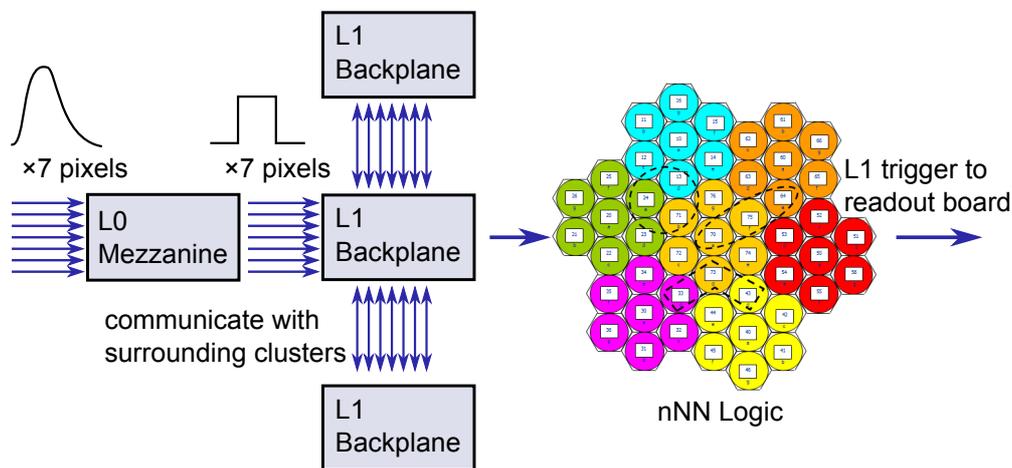


図 4.18 デジタルトリガのブロック図。図は 3NN ロジックの場合。

L0 トリガは読み出し回路上の mezzanine(図 4.19 (左)) で生成され、各コンパレータ出力が読み出し回路 FPGA に送られ、FPGA からそのままバックプレーンへと非同期*¹¹で送られる。コンパレータの閾値は L0 トリガ上の 12 bit の DAC 出力で決められ、この DAC 値は読み出し回路 FPGA から設定される。一度読み出し回路 FPGA を通ることで高次の判定を待たずにデータ取得することも可能である。読み出し回路単体での試験の際にはこの L0 トリガを用いている。バックプレーンには L1 トリガ生成用の回路が接続される(図 4.19 (右))。L1 トリガ生成回路は読み出し回路から受け取った L0 トリガを周囲のクラスタの L1 トリガ生成回路に送り、また周囲のクラスタから L0 トリガを受け取る。こうして隣接クラスタをまたがって隣り合うような信号に対しても L1 トリガが生成できる。受け取った L0 トリガの分布から L1 トリガ生成回路上の FPGA がロジックに従って L1 トリガを生成し、バックプレーンを通して読み出し回路 FPGA にトリガ信号を送る。

*¹¹ クロック信号に同期して判定、出力される場合を同期回路、そうではない場合を非同期回路という。非同期回路は AND, OR, NOT のゲートで構成され、同期回路はこれらのゲートと DFF の組み合わせで構成される。

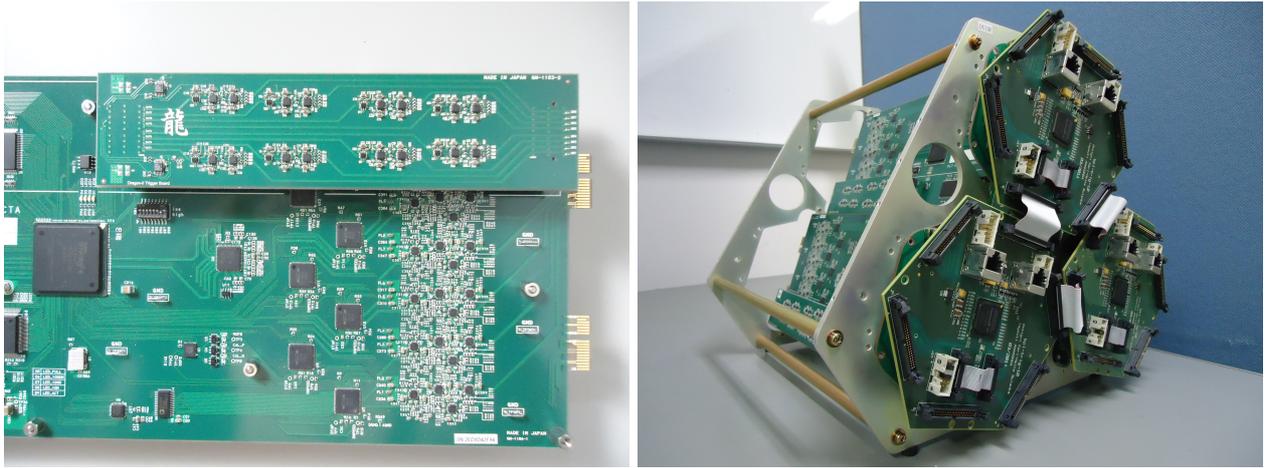


図 4.19 デジタルトリガ. L0 トリガの mezzanine (左) とバックプレーンに接続される L1 トリガ回路 (右). L1 トリガ回路は隣り合うクラスタ同士で接続されている.

4.5.5 アナログトリガ

アナログトリガは MAGIC でエネルギー閾値を下げるために開発された Sum トリガ [56] を基にしたトリガ方式である [57]. 低エネルギーのチェレンコフ光は光子の数が少ないため、ピクセル閾値を下げる必要があるが、これは夜光のコインシデンスによるトリガの割合を増やすこととなる. そこでアナログトリガではクラスタ内, クラスタ間の各 PMT 信号をアナログ的に足し合わせ, 足し合わせた信号をコンパレータにかけてトリガを生成するという方法をとっている. 短い時間幅で到来するシャワーイメージによる信号を足し合わせることはコインシデンスをとる幅を最大限短くとることに対応し, 夜光コインシデンスが抑えられる. また, 各ピクセルごとに閾値を設けた場合には除かれるような信号も足し合わされるため, より大きな信号に対してトリガ判定ができ, エネルギー閾値を下げるができる.

アナログトリガでは読み出し回路上に 2 枚の mezzanine (L0 sum trigger, L1 decision), バックプレーンに 2 枚のトリガ回路 (L0 fan-out, L1 distribution) が接続される (図 4.20). アナログトリガのブロック図を図 4.21 に示す. 各 PMT のトリガ用信号はまず読み出し回路上の L0 sum trigger へと入力される. ここで各 PMT の信号は attenuator と clipping という 2 つの処理を通る. attenuator では信号を減衰させ, 各 PMT 間の信号レベルを調整する. clipping ではある閾値以上の信号は閾値以上の電圧値を切り取った信号として出力される. これによってアフターパルスのような単一のピクセルの大きな信号でトリガが生成されないようにする. attenuator の減衰のレベルと clipping 閾値は mezzanine 上の DAC 出力により調整でき, この DAC 値は読み出し回路 FPGA から設定される. こうして処理された各ピクセルの出力は最後にアナログ的に足しあわせられ, L0 sum trigger からバックプレーンに接続された L0 fan-out へと送られる.

L0 fan-out はクラスタの L0 出力を周囲のクラスタに送り, また周囲のクラスタの L0 出力を受け取る. 受け取った隣接クラスタの L0 出力と自分自身のクラスタの L0 出力は L0 fan-out から読み出し回路上のもうひとつの mezzanine である L1 decision へと送られる. L1 decision では各クラスタの L0 出力をいくつかのコンフィギュレーションに従った組み合わせ方で足し合わせ (足し合わせるクラスタの数を読み出し回路側から設定できる), 最終的にコンパレータにかけて L1 トリガを生成する. コンパレータ閾値は mezzanine 上の DAC 出力によって決められ, 読み出し回路側から設定される. L1 トリガは読

み出し回路 FPGA に送られ、非同期でバックプレーンに接続された L1 distribution へと送られる。L1 distribution は隣接クラスタ同士で接続されており、L1 出力をカメラ全体のクラスタに分配する。分配された L1 出力は読み出し回路上の FPGA に送られ、カメラのトリガとなる。

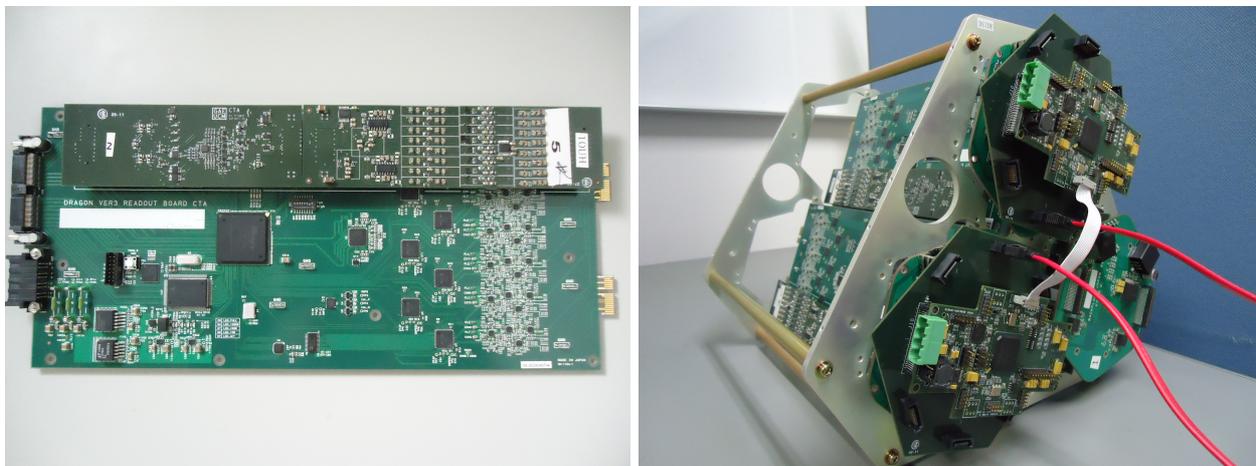


図 4.20 アナログトリガ。L0 sum trigger (左図右上の mezzanine) と L1 decision (左図左上の mezzanine)、バックプレーンに接続される L0 fan-out (右図六角形の基板) と L1 distribution (右図十字形の基板) から構成される。L0 fan-out と L1 distribution は隣り合うクラスタ同士で接続されている。

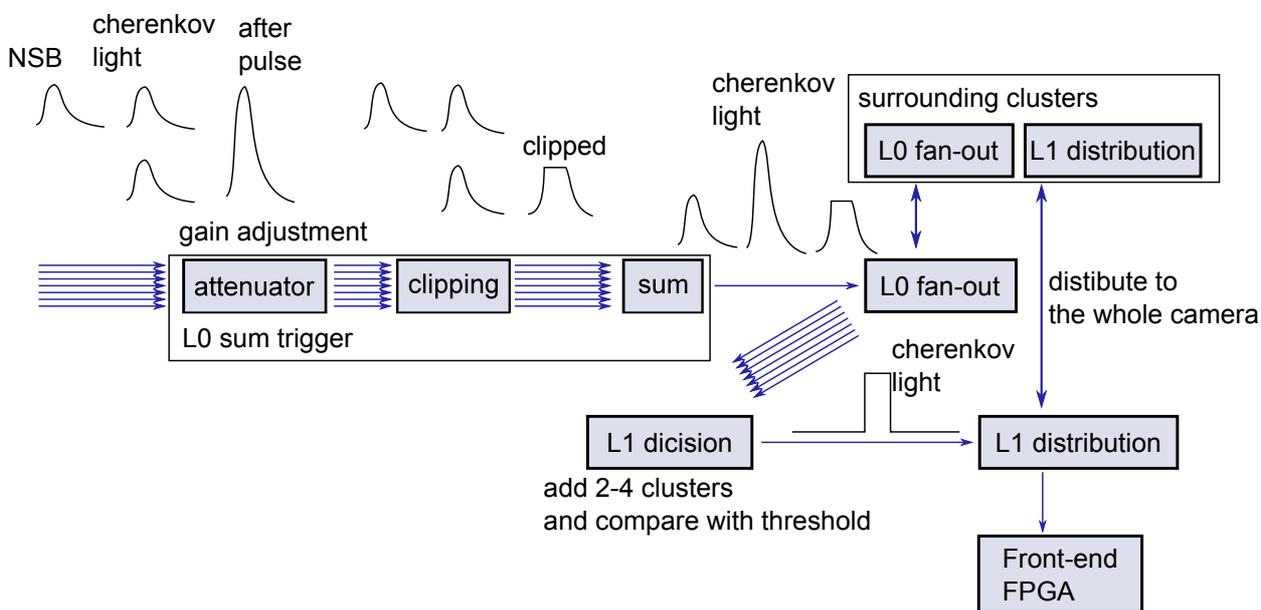


図 4.21 アナログトリガのブロック図。

アナログトリガでは PMT 信号を足し合わせてトリガをかけるため、PMT 信号の到着タイミングをそろえる必要がある。L0 sum trigger にはそのための delay line が実装され、読み出し回路から各チャンネルの信号タイミングを調整できるようになっている。PMT 信号のタイミングは高圧電源の値に依存する (transit time)。PMT の transit time 測定を付録 B に示す。

4.6 ファームウェア

4.4.8 節で述べたように回路上の各 DAC 値の設定, DRS4 のコントロール, データ転送, スローコントロール通信などの制御は FPGA に実装されるファームウェアによって行われる. 読み出し回路とともに HDL によるファームウェアの開発も行った. ファームウェアはおおまかに分けてスローコントロール部, DRS4 コントロール部, データ処理部, SiTCP (データ転送とスローコントロール通信) からなる (図 4.14 中の FPGA).

4.6.1 動作クロック

ファームウェアの大部分は同期回路であり, クロック信号に合わせて動作する. FPGA 内部では外部から入力されたクロック信号から PLL で周波数を変えた内部クロックをつくることができる. 読み出し回路ファームウェアでは水晶発振器の 33.333 MHz クロックから 66 MHz, 133MHz のクロックを生成する. ファームウェアのおおよそのモジュールは 66 MHz で動作し, データ転送やトリガ判定などの一部は 133 MHz で動作する. またイーサネットのトランシーバは 125 MHz のクロックを MAC 層 (SiTCP) へ送る. これはギガビットイーサネットの転送クロックに用いられる.

4.6.2 スローコントロール

スローコントロール部は各 DAC の設定, トリガの設定, スローコントロールボードの設定を行う. DAC 値は FPGA から各 IC に SPI でコントロール信号が送られ設定される. 設定値は FPGA の内部レジスタに書き込まれた値から参照される. この内部レジスタの値は外部からスローコントロール通信で書き換え可能である. DAC の値は電源投入後やリセット後の動作開始時に設定される. また DAC 設定用のコマンドがスローコントロールで送られた場合にも DAC 設定動作が行われ, 内部レジスタの値に変更があった場合には出力に反映される. 設定する DAC には, DRS4 に対する BIAS, ROFS, OOFs, CALP, CALN (ゲインキャリブレーション, あるいは入力オフセット用), デジタルトリガの L0 閾値を設定するコンパレータへの DAC 値, アナログトリガの attenuator と clipping のレベルを設定する DAC 値と L1 decision の閾値を決める DAC 値がある. デジタルトリガとアナログトリガに対してはそれぞれのファームウェアが用意され, トリガ変更の際には PROM の中身を書き換える必要がある.

スローコントロールボードはスローコントロールボード上の CPLD と読み出し回路 FPGA との SPI 通信により制御される. CW 回路への DAC 出力 (PMT の高圧設定) の他, PMT 各チャンネルへの 5V 電源の供給オン/オフの設定, 各チャンネルのテストパルスのオン/オフの設定, テストパルスのモード設定 (短パルス or 長パルス), パルスの attenuate レベルの設定がある. DAC 値と同様に, これらの設定は内部レジスタから参照され, 動作開始時と DAC 設定コマンドを受けたときに設定動作が行われる.

スローコントロール通信は SiTCP によって UDP プロトコルを用いて行われる. PC 側ソフトウェアから通信パケットが送られると, 内部レジスタ読み出しの場合には指定したアドレスのレジスタの中身が返される. 内部レジスタ書き込みの場合には指定したアドレスのレジスタに送信したデータが書き込まれる. 内部レジスタのメモリマップを付録 A に示す. 書き込んだ内部レジスタの値のうち, DAC 値などは FPGA が各 IC と通信して設定値を更新しなければ反映されない. 設定値の更新はメモリマップ中の `command_dac` (アドレス 0x08) に 0xFF の値を書き込むことで行われる. その他, リセットなど特定の動作をさせるコマンド用のレジスタがあり, 同様に 0xFF を書き込むことでその動作が行われる. レジス

タの値はコマンド動作開始後 0x00 に戻る。

4.6.3 DRS4 のコントロール

DRS4 のコントロール部はファームウェアのメイン部分である。以下で述べる DRS4 のコントロール信号は図 4.3 に記されているものである。DRS4 コントロール部の動作ブロック図を図 4.22 に示す。動作開始時に DRS4 の RESET 信号が解除され、DRS4 の内部レジスタのひとつである Write Shift Register (4.2.2 節) が設定される。Write Shift Register に 00010001 を書き込めば 4 チャンネルのキャパシタがカスケードされ、4096 キャパシタ分のメモリ深さとなる。チャンネルカスケードによるデータ取得はファームウェア的に完全に実装されてはいないため、現在の安定版ファームウェアでは 11111111 を書き込み、1023 キャパシタのメモリ深さで動作させている。Write Shift Register が設定されると TCP/IP 通信要求を待機する状態へと移行する。

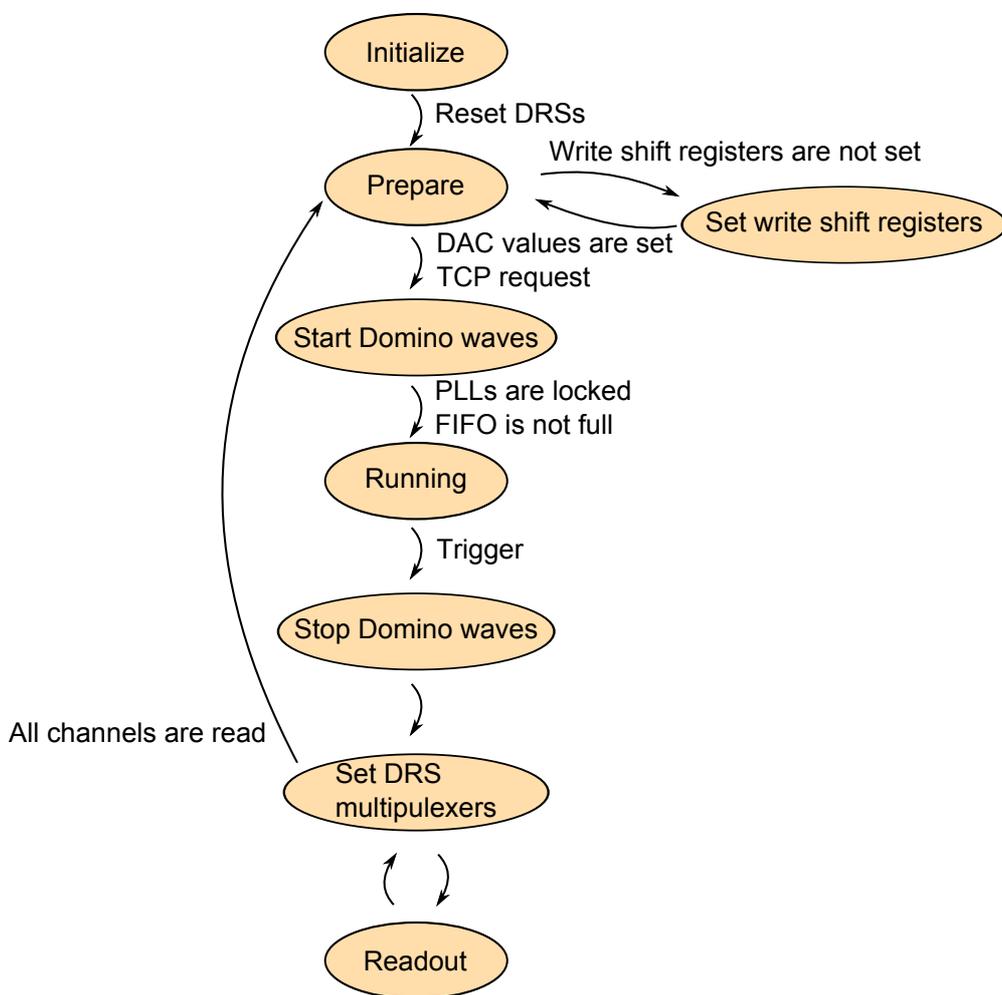


図 4.22 ファームウェアの DRS4 コントロール動作ブロック図。

イーサネットで接続された PC 側ソフトウェアからデータ取得のための TCP/IP 通信要求を受けると、サンプリングが開始される。DENABLE 信号によって Domino Wave の伝播がはじまり、DWRITE 信号により各キャパシタへの書き込みがイネーブルとなり、サンプリングがはじまる。FPGA から DRS4 に与えるレファレンスクロック (1 MHz, 内部レジスタにより変更可能) と Domino Wave が同期すると PLLLCK 信号が High となる。8 チップすべての DRS4 の PLLLCK が High になり、さらにデータ転送

用 FIFO が 1 イベント以上のデータ量空いていることを確認するとトリガ待ちの状態へと移行する。

データ取得のトリガは L0 トリガ, L1 トリガ, ファームウェア内で生成する一定周期のトリガから選ぶことができ, 内部レジスタの値でコンフィギュレーションが決まる。一定周期でのデータ取得はペDESTAL を測定する場合に使用する。トリガ生成回路からのトリガ信号 (L0, L1) のレベルは 133 MHz のクロックでチェックされる。トリガ待ちの状態トリガ信号が Low から High へ変化すると, 内部レジスタに格納されたクロック数後に DWRITE を Low にしてサンプリングが止められる。DENABLE は High のままにしておくことで, 次のサンプリング時に PLLCLK が High になるまでの時間が短くなる。キャパシタの読み出しはサンプリングが止められた場所から行われるため, 信号が記録された領域の直前のキャパシタでサンプリングを止める必要がある。信号が DRS4 にサンプリングされたタイミングに対するトリガが FPGA に届くタイミングがわかっているならばあらかじめ決めたクロック数だけ待つことで信号が記録された領域に合わせてサンプリングを止めることができる。例えばデジタルトリガの L0 トリガで信号を取得する際の待ち時間は 54 クロック程度に設定される。サンプリングが止められると読み出しが開始される。

読み出し時にはまず RSRLOAD 信号が High になる。これによって読み出しキャパシタを決める DRS4 の内部レジスタである Read Shift Register にサンプリングを止めた位置が書き込まれる。次に読み出しチャンネルに相当するアドレスを与えてマルチプレクサで出力される読み出しチャンネルを選択する。1 つの DRS4 チップには PMT2 本分の信号が入力されているため, そのうちの前半 1 本に対応するチャンネルを選ぶことになる。マルチプレクサが設定されると, キャパシタにサンプリングされた電圧値を読み出すために SRCLK に 33 MHz のクロック信号を送信する。このクロックに合わせてキャパシタの電圧が MUXOUT に 1 つずつ出力され, ADC に入力する。内部レジスタに格納された読み出しウィンドウの数 (60–100 程度) だけ SRCLK が送られると読み出しが終わる。

各キャパシタ電圧値のペDESTAL はキャパシタの位置に応じて固有のオフセットをもつ。固有のオフセットであるため, 前もってペDESTAL を測定してテーブルをつくることでオフセットを引いて補正することができる。そのためには読み出したキャパシタの位置 (1024 個のキャパシタのうち何番目か) を知る必要がある。キャパシタ読み出し時に SRCLK の最初の 10 クロックに合わせて SROUT から 10 bit (0–1023) の読み出し開始位置のキャパシタ番号が出力されるため, これを FPGA で受けてレジスタに格納し, 波形データとともに転送することで解析の際にオフセット補正を行うことができる。

キャパシタの読み出しが終わった後, データ処理部で FIFO に ADC 値が格納されると読み出しチャンネルを切り替えて後半のチャンネルを同様に読み出す。2 度目の読み出しが終わると Write Shift Register の確認まで戻り, 同様の動作が繰り返される。

4.6.4 データ処理

データ処理部は ADC の出力を FIFO バッファに格納, FIFO から SiTCP にデータを渡して転送する。読み出されたキャパシタからの出力は ADC で 2V のレンジの差動入力が 12bit の値にデジタル変換され, FPGA へと DRS4 チップ 8 つ分が並列に入力される。それぞれのキャパシタの ADC 値は 12 bit がシリアルに出力され, FPGA 内で IDDR2 *¹²を用いてレジスタに 12 bit 分ずつ格納されていく。レジスタに格納されたデータはキャパシタ番号のデータとともに FIFO へと格納され, SiTCP で転送されていく。データフォーマットの仕様は現段階で特に定められていないため, 単純にサンプリングされた波形

*¹² シリアルデータをパラレルな bit 列に変換するために使われるインターフェース。クロックの立ち上がり立ち下がり時のシリアル入力を 2 本のバス信号にパラレルに出力する。

ADC 値とキャパシタ番号のみが転送されるようになっている。

第 5 章

読み出し回路の性能評価

この章では開発した LST 用読み出し回路 version3 の動作試験について述べる。特に断らない限り、ファームウェアはサンプリング速度 2 GHz、メモリ深さ 500 nsec で動作させ、信号取得にはデジタル L0 トリガを用いている。

5.1 ペDESTALとノイズレベルの測定

低エネルギー閾値を達成するためにも、読み出し回路のノイズレベルは最小の信号である 1 phe のレベルを記録するのに十分小さい必要がある。DRS4 のペDESTALは各キャパシタに固有のオフセットがあり、キャパシタ間のオフセットのばらつきは電氣的なノイズのばらつきよりも大きいため、オフセットを差し引いて補正する必要がある。そこで信号を入力しない状態でデータ取得を行いペDESTALを測定し、キャパシタごとのオフセットの値を得た。4.6.3 節で述べたように、データ取得の際には読み出したキャパシタ番号も得られるため、この情報を解析の際に用いる。キャパシタ番号はチャンネルごとに 0 番からはじめ、DRS4 のひとつのチャンネルで 1023 番までのキャパシタのデータが得られることになる。PMT は接続せずに読み出し回路単体で測定を行った。

カスケードされる DRS4 の 4 つのチャンネルについて、キャパシタ番号 0 から 4095 番までの全キャパシタについて、キャパシタごとに得られた ADC 値の平均を求め、プロットしたものを図 5.1 に示す。図から 512 キャパシタごとにオフセットが上下に変化するような構造がみられるが、これはチップ内部の構造を反映したものと考えられる。

得られたオフセットの平均値を用いてペDESTALの補正を行った。再び信号を入力しない状態でデータ取得を行い、得られた ADC 値から対応するキャパシタ番号のオフセットの値を引くことで補正する。補正後のキャパシタごとのペDESTALの平均値と RMS を図 5.2 に示す。エラーバーは補正後のペDESTAL RMS を示す。この図では 32 キャパシタごとにフラクチュエーションの大きなキャパシタがみられる。これもチップ内部の構造を反映していると考えられる。キャパシタごとではなく、測定で得られたすべての ADC 値について足し合わせたペDESTALの分布を High Gain の補正前と補正後について図 5.3 に示す。この分布の幅が読み出し回路単体でのノイズレベルを表す。ペDESTAL RMS は補正前で 29.7 Counts、補正後で 5.4 Counts で確かに補正によってばらつきが抑えられていることがわかる。PMT ゲイン 4×10^4 のときの 1 phe のプリアンプ出力波高値はおおよそ 1.4 mV であり、これはだいたい 53 ADC Counts 相当であるため、読み出し回路のノイズレベルはペDESTAL RMS で 0.1 phe 程度と評価できる。

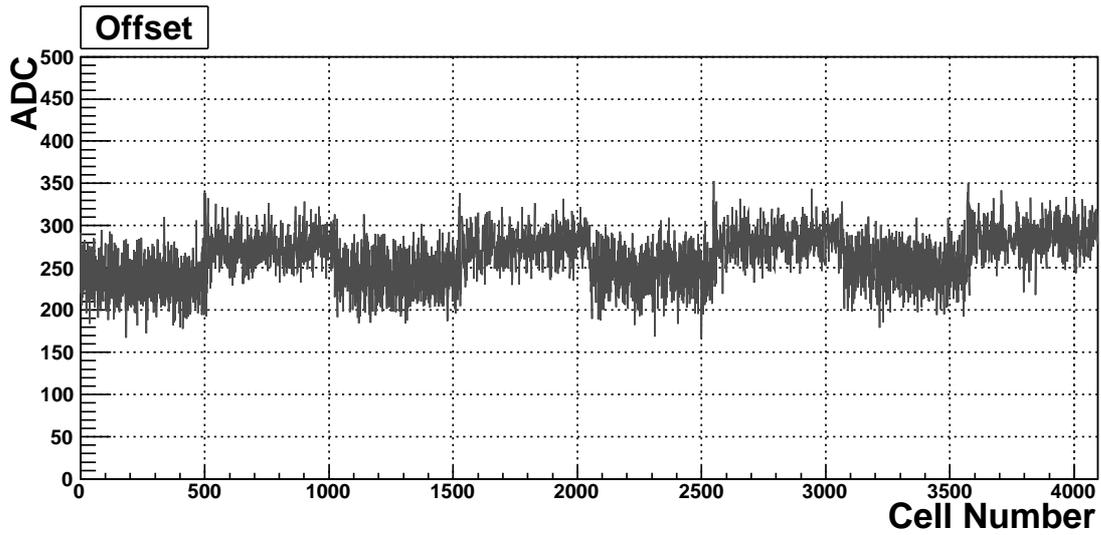


図 5.1 PMT1 チャンネルに用いられる 4096 キャパシタのペデスタル。各キャパシタのペデスタル ADC 値を直線でつないだ。

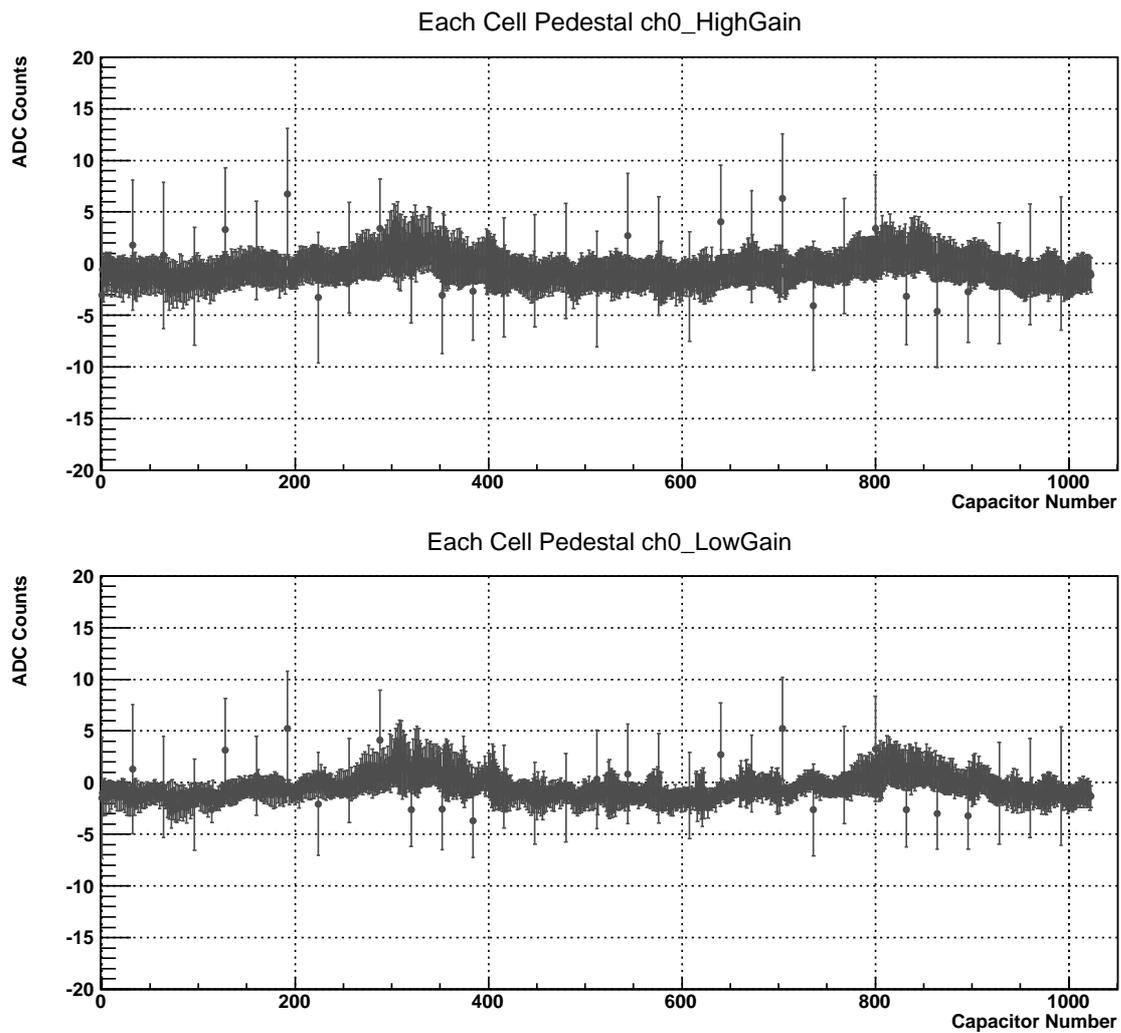


図 5.2 オフセット補正後のキャパシタごとのペデスタル。チャンネル 0 の High Gain (上) と Low Gain (下) を示す。

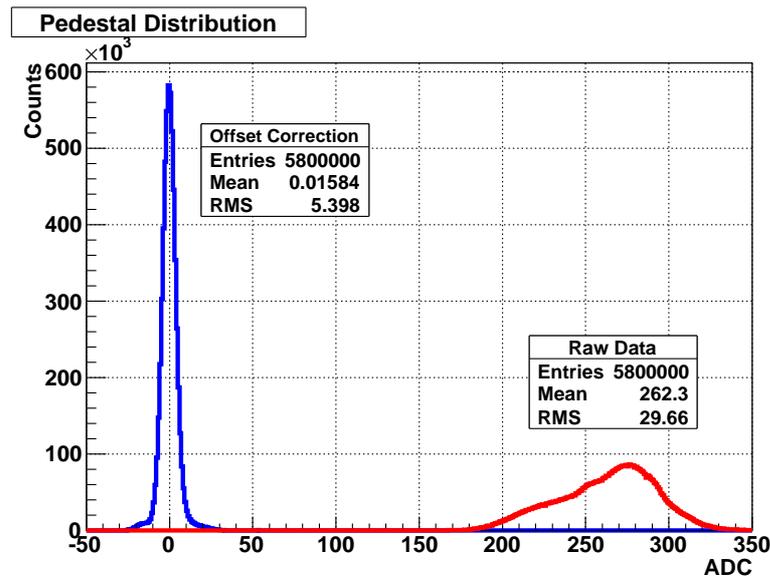


図 5.3 チャンネル 0 High Gain のオフセット補正前 (赤) と補正後 (青) のペDESTAL 分布.

5.2 波形サンプリングの動作試験

既に述べたようにチェレンコフ光の速い信号に対して波形サンプリングするには GHz の高速サンプリングが必要である. 読み出し回路にパルスジェネレータからテストパルスを入力し, 2 GHz での波形サンプリングが正しく動作するか試験した. テストパルス入力用のアダプタ基板を用い (図 5.4), パルスジェネレータには Hewlett-Packard 8110A を用いた. High Gain と Low Gain の波形を確認するため, High Gain 用に波高 60 mV, Low Gain 用に 1 V の 2 通りのパルスを入力し, パルス幅は 40 nsec とした. ペDESTAL を測定後テストパルスを入力しデータを取得し, サンプリングした波形に対しペDESTAL 補正を行った. 得られた波形を入力波形とともに図 5.5 に示す. オシロスコープで確認したものと同様の波形が得られており, パルス幅 40 nsec に対応するサンプリング点の数から 2 GHz でサンプリングが行われていることが確認できた. 5.4 節で述べるが, Low Gain は帯域が小さいため, サンプリングした波形のエッジに速い成分が落ちている影響がみられる. 以降の実験では特に断らない限り実験前にペDESTAL の測定を行い, サンプリングした波形のペDESTAL 補正を行う.



図 5.4 試験の際に用いる読み出し回路へのテストパルス入力用基板.

スローコントロールボードと PMT クラスタを接続して暗箱の中に入れ, LED (日亜 NSHU550B) の

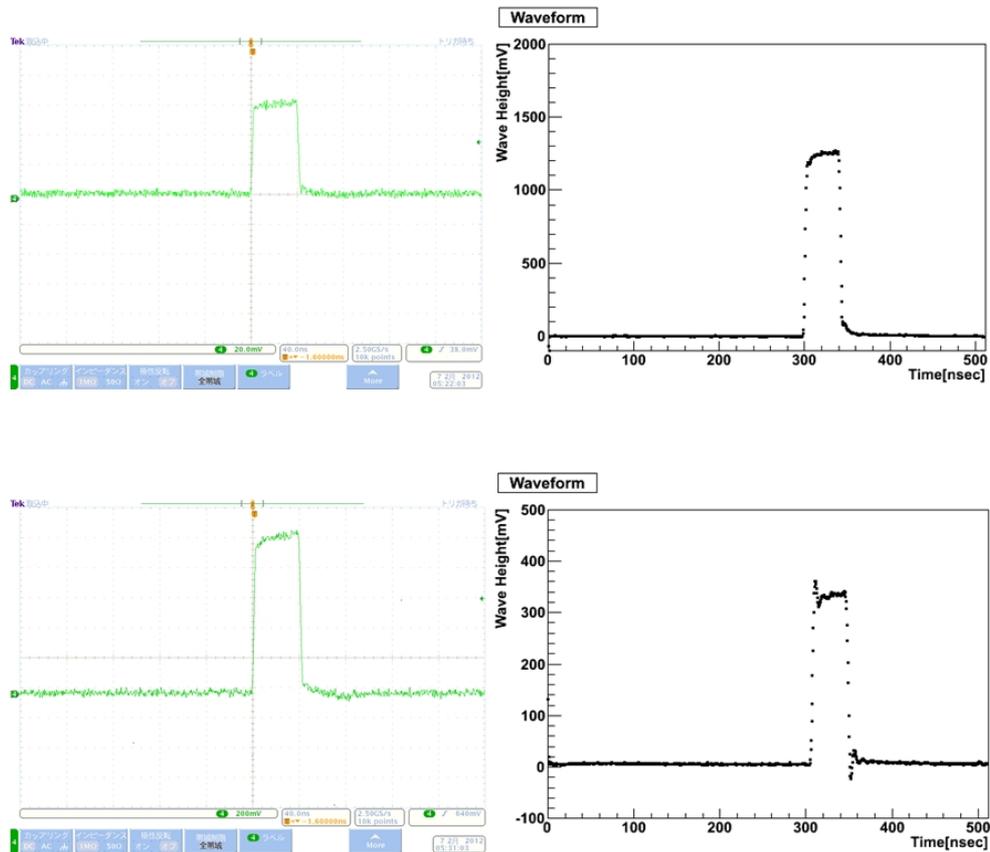


図 5.5 High Gain(上) と Low Gain(下) それぞれのためのテストパルス入力とサンプリングした波形. サンプリングした波形の縦軸は DRS4 出力の電圧値で, 読み出し回路入力電圧値にゲインをかけた値になる.

光を照射して, スローコントロールボードと連携して PMT を動作させ, 波形取得が行えるかの動作試験を行った. 得られた信号波形を図 5.6 に示す. PMT の信号においても波形サンプリング, データ取得の動作が行えることが確認できている. また, 実際の望遠鏡においてはレーザーを用いてカメラのキャリブレーションを行う. ピコ秒レーザー (teem photonics 製 Micro Chip STV-01E, 波長 355 nm, 仕様上パルス幅 300 psec) を照射して読み出し回路で得られた PMT 信号波形を図 5.7 に示す. 図では High Gain がおよそ 60 phe 相当, Low Gain がおよそ 700 phe 相当と比較的大きい信号であるが, パルスの幅は High Gain で FWHM 3.5 nsec 程度, Low Gain で 5 nsec 程度であり, 速い PMT の信号も確かに記録できることが確認できた. Low Gain の波形でパルス幅が High Gain よりも大きくなる原因として, 5.4 で述べるように Low Gain の帯域幅が High Gain よりも小さいことが挙げられる.

5.3 ゲインのキャリブレーション, ダイナミックレンジとリニアリティの測定

大口径望遠鏡は 200 GeV 以下のガンマ線が主なターゲットであるが, より大きな信号も記録することで中・小口径の望遠鏡とともに高いエネルギーのガンマ線に対する感度, 観測精度を高めることができる. そこで読み出し回路のダイナミックレンジは 1000 phe 以上が求められている. 読み出し回路にパルスジェネレータからテストパルスを入力し, パルスの大きさを変えながら波形をサンプリングし, 入力し

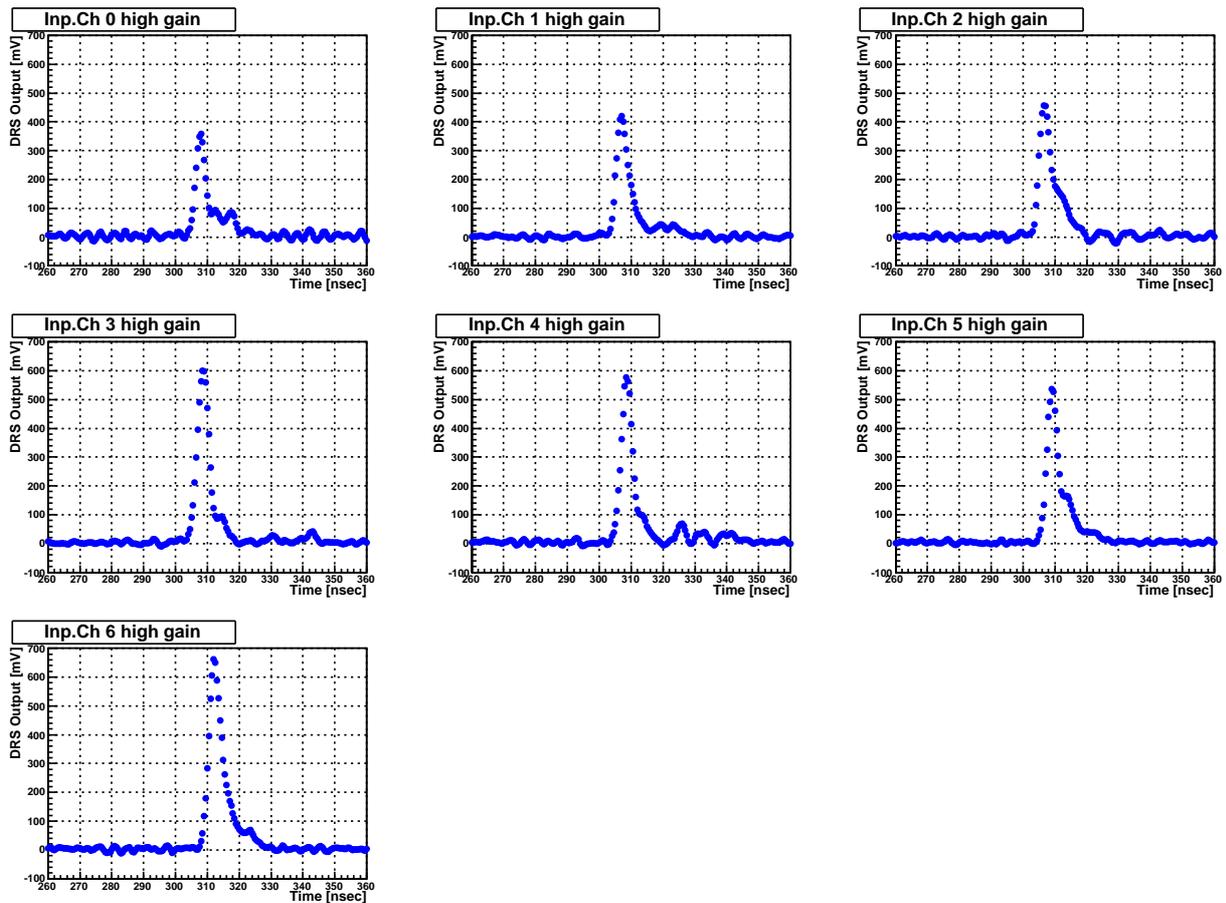


図 5.6 LED 光を PMT クラスタに照射し、読み出し回路でサンプリングした波形。サンプリング速度は 2 GHz. 縦軸は DRS4 出力における電圧値. 1 phe の波高値がおおよそ 26 mV に相当する.

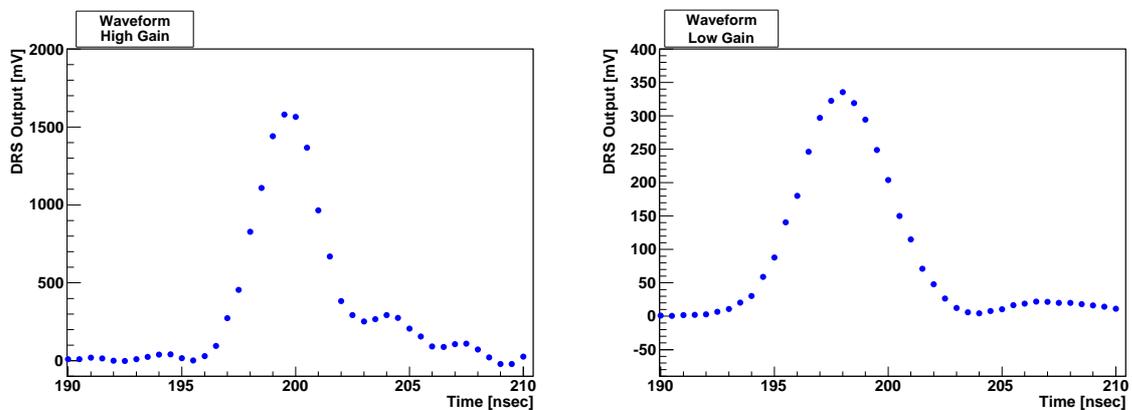


図 5.7 ピコ秒レーザーを照射したときの PMT 信号. 左図が High Gain でおおよそ 60 phe 相当, 右図が Low Gain でおおよそ 700 phe 相当である.

たパルスの波高値と読み出し回路で得られた波高の ADC の値を測定することでゲインのキャリブレーションとダイナミックレンジの測定を行った。入力パルスはパルス幅 15 nsec, 波高値 2–6000 mV の範囲で測定した。入力波高値はオシロスコープでパルスのピーク-ピーク値を測定することで得た。ADC 値はサンプリングした波高の最大値をとり、イベント数にわたり平均した。

得られた入力波高値と ADC 値の結果を図 5.8 に示す。一次関数でフィッティングした結果ゲインは High Gain が 37.8 ± 0.04 ADC Counts/mV, Low Gain が 0.712 ± 0.001 ADC Counts/mV となった(誤差はフィッティングエラー)。図 5.8 (下) はフィッティングした直線からの各測定点のずれである。測定結果からリニアリティ(一次関数からのずれ)は High Gain で 100 mV, Low Gain で 5500 mV までの範囲で 3% 以内に保たれており、この範囲を読み出し回路のダイナミックレンジとする。ダイナミックレンジの上限は ADC の入力上限値で制限されている。High/Low Gain の入力下限側で残差が大きくなっているが、これは Low Gain ではサンプリングで得られる ADC 値に対するノイズの割合が大きいこと、High Gain では入力波高値をオシロスコープで測定した際の、波高値に対するノイズの割合が大きいことが影響していると考えられる。光電子数に換算するとダイナミックレンジは 3900 phe までの範囲となる。

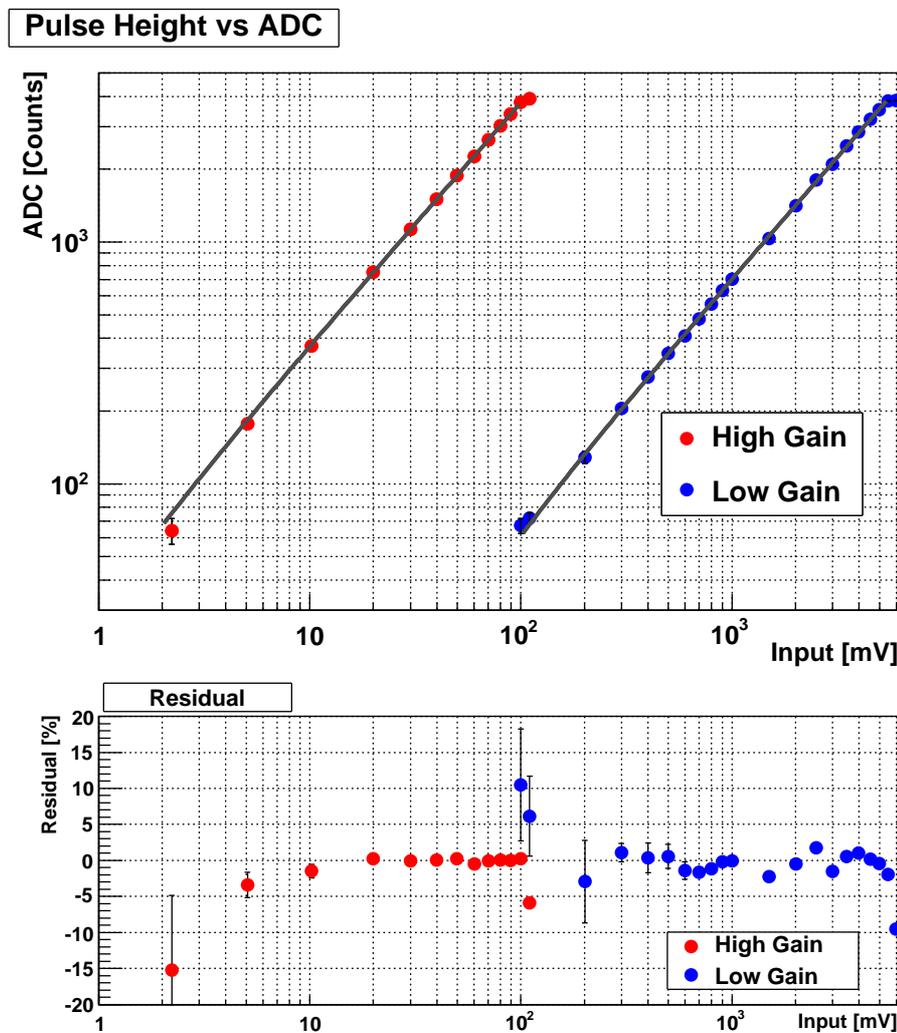


図 5.8 入力波高値に対する ADC 値 (上) と一次関数によるフィッティングからの残差 (下).

5.4 帯域幅の測定

チェレンコフ光による数 nsec 程度の速い信号を記録するために、読み出し回路の帯域幅は 300 MHz が求められている。読み出し回路にファンクションジェネレータからサイン波を入力し、サイン波の周波数を変えながら波形を取得、周波数に対するサンプリングした波形の振幅の変化を測定することで帯域幅の測定を行った。ファンクションジェネレータには Hewlett-Packard 8657B を用い、オシロスコープで入力波の振幅が一定になるようモニタしながら測定を行った。サンプリングした波形をサイン関数でフィッティングし、測定したイベント数にわたって平均することで振幅を求めた。

入力したサイン波の周波数に対する振幅の変化の測定結果を図 5.9 に示す。帯域幅は通常振幅が -3 dB となる周波数で表される。測定結果から読み出し回路の帯域幅は -3 dB となる周波数で、High Gain が 250 MHz、Low Gain が 175 MHz である。

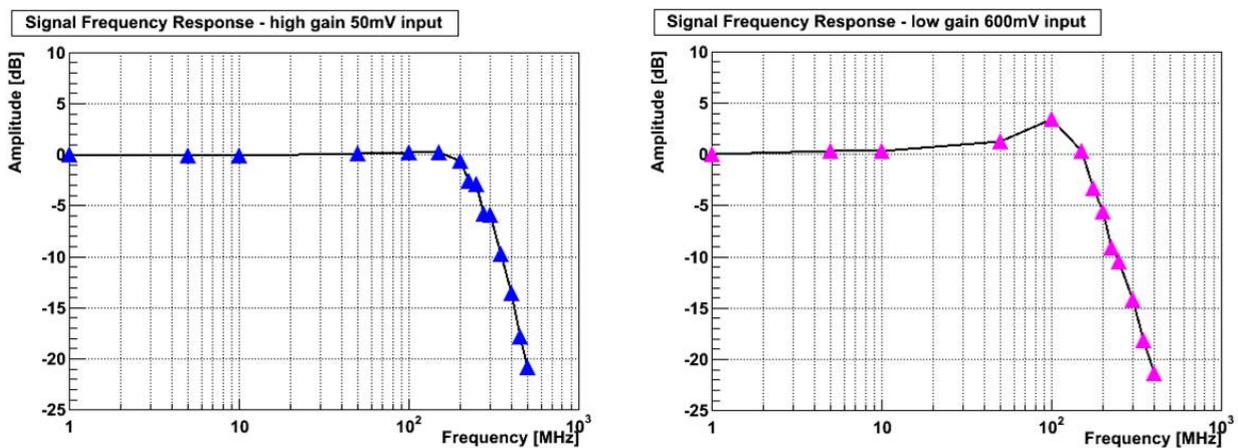


図 5.9 High Gain(左)と Low Gain(右)の帯域測定の結果。High Gain では ± 50 mV、Low Gain では ± 600 mV の振幅のサイン波を入力している。

得られた帯域幅は大口径望遠鏡における要求値よりも低い。DRS4 チップの帯域幅はデータシートから 950 MHz、メインアンプの帯域幅はアンプカードの実測値で High Gain が 600 MHz、Low Gain が 500 MHz であり、300 MHz よりも十分大きい。それぞれを単体で試験する場合と読み出し回路内での大きな違いは DRS4 のチャンネルカスケード (4.2.2 節) を行っている点である。帯域を制限する要因としてチャンネルカスケードにより DRS4 入力部の容量が大きくなっており、メインアンプがキャパシタに電荷を蓄えるのに十分な性能を出していないことが考えられる。そこで Write Shift Register に書き込む値を 11111111 から 00010001 にすることで、サンプリング時にイネーブルとなる DRS4 のチャンネルを 1 チャンネルだけになるよう変更し、もう一度測定を行った。測定結果を図 5.10 に示す。結果は -3 dB となる周波数が High Gain で 280 MHz、Low Gain で 200 MHz で、ドライブする容量が減ったことにより若干帯域が改善していることがわかる。しかしそれでも DRS4 やメインアンプ単体の帯域よりも性能が悪い。これはサンプリングがイネーブルとなっていないチャンネルでも、信号線が接続されていることにより容量が大きくなっていることが原因と考えられる。

チャンネルカスケードの帯域に対する影響を確認するため、PSI 製の DRS4 評価ボード V3 (<http://drs.web.psi.ch/evaluation/>) を用いて測定を行った。DRS4 評価ボードは初期状態では DRS4 の入力チャンネルはすべて切り離されているが、DRS4 の入力部をゼロオーム抵抗で接続することで 2 チャンネルをカスケードするよう変更できる。チャンネルカスケードをしない場合と 2 チャンネルをカス

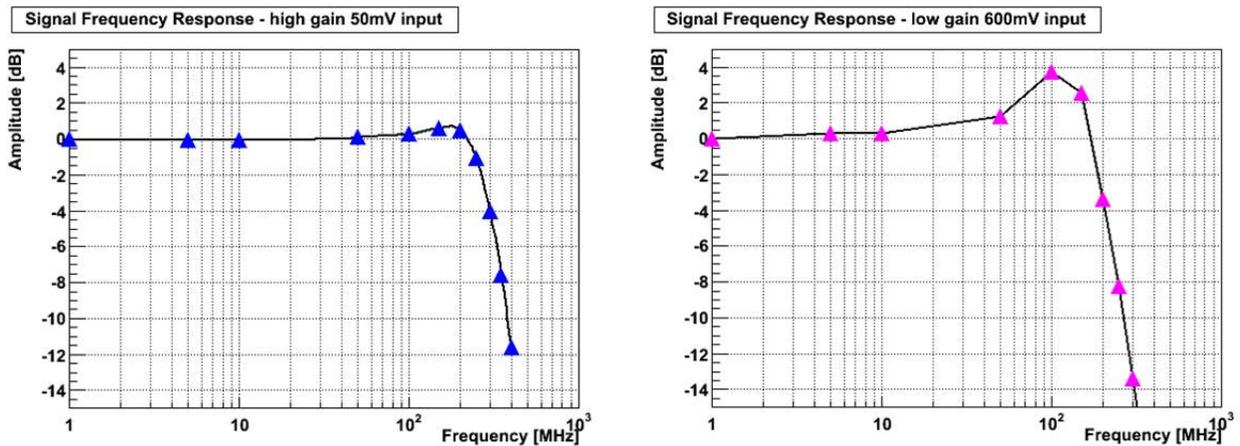


図 5.10 DRS4 の Write Shift Register の設定により，サンプリングイネーブルのチャンネルを 1 つに変更した場合の High Gain(左) と Low Gain(右) の帯域測定の結果.

ケード接続した場合の測定結果を図 5.11 に示す. チャンネルカスケードをしない場合は 650 MHz 程度，した場合は 500 MHz 程度であり，確かに信号線の接続により帯域が低くなるのがわかる. 帯域を制限する要因には DRS4 入力部の容量の他，キャパシタをドライブするアンプの性能がある. DRS4 評価ボードで使用されているバッファアンプは Texas Instruments 製 THS4508 であり，読み出し回路のメインアンプとは異なるために評価ボードで得られた性能と読み出し回路の性能を単純に比較することはできないことを補足しておく.

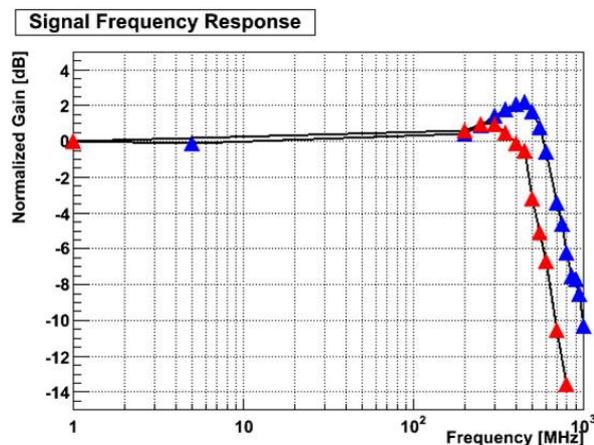


図 5.11 DRS4 評価ボードによる帯域測定. DRS4 の各入力チャンネルが切り離されている場合 (青) とハンダで 2 チャンネルを接続した場合 (赤).

Low Gain ではチェレンコフ光子数の大きな信号を記録するため，その信号幅も広いものとなると考えられる. したがって，帯域幅が重要となるのは High Gain であり，High Gain の帯域は要求値である 300 MHz に近い値となっているため，最低限の性能は得られていると考えられる. 読み出し回路 version3 は最終仕様ではなく，望遠鏡搭載用の回路を開発する際に改良する余地が残っている. 帯域を改善し，要求値を完全に満たすために，バッファアンプを用いてそれぞれのアンプのカスケード数を減らすことが考えられる. ただし，これは回路消費電力とはトレードオフの関係となるため，互いの性能値が許容範囲となるよう設計する必要があるだろう.

5.5 クロストークの測定

回路内のクロストークが大きいとガンマ線のエネルギーの見積もりを誤らせ、またカメラ内のシャワーのイメージもぼやけることになる。読み出し回路にパルスジェネレータから比較的大きな信号を入力し、各チャンネルにおけるクロストークの大きさを測定した。クロストークの大きさは入力信号をサンプリングした波高値に対する他のチャンネルにみられるクロストークの波高値の割合で評価した。波高値はいずれもサンプリングした信号波形の最大値をとり、イベント数にわたり平均した。High Gain のラインと Low Gain のライン両方でクロストークの影響をみるために、波高値は High Gain 用に 100 mV、Low Gain 用に 3000 mV の 2 種類のパルスを各チャンネルへ入力した。

波形取得でみられたクロストークの信号を図 5.12 に、各チャンネルにおけるクロストークの測定結果を図 5.13 に示す。High Gain の入力チャンネル 0-6、Low Gain の入力チャンネル 0-6 がそれぞれ図の縦軸と横軸の 0-6、7-13 に対応し、(n, m) のマスに示される数字がチャンネル n に信号を入力したときのチャンネル m にみえるクロストークの大きさ (% で表示) である。Low Gain のラインに対する High Gain のラインにおけるクロストーク (図中の右下の 7×7 マス) を評価する際には、入力チャンネルと評価チャンネルの ADC 値の比に High/Low Gain のゲイン比をかけて読み出し回路に入力した時点の信号の大きさに換算して評価している。ただし、図の左上のマトリクス (High Gain 用の信号を入力した際の Low Gain のクロストーク) ではクロストークがみられず、ノイズの波高値が得られているだけなのでゲイン比はかけずにそのままにしてある。図からクロストークの大きさは最大で 1.6% となっている。クロストークの要求値は 0.1% 以下であり、それに比べかなり大きめの値となっている。

ゲイン比をかけ、基板入力時点の波高値に換算したクロストークの大きさが右下と右上の 7×7 マスで同じ傾向を示していることから、クロストークはメインアンプの前段で起きていると推測される。クロストークが起きる箇所としては最も信号線が密接する読み出し回路入力部分の PCI カードエッジコネクタが考えられる。最終版回路ではスローコントロールボードからの入力はフレキシブル基板を用い、信号線の間隔を広げクロストークが抑えられると期待できる。

5.6 チャージリークの測定

キャパシタに蓄えられた電荷は時間が経過すると失われる。望遠鏡間のステレオトリガでは、PMT の信号が読み出し回路に到着してからトリガ信号が到着するまで 2 μsec 程度の時間がかかるが、この間にチャージリークにより電荷が失われることは避けなければならない。チャージリークの効果測定するため、ファームウェア内にサンプリングを止めてから読み出しを開始するまでの待ち時間を設定するパラメータを導入した。待ち時間を変えながらペDESTAL を測定し、時間経過に対するペDESTAL の値の変化を測定した。

待ち時間が 30 μsec 、10 msec、40 msec のときに得られたペDESTAL の補正前の生波形を図 5.14 に、ペDESTAL のチャージリーク測定結果を図 5.15 に示す。時間が経過するとともにチャージリークのためにペDESTAL の ADC 値が小さくなる様子がわかる。チャージリークの効果は 1 msec 程度から顕著になり、1 msec で -6.9 mV となる。実際のサンプリングから読み出しまでの時間は 2 μsec の波形記録バッファと読み出しにかかる時間 (おおざっぱには 33 MHz 読み出しクロック × 読み出しキャパシタ数で 3 μsec 程度) をたして 5 μsec 程度であり、測定で得られた経過時間によるペDESTAL の変化率をみるとほぼ変化の無い領域にある。したがってステレオトリガが到着するまでの 2 μsec の波形保持時間を持って

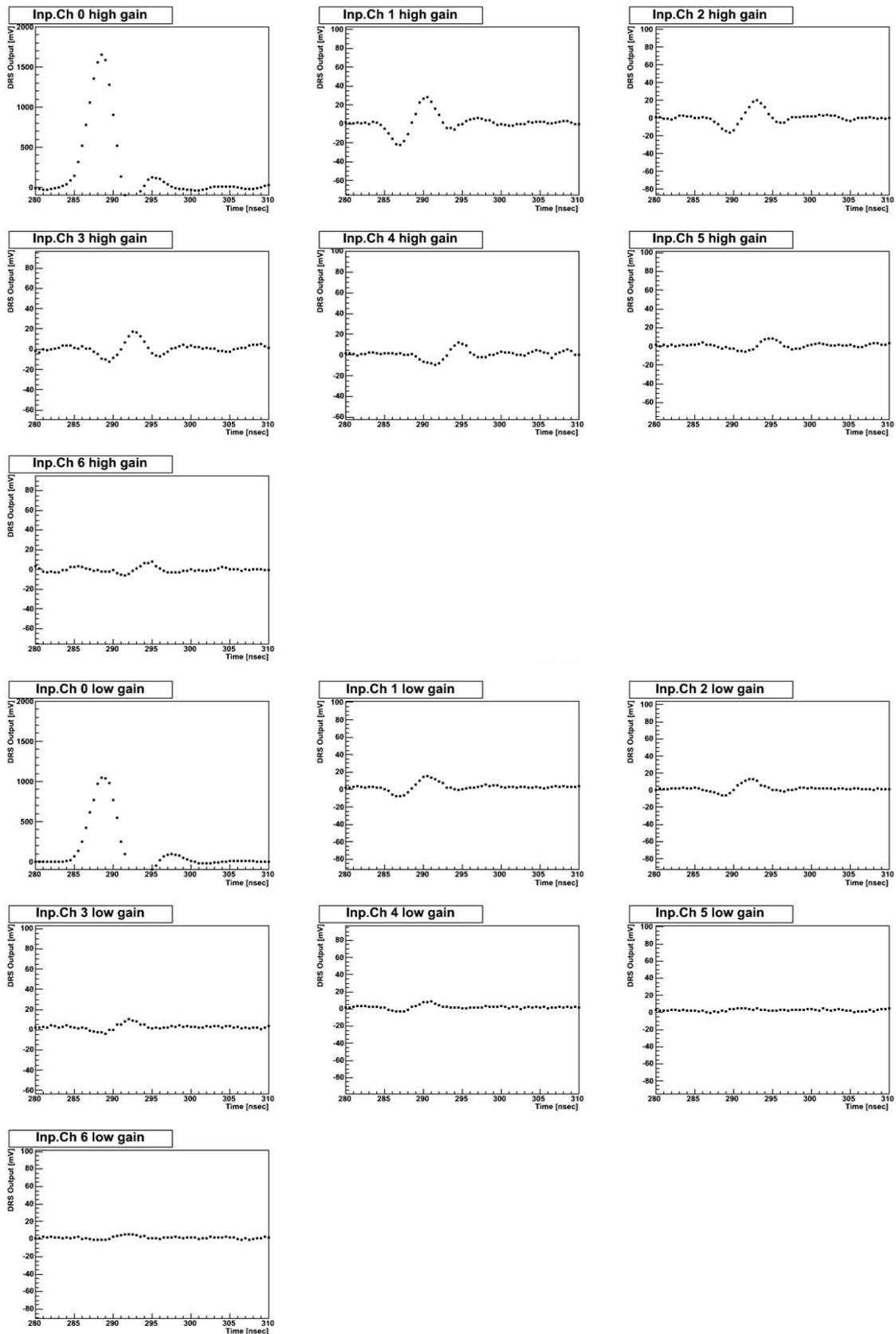


図 5.12 100 mV のパルスを入力した際の High Gain でみられるクロストーク (上) と 3000 mV のパルスを入力した際の Low Gain でみられるクロストーク (下), それぞれチャンネル 0 に信号を入力している. 入力チャンネルと他のチャンネルでは縦軸のスケールを変えている.

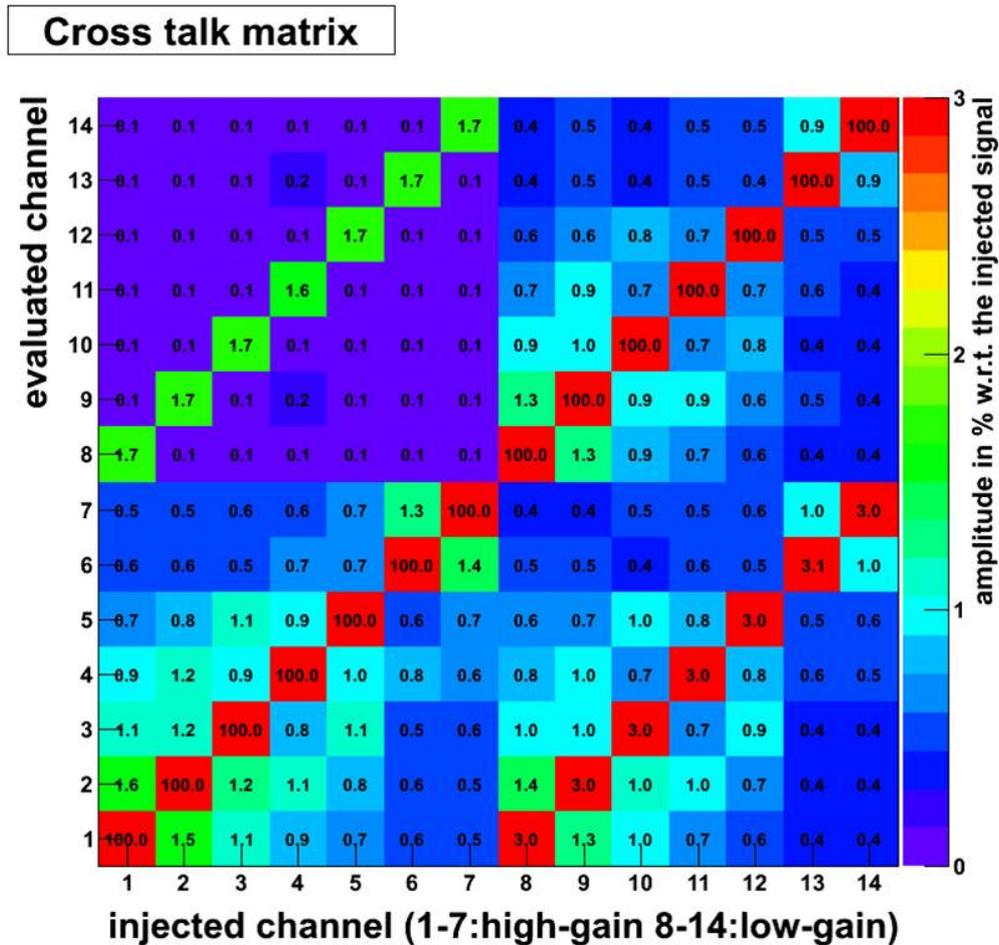


図 5.13 各チャンネルのクロストークの大きさ。対角線に位置する値の大きなマスは信号を入力したチャンネルに対応するためクロストークではない。また、左上の 7×7 マスではクロストークはみられない。

も、チャージリークを気にする必要無く読み出し回路は動作するといえる。

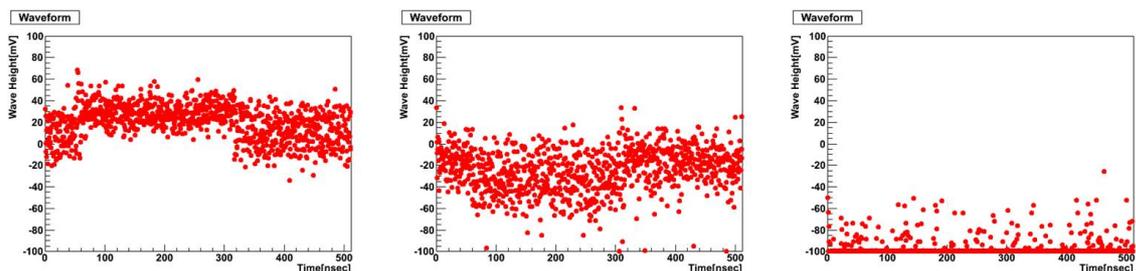


図 5.14 サンプリングから読み出しまでの時間が左から 30 μ sec, 10 msec, 40 msec のときのペダスタル生波形。

5.7 DRS4 の DC ゲインキャリブレーション機能

DRS4 に DAC からの出力を入力することで、DC 入力に対する DRS4 のゲインをキャリブレーションをする機能が実装されている。ゲインキャリブレーション機能を実際に動作させ、試験を行った。DAC の出力をスローコントロールで変え、DRS4 への差動入力値を変えながらデータ取得を行った。DAC は

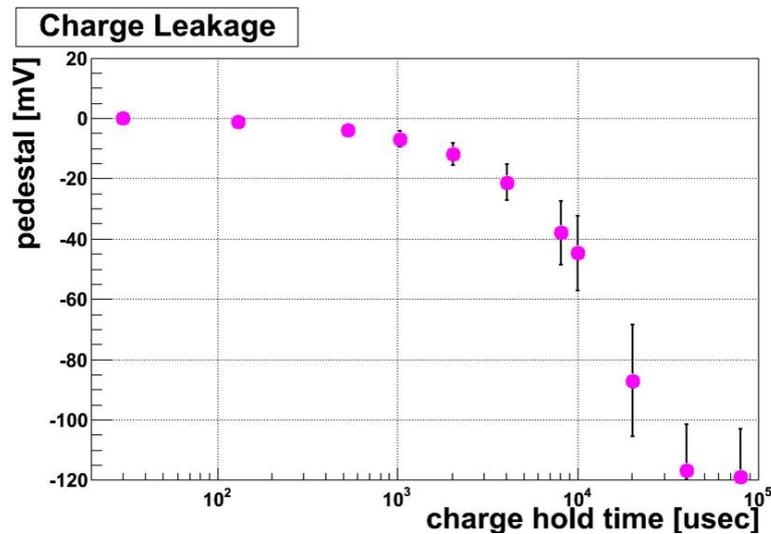


図 5.15 サンプル後の経過時間による DRS4 キャパシタのチャージリーク．待ち時間の無い状態で測定したデータを用いてペDESTAL補正を行っている．エラーバーはペDESTAL RMS で，すべての ADC 値が下限値になるとペDESTAL補正の結果逆にばらつきが大きくなっている．

2.5 V のレンジ，16 bit の分解能だが，テストで測定すると設定値がそのまま得られ，特にキャリブレーションの必要は無かった．入力は DC レベルであるため，全てのキャパシタで同じ入力をサンプリングできる．したがって，キャパシタごとにゲインをキャリブレーションする解析を行った．

測定で得られたキャパシタごとの入力 DC レベルに対する ADC 値を，チャンネル 0 High Gain の 100 個のキャパシタについて抽出し重ねてプロットしたものを図 5.16 に示す．各点はキャパシタごとにサンプリングしたすべての ADC 値から平均値を求めたもので，エラーバーはそのすべての ADC 値の RMS である．一次関数によるフィッティングで得られたゲインは例えばチャンネル 0 High Gain のキャパシタ平均では 3.07 ADC Counts/mV で，ダイナミックレンジはリニアリティ（一次関数からのずれ）が 2% 以内の範囲で 0–1000 mV である．図 5.17 にチャンネル 0 High Gain についてキャパシタごとのゲインキャリブレーションで得られたパラメータについて，チャンネル内の全 1024 キャパシタの分布をまとめる．この図からキャパシタごとのゲインのばらつきは小さいことがわかる．ただしペDESTALのフラクチュエーションについてはチップの構造を反映してフラクチュエーションの大きいキャパシタの分布が少数みられる．

パルスジェネレータで信号を入力してキャリブレーションを行った図 5.8 では ADC の上限値 (4095 ADC Counts) がダイナミックレンジを制限しているが，それと比べて DAC 出力によるキャリブレーションのほうがダイナミックレンジが保たれる ADC 値の範囲が小さい．これは DAC の出力が DRS4 のキャパシタを十分にドライブできていないためだと考えられる．DAC の出力はバッファアンプとして Analog Devices 製 AD8605ART を用いて DRS4 に入力されるが，ひとつのバッファで High/Low Gain 合わせて 16 チャンネル分のキャパシタをドライブしなければならない構成となっている．ゲインキャリブレーションは現状の回路では正しく機能せず，バッファアンプの数を増やす必要があるといえる．ただしキャパシタごとのゲインのばらつきが小さいということは今回の測定から得られた意味のある結果といえる．実際の望遠鏡ではレーザーを PMT に照射し，光電子数と ADC 値の関係をキャリブレーションする．DRS4 単体のキャリブレーションは，例えばゲインに異常があるチャンネルがあった場合に原因を特定する際などに必要となるが，必ずしも必要な機能とはいえない．そこでバッファアンプを増やす場合の消費電力の増分が許容できない場合には現状の構成のままでも問題はないだろう．

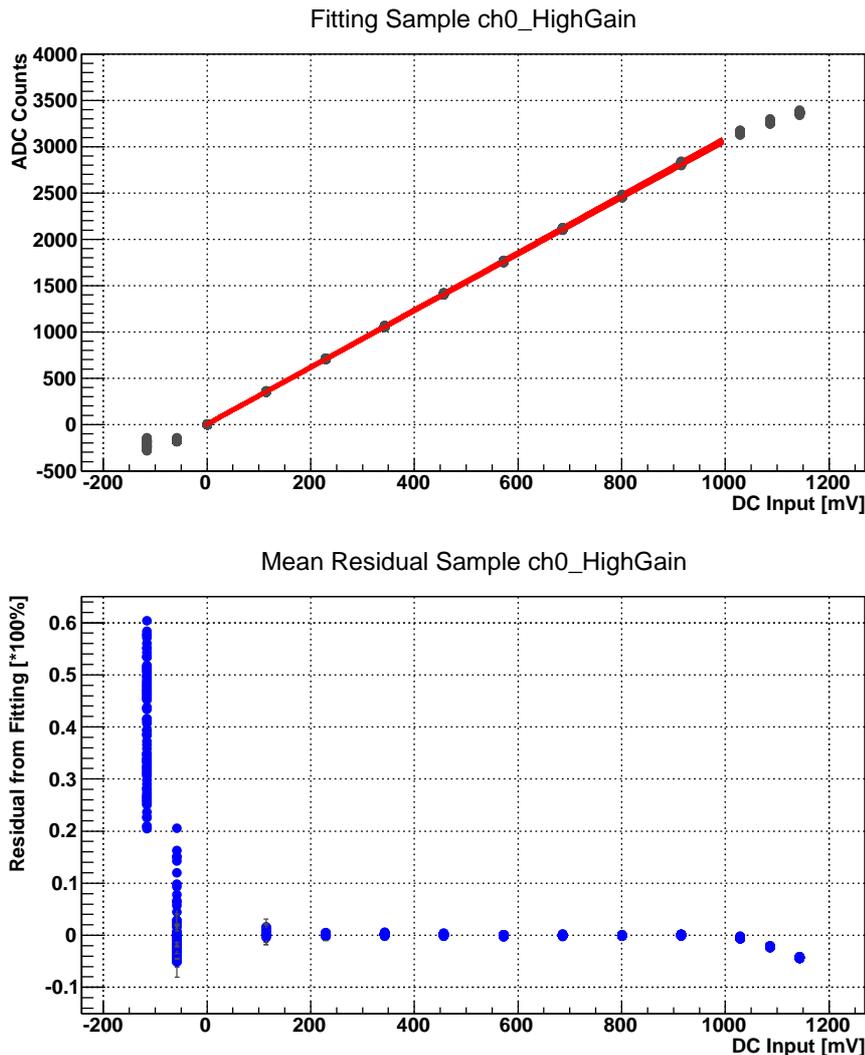


図 5.16 チャンネル 0 High Gain の DRS4 について、100 キャパシタの DC 入力に対する ADC 値のプロット (上) と一次関数によるフィッティングからの残差 (下). 100 キャパシタについて重ねてプロットしている.

5.8 温度依存性の測定

カメラ内の冷却システムには空冷と水冷のふたつの方式が考えられるが、どちらの方式にするかはまだ決まっていない. 読み出し回路としては温度依存性から温度制御の範囲の要求値を決め、これを満たす冷却系を採用すべきであろう. そこで読み出し回路のペダスタルとゲインの温度依存性を測定した. 読み出し回路を恒温槽 (espec LU-113) に入れ、温度を 10°C から 50°C まで 10°C ずつ変えて測定を行った. 各温度でペダスタルの測定とパルスを入力して波形取得を行う. パルスジェネレータは恒温槽の外部から信号を入力し、その波高値を変えながら測定した. 信号はチャンネル 0 のみに入力した. 入力パルスの大きさはピーク-ピーク値をオシロで測定し、サンプリングした波形 ADC 値の最大値をイベント平均して波高値を求めた. 入力波高値とサンプリングした波高値をプロットして一次関数でフィッティングしてゲインを求め、その温度依存性を調べた.

実験のセットアップを図 5.18 に示す. チップの発熱を考慮し、測定中ファンで読み出し回路上面に

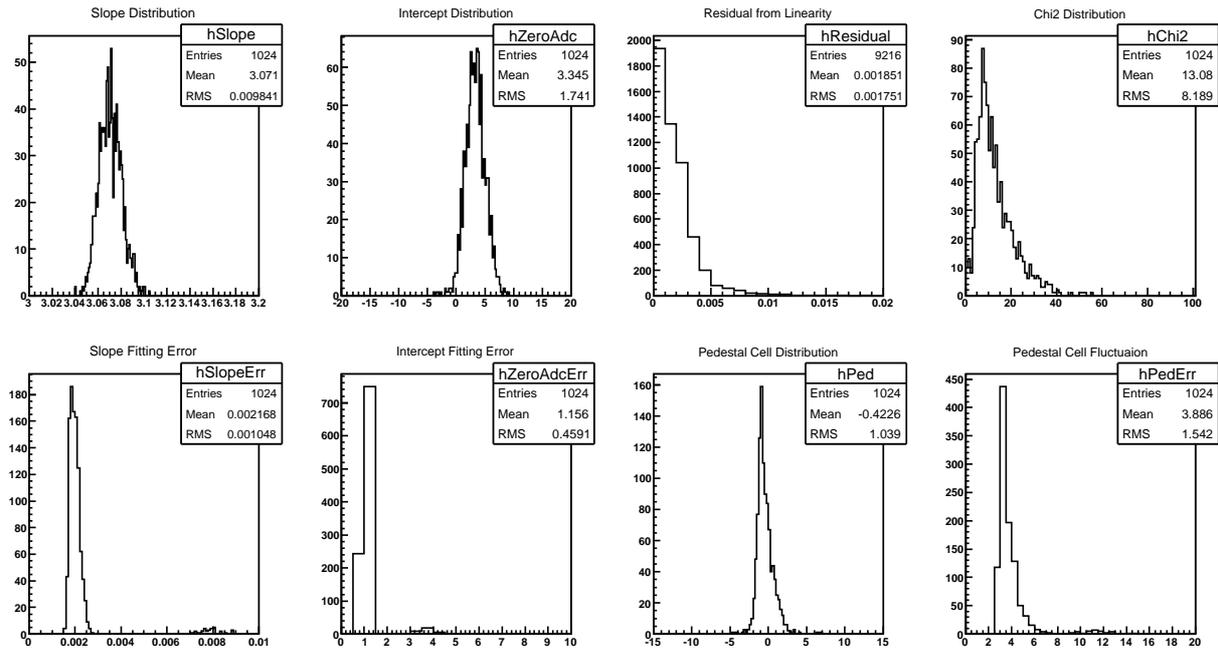


図 5.17 チャンネル 0 High Gain の DRS4 について、ゲインキャリブレーションで得られたパラメータのキャパシタごとの分布ヒストグラム。上段左から、フィッティングの傾き (ADC/mV), y 切片 (ADC), 各点のリニアリティからのずれ (%), カイ二乗値, 下段左から傾きのフィッティングエラー, y 切片のフィッティングエラー, 補正後ペDESTAL 平均値 (ADC), 補正後ペDESTAL RMS(ADC)。キャパシタ間のばらつきは小さい。

送風した。また Analog Devices AD590 (電流出力の温度計) を DRS4 チップのうちの 1 つに接触させ、チップの温度をモニタした。AD590 の出力に 10 kΩ の抵抗をつけ、抵抗の両端の電圧値をオシロスコープでモニタした。読み出し回路の温度試験前にあらかじめ AD590 のキャリブレーションを行った。温度試験中の AD590 の示す温度は恒温槽の設定温度とほぼ同じ (+0-1°C 程度) であったため、少なくとも基板の表面近くでは恒温槽の設定温度に保たれているものとし、以下の図では恒温槽の設定温度を温度の値としてプロットしている。

ペDESTAL の温度依存性を図 5.19 に示す。High Gain と Low Gain について 7 チャンネルすべての測定結果をプロットし、一次関数でフィッティングしている。ペDESTAL 補正の値は 10°C のときの値を全ての温度で用いている。この測定からペDESTAL の温度依存性は -0.5 ADC Counts/°C 程度であり、光電子数に換算すると -0.01 phe/°C となる。一方ゲインの温度依存性を図 5.20 に示す。ゲインの温度依存性は -0.02%/°C という結果が得られた。温度依存性は 1 phe レベルの信号に対しては、ペDESTAL の温度依存性の方が -1%/°C と大きい。ペDESTAL RMS 程度の温度ドリフトを許容する場合、数 °C-10°C 程度の範囲でコントロールすれば良いこととなる。

5.9 アナログトリガの試験

アナログトリガ (4.5.5 節) は大口径望遠鏡のエネルギー閾値をさげるために有効なトリガ方式である。このトリガの動作試験は開発した海外のグループにより行われているが、読み出し回路と連携した場合の基本的な動作確認試験を行った。

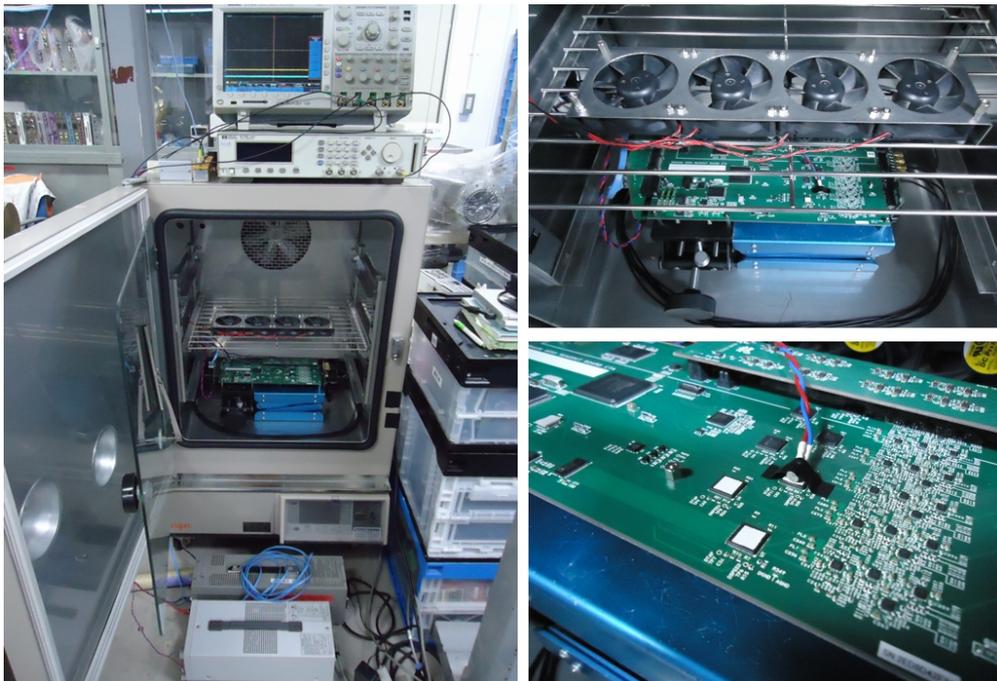


図 5.18 温度試験のセットアップ。恒温槽内に読み出し回路を入れ、パルスジェネレータから信号を入力する (左)。測定中は読み出し回路に向けてファンで送風し、空冷した (右上)。DRS4 に AD590 を温度モニタとして貼り付けている。パルスを入力した DRS4 の表面には放熱テープ (サンハヤト HF-S43) を貼り付けた。

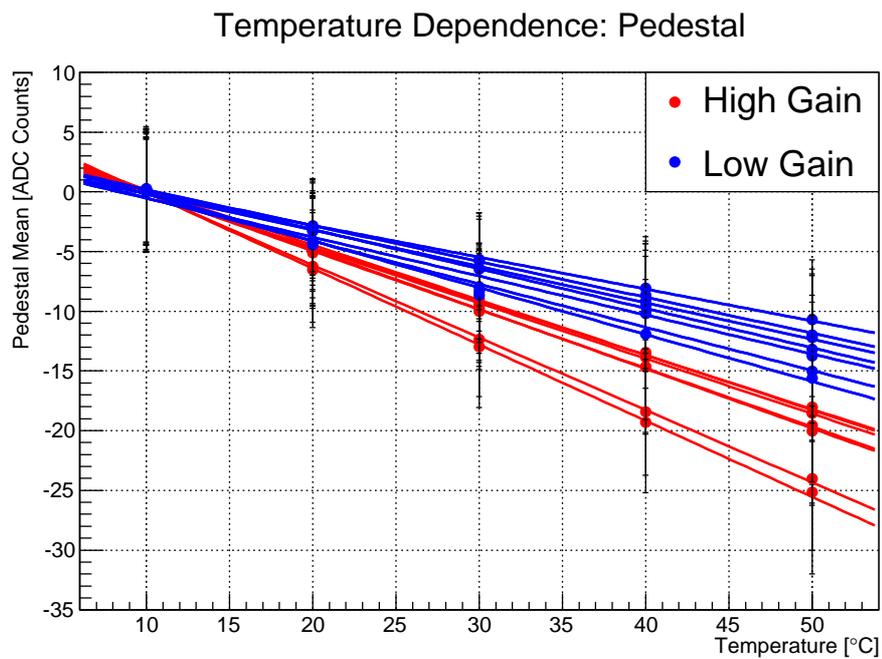


図 5.19 ペダスタルの温度依存性。エラーバーはペダスタルのノイズ RMS を表す。

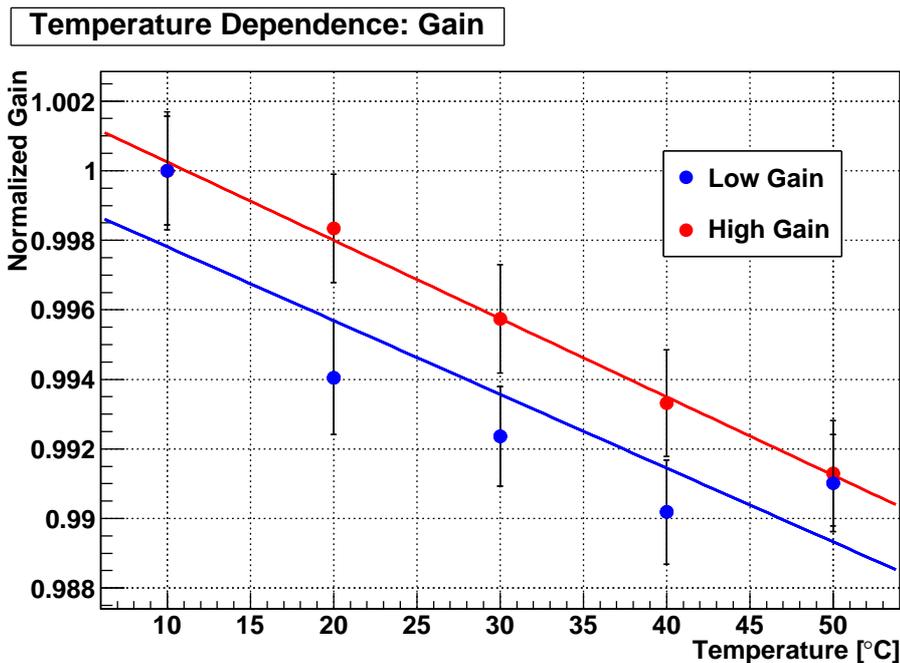


図 5.20 ゲインの温度依存性. パルスを入力したチャンネル 0 の High/Low Gain について, 10°C のときのゲインでノーマライズし, 一次関数でフィッティングしている. エラーバーは各温度でのゲインを求めた際のフィッティングエラーを表す.

5.9.1 クラスタ間通信によるトリガ

4.5.5 節で説明したようにアナログトリガではクラスタ内でアナログ的に足し合わせたトリガ信号を隣接クラスタで通信し, 隣接クラスタからの信号も足し合わせて L1 トリガを生成し, L1 トリガがカメラ全体のクラスタに送られる. カメラ全体への L1 トリガの分配経路を図 5.21 に示す. カメラの位置に応じて L1 トリガを送る方向が決まっています, L1 distribution 上の DIP スイッチによって対応する位置が設定される. カメラ内のあるピクセルで生成した L1 トリガはまずカメラ中央のクラスタに送られ, そこからカメラ全体へと分配されていく.

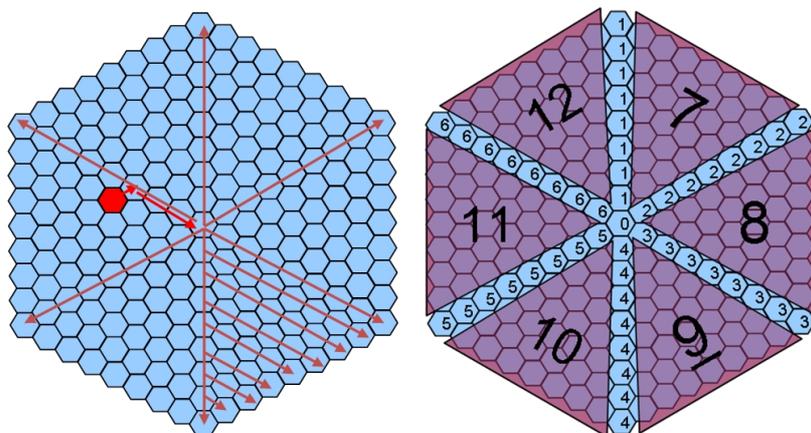


図 5.21 カメラ内の L1 トリガの分配経路 (左) と L1 トリガを送る方向を決めるカメラ内の位置ごとに定められた ID(右). Gustavo Martinez による.

クラスタ間通信の動作を確認するため、2つのクラスタを用いてクラスタ間を接続し、試験を行った。クラスタのセットアップを図 5.22 に示す。一方を中央のクラスタ (ID0), もう一方を隣接クラスタ (ID1) として、ID1 のクラスタで L1 トリガが生成されるようテストパルスを入力し、図の矢印のように L1 トリガが生成、中央クラスタへ分配、中央クラスタから各クラスタ読み出し回路へと分配されデータが取得できるか確認した。各クラスタはハブを用いて PC と接続され、PC から両クラスタのデータを取得する。プローブで確認した L1 トリガ信号を図 5.23 に、取得した信号波形を図 5.24 に示す。試験の結果、正しく L1 信号が生成、分配され、データが取得できることを確認できた。信号が読み出し回路に入力してから分配された L1 トリガが到着するまでに 90 nsec 程度かかる。ID0 から L1 トリガを受け取ってから読み出し回路に送る ID1 では ID0 より 10nsec 程度余分に時間がかかる。実際には読み出し回路から L1 distribution にコマンドを送り、各クラスタ位置に合わせて遅延を設定することでカメラ全体に同時に L1 トリガが到着するようになる。

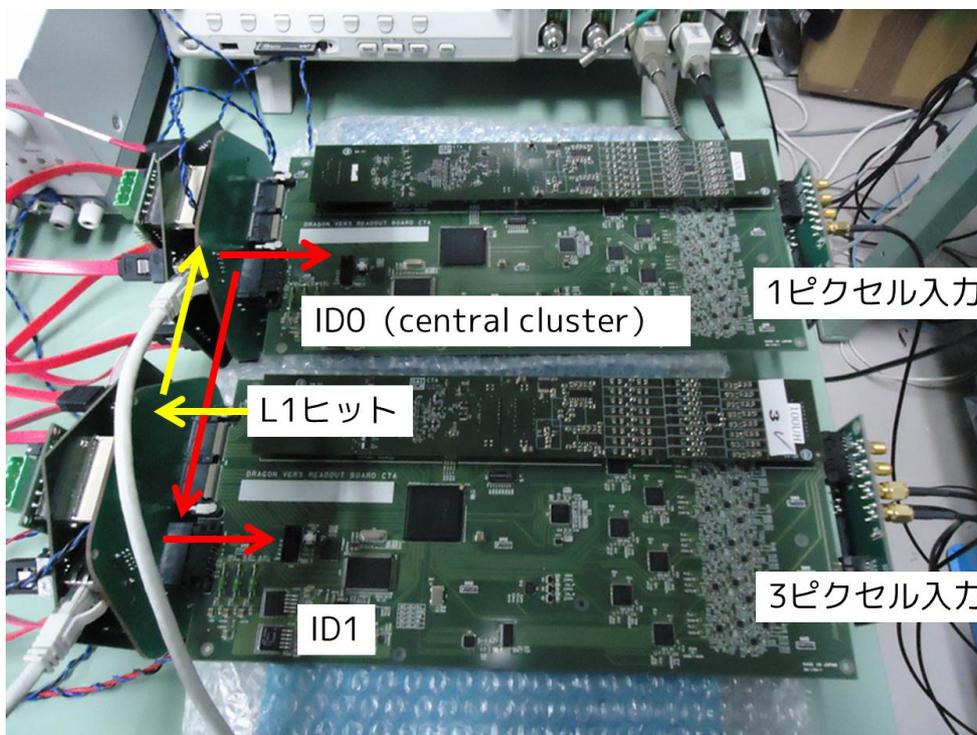


図 5.22 アナログトリガのクラスタ間通信試験セットアップ。

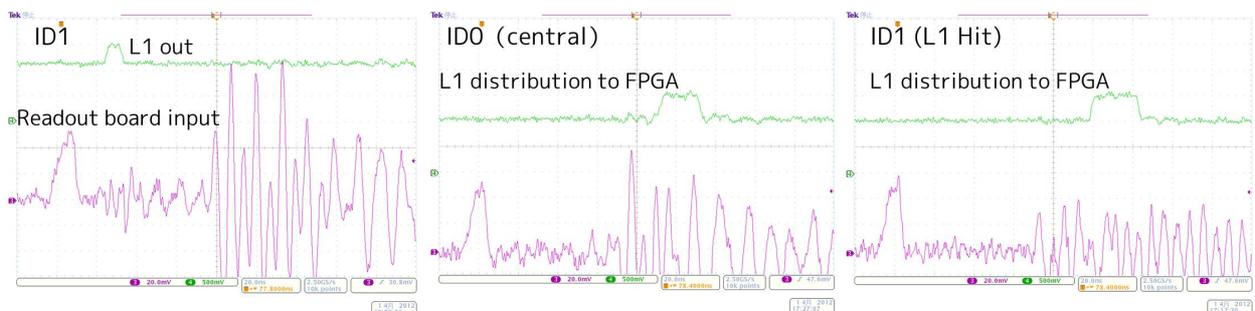


図 5.23 プローブで実際に確認した L1 トリガ信号。ID1 で L1 トリガが生成され (左), ID0 に分配され (中央), ID0 から ID1 へ再び分配されている (右)。

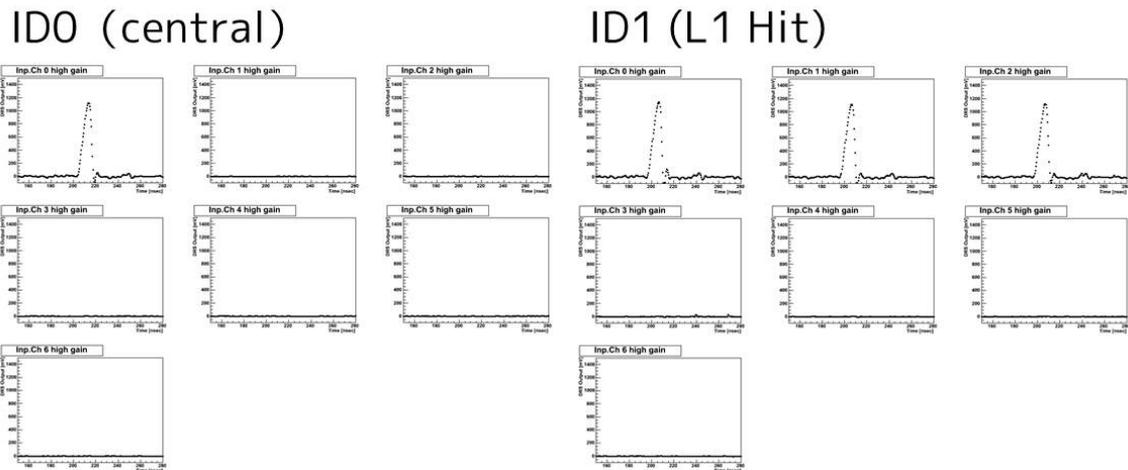


図 5.24 クラスタ間に分配された L1 トリガにより取得した波形データ。ID1(右)に3ピクセル入力し、ID1でL1トリガが生成されるようセットアップしてある。

5.9.2 ピクセルレートモニタ機能

各ピクセルのトリガレートは夜光レベルとトリガ閾値の目安となる値であり、観測中モニタすることが望ましい。しかしアナログトリガは各ピクセルのトリガ信号を足し合わせるため、ピクセルごとのレートが得られない。そこでアナログトリガにおいてピクセルレートモニタ機能を実装するため、以下のアルゴリズムが提案された。まずデータ取得を一次停止し、L0 sum trigger のチャンネル0のattenuatorのレベルを最小、clippingのレベルを最大にし、他のチャンネルのattenuatorのレベルを最大、clippingのレベルを最小にする。これによってクラスタからのL0出力はチャンネル0からの信号のみがそのまま出力されることになる。さらにL1 decisionは隣接クラスタの信号を足し合わせないコンフィギュレーションに設定し(これは2本のアドレス信号線により設定され、それを切り替えるだけでよい)、L1 decisionのコンパレータ閾値を適切な値にすることで、L1トリガのレートはチャンネル0のピクセルレートを表すことになる。あらかじめ決めた時間幅だけL1トリガの数をファームウェアで数え、その数を記録することで時間幅からピクセルレートが求められる。この動作をクラスタあたり7チャンネルすべてに繰り返した後、データ取得を再開する。ピクセルレートをモニタする間はデータ取得が中断するため、PCとの通信はモニタ動作を開始する最初の命令のみで、あとはファームウェア内で動作してデッドタイムを軽減する。

このアルゴリズムを実際にファームウェアに実装し、動作試験を行った。ファームウェアの内部レジスタ内にピクセルレートモニタを開始するコマンドを設定し、スローコントロール通信でそこに値が書き込まれるとデータ取得を停止してピクセルレートモニタが開始される。各ピクセルのモニタ時間幅、モニタの際のL1 decisionの閾値は内部レジスタで設定される。デフォルトは500 μsec で、1 MHzのピクセルレートであれば500カウント記録されることになる。カウントされたトリガ数はチャンネルごとに内部レジスタに記録され、データ取得再開後にスローコントロール通信で読み出される。

実装したモニタ機能の動作試験をするため、パルスジェネレータからある周期のパルス信号を入力し、カウントされた値を読み出したが、はじめは正しいカウント数が得られなかった。そこでトリガのコンフィギュレーションを変えた直後ではトリガ出力が安定しないために正しいカウントが得られないものと考えた。内部レジスタに各チャンネルのattenuator、clippingレベル変更後の待ち時間を設定するパラ

メータを導入し、その時間だけ待機してからモニタを開始するようにファームウェアを変更した。待ち時間を変えながらモニタを行い、各時間でのピクセルカウントを測定した。結果を図 5.25 に示す。およそ $60 \mu\text{sec}$ 後には安定して正しいカウントが得られていることがわかる。これは L0 sum trigger の DAC 値を変更したあと、回路内のキャパシタに電荷がたまるまでにかかる時間を反映している。

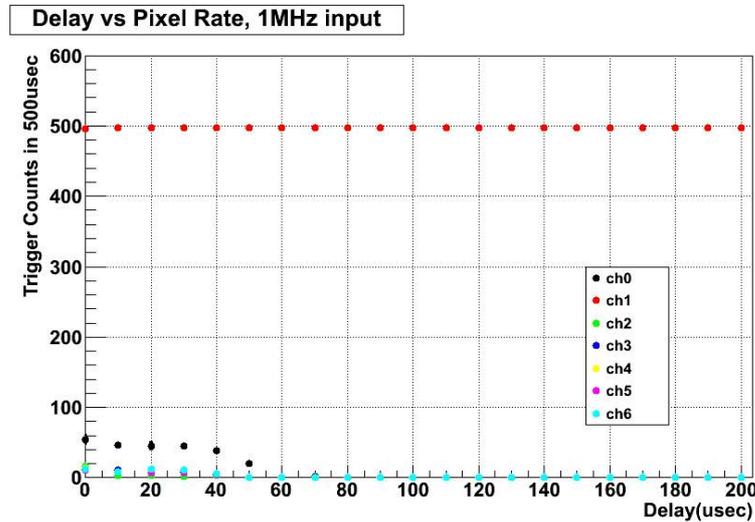


図 5.25 ピクセルレートモニタにおいてトリガ用 DAC 設定変更後の待ち時間を変えたときの各ピクセルで得られるカウント。チャンネル 1 に 1 MHz のパルスを入力している。60 μsec 程度までは”setting time”となっていて信号を入力していないピクセルでもカウントが得られるなど、安定に動作しない。

安定にカウントが得られる待ち時間を設定した上で、パルスジェネレータからパルス周期を変えながらピクセルレートモニタを行い、パルスジェネレータの設定周期とカウントされたトリガ数をプロットしたものを図 5.26 に示す。各入力周期におけるピクセルカウントは入力周波数 $\times 500 \mu\text{sec}$ から得られる値と 1 カウント程度のずれしかなく、正しくピクセルレートモニタが動作していることがわかった。待ち時間を含めたモニタ時のデッドタイムはファームウェアの動作から求めることができ、待ち時間 100 μsec 時に 4.224 msec となる。モニタを行う頻度を 1 Hz とするとモニタによるデッドタイムは 0.4% となり、十分小さい値といえる。

5.10 消費電力

消費電力は読み出し回路基板単体とバックプレーンのみで待機時 8.64 W/board, データ取得時 10.2 W/board という実測値が得られている。トリガ回路と PMT クラスタまで含めると、データ上の値からアナログトリガで 2.3 W/PMT, デジタルトリガで 2.4 W/PMT となる。消費電力の要求値は 2 W/PMT であり、おおよそ要求を満たす値となっている。

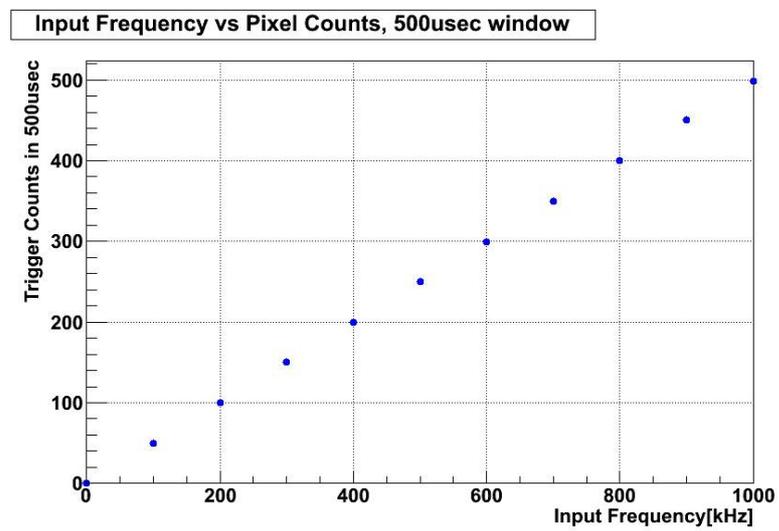


図 5.26 各入力パルス周期でのピクセルレートモニタで得られたカウント.

第6章

まとめと展望

6.1 改良版読み出し回路開発のまとめ

本修士論文では LST 用読み出し回路の改良版となる version3 回路の開発，性能評価を行った．開発においてはメインアンプカードを読み出し回路基板内に吸収することで冷却系を実装しやすい形状となり，また余分な部品の削減と安価な部品の選択によりコストダウンがされ，量産に適した形となっている．回路ハードウェアの設計とともにファームウェアの開発も行い，試験のためのデータ取得のみではなく，イーサネットを用いたスローコントロール機能を充実させ，望遠鏡にインストールした状態で動作させるためのファームウェアに近づいたものができるあがっている．

性能評価試験では，キャパシタごとのペDESTALとフラクチュエーションの大きさを評価し，32 キャパシタおきにハードウェア的に存在するものと思われるフラクチュエーションの大きなキャパシタがみられた．ペDESTAL補正後のノイズレベルは読み出し回路単体ではペDESTAL RMS で 0.1 phe，波形サンプリングでは 2 GHz の高速サンプリングが正しく動作することを確認し，ダイナミックレンジは 0.1–3900 phe という値が得られた (ダイナミックレンジ下限はノイズレベルで定義)．帯域幅は -3 dB となる周波数で，High Gain が 280 MHz，Low Gain が 200 MHz であり，改善の余地がある．帯域の低さは DRS4 のチャンネルカスケードによる容量の大きさが原因であると考えられる．同様に DRS4 の容量が原因で DAC 出力を用いた DRS4 のゲインキャリブレーションが正しく機能しないことが判明した．ただし，現状のゲインキャリブレーションによってもキャパシタごとのゲインには大きなばらつきが無いという結果が得られた．クロストークの大きさは最大 1.6% であり，配線レイアウトに改善の余地がある．チャージリークの効果を測定し，2 μ sec の波形記録時間の間では問題が無いことを確認した．温度依存性を測定し，ペDESTALでは -0.01 phe/ $^{\circ}$ C，ゲインでは -0.02% / $^{\circ}$ C という値が得られた．

カメラとして動作するための，トリガ回路を用いた試験も行い，アナログトリガによりクラスタ間で L1 トリガ信号を分配し，データ取得が行えることを確認した．またアナログトリガにおけるピクセルレートモニタ機能をファームウェア内に実装し，正しく動作することを確認した．アナログトリガ，PMT も接続した上での回路系の消費電力は 2.4 W/PMT となっている．以上の試験から，帯域やクロストークなど問題点をみつけながら徐々にその仕様は大口径望遠鏡に搭載可能なものに近づいているといえる．各試験結果と望遠鏡要求値を表 6.1 にまとめる．

表 6.1 各性能試験結果と望遠鏡要求値のまとめ.

測定項目	要求値	試験結果
ノイズレベル	0.2 phe	0.1 phe (読み出し回路のみ)
ダイナミックレンジ	0.2–1000 phe	0.1–3900 phe
帯域幅	300 MHz	280 MHz (High Gain), 200 MHz (Low Gain)
クロストーク	0.1%	最大 1.6%
ペDESTAL温度依存性		-0.01 phe/°C
ゲイン温度依存性		-0.02%/°C
消費電力	2 W/PMT	2.4 W/PMT (PMT クラスタ, トリガ回路を含む)

6.2 今後の改良点

2013年度には改良版読み出し回路 version4 が開発され、これが量産され、大口径望遠鏡の1台目に搭載されるものとなる予定である。改良点としては5節で述べたように、メインアンプのバッファの数を増やし帯域を改善すること、読み出し回路入力部の接続、レイアウトを変更することでクロストークの改善を改善することが挙げられる。またプリアンプとして現在使用している LEE アンプから ASIC アンプへと変更予定であり、これに合わせてメインアンプのゲイン、構成などが変更される。バックプレーンは現在の試作版から変更し、望遠鏡の仕様に合わせたものが海外グループにより製作されており、接続コネクタ、信号のピンアサインが変更され、電源の構成はバックプレーンから +24 V が供給され、そこから読み出し回路上で必要な電源をつくるよう変更する。試験としては version3 回路でのデッドタイム測定、チャンネルカスケード機能の安定実装が必要である。これらの改良、変更、インターフェースの充実を経て、いよいよ VHE ガンマ線観測の新地平を切り開く世界でひとつの天文台で活躍する回路の完成が期待される。

謝辞

本修士論文の執筆にあたり，思いもかけず多くの人と関わることとなりました．宇宙線研究室教授の谷森達先生には日頃の研究に関し非常に暖かく見守っていただき，また多くの助言をしていただきました．助教の窪秀利先生には CTA, MAGIC に関わる研究全般において大変お世話になりました．東京大学宇宙線研究所教授の手嶋政廣先生には多くの鋭いご指摘をいただき，また研究への熱意と常に面白いものを探そうとする姿勢にはいつも学ばせていただいています．回路製作にあたっては KEK 素粒子原子核研究所准教授田中真伸先生，助教内田智久先生，技師池野正弘氏に言葉では言い尽くせないほど大変お世話になり，また研究会などでは私のつたない発表にも関わらず機会を多く頂き，ありがとうございます．CTA グループの山形大学萩原亮太君とはともに苦労しながら開発を続け，学生が少なくいろいろなプレッシャーで心細い中とても助けられていました．同じく CTA グループの茨城大学梅原克典君，埼玉大学小山志勇さん，徳島大学折戸玲子さんには自ら手を動かしてどんどん仕事をする姿にいつも励まされています．他の CTA グループの皆様，ミーティングでいつもわかりにくい発表を暖かく見守っていただきありがとうございます．MAGIC グループの皆様，今後は TeV 天体解析でお世話になります，よろしく願いいたします．宇宙線研究室の皆様，いつもお世話になっています．Pisa, La Palma への出張では Diego Tescaro に大変仲良くしていただきました．彼の空手ワードのボキャブラリィの豊富さには驚かされ，楽しく会話をすることができました．同じく Pisa でお世話になった Riccardo Paoletti 教授のおかげで今の Dragon があります．アナログトリガチームの Luis Angel Tejedor とはハードウェアに関して多くのコミュニケーションをとりました．彼がメールの文末に添える Matanel!には癒されます．そして，私の研究は全て宇宙線研究室 OB の青野正裕さんの築いた土台の上に成り立っています．私が修士一年目を楽しく乗り切ることができたのは青野さんのおかげです．本論文の執筆を終えて少しは一人立ちできたでしょうか．博士課程に進み，これからもう少しの間，頑張っていこうと思います．

参考文献

- [1] ディオゲネス・ラエルティオス. ギリシア哲学者列伝 上 (岩波文庫 青 663-1). 岩波書店, 1984.
- [2] M. Actis *et al.* Design concepts for the Cherenkov Telescope Array CTA: an advanced facility for ground-based high-energy gamma-ray astronomy. *Experimental Astronomy*, Vol. 32, pp. 193–316, December 2011.
- [3] P. L. Nolan *et al.* Fermi Large Area Telescope Second Source Catalog. *ApJS*, Vol. 199, p. 31, April 2012.
- [4] 桜井邦朋. 新版 天文学史 (ちくま学芸文庫). 筑摩書房, 新, 2007.
- [5] William F. Hanlon. *The energy spectrum of ultra high energy cosmic rays measured by the high resolution Fly's Eye observatory in stereoscopic mode*. PhD thesis, University of Utah, 2008.
- [6] R. Blandford and D. Eichler. Particle acceleration at astrophysical shocks: A theory of cosmic ray origin. *Phys. Rep.*, Vol. 154, pp. 1–75, October 1987.
- [7] M. Su, T. R. Slatyer, and D. P. Finkbeiner. Giant Gamma-ray Bubbles from Fermi-LAT: Active Galactic Nucleus Activity or Bipolar Galactic Wind? *ApJ*, Vol. 724, pp. 1044–1082, December 2010.
- [8] M. Su and D. P. Finkbeiner. Evidence for Gamma-Ray Jets in the Milky Way. *ApJ*, Vol. 753, p. 61, July 2012.
- [9] J. Abraham *et al.* Measurement of the energy spectrum of cosmic rays above 10^{18} eV using the Pierre Auger Observatory. *Physics Letters B*, Vol. 685, pp. 239–246, March 2010.
- [10] I. V. Moskalenko *et al.* On the Possible Association of Ultra High Energy Cosmic Rays With Nearby Active Galaxies. *ApJ*, Vol. 693, pp. 1261–1274, March 2009.
- [11] S. Yoshida and A. Ishihara. Constraints on the origin of the ultrahigh energy cosmic rays using cosmic diffuse neutrino flux limits: An analytical approach. *Phys. Rev. D*, Vol. 85, No. 6, p. 063002, March 2012.
- [12] R. Abbasi *et al.* An absence of neutrinos associated with cosmic-ray acceleration in γ -ray bursts. *Nature*, Vol. 484, pp. 351–354, April 2012.
- [13] クラウスグルーベン. 宇宙素粒子物理学. シュプリンガー・ジャパン, 2009.
- [14] T. Inoue *et al.* Toward Understanding the Cosmic-Ray Acceleration at Young Supernova Remnants Interacting with Interstellar Clouds: Possible Applications to RX J1713.7-3946. *ApJ*, Vol. 744, p. 71, January 2012.
- [15] A. A. Abdo *et al.* Observations of the Young Supernova Remnant RX J1713.7-3946 with the Fermi Large Area Telescope. *ApJ*, Vol. 734, p. 28, June 2011.
- [16] A. A. Abdo *et al.* Fermi LAT Discovery of Extended Gamma-Ray Emission in the Direction of

- Supernova Remnant W51C. *ApJ*, Vol. 706, pp. L1–L6, November 2009.
- [17] J. Aleksić *et al.* Morphological and spectral properties of the W51 region measured with the MAGIC telescopes. *A&A*, Vol. 541, p. A13, May 2012.
- [18] E. Aliu *et al.* Observation of Pulsed γ -Rays Above 25 GeV from the Crab Pulsar with MAGIC. *Science*, Vol. 322, pp. 1221–, November 2008.
- [19] J. Aleksić *et al.* Phase-resolved energy spectra of the Crab pulsar in the range of 50-400 GeV measured with the MAGIC telescopes. *A&A*, Vol. 540, p. A69, April 2012.
- [20] M. Boettcher. Models for the Spectral Energy Distributions and Variability of Blazars. *ArXiv e-prints*, June 2010.
- [21] A. A. Abdo *et al.* Fermi Large Area Telescope Observations of Markarian 421: The Missing Piece of its Spectral Energy Distribution. *ApJ*, Vol. 736, p. 131, August 2011.
- [22] A. A. Abdo *et al.* Fermi Observations of High-Energy Gamma-Ray Emission from GRB 080916C. *Science*, Vol. 323, pp. 1688–, March 2009.
- [23] D. Mazin and M. Raue. New limits on the density of the extragalactic background light in the optical to the far infrared from the spectra of all known TeV blazars. *A&A*, Vol. 471, pp. 439–452, August 2007.
- [24] C. Weniger. A tentative gamma-ray line from Dark Matter annihilation at the Fermi Large Area Telescope. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, Vol. 8, p. 7, August 2012.
- [25] F. Aharonian *et al.* High energy astrophysics with ground-based gamma ray detectors. *Reports on Progress in Physics*, Vol. 71, No. 9, p. 096901, September 2008.
- [26] K. Bernlöhr. Simulation of imaging atmospheric Cherenkov telescopes with CORSIKA and sim_telarray. *Astroparticle Physics*, Vol. 30, pp. 149–158, October 2008.
- [27] Robert Wagner. *Measurement of VHE γ -ray emission from four blazars using the MAGIC telescope and a comparative blazar study.* PhD thesis, Technische Universität München, 2012.
- [28] Francesco Dazzi. *A new stereoscopic 'Sum-Trigger-II' for the MAGIC Telescopes.* PhD thesis, University of Udine, 2012.
- [29] Christian Fruck. A new LIDAR system for the MAGIC telescopes and site search instrumentation for CTA. Diplomarbeit, 2011.
- [30] F. A. Aharonian and A. K. Konopelko. Stereo Imaging of VHE Gamma-Ray Sources. *ArXiv Astrophysics e-prints*, December 1997.
- [31] Michael Rissi. *Detection of Pulsed Very High Energy Gamma-Rays from the Crab Pulsar with the MAGIC telescope using an Analog Sum Trigger.* PhD thesis, ETH Zurich, 2009.
- [32] J. A. i Fort. The MAGIC Project: Contributions to ICRC 2005, Pune, India, Part 3: MAGIC Detector and Analysis Details. *ArXiv Astrophysics e-prints*, August 2005.
- [33] J. Albert *et al.* Implementation of the Random Forest method for the Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope MAGIC. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 588, pp. 424–432, April 2008.
- [34] P. Colin *et al.* Performance of the MAGIC telescopes in stereoscopic mode. *ArXiv e-prints*, July 2009.
- [35] J. Aleksić *et al.* Performance of the MAGIC stereo system obtained with Crab Nebula data. *Astroparticle Physics*, Vol. 35, pp. 435–448, February 2012.

- [36] T. C. Weekes. Revealing the Dark TeV Sky: the Atmospheric Cherenkov Imaging Technique for Very High Energy Gamma-Ray Astronomy. In K. Sato and J. Hisano, editors, *Energy Budget in the High Energy Universe*, pp. 282–302, March 2007.
- [37] G. G. Fazio *et al.* Detection of High-Energy Gamma Rays from the Crab Nebula. *ApJ*, Vol. 175, p. L117, August 1972.
- [38] T. C. Weekes *et al.* Observation of TeV gamma rays from the Crab nebula using the atmospheric Cherenkov imaging technique. *ApJ*, Vol. 342, pp. 379–395, July 1989.
- [39] A. Daum *et al.* First results on the performance of the HEGRA IACT array. *Astroparticle Physics*, Vol. 8, pp. 1–11, December 1997.
- [40] H. Muraishi *et al.* Evidence for TeV gamma-ray emission from the shell type SNR RX J1713.7-3946. *A&A*, Vol. 354, pp. L57–L61, February 2000.
- [41] R. C. G. Chaves and for the H. E. S. S. Collaboration. Extending the H.E.S.S. Galactic Plane Survey. *ArXiv e-prints*, July 2009.
- [42] The CTA consortium. CTA Concept. *submitted to Astroparticle Physics*.
- [43] G. Maier and for the AGIS Collaboration. The Advanced Gamma-ray Imaging System (AGIS): Simulation Studies. *ArXiv e-prints*, July 2009.
- [44] T. Bretz *et al.* The drive system of the major atmospheric gamma-ray imaging Cherenkov telescope. *Astroparticle Physics*, Vol. 31, pp. 92–101, March 2009.
- [45] CTA-Japan コンソーシアム. Cherenkov Telescope Array 計画 パンフレット, 2011.
- [46] T. CTA Consortium. Contributions from the Cherenkov Telescope Array (CTA) Consortium to the ICRC 2011. *ArXiv e-prints*, November 2011.
- [47] A. Okumura. Optimization of the collection efficiency of a hexagonal light collector using quadratic and cubic Bézier curves. *Astroparticle Physics*, Vol. 38, pp. 18–24, October 2012.
- [48] F. A. Aharonian and C. W. Akerlof. Gamma-Ray Astronomy with Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, Vol. 47, pp. 273–314, 1997.
- [49] Stefan Ritt. Development of high speed waveform sampling ASICs. In *Proceedings of National Symposium on Nuclear Instrumentation*, February 2010.
- [50] S. Ritt, R. Dinapoli, and U. Hartmann. Application of the DRS chip for fast waveform digitizing. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 623, pp. 486–488, November 2010.
- [51] Meg Collaboration, F. Cei, and MEG Collaboration. The MEG Experiment at PSI. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, Vol. 188, pp. 309–314, March 2009.
- [52] Stefan Ritt. Design and performance of the 6 GHz waveform digitizing chip DRS4. In *Nuclear Science Symposium Conference Record, 2008. NSS '08. IEEE*, pp. 1512–1515, October 2008.
- [53] Masahiro Aono. Master's thesis, Kyoto University, 2012.
- [54] Ryota Hagiwara. Master's thesis, Yamagata University, 2013.
- [55] T. Uchida. Hardware-based tcp processor for gigabit ethernet. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, Vol. 55, No. 3, pp. 1631–1637, June 2008.
- [56] M. Rissi *et al.* A new sum trigger to provide a lower energy threshold for the magic telescope. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, Vol. 56, No. 6, pp. 3840–3843, Dec. 2009.
- [57] L. A. Tejedor *et al.* An analog level 1 trigger prototype for cta. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*

- actions on*, Vol. PP, No. 99, p. 1, 2013.
- [58] F. Melia. *High-Energy Astrophysics*. Princeton University Press, 2009.
- [59] M.S. Longair. *High energy astrophysics*. Cambridge university press, third edition, 2011.
- [60] A. M. Hillas. The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays. *ARA&A*, Vol. 22, pp. 425–444, 1984.
- [61] V. Vassiliev, S. Fegan, and P. Brousseau. Wide field aplanatic two-mirror telescopes for ground-based γ -ray astronomy. *Astroparticle Physics*, Vol. 28, pp. 10–27, September 2007.
- [62] CTA-Japan コンソーシアム. Cherenkov Telescope Array 計画 LOI (計画書), 2010.

付録 A

ファームウェアメモリマップ

4.6.2 節で述べたように、読み出し回路のローコントロール用パラメータは FPGA ファームウェア内のレジスタに格納される。このローコントロール用レジスタのメモリマップを図 A.1 に示す。0x00-0x9F までのアドレスからなり、各アドレスには 8 bit のデータが格納される。例えば 0x12-0x13 に格納される 12 bit の DAC 値は下位 8 bit がアドレス 0x13 に、上位 4 bit がアドレス 0x12 の 0-3 bit 目に格納される。

address	parameter	Length (bits)	Description
X00	BOARD_VER	8	board version (read only)
X01-X02	BOARD_ID	16	board ID (read only)
X03			reserved (read only)
X04-X07	DEBUG_IN	32	X05-X06 : drs_c[10:0] X07 : drs_state[3:0] (read only)
X08	command_dacset	8	command for setting DAC value 0xff : set 0x00: after setting
X09	command_rst	8	command for system reset
X0A	command_monitor	8	command for monitoring (not implemented yet)
X0B	command_tp_trig	8	command for test pulse injection
X0C	TRIGGER_SELECT	2	2b'11,10: pedestal run (triggered periodically) 2b'01: triggered by L0(digital) / L1 decision (analog) 2b'00: triggered by L1(digital) / L1 distribution (analog)
X0D	command_ipr		command for monitoring IPR 0xff : start counting (stop DAQ) 0x00: after counting
X0E-X0F	DEBUG_PARAM	16	input parameter for debug
X10-X11	SCB_HV_0	12	DAC for PMT HV 0ch 12bits/1.5V
X12-X13	SCB_HV_1	12	1ch

図 A.1 読み出し回路スローコントロール用レジスタのメモリマップ。

address	parameter	Length (bits)	Description
X14-X15	SCB_HV_2	12	2ch
X16-X17	SCB_HV_3	12	3ch
X18-X19	SCB_HV_4	12	4ch
X1A-X1B	SCB_HV_5	12	5ch
X1C-X1D	SCB_HV_6	12	6ch
X1E	SCB_EN_BIT	7	PMT 5V enable ch
X1F	SCB_TPEN_BIT	7	Test pulse enable ch
X20	SCB_TP_SEL	7	Attenuation ch select
X21	SCB_TP_ATT	6	Attenuation value -0.5dB/bit
X22	SCB_TP_MODE	1	Test pulse mode 0: pulse width 3nsec 1: pulse width 30nsec
X23	SCB_TP_EN	1	Test pulse enable
X24-X2F			Reserved
X30-X31	DTRIG_THRESHOLD_0	12	DAC for Digital trigger threshold 0ch 12bits/2.5V
X32-X33	DTRIG_THRESHOLD_1	12	1ch
X34-X35	DTRIG_THRESHOLD_2	12	2ch
X36-X37	DTRIG_THRESHOLD_3	12	3ch
X38-X39	DTRIG_THRESHOLD_4	12	4ch
X3A-X3B	DTRIG_THRESHOLD_5	12	5ch
X3C-X3D	DTRIG_THRESHOLD_6	12	6ch

address	parameter	Length (bits)	Description
X3E	ADC_TEST_PATTERN	4	AD9222 test pattern bit
X3F	L1_A	2	L1 configuration
X40-X41	MJ_THRESHOLD_0	12	DAC for Analog majority trigger threshold 0ch /DAC for sum trigger attenuator 0ch 12bits/3.3V
X42-X43	MJ_THRESHOLD_1	12	1ch
X44-X45	MJ_THRESHOLD_2	12	2ch
X46-X47	MJ_THRESHOLD_3	12	3ch
X48-X49	MJ_THRESHOLD_4	12	4ch
X4A-X4B	MJ_THRESHOLD_5	12	5ch
X4C-X4D	MJ_THRESHOLD_6	12	6ch
X4E-X4F	SUM_THRESHOLD_0	12	DAC for sum trigger clipper 0ch 12bits/3.3V
X50-X51	SUM_THRESHOLD_1	12	1ch
X52-X53	SUM_THRESHOLD_2	12	2ch
X54-X55	SUM_THRESHOLD_3	12	3ch
X56-X57	SUM_THRESHOLD_4	12	4ch
X58-X59	SUM_THRESHOLD_5	12	5ch
X5A-X5B	SUM_THRESHOLD_6	12	6ch
X5C-X5D	L1_THRESHOLD_A	16	DAC for Analog L1 decision threshold A 16bits/2.5V

address	parameter	Length (bits)	Description
X5E-X5F	L1_THRESHOLD_B	16	DAC for Analog L1 decision threshold B 16bits/2.5V
X60-X61	DAC_ROFS	16	DAC for DRS4 read offset default: 16'd28835=1.1V
X62-X63	DAC_OOFS	16	DAC for DRS4 out offset default: 16'd34078=1.1V
X64-X65	DAC_BIAS	16	DAC for DRS4 bias default: 16'd18350=0.7V
X66-X67	DAC_CALP	16	DAC for DRS4 cal_p default: 16'd20971=0.8V
X68-X69	DAC_CALN	16	DAC for DRS4 cal_n default: 16'd20971=0.8V
X6A-X6B	DRS_READDEPTH	11	Data read depth default: 1024
X6C-X6D	DSR_TRIG_TO_STOP	11	Clock from Trigger to sampling stop
X6E	DRS_SAMP_FREQ	8	reference clock for DRS4 default: 6'd32=2GSps
X6F			Reserved
X70-X73	TRIGGER_FREQ	30	trigger period for pedestal run default: 10000000 (clocks)
X74-X77	DRS_STOP_TO_READ	32	Clock from sampling stop to readout (for the study of charge leakage)
X78	SUM_DELAY_0	6	Delay control for the analog sum trigger I0 channel 0 bit5:enable, bit4-3:2nsec, bit2:1nsec, bit1:0.5nsec, bit0:0.25nsec
X79	SUM_DELAY_1	6	channel 1
X7A	SUM_DELAY_2	6	channel 2

address	parameter	Length (bits)	Description
X7B	SUM_DELAY_3	6	channel 3
X7C	SUM_DELAY_4	6	channel 4
X7D	SUM_DELAY_5	6	channel 5
X7E	SUM_DELAY_6	6	channel 6
X7F	SUM_DELAY_7	6	channel 7
X80-X81	IPR_WINDOW	16	Individual Pixel Rate counting window (usec) default: 500
X82-X83	IPR_0	12	IPR of ch0
X84-X85	IPR_1	12	IPR of ch1
X86-X87	IPR_2	12	IPR of ch2
X88-X89	IPR_3	12	IPR of ch3
X8A-X8B	IPR_4	12	IPR of ch4
X8C-X8D	IPR_5	12	IPR of ch5
X8E-X8F	IPR_6	12	IPR of ch6
X90-X91	IPR_L1THRESHOLD	16	L1 THRESHOLD during IPR monitor default: 16'h00C0
X92-X93	IPR_DELAY	16	Delay before thresholds become stable to count IPR (usec) default: 10000
X94-X9F			Reserved

付録 B

PMT transit time の測定

アナログトリガでは PMT の信号をアナログ的に足し合わせ、コンパレータにかけるため、チャンネル間で信号の到着時間がずれた場合、望遠鏡のアクセプタンスが悪くなる。光電子が出てから PMT の信号として出力されるまでの時間 (transit time) は PMT のダイノード間にかかる高圧電源の値によって決まる。カメラ内 PMT はゲインをそろえるために異なる高圧で動作するので、チャンネル間で transit time のばらつきが生じる。

transit time の高圧に対する依存性を調べるため、LED (日亜 NSHU550B) にパルス信号を与えて駆動し、LED 光を PMT に照射、LED 駆動のトリガ信号と PMT 信号をオシロスコープに入力し、トリガ信号に対する各高圧値での PMT 信号の相対的な transit time を測定した。測定結果を図 B.1 に示す。カメラ内の PMT が 800–1500 V 程度の高圧で動作する場合、6 nsec 程度のばらつきが生じることがわかる。この transit time のばらつきを補償するため、L0 sum trigger には各チャンネルに delay line が設けられていおり、読み出し回路から各チャンネルの信号タイミングを調整できるようになっている。

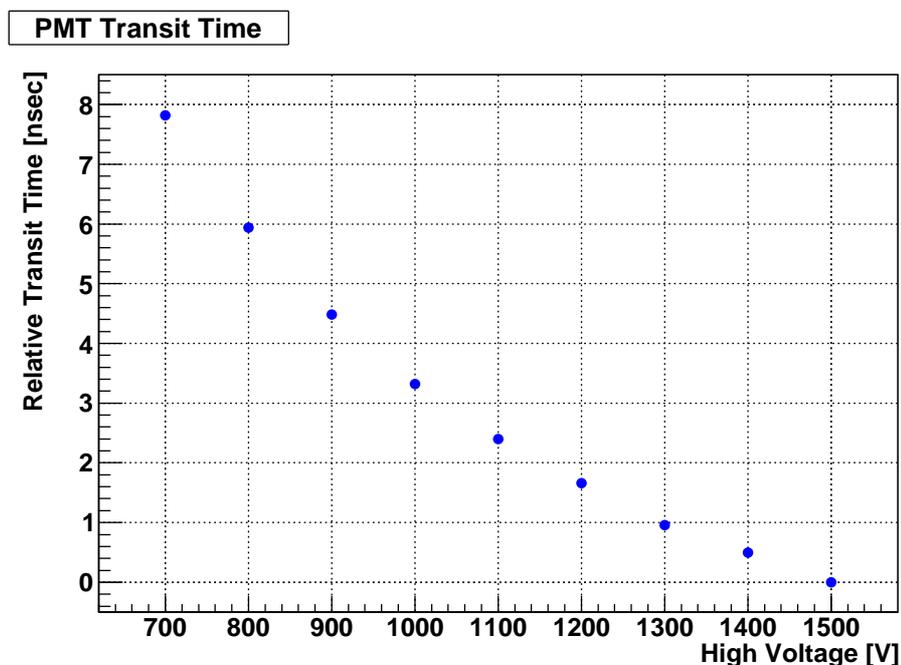


図 B.1 PMT の各高圧電源の値での transit time. 1500 V をかけたときの出力信号タイミングを基準にプロットした。