

チベット実験での knee 領域鉄スペクトル測定のための データ収集システム

山内 紘一 (横浜国立大学大学院 工学府)

Abstract

これまで実施したチベット高原羊八井でのエネルギー 10^{15} eV 付近 (“knee 領域”) の宇宙線化学組成の観測研究から、knee 領域における宇宙線の主な成分は重い核子であることが示唆されている。一方 knee 領域における重い核子の観測は十分されておらず、鉄成分のスペクトルを測定するため新しい空気シャワーコア検出器 YAC (Yangbajing Air-shower Core detector) を用いた実験の準備を進めている。本課題では、YAC のデータ収集システムのために電荷パルスを 1/50 程度に減衰する回路を今回新たに開発し、この減衰回路と電荷時間変換 ASIC を使い、1pC 以下から 1000pC 程度のレンジでリニアリティをもつ光電子増倍管用読み出しシステムを開発した。

1 チベット AS

我々はチベット高原の羊八井 (標高 4300m、 $606\text{g}/\text{cm}^2$) でエネルギー 10^{15} eV 付近の宇宙線化学組成の観測研究を行っている。宇宙線原子核の加速機構や起源は未だ解明されておらず、それらの解明に向けチベットでは、空気シャワー観測装置 (Tibet-III array) と空気シャワー中心の粒子密度分布を測定するコア検出器を連動し一次宇宙線のエネルギーと核種選別を行っており、これまで宇宙線の全粒子スペクトルと陽子成分、ヘリウム成分のスペクトルが測定された [1]。

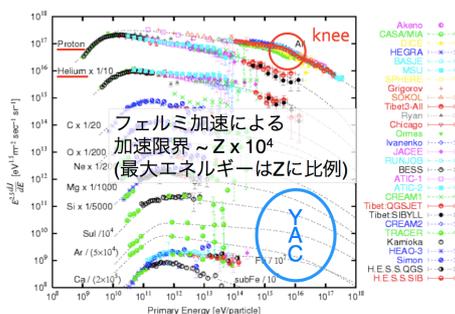


図 1: 宇宙線エネルギースペクトル

測定された全粒子エネルギースペクトルには折れ曲がり構造 (“knee”) がみられる。knee を含む 10^{15} eV 付近のエネルギー領域 (“knee 領域”) は宇宙線原子核の加速機構や起源を強く反映しており、詳細な観測によりこれらの解明が期待されている。

宇宙から到来した高エネルギー宇宙線 (“一次粒子”) は大気と相互作用し二次粒子が発生し、その二次粒子がさらに大気と相互作用することで大量の二次粒子が発生する。この現象を空気シャワーといい、

チベットでは二次粒子を測定することで一次粒子のスペクトルを推定している。空気シャワーの中心軸付近には高エネルギー粒子が集中する。この部分を空気シャワーコアといい、その広がり是一次宇宙線核種により違いが生じる。陽子、ヘリウムなどの軽い原子核は平均自由行程が長く大気深くまで相互作用せず侵入するのに対し、鉄などの重い原子核は平均自由行程が短く浅い位置で相互作用する。その結果地上で観測する際、空気シャワーコアの広がり軽い原子核では小さく、重い原子核では大きくなる。

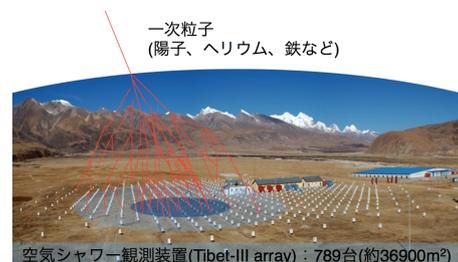


図 2: 中国チベット、羊八井

2 Yangbajing Air-shower Core detector

チベットでのこれまでの測定から、knee 領域における宇宙線の主な成分は重い核子であることが示唆されている。

Yangbajing Air-shower Core detector (YAC) は高エネルギー粒子の空気シャワーコアの広がり測定のために、Tibet-III array の中心部に高密度 (3.75m 間隔) で配置される。YAC1 台は、プラスチックシンチレーター (50cm x 40cm) とそれにはわした波長変

換ファイバーによって、2つの PMT に信号を入力する。またシンチレーターの上部には高エネルギー粒子の検出効率を上げるために鉛板（厚さ 3.5cm）を積んでいる。

各 YAC では最大 10^6 粒子までの二次粒子を測定する必要がある。一方、エネルギー校正のためバックグラウンド μ 粒子が使用される。したがって 1 粒子から 10^6 粒子まで測定するため YAC では High Gain と Low Gain の 2 つの PMT を用いており、各 PMT の信号読み出しシステムにも広い測定レンジが求められる。

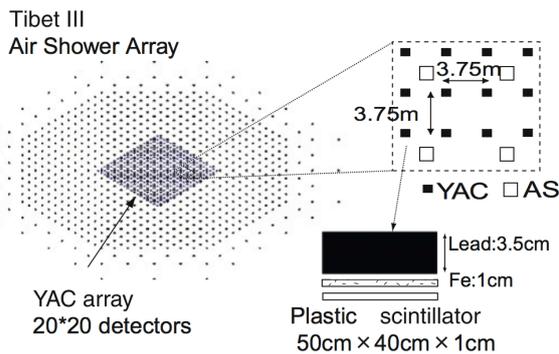


図 3: YAC 概略図

3 データ収集システム

これまでに 1fC から 20000fC まで測定可能な電荷時間変換 ASIC (“WDAMP”) を開発した [2]。WDAMP のスペックを図 4 に示す。

<WDAMP specification>	
Power supply & dissipation	analog : +1.65V(29.7mW), -1.65V(30.4mW) digital : +1.65V(7.8mW), -1.65V(7.9mW)
Die size	4mm x 4mm
Channel	4
Feedback capacitance	4pF, 8pF, 12pF, 16pF
Peaking time	~ 4 μ s

図 4: WDAMP のスペック

一方 PMT からの最大出力電荷（1000pC）は WDAMP の最大入力電荷（20pC）を超えてしまうため、PMT からの電荷を 1/50 程度に減衰する回路（“減衰回路”）を今回新たに開発した。WDAMP、減衰回路を用い開発を進めているデータ収集システムの流れを図 5 に示す。

システム内の個々の開発はほぼ終了しており、現在は各部の接続テスト及び VME ボードの設計を進めている。

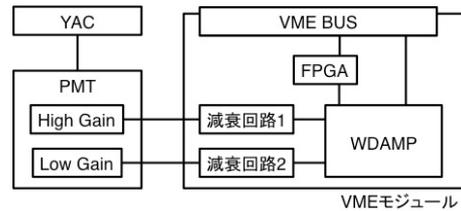


図 5: データ収集システムのブロック図

4 減衰回路

PMT の最大出力電荷と WDAMP の最大入力電荷をあわせるために今回開発した減衰回路は、主に以下の 4 つで構成される。

- カレントミラー型回路 (減衰)
- 容量 T 型回路 (減衰)
- 反転回路 (極性反転)
- 電流バイアス回路 (動作安定化)

減衰回路の回路図を図 6 に示す。またカレントミラー型回路および容量 T 型回路の減衰方法と入力に対する出力を図 7 に示す。

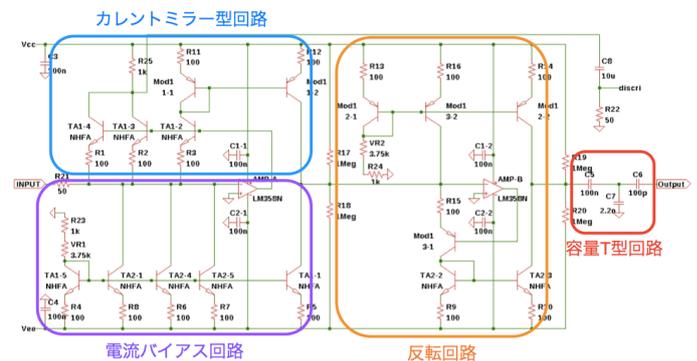


図 6: 減衰回路の回路図

減衰方法	OUTPUT / INPUT
カレントミラー型回路	トランジスタの個数nにより減衰 1 / n
容量T型回路	容量のインピーダンスZ1, Z2の比により減衰 Z1 / (Z1 + Z2)

図 7: 減衰方法と入力に対する出力

5 減衰回路-WDAMP テスト

疑似パルスによるテスト電荷信号により、減衰回路-WDAMP の測定レンジとリニアリティを調べた。テストの概略を図 8 に、結果を図 9 に示す。

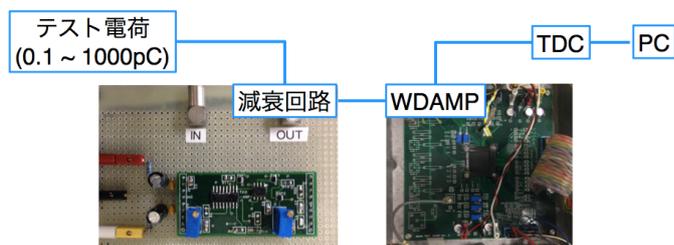


図 8: 減衰回路-WDAMP テスト概略

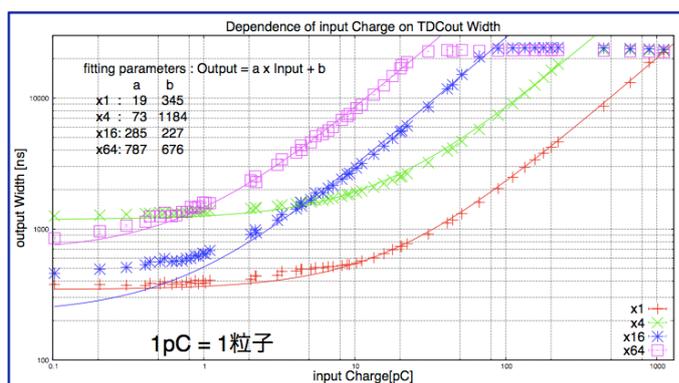


図 9: 入力電荷に対する WDAMP 出力

6 まとめ

減衰回路と WDAMP を用いた光電子増倍管用信号読み出しシステムを開発した。1pC 以下から 1000pC 程度のレンジでリニアリティがあり、2つの光電子増倍管を用いることで1粒子から 10^6 粒子測定することのできる読み出しシステムを開発した。今後は本回路を搭載した VME ボードを設計し、YAC-III を使った長期観測試験を行う。

Reference

- [1]M. Amenomori. 2011. Advances in Space Research 47
- [2]Y. Katayose. 2013. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 699

次世代ガンマ線望遠鏡 CTA の大口径望遠鏡開発における較正用パルサー 開発

猪目 祐介 (甲南大学 宇宙粒子研究室)

Abstract

高エネルギー宇宙物理学の更なる発展を目指して、現在 Cherenkov Telescope Array(CTA) 計画と呼ばれる国際共同実験が進められている。当計画には世界約 30 カ国、1200 人以上が参加しており、大中小 3 種類の大きさの大気チェレンコフ望遠鏡を複数設置することで従来の 10 倍高い感度を達成させ、より広いエネルギー領域の高エネルギーガンマ線源を観測する計画である。日本グループが開発に関わっている大口径望遠鏡 (Large-Sized Telescope: LST) の焦点面検出器には、LST 1 台につき 1855 本の光電子増倍管 (PMT) が検出素子として搭載されるが、これらの PMT を揃えて動作させ一つの検出器として用いる必要がある。そのためには各 PMT に対して、増幅率や、不要なパルス発生率などを測定する性能評価を行い、その結果を用いて検出器として運用するための較正を行う必要がある。この性能評価に向けて我々は、1 ns 以下の超短光を低価格でありながら安定して出力できる光源の開発を行った。安価で高速動作可能な電子部品を用いて開発を行った結果、要求値を満たす 1 ns 以下の超短光を安定して出力可能なパルサーの開発に成功した。

1 研究の背景と問題点

世界最大級の大気チェレンコフ望遠鏡を開発する Cherenkov Telescope Array(CTA) 計画は現在、1 台目の大口径望遠鏡 (Large-Sized Telescope: LST) を建設する重要な時期に差し掛かっている。CTA の日本グループが関わっている LST の検出器に関しては、検出素子として使用する PMT について、同じ型番であっても個体毎に、増幅率や不要なパルスの発生率などが僅かに異なってしまう。性能評価としてこの個体毎の性能差を測定し、搭載する PMT が全て均一に振る舞うよう較正を行う必要がある。これにより検出素子毎の性能のばらつきが補正されるため、精度の向上が見込まれている (B.S.Acharya et al. *Astroparticle Physics* 43 (2011))。LST の観測対象となる大気チェレンコフ光は 1 ns 以下の速さで発光するため、それと同等かそれ以上の速さで発光する光源を用いなければ、実際の運用時と同じ状況での個体差を測定できない。しかしそのような超短光を出力可能な装置は高価であり、今回の性能評価のために購入することは困難であった。そのため我々は、PMT の性能評価用に高速パルサーの開発を行うことにした。

2 性能の要求値

今回開発を行うパルサーに要求される性能は、観測対象の大気チェレンコフ光の 1 ns より高速な短光を、安定した光量と時間幅で出力可能である事。また安価で製造が可能である事である。今回は性能評価に用いることを目的としているため、既製品のように発光の時間幅を自由に変更できるような汎用性は求めない事とした。

3 構成

開発を行ったパルサーの構造は図 1 及び図 2 に示すように、

1. 入出力ボード
2. トリガージェネレーターボード
3. パルスジェネレーターボード
4. 半導体レーザー

からなる。1 から 3 のボードは重ねて配置され一つのケースに収納されており、4 の半導体レーザーはパルサーと NIM-CAMAC 同軸ケーブルで接続される。

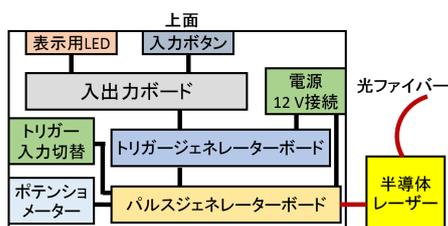


図 1: パルサー構造の断面図

3 - 1. 入出力ボード

入出力ボードは、パルサーが 1 秒間に短光を出力する周波数について、現在出力している周波数の表示と、周波数変更の操作入力を受け付けるボードである。後述のトリガージェネレーターボードと信号線及び 5 V 電源線で接続されており、表示する周波数信号と入力された操作信号はトリガージェネレーターボードで処理されている。図 2 のケース上面からボード上の表示用 4 桁 7 セグメント LED の確認とボタンの操作を可能とするため、3 つのボードの中で一番上に配置されている。

7 セグメント LED の表示には、4 ビット入力の 1 つの 7 セグメント LED ドライバと桁指定信号線を切り替えることで複数の桁を表示させるダイナミック制御を用いており、使用する信号線を抑えている。



図 2: パルサー上部

3 - 2. トリガージェネレーターボード

トリガー信号について処理を行うボードであり、任意の周波数でトリガー信号の生成を行う他、入出力ボードの表示及び入力信号に対する処理も行う。生成するトリガー信号は TTL 信号に準じている。任意周波数のトリガー生成には、AVR マイコンと図 3 の Arduino uno 基盤 (Arduino, ArduinoBoardUno. (2014)), 上記の入出力ボードを用いてデジタル制御

とした事で、高い操作性と安定性を実現している。使用する ATmega328P (Atmel, ATmega328P. (2014)) は安価な AVR マイコンであり、16 MHz クロックで動作する。性能評価で使用が想定される周波数は、検出器に使用されているアナログメモリのダイナミックレンジにより最大 500 Hz 程度であるため、パルサーのトリガー周波数は 1 Hz から 1 kHz まで 1 Hz 刻みに設定可能としている。またパルサー自体は 12 V の単一電源を接続するが、このボード上で三端子レギュレータを用いて 5 V に降圧させて使用しており、入出力ボードと電源を共通化させている。ここで使用している三端子レギュレータは放熱のため銅板を介してケースと接続されている。



図 3: Arduino uno

3 - 3. パルスジェネレーターボード

今回開発を行ったパルサーの中心部と言えるボードであり、トリガージェネレーターボード又は外部入力からのトリガー信号を入力させることで、1 ns 以下の高速な超短光を発光させるためのパルス信号を出力する。

1 ns 以下の高速動作が要求されていながら、光源には消費電力が比較的大きい半導体レーザーを想定していた。そのため (Wilfried Uhring (Chantal-Virginie Zinta & Jeremy Bartringer)) を参考に、1 GHz 以上のクロックで動作し、100 mA 程度の電流を流せることを条件にトランジスタ等の能動素子の選定を行った。また、抵抗やコンデンサなどの受動素子についても高周波特性の良い表面実装の素子を用いる事とした。図 4、図 5 にその試作ボードと作成した回路図を示す。

短光の光強度調節には、パルス高自体を調節するのではなく常に光源に供給するバイアス電流を調節することでレーザー発振が起こるしきい値を変更することで行っている。このバイアス電流は 1 mA から

120 mA 程度まで、高精度のポテンショメーターを用いて細かく調節可能としているため、様々な種類の半導体レーザーを用いることが可能である。またトリガー入力から短光が発光するまでの時間が変化してしまうジッターの対策として、トリガー信号の入出力に同一規格の高速ロジック IC を用いる事で、トリガー信号と短光のジッターを 100 ps 以下にまで抑えている。これにより性能評価に用いる解析プログラムの精度向上にも貢献できている。

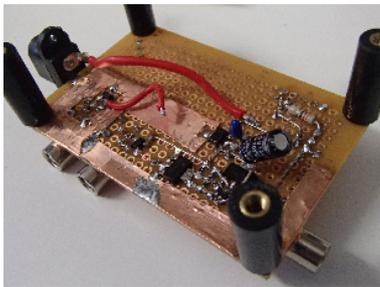


図 4: 試作パルスジェネレーターボード

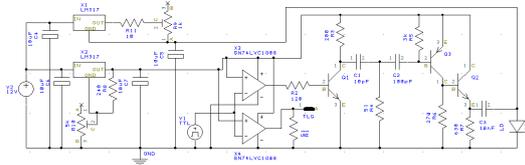


図 5: パルスジェネレーター回路図

3 - 4. 半導体レーザー

開発したパルサーからのパルス信号により短光を発光する光源として用いる。常にバイアス電流が与えられている事により半導体レーザー本体が発熱してしまうため、半導体レーザー単体ではパルス光強度が温度により変化してしまう。温度変化を軽減させるため、図 6 のように半導体レーザーの金属製フレームに沿った形状でアルミを削り出し、シリコングリスを塗布して密着させ放熱板として用いている。またこの放熱板を装着した事で、図 7 にあるように発光面に光を伝達するコネクタを取り付けることが容易となった。現在は光ファイバー接続用の SMA905 コネクタを取り付けており、発生させた短光をほぼ減衰させる事なく遠方まで伝達することが可能となっ

ている。

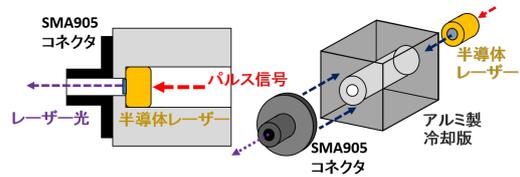


図 6: 放熱板と半導体レーザー及び SMA905 コネクタの取付図

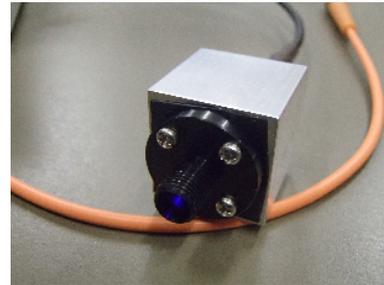


図 7: SMA905 コネクタを装着したアルミ製放熱板

4 パルサーの性能評価

開発したパルサーの性能について、要求されている性能を満たしているか、また要求値を明確に設定していなかった部分に関してどの程度の性能を有しているかを確かめるため、図 8 に示す装置のセットアップを用意して性能評価を行った。

性能の評価方法としては、まず暗箱内の一端に短光観測用の高速な APD (アバランシェフォトダイオード) を設置し、反対側に半導体レーザーと接続した光ファイバーの端を設置して短光を観測する事で短光の時間幅を測定した。次に短光観測用の素子を APD から PMT (光電子増倍管) に取り替えて短光の観測を行う事で、短光の発光強度と長時間運用時の安定性を測定した。

今回の性能評価で用いた素子として、APD には浜松ホトニクス製の S9055-01 (遮断周波数=1 GHz) を、PMT には LST の検出器にも搭載される浜松ホトニクス製の R11920 及び同社の H8643MOD を用い、光源となる半導体レーザーには日亜化学製の NDV4212 を使用した。

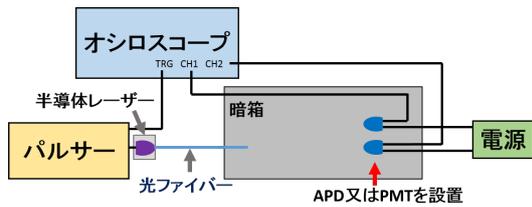


図 8: パルサー性能評価のセットアップ

5 結果

パルサーの性能評価を行った結果と使用している部品の仕様などから、開発したパルサーの仕様及び性能を次の表 1 にまとめた。また光源として NDV4212 半導体レーザーを用いた際の性能については表 2 に示す。表 2 におけるパルサー使用時の発光強度については、LST で使用する PMT である R11920 を用いて観測を行った。性能評価の結果、図 9 に示すように、要求値である 1ns を下回る、800 - 920 ps 幅の超短光が出力されていることが確認できた。

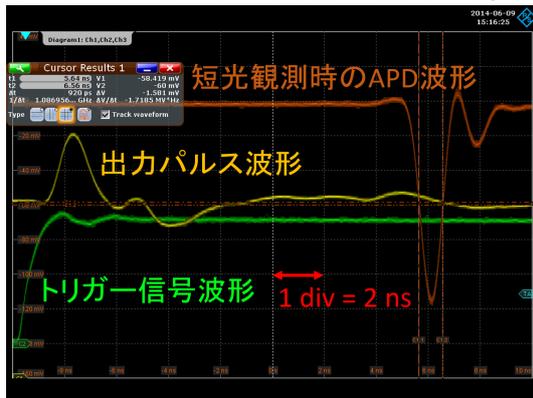


図 9: APD で測定した短光の時間波形

6 今後の展望

半導体レーザーは温度変化や微弱な電流の変化にとっても敏感であるが、運用中は本体が発熱するため、現在はバイアス電流や周波数の条件を変化させて長時間運用した際の安定性の測定を行っている。また半導体レーザーは上記の理由から運用を開始してから安定するまで時間を要するため、どの程度の時間で安定化するかも求める必要がある。このような実

表 1: 開発したパルサーの仕様及び性能

項目	値
動作電圧	9 - 12 V
消費電流	500 mA 以下
出力パルス高	3.0 - 7.0 V
出力パルス立ち上がり時間	600 - 660 ps (10% - 90%)
出力パルス幅	1.1 - 1.2 ns (FWHM)
出力バイアス電流	1 - 120 mA
Sync 信号	TTL 準拠 (5 V)
トリガー信号	内部 & 外部入力 (TTL)
内部トリガー周波数	1 - 999 Hz

表 2: NDV4212 の仕様及びパルサー使用時の性能

項目	値
動作電圧	4.6 - 5.5 V
動作電流	100 - 130 mA
発光波長	405 nm
パルサー接続時の発光時間幅	800 - 920 ps (FWHM)
パルサー接続時の発光強度	1 - 100 phe 以上

用に向けた動作確認を行い、より詳しい仕様及び性能表を作成する予定である。それ以外にも、現在完成している試作のパルサーはユニバーサル基盤上で開発を行っているため、回路の見直し等を行いパターンを生成する事でノイズの削減やパルス幅をより狭めるなどの機能向上が見込まれる。このように当初の要求値は達成できているが、更なる改良を行っていく予定である。

Reference

Wilfried Uhring, Chantal-Virginie Zinta & Jeremy Bartringer, A low cost high repetition rate picosecond laser diode pulse generator. , Proc. SPIE 5452, Semiconductor Lasers and Laser Dynamics, (1 September 2004); doi: 10.1117/12.545038.

B.S.Acharya et al. Astroparticle Physics 43 (2011);

ATmega328P, <http://www.atmel.com/ja/jp/devices/ATMEGA328P.aspx> (access 2014/07/16);

Arduino-ArduinoBoardUno, <http://arduino.cc/en/Main/arduinoBoardUno>, (access 2014/07/16);

Fermi Bubble からの放射の空間変化

佐々木 健斗 (東京大学大学院 宇宙線研究所)

Abstract

Fermi-LAT 衛星による高エネルギーの γ 線領域 ($\geq 1\text{GeV}$) での観測データを分析した結果、我々の天の川銀河の中心において、銀河面から南北約 50° (10kpc) に渡って広がる巨大な双極構造が存在することが明らかになった [Su et al. (2010)]。"Fermi Bubble" (以下 FB) と呼ばれるこの巨大構造は、WMAP・Planck 衛星によるマイクロ波領域での観測や、ROSAT 衛星による X 線観測で確認されていた銀河中心での巨大構造との相関があり、天の川銀河中心での高エネルギー現象の存在を示唆していると考えられている。FB の γ 線放射を説明する機構としては、加速された陽子が周囲の陽子と衝突して π^0 を生成し、その崩壊時に γ 線を放つ"ハドロンモデル"や、加速された電子が周囲の光子を逆コンプトン散乱によって叩き上げて γ 線を放つ"レプトンモデル"などが提唱されている。また FB の特徴としては、境界での急激な明るさの変化に加えて、 $\propto E^{-2}$ のように銀河面からの γ 線に比べて hard なスペクトルを持つことと、全体的に一様な表面輝度であることが指摘されていた。

しかし、詳細な解析の結果、特に FB の南側の領域において、低緯度側に比べて高緯度側で低エネルギーの放射が減少するという特徴があることが Yang らによって指摘された [Yang et al. (2014)]。Yang らは GALPROP を用いて様々な銀河のパラメータの下で解析を行い、この特徴があらゆるパラメータの下で有意なものであることを明らかにした。さらに、ハドロン・レプトンモデルの両方について、陽子や電子がどのようなエネルギー分布を持てばこの特徴を説明できるかを示した。

本講演では、まずこの Yang らの論文のレビューを行い、その上で彼らが示した荷電粒子のエネルギー分布、および FB の γ 線放射を再現するような粒子加速モデルについて議論を行うことを目指す。

1 Introduction

近年、我々の宇宙において、エネルギーが 1MeV を超えるような高エネルギーの γ 線を放つ現象が多数見られることが判明した。 γ 線の起源としては、超新星残骸 (SNR) やブラックホール中性子星などの活動、また活動銀河核 (AGN) やガンマ線バースト (GRB) といった宇宙でも最もエネルギーの高いと思われる現象などが考えられている。

このような高エネルギー現象の解明のため、2008 年の 6 月に打ち上げられたのが Fermi ガンマ線宇宙望遠鏡 (Fermi 衛星) である。Fermi 衛星は高エネルギーの γ 線領域を本格的な観測対象としたものとしては初の衛星であり、突発現象の検出のためのガンマ線バーストモニター (GBM) と広域観測を目的とする大面積望遠鏡 (LAT) の 2 種類の観測装置を搭載している。2008 年 8 月から観測を開始し、現在まで既に 1800 以上の γ 線源が検出されている。

Fermi-LAT による全天サーベイをもとに、我々の天の川銀河の γ 線領域での全天マップの作成なども行われていた。しかし 2010 年、天の川銀河全天の Fermi-LAT での 1.6 年分の観測データから、AGN や SNR などの点源、およびそのような現象で加速された陽子・電子などの宇宙線が星間ガスや周囲の光子と反応して作る拡散ガンマ線の寄与を差し引くと、銀河面から南北に垂直に約 50° (10kpc) に渡って広がる巨大な双極子形のバブル構造が現れることが Su らによって発見された [Su et al.(2010)]。"Fermi Bubble (FB)" と名づけられたこの巨大構造は、全体に一様な表面輝度を持ちながらも境界付近では急激に明るさが増え、またエネルギーに対して $\propto E^{-2}$ のような hard なスペクトルであるなどの特徴を有している。また、WMAP・Planck 衛星によってマイクロ波領域で観測された"WMAP-haze"と呼ばれる巨大構造 [Finkbeiner & Douglas. (2004), Planck Col-

laboration. (2013)] や、ROSAT 衛星による X 線観測で見つかった双円錐構造 [Bland-Hawthorn & Cohen. (2003)] との相関も見られ、銀河中心での高エネルギー現象を示唆していると考えられる。これほど巨大な構造を作るエネルギー源は定かではないが、天の川銀河中心の巨大ブラックホール Sgr A* への質量降着やそれに起因するジェット、または過去の爆発的星形成などが候補として考えられている。

Fermi Bubble からの γ 線放射を説明する機構としては、加速された陽子 (p) が周囲の p と衝突して $p + p \rightarrow \pi^0$ のように π^0 を生成し、その崩壊時に $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ のように γ 線を放出する”ハドロンモデル” [Crocker & Aharonian. (2011)] や、加速された電子 (e) が周囲の光子を逆コンプトン散乱で叩き上げて γ 線を放出する”レプトンモデル” [K.S.Cheng et al. (2011)] などが提唱されているが、特徴を完全に再現するには至っていない。

Yang らは従来より統計量の多い 5 年分の Fermi-LAT のデータを用いて、Fermi Bubble の再解析を行い、同時に Bubble を複数の領域に区分した解析も行った [Yang et al. (2014)]。その結果、従来の Fermi Bubble の特徴の再現に加え、スペクトルから Bubble の南端 (高銀緯) の境界付近 (South4) において、Bubble 中心部 (低銀緯) (South1~3) に比べて低エネルギーの光子が減少しているという新たな性質を発見した (図 1 参照)。Yang らは GALPROP を用いて銀河の様々なパラメータの下で拡散ガンマ線の解析を行ったが、モデルのあらゆる不定性を考慮しても、この境界付近での低エネルギー光子の減少という性質が有意に現れると結論付けた。そして、陽子・電子のエネルギー分布を仮定して放射を計算することで、この性質を再現するような分布の可能性を提示した。

本講演では、Yang らの発見した新しい Fermi Bubble の性質を、shock 面からの距離に依存して加速効率が変わるような 2 次加速モデル [Mertsch & Sarkar. (2011)] を用いて電子・陽子の分布を計算し、その分布に基づく放射を計算することで再現を試みた。2 章では加速モデルについての説明を行い、3 章ではそれに基づく放射計算の結果を示す。そして、4 章では結果についての解釈と考察を行う。

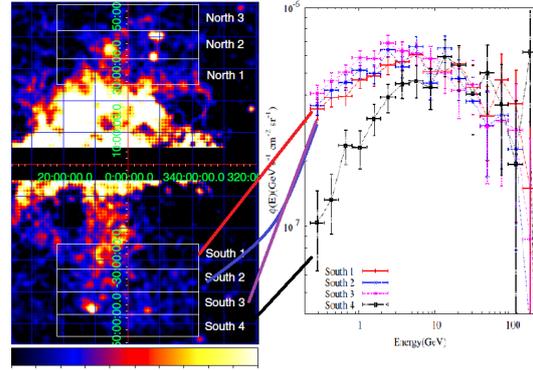


図 1: Yang らの区分 (左) とスペクトル (右)

2 Model

今回の研究では、荷電粒子の加速過程としては、shock 面においてプラズマ不安定性によって生じた乱流による 2 次加速を考える。ただし、生成時にスケール $L = 2\text{kpc}$ の乱流は shock 面からの距離 $x = \xi L$ に従って性質を変化させるとする [Mertsch & Sarkar. (2011)]。すなわち、 ξ は shock 面からの距離に対応する無次元パラメータである。荷電粒子のエネルギースペクトルは、移流拡散方程式に粒子の冷却と injection の効果を加えた

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial p} \left(p^2 D_{pp} \frac{\partial n}{\partial p} \right) - \frac{n}{t_{\text{esc}}} + \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{dp}{dt} n \right) - Q = 0 \quad (1)$$

を用いて計算する。ここで $n(p)$ が運動量 $p \sim p + dp$ の粒子の数密度、 D_{pp} は運動量拡散係数を表し、 t_{esc} は粒子が加速領域 (乱流) から拡散によって逃げ出してしまふまでの典型的時間、また Q は injection rate を表す。粒子の冷却としてはシンクロトロン放射と逆コンプトン散乱による冷却

$$\frac{dp}{dt} = \frac{4}{3} c \sigma_T \gamma^2 (U_B + U_{ph}) \quad (2)$$

を考えるものとする。磁気エネルギー密度 $U_B = B^2/8\pi$ 、であり、 U_{ph} は光子のエネルギー密度で GALPROP のデータを下に算出した。 D_{pp} は単位時間あたり粒子が得る運動量の大きさの指標と見ることができ、 D_{pp} が大きいほど加速効率が良い、すなわち加速が強いことを表す。shock 面からの

距離に依存して乱流の性質が変わる場合は、 D_{pp} は

$$D_{pp}(\xi) = p^2 \frac{8\pi D_{xx}(\xi)}{9} \int_{1/L}^{1/l_d} dk \frac{k^4 W(k, \xi)}{v_F^2(\xi) + D_{xx}^2(\xi) k^2} \quad (3)$$

のように表される。 $W(k, \xi)$ は乱流のエネルギー密度スペクトルで、スケール L の乱流の渦速度 u を用いて $W(k, \xi) = (u^2/4\pi)L^{-2/3}k^{-11/3}$ とかける。今回はモデルから

$$u(\xi) = \frac{U_{sh}}{4} \frac{1}{C_1 \xi/3 + a^{-1/2}} \quad (4)$$

$$v_F(\xi) = \frac{U_{sh}}{4} \left(5 - \frac{5}{3(C_1 \xi/3 + a^{-1/2})^2} + 16 \frac{v_A^2}{U_{sh}^2} \right)^{1/2} \quad (5)$$

のような shock 面からの距離依存性が現れる。 $C_1 = 0.485$ で、 v_F 、 v_A はそれぞれ fast モードと Alfvén 波の速度であり、 a は shock 速度 U_{sh} と音速 v_s を用いて $a = 3 - 16v_s^2/U_{sh}^2$ と表せる。また乱流の最小スケールは $l_d = L(v_A/u)^3$ と表せ、 $u(\xi)$ から ξ への依存性を持つ。空間拡散係数 $D_{xx} = l_d c/3$ もここから ξ 、すなわち shock 面からの距離に依存する。

式 (3) に従って $U_{sh} = 2.6 \times 10^8$ [cm/s]、 $v_s = 2.5 \times 10^7$ [cm/s] の下で計算すると、 $D_{pp}(\xi)$ の shock 面からの距離依存性は図 2 のようになる。

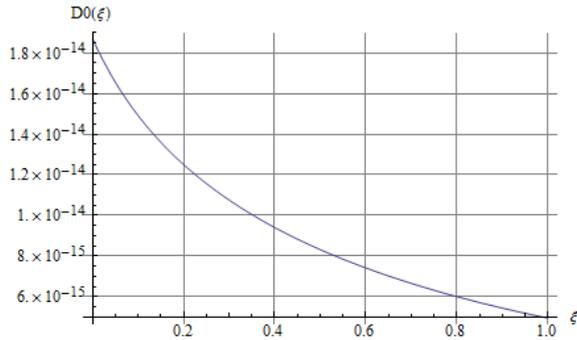


図 2: 加速効率 D_{pp} の ξ への依存性

図 2 から、 ξ が大きくなるほど D_{pp} は小さい、つまり shock 面から遠く離れるほど加速が弱くなり、shock 面付近が最も加速が強いことが分かる。

3 Results

shock 面からの距離 ξ への依存性を含めて、式 (1) から $n(p, \xi)$ を電子、陽子それぞれについて計算し、得られたエネルギー分布を用いて放射の計算を行った。計算において、磁場は $B = 4$ [μ G] のような背景磁場として扱い、また荷電粒子は shock 面から音速 v_s の数倍の factor 程度の範囲の速度で離れていくものとして、ある距離までの範囲の分布を各 ξ で計算した。すなわち、ある時刻 t における shock 面からの距離 x は $x(t) = vt$ と表せるとし、 $\xi = vt/L$ のように ξ は時間の関数であることになる。例えば $v = 2.5 \times 10^7$ [cm/s] とし $\xi = 1.0$ 、すなわち shock 面から 2kpc までの範囲を計算した場合は、 $\xi = 0.1$ のところでは $t = 0$ から $t \sim 2.4 \times 10^{10}$ 秒までの計算を、 $\xi = 1.0$ のところでは $t = 0$ から $t \sim 2.4 \times 10^{11}$ 秒までの計算を行っていることになる。また escape した粒子については、冷却のみを考えて計算し、結果に加えることとした。

こうして計算された各 ξ での結果を Fermi Bubble を見る際に視線方向に積分している効果を考慮して足し合わせ、放射の計算を行った。例えば $\xi = 0.1 \sim 1.0$ まで全て足し合わせた場合は shock 面から広い範囲の放射を考えていることになり、一方で $\xi = 0.1 \sim 0.5$ までの和を考えた場合は、shock 面に近い部分のみの寄与を考えていることになる。背景光子としては、GALPROP のデータを参考に宇宙マイクロ波背景放射 (CMB)、近赤外光、可視光を用いた。

まず、レプトンモデルに基づき、Fermi Bubble からの放射のうち、低銀緯 (South1) および高銀緯 (South4) についてのフィッティングを行った。その結果、図 3、図 4 に見られるように、South1 については $\xi = 0.1 \sim 1.0$ までの電子、South4 については $\xi = 0.1 \sim 0.5$ までの電子の寄与を考えて計算した場合に観測結果を再現することができた。

次にハドロンモデルに基づき、同様のフィッティングを行った結果が図 5、図 6 である。こちらも同様に、South1 については $\xi = 0.1 \sim 1.0$ までの電子、South4 については $\xi = 0.1 \sim 0.5$ までの電子の寄与を考えて計算した場合に観測結果を再現することができた。

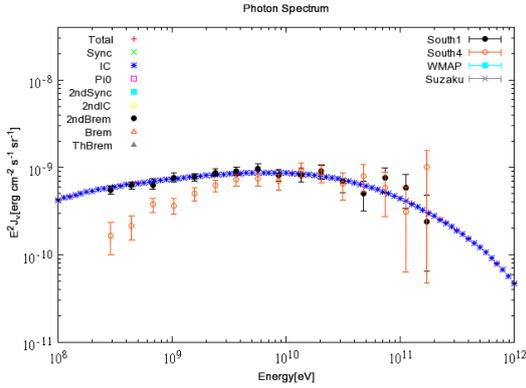


図 3: $\xi = 0.1 \sim 1.0$ の電子の寄与を考えた放射

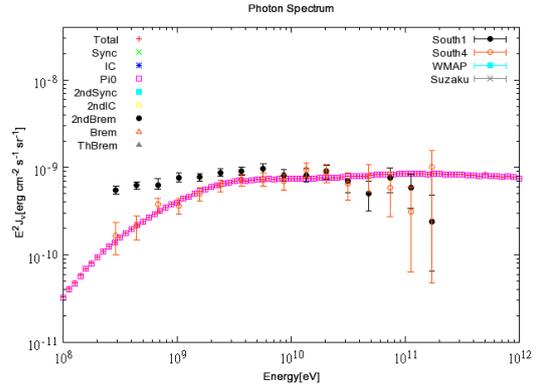


図 6: $\xi = 0.1 \sim 0.5$ 陽子の寄与を考えた放射

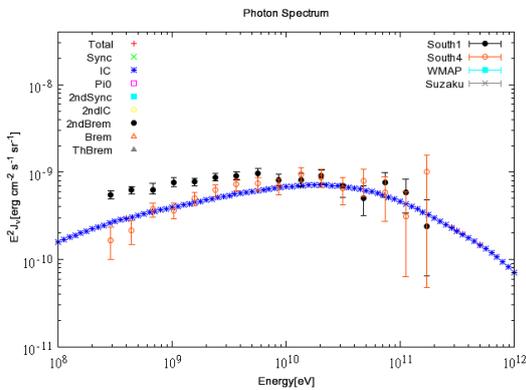


図 4: $\xi = 0.1 \sim 0.5$ 電子の寄与を考えた放射

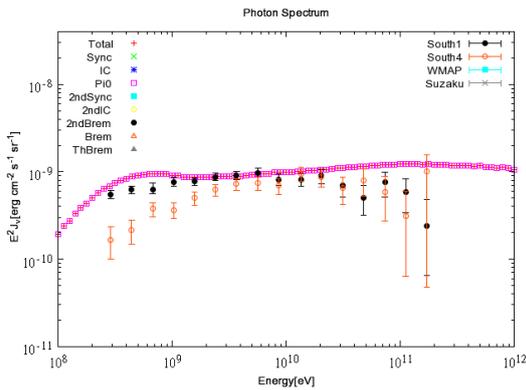


図 5: $\xi = 0.1 \sim 1.0$ の陽子の寄与を考えた放射

少を上手く再現できた。これはつまり、高銀緯領域は強い加速を受けた粒子からの高エネルギー放射のみ見えており、一方低銀緯側は、外側の強い加速を受けた領域からの放射に加え、Bubble の内側の少し加速が弱い領域からの放射によって、高銀緯側より低エネルギーの光子が多くなっていると考えられる。

また、今回のモデルではハドロン・レプトンモデルのどちらかのみを排除することはできなかったが、ハドロンモデルでは 1TeV を超えるような光子も γ 線領域に匹敵するほど存在するという結果が計算から予言された。レプトンモデルでは 1TeV 以上の光子は急激に減るため、CTA などの将来観測によって、ハドロン・レプトンモデルの区別が可能と考えられる。

Reference

Su et al. 2010. ApJ 724, 2, pp. 1044-1082
 Yang.R. and Aharonian.F. and Crocker.R. 2014. A&A 567,A19,8
 Finkbeiner. and Douglas.P. 2004. ApJ 614,1,pp. 186-193
 Planck Collaboration. 2013. A&A 554,A139
 Bland-Hawthorn.J. and Cohen.M. 2003. ApJ 582, 246
 Crocker.R. and Aharonian.F. 2011. PRL 106,101102
 K.S.Cheng te al. 2011. ApJ 731,1,L17,4
 Mertsch.P. and Sarkar.S. 2011. PRL 107,091101

4 Discussion

計算の結果、shock に近い加速が強い領域の寄与のみ考えた場合に高銀緯での低エネルギー光子の減

CTA 大型望遠鏡カメラの設計

掃部 寛隆 (甲南大学大学院 自然科学研究科 宇宙粒子研究室)

Abstract

活動銀河中心核や超新星残骸をはじめ、宇宙における高エネルギー現象はガンマ線の放射を伴う。このガンマ線を高精度で測定することは、宇宙の高エネルギー現象の解明だけでなく、ガンマ線が伝搬する宇宙空間の測定につながる。宇宙から飛来するガンマ線は地球大気と相互作用を起こし空気シャワーを生成する。空気シャワー中の荷電粒子はチェレンコフ光と呼ばれる紫外線を前方に放射する。このチェレンコフ光を集光しガンマ線を観測する装置が大気チェレンコフ望遠鏡である。CTA (Cherenkov Telescope Array) 計画は大、中、小口径 3 種類の大気チェレンコフ望遠鏡を南北両半球に合計約 100 台設置し、ガンマ線の高精度観測を行う国際共同実験である。この計画で合計 8 台建設する大口径望遠鏡は直径 23m のパラボラ鏡を搭載し、観測可能なガンマ線のエネルギーを 20GeV まで下げることを目指している。このエネルギー領域はこれまで人工衛星でしか測定できなかったが、これを地上に展開した望遠鏡アレイで観測することにより、巨大な検出面積を実現する。この大口径望遠鏡の焦点面に搭載するカメラにはガンマ線を低エネルギーまで観測するために高い性能が要求される。そのため検出器は浜松ホトニクスと共同で開発した 40 口径光電子増倍管 (PMT) R11920-100 を採用している。この PMT はチェレンコフ光に対して高感度になるように設計され、紫外線に対する量子効率が 40 % をこえている。この PMT を 1855 本並べて全体で 2.3m 口径の焦点面検出器にしている。ピクセルサイズは 0.1 度で、全体で 4.5 度の視野になる。各 PMT からの信号は後段の高速回路により処理される。信号処理の時間分解能は 3ns である。空間的かつ時間的に固まった信号が検出されると、その情報が周辺の望遠鏡に送られる。同時に複数の望遠鏡で信号が検出されたとき、ガンマ線が検出されたと判断しデータを収集する。このとき信号は 1GHz の高速サンプリングでデジタル変換される。本講演では CTA 大口径望遠鏡カメラ設計について報告する。

1 Introduction

[1]

近年の高エネルギー宇宙観測により、激しく活動する高エネルギー天体現象の解明が進んでいる。特に 2008 年に打ち上げられたフェルミ天文衛星は 0.1 ~ 30GeV 領域のガンマ線を高精度観測している。この観測により 1800 を超えるガンマ線源が発見され、高エネルギー宇宙物理が大きく発展した。一方、数 10GeV から数 10TeV 領域のガンマ線観測は、地上に設置したチェレンコフ望遠鏡により行われている。このエネルギー領域は複数の大口径望遠鏡を組み合わせた観測により急速に発展しており、約 100 個の多種多様な高エネルギー天体が発見されている。このエネルギー領域の感度を 1 桁以上向上し高精度観測を行うため、CTA 計画が国際協力のもとに進められている (図 1)。特にそのカメラには高い性能が要求されている。このカメラの設計について報告する。

2 CTA 計画概要

CTA 計画は南北両半球に複数の口径のチェレンコフ望遠鏡を建設し、全天で高エネルギーガンマ線を観測する計画である。望遠鏡の仕様を図 2 に示す。この中で、大型望遠鏡は 23 m 口径のパラボラ鏡を備え、観測所の中央に 4 台を 100 m 四方の正方形に配置する予定である。この大口径望遠鏡を中心として、南半球は中小口径の望遠鏡 95 台を 3km×3 km の範囲に、北半球は中口径望遠鏡 15 台を 1 km×1 km の範囲に建設する。このチェレンコフ望遠鏡アレイにより 20GeV から数 10TeV までの広いエネルギー領域のガンマ線を巨大な検出面積で観測する。このエネルギー領域はフェルミ天文衛星の観測領域とも重

なり、衛星から超高エネルギー領域までエネルギー領域を包括的に観測することになる。

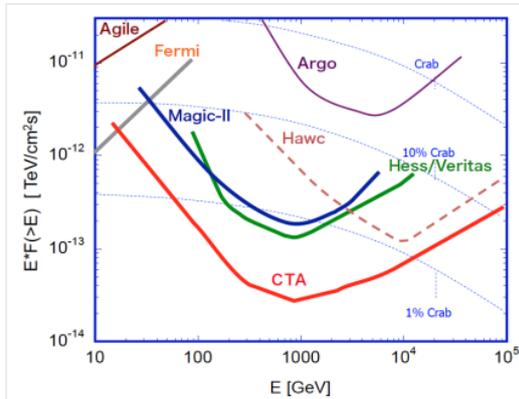


図 1: CTA の目標感度曲線。MAGIC や HESS 計画など現在可動しているチェレンコフ望遠鏡の感度とくらべ、桁上昇を目標としている

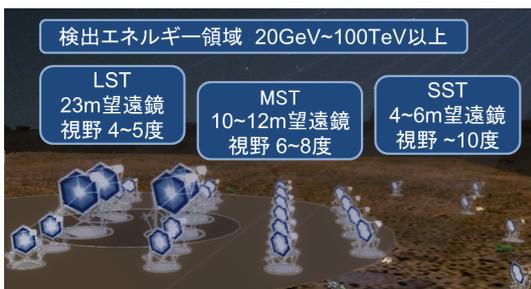


図 2: 大中小 3 種類の大気チェレンコフ望遠鏡の概略

3 大口径望遠鏡カメラ

大口径望遠鏡は 20GeV から 1000GeV までの低エネルギー領域に感度がある。またガンマ線バーストなど突発現象に対応するため、全天 20 秒以内に巡回できる設計になっている。また 23m 口径の望遠鏡は天文ドームに格納することができず、風雨にさらされた状態に置かれる。このため 180 km/h の暴風に耐え、50 km/h の風の中でも観測できるように設計されている。したがって全ての部品に軽量化と十分な強度が必要で、さらに 30 年以上安定して稼働できる耐久性も要求される。また大口径望遠鏡は、低エネルギーガンマ線により生じた空気シャワーが上空

で発する微弱なチェレンコフ光を検出するため、400 m² 以上の反射鏡、高い光検出効率、高精度な光学系、高速データ処理回路、安定したカメラ動作環境と正確なモニタリング、夜光の軽減や電気的なノイズからのシールドングなどが必要である。これらの要求仕様を満たすように大口径望遠鏡カメラの設計・開発を行っている。[2]

この大口径望遠鏡のカメラは以下に示す階層構成になっている。

- 光検出器として量子効率の高い光電子増倍管 R11920-100-20 を浜松ホトニクス社と共同開発した。光電子増倍管(以下PMT)には集光鏡と高電圧電源、前置増幅器が取り付けられ、1画素を構成している。
- 光検出器 7 本を束ね PMT モジュールとしている。各光検出器は 3 厚のアルミ板の上に固定されており、さらにスローコントロールボードに接続されている。
- PMT モジュールはフロントエンド読み出し回路 Dragon ボード(以下DB)に接続されている。さらに DB はバックプレーンボード(以下BP)に接続されている。この 7 本の光検出器とデータ処理回路を合わせてクラスターと呼んでいる。クラスターがトリガーを始めデータ収集系の基本的な構成要素になっている。
- 265 個のクラスター、すなわち 1855 本の光検出器により焦点面検出器が構成されている。各クラスターはクラスターホルダーに装着される。クラスターホルダーは冷却装置を兼ねている。
- 焦点面検出器は密閉式のカメラボックスに格納される。カメラボックスの窓は紫外線透過アクリルが装着され、窓の前にシャッターが設置されている。カメラボックス内には電源やイーサネットスイッチ等も格納される。

3.1 光検出器

鏡により反射され焦点面に集光されたチェレンコフ光は、焦点面に置かれた集光鏡により PMT の

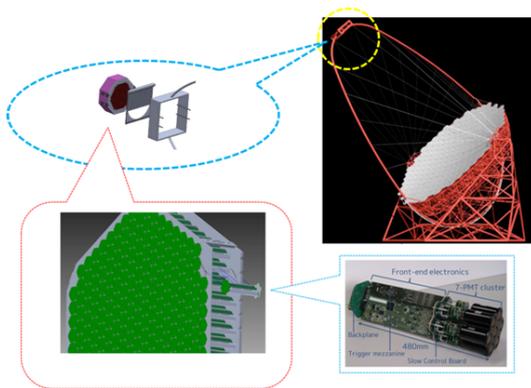


図 3: 大口径望遠鏡の階層図

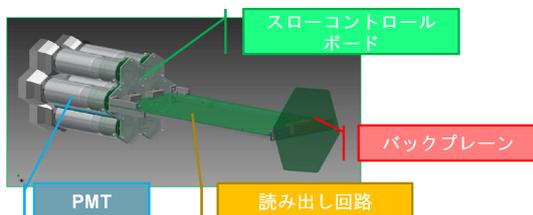


図 4: PMT クラスターの概略図

管面へ導かれる。図 5 にこの集光鏡のプロトタイプの写真を示す。集光鏡は対辺 50 mm の六角形になっており、焦点面に隙間なく並べられている。光電子増倍管 R11920-100-20 はチェレンコフ望遠鏡用に開発されており、高い量子効率が特徴である。量子効率は波長 400nm の光に対して、最大 45 % を達成しており、微弱なチェレンコフ光を効率よく検出できるようになっている。それぞれの PMT には小型の高電圧回路が取り付けられており、各画素毎に増幅率を調節できる。さらに超低電力低ノイズ前置増幅器が取り付けられている。

3.2 PMT モジュール

光検出器 7 本を 3 mm 厚のアルミ板に固定し PMT モジュールにしている。PMT モジュールの制作精度は光学系の精度に直接影響するため、0.5 mm 以下の精度で組み立てられるように設計されている。光検出器とアルミ板の間には、各光検出器を制御するスローコントロールボード（以下 SCB）が挿入されている。このボードは光検出器と後段の読み出し回



図 5: 各光検出器に取り付けられる集光鏡のプロトタイプ。鏡から反射されて来た光を光電子増倍管の管面へ導く。

路のインターフェースになっており、これによりそれぞれのパーツの開発を独立して行うことができる。

3.3 クラスター

PMT モジュールは読み出し回路 DB に接続される。DB はメインアンプ、高速サンプリング回路（DRS4 チップ）、アナログデジタル変換回路、トリガー回路、イーサネット回路、電圧制御回路、制御用 FPGA などからなる。これらをまとめてクラスターと呼んでいる。ここで処理された信号は、後段の BP により近くのクラスターへ送られ、さらに中央の制御サーバーに送られる。そこで処理されてトリガー信号が返された時、信号がデジタル化される。サンプリング速度は 1GHz である。

3.4 焦点面検出器

クラスターはクラスターホルダーに装着される。クラスターホルダーは 25mm 厚のアルミ板、レール、3mm 厚のアルミ板からなり、265 個のクラスターを装着した状態で 3G の加速度に耐える強度を持っている。クラスターホルダーはカメラの冷却システムを兼ねている。カメラ全体で消費される熱は 6kW におよび、そこで発生する熱を効率的にカメラ外に運び出すことは、安定した観測に欠かせない。その為、クラスターホルダーの中は常に空気を循環させ、その

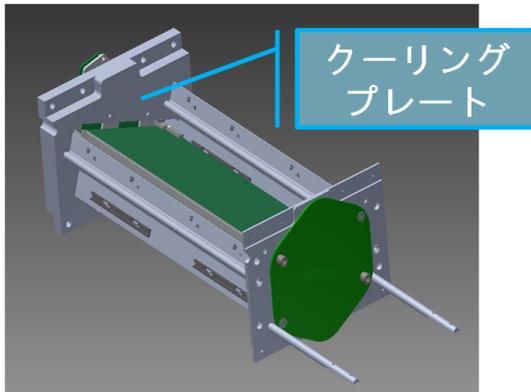


図 6: クラスターホルダに装着したクラスターの概略図。実際にはクラスターホルダは 265 個のクラスターを装着できる。

空気を水冷式の冷却器で冷やしている。また 25mm 厚のアルミ板の中も冷却水を循環させ、光検出器を含めて安定した温度で差動するように設計している。

3.5 カメラ

CTA は 100 台に及び望遠鏡を外気にさらした状態で同時に稼働させ、20 年以上にわたり観測を行う予定である。このため、それぞれの望遠鏡にかかる修理やメンテナンスの労力をできるだけ小さくしなければならない。このためカメラボックスは密閉式になっており、外気から完全に遮断されている。カメラボックスの窓には紫外透過アクリルが取り付けられ、さらにシャッターが装着されている。

3.6 設計

我々は主に PMT クラスターがカメラボックスに収まるように設計を行った。カメラボックスの長さは決まっており、その長さの条件のもと、SCB と DB の間のコネクタ間隔の設計、許容誤差 (tolerance) に基づいて PMT クラスター、クラスターホルダの縦方向長さの設計を行った。また DB と SCB までのコネクタ間隔も開ける必要があり、その間隔 [図 7 での connector, 12.5mm] も考慮し調節を行った。

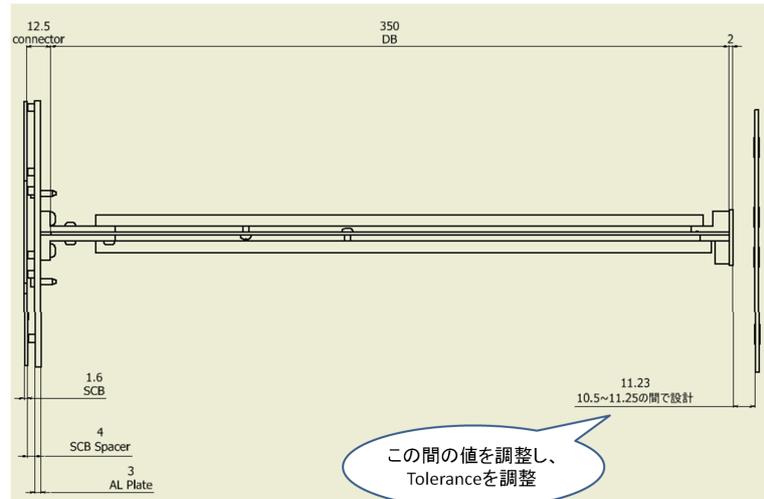


図 7: 縦方向への許容誤差の設計図。BP 手前で許容誤差を調節するように設計している。

3.7 今後の目的

大口径望遠鏡のカメラは現在設計がほぼ終わり、プロトタイプ制作・テストが進められている。現在、1つのクラスターによる、テストを行っており、8月には8個のクラスターによるテストを行う予定になっている。さらに32個程度のクラスターによるミニカメラを制作しテストを行った後、カメラ全体を組み上げる予定である。2015年にはカメラ全体を完成させキャリブレーションを行う。2016年前半に望遠鏡に装着、同年後半に観測を開始する計画になっている。

Reference

- [1] CTA Japan 「計画書」 CTA Japan 2010, 8 p1-4
- [2] 今野祐介著 「次世代ガンマ線天文台 CTA のためのアナログメモリ DRS 4 を用いた高速波形サンプリング回路の改良」 京都大学大学院修士論文 (未公開) 2012 3.2.2