

---

2021年第51回 天文・天体物理若手夏の学校  
観測機器分科会 集録集

---

## ■ 謝辞

2021年度天文・天体物理若手夏の学校は、基礎物理学研究所を始め、国立天文台、宇宙線研究者会議(CRC)からのご支援により成り立っております。事務局一同厚く御礼申し上げます。

観測機器分科会

## ■ index

観測 1	宮川 陸大	太陽アクシオン探査に向けた TES マイクロカロリメータの熱パスの熱伝導度評価
観測 2	八木 雄大	太陽アクシオン探査を目指した超伝導転移端温度計マイクロカロリメータの開発
観測 3	西山 凜太郎	湾曲 Si 結晶を用いたブラッグ反射型偏光計の開発と評価
観測 4	甲原 潤也	巨大恒星フレアを発生初期から観測するための自動追観測システムの構築
観測 5	稲垣 綾太	GEO-X 衛星に搭載する超軽量 MEMS X 線望遠鏡の開発
観測 6	上田 陽功	シリコンブラッグ反射型 X 線偏光計の開発
観測 7	山田 龍	FORCE 衛星搭載に向けた X 線ピクセル検出器のトリガー性能評価
観測 8	林 昇輝	超小型 X 線天文衛星 NinjaSat に搭載するガス X 線 検出器の開発
観測 9	盛 顯捷	大面積 CMOS イメージセンサの軟 X 線基礎性能評価
観測 10	阪間 美南	X 線天文衛星 XRISM の軌道上時刻較正の測定精度の定量化
観測 11	末岡 耕平	MeV ガンマ線観測衛星 AMEGO 計画におけるコンプトン再構成プログラムのスタディー
観測 12	長澤 広武	新型大気蛍光望遠鏡アレイで用いる光電子増倍管の基礎特性試験
観測 13	小林 滉一郎	MeV ガンマ線観測のための ETCC の性能と SMILE-3 計画
観測 14	横江 諠衛	ALPACA 実験による銀河系中心付近からの sub-PeV 領域拡散 $\gamma$ 線観測
観測 15	川島 輝能	ALPACA 実験に向けた 2 インチ光電子増倍管の特性調査
観測 16	加藤 勢	ALPACA 実験のプロトタイプアレイを用いた南天の 100TeV ガンマ線天文学の開拓可能性
観測 17	Baxter JoshuaRyo	CTA-LST 初号機+MAGIC 同時観測データの解析と新トリガーシステムの実装現状
観測 18	三輪 柁喬	CTA におけるガンマ線とハドロン事象の弁別について
観測 19	橋山 和明	CTA 大口径望遠鏡のための SiPM カメラの開発
観測 20	松英 裕大	FPGA のみで実現する完全デジタルな電波分光計 (ARDS) : 傾斜型 ADC シミュレータの開発
観測 21	徳地 研人	ひきずり 3 点法による鏡の形状計測の精度評価
観測 22	赤澤 拓海	補償光学系 Tip-Tilt 補正の性能評価
観測 23	森下 弘海	超々小型衛星群による超大型光学望遠鏡のための回折光学素子の設計開発
観測 24	橋ヶ谷 武志	三点支持による大型鏡面の超精密研削
観測 25	今村 千博	高赤方偏移銀河の干渉計データを用いたスパースモデリングによる超解像イメージング
観測 26	杉山 純菜	CMB 偏光観測に用いる回転アクロマティック半波長板の開発および性能評価
観測 27	坂栗 佳奈	CMB 偏光観測に用いる広帯域多層反射防止膜の製作と光学性能評価
観測 28	池本 拓朗	波長可変レーザーによる検出器の三次元応答評価システム開発

観測 poster1	森本 有咲	Pictor A 西側ホットスポットを用いた Chandra ACIS 検出器の低エネルギー応答の再検討
観測 poster2	南 喬博	私は如何にして X 線天文衛星用 CdTe 半導体検出器を医学イメージングに用いる事になったか
観測 poster3	大田 尚享	超小型 X 線天文衛星 NinjaSat に搭載するアナログ信号処理基板の開発
観測 poster4	阿部 正太郎	解像型大気チェレンコフ望遠鏡による大天頂角ガンマ線観測
観測 poster5	大熊 佳吾	雷活動に由来するガンマ線の観測プロジェクト：2021 年 1 月の gamma-ray glow のコリメータスペクトルの詳細解析
観測 poster6	西川 薫	ROS2 を用いた電波望遠鏡制御のための分散コンピューティングシステムの負荷試験
観測 poster7	黒須 公人	インドネシア近赤外撮像カメラの設計と評価
観測 poster8	飯島 健五	CMB 偏光観測実験に用いる偏光角較正装置の開発

## 観測 1

太陽アクシオン探査に向けたTESマイクロカロリ  
メータの熱パスの熱伝導度評価

東京大学 理学系研究科物理学専攻  
宮川 陸大

# 太陽アクシオン探査に向けた TES マイクロカロリメータの熱パスの熱伝導度評価

宮川 陸大 (東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻)

## Abstract

アクシオンは強い CP 問題を解決するために導入された仮想粒子で、暗黒物質の有力な候補の一つであるが発見には至っていない。アクシオンの質量については理論的な制限がないため、広い質量領域 ( $\mu\text{eV}$ - $\text{eV}$ ) で探査が必要である。我々は比較的重いアクシオンの探査として太陽核内部で生成されるアクシオン (太陽アクシオン) の検出を目指している。アクシオンは磁場によって光子と互に変換すると予測されており、太陽内部の光子がプラズマの磁場によってアクシオンに変換され、地球に飛来する。更に、太陽アクシオンが  $^{57}\text{Fe}$  に共鳴吸収され、脱励起する際に  $14.4\text{ keV}$  の  $\gamma$  線を放出することが Moriyama 1995 により提唱された。Namba 2007 により、半導体検出器を用いた太陽アクシオン探査が行われた。しかし、 $^{57}\text{Fe}$  で  $14.4\text{ keV}$  の  $\gamma$  線へ変換後に放出される割合は約 9% であり、殆どが転換電子や低エネルギー X 線となり Fe 薄膜内部で自己吸収され検出できない。そこで我々は  $^{57}\text{Fe}$  を吸収体とする超伝導転移端 (Transition Edge Sensor; TES) マイクロカロリメータ (TES カロリメータ) の開発を進めている。TES カロリメータは、入射した粒子による素子の温度上昇を超伝導転移端の急峻な抵抗変化を利用して測定する検出器であり、高いエネルギー分解能を実現することが可能である。更に、 $14.4\text{ keV}$  の  $\gamma$  線だけでなく Fe に自己吸収された転換電子や X 線のエネルギーも熱として測定可能であるため、検出効率が 70% 以上になることが期待されている。磁性体である Fe の TES への影響を考慮し、Fe 吸収体を TES から離し Au の熱パスを通して熱を TES へ伝える構造を考案した。熱パスの熱伝導度はエネルギー分解能に影響し、格子欠陥の少ない Au の成膜が必要である。我々は新しく導入した電解析出法によって成膜した Au の熱伝導度を向上させることに成功した。本発表では、太陽アクシオン探索に特化した TES カロリメータの開発の現状と今後について報告する。

## 1 研究背景

暗黒物質は電磁波を放出しないが、質量を持つと考えられている物質であり、その正体は未だわかっていない。宇宙マイクロ波背景放射の観測などを通じて、現在の宇宙にはバリオンのおよそ 5 倍から 6 倍の暗黒物質が存在するとされており、暗黒物質についての研究は宇宙の歴史や構造を理解するための糸口になると期待される。暗黒物質には様々な候補が考えられているが、その中で有力なものにアクシオンが挙げられている。アクシオンは強い CP 問題を解決するために導入された仮想粒子であり、質量は理論的な制限がないため  $\mu\text{eV}$  -  $\text{keV}$  の広い質量領域で探索を進める必要がある。素粒子物理学や宇宙物理学、天文学の様々な分野でアクシオンの発見が期待されている。アクシオンの探査方法の一つに、太

陽核内部で生成される比較的重いアクシオン (太陽アクシオン) の検出が考えられている。太陽アクシオンは太陽内部の光子が磁場によって変換されることで生成される。太陽アクシオンの質量が数  $\text{eV}$  であり、かつ  $14.4\text{ keV}$  の運動エネルギーをもつとき、磁気双極子遷移を起こす  $^{57}\text{Fe}$  に吸収され、脱励起時に  $14.4\text{ keV}$  の  $\gamma$  線が放出されることが示唆されている (Moriyama 1995)。図 1 は太陽から地球に飛来するアクシオンのスペクトルであり、太陽の黒体放射をトレースした  $k_B T \sim 1.3\text{ keV}$  の連続成分と、 $^{57}\text{Fe}$  の吸収を通して放出されると期待される  $14.4\text{ keV}$  の  $\gamma$  線の輝線を示す。 $14.4\text{ keV}$  の  $\gamma$  線検出のために  $^{57}\text{Fe}$  の薄膜を置き、その周りに Si PIN 検出器を設置する実験が行われた (Namba 2007)。しかし、 $14.4\text{ keV}$  の  $\gamma$  線は分岐比が 9% であり、残りは転換電子と低エネルギーの X 線として放出されることや、その転換電

子と X 線が  $^{57}\text{Fe}$  薄板に自己吸収されることにより、アクシオンは観測することができず、アクシオンの質量が 216 eV(95% C.L.) 以下であるという制限をつけた。

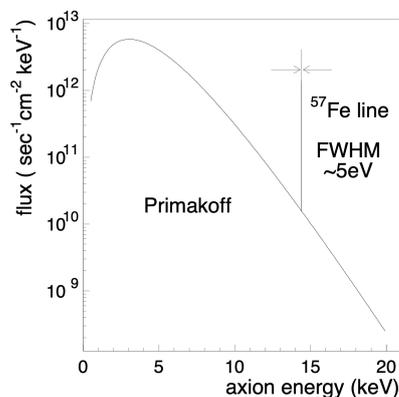


図 1: 太陽から地球に飛来するアクシオンのスペクトル (Moriyama 1995)

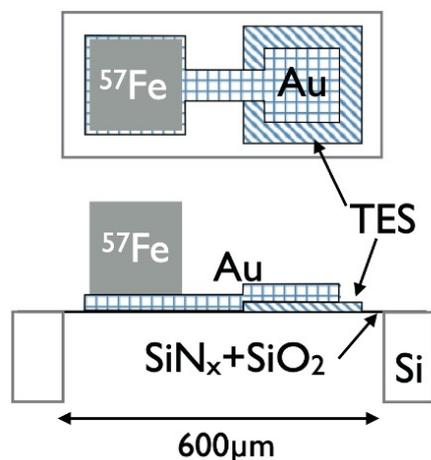


図 2: アクシオン探査用 TES カロリメータの概略図 (Maehisa 2018)

我々の研究室では、太陽アクシオンと  $^{57}\text{Fe}$  の反応を通じて放出される  $\gamma$  線、転換電子、低エネルギー X 線を熱として観測する超伝導転移端型マイクロカロリメータ (TES カロリメータ) の開発を行っている。TES カロリメータは超伝導と常伝導の間の急激な抵抗変化を利用し、吸収体に入射した一つの粒子のエネルギーによる素子の温度上昇を抵抗変化

として検出する検出器である。太陽アクシオン探査に向けた TES カロリメータでは吸収体として磁性体である  $^{57}\text{Fe}$  を使用予定であるが、 $^{57}\text{Fe}$  が作り出す垂直方向の磁場によって TES マイクロカロリメータは影響を受けることがわかっている (Hijmering et al. 2012)。このことにより、エネルギー分解能が劣化すると考えられている。そこで、吸収体である  $^{57}\text{Fe}$  と TES を離して横に置き、その間を Au で作られた熱パスで繋いだ構造が提案された (Maehisa 2018)。図 2 に提案されたアクシオン探査用の TES カロリメータ概略図を示す。

## 2 研究目的

アクシオン探査用の TES カロリメータでは、エネルギー分解能が X 線の入射位置依存性によって制限されることがシミュレーションにより明らかになった (Konno et al. 2019)。その原因として考えられるのが、 $^{57}\text{Fe}$  吸収体と Au で作られる熱パスの熱伝導性の悪さである。吸収体を TES の直上に直接置く従来の TES カロリメータとは異なり、 $^{57}\text{Fe}$  吸収体を Au の熱パスで繋ぐことで、 $^{57}\text{Fe}$  吸収体から伝わる熱の一部が逃げていることが一因であると考えられている。本研究の目的は熱パスの熱伝導性の向上に向けた熱パスの製作プロセスの改善である。薄膜の熱伝導性を向上させる方法の一つに電解析出法がある。電解析出法は溶液中の化学反応を用いた成膜方法であり、電極に流す電流値や電流を流す時間により、膜厚や熱伝導性が変化する。私は電解析出法の成膜環境の導入と熱伝導性を向上可能な成膜プロセスの条件出しを行った。また、成膜した Au の熱伝導性の評価を行った。

## 3 電解析出法を用いた Au 成膜

電解析出法は電解溶液中に浸した陽極と陰極に電圧をかけ、両極間に流れる電流により陰極で還元反応を起こし、陰極に金属単体を成膜する方法である。電解析出法を用いると、厚い膜を常温で成膜できることや TES に熱負荷をかけずに成膜できる利点がある。しかし、電解溶液中の不純物が薄膜に混入する

ことや、スパッタ法や電子ビーム法よりも膜厚制御が難しいという欠点が存在する。電解析出法を用いて成膜を行った際のセットアップを図 3 に示す。陽極にチタン Pt メッシュを取り付け、陰極には Au/Ti 膜電極付きの大きさ 2 cm 角の基板を取り付けた。また、陽極陰極間に流す電流の制御には電気化学測定システム HZ-7000 を用いた。Au を成膜するための溶液には K-740 ピュア・ゴールド CF と Techni Gold 25 ES RTU の二種類を用いて成膜を行った。K-740 ピュア・ゴールド CF の場合は定電流で流す電流を 1 mA に固定し時間を 10 分から 75 分の間で変化させたときに成膜される Au の膜厚を測定し、Techni Gold 25 ES RTU の場合は定電流で流す電流を 200uA から 500uA の間の範囲、時間を 5 分から 46 分の間で変化させたときに成膜される Au の膜厚を測定した。電流を変化させたときの電流を流す時間  $t$  と膜厚の中央値  $h_c$  の関係を図 4 に示す。ただし、エラーバーは各条件における膜厚の最大値と最小値を表している。また、図 5 に真空蒸着法で成膜したときの Au 膜表面と電解析出法で成膜したときの Au 膜表面をそれぞれ光学顕微鏡で撮影した写真を示す。これらから、真空蒸着法で成膜した Au よりも電解析出法で成膜した Au の方が表面が滑らかであることがわかる。

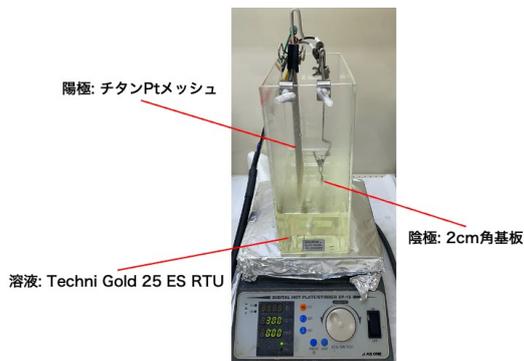


図 3: 電解析出法で成膜を行った際のセットアップ。溶液には K-740 ピュア・ゴールド CF と Techni Gold 25 ES RTU の二種類を使用した (図中では Techni Gold 25 ES RTU)。陽極にはチタン Pt メッシュ、陰極には 2 cm 角の基板を取り付けた。流す電流及び電流を流す時間は電気化学測定システム HZ-7000 で自動制御をした。

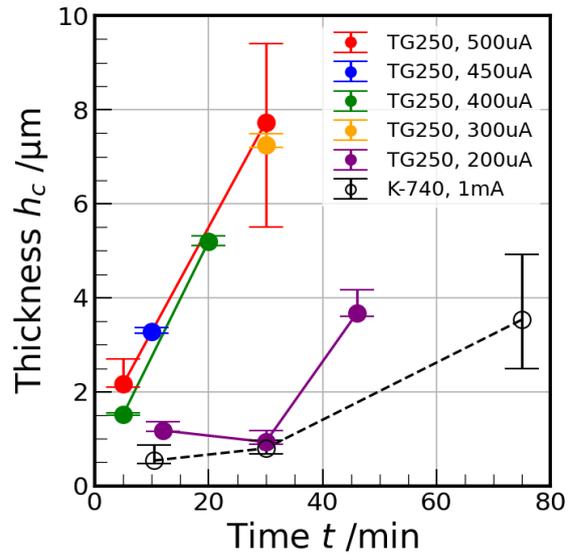


図 4: 各電流値ごとの流した時間  $t$  と膜厚の中央値  $h_c$  の関係。エラーバーは各条件における膜厚の最大値と最小値を表す。

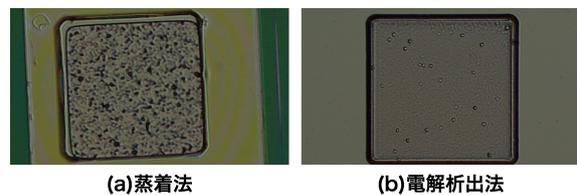


図 5: (a) 真空蒸着法で成膜した Au の表面と (b) 電解析出法で成膜した Au の表面を光学顕微鏡を用いて撮影した写真。真空蒸着法で成膜したときよりも電解析出法で成膜したときの方が滑らかに成膜されていることがわかる。

## 4 Au の低温化での熱伝導評価

一般に極低温で微細な構造物の熱伝導率を測定するのは非常に難しい。そこで我々は抵抗率の温度変化を測定し、式 (1) の Wiedemann-Franz 則による推定を行なう。物質の熱伝導率  $\kappa$ 、電気抵抗率  $\rho$ 、温度  $T$  とすると

Wiedemann-Franz 則

$$\kappa = \frac{LT}{\rho} \propto \frac{T}{\rho} \quad (1)$$

$L$  はローレンツ数という定数である。4 K での電気抵抗率  $\rho_{4K}$  と 300 K での電気抵抗率  $\rho_{300K}$  の比

$$RRR = \frac{\rho_{300K}}{\rho_{4K}} = \frac{R_{300K}}{R_{4K}} \quad (2)$$

を残留抵抗比 (Residual Resistivity Ratio: RRR) と定義する。極低温 (0.1 K) での熱伝導率  $\kappa_{0.1K}$  と 4 K での熱伝導率  $\kappa_{4K}$  がほぼ変わらないと仮定すると

$$\kappa_{0.1K} = RRR \times \kappa_{300K} \times \frac{0.1K}{300K} \quad (3)$$

と表すことができる。これにより極低温において高い熱伝導率を実現するためには RRR が大きいことが必要とされる。

真空蒸着法で成膜した Au については RRR  $\sim 3$  が得られている。電解析出法で成膜した Au の熱伝導率と真空蒸着法で成膜した Au の熱伝導率を比較するために、電解析出法で成膜した Au の RRR の測定を行った。成膜した Au の RRR の測定方法を以下に示す。まず Lakeshore AC372 を用いて常温での抵抗値を測定した。次に GM 冷凍機を用いて、常温から 4 K まで冷却し、同様に抵抗値を測定した。その後式 (2) によって、常温の抵抗と 4 K での抵抗値の比をとることで RRR を算出した。

以上の測定方法により電解溶液として K-740 を用いて成膜した Au の測定を行ったところ、従来用いていた真空蒸着法の 3 倍以上熱伝導性が良い、RRR が 10.59 の成膜に成功した。

## 5 まとめと今後の展望

我々の研究室では太陽アクシオン探索のための TES カロリメータ製作を進めている。 $^{57}\text{Fe}$  吸収体と TES を繋ぐ Au の熱パスの熱伝導度が悪いと吸収体からの熱が一部逃げてしまうことで、TES カロリメータのエネルギー分解能が劣化すると考えられている。本研究では、Au の熱伝導度を向上させるために電解析出法の成膜環境の導入、成膜プロセスの条件出しを行った。K-740 で成膜を行った Au では RRR が 10.59 という結果が得られ、電解析出法を用いたことで、従来の真空蒸着法で成膜された Au の RRR  $\sim 3$  を約 3 倍改善することができた。

今後は電解溶液として Techni Gold 25 ES RTU を用いて成膜した Au の RRR の測定を行い、従来の方法で成膜された Au と比較することで評価したいと考えている。また、成膜プロセスの最適化を目指す。

## Reference

- Moriyama, S., 1995, Phys. Rev. Lett., 75., 3222-3225.
- Namba, T., 2007, Phys. Lett. B, 645:398-401.
- Hijmering, R. A., et al. 2012, Journal of Low Temperature Physics, 167:242-247.
- Maehisa, K., 2018, the University of Tokyo, Master's thesis.
- Konno, R., et al., 2019, Journal of Low Temperature Physics, 199:654-662.

## 観測2

太陽アクシオン探査を目指した超伝導転移端温度計マイクロカロリメータの開発

東京大学ISAS/JAXX 理学系研究科物理学専攻  
八木 雄大

## 太陽アクシオン探査を目指した 超伝導転移端温度計マイクロカロリメータの開発

八木 雄大 (東京大学大学院 理学系研究科 ISAS/JAXA)

### Abstract

アクシオンは暗黒物質の有力な候補のひとつである。2020 年、暗黒物質探索実験 XENON1T により、太陽から飛来するアクシオンの兆候らしき超過事象が観測されたが、精度が不十分のため存在を結論付けることができなかった。我々は直接地上観測を目指し、太陽アクシオンに特化した超伝導転移端温度計 (Transition Edge Sensor; TES) マイクロカロリメータ (以下、TES カロリメータ) と呼ばれる熱検出器の開発を行っている。TES カロリメータは、超伝導転移に伴う急激な抵抗変化を温度計として利用し、個々の粒子を吸収した際に生じる微小な素子の温度変化を精度良く測定できる。太陽アクシオンは、磁気双極子遷移をもつ  $^{57}\text{Fe}$  との相互作用により、ある確率で光子に変換され、14.4 keV 輝線が放射されることが考えられている (Moriyama 1995)。Namba (2007) では、地上で  $^{57}\text{Fe}$  薄膜の近くに Si PIN 検出器を設置し観測を行ったが、検出器立体角を含めた検出効率約 1% と低く、有意な検出には至らなかった。そこで、我々は 60 倍以上高い分光性能をもつ TES カロリメータと共に、アクシオン吸収体として  $^{57}\text{Fe}$  を用いることを考案した。Si PIN 検出器では検出できなかった自己吸収熱を検出できるようになるため、検出効率は 70% 以上と飛躍的に向上する。しかし、強磁性体である  $^{57}\text{Fe}$  により、TES の分光性能を劣化させる恐れがあるため、我々は吸収体と TES を横置きにする構造設計を考案した。本講演では、従来とは異なる吸収体デザインの TES カロリメータを用いた X 線照射試験におけるパルスの解析と今後の観測計画について報告する。

## 1 アクシオンとは

我々の身の回りにあるふつうの物質は、宇宙の中ではごく僅かな量しか存在しない。宇宙の物質の 85% は正体不明の「暗黒物質」から成ることが観測事実から分かっている。この暗黒物質の素性は 100 年近く不明であるが、現在の宇宙の大規模構造を説明する上で極めて重要であり、世界中が探査のための研究開発に取り組んでいる。いよいよ真剣に暗黒物質を探す時代に突入している。現在では、暗黒物質の最有力候補であるアクシオンの探査にとくに注目が集まっている。

素粒子標準理論では、原子核をまとめている力である強い相互作用を記述する量子色力学に CP 対称性を破る項が含まれているが、実験的には強い相互作用では CP 対称性が良い精度で保たれており、その機構は明らかになっていない。この問題を解決するために導入された理論 (Peccei and Quinn 1977) では、質量をもつ新粒子「アクシオン」の存在が示

唆される (Weinberg, Wilczek 1978)。

素粒子物理学にとって、アクシオンの発見は強い力の CP 問題を解決し、標準理論の枠組みに無い素粒子の存在を証明したことになり、新しい素粒子模型の構築に対する強い動機付けとなる。また、素粒子とは対極のスケールにある宇宙物理学や天体物理学からも暗黒物質としてその存在が期待され、宇宙創成メカニズムの理解を大きく進展させる重要な手がかりとなる。そのため、アクシオンの検証は現代物理学の極めて重要な課題と言える。

## 2 アクシオンの探査方法

アクシオンは電氣的に中性でふつうの物質とはほとんど相互作用しないため、如何にして検出するかが問題になる。アクシオンは光子が磁場と作用することで変換され出現する (プリマコフ変換、図 1 左)。太陽は熱光子を大量に生成し、強い内部磁場と反応しアクシオンが大量に生成されるため、探査天体と

して最適である (Sikivie 1983; Bibber et al. 1989)。そこでプリマコフ変換の逆反応を利用できれば、宇宙から地球へ飛来したアクシオンを磁場中で光子に変換し検出することができる。太陽アクシオン探索は様々に行われてきたが、2020 年に重い暗黒物質 (~GeV) の探査が目的の XENON1T が、予想外に得られた keV 領域の太陽アクシオンの兆候を報告し注目を集めた (XENON Collaboration 2020)。しかし、有意な検出感度に達しておらず、太陽アクシオンの存在を決定付けることはできていないため、より高感度で太陽アクシオンに特化した観測が求められている。

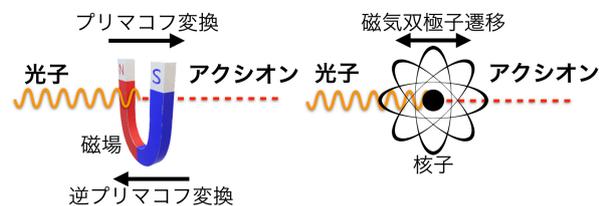


図 1: 左: アクシオンと磁場との相互作用。アクシオンは磁場中においてある確率で光子に変換される。右: アクシオンと核子との相互作用。磁気双極子遷移を持つ原子核と相互作用し、ある確率でアクシオンに変換される。

プリマコフ変換によるアクシオンの発生機構は、恒星内部の光子相互作用を仮定しており、パラメータのモデル依存性が大きい。そこで Moriyama (1995) は、モデル依存の小さい、核子との相互作用を利用した方法として、磁気双極子遷移をもつ  $^{57}\text{Fe}$  原子起源の固有エネルギーの放射機構を提案した (図 1 右)。太陽内部で  $^{57}\text{Fe}$  原子核が 14.4 keV の第一励起状態から脱励起する過程で、ある確率で 14.4 keV アクシオンが放出され地球まで飛来する。地上に用意した吸収体  $^{57}\text{Fe}$  原子核を励起させると、ただちに脱励起し、14.4 keV の  $\gamma$  線や転換電子に変換され検出が可能になる (図 2)。

アクシオンの質量はモデルに依存するため、広範囲の質量 ( $\mu\text{eV}$ -eV) 探査が必要であるが、原子核励起というアクシオン質量に関係のない固有エネルギーをとるような変換過程を用いることができ、網羅的な探査が要求されない。また、14.4 keV という粒子が太陽から来ているなら、他のバックグラウンドは

考えられず、アクシオン信号だと言い切れることも強みである。

Namba (2007) は、 $^{57}\text{Fe}$  薄膜と Si PIN 検出器による 14 日間の観測から、 $\gamma$  線の検出を試みたが、検出には至らず、質量制限  $m_a < 216$  eV (95% C.L.) をつけた。 $^{57}\text{Fe}$  で変換される  $\gamma$  線の分岐比は 10.5% であり、この内 80%程度は Fe に自己吸収されるため、検出器立体角を含めた検出効率は 1%程度と低かった。Gavrilyuk et al. (2015) は、同様の原理で、 $^{83}\text{Kr}$  ガスと比例計数管を用いた。核子の質量を大幅に増やし、188 日間の長期観測により感度を向上させ、 $m_a < 100$  eV (95% C.L.) をつけたが、それでも検出には至らなかった。

これまでの先行研究では、ターゲット材料と観測時間を増やすことで感度向上を図ってきたが、さらなる向上には異なる視点から革新的な手法が必要である。そこで我々は感度を高めるため、高い検出効率を実現できる超伝導転移端温度計 (Transition Edge Sensor; TES) マイクロカロリメータ (以下、TES カロリメータ) を利用する。 $^{57}\text{Fe}$  に自己吸収された  $\gamma$  線や、Si PIN 検出器では検出不可だった残りの分岐比 89.5%分の転換電子の自己吸収熱など全てを検出することができるため、検出効率は 70%と飛躍的に改善する。また分光性能が高く、実効的に低雑音化する。そのため、より高精度での観測が期待できる。

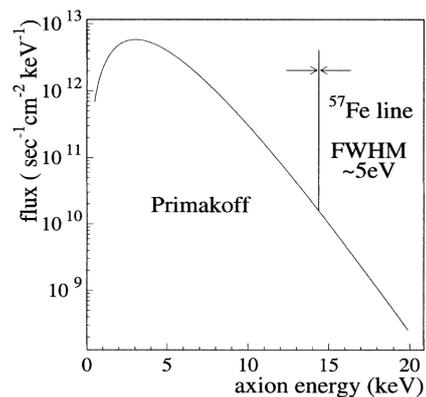


図 2: 太陽から飛来するアクシオンの differential flux。太陽の黒体放射光子 ( $kT \sim 1.3$  keV) が内部磁場でアクシオンに変換され生じる連続成分と、 $^{57}\text{Fe}$  との反応により得られる 14.4 keV の輝線成分がある。Moriyama (1995), fig.1。

### 3 TES カロリメータの原理と構造

TES カロリメータは、 $\sim 10$  keV の放射線に対し高い感度を持ち、分光性能を飛躍的に改善する検出器として、X線検出などに用いられる。極低温下での超伝導転移に伴う急激な抵抗変化を温度計として利用し、個々の粒子を吸収した際に生じる微小な素子の温度変化を精度良く測定できる (図 3)。さらに、センサの動作抵抗が  $10$  m $\Omega$  程度と低インピーダンスであることを利用し、信号を多重化した大規模アレイによる広視野観測が可能になる。CCD や Si PIN 検出器に比べて 60 倍以上高い分光性能 ( $\Delta E < 2$  eV,  $E/\Delta E > 3000$ ) が達成可能であり、次世代の X 線検出器として開発が進められ、大型 X 線天文衛星 Athena にも搭載される。

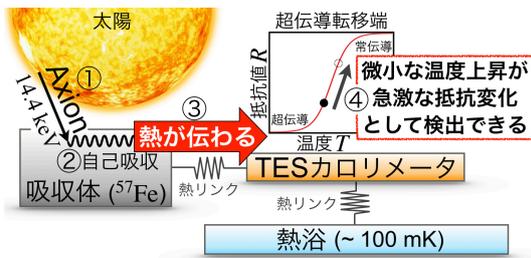


図 3: 吸収体  $^{57}\text{Fe}$  を用いた TES カロリメータによる太陽アキシオンの検出方法。吸収体に太陽アキシオンが入射すると、内部で変換され、そのエネルギーが熱として、TES カロリメータに伝わる。

従来の TES カロリメータは、吸収体に Au のような X 線吸収率の高い金属を用い、TES (温度計センサ) の直上に成膜することで、熱を損失なく伝える。我々の研究室では、3 mm 角内に  $8 \times 8$  アレイ並べた検出器を製作し、 $\Delta E = 4.8$  eV を達成した (Muramatsu et al. 2016)。しかし、本研究で使用するアキシオン吸収体  $^{57}\text{Fe}$  は強磁性体であり、超伝導薄膜である TES を直下で動作させると、磁場により分光性能を劣化させる恐れがある (Ishisaki et al. 2008; Hijmering et al. 2012)。そのため、 $^{57}\text{Fe}$  のつくる磁場が影響を与えないように  $^{57}\text{Fe}$  と TES を離して横置きにする構造設計を考案した (図 4)。TES カロリメータを磁性体の近くで動作させた前例はなく、素子の注意深い設計とともに、実際に素子を製作し、性能評価と動作実証を行う必要がある。

横置きにすることで吸収体から TES まで熱を伝えるパスが長くなってしまふ。そのため従来の直上型に比べて、熱パス Au (詳細は観測機器 1 の講演) と吸収体  $^{57}\text{Fe}$  を高い熱伝導率で成膜することが要求される。 $^{57}\text{Fe}$  は 70 万円/g と大変高価であり、マイクロスケールの成膜面積に対して、スパッタ法や蒸着法のような基板一面への成膜は非効率的である。そこで着目したのが電解析出法 (電析) である。電極を用いた化学反応により、細かい成膜が可能である。しかし、一般に純粋な Fe の加工は行われないため、成膜プロセスが確立されておらず、プロの加工技術が必要になる。そのため、開発の一環として、電析が専門である早稲田大学 本間研究室と共同で、吸収体  $^{57}\text{Fe}$  の成膜を行った。電極に流す電流、溶液中の添加剤、電析方法を変えつつ、条件出しを行い、想定  $10$  倍以上高い熱伝導率  $\sim 1.0$ - $5.5$  W/K/m を持つ Fe の成膜に成功した (Konno et al. 2019)。

マイクロサイズの成膜条件および成膜後のプロセスが確立されておらず歩留まりが低いため (16/24 素子成功)、今後改善が必要である。この成膜条件を用いて、我々は単素子でカロリメータとしての動作実証を行うため、図 4 上の試験素子を製作した。TES には Ti/Au (厚み  $\sim 40/80$  nm) の二層薄膜を使用しており、吸収体 Fe (厚み  $\sim 3$   $\mu\text{m}$ ) と TES をつなぐ熱パスには Au (厚み  $\sim 2$   $\mu\text{m}$ ) を成膜した。

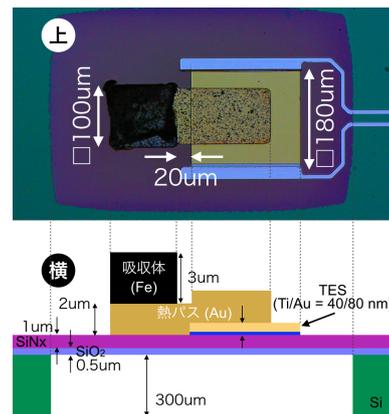


図 4: 上: 製作した試験素子。TES と Fe との距離は  $20$   $\mu\text{m}$ 。試験段階のため吸収体には高価な  $^{57}\text{Fe}$  ではなく、 $^{56}\text{Fe}$  を使用している。下: 横から見た模式図。

## 4 動作実証試験の結果

横置き構造をもつ試験素子の動作実証のため、製作した試験素子を用いて線源照射試験を行った。線源照射試験では、エネルギー既知の  $^{55}\text{Fe}$  線源を用い、放射位置を絞るコリメータを設置することで、吸収体 Fe に線源を当てている。そのため、吸収体が線源由来の X 線を止め、熱エネルギーに変化させ、熱バスを通して TES まで熱を逃がすことなく伝えることができれば、シグナル (パルス) として検出される。得られたパルス波形を図 5 に示す。従来の TES カロリメータで得られるパルス波形 (上図) 以外に、鋭いスパイクをもつ波形 (下図) 得られた。コリメータと TES 基板の間に距離があるため、吸収体にみに放射を絞れず、周辺の熱バスや TES 等でイベントが発生してしまい、さまざまな波形が現れたと考えられる。波形によるバックグラウンド除去方法の確立を目指し、波形とイベント箇所の対応を求める必要がある。立ち上がり立ち下りの時定数や、パルス高さ、面積からイベント発生箇所をつきとめるため、現在、九州大学 伊予本研究室と共同で、熱シミュレーションを行っている。イベント発生箇所はわかっていないが、磁性体を吸収体に用いた横置き構造の TES カロリメータを動作させることに世界で初めて成功した。

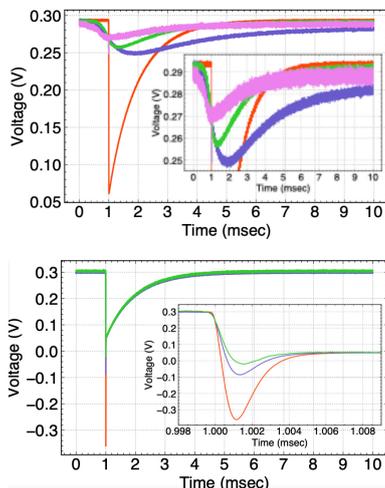


図 5:  $^{55}\text{Fe}$  線源を用いた線源照射試験で得られたパルス波形。上: 速く立ち上がり、緩やかに立ち下がる波形。下: 鋭いスパイクのあと、緩やかに立ち下がる波形。

## 5 まとめと今後の展望

太陽内部で生成され、地球に飛来する太陽アキシオンの観測を目指し、14.4 keV の輝線観測に適した高い分高性能を誇る TES カロリメータの製作を行っている。我々は試験素子製作と動作実証を行い、パルスが得られたことから、TES カロリメータがアキシオン観測に有望であることを示した。

今後は、Fe の電析プロセスの確立および高い熱伝導を持つ熱バスの成膜を目指す。また、多素子アレイ化用の設計および低雑音のマイクロ波 SQUID を用いた多重読み出し系 (Nakashima et al. 2020) の構築を行い、64 素子のアレイで実際に太陽アキシオンの試験観測を行う。系統誤差の評価をし、有意な検出に必要な観測時間を計算した上で、最終的には 256 素子の TES カロリメータアレイを製作し、本観測を行い、アキシオンの検出ないしはアキシオンの質量制限をつけることを目指す。

## References

- Peccei, R. D., Quinn, H. R., 1977, Phys. Rev. Lett. 38 1440; R.D. Peccei, H. R. Quinn, 1977, Phys. Rev. D 16, 1791.
- Weinberg, S., 1978, Phys. Rev. Lett. 40, 223; Wilczek, F., 1978, Phys. Rev. Lett. 40, 279.
- Sikivie, P., 1983, Phys. Rev. Lett. 51, 1415.
- Van Bibber, K., et al. 1989, Phys. Rev. D 39, 2089.
- XENON Collaboration, 2020, arXiv:2006.09721v2
- Gavrilyuk, Y. M., Gangapshv, A. N., Derbin, A. V. et al., 2015, Jetp Lett. 101, 664-669.
- Moriyama, S., 1995, Phys. Rev. Lett, 75. 3222-3225.
- Namba, T., 2007, Phys. Lett. B, 645:398-401.
- Muramatsu, H., et al., 2016, Journal of Low Temperature Physics, 184, 91-96.
- Ishisaki, Y., et al. 2008, Journal of Low Temperature Physics, 151(1):131-137.
- Hijmering, R. A., et al. 2012, Journal of Low Temperature Physics, 167:242-247.
- Konno, R., et al. 2019, Journal of Low Temperature Physics, 199:654-662.
- Nakashima, Y., et al., 2020, Appl. Phys. Lett. 117, 122601

## 観測3

# 湾曲Si結晶を用いたブラッグ反射型偏光計の開発と 評価

中央大学 理工学研究科物理学専攻  
西山 凜太郎

## 湾曲 Si 結晶を用いたブラッグ反射型偏光計の開発と性能評価

西山 凜太郎 (中央大学大学院 理工学研究科)

### Abstract

今までの X 線天文観測は、撮像、測光、分光、偏光観測が行われているが、偏光観測が遅れを取るのは偏光の検出器の開発が困難なためである。X 線偏光観測が行われるようになると、例として太陽フレア内の電子の運動方向やエネルギーの分布、磁場の向きを知ることができると期待されている。我々は、鉄輝線を含む 5.5-8.0 keV の帯域の X 線偏光を高いエネルギー分解能で測定すべく、ブラッグ反射の原理を利用した Si(100) 結晶と炭素繊維強化プラスチック (CFRP) から成る反射鏡と、焦点付近に位置した X 線イメージセンサから成る光学系を考案し、開発を行なっている。これまでの研究では、ブラッグ反射は原理的に単一のエネルギーしか反射できないため、結晶を湾曲させて焦点からイメージセンサをずらすことにより、エネルギーごとの検出位置の違いから分光観測をすることを考え、回転放物面形状の金型に Si 結晶と CFRP を積層する一体成型によって反射鏡を作成した。さらに宇宙科学研究所と中央大学の X 線ビームラインにて分光、偏光能力の評価実験を行った結果、反射鏡表面の凹凸を抑えることによって反射光を一点に集光させることに成功した。分光能力に関しては、反射鏡の焦点からイメージセンサの位置を  $d$  mm とすると、エネルギー分解能が  $\Delta E/E = 5.6/|d| \% @ 6.4$  keV となるという結論が得られた。偏光性能に関しては、鉄の蛍光 X 線 (6.4 keV) における偏光性能の指標であるモジュレーションファクター (M 値) が 90 % 以上を有することがわかった。さらに、銅の蛍光 X 線 (8.05 keV) における M 値が  $52 \pm 3 \%$  であることがわかった。本講演では我々の反射鏡作成のレビューを行うとともに、今後の展望についても報告する。

## 1 Introduction

一般的に、プラズマにある特定の方向から電子が入射すると、非熱的な制動放射と非熱的な輝線の放射が起こり、この放射による連続成分と輝線は偏光していることが分かっている [1]。太陽フレアではこのような現象が起こっているとされ、実際に太陽フレアのスペクトルを見ると He-like Fe などの細かい輝線が確認されており、それぞれの輝線が偏光していると予測されている [2]。これが解明されると太陽フレア内の電子の運動方向やエネルギーの分布、磁場の向きを知ることができると期待されているが、現在軟 X 線帯域における偏光観測は検出器の開発が困難なことや、検出器を評価するためのビームラインが不足していることが原因で未だに例がほとんど無い。そのため、我々は偏光検出能力と分光能力の両方を高いレベルで備えた光学系を開発することを考えた。

## 2 我々の光学系

我々の光学系は、偏光に対する高い感度を実現するために、ブラッグ反射の原理を利用している。ブラッグ反射は、入射 X 線のエネルギーと入射角が特定の関係を満たす場合のみ反射する現象であり、入射した X 線の結晶面に平行な電場成分と垂直な電場成分はそれぞれ異なる反射率で反射する。結晶面に平行な電場成分を  $E_{\sigma}$ 、垂直な成分を  $E_{\pi}$  とする。入射角が  $\theta$  のとき、 $E_{\sigma}$  の反射率を 1 とすると、 $E_{\pi}$  の反射率は  $\cos 2\theta$  となる。特に  $\theta = 45^{\circ}$  のとき、 $E_{\pi}$  の反射率は 0 となる。

我々の光学系は、Si(100) 結晶と炭素繊維強化プラスチック (CFRP) から成るもので、CFRP をプリプレグ法によって成形した。プリプレグシートと呼ばれる、炭素繊維の方向が一方向のシートを様々な方向に切り出しを行い積層することによって全方向の強度を得た。さらにシートの下に Si を入れて積層することによって回転放物面の金型に沿った反射鏡を一体成形することに成功した。(図 1)[3]。このように

して作成した反射鏡を 4 象限分組み合わせ、中心にイメージセンサを設置することで X 線の集光・検出を行う。

我々の反射鏡は 5.5 – 8.0 keV の X 線を反射するように設計されており、中でも鉄の特性 X 線である Fe-K $\alpha$ (6.4 keV) に着目し、45° で反射するようになっている。

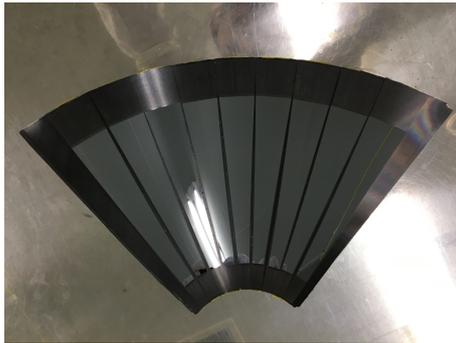


図 1: 作成した反射鏡

反射鏡を回転放物面形状にすることで、反射する位置の違いから X 線の偏光方向を特定することが出来る。例えば、Fe-K $\alpha$ (6.4 keV) 帯域において図 2(左)のように縦に偏光した X 線が入射した場合を考える。左右の反射鏡では平行成分として全てが反射して中央に配置された検出器に入る。一方、上下の反射鏡では垂直成分として全く反射しない。この時の 4 つの検出器のデータを比較すると、カウント数が最大と最小になる点が二つずつ現れる。その値を  $N_{max}, N_{min}$  とすると、偏光度  $P$  は、実験で得られた偏光度  $R$  とモジュレーションファクター  $M$  を用いると以下の式で計算できる。

$$P = \frac{R}{M} \quad (1)$$

$$R = \frac{N_{max} - N_{min}}{N_{max} + N_{min}} \quad (2)$$

モジュレーションファクター (M 値) は、100 % 偏光している電磁波に対してどれだけ鮮明に偏光を検出できるかという観測機器の性能を表す指標である。また、検出器を反射鏡の焦点からずらすことによってエネルギーの経路の違いから分光観測も可能となっ

ている。検出器を設置した位置  $d$  に応じてエネルギー分解能が変化する (図 2 左)。ここで、検出器の位置は反射鏡の焦点の位置を基準 ( $d = 0$  mm) とし、そこから反射鏡に近づく方向をマイナス、遠ざかる方向をプラスとする。

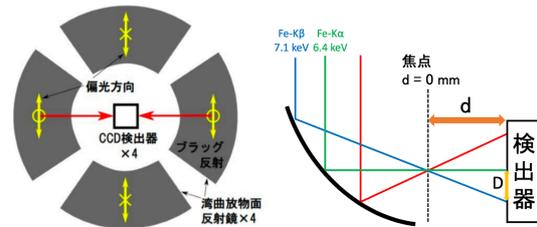


図 2: (左) 光学系を上から見た図、(右) 2次元検出器の位置  $d$  と Fe-K $\alpha$  と K $\beta$  間の CMOS 上での距離  $D$

### 3 分光性能評価実験

2019 年、分光実験は宇宙科学研究所にある標準 X 線光源室にある平行 X 線光源装置 (30 m ビームライン) にて行われた (図 3) [4]。X 線発生装置のターゲットには鉄を用い、鉄の特性 X 線である Fe-K $\alpha$ 、Fe-K $\beta$  を利用した。発生した X 線を反射鏡に照射し、反射した X 線を反射鏡の焦点からずらした CMOS カメラ (1 pixel あたり 11  $\mu$ m 四方、2048  $\times$  2048 pixel) で撮像した。この状態で CMOS の位置を変化させ、 $-10 \leq d \leq 40$  mm の範囲で実験を行った。

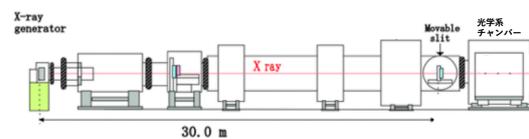


図 3: 宇宙科学研究所ビームライン

### 4 分光性能実験結果

CMOS を  $d = 40$  mm の位置に設置して、反射鏡で反射した X 線を撮像した。同様の実験を CMOS の位置を変化させながら行い、 $d = 0, 10, 20, 30, 40$

mm において円周方向にプロジェクションを取ったものが図 4 である。ただし、 $d = 0$  mm は他と比べて積分時間が半分になっている。

この結果から、Fe-K $\alpha$  と K $\beta$  間の CMOS 上での距離  $D$ (図 2) は

$$D [\text{pixel}] = 16.84 \times d [\text{mm}]$$

となることが分かった。

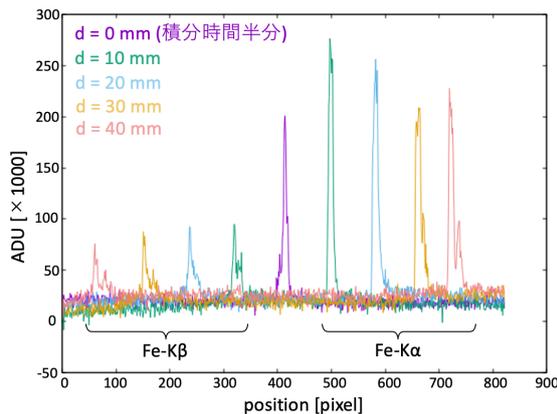


図 4: 円周方向へのプロジェクション

この関係から、エネルギー分解能  $\Delta E$  を

$$\Delta E = \frac{\text{Fe-K}\alpha 1 \text{ の FWHM}}{|\text{Fe-K}\alpha \text{ と K}\beta \text{ 間の距離}|} \times \text{Fe-K}\alpha \text{ と K}\beta \text{ のエネルギー差}$$

として求める。

反射鏡で反射した後の Fe-K $\alpha$ 1 は平行光 (FWHM が  $d$  に依らない) であることが分かっており、今回の実験においては 9 pixel であった [5]。また、Fe-K $\alpha$  のエネルギーは 6391 eV、K $\beta$  は 7057 eV であるから、エネルギー差は 666 eV となる。

以上より、エネルギー分解能は

$$\Delta E = \frac{355.9}{|d| [\text{mm}]} [\text{eV}] \quad (3)$$

となる。

さらに、図 4 の Fe-K $\alpha$  部分において、 $d = 40$  mm で Fe-K $\alpha$  が Fe-K $\alpha$ 1、K $\alpha$ 2 の 2 つに分離していることが確認できる。K $\alpha$ 1 のエネルギーが 6404 eV、K $\alpha$ 2 は 6391 eV であるから、エネルギー差は 13 eV となる。一方、式 (3) において  $d = 40$  mm を代入すると、

$\Delta E = 8.9$  eV となり、理論的にも分離が可能であることが分かる。

## 5 偏光性能評価実験

偏光実験は、2018 年に宇宙科学研究所の標準 X 線光源室にある X 線光源装置にて行った [5]。続いて 2020 年に中央大学にある X 線光源装置で行った (図 5) [6]。二つ目の装置を使う理由として、M 値はブラッグ角、つまりエネルギーに依存しているためエネルギーごとの M 値を見積もっておく必要がある。そのために鉄の特性 X 線以外のエネルギー帯域での偏光性能を評価したいと考えた。また、特徴として X 線発生装置自体を回転させることで任意の偏光面の X 線を作り出す機構が備わっていることがあげられる。

宇宙科学研究所の X 線発生装置のターゲットには鉄を用い、放射された X 線を偏光させるために、二結晶分光器 (DCM) を用いた。DCM は Ge(220) を採用しており、このビームラインのターゲットである鉄の特性 X 線 Fe-K $\alpha$  (6.4 keV) に単色化している。また、このビームラインの偏光度は 80.6 % である。設計では反射鏡で約 45° で反射し、この時の M 値の理論値は 100 % となっている。中央大学の X 線発生装置のターゲットには銅を用い、DCM は Ge(333) を採用しており、Cu-K $\alpha$  (8.05 keV) に単色化している。また、このビームラインの偏光度は 100 % である。設計では反射鏡で約 35° で反射し、この時の M 値の理論値は 53.3 % となっている。偏光 X 線を反射鏡に照射して、反射面に対する偏光の向きごとの X 線の明るさの違いを CCD カメラで読み取ることによって偏光度を測定する。この時の偏光度から、我々の光学系の M 値を算出し、理論値と比較する実験を行った。

## 6 偏光性能実験結果

まず、宇宙科学研究所での実験で得られたモジュレーションカーブが図 6(左) である。横軸を鏡の方位角 (鏡一枚につき 10°)、縦軸に鏡一枚の総カウント数を取っている。このグラフを sin カーブでフィッティ

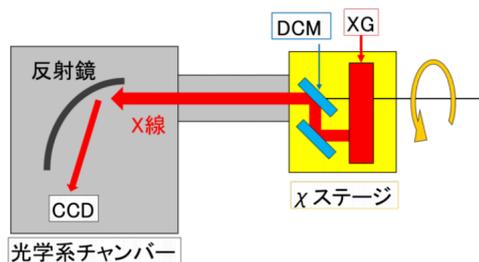


図 5: 中央大学ビームライン

ングした結果から、 $M$  値は  $M \geq 89\%$  であることがわかったが、エラー範囲が大きくなってしまった。次に中央大学で行なった実験で得られたモジュレーションカーブが図 6(右)である。横軸を  $\chi$  ステージの回転角度、縦軸を  $\chi$  ごとの照射 X 線カウントの変動を考慮した補正カウント数を取っている。このグラフを  $\cos$  カーブでフィッティングした結果から、 $M$  値は  $52 \pm 3\%$  であることがわかった。この結果は理論値の 53.3% に誤差の範囲で一致している。(図 7)

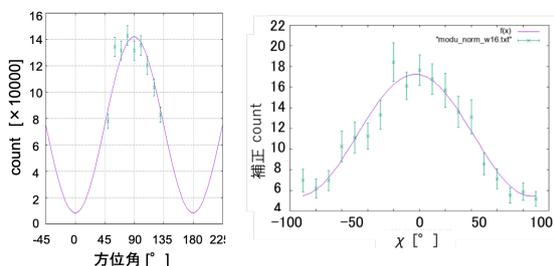


図 6: (左) 鉄輝線におけるモジュレーションカーブ、(右) 銅輝線におけるモジュレーションカーブ

## 7 まとめ

分光性能に関して、我々の光学系が持つエネルギー分解能は、 $\Delta E/E = 5.6/|d| \% @ 6.4 \text{ keV}$  となるという結論が得られた。

偏光性能に関して、 $M$  値は 6.4 keV において  $M \geq 89\%$  という結果が得られたが、今回の実験では 1 象限のみの反射鏡に X 線を照射した結果から、モジュレーションカーブを  $\sin$  フィッティングで補うことに

より導出したため  $N_{min}$  は実測出来ておらず、 $M$  値はエラー範囲が大きくなっている。

また、8.05 keV において  $52 \pm 3\%$  であることがわかった。この結果は理論値の 53.3% に誤差の範囲で一致している。

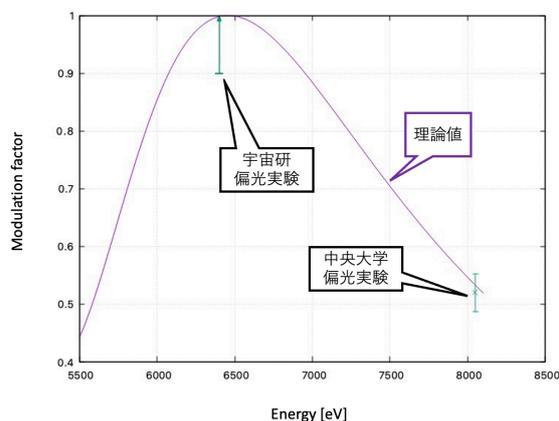


図 7:  $M$  値の理論値との比較

## 8 今後の展望

太陽フレアで偏光が期待されている He-like Fe (6.7 keV) の輝線に注目すると、X class のフレアでは、最も偏光している立ち上がり時において約 10~100 count/sec であることが分かっており、CCD カメラではサチュレーションを起こしてしまうため、より読み出し時間の速い CMOS カメラの導入を進める予定である。

## Reference

- [1] Mokhtar Kemal Inal, J. Dubau, J. Phys. B: At. Mol. Phys. 20 (1987) 4221-4239
- [2] Katuo Tanaka, 1986, Astron. Soc. Japan 38, 225-249
- [3] 泉谷 喬則, 2014, 中央大学修士論文
- [4] 井上 諒大, 2019, 中央大学卒業論文
- [5] 塚田 晃大, 2018, 中央大学修士論文
- [6] 芳野 史弥, 2020, 中央大学修士論文

## 観測 4

# 巨大恒星フレアを発生初期から観測するための自動追 観測システムの構築

中央大学 理工学研究科物理学専攻  
甲原 潤也

# 巨大恒星フレアを発生初期から観測するための 自動追観測システムの構築

甲原 潤也 (中央大学大学院 物理学研究科)

## Abstract

フレアとは、恒星にて突発的に発生する磁気エネルギーの解放現象であり、様々な波長での増光が起こる。太陽で起こるフレアの放射エネルギーは最大でも  $10^{32}$  erg 程度であるが、全天 X 線監視装置 MAXI (エネルギー帯域: 2–20 keV) により観測された恒星フレアでは  $10^{34}$ – $10^{39}$  erg にも及ぶ。規模の大きいフレアは発生頻度が低いため観測例は少なく、発生機構は十分には解明されていない。そこで我々は、巨大恒星フレアを発生初期から多波長観測することを目的とし、MAXI からフレアの発生通知を受け取り、可視光望遠鏡にて自動で追観測する観測システムの構築を行なっている。また、追観測するフレアのない時には、フレア発生頻度の高いことが MAXI によって明らかになっている恒星を、長期的に観測するための観測プランの作成もしている。追観測システムの構築と長期的観測プランの作成は 2021 年 3 月に新設した可視光測光・分光望遠鏡 (経緯台, 40 cm 口径) での観測に用いるものである。この望遠鏡では測光観測と分光観測の両方を同時に行うことができる。架台には最大  $20 \text{ deg s}^{-1}$  で駆動するものを採用し、フレアの発生通知からの素早い追観測の開始を可能にした。分光観測には、観測可能な波長帯域が 4000–7088 Å で、6500 Å 付近での波長分解能が 17000 と高い分光能力をもつ分光器を使用する。この光学系を用いて、フレアの発生初期から H $\alpha$  線 (6563 Å) を分光観測することで、数 10–数 100  $\text{km s}^{-1}$  にかけての視線速度の時間変化が測定でき、フレアに伴うプラズマのダイナミクスに迫ることができると期待される。本講演では新望遠鏡の自動追観測システムの内容について説明し、今後の観測の展望についても述べる。

## 1 Introduction

当研究室では恒星フレアの発生機構の解明を目指すべく、新たに可視光測光・分光望遠鏡を設置した。この観測装置では全天 X 線監視装置 MAXI からのフレア発生の通知を受けて自動で追観測を開始させ、フレアを発生初期から観測することを目的としている。

### 1.1 フレア

太陽のような恒星での爆発現象であるフレアは、黒点付近の磁気エネルギーが磁気リコネクションを通じて解放されることで生じる。フレアは電波からガンマ線まで幅広い波長帯域での増光現象が観測される。地球から最も近い恒星である太陽においては長年にわたり多波長観測が行われており、フレアの発生機構の解明が進んでいる。太陽フレアでの放射エネルギーは最大で  $10^{32}$  erg 程度である。太陽以外の

恒星によるフレアの中には、太陽フレアの最大規模の  $10^2$ – $10^7$  倍ものエネルギーを放出しているような、巨大なフレアも存在する。巨大な恒星フレアについては観測例が少ないため発生機構の解明はまだ十分には行われていない。

### 1.2 全天 X 線監視装置 MAXI

全天 X 線監視装置 MAXI は国際宇宙ステーション (ISS) の日本実験棟「きぼう」に搭載されている X 線検出器 (図 1) で 2009 年から稼働している。ISS の進行方向に対して水平面方向と、天頂方向に視野を持つ 2 セットの X 線ガスカメラ (GSC) を備えている。検知するエネルギー帯域は 2–20 keV である。ISS が地球を一周する約 90 分間でほぼ全天を走査する。MAXI ではこれまでの観測により規模が  $10^{34}$ – $10^{39}$  erg のフレアを 31 天体から 148 発検出している。

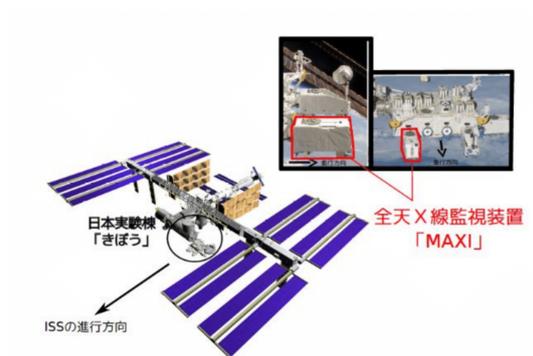


図 1: 国際宇宙ステーション日本実験棟「きぼう」における MAXI

### 1.3 RS CVn 型星

当研究室にてこれまで観測を行ってきた恒星は主にりょうけん座 RS 型連星系 (RS CVn 型星) である。伴星との距離が星半径の数倍程度である近接連星系をなす変光星の 1 つである。近接連星系の中でも分離型連星と呼ばれ、星の距離が比較的離れており、双方の星がロシュローブ (軌道上の物質が重力によって恒星に結び付けられる恒星の周りの宇宙の領域) を満たしていない。主星は F-G 型の主系列星で、伴星は主星より低温な巨星である。このタイプの連星系は一方の星がもう一方を隠すことによる食変光や、食以外のうねり状の変光があることが知られている。このうねり状の変光は伴星の大規模黒点群による変光だと推測されている。近接連星の高速自転と晩期星における内部対流とから彩層活動や磁場の活動が活発になり星表面の 20-30 % を占める黒点が発生し、うねり状の変光となる。黒点周辺は磁場活動が活発であるため、巨大フレアが引き起こされると考えられており、実際に数多くのフレアが観測されている。RS CVn 型星によるフレアでは可視光領域の  $H\alpha$  線での増光も確認されている。

## 2 観測機器

### 2.1 可視光測光・分光望遠鏡

2021 年 3 月に後樂園キャンパス屋上に新設した望遠鏡である (図 2)。架台には経緯台を用いている。この望遠鏡の最大の特徴は駆動速度が非常に高いことであり、秒速 20 度で動かすことが可能である。また、可視光領域での測光観測・分光観測が同時に行えることも特徴である。

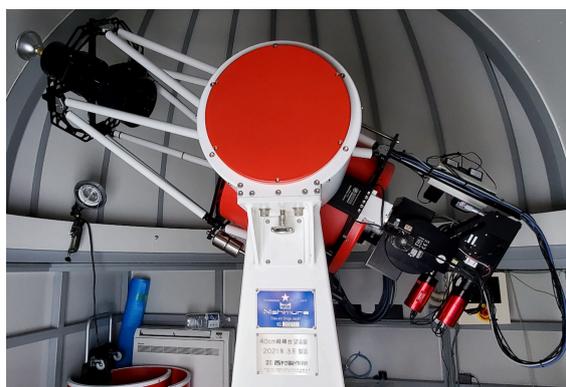


図 2: 可視光測光・分光望遠鏡

備えている機器をまとめたものが図 3 である。今回使用する鏡筒はリッチークレチアン式の 40cm 口径のものがある。電動フォーカサーにてピントを調整し、光路分割機にて測光観測用と分光観測用に入射光を分割する。分割機内部には 2 種類のレンズ (反射光 1 : 透過光 9 のものと反射光 3 : 透過光 7 のもの) を備え、観測用途によって切り替えを行う。反射光を測光観測、透過光を分光観測に用いる。測光観測には電動フィルターホイールを用いて B, V, R, I, U バンドにて撮像する。透過光は分光器内部にあるスリットに照射される。分光器内の光の入射位置はガイドカメラにて確認できる。ガイドカメラでは光の位置を認識し自動でスリットを中心になるように制御がかけられている。スリットを通過した光はプリズムによって分光し、CCD カメラに入射される。使用する分光器の性能については次に説明する。

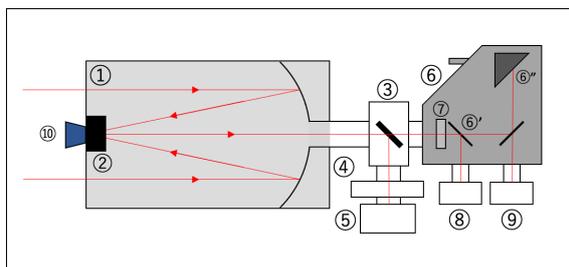


図 3: 望遠鏡の概要 {①:RC 式 40cm 口径鏡筒,②:電動フォーカサー,③:光路分割機,④:電動フィルターホイール,⑤:測光観測用 CMOS カメラ,⑥:分光器 (LHIRES III),⑥':スリット,⑥'':プリズム,⑦:コンパライゾンランプ,⑧:ガイド用 CCD カメラ,⑨:分光観測用 CCD カメラ,⑩:フラットランプ }

## 2.2 分光観測 (LHIRES III)

本研究における分光観測では shelyak INSTRUMENTS 社製の LHIRES III を用いる。この分光器での観測可能な波長帯域は  $4000\text{--}7088\text{ \AA}$  である。一度の撮像にてデータを得られる波長の幅は  $150\text{ \AA}$  程度であり、分光器に付随するマイクロメーターにて観測する波長域を変えることができる。 $H\alpha$  線 (約  $6563\text{ \AA}$ ) 付近での波長分解能は 17000 であり、今後の観測ではこの  $H\alpha$  線が画像の中心になるように撮像する。

## 3 自動観測

私が今回の観測装置の導入にて携わっているのは次の部分である。

### 3.1 自動追観測システム

MAXI から送信されるフレアの発生通知を受けると、検知した座標 (RA, Dec) を抽出する。座標から近い距離 ( $\sim 1\text{ deg}$ ) に既知天体があればその天体からの増光と判断し座標をその既知天体に合わせて追観測を開始させる。既知天体がない場合には新天体発見の可能性も踏まえ検知した座標にて追観測を行っていく。観測可能か天候状況を判断し、可能であれば開始させる。

また、観測途中でも天気の変化に応じて観測を中断する指令を観測装置に送る。天候の確認については当研究室にて所有するスカイモニターとスカイクオリティメーター (図 4) を使用して空の明るさを測定し観測可能か判断する。図 5 は実際にスカイクオリティメーターにて数値化した空の明るさの時間変化を 3 日分まとめたものである。黒の破線は日の出・日の入り時刻を示している。当研究室では明るさの数値が 16.5 以上の場合、観測可能と判断している。



図 4: スカイモニター (左) とスカイクオリティメーター (右)

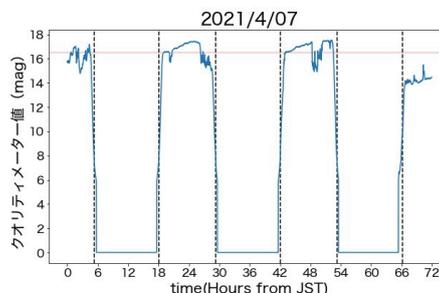


図 5: 2021 年 4 月 7 日から 9 日における空の明るさの変化

### 3.2 長期観測計画

MAXI にてフレアが検知されていないときには、これまでの MAXI による調査でフレア発生頻度の高いことが分かっている恒星を長期的に観測するための観測プランの作成を行なっている。図 6 は 2021 年

12月1日における望遠鏡上空の天体の高度変化をまとめたものである。記載している天体はRS CV<sub>n</sub>型星とAlgol、そして標準星である。観測プランにはこの図から観測可能な天体を選んでいく。その中でもフレアを起こしやすい天体(ex. HR 1099, UX Ari, Algol)を優先的に選び、長時間かつ好条件での観測が行えるように観測時間を分配する。現在は手作業にて時間分配を行っている状況だが、今後は自動で観測プランの作成を行うシステムの構築を予定している。

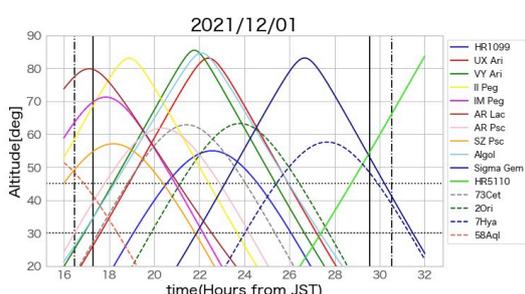


図 6: 2021 年 12 月 1 日の観測対象天体の高度変化

#### 4 目指す研究成果と今後の展望

今回導入した光学系では次の結果が同時に求められると考える。測光観測による観測天体の可視連続光の明るさ、分光観測による輝線のドップラーシフト、測光と分光の同時観測による輝線の強度である。私はこの中でも特に、輝線のドップラーシフトの観測に期待している。恒星フレアの発生初期には青方偏移が起き、晩期には赤方偏移が起こることが既にわかっている [1][2]。これらは恒星表層でのプラズマの動的変化によるものと考えられる。我々は観測機器の最大の特徴である駆動速度を活かして恒星フレア発生初期における青方偏移を観測することを目指している。フレア発生からの時間経過でのシフトの方向やシフトする幅の変化を連続的に撮像することで、フレアによる増光/減衰の過程やプラズマが広がる速度が求められる。視線速度における数 10–数 100  $\text{km s}^{-1}$  にかけての時間変化が求められることを期待している。これは太陽フレアにて観測されるプロミネンス噴出やコロナ質量放出などと同じ現象が起

きていることが示唆され、実際の観測例も存在する [3]。今後我々はフレアを起こした天体や RS CV<sub>n</sub> 型星にて高い波長分解能での分光観測を行い、これらの恒星においても太陽と同様の現象が起きるのか確かめたいと考えている。

私は今回の新望遠鏡の導入により、恒星フレアを発生初期から観測し、プラズマのダイナミクスに迫っていきたい。そして最終的には恒星フレアの発生機構の解明につなげていききたいと考えている。

現在我々は、自動観測システムの構築を進めている段階であり、今秋からの本格稼働に向けた準備中である。観測計画の自動作成も含めた観測の完全自動化に向けても併せて準備を行っている。また、稼働に向けて新望遠鏡での天体の導入精度、追尾精度の検証を予定しており、検証方法の検討は今後行っていく。

#### Reference

- [1] Muheki et al. 2020, *Anesthesia & Analgesia*, 637, A13
- [2] Houdebine et al. 1993, *Anesthesia & Analgesia*, 274, 245
- [3] Hiroyuki Maehara et al. 2020, *Astronomical Society of Japan*, 44-56( Nov 2020)

## 観測5

# GEO-X衛星に搭載する超軽量 MEMS X線望遠鏡の 開発

東京都立大学 理学研究科物理学専攻  
稲垣 綾太

未提出

## 観測6

シリコンブラッグ反射型X線偏光計の開発

東京都立大学 理学研究科物理学専攻  
上田 陽功

未提出

## 観測7

# FORCE衛星搭載に向けたX線ピクセル検出器のトリ ガー性能評価

京都大学 理学研究科物理学第二分野  
山田 龍

## X 線 ピクセル検出器のトリガー性能評価

山田 龍 (京都大学大学院 物理学第二教室 M1)

### Abstract

我々は次世代の X 線天文衛星計画 FORCE に搭載予定の X 線ピクセル検出器 XRPIX を開発している。現行の X 線天文衛星で広く用いられている X 線 CCD 検出器は読み出しが数  $\mu\text{s}$  である。したがって非 X 線バックグラウンドと X 線イベントを区別するために 100 $\mu\text{s}$  程度の間隔でイベントを起こす Veto カウンタを利用することが難しい。それに対して XRPIX は各ピクセルに閾値回路とトリガー機能を実装することで数  $\mu\text{s}$  の高い時間分解能を実現する。XRPIX7 は絶縁層に薄いシリコン層を導入して静電シールドを形成する DoubleSOI 構造を持った大型素子である。我々は FORCE 衛星搭載品と同程度の大きさの XRPIX7 を用いて性能評価と課題の調査を行っている。本研究ではトリガー性能に焦点を当て、射出タイミングと射出時間を制御できるレーザー光を XRPIX に照射した。レーザーによる信号電荷量とトリガー閾値を変化させた際のトリガー信号の遅延と揺らぎの振る舞いについて報告する。

## 1 Introduction

FORCE 衛星は 2020 年代の打ち上げを目指す次世代の X 線天文衛星計画である。FORCE 衛星の特徴は、1-80keV にわたる広帯域の精密分光と 15" 以下の高い角度分解能を両立することである。広帯域での高い感度を実現するためには低いバックグラウンドレベルを達成する必要がある。しかし、10keV 以上の帯域では視野外からの宇宙線や衛星を構成する物質と宇宙線が反応して発生した二次的な成分からなる非 X 線バックグラウンド (NXB) が X 線イベントに比べて卓越する。そこで、FORCE 衛星では焦点面検出器をシールド検出器取で取り囲み、焦点面検出器とシールド検出器が同時に検出したイベントを NXB として取り除く反同時計数法を利用する。シールド検出器のカウントレートは 10kHz 程度であるため、焦点面検出器にも 10 $\mu\text{s}$  以下の時間分解能が要求される。現在軟 X 線検出器として広く使われている CCD 検出器はファノリミットに迫る高いエネルギー分解能、20 $\mu\text{m} \times 20\mu\text{m}$  程度の小さなピクセルによる優れた位置分解能を有している。しかし、CCD 検出器の読み出しは数  $\mu\text{s}$  程度と遅く NXB が卓越する 10keV 以上の領域での観測が困難である。そこで、我々は CCD 検出器と同じ Si 半導体を用いて各ピクセル内に読み出し回路を実装する SOI ピクセル検出器「XRPIX」を開発している。XRPIX は Si 半導体

を用いることで CCD 検出器と同程度のエネルギー分解能を達成している。さらに入射した電荷がトリガー閾値を超えた際に信号を出力するトリガー回路を各ピクセルに実装することで高速な信号処理を実現している。本研究では XRPIX が反同時計数法を使うことのできる時間分解能を持つかを調べるためにトリガー性能に焦点を当てた。実験では射出タイミングと射出時間を制御できるレーザー光を XRPIX に照射した。レーザーの散乱光を検出する光電子増倍管からのアノード出力とレーザーを照射された XRPIX からのトリガー出力の時間差を時間分解能として測定した。実験によって得られた XRPIX のトリガー性能について報告する。

## 2 SOI ピクセル検出器の構造

SOI 技術は Si ウェハの上に SiO<sub>2</sub> の埋め込み酸化膜によって絶縁層を作成し、さらにその上に Si 薄膜層を形成する技術である。SOI ピクセル検出器とはこの SOI 技術を用いた CMOS 検出器のことである。CMOS 検出器は検出器の各ピクセルに MOSFET によって構成された CMOS 回路が作り込まれ、信号増幅を各ピクセルで行うことができる。各ピクセルで信号が増幅されるため、CCD のように読み出しのたびにすべてのピクセルの電荷を送出する必要がなく

外部から読み出すピクセルを指定して信号の位置と電荷量を測定する。本研究で用いた SOI ピクセル検出器である「XRPIX7」は図 1 に示すような構造を持つ。Si ウェハ上に実装された回路層の上に SiO<sub>2</sub> の絶縁層があり、その上にセンサー層が形成されている。基本原理は CCD 検出器と同様でセンサー層に裏面から電圧をかけて空乏化させることで X 線に対する感度を持たせる。「XRPIX7」は、絶縁層に電荷が固定されたシリコン層を挟むことでセンサー層と回路層の干渉を抑制する DoubleSOI 構造を採用した大型素子である。空乏層の厚みは ~ 300 $\mu$ m で 36  $\mu$ m  $\times$  36  $\mu$ m のピクセルが 608  $\times$  384 個配置されている。これは、衛星搭載品と同程度の大きさである。

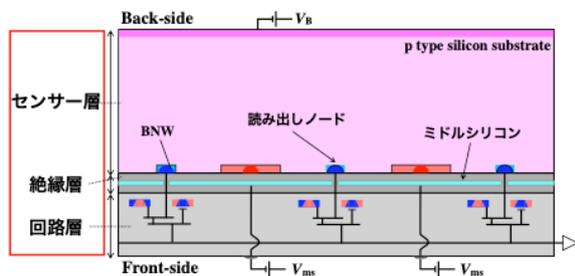


図 1: Double SOI

### 3 実験セットアップ

実験のセットアップの概念図を図 2 に示した。XRPIX 素子を搭載した読み出しボードには、素子の制御とデータ処理を担う FPGA が搭載されている。そして、素子から出力される波高値は読み出しボード上の ADC でデジタル信号に変換された後、データ取得用 PC に転送される。実際のセットアップを図 3 のように構築し、素子に照射するレーザーにはキョー技研の MLXGP-D13-650-5 を用いた。以下の手順で実験が行われる。まず、XRPIX 素子は 500 $\mu$ s 周期で露光され、露光時間内にトリガー閾値を超える信号が入射すればトリガー信号を出力し、トリガー信号が出力されなければピクセルをリセットする。そこで、PulseGenerator を用いて 500 $\mu$ s 周期で TTL 信号を送り出す。レーザーは TTL 信号の High/Low の切り替えによって制御される。レーザーから射出された光は XRPIX によって検出されトリガー閾値を

超えればトリガー信号が送出される。同時に、TTL 信号でレーザーが ON になってから実際にレーザー光が射出されるまでの時間を調べるために XRPIX の横に置いた光電子増倍管によって散乱光を検出する。光電子増倍管によって散乱光が検出されてからトリガー信号が出力されるまでの時間をディレイとして測定する。

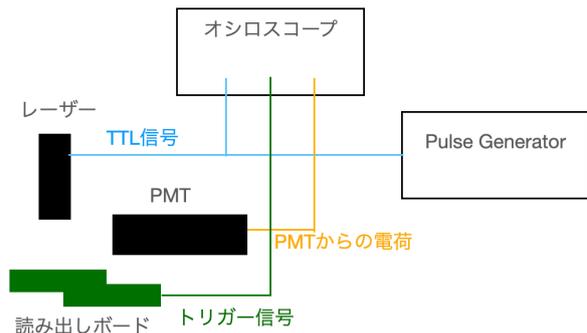


図 2: 実験のセットアップ (概念図)



図 3: 実験の実際のセットアップ。読み出しボードの上にレーザーを固定し、光電子増倍管でレーザーの散乱光を検出している。

### 4 レーザーの基本性能

XRPIX には閾値以上の電荷を検出した時のみトリガー信号を出すイベント駆動モードと指定した時間間隔で一定の領域の電荷を読み出すフレーム読み出

しモードがある。XRPIX のトリガー性能はトリガー 閾値電圧を超えた入射信号を使って評価されるので、 入射する信号の大きさによって変化すると予想され る。したがって、XRPIX に入射するレーザー光のエ ネルギーを制御する必要がある。そこでレーザー射 出時間と XRPIX で読みだしたエネルギーの関係を 調べる。500 $\mu$ s の間隔で 32 $\times$ 32 ピクセルの信号を読み出すフレーム読み出しモードで計測した。レーザーがあたっているピクセルを取り出し、レーザーの射出時間と読み出したエネルギーのデータを取得した結果が図 4 である。この図から横軸のレーザー射出時間  $T_{LASER}$  が 2 $\sim$ 8 の区間ではデータが直線状に並んでおり、レーザーの射出するエネルギーは射出時間と線形になっていることが分かる。また、レーザー自体の立ち上がりに 1 $\mu$ s 程度かかっていることが分かる。

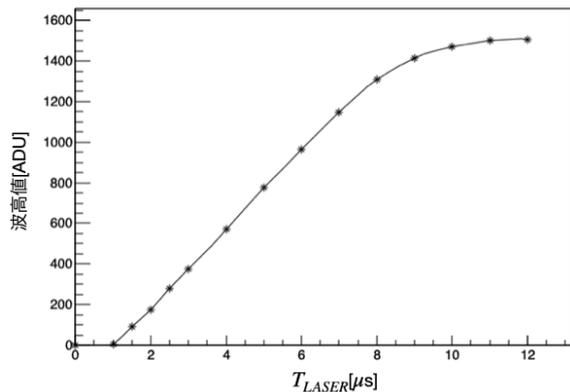


図 4: レーザー射出時間に対する波高値のプロット。 $T_{LASER} = 0$  での波高値をバックグラウンドとして引いている。

## 5 時間分解能の測定結果

測定条件はトリガー閾値電圧 100mV、レーザー射出時間  $T_{LASER} = 2.5\mu s$  である。得られたレーザー制御信号と光電子増倍管 (PMT) からの出力、XRPIX からのトリガー信号の波形を図 5 に示す。レーザーの立ち上がりが  $\sim 1.2\mu s$  遅れているが、これは図 4 による解釈と整合する。オシロスコープに光電子増倍管のアノード出力と素子からのトリガー信号を出

力させた。そしてオシロスコープ上で光電子増倍管によって散乱光が検出されてからトリガー信号が出力されるまでの時間をディレイとして測定した。この手順を繰り返して得たトリガー信号のディレイとジッタ (ゆらぎ) を図 6 に示した。このヒストグラムをガウシアンでフィットし平均値をディレイ、ジッタを FWHM として計算した。トリガー信号のディレイは  $\sim 1000ns$ 、ジッタは  $\sim 100ns$  となり、Veto カウンタを使うのに必要な時間分解能、10 $\mu s$  を上回る結果を得た。

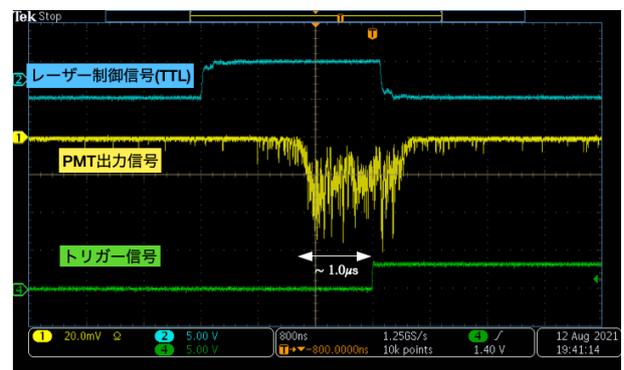


図 5: レーザー制御信号 (TTL)、光電子増倍管からの出力と XRPIX からのトリガー信号のオシロスコープ波形。

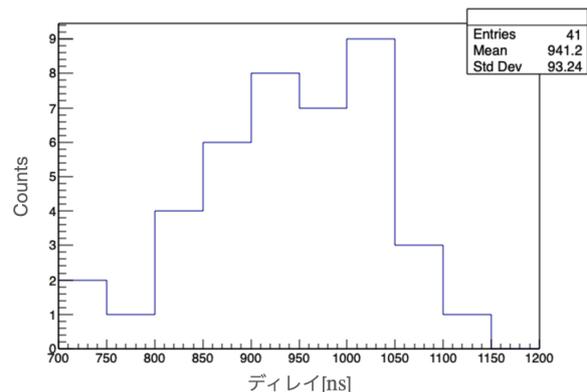


図 6: レーザーが立ち上がってからトリガー信号が出力される時間の分布

## 6 まとめ

本研究では、我々が開発している SOI ピクセル検出器「XRPIX」の時間分解能について調べた。レーザー光を用いたトリガー実験の結果、XRPIX の時間分解能は要求される時間分解能 ( $10\mu\text{s}$ ) より一桁小さいことが分かった。トリガー性能は入射するエネルギーとトリガー閾値の関数であるが、今回は固定したエネルギーとトリガー閾値で計測した結果である。したがって今後はトリガー閾値とレーザー射出時間を変化させてトリガー性能を評価する実験を行う予定である。最終的には FORCE 衛星搭載に向けた開発を進めながら、高い時間分解能を用いて太陽アクション探査実験を行うことを目指している。

## Reference

- 広帯域X線高感度撮像分光衛星 Focusing On Relativistic universe and Cosmic Evolution 概念検討書  
S.M. ジョー 半導体デバイス, 産業図書  
Behzad Razavi アナログ CMOS 集積回路の設計, 丸善出版  
佳山 一帆, 京都大学,2020, 修士論文.  
児玉 涼太, 京都大学,2020, 修士論文.  
奥野 智行, 京都大学,2019, 修士論文.  
原田 颯大, 京都大学,2019, 修士論文.

## 観測 8

# 超小型 X 線天文衛星 NinjaSat に搭載するガス X 線 検出器の開発

東京理科大学 理学研究科物理学専攻  
林 昇輝

## 超小型 X 線天文衛星 NinjaSat に搭載するガス X 線検出器の開発

林 昇輝 (東京理科大学大学院 理学研究科/理化学研究所)

### Abstract

超小型 X 線天文衛星 NinjaSat は、大型衛星には難しい、明るい天体の長時間占有観測、全天 X 線監視装置が発見した明るい突発天体のフォローアップ観測などを目的とする。主ペイロードとして、ガス X 線検出器 (Gas Multiplier Counter, GMC) を 2 台搭載している。X 線の検出効率を上げるため、GMC には Xe/Ar/DME (75:24:1) の、原子番号が比較的大きな封入ガスを採用した。また、ガス中で電子信号を増幅する目的で、ガス電子増幅フォイル (GEM) を利用している。X 線と荷電粒子を、反時計数法により弁別するために、GMC の信号読み出し部は同心円状に内側電極と外側電極に分かれている。4 台製作する GMC フライトモデル (Flight Model, FM) のうち 1 台目に搭載する GEM の選定試験を Ar/CO<sub>2</sub> (70:30) 1 気圧のガスフローチェンバーで行った。<sup>55</sup>Fe 線源からの 5.9 keV X 線を、フライト品候補の GEM に全面照射することでエネルギー分解能を計測し、最も良いものを選定した。GEM の電子増幅度 (gain) には面内ばらつきがあるために、エネルギー分解能が悪化することがわかっている。選定した GEM の gain の面内ばらつきを記録するため、8 keV の 250×250 μm<sup>2</sup> の X 線ビームで二次元スキャンを行った。選定した GEM を FM GMC に組み込み、<sup>55</sup>Fe 線源を用いて全面照射したところ、エネルギー分解能は内側電極 26.9±0.5%、外側電極 26.9±1.0% (いずれも FWHM) であった。

## 1 序論

理化学研究所では、図 1 に示す超小型 X 線天文衛星 NinjaSat の開発を進めている (Enoto et al. 2020)。6U CubeSat 規格 (10×20×30 cm<sup>3</sup>)、約 10 kg の衛星であり、短期間で開発から打ち上げまで進むことができる。2023 年 4 月に Cygnus 補給機で国際宇宙ステーション (International Space Station, ISS) に運ばれ、その後、Cygnus 補給機が ISS を離脱する際に、高度 500 km から宇宙空間に放出される予定である。ISS 経由で放出されるので、NinjaSat の軌道傾斜角は ISS と同じ 51.6° である。観測期間は約 2 年、観測エネルギー帯は 2–50 keV である。超小型衛星である強みを生かし、大型衛星にはできない長時間占有観測、全天 X 線監視装置 MAXI (Matsuoka et al. 2009) 等が発見した明るい突発天体のフォローアップ観測を目的とする。

6U のうち 3U を衛星の電源や姿勢制御を行うバス部として用い、残りの 3U を天体観測に用いるペイロードとスタートラッカーが占める。ペイロードを含めた衛星全体の機能ダイアグラムを図 2 に示す。バス部の製造はリトアニアの NanoAvionics 社に委託

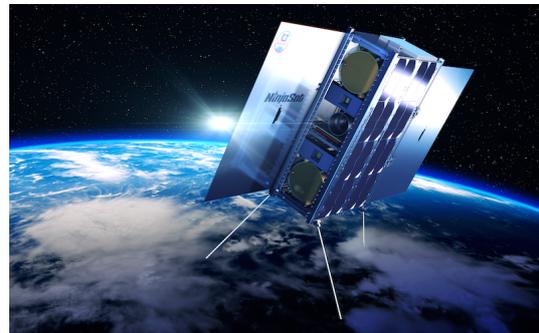


図 1: 軌道上における NinjaSat の想像図。

しており、NinjaSat チームはペイロード部を担当する。電源は太陽光パネルとリチウムイオン電池が供給し、衛星全体の消費電力は 16 W である。

4 軸のモーメントムホイールによって姿勢制御を行い、スタートラッカーにより 0.1° より良い精度で指向方向を知ることができる。GPS 経由で時間情報を得ることができ、イベントごとの X 線の到来時刻は 120 μs の精度で知ることができる。

ペイロード部にはガス X 線検出器 (Gas Multiplier Counter, GMC) と放射線帯監視装置 (Radi-

ation Belt Monitor, RBM) を 2 台ずつ搭載している。NinjaSat は荷電粒子フラックスの高い極域付近のオーロラ帯と、南大西洋磁気異常帯を通過するが、そこでは高電圧を印加している GMC に放電の危険が生じ、故障に繋がる可能性がある。RBM は常に荷電粒子フラックスをモニターしており、もし GMC OFF のコマンドが正しく実行されなかった場合でも、フラックスが高いことを検知し GMC を OFF にする役割を担う。

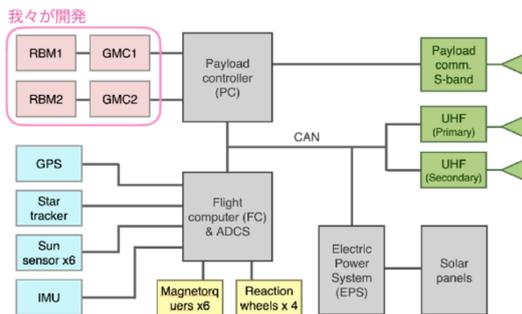


図 2: NinjaSat の衛星機能ダイアグラム。

## 2 ガス X 線検出器 (GMC)

### 2.1 GMC 概要

GMC は図 3 に示すガスチェンバー部、アナログ信号処理ボード (Front End Card, FEC) とデータ取得ボード (Data Acquisition Board, DAQ) に分かれています。ガスチェンバーは天体からの X 線光子を検出して電荷信号に変換する役割を持つ。FEC はその電荷信号を、前置増幅器で電圧信号に変換し、増幅する機能を持つとともに、ガスチェンバーへの高電圧印加、ペイロード部の温度計測の役割を持つ。DAQ は GMC 全体をコントロールする役目を持ち、衛星バス部のペイロードコントローラーと CAN 規格で通信することで、地上からのコマンドの実行、X 線データやハウスキーピングデータの衛星バスへの送信を行う。ペイロードの詳細な機能ダイアグラムは大田 (2021) に記載されている。

ガスチェンバーは直径 9.5 cm、高さ 4 cm の円筒形であり、図 4 にその模式図を示す。どの天体から X

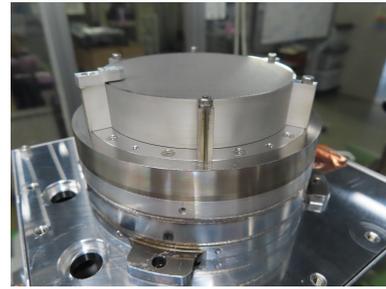


図 3: ガスチェンバー部の写真

線光子が来たかを決定するために、視野が  $2.3^\circ$  のコリメーターを設置している。コリメーターを通った X 線は、ガスを封じ切るための  $100 \mu\text{m}$  厚の Be 窓を透過して、ガスチェンバー内に入射する。ガスチェンバーには、X 線の検出効率を上げるために原子番号の大きな Xe/Ar/DME 混合ガスが、体積比 75:24:1 で封入されている。ガスの封入圧は  $0^\circ\text{C}$  で 1.2 atm 相当である。二台の GMC の有効面積は、図 5 に示す通り、6.4 keV で約  $38 \text{ cm}^2$  である。コリメーター外からの X 線入射 (主に背景放射 X 線) を防ぐために、Sn と Mo のグレーデッドシールドを設置している。

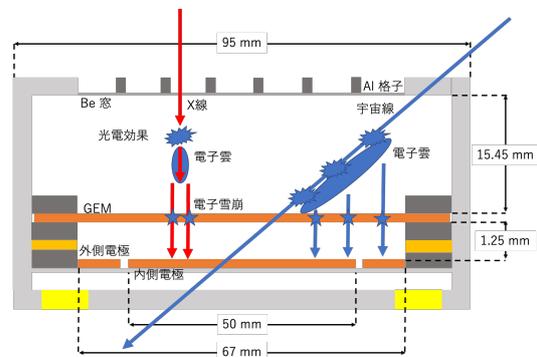


図 4: GMC 断面の模式図。Be 窓でガスを封じ切り、内圧を Al 格子窓で支える。赤矢印は X 線の入射過程、青矢印は宇宙線の入射過程を表す。

### 2.2 X 線の検出

図 4 の赤矢印のように X 線光子が入射すると、ガス原子と光電効果を起こし、光電子を放出する。光電

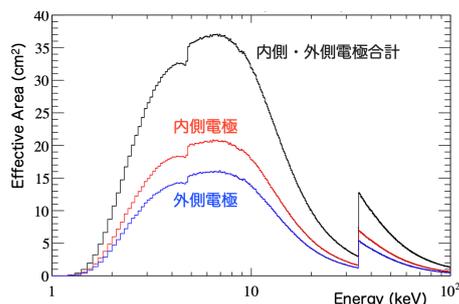


図 5: GMC 2 台分のエネルギー毎の有効面積。電極毎の有効面積と両者を足し合わせた有効面積を示す。

子はガス中で停止するまでにガスをイオン化し、その周りに電子雲が形成される。印加している電場により、電子雲はガス電子増幅フォイル (Gas Electron Multiplier; GEM) の方へドリフトする。

GEM は理化学研究所で宇宙用に改造した、放電が起きにくく高い電子増幅率が得られる、2次元の電子増幅器である (Tamagawa et al. 2009)。100  $\mu\text{m}$  厚の液晶ポリマー絶縁体の両面に 9  $\mu\text{m}$  厚の銅電極を貼り、穴径 70  $\mu\text{m}$ 、ピッチ 140  $\mu\text{m}$  の穴を無数に開けた構造になっている。この両電極間に 600 V 程度の電圧を印加すると、穴の中の強い電場により電子雪崩が起きて、電子が増幅される仕組みである。このときの GEM 前後の電子数の増幅比を gain と呼ぶ。GEM を通り 300–500 倍に増幅された電子は、GEM の下に設置されている読み出し電極により、電荷信号として読み出される。

### 2.3 荷電粒子除去

宇宙空間では荷電粒子 (宇宙線) が飛び交っているが、宇宙線が GMC 内で落とすエネルギーが X 線とほぼ同じなため、宇宙線と X 線を弁別する何らかの手段が必要である。図 4 に示す通り、読み出し電極は内側と外側に分かれているので、横から入った宇宙線は反同時計数法により除去することができる。一方で、垂直に入射した宇宙線には反同時計数法は用いることができないので、信号の立ち上がり時間の違いにより、X 線との弁別を行う。X 線はガス中のほぼ一点で電子信号を生成するが、荷電粒子はその飛跡に沿って連続的に電子信号を生成する (図 4)。X

線による電子信号は同時に電極に届くが、荷電粒子による電子信号は生成された場所が長いので、電極に届くのに時間差が生じる。これにより、信号波形の立ち上がり時間が異なるという原理である。

## 3 GEM の選定と実装

### 3.1 GEM の選定試験

GEM には gain の面内ばらつきがあることが先行研究からわかっている (窪田 2016)。NinjaSat で使用する GEM にも gain ばらつきが予想されるため、良いものを選び出すための選定試験を、図 6 のセットアップを用いて行った。GEM 選定試験は頻繁に GEM を入れ替える必要があるため、GMC と同じ内部構造を持った Ar/CO<sub>2</sub> (70:30) 1 気圧ガスフローチェンバーを用いて行った。異なるガスでも、gain が電場に対して指数関数的に増加する点は共通なので、Ar/CO<sub>2</sub> でも、GEM ごとの gain の面内ばらつきの偏差は正しく評価できる。

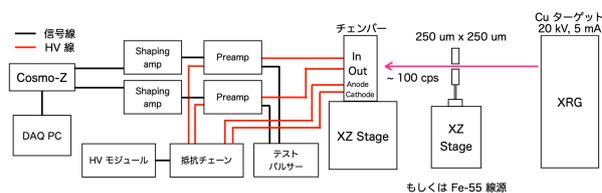


図 6: GEM 選定試験のセットアップ図。

最初に <sup>55</sup>Fe 線源をガスフローチェンバーの中心に貼り付けて、全面照射により四枚の GEM 候補の中から、最もエネルギー分解能の良い一枚を選定した。次に、選定した GEM をガスフローチェンバーに載せ、二軸駆動のステージで二次元スキャンを行った。X 線発生装置により 250×250  $\mu\text{m}^2$  スポットの 8 keV ビームを照射して、1 cm 間隔で GEM の gain を測定し、面内ばらつきを求めた。HV 印加には安定化直流電源を用い、信号増幅にはプリアンプ (ORTEC109PC)、整形アンプ (ORTEC572)、データ取得には 14-bit ADC および FPGA を搭載したデータ計測・処理装置 (Cosmo-Z Mini) を用いた。

選定した GEM のエネルギー分解能は内側電極で  $25.5 \pm 0.2\%$ 、外側電極で  $26.2 \pm 0.5\%$  であった。選定

した GEM に対して、gain の面内ばらつきを計測した結果を、図 7 に示す。各セル内の値は gain の平均値 (307) に対する比であり、内側の円は内側電極、外側の円は外側電極の境界を表す。GEM 面内のエネルギー分解能のばらつきの平均値は、内側 16.8%、外側 17.1%、gain ばらつきの標準偏差は内側 7.2%、外側 8.5%であった。

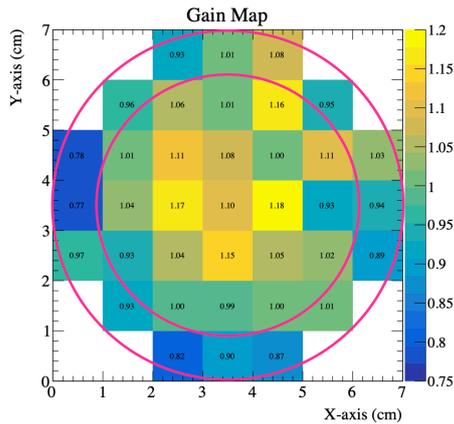


図 7: GEM の gain 分布。

窪田 (2016) で導入された、エネルギー分解能と gain ばらつきの式 (1) を用いて、 $^{55}\text{Fe}$  線源による全面照射の内側及び外側電極のエネルギー分解能と、8 keV ビームスキャンによる gain ばらつきの FWHM の値の関係を考察する。

$$\frac{\Delta E}{E} = \sqrt{\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_0^2 + \sigma^2} \quad (1)$$

ここで  $\Delta E/E$  は全面照射時のエネルギー分解能、 $(\Delta E/E)_0$  はビームスキャンの各点ごとの内生的なエネルギー分解能 (今回は各スキャンの点のエネルギー分解能の平均値)、 $\sigma$  は各点の gain ばらつき (FWHM) である。今回の試験では、二つの試験で用いたエネルギーが異なるので、エネルギー分解能がエネルギーの  $-1/2$  乗に比例するという近似を用いて補正する。5.9 keV におけるエネルギー分解能の平均値は内側 19.56%、外側 19.91%であり、 $\sigma$  は内側 16.92%、外側 19.97%である。これらを式 (1) に代入すると、 $\Delta E/E$  は内側 25.86%、外側 28.20%であった。全面照射のエネルギー分解能、内側 25.5%、外側 26.2%と比較すると、どちらもおよそ一致していることがわかる。

### 3.2 GEM の GMC への実装試験

選定した GEM を FM (Flight Model) GMC に組み込み、Xe/Ar/DME ガスを封入し、 $^{55}\text{Fe}$  線源を全面照射した。得られたスペクトルを図 8 に載せる。gain は内側電極  $432 \pm 34$ 、外側電極  $352 \pm 29$ 、エネルギー分解能は内側電極  $26.9 \pm 0.5\%$ 、外側電極  $26.9 \pm 1.0\%$  (いずれも FWHM) であった。今回の結果は gain > 300 という要求を満たしている。ガスフローチェンバーで GEM に全面照射した時とエネルギー分解能が一致していない点については、ガスが異なることに起因すると考えられる。以上より、今回選定した GEM は FM として性能を満たしていると判断した。

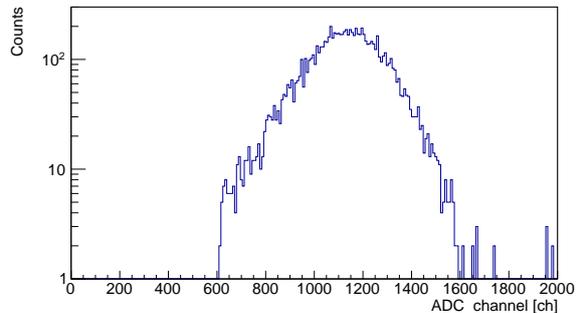


図 8: GEM 実装後の GMC で取得した内側電極でのスペクトル。このピークは  $^{55}\text{Fe}$  線源由来である。

### Reference

Enoto et al., 2020, Proc. SPIE 114441, 114441V.  
 Matsuoka et al., 2009, Publ. Astron. Soc. Japan 61, 999–1010.  
 大田, 2021, 第 51 回天文・天体物理若手夏の学校集録.  
 Tamagawa et al., 2009, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A 608, 390–396.  
 窪田, 2016, 東京理科大学修士論文.

## 観測9

大面積CMOSイメージセンサの軟X線基礎性能評価

青山学院大学 理工学研究科理工学専攻基礎科学

コース

盛 顯捷

## 大面積 CMOS イメージセンサの軟 X 線基礎性能評価

盛 顯捷 (青山学院大学大学院 理工学研究科)

### Abstract

本研究では、人工衛星搭載を目的とした、大面積 CMOS イメージセンサ (Complementary Metal Oxide Semiconductor : 相補性金属酸化膜半導体イメージセンサ) の X 線に対する検出性能について調べた。

近年、観測装置の技術的進化によって、重力波やニュートリノなどの天体からの光以外の観測が可能となった。天体からの光と光以外の観測を組み合わせる事で、宇宙の謎を解き明かすマルチメッセンジャー天文学は現代宇宙物理学のフロンティアである。現在、注目されているニュートリノや重力波の観測と光の天文学を結びつける難しさはその誤差領域の大きさである。一般的にニュートリノや重力波観測装置によるイベントの誤差領域は数平方度から数百平方度にも渡る。半導体検出器を用いた X 線検出器は位置分解能に優れ、かつ近年の大面積化と相まって、広い空の領域をカバーする事が可能となってきた。また、X 線という波長帯は可視光などと比べ、圧倒的に天体の密度が小さく、ニュートリノや重力波の光の対応天体と考えられている突発天体の同定に対しても非常に有利である。

X 線の半導体撮像素子としては、X 線 CCD イメージセンサ (Charge Coupled Devices : 電荷結合素子) が多く使用されてきたが、X 線 CCD 素子は  $-100^{\circ}\text{C}$  程度に冷却する必要がある。そのため、常温で動かす事ができる比較的安価な CMOS は人工衛星への搭載において、非常に魅力的な X 線撮像素子である。そこで、我々は中国の Gpixel 社が開発した CMOS GSENSE シリーズに着目した。GSENSE シリーズの CMOS は紫外、可視光用のイメージセンサであるにもかかわらず、軟 X 線に対して高い検出能力を持つ。昨年リリースされた GSENSE 4040BSI は、 $37\text{mm}\times 37\text{mm}$  の大面積を持つ裏面照射型 CMOS であり、広視野、高感度の X 線検出器の開発に繋がる。

我々は  $^{55}\text{Fe}$  線源を用いた X 線検出性能実験を行い、 $\text{Mn-K}\alpha(5.9\text{keV})$  および  $\text{Mn-K}\beta(6.4\text{keV})$  に対する検出性能を調査した。今回使用した CMOS は X 線専用の物ではなく、また常温で動作させたにもかかわらず、X 線天文衛星「すざく」の X 線 CCD とほぼ同等のエネルギー分解能を有している事がわかった。また、CMOS の空乏層および中性領域の厚さを見積り、軟 X 線に対する検出効率を求めた。本講演では軟 X 線における検出性能を中心に、GSENSE 4040BSI の調査結果について報告し、将来ミッションへの利用について紹介する。

## 1 研究背景

2017 年 8 月 17 日に、ガンマ線バースト GRB170817 と重力波イベント GW170817 が同時に検出され、初めての重力波対応天体の観測となった。このイベントのように、天体からの光と光以外の観測を組み合わせたマルチメッセンジャー天文学が更なる注目を集めている。しかし、重力波観測装置によるイベントの誤差領域は数平方度から数百平方度と広い。そのため、電磁波対応天体を発見するためには、重力波の誤差領域をカバーできる広い視野を

もち、かつ高感度な観測装置が不可欠である。以上より、広視野、高感度な X 線観測装置の開発はマルチメッセンジャー天文学を推進する上で極めて重要である。

現在の X 線撮像素子の主流は X 線 CCD (Charge Coupled Device) であるが、X 線 CCD 素子は一般的に  $-100^{\circ}\text{C}$  程度に冷却する必要がある。一方、CMOS は常温でも動作可能であり、人工衛星への搭載において、非常に魅力的な撮像素子である。

中国の Gpixel 社では、センササイズ、ピクセルサイズ、画素数などが異なる CMOS イメージセンサを

多く開発しており、GSENSE シリーズの CMOS は紫外、可視光用のイメージセンサであるにもかかわらず、軟 X 線に対して高い検出能力を持つ (荻野 直樹 2021)。本研究では、人工衛星への搭載を念頭におき、昨年にリリースされた GSENSE 4040BSI を対象として、軟 X 線に対する検出能力の調査を行った。

## 2 CMOS イメージセンサ

CMOS イメージセンサは撮像素子のひとつで、ビデオカメラ、デジタルカメラ、光検出器などに広く使用されている半導体素子である。このような半導体素子では、n 型半導体と p 型半導体を接続し、逆バイアスをかける事で、接続面に空乏層と呼ばれる正孔、電子の密度がともに低い領域が形成される。この空乏層に X 線が入射した時、光電効果によって、X 線のエネルギーに比例した数の電子・正孔対が発生する。生成された電子・正孔を測定する事で、X 線の信号として検出する事ができる。

本研究で使用した CMOS イメージセンサは昨年度にリリースされた裏面照射型の GSENSE4040BSI である [表 1]。裏面照射型の CMOS イメージセンサは、図 1 のように、X 線の入射方向から、電場が弱い中性領域、電場が強く完全に空乏化している空乏層、回路層、といった構造となっている。回路層のない面から X 線が入射するため、回路層で吸収される事が少なく、軟 X 線の検出感度が高い。

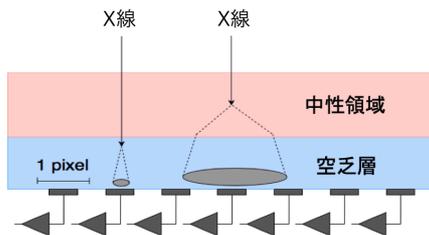


図 1: 裏面照射型の構造

表 1: GSENSE 4040BSI の仕様

Parameter	Value
有効面積	36.864mm x 36.864mm
ピクセルサイズ	9 $\mu$ m x 9 $\mu$ m
有効ピクセル数	4096 (H) x 4096 (V)
消費電力	< 1.4W

## 3 $^{55}\text{Fe}$ 線源を用いた X 線検出性能実験

本研究では X 線源として、 $^{55}\text{Fe}$  線源を使用した。線源から放出される Mn-K $\alpha$ (5.9keV)、Mn-K $\beta$ (6.49keV) の特性 X 線を CMOS イメージセンサに照射し、室温 (25  $^{\circ}\text{C}$ )、露光時間 100 ms で、200 フレーム取得し、合計 20 秒の露光時間で撮像を行った。観測された X 線イベントは図 2 で示されたように、一つのピクセル内に収まる Single Event と複数のピクセルに跨がる Multi Event の二種類に分類できる。Single Event は図 1 で示した空乏層の領域で X 線が吸収された物であるのに対して、Multi Event は中性領域で吸収され、拡散によって広がった X 線イベントだと考えられる。

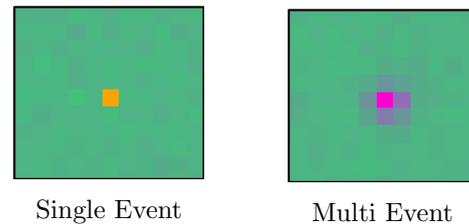


図 2: 検出した X 線イベント

また、X 線天文衛星「すざく」でも使われていた Grade 判別法 (辻本 匡弘 2000) を用いて、X 線イベントの判定を行った。判定結果を元に  $^{55}\text{Fe}$  のスペクトルを作成した。なお、Single Event のスペクトルは図 3、Multi Event のスペクトルは図 4 である。Mn-K $\alpha$ (5.9keV) の輝線は 3200[Ch]、Mn-K $\beta$ (6.49keV) の輝線は 3500[Ch] に確認できた。また、2200[Ch] にあるピークはエスケープピークである。このように、GSENSE4040BSI は常温で動作させたにもかかわらず、軟 X 線に対する検出能力を有する事が確認で

きた。

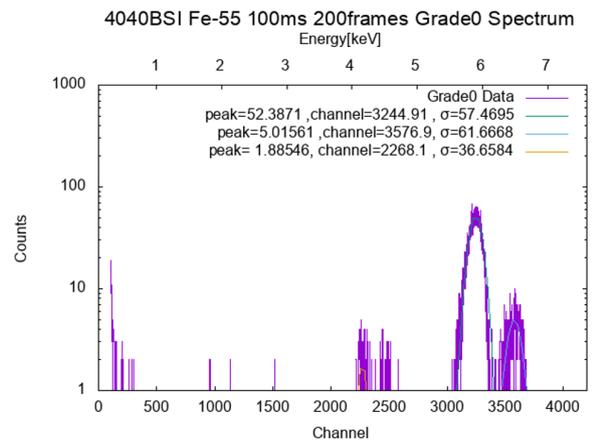


図 3:  $^{55}\text{Fe}$  のスペクトル (Single Event)

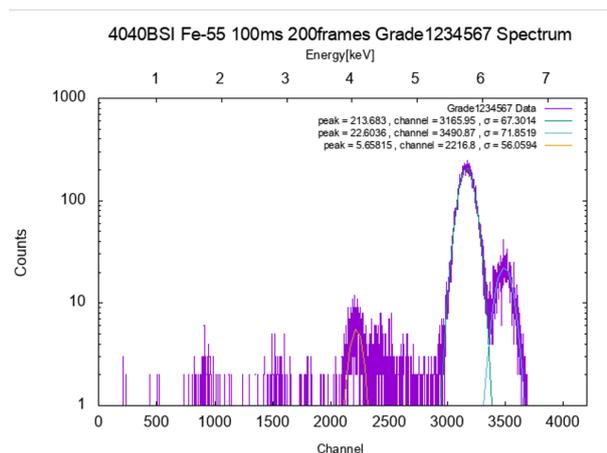


図 4:  $^{55}\text{Fe}$  のスペクトル (Multi Event)

## 4 GSENSE 4040BSI の性能評価

### 4.1 エネルギー分解能

エネルギー分解能はエネルギー値が異なる二つの放射線を識別する能力の指標であり、信号のピークの半値全幅 (FWHM) として定義される。図 3 の結果を用いて、エネルギー輝線にガウス関数でフィッティングすると、Mn-K $\alpha$ (5.9keV) での標準偏差は  $\sigma=57.5[\text{Ch}]=104.4[\text{eV}]$  であるため、エネルギー分解

能は  $FWHM = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma = 245.7\text{eV} @ 5.9\text{keV}$  となる。同じように計算すると、Mn-K $\beta$ (6.49keV) のエネルギー分解能は  $263.7\text{eV} @ 6.5\text{keV}$  となった。

### 4.2 有感層厚の見積もり

入射してきた X 線を吸収する空乏層と中性領域を足し合わせて有感層として定義できる。光電吸収における X 線の平均自由行程を  $l[\text{cm}]$ 、密度  $\rho[\text{g}/\text{cm}^3]$ 、有感層厚  $d[\text{cm}]$  のセンサを通過した後の X 線の強度  $I_d[\text{counts}/\text{s}]$  は元の X 線の強度を  $I_0[\text{counts}/\text{s}]$  として、 $I_d = I_0 \exp(-d/l)$  と表される。センサーに吸収される X 線の強度を  $I_{\text{absorb}} = I_0 - I_d$  とし、検出効率  $\eta \equiv (I_{\text{absorb}}/I_0)$  と定義すると、有感層厚  $d[\text{cm}]$  は  $d = -l \times \ln(1 - \eta)$  となる。

線源の強度、センサに当たる面積、総露光時間、空気中の減衰などを考慮した CMOS に当たるはずの放射線の数と実際に検出した X 線のイベント数から、検出効率  $\eta$  を計算することができる。本実験では検出効率  $\eta \approx 0.09$  となったため、有感層厚  $d$  は  $\approx 2.6\mu\text{m}$  という計算結果となった。また、Single Event と Multi Event の割合から、空乏層と中性領域それぞれの厚さを計算する事ができ、本研究では、空乏層  $\approx 0.4\mu\text{m}$ 、中性領域  $\approx 2.2\mu\text{m}$  となった。

### 4.3 検出効率

検出効率  $\eta$  は有感層厚  $d[\text{cm}]$  と半導体内部での質量減衰係数  $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)$  (Mass Attenuation Coefficient) を用いて以下のように表す事もできる。

$$\eta = \frac{I_{\text{absorb}}}{I_0} = 1 - \exp\left[-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)d\right] \quad (1)$$

アメリカ国立標準技術研究所 NIST(National Institute of Standards and Technology) が公開している各エネルギーでの質量減衰係数  $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)$  と有感層厚  $d \approx 2.6\mu\text{m}$  を用いて計算した検出効率が図 5 である。1.8keV の X 線に対して検出効率は  $\approx 20[\%]$  と少し悪くなっているが、今回使用した GSENSE 4040BSI は X 線専用ではないにもかかわらず、3keV 以下の軟 X 線に対して  $50[\%]$  以上の検出効率を有している事がわかった。

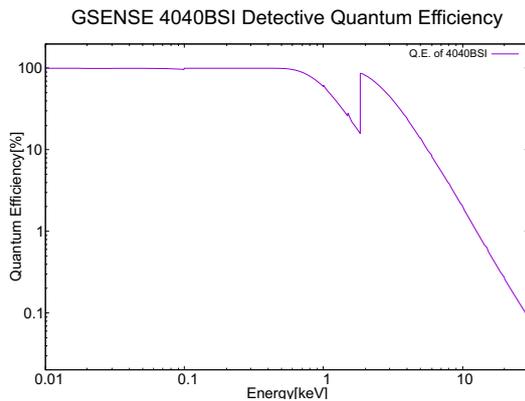


図 5: GSENSE4040BSI の検出効率

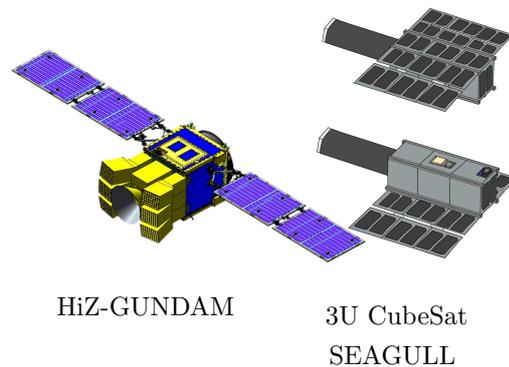


図 6: 将来ミッション

## 5 将来ミッションへの運用

HiZ-GUNDAM(High-z Gamma-ray bursts for Unraveling the Dark Ages Mission) は、宇宙科学研究所の公募型小型衛星計画のミッションコンセプト案として採択されている計画の1つであり、赤方偏移が  $z > 7$  のガンマ線バースト (GRB) を観測する事で初期宇宙の解明を目指すミッションである。高感度な広視野 X 線モニターで GRB を発見した後、自律制御で衛星姿勢を変更し、同時に搭載する口径 30cm の近赤外線望遠鏡で 4 バンド同時の測光観測を行い、地上望遠鏡への速報も同時に行う。HiZ-GUNDAM の広視野 X 線モニターでは、一つのモジュールに  $4 \times 4$  の計 16 枚の Lobster Eye 光学系を集光系として設置し、その焦点面に一枚の大面积 CMOS イメージセンサを焦点面検出器として設置する。更に四つのモジュールを 1 ユニットとして、合計 6 ユニット 24 モジュールという設計となっている。

また、青山学院大学では HiZ-GUNDAM のパサファインダーとして、3U CubeSat の SEAGULL(SEArching origin of Gravitational wave by 3U sateLLite) ミッションを考案している。SEAGULL は、4 枚の Lobster Eye 光学系と一枚の大面积イメージセンサで構成され、Gpixel 社の GSENSE 4040BSI を使用する事が検討されている。

## 6 まとめ

人工衛星への搭載を目的として、中国の Gpixel 社が開発した CMOS イメージセンサ GSENSE 4040BSI の軟 X 線に対する検出性能評価を行った。 $^{55}\text{Fe}$  線源から放出される  $\text{Mn-K}\alpha(5.9\text{keV})$  と  $\text{Mn-K}\beta(6.49\text{keV})$  の特性 X 線を検出する事ができ、エネルギー分解能は  $245.7\text{eV} @ 5.9\text{keV}$ 、 $263.7\text{eV} @ 6.5\text{keV}$  である事がわかった。また、空乏層と中性領域を合わせた有感層厚は  $\approx 2.6\mu\text{m}$  と見積もる事ができた。さらに、GSENSE 4040BSI は X 線専用ではないにもかかわらず、 $1.1\text{keV}$  以下、 $1.8\text{keV} \sim 3\text{keV}$  の対して、50[%] 以上の検出効率を持っている事が明らかになった。X 線 CCD と比べて比較的安価に入手でき、 $37\text{mm} \times 37\text{mm}$  の大面积を持つ GSENSE 4040BSI は人工衛星への搭載など様々な用途で使用可能な魅力的な大面积 X 線撮像素子である事が明らかとなった。

## Reference

- 荻野 直樹 修士論文, 金沢大学, 2021
- 平賀 純子 修士論文, 大阪大学, 1999
- 米徳大輔 『Hi-Z GUNDAM YOKOHAMA GRB Conference 2019 発表資料』, 金沢大学, 2019
- 辻本 匡弘 修士論文, 京都大学, 2000
- 河野 誠 修士論文, 京都大学, 2001

## 観測 10

# X線天文衛星 XRISM の軌道上時刻較正の測定精度の 定量化

埼玉大学大学院 理工学研究科物理機能系専攻  
阪間 美南

## X 線天文衛星 XRISM の軌道上時刻較正の測定精度の定量化

阪間 美南 (埼玉大学大学院 理工学研究科)

### Abstract

2022 年度打ち上げ予定の X 線天文衛星 XRISM は、2016 年に運用を終了した X 線天文衛星「ひとみ」の後継機として現在開発が進められている。XRISM には絶対時刻精度要求値 1 msec が定められており、これを達成するように XRISM の各機器に時刻精度要求値を配分、設計する。この要求値はまず地上試験で検証し、打ち上げ後、他の観測所や衛星と同時観測を行い検証をする。この同時観測による検証を軌道上時刻較正という。軌道上時刻較正観測に配分された時刻精度は 0.18 msec である。軌道上時刻較正の観測対象として用いられる中性子星パルサーは一定の周期で電磁波を放射する天体で、銀河系内だけでも 1000 個以上見つかっている。しかし、その周期や光度は中性子星パルサーによって様々であるため、軌道上時刻較正に適した中性子星パルサーを選定する必要がある。周期や光度、パルス幅による選定から、候補として Crab Pulsar, PSR B0540-69, PSR B1821-24, PSR J1937+21, PSR J0218+4232 の 5 天体が挙げられている。本研究では、XRISM 衛星と同じ設計の検出器の実データを使用すべく、「ひとみ」衛星による Crab Pulsar の観測データから観測時間の異なるデータを作成し、達成できる時刻精度を見積もった。具体的には畳み込みライトカーブを用いて自転パルス波形を描き、波形モデルでフィッティングを行うことで観測時間と時刻決定精度との相関を見た。その結果、時刻決定精度は 5 msec でも軌道上時刻較正で満たすべき時刻精度 0.18 msec を検証可能であるため、Crab Pulsar は XRISM の軌道上時刻較正に適した中性子星パルサーであることが分かった。

## 1 Introduction

### 1.1 X 線天文衛星 XRISM

XRISM 衛星は 2022 年度に打ち上げ予定の、日本では 7 番目となる X 線天文衛星である。XRISM 衛星は不具合のため 2016 年に運用を終了した X 線天文衛星「ひとみ」(ASTRO-H) の後継機であり、JAXA が NASA や ESA、日本国内外の大学等研究機関などと協力して現在開発を進めている。XRISM の科学目標として以下の 4 つを挙げている。

#### 1. 宇宙の構造形成と銀河団の進化の研究

銀河団プラズマの乱流速度を測定し、銀河団の成長のようすを熱力学と動力学の両面から観測する。

#### 2. 宇宙の物質循環の歴史の探究

星間・銀河間に存在する高温プラズマの組成と拡散速度を測定し、星間・銀河間規模の物質循環を明らかにする。

#### 3. 宇宙のエネルギー輸送と循環の解明

銀河風や活動銀河核アウトフローの組成・速度を観測し、銀河規模のエネルギー輸送とフィードバック機構を解明する。

#### 4. 超高分解能 X 線分光による新しいサイエンスの開拓

画期的な分光性能による宇宙プラズマ診断方法の開拓、鉄輝線・吸収線の重力赤方偏移の探査など、新時代の礎となる観測に取り組む。

これらの科学目標を達成すべく、XRISM 衛星には「ひとみ」に搭載されていた観測機器のうち、軟 X 線分光装置と軟 X 線撮像装置の 2 つが搭載される。

#### 軟 X 線分光装置 Resolve

X 線望遠鏡 XMA(X-ray Mirror Assembly) と X 線マイクロカロリメータからなる装置。XMA で集光した X 線のエネルギーの大きさを 7 eV のエネルギー分解能で観測できる。観測帯域は 0.3 - 12 keV であり、「ひとみ」の SXS と同じ設計の観測機器である。

### 軟 X 線撮像装置 Xtend

XMA と広視野の X 線 CCD カメラからなる装置。XMA で集光した X 線から画像を得ることができる。観測帯域は 0.4 - 12 keV であり、「ひとみ」の SXI と同じ設計の観測機器である。

## 1.2 時刻精度を満たすための設計と検証

数 msec の周期を持つパルサーなど、時間変動が速い天体を観測するため、XRISM の絶対時刻精度要求値は 1 msec とされている。この要求値を満たすため、衛星搭載機器、地上システムの各コンポーネント毎に絶対時刻精度要求値を配分し、それぞれでそれを満たすように設計する (Y. Terada, et al. 2018)。打ち上げ前には、各機器に配分された時刻精度要求値を機器ごとに検証を行い、打ち上げ後に中性子星パルサーを用いて衛星と地上系を含めたシステム全体の時刻精度の検証を行う。後者を軌道上時刻較正という。XRISM の各機器に配分された絶対時刻精度要求値のうち、Resolve の信号処理系全体に割り当てられた要求値は 0.5 msec であり、そのうち軌道上時刻較正で満たすべき時刻精度は 0.18 msec と定められている。

## 1.3 軌道上時刻較正

軌道上時刻較正には中性子星パルサーが用いられる。典型的な中性子星パルサーは 10 - 100 msec の自転周期を持ち、その自転に伴って放射領域が見え隠れすることでパルス状の電磁波を放射する。多くの中性子星パルサーは、そのパルス波形が他の X 線衛星でよく観測されていることが多く、電波や X 線、ガンマ線帯域の観測でパルス到来時刻が高精度で知られているため、軌道上での絶対時刻精度の評価に利用できる。XRISM でも他の衛星や電波観測所と同時に同じパルサーを観測し、他の衛星や電波観測所の観測結果を基準にして絶対時刻精度を評価する。

## 2 研究目的

本研究の目的は、XRISM 軌道上時刻較正に用いる中性子星パルサーを選別すべく、パルス波形から

時刻精度を定量化する手法を確立することである。XRISM サイエンスチームによる検討で、各パルサーのパルス波形をガウス関数でフィッティングしたときの光度や自転周期、光度変化から、Crab Pulsar、PSR B0540-69、PSR B1821-24、PSR J1937+21、PSR J0218+4232 の 5 天体が候補として選別されている。本研究では較正観測の計画を具体化するため、その第一歩として、最も優先度が高い候補とされる Crab Pulsar のパルス波形を用いた精度推定を行い、軌道上時刻較正に必要な観測時間を検討する。Crab pulsar は周期 0.0337204396077250 s、周期の変化率  $4.1981605 \times 10^{-13} \text{ s s}^{-1}$  の中性子星パルサーである。

## 3 パルス波形を用いた時刻精度の評価方法

Crab Pulsar を用いたときの XRISM の軌道上時刻較正に必要な観測時間を検討するため、Crab Pulsar の観測データの観測時間ごとの時刻決定精度を求め、観測時間と時刻決定精度の相関を見る。用いた Crab Pulsar の観測データは XRISM と設計がほぼ同じである「ひとみ」衛星のものである。観測時間は元の観測データの観測時間である 19.5 ksec と、10.1 ksec、5.50 ksec の 3 種類を用意した。

### 3.1 時刻精度の評価方法

X 線観測では検出した光子一つ一つに時刻情報が付与される。それを元に中性子星パルサーの自転周期の 1 周期分の長さで光子の分布を描くことでパルス波形を得る。実際のパルス波形を用いて時刻決定精度を評価する方法の流れは以下の通りである。

1. barycentric correction (後述) をした Crab pulsar の観測データから畳み込みライトカーブを作成する。
2. 作成した畳み込みライトカーブ (後述) のメインパルス部分を、ピーク位置をパラメータに持つモデル式でフィッティングする。
3. ピーク位置を表すパラメータの誤差が時刻決定精度となる。

- 1.~3. を観測時間ごとに行い、観測時間と時刻決定精度との相関を求め、XRISM の軌道上時刻較正で満たすべき時刻精度 0.18 msec と比較する。

barycentric correction、畳み込みライトカーブ、フィッティングに使用したモデル式について説明する。

### barycentric correction

中性子星パルサーのパルス到来時刻を他の観測所や文献値と比較するためには、太陽系中心の時刻に直す必要がある。これを barycentric correction とよぶ。これを行うことで、異なる時期、異なる地点で観測されたデータと照合できるようになる。

### 畳み込みライトカーブ

観測で得られるライトカーブをその天体の変動周期間隔で分割し、重ね合わせて 1 周期分の長さのライトカーブにしたものである。パルサーなどの時間変動の速い天体の周期的変動を見るために用いられる。

### パルス波形のフィッティングに使用したモデル式

本研究では Crab Pulsar の畳み込みライトカーブのメインパルス部分をフィッティングするモデル式として

$$y = C \left[ \exp\left(\frac{t_0 - x}{t_d}\right) + \exp\left(\frac{x - t_0}{t_e}\right) \right]^{-1} + y_0$$

を使用した。パラメータ  $y_0$ 、 $C$ 、 $t_0$ 、 $t_d$ 、 $t_e$  は図の通り。 $t_0$  はピーク位置を表す。

軌道上時刻較正はパルスの到来時刻を他の衛星や観測所の観測結果と比較するが、パルスの到来時刻とはメインパルスのピークを観測した時刻のことである。よってピーク位置を表すパラメータ  $t_0$  の誤差が時刻決定精度に相当する。 $t_0$  とその誤差の単位は畳み込みライトカーブの横軸の単位 Phase (1 Phase=Crab pulsar の周期 0.0337204396077250 s) のため、 $t_0$  の誤差に Crab pulsar の周期 0.0337204396077250 s (表 1 参照) をかけた値が時刻決定精度となる。

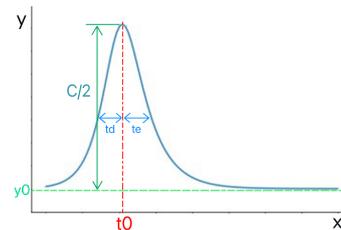


図 1: モデル式の各パラメータ

## 4 結果

3.1 章に示した手法に従い、Crab Pulsar の観測データの観測時間が 19.5 ksec、10.1 ksec、5.50 ksec のときの畳み込みライトカーブをそれぞれフィッティングし、観測時間と時刻決定精度の相関を見た。畳み込みライトカーブは電波観測による Crab Pulsar のメインパルスの到来時刻を原点とし、電波観測による Crab Pulsar の周期と周期の変化率を使用して描いた。また、メインパルスのピークフラックスの決定精度が 1% になるように畳み込みライトカーブを描いた。用いた値を以下の表に示す。

メインパルスの到来時刻	MJD 57472.0000002874260532
周期 [s]	0.0337204396077250
周期の変化率 [s s <sup>-1</sup> ]	4.1981605 × 10 <sup>-13</sup>

表 1: 畳み込みライトカーブに使った値 (F. Aharonian et al. (2018) より引用)

観測時間ごとのメインパルス部分のフィッティング結果と、観測時間と時刻決定精度の相関を以下に示す。

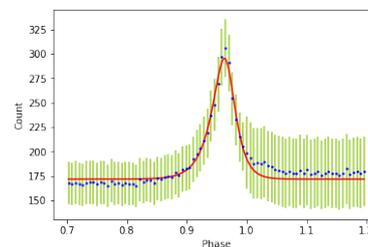


図 2: 観測時間 19.5 ksec のとき

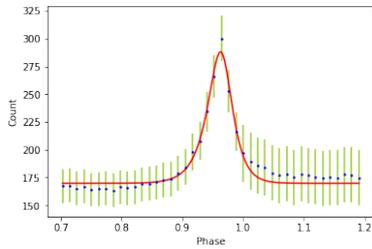


図 3: 観測時間 10.5 ksec のとき

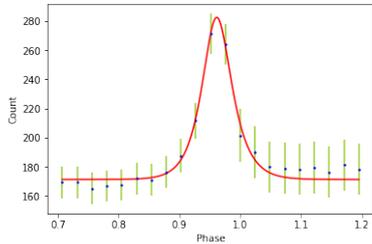


図 4: 観測時間 5.50 ksec のとき

観測時間 19.5 ksec のとき

Parameter	Value
$y_0$	$171.6 \pm 0.7$
$C$	$242.9 \pm 6.9$
$t_0$	$(9.661 \pm 0.018) \times 10^{-1}$
$t_d$	$(2.035 \pm 0.146) \times 10^{-2}$
$t_e$	$(1.398 \pm 0.123) \times 10^{-2}$
$\chi^2/dof$	1.179

観測時間 10.1 ksec のとき

Parameter	Value
$y_0$	$169.8 \pm 1.0$
$C$	$234.2 \pm 8.8$
$t_0$	$(9.651 \pm 0.028) \times 10^{-1}$
$t_d$	$(2.071 \pm 0.211) \times 10^{-2}$
$t_e$	$(1.561 \pm 0.199) \times 10^{-2}$
$\chi^2/dof$	1.256

観測時間 5.50 ksec のとき

Parameter	Value
$y_0$	$171.3 \pm 1.3$
$C$	$222.2 \pm 10.9$
$t_0$	$(9.604 \pm 0.041) \times 10^{-1}$
$t_d$	$(2.074 \pm 0.260) \times 10^{-2}$
$t_e$	$(2.278 \pm 0.374) \times 10^{-2}$
$\chi^2/dof$	1.413

表 2: 観測時間ごとのベストフィットパラメータ

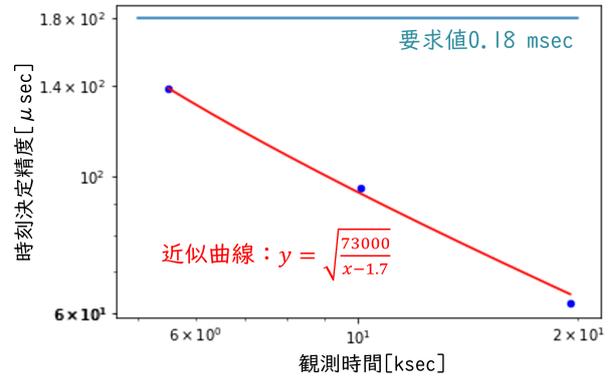


図 5: 観測時間と時刻決定精度の相関

観測時間 [ksec]	5.50	10.1	19.5
時刻決定精度 [μsec]	$1.38 \times 10^2$	$9.54 \times 10^1$	$6.23 \times 10^1$

表 3: 観測時間ごとの時刻決定精度

## 5 まとめ

図 5 の近似曲線  $y = \sqrt{\frac{73000}{x-1.7}}$  より、観測時間 3.95 ksec 以上ならば要求値 0.18 msec を満たすことが分かった。よって Crab Pulsar で XRISM の軌道上時刻較正をする場合、3.95 ksec 以上の観測時間が必要である。

## Reference

- JAXA, 2018, 「X 線分光撮像衛星 (XRISM) プロジェクト移行審査の結果について」
- F. Aharonian et al., 2018, "Hitomi X-ray studies of giant radio pulses from the Crab pulsar"
- Y. Terada, et al., 2018, "Time assignment system and its performance aboard the Hitomi satellite"

## 観測 11

MeV ガンマ線観測衛星 AMEGO 計画におけるコンプ  
トン再構成プログラムのスタディー

広島大学 先進理工系科学研究科先進理工系科学専攻  
末岡 耕平

## MeV ガンマ線観測衛星 AMEGO 計画における コンプトン再構成プログラムのスタディー

末岡 耕平 (広島大学大学院 先進理工系科学研究科)

### Abstract

全天 MeV ガンマ線観測衛星 AMEGO は、2030 年頃の打ち上げを目指しており、マルチメッセンジャー天文学に大きく寄与することが期待されている。AMEGO に搭載される検出器は、両面シリコンストリップ検出器を 60 層に積み重ねた Tracker、CZT 半導体検出器からなる Low-Energy Calorimeter、CsI(Tl) シンチレータを 6 層に積み上げた High-Energy Calorimeter で構成され、Tracker においては主にコンプトン散乱と電子陽電子対生成が生じる。数 100 keV から数 MeV のガンマ線を観測する場合には、コンプトン散乱と光電吸収によりガンマ線光子が落としたエネルギーと反応した位置から、入射ガンマ線光子のエネルギーと到来方向を求めることができ、この過程をコンプトン再構成と呼ぶ。

AMEGO は全天観測により突発天体現象の観測が可能のため、ガンマ線バーストの観測に適している。ガンマ線バーストは、1 MeV より低いエネルギー帯において強いガンマ線を放射する。この放射メカニズムは未だ解明されていないが、AMEGO によるガンマ線偏光観測によって明らかになる可能性がある。

そこで、AMEGO によるガンマ線バーストのガンマ線偏光観測を検討することを目的として、数 100 keV から 1 MeV における AMEGO のコンプトン再構成の検討を行っている。C++ ツールキットの Geant4 を使用することで AMEGO のモンテカルロシミュレータを作成し、検出器とガンマ線光子の相互作用を模擬した。そして、入射する各ガンマ線光子に対してコンプトン再構成を行うためのアルゴリズムを X 線天文衛星ひとみに搭載された軟ガンマ線検出器 (Soft gamma-ray detector; SGD) の方法を参考にして構築しつつある。このとき、各ガンマ線光子に対してコンプトン散乱が複数回生じる場合についても考慮している。本講演では、コンプトン再構成プログラムの現状について報告する。

## 1 はじめに

### 1.1 AMEGO

AMEGO とは、2030 年ごろの打ち上げを目指している全天 MeV ガンマ線観測衛星計画である。CGRO 衛星に搭載された COMPTEL 検出器以降、観測が進んでいない 0.1 MeV から 100 MeV の MeV 帯域のガンマ線観測において期待されている。AMEGO と COMPTEL 及びその他の衛星の感度を図 1 に表した。また、AMEGO は、視野が天球の 20 % と広く、数 100 keV から数 GeV まで観測可能なため、全天ガンマ線モニターであるフェルミ衛星の後継機としても期待されている。そのため、突発天体現象であるガンマ線バーストの観測を行えるため、マルチメッセンジャー天文学に大きく寄与することが期待されている。また、同じ天体を長期に連続モニター

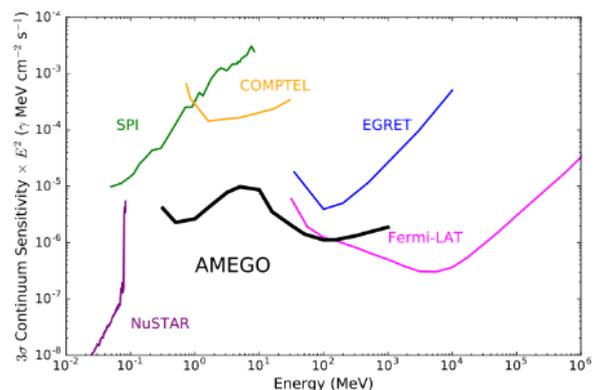


図 1: 各検出器の感度比較。MeV 帯域における AMEGO の感度は COMPTEL の約 10 倍となっている。

できるため、時間軸天文学にも大きく貢献すると

考えられる。さらに、ガンマ線偏光観測も可能なため、ガンマ線バーストやブレーザーなどのジェット天体のガンマ線偏光の観測も期待される。

AMEGO は、NASA の衛星計画に申請中であるが、大型衛星版の AMEGO とともに、中型衛星版で検出器の構成が縮小された AMEGO-X も提案されている。本講演では、AMEGO におけるコンプトン再構成プログラムについて述べる。

## 1.2 AMEGO によるガンマ線観測

AMEGO には、両面シリコンストリップ検出器を 60 層に積み重ねた Tracker、CZT 半導体検出器からなる Low-Energy Calorimeter と CsI(Tl) シンチレーターを 6 層に積み上げた High-Energy Calorimeter が搭載される。Tracker では主に、コンプトン散乱と電子陽電子対生成が生じる。Low-Energy Calorimeter では主に、コンプトン散乱により散乱されたガンマ線光子が光電吸収される。

数 100 keV から数 MeV のガンマ線を観測する場合には、コンプトン散乱と光電吸収によりガンマ線光子が落としたエネルギーと反応した位置から、入射ガンマ線光子のエネルギーと到来方向を求めることができ、この過程をコンプトン再構成と呼ぶ。図 2 のように、入射ガンマ線光子が検出器においてコンプトン散乱した後に別の検出器で光電吸収される場合を考える。

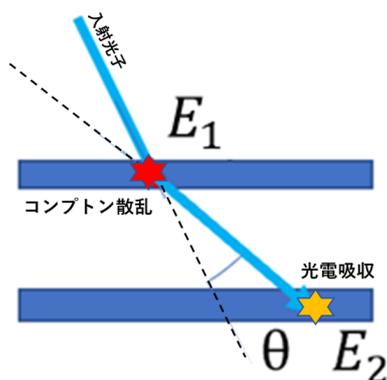


図 2: 入射ガンマ線光子が検出器においてコンプトン散乱した後、光電吸収した様子の概要図。

入射ガンマ線光子が散乱時に検出器に落としたエ

ネルギーを  $E_1$ 、散乱後のエネルギーを  $E_2$  とすると、散乱角  $\theta$  は以下のように表すことができる。

$$\cos \theta = 1 - \frac{m_e c^2}{E_2(E_1 + E_2)} E_1$$

したがって、入射ガンマ線光子が落としたエネルギーと反応した位置が得られれば、光子の到来方向を角度  $\theta$  の円錐 (コンプトンコーン) 上に制限することができる。これが、最も単純なコンプトン再構成である。コンプトンコーンが複数交わるところが光子の到来方向であると推定できる。これをコンプトンイメージングと呼ぶ。

入射ガンマ線光子のエネルギーが数 100keV 以上の場合、コンプトン散乱の際に反跳電子が検出器から飛び出し、その際の移動方向が得られることで、各ガンマ線光子の到来方向をコンプトンコーンの一部分に制限することができる。そのため、より正確なコンプトンイメージングが可能になる。

## 1.3 ガンマ線バースト

ガンマ線バーストとは、1967 年に発見された宇宙で瞬間的に最も明るい物理現象である。秒程度から 100 秒程度にわたってガンマ線が閃光のように放出され、その後数日間にわたり X 線、可視光や電波などの残光が観測されることもある。ガンマ線バースト発生直後のガンマ線放射はプロンプト放射と呼ばれ、1 MeV より低いエネルギー帯において強い放射をする。その発生メカニズムは未だ解明されていないが、理論的な予想では、シンクロトロン放射によるものだと考えられている。プロンプト放射がシンクロトロン放射によるものならば、強く偏光したガンマ線が放射されるため、ガンマ線の偏光情報を調べることで、具体的な放射メカニズムを探ることが可能になる。

## 2 研究目的

ガンマ線バーストによるプロンプト放射は 1 MeV より低いエネルギー帯において強い放射をするため、そのメカニズムは、数 100 keV から 1 MeV における AMEGO によるガンマ線偏光観測によって明らかに

なる可能性がある。そこで、AMEGO によるガンマ線バーストのガンマ線偏光観測を検討することを目的として、数 100 keV から 1 MeV における AMEGO の反跳電子を利用しないコンプトン再構成の検討を行う。本研究ではまず、AMEGO とガンマ線光子の相互作用を模擬するモンテカルロシミュレータを作成した。そして、それを利用することで、コンプトン再構成プログラムを構築する。

### 3 モンテカルロシミュレータの作成

C++ ツールキットの Geant4 を使用することで、AMEGO のモンテカルロシミュレータを作成し、検出器とガンマ線光子の相互作用を模擬した。AMEGO の Tracker を図 3、Low-Energy Calorimeter を図 4 に、High-Energy Calorimeter を図 5 に表した。この三つを合わせることで、AMEGO に搭載される検出器モデルを作成した (図 6)。

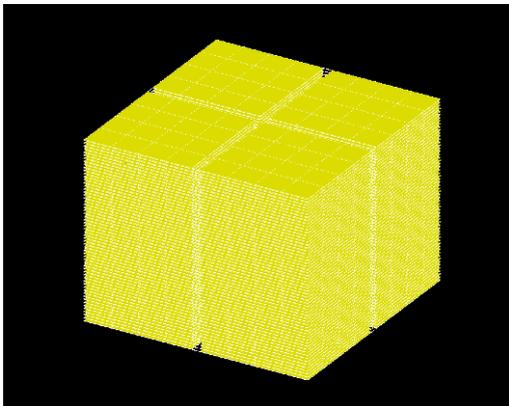


図 3: 再現した Tracker モデル。両面シリコンストリップ検出器 60 層で構成される。

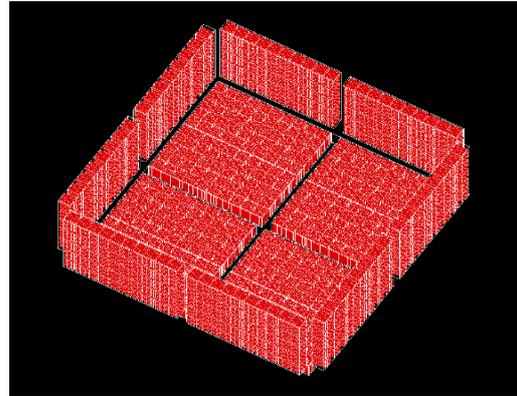


図 4: 再現した Low-Energy Calorimeter モデル。CZT 半導体検出器 12160 個で構成される。

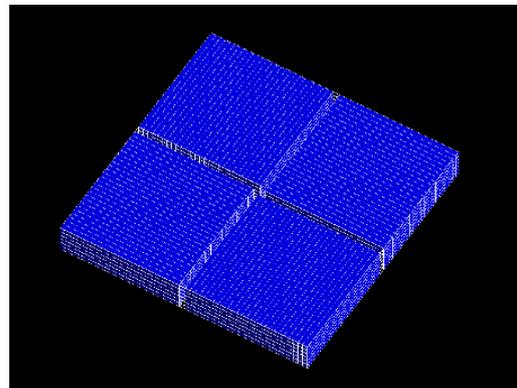


図 5: 再現した High-Energy Calorimeter モデル。CsI(Tl) シンチレーター 6 層で構成される。

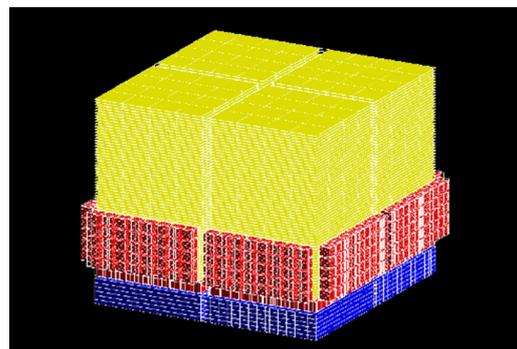


図 6: 再現した AMEGO の検出器モデル。高さ 77.5 cm、幅 89 cm。両面シリコンストリップ検出器 3840 個、CZT 半導体検出器 12160 個、CsI(Tl) シンチレーター 624 個で構成される。

## 4 コンプトン再構成プログラムの構築

光子が検出器内に入射し、検出器と反応し終わるまでを「イベント」と呼び、1 イベントにおける光子と検出器との相互作用一つ一つを「ヒット」と定義する。また、入射光子がコンプトン散乱を繰り返した後、光電吸収されるイベントを「コンプトンイベント」と呼ぶ。各イベントのヒット情報の記録順番と反応順序は関係ないため、 $n$  ヒットイベントの場合は  $n!$  通りの反応順序が考えられる。したがって、コンプトン再構成とは、コンプトンイベントの反応順序を決定し、入射光子のエネルギーと到来方向を求めることである。

検出器から得られる  $n$  ヒットイベントのヒット情報 (反応した位置  $\mathbf{r}_i$  及び落としたエネルギー  $e_i$ ) は、下付き数字を反応が記録された順番とすると、以下で表される。

$$\{(\mathbf{r}_0, e_0), (\mathbf{r}_1, e_1), \dots, (\mathbf{r}_{n-1}, e_{n-1})\}$$

全てのイベントをコンプトンイベントと仮定して、コンプトン再構成を行っていく。まず、反応順序と反応が記録された順番が一致している場合を考える。発生した  $n-1$  回のコンプトン散乱のうち、 $i$  番目の散乱における散乱角は、

$$\cos \theta_{iK} = 1 - \frac{m_e c^2}{E_{i+1}} + \frac{m_e c^2}{E_i}$$

で表される。このとき、散乱角を  $\theta_{iK}$ 、散乱直前の光子のエネルギーを

$$E_i = e_i + e_{i+1} + \dots + e_{n-1}$$

とし、散乱直後の光子のエネルギーを

$$E_{i+1} = e_{i+1} + e_{i+2} + \dots + e_{n-1}$$

としている。コンプトンイベントは  $i=0, 1, \dots, n-2$  のコンプトン散乱全てにおいて

$$-1 \leq \cos \theta_i \leq 1 \quad (1)$$

を満たさなければならない。位置の情報を用いることにより、幾何学的に求めた散乱角  $\theta_{iG}$  が

$$\cos \theta_{iG} = \frac{\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{i-1}}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{i-1}|} \cdot \frac{\mathbf{r}_{i+1} - \mathbf{r}_i}{|\mathbf{r}_{i+1} - \mathbf{r}_i|}$$

で表すことができる理想的な検出器であるならば、コンプトン散乱の場合、全てのヒット位置  $i$  において、

$$\cos \theta_{iG} - \cos \theta_{iK} = 0 \quad (2)$$

を満たす。このように、 $n!$  通りの反応順序全てにおいて式 (1) と式 (2) が満たされているかどうかを一つ一つ確認し、両方を満たす反応順序をコンプトンイベントとして採用する。

ただし実際には、ドップラーブロードニングとエネルギー分解能によって、エネルギーの測定値には誤差が生じる。また、検出器の読み出しチャンネルの大きさによって、位置の測定値にも誤差が生じる。現在、これらの誤差による影響を考慮して、コンプトンイベントとその反応順序を判定するプログラムを構築している。

## Reference

- [1] sueoka2020.pdf,  
<http://www-heaf.astro.hiroshima-u.ac.jp/thesis/sueoka2020.pdf>
- [2] AMEGO\_Decadal\_RFI.pdf,  
[https://asd.gsfc.nasa.gov/amego/files/AMEGO\\_Decadal\\_RFI.pdf](https://asd.gsfc.nasa.gov/amego/files/AMEGO_Decadal_RFI.pdf)

## 観測 12

# 新型大気蛍光望遠鏡アレイで用いる光電子増倍管の基礎特性試験

京都大学 理学研究科物理学宇宙物理学専攻  
長澤 広武

## 新型大気蛍光望遠鏡で用いる光電子増倍管の基礎特性試験

長澤 広武 (京都大学大学院 理学研究科)

### Abstract

最近の観測により、地上の粒子加速器の加速限界をはるかに凌駕するエネルギーを持つ粒子“極高エネルギー宇宙線”が到来していることが明らかになってきた。銀河磁場で曲げられずに地球まで到来していると考えられており、その起源・加速機構を研究することで宇宙の爆発的な極高天体現象の解明へと繋がること期待される。観測手法としては、極高エネルギー宇宙線が大気中で発する紫外線蛍光発光を地上に設置した光学系で集光し、焦点面にある光電子増倍管で撮像する大気蛍光法が用いられている。現行の実験により、57 EeV 以上の宇宙線における到来方向の異方性の兆候が報告されている。しかし、極高エネルギー宇宙線の到来頻度は極端に少ないため、起源・加速機構の研究には年間観測事象を一桁増やす必要がある [1]。

Fluorescence detector Array of Single-pixel Telescopes (FAST) 実験は、極高エネルギー宇宙線への感度を飛躍的に高める次世代の宇宙線観測実験である。直径 1.6 m の小型光学系と 4 本の直径 20 cm の光電子増倍管から成る、30 度 × 30 度の視野角を持つ低コスト型の新型大気蛍光望遠鏡を 20 km 間隔でアレイ状に展開し、現状よりも一桁多い年間観測事象数を実現する。FAST 実験の開発研究として、これまでに米国ユタ州のテレスコープアレイ観測サイトに新型大気蛍光望遠鏡を 3 基、アルゼンチン・メンドーサのピエールオージェ観測所に 1 基設置し、現在ピエールオージェ観測所に 2 基目の建設へ向けた準備が進行中である [2, 3]。本講演では、2 基目の新型大気蛍光望遠鏡で使用する光電子増倍管の実験室での基礎特性試験について報告する。

## 1 極高エネルギー宇宙線

### 1.1 概観

極高エネルギー宇宙線とは  $10^{20}$  eV 以上ものエネルギーを持つ宇宙線であり、宇宙で最もエネルギーの高い粒子である。その莫大なエネルギーのため、銀河磁場で曲げられずに地球まで到来していると考えられている。天体起源の場合、極高エネルギー宇宙線の到来方向と既知の天体との相関が期待でき、宇宙の爆発的な極高天体現象の解明に繋がること期待される。

極高エネルギー宇宙線は宇宙背景放射との相互作用 ( $p + \gamma \rightarrow p + \pi^0$ ) によりエネルギーを失うため、スペクトルにカットオフが見られることが予測されている [4, 5]。このスペクトルのカットオフは GZK カットオフと呼ばれている。

また、現行の観測実験では 57 EeV 以上の宇宙線における到来方向の異方性の兆候が報告されているが、極高エネルギー宇宙線の到来頻度は極端に少ないた

め、起源・加速機構の研究には年間観測事象を一桁以上増やす必要がある [1]。

### 1.2 現行の観測実験

現在稼働中の極高エネルギー宇宙線観測として、北サイトのテレスコープアレイ実験 (以下 TA) と南サイトのピエールオージェ観測所 (以下 Auger) がある。

米国ユタ州に建設された TA は、有効検出面積  $700 \text{ km}^2$  に 1.2 km 間隔で設置された 507 台のシンチレータ検出器からなる地表検出器アレイと、周囲の三つのステーションに設置された計 38 台の大気蛍光望遠鏡によって宇宙線を観測している。現在有効検出面積を  $3000 \text{ km}^2$  にまで拡張することを目指す TA ×4 計画が進行中である [6]。

Auger は南米アルゼンチンのメンドーサに位置し、 $3000 \text{ km}^2$  の有効検出面積に 1660 台の水チェレンコフ検出器からなる地表検出器アレイと 4 箇所に 6 台ずつ配置されている大気蛍光望遠鏡によって宇宙線

を観測している [7]。

現状上記の実験による極高エネルギー宇宙線の観測によりカットオフを持つエネルギースペクトルが報告されているが (図 1)、その成因については年間観測事象数が不十分であるため明らかになっていない [8]。

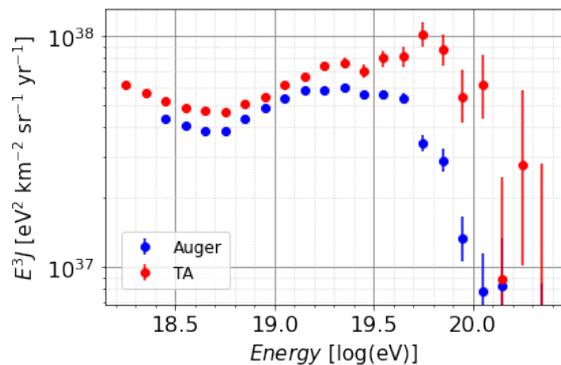


図 1: TA(2019) と Auger(2020) による極高エネルギー宇宙線観測の結果。観測事象数が少ないため、統計誤差が大きくなっている。また、GZK カットオフと一致するスペクトルの減衰が見られる [9, 10]。

## 2 FAST 実験

### 2.1 概観

現在我々が進めている Fluorescence detector Array of Single-pixel Telescopes (FAST) 実験は、有効検出面積を従来の 10 倍にすることで極高エネルギー宇宙線への感度を飛躍的に高めることを目指した次世代の宇宙線観測実験である [11]。現在稼働している TA や Auger の持つ有効検出面積を一桁増やすことは、従来の観測手法の単純拡張では、コスト・管理の面から現実的ではない。そこで FAST 実験では、低コストな新型大気蛍光望遠鏡を地表粒子検出器アレイのように等間隔でアレイ状に配置し、複数台で極高エネルギー宇宙線を同時観測するという手法を導入している。それにより、検出器同士の間隔を大幅に広くすることができ、広大な有効検出面積を確保できる。

光学系には小型のものを使い、焦点面に用いる光電子増倍管を従来の数百本からわずか 4 本の大口径光電子増倍管にすることで大幅なコストダウンを実現できる。現在新型大気蛍光望遠鏡のプロトタイプとして、直径 1.6 m の小型光学系と 4 本の口径 20 cm の光電子増倍管から成る、30 度 × 30 度の視野角を持つ大気蛍光望遠鏡が開発されている。

### 2.2 シミュレーションによる FAST 実験の性能評価

シミュレーションで極高エネルギー宇宙線からの信号を生成し、FAST で期待される観測性能を評価した。今回のシミュレーションでは、TA と同じ標高 1400 m に 3 つの大気蛍光望遠鏡ステーションを正三角形形状に配置し、その正三角形の内接円内に 10000 イベントの 1~100 EeV の宇宙線を降らせた (図 2)。

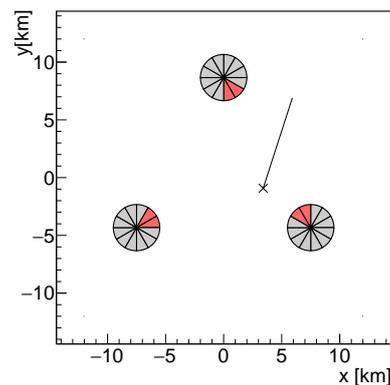


図 2: 15 km 間隔のステーション配置図。内接円内の ×印の位置に宇宙線が降ってきている。各 3 ステーションごとに 12 区画、各区画ごとに 4 本の光電子増倍管が設置されている。赤い区画は、有意な信号が検出されていることを示している。

FAST では特に  $10^{19.5}$  eV (約 30 EeV) 以上の宇宙線観測に焦点を当てている。シミュレーションによって、この目的を達成できる適当なアレイ間隔 (正三角形の 1 辺の長さ) を確かめた。トリガー条件として、3 つ全てのステーションにて、1 個以上の光電子増倍管が  $5\sigma$  以上の信号を検出することを課した。図 3 よ

り、20 km 間隔でアレイ状に展開した際に約 30 EeV 以上で 100% のトリガー効率となることが示された。

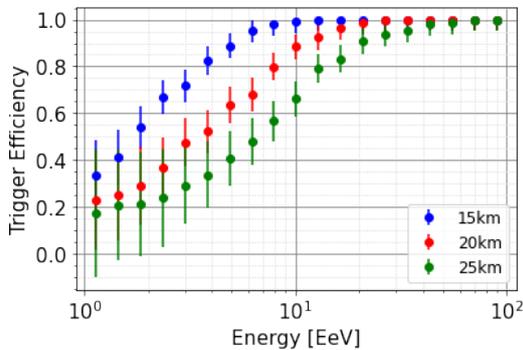


図 3: アレイ間隔を変えたときのトリガー効率の変化。それぞれ、間隔が狭い順に約 15 EeV, 30 EeV, 70 EeV 以上でトリガー効率が 100% となる。

### 2.3 FAST 実験の現状

これまでに TA サイトに新型大気蛍光望遠鏡を 3 基設置しており、行われた試験観測では、極高エネルギー宇宙線の候補事象が 44 事象見つかった。これにより、新型大気蛍光望遠鏡で極高エネルギー宇宙線を観測できることが示された [3]。一方 Auger サイトには 1 基設置しており、現在 2 基目の建設へ向けた準備が進行中である。また、Auger サイトに設置した望遠鏡でも極高エネルギー宇宙線が観測されている。

## 3 光電子増倍管：基礎特性試験

### 3.1 実験概要

現在、Auger に設置予定の、2 基目の新型大気蛍光望遠鏡で使用する光電子増倍管 (Photomultiplier Tube, PMT) の実験室での基礎特性試験が進められている。光電子増倍管とは、光電効果によって叩き出された光電子を、電子増倍部と呼ばれる連続したダイノードの構造によって増幅することで微弱な光信号を検出する光検出器である (図 4)。今回の講演では、1 本目の光電子増倍管について実験室内で行った測定結果について報告する。

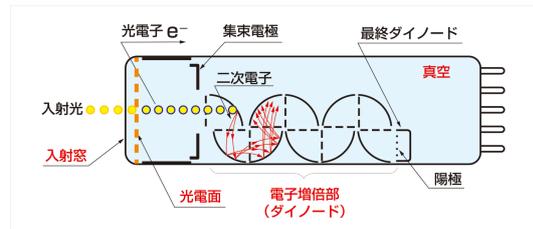


図 4: 光電子増倍管の構造模式図 [12]。今回使用した光電子増倍管は R5912 (図とは別の光電子増倍管)。

### 3.2 1 光電子測定

同じ型の光電子増倍管だとしてもゲインが全て同じとは限らず、個々の光電子増倍管のゲインを調べる必要がある。そこで、1 光電子事象を十分確認できるように光源の光量を調整し、光電子 1 個あたりの信号の大きさを測定する。この測定によりゲインを求めることができる (図 5)。

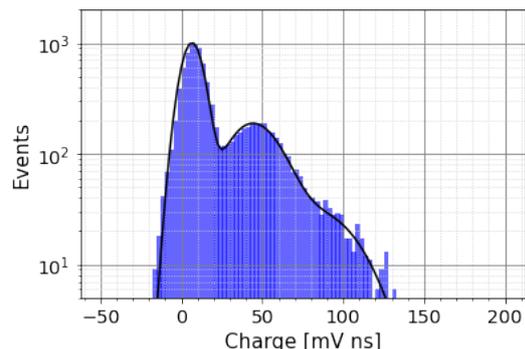


図 5: 実験室での 1 光電子測定の結果 (PMT 印加電圧 = 2400 V)。1 つ目の山が 0 光電子イベント、2 つ目の山が 1 光電子イベントである。2 光電子イベントの兆候も見られる。1 光電子の電荷量を  $4.03 \times 10^1$  [mV ns] として、ゲインを  $5.04 \times 10^6$  と推定した。

### 3.3 ゲインカーブ測定

PMT 印加電圧 (HV) の変化に対する出力信号の大きさの変化を測定した (図 6)。実際の運用では、ゲインを  $5 \times 10^4$  (HV = 900~1100 V) に設定する。

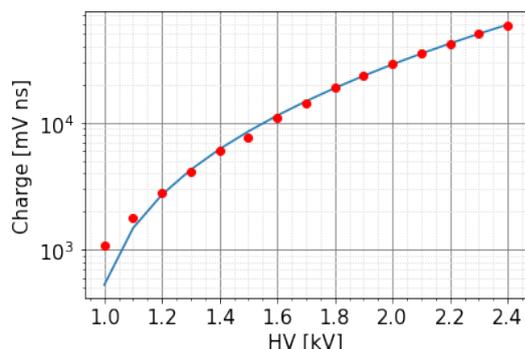


図 6: 実験室でのゲインカーブ測定結果。光量を、 $HV = 2400 \sim 1300 \text{ V}$  までは約 65 光電子相当、 $HV = 1300 \sim 1000 \text{ V}$  までは約 1460 光電子相当で測定を行った。 $HV$  が  $1300 \text{ V}$  のときの光量に対しての変化率を用いて、光量変化による電荷量変化を補正している。 $y = ax^b + c$  でフィッティングした ( $a = 2.18 \times 10^3, b = 3.80, c = -1.65 \times 10^3$ )。低  $HV$  側でフィッティングから外れる原因は今後究明していく。

### 3.4 感度非一様性の測定

光電子増倍管は、第一ダイノード位置の非対称性による構造上の原因で感度の非一様性を持つ。今回の測定では、光の入射角度は変化させずに、光源を  $1 \text{ cm}$  ごと ( $12 \text{ cm}$  まで)、 $15^\circ$  ごとに移動させて、出力信号の大きさの変化を調べた (図 7)。

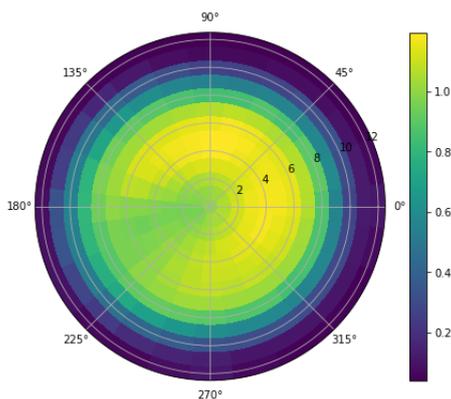


図 7: 実験室での感度の非一様性。中心での測定電荷量を基準としたときの、各位置での電荷量の相対的な大きさを表示している。外側では感度が低く、中心付近の左下に少し感度の低い領域が存在する。

## 4 まとめ・展望

FAST 実験は、低コストな新型大気蛍光望遠鏡をアレイ状に配置し、有効検出面積を従来の 10 倍にすることで、極高エネルギー宇宙線への感度を飛躍的に高めることを目指している。これまでに FAST 実験では、新型大気蛍光望遠鏡を TA に 3 基、Auger に 1 基設置し、宇宙線観測を行っている。

現在、Auger に 2 基目の建設へ向けた準備が進行中であり、使用する光電子増倍管の基礎特性試験として、1 光電子測定・ゲインカーブ測定・感度非一様性の測定を行っている。2 基目に使用する光電子増倍管の基礎特性試験はまだ 1 本のみであり、残り 3 本も同様に行う。また、光量を大きくして低  $HV$  領域の再測定を行い、ゲインカーブがフィッティングから外れる原因を調査する。感度非一様性の測定については、光電子増倍管を回転させたときに感度の低い領域も同じように回転するのかを調べていく。

## Reference

- [1] R.U. Abbasi et al. 2014, ApJ Letters. 790, L21
- [2] T. Fujii et al., 2016, Astropart. Phys. 74, 64
- [3] M. Malacari et al. 2020, Astropart. Phys. 119, 102430
- [4] K. Griesen, 1996, Phys. Rev. Lett. 16, 748
- [5] G.T.Zatsepin and V.A. Kuzmin, 1966, JETP. Lett. 4, 78
- [6] "TA", TELESCOPE ARRAY PROJECT, <http://www.telescopearray.org>
- [7] "Auger", PIERRE AUGER OBSERVATORY, <https://www.auger.org>
- [8] A. Batista et al., 2019, Front.Astron.Space Sci. 6, 23
- [9] Telescope Array Collaboration, 2020, PoS ICRC2019, 298
- [10] Pierre Auger Collaboration, 2020, Phys. Rev. Lett. 125, 121106
- [11] "FAST Project", Fluorescence detector Array of Single pixel Telescopes, <https://www.fast-project.org>
- [12] 浜松ホトニクス株式会社 編集委員会 (1998) 「光電子増倍管-その基礎と応用-」 浜松ホトニクス株式会社

## 観測 13

# MeV ガンマ線観測のための ETCC の性能と SMILE-3 計画

京都大学 理学研究科  
小林 滉一郎

## MeV ガンマ線観測のための ETCC の性能と SMILE-3 計画

小林 滉一郎 (京都大学大学院 理学研究科)

### Abstract

MeV 領域のガンマ線を観測することによって、超新星爆発時からの核ガンマ線の測定による元素合成のプロセスの解明や銀河面に広がる長寿命の放射線同位体の分布による元素の宇宙拡散などの解明ができると期待されているが、雑音事象が多いことやコンプトン散乱優位のために入射ガンマ線のエネルギーや到来方向の情報を失いがちであることから観測があまり進んでいない。この状況を打破するために、我々は SMILE 計画として電子飛跡検出型コンプトンカメラ (Electron-tracking Compton camera:ETCC) の開発を進めてきた (Tanimori T. et al. 2004)。ETCC は、散乱ガンマ線を検出するシンチレーション検出器と反跳電子を検出するガス検出器から構成される。ガンマ線が ETCC に入射するとガス検出器でコンプトン散乱を起こし、その散乱点、散乱ガンマ線のエネルギーと吸収点、反跳電子の反跳方向と運動エネルギーを測定することで、入射ガンマ線のエネルギーと到来方向を一意に再構成できる。そのため宇宙線等が観測器と相互作用して生成された雑音ガンマ線はその到来方向から除去可能になり、高い SN 比での観測を実現できる。実際、SMILE-2+ では高雑音下でかに星雲を有意度  $4\sigma$  で、銀河中心領域からの放射を  $10\sigma$  で検出し、MeV 領域におけるイメージング分光が実現されたことが示された (Takada A. et al. 2021)。SMILE-3 計画では、さらなる検出感度を目指しており、期待される性能 (有効面積  $10\text{cm}^2$ 、角度分解能 5 度以下) から、例えば電子陽電子消滅線の放射が銀河面に集中しているか、銀河中心領域にハロー状に分布するものか、切り分け可能になる。SMILE-3 では COMPTEL の検出感度越えも期待され、MeV ガンマ線領域の観測の発展が望まれる。本発表では、SMILE-3 に求められる有効面積・角度分解能実現のための ETCC の開発状況を報告する。

## 1 MeV ガンマ線観測

MeV ガンマ線天文学は、超新星爆発時からの核ガンマ線の測定による元素合成のプロセスの解明や銀河面に広がる長寿命の放射線同位体、例えば  $^{26}\text{Al}$  (1.807 MeV)、は半減期  $10^6$  年と銀河内の物質拡散のタイムスケール程度であるため、元素の宇宙拡散などの解明ができると期待されている。しかし、MeV 領域のガンマ線は雑音が多く、また、コンプトン散乱優位であるため観測技術が発展しておらず、1990 年代で CGRO 衛星に搭載された COMPTEL によって約 30 個の MeV ガンマ線放射定常天体を発見して以降大きな進展はなかった (V.Schönfelder et al. 2000)。COMPTEL をはじめとする従来型のコンプトンカメラは、コンプトン散乱の電子反跳方向を測定できないため、入射ガンマ線の到来方向は円環上にしか制限できず、少なくとも 3 光子を捕らえて円の重なる点を到来方向としていた (図 1)。COMPTEL では雑音除去のために前段・後段検出器間の距離をあけて、

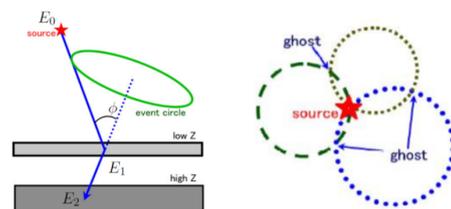


図 1: 左図:コンプトンカメラの概要 右図:複数光子による信号 (source) と疑似信号 (ghost)

2つの検出器のトリガーの時間差 (Time of Flight) によって雑音除去を行ったが期待通りの十分な感度には届かなかった (G.Weidenspointner et al. 2001)。また、2003 年に INTEGRAL 衛星がサブ MeV 領域の探査を行ったが、600 keV 以上で 4 天体の検出に留まっていて (L. Bouchet et al. 2008)、MeV ガンマ線天文学の発展が遅れている。図 9 に示すこれまでの観測感度から MeV 領域での感度が他の領域に比

べて 1 桁以上悪いことが分かる。

## 2 ETCC (電子飛跡検出型コンプトンカメラ)

ETCC は、入射ガンマ線とコンプトン散乱を起こさせるガス飛跡検出器 (time projection chamber:TPC) と、散乱ガンマ線を吸収するシンチレーション検出器 (pixel scintillator arrays:PSAs) からなる (Takada A. 2011)。TPC では反跳電子のエネルギー、散乱点、反跳方向を測定し、PSAs では散乱ガンマ線の吸収点とエネルギーを測定する。この情報から入射ガンマ線の到来方向とエネルギーを一意に再構成することができる。ETCC における角度分解能を決めるパラメータとして angular resolution measure (ARM) と scatter plane deviation (SPD) がある。ARM は散乱角の決定精度、SPD は散乱平面の決定精度となっていて、図 2 のように ARM は円環の幅、SPD は扇を狭める角度に関する精度指標となっている。一光子の到来方向のエラー範囲はこの ARM と SPD により扇形に制限されるため、ETCC は COMPTEL などの従来のコンプトンカメラに比べて鋭い Point Spread Function (PSF) を持つことが特徴である。散乱点と吸収点の位置分解能は ARM と SPD 両方に影響を及ぼし、また ARM にはエネルギー分解能が、SPD には飛跡の決定精度が影響を及ぼす。図 3 から電子飛跡をとることでイメージング能力 (SN 比) が良くなっていることが分かる。

ガス飛跡検出器をコンプトン散乱体として使用しているため、荷電粒子がガス検出器内を走る際イオン化に伴うエネルギー損失と飛跡長の関係を出すことができ、それによって粒子判別することができる。したがって電子イベントを選び出すことができ、重い遮蔽物 (コリメータ) や VETO 検出器を必要とせずに雑音源の除去と広い視野が実現できるという利点がある。また、散乱ガンマ線と反跳電子の方向の開き角  $\alpha$  (図 2) について、エネルギーと幾何学的方法の独立な二つの方法で求めることができる。そのためこの 2 つの量が分解能の範囲で一致する事象を選ぶことで、コンプトン運動学を満たす事象が選

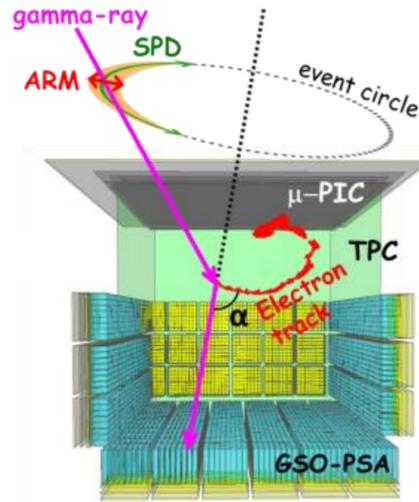


図 2: ETCC の概要

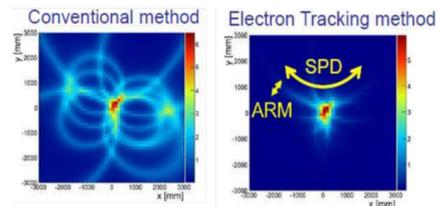


図 3: 左図:電子飛跡なし、右図 :電子飛跡あり (Y.Mizumura et al, JINST. 2014)

び出せる。このように ETCC は雑音除去能力にも優れている。

## 3 SMILE 計画と解析状況

現在我々は ETCC 搭載衛星による全天観測を目指し、ETCC の地上での性能評価実験、段階的な気球実験 SMILE(Sub-MeV gamma-ray Imaging Loaded on-balloon Experiment) 計画を進めている。2018 年に、SMILE-2+気球実験がオーストラリアで行われた。SMILE-2+は ETCC の天体観測能力の実証が目的である。ISAS/JAXA の気球グループによってオーストラリア・アリススプリングスにて 2018 年 4 月 7 日 6:24(オーストラリア中部標準時) に SMILE-2+は放球された。そして目的の高度であった高度 37.7km から 40.4km の間を 26 時間に渡り水平浮遊するこ

とに成功した。そして銀河中心領域とかに星雲の観測時間はそれぞれ 8 時間と 6 時間で要求していた観測時間を満たすことができた。フライトデータの解析結果を図 4 と図 5 に示す。銀河中心領域からの放射を  $10\sigma$  (Preliminary) で、かに星雲を  $4\sigma$  で検出し、ETCC の天体観測能力を実証した。

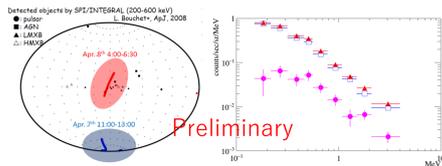


図 4: 観測した銀河中心領域の on, off マップと解析結果

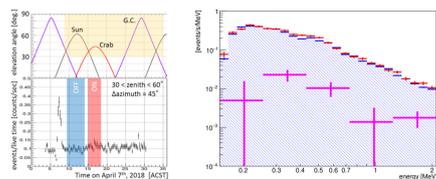


図 5: 観測したかに星雲の on, off 領域と解析結果 (Takada A. et al. 2021)

## 4 SMILE-3 のためのガス検出器の開発状況

SMILE 計画における次期計画である SMILE-3 では検出感度を向上させて科学観測、例えば銀河中心領域の電子陽電子対消滅線の空間分布を解明することを目的としている。具体的には有効面積を 5 倍以上、角度分解能を 3 から 4 倍向上させることを目標としている。SMILE-2+からの改良点として大きく 2 つに分けられる。

まず一つ目にシンチレータの改良が挙げられる。SMILE-2+では GSO シンチレータと PMT(H8500, 浜松ホトニクス) を用いていたが、PSF5 度角度分解能を実現するために ARM を 5 度以下にすることが必要である。そこで GSO の発光波長 440 nm に対して PMT の約 2 倍の感度を持ち、PMT より省電

力である MPPC を使用することによって、エネルギー分解能を向上させ、その結果 ARM が 1.2 倍改善された(斎藤 要 2018)。これにより ARM が 5 度以下に改善されることが期待できる。

2 つ目はガス飛跡検出器の改良である。SMILE-2+では散乱体のガスとしてアルゴン (0.95)、フッ化炭素 (0.03)、イソブタン (0.02)(圧力比) のガスを 2 気圧封入していた。SMILE-3 ではフッ化炭素ベースのガスを 3 気圧封入することを予定している。これは、有効面積を増やすため、つまり、光電吸収を抑え、コンプトン散乱断面積を増やすためである。このうち核電荷が小さく電子数の多いものうちガス検出器として実績のあるものがフッ化炭素であるため、フッ化炭素ベースのガスを選んでいる。これに変更することにより有効面積 (散乱断面積) を 3.5 倍改良することを目標としている。図 6 は SMILE-3 での予測有効面積である。

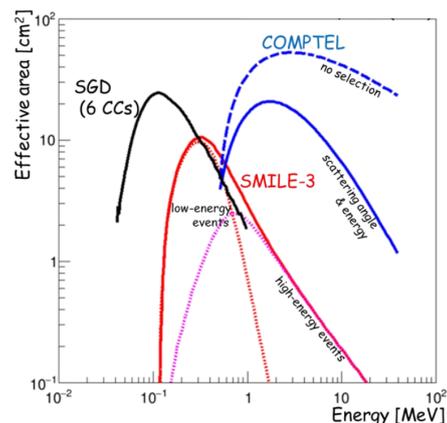


図 6: SMILE-3 での予測有効面積

また飛跡読み出しを担う検出器である  $\mu$ -PIC は SMILE-2+では直交 2 軸ストリップ型電極読み出しであったため  $\mu$ -PIC に平行に走った飛跡や、短い飛跡は飛跡の決定精度が悪く SPD を大きく悪くする原因となっていた。SMILE-3 では  $\mu$ -PIC を 2 軸読み出しから 120 度ごとに 3 成分へ読み出すストリップ電極を配置する読み出しに切り替えることで  $\mu$ -PIC に平行に走った飛跡や、短い飛跡の飛跡決定精度を大きく上げ、その結果 SPD が大きく改善されることが期待される。図 7 と図 8 はそれぞれ 2 軸、3 軸での飛跡のシュミレーションの例であり、3 軸にする

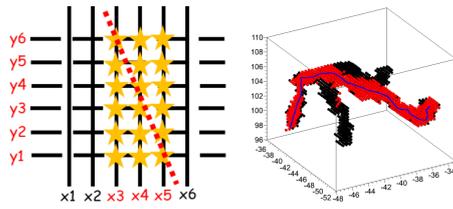


図 7: 2 軸での飛跡シミュレーション

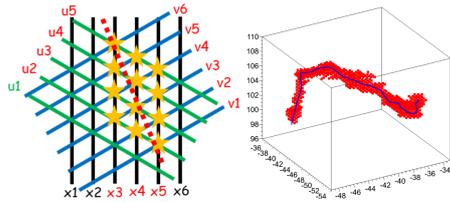


図 8: 3 軸での飛跡シミュレーション

ことで飛跡の不定性を大きく削減できていることが分かる。また解析手法の改善からも PSF が良くなることも分かっている (Ikeda et al. 2021)。

これらの改良によって、SMILE-3 で MeV ガンマ線背景放射の起源の解明や電子陽電子対消滅線の空間分布を観測することによる陽電子の起源の解明などに迫ることができると期待される。

## 5 まとめ

SMILE-2+では ETCC の MeV 領域のイメージング分光能力を実証できた。SMILE-3+では、さらなる検出感度を目指していて、今回の述べたガス検出器とシンチレーションの改良によって、有効面積 10cm<sup>2</sup>、角度分解能 5 度以下が期待される。図 9 は SMILE-3 に期待される観測感度である。SMILE-3 では COMPTEL を超える感度が期待されており、これによって、MeV ガンマ線天文学の大きな進展が望まれる。

## Reference

- V. Schönfelder et al, A&ASS Vol. 143 (2000), 145-179.
- L. Bouchet et al. (2008)
- G.Weidenspointner et al. (2001)
- Takada A. et al. (2011), ApJ. 733, 13

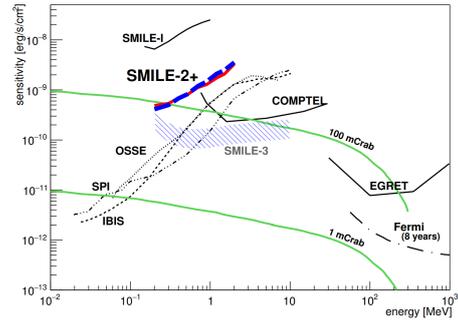


図 9: 今後の計画での予測感度 (Attwood et al. 2009)

Y.Mizumura et al, JINST. (2014)

斎藤 要 (2018), 修士論文

Takada A. et al. (2021), arXiv:2107.00180

Tanimori T. et al. (2004), New Astron. Rev., 48, 263

Attwood et al. (2009); Takahashi et al. (2013); Takada et al. (2011)

Ikeda et al. (2021), Progress of Theoretical and Experimental Physics

## 観測 14

ALPACA 実験による銀河系中心付近からの sub-PeV 領域  
拡散  $\gamma$  線観測

東京大学 理学系研究科物理学専攻  
横江 誼衡

未提出

## 観測 15

# ALPACA 実験に向けた2インチ光電子増倍管の特性 調査

東京大学 理学系研究科物理学専攻  
川島 輝能

## ALPACA 実験に向けた 2 インチ光電子増倍管の特性調査

川島 輝能 (東京大学大学院 理学系研究科物理学専攻)

### Abstract

宇宙線のエネルギースペクトルの 4 PeV 付近には、スペクトルの冪が変化して折れ曲がる領域が存在し、これを knee 領域という。4 PeV 程度以下のエネルギーをもつ宇宙線は、銀河系内の加速天体 PeVatron で作られていると考えられているが、PeVatron の正体は未だ特定されていない。PeVatron の解明には、100 TeV 領域のガンマ線の観測が重要である。南半球のボリビアで計画が進行中の ALPACA 実験では、南半球で初の 100 TeV ガンマ線の観測を目指している。本講演では、ALPACA 実験のシンチレーション検出器に使用する光電子増倍管の、入出力線形性と信号伝達時間の分解能に関する研究の進捗を報告する。

## 1 イントロダクション

1912 年に行われた Victor Franz Hess の気球実験 (Hess. V. F (1913)) によって宇宙線が発見されて以来、100 年以上続く謎として、宇宙線のエネルギースペクトルにおける knee 領域がある。これは、エネルギースペクトルの 4 PeV 付近における折れ曲がりのことであり、スペクトルの冪が  $\simeq 2.7$  から  $\simeq 3.3$  へ変化して、宇宙線頻度が急激に減少する領域を意味する。knee 領域のエネルギーは、銀河系内で加速される最高エネルギーの宇宙線と考えられており、そのような加速源を PeVatron という。PeVatron の候補として超新星の残骸などが考えられているが、直接的な証拠は未だ見つかっていない。

宇宙線は電荷を持っているため、地球に到達するまでに銀河磁場によって進行方向を曲げられてしまい、地球で宇宙線の到来方向を決定しても、その方向は宇宙線の加速源を示さない。一方、宇宙線の一部が加速源周辺の星間物質と衝突すると中性パイ中間子が生成され、これが崩壊することでガンマ線が生成される。この崩壊ガンマ線のエネルギーは、親宇宙線のエネルギーの 10% 程度である。ガンマ線は宇宙線と違い、磁場で曲げられないので、到来方向が加速源の位置を指し示す。したがって、100 TeV 領域のガンマ線の観測が、PeVatron の解明につながる。

2021 年 4 月、北半球の Tibet AS $\gamma$  実験で、天の川方向に沿って 100 TeV 超のガンマ線を多数観測することに成功し、PeVatron が過去または現在に存在す

る証拠を掴んだ (M. Amenomori et al. (2021)). 最高エネルギーガンマ線天文学の更なる発展に向け、現在、南半球のボリビアにおいて Tibet AS $\gamma$  実験と類似の観測装置をもつ ALPACA 実験が進行中である。南半球には銀河中心が面しており、北半球以上の強力な宇宙線放射天体の存在が予想されるため、ALPACA 実験による南半球初の 100 TeV ガンマ線の観測が期待されている。

## 2 ALPACA 実験

ALPACA 実験 (Andes Large area PArticle detector for Cosmic-ray physics and Astronomy) は、ボリビアとメキシコ、日本の国際共同実験である。この節では、ALPACA 実験の概要と、ALPACA 実験で使用するシンチレーション検出器の構造を説明する。

### 2.1 実験概要

観測サイトは、南米ボリビアの首都ラパス郊外にあるチャカルタヤ山の中腹 (南緯 16°23', 西経 68°08', 標高 4,740 m, 大気深さ 572 g/cm<sup>2</sup>) である。超高エネルギー宇宙線やガンマ線は、大気分子との相互作用によって空気シャワーを発生させる。ALPACA 実験では、地表の約 83,000 m<sup>2</sup> の範囲に設置した 401 台のシンチレーション検出器で空気シャワーを観測する。また、観測したシャワーが宇宙線とガンマ線のどちらに由来するかを判別するために、地下の約

5,400 m<sup>2</sup> の範囲に、12 個で 1 組の水チェレンコフ型粒子検出器を計 8 組設置し、地中を通過してきたミュオンを検出する。空気シャワーのほとんどを占める電子や陽電子、光子は、水チェレンコフ型粒子検出器に届く前に土に吸収される。また、宇宙線がつくるシャワーにはミュオンが豊富に含まれる(100 TeV 宇宙線の場合、50 個程度のミュオン)のに対し、ガンマ線がつくるシャワーには 1 個程度しか含まれない。したがって、水チェレンコフ型粒子検出器で観測されたミュオンの個数から、宇宙線とガンマ線の空気シャワーを区別できる。

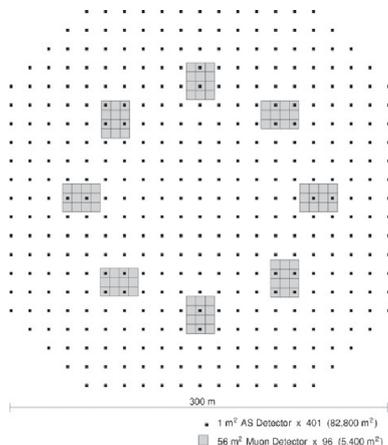


図 1: ALPACA 実験の観測装置配置予定図。小さい黒色の正方形は 401 台のシンチレーション検出器、灰色の長方形は水チェレンコフ型粒子検出器を表す。

## 2.2 シンチレーション検出器

図 2 に示すように、検出器全体はステンレス製の逆ピラミッド型構造となっている。このような形状にした理由は、空気シャワーが検出器に入る位置の違いから生じる時間分解能を、なるべく小さくするためである。ピラミッドの上面は 1 m<sup>2</sup> の大きさであり、厚さ 50 mm のプラスチックシンチレータが配置され、その上に厚さ 5 mm の鉛板が乗せられている。空気シャワー中のガンマ線が鉛板を通過するとき、電子陽電子対に変換されて検出粒子数が増えるため、空気シャワーの角度分解能が向上する。一方、ピラミッドの底面には、口径の異なる 2 つの光電子増倍

管 (PMT: Photomultiplier Tube) が設置され、それらは Fast timing (FT-) PMT, Density (D-) PMT と呼ばれる。FT-PMT は比較的ゲインの大きい 2 インチ口径の PMT であり、信号の検出時刻の取得に用いられる。一方、D-PMT は FT-PMT よりもゲインが小さい 1.5 インチ口径の PMT で、検出粒子数の取得に用いられる。

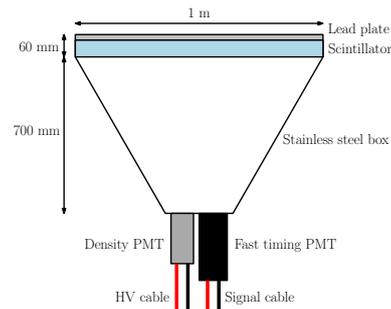


図 2: シンチレーション検出器の模式図

本研究では、FT-PMT の入出力線形性 (リニアリティ) と信号伝達時間の分解能 (タイミング特性) を調査した。

## 3 研究内容

この節では、FT-PMT に対して行った、リニアリティ調査とタイミング特性調査の詳細を説明する。

### 3.1 リニアリティ調査

一般に PMT は、入力信号の光量を大きくしていくと、空間電荷効果によってダイノード間の電界が弱められゲインが小さくなり、入力信号に対する出力信号の大きさの線形性 (リニアリティ) が破れてしまう。ゲインの大きい PMT ほど、リニアリティの破れが早く訪れる。そこで ALPACA 実験では、FT-PMT のリニアリティが破れるエネルギー帯では、D-PMT の信号を採用する。したがって、FT-PMT のリニアリティがどの程度のエネルギーまで保たれているかを把握することは非常に重要である。

図 3 に、FT-PMT のリニアリティ調査に使用した実験系を示す。シンチレーション検出器にミュ-

オンが入射すると、これを FT-PMT が検出すると ADC のゲートが開いて、FT-PMT と D-PMT の信号の電荷を取得できる。このとき、横軸を FT-PMT の電荷、縦軸を D-PMT の電荷とするグラフを作成して両者の相関を見ると、FT-PMT の電荷は、リニアリティの破れから、電荷がある一定値を超えるとサチュレーションが確認できる。最終的に、FT-PMT の電荷ピークからミュオン 1 粒子分の電荷を見積もり、FT-PMT のリニアリティが保存される電荷の上限値を、ミュオンの粒子数に換算した。

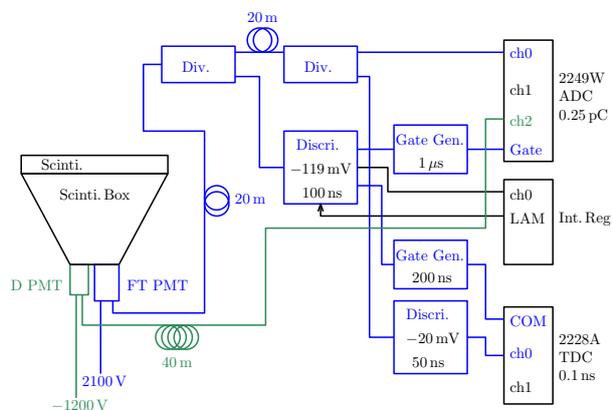


図 3: リニアリティ調査用の実験系。青色の回路は FT-PMT, 緑色の回路は D-PMT に関わる部分を表す。FT-PMT をトリガーに使用した。

### 3.2 タイミング特性調査

ALPACA 実験では、各シンチレーション検出器の相対的な検出時間を用いて、ガンマ線の到来方向を決定する。シンチレーション検出器の検出時間には、シンチレーション光の伝達と、FT-PMT の信号伝達時間に由来する時間分解能が存在する。この時間分解能は、観測装置の到来方向決定精度を評価するためのモンテカルロシミュレーションに反映するため、重要なパラメータの 1 つである。

図 4 にタイミング特性調査に用いた実験系を示す。トリガー用に別の 2 インチ PMT (型番: H1161, 以降は Probe PMT と呼ぶ) を用意し、これをシンチレーション検出器の上に置いて使用した。FT-PMT と Probe PMT の TDC の値の差から、ミュオンが

シンチレーション検出器に入ってから信号として取得されるまでの時間  $\Delta t$  を算出し、 $\Delta t$  の 1 次元ヒストグラムを作成し、その半値全幅から時間分解能を推定した。

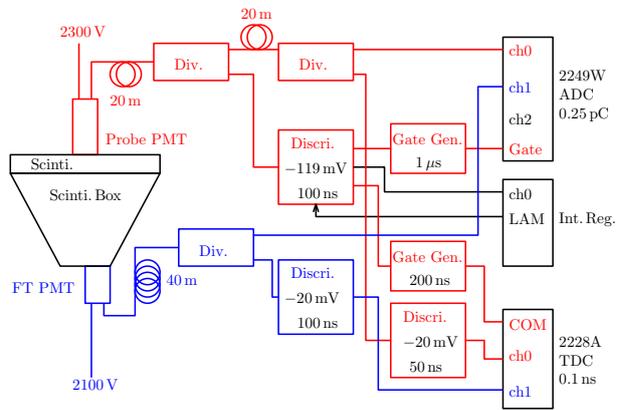


図 4: タイミング特性調査用の実験系。青色の回路は FT-PMT, 赤色の回路は Probe PMT に関わる部分を表す。Probe PMT をトリガーに使用した。

## 4 結果

ALPACA 実験で使用する PMT は、いずれも浜松ホトニクス製の製品で、FT-PMT と D-PMT の型番はそれぞれ R7724, H3178 である。しかしながら、本講演時では、R7724 のデバイダ回路を設計している段階で、期日までに目的の FT-PMT を準備できなかった。本講演では、FT-PMT として、R7724 の代わりに別の 2 インチ PMT (型番: H7195) で行った調査結果を報告する。

リニアリティ調査では、約 3 時間の測定で 1,000,000 イベントを、タイミング特性調査では、約 56 時間の測定で 2,019,632 イベントを取得した。

### 4.1 リニアリティ調査

FT-PMT の電荷の 1 次元ヒストグラムは、図 5 のようになった。ランダウ分布とガウス関数の畳み込み関数によるフィッティングの結果、畳み込み関数のピーク位置  $9.54 \text{ pC}$  が得られたため、この値をミュオン 1 粒子分の電荷に決定した。

次に、横軸を FT-PMT の電荷、縦軸を D-PMT の電荷としてプロットすると、図 6 のようになった。赤線は、プロットを一次関数  $y = ax$  でフィットしたものである。図 6 より、FT-PMT の電荷が、 $\approx 300$  pC を境にサチュレーションを起こしているのがわかる。よって、FT-PMT のリニアリティが保たれるのは 300 pC 程度までであり、これをミュオンの粒子数に変換すると、 $300 \text{ pC} / 9.54 \text{ pC} \sim 31$  個が得られた。

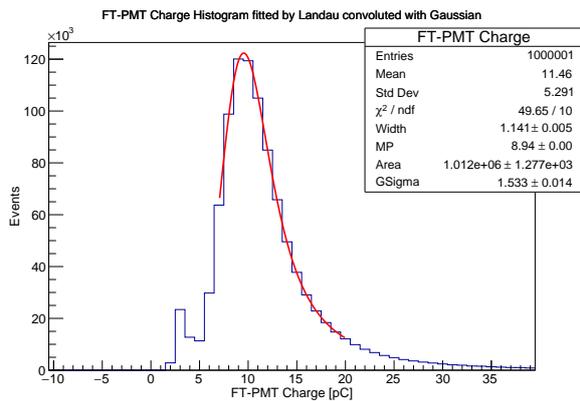


図 5: FT-PMT の電荷の 1 次元ヒストグラム。赤線は、ランダウ分布とガウス分布の畳み込み関数によるフィットを表す。フィッティングは 7 ~ 20 pC の範囲で行った。

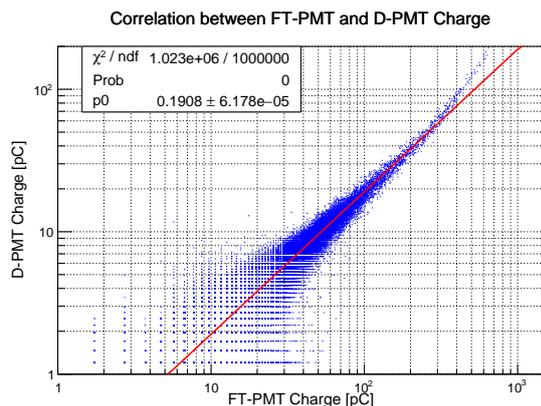


図 6: FT-PMT の電荷 (横軸) と D-PMT の電荷 (縦軸) の相関。FT-PMT の電荷では、 $\approx 300$  pC 以降のサチュレーションが確認できる。

## 4.2 タイミング特性調査

最初に、全 2,019,632 イベント中、D-PMT に信号が入らずに、TDC の値がサチュレーションを起こしているイベントをカットしたところ、計 10453 イベントに絞られた。このとき、Probe PMT と FT-PMT の TDC の値の差から、時間差  $\Delta t$  の 1 次元ヒストグラムを作成したところ、図 7 のようになった。ランダウ分布とガウス分布の畳み込み関数によるフィットの結果、半値全幅が 3.85 ns と求めた。したがって、シンチレーション検出器の時間分解能が 3.85 ns 程度と見積もられた。

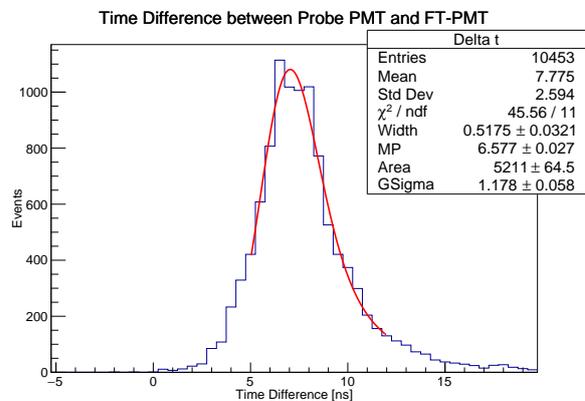


図 7: Probe PMT と FT-PMT の時間差  $\Delta t$  の 1 次元ヒストグラム。赤線は、ランダウ分布とガウス分布の畳み込み関数によるフィットを表す。フィッティングは 5 ~ 12 ns の範囲で行った。

## 5 今後の展望

ALPACA 実験の FT-PMT として使用するの R7724 のデバイダ回路が完成し次第、本講演内容と同様の方法で、R7724 のリニアリティとタイミング特性を調査する予定である。

## Reference

- M. Amenomori et al., Physical Review Letters, 126, 141101, 2021.
- Hess. V. F, Physikalische Zeitschrift 14, 1153, 1913.
- 松永延也他, “光電子増倍管 その基礎と応用”, 静岡, 第 4 版, 浜松ホトニクス株式会社, 2017.

## 観測 16

ALPACA 実験のプロトタイプアレイを用いた南天の  
100TeV ガンマ線天文学の開拓可能性

東大宇宙線研究所 理学系研究科物理学専攻  
加藤 勢

# ALPACA 実験のプロトタイプアレイを用いた南天の 100 TeV ガンマ線天文学の開拓可能性

加藤 勢 (東京大学大学院 理学系研究科)

## Abstract

Knee 領域原子核宇宙線の起源探査を行う上で、100 TeV 超のガンマ線観測は強力な観測手段の一つである。銀河系内で宇宙線を Knee エネルギーにまで加速する天体：PeVatron の候補の同定を目的として、南半球ボリビアで ALPACA 実験計画が進められている。またそのプロトタイプである ALPAQUITA 実験が、2021 年度のデータ取得開始を目指し建設中である。本収録では、ALPAQUITA 実験による短期間の観測で、天体からの 100 TeV ガンマ線検出が可能であるかを、モンテカルロシミュレーションを用いて評価した。結果として、南天の PeVatron 候補である HESS J1702-420A からの 300 TeV 以上のガンマ線の検出が期待出来ることが結論付けられ、プロトタイプの段階で、Knee 領域宇宙線加速の可能性を議論出来ることがわかった。

## 1 研究の背景

宇宙から飛来する原子核宇宙線のエネルギースペクトルには  $\sim 4$  PeV で Knee と呼ばれる折れ曲がりが存在し、それ以降宇宙線の急激な現象が観測されている (G. V. Kulikov et al 1958)。この折れ曲がりの起源を銀河系内の天体に求め、宇宙線を Knee エネルギー領域にまで加速する、PeVatron と呼ばれる天体の探査が、多波長・多粒子観測によって行われている。天体によって Knee エネルギーにまで加速された陽子と、周辺の星間物質との相互作用で生じた中性パイオンの崩壊ガンマ線は、親宇宙線陽子の 10% 程度のエネルギーを持つため (S. R. Kelner et al 2006)、100 TeV 以上のガンマ線観測は、PeVatron 探査の強力な観測手段である。

北半球では 100 TeV ガンマ線領域で複数の天体が発見されており、PeVatron の有力な候補も存在する (A. Albert et al 2020; The Tibet AS  $\gamma$  Collaboration 2021; Z. Cao et al 2021)。また銀河面からの拡散ガンマ線の観測から、銀河系内に PeVatron が存在することが判明している (M. Amenomori et al 2021)。しかし PeVatron の同定にはまだ至っていないことや、既存の PeVatron 候補のみでは Knee 宇宙線のエネルギー密度を説明出来ない等の課題が存在する。

そこで我々は、100 TeV ガンマ線領域での観測があまりなされていない南半球での PeVatron 探査を

目的とし、ボリビア、メキシコとの国際プロジェクトである ALPACA 実験計画を進めている。また 2021 年度のデータ取得開始を目指し、プロトタイプである ALPAQUITA 実験の建設を行っている。本研究では、ALPAQUITA 実験の短期間の観測による、天体からの 100 TeV 超ガンマ線検出の可能性を、シミュレーションにより評価した。

本収録は以下の構成となっている：初めに 2 章で ALPAQUITA 実験の構成と検出原理について述べた後、3 章及び 4 章で、シミュレーションの内容及び解析手順を説明する。5 章で結果となる ALPAQUITA 実験の性能を紹介し、6 章で本収録内容をまとめる。

## 2 ALPAQUITA 実験

ALPAQUITA 実験は図 1 に示すように、面積  $1 \text{ m}^2$  のプラスチックシンチレーション検出器を並べて構成される地表アレイ ( $18,450 \text{ m}^2$ ) と、水を湛えた地下のミュオン観測装置 (MD、 $900 \text{ m}^2$ ) より成る。実験地はボリビアのチャカルタヤ山中腹に位置する ( $16^\circ 23' \text{ S}$ ,  $68^\circ 08' \text{ W}$ 、標高  $4,740 \text{ m}$ )。宇宙線と大気分子との相互作用で生じる、空気シャワーと呼ばれる二次粒子群を地表アレイで観測し、一次宇宙線の到来方向、エネルギーの決定を行う。原子核宇宙線の生じるシャワーはハドロン相互作用のため、ガンマ線のそれよりも透過力の高いミュオンを豊富に含む。

そのため、地下の MD を用いてガンマ線・原子核宇宙線を効率的に弁別可能である。具体的には、MD に到達したミュオンが水層で放出するチェレンコフ光を、天井に取り付けた光電子増倍管で検出し、シャワー中のミュオン成分を定量的に測定する。

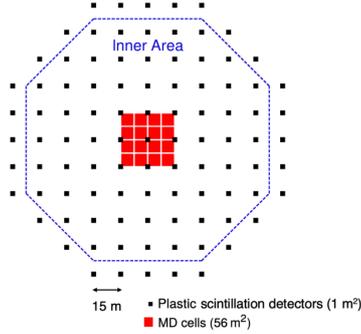


図 1: ALPAQUITA 実験のデザイン。Inner 領域 (青点線で囲った領域) については 4.2 節を参照。

### 3 モンテカルロシミュレーション

本研究では、空気シャワー生成及び検出器応答のシミュレーションを行った。各々簡潔に説明する。

空気シャワー生成には Corsika7.6400 (D. Heck et al 1998) を使用し、ガンマ線及び原子核宇宙線を、南天のガンマ線天体である RX J1713.7-3946 ( $\delta = 39.8^\circ$ ) の軌道に沿って発生させ、大気分子との相互作用をシミュレートした。原子核宇宙線スペクトルの化学組成に (M. Shibata et al 2010) のモデルを使用し、低・高エネルギーハドロン相互作用モデルに FLUKA (G. Battistoni et al 2015)、EPOS-LHC (T. Pierog et al 2015) を使用した。生成した空気シャワーイベントを、ALPAQUITA 地表アレイ中心から半径 300 m の円領域内にランダムに配置した。

前述のように配置した空気シャワーイベントに対する検出器応答シミュレーションには、GEANT4.v10.04.p02 (S. Agostinelli et al 2003) を用いた。地表アレイに対し、1,500 ns 以内に 4 台以上の検出器が 0.5 粒子以上を検出した場合にトリガーをかけ、検出器中でのシャワー粒子のエネルギー損失過程をシミュレートし、検出器毎に検出粒子数の密度と粒子検出時刻を記録した。地表アレイをトリガーしたイベントに対し、シャワー粒子の地

中でのエネルギー損失過程、及び MD でのチェレンコフ光発生過程をシミュレートした。MD の信号は光電子増倍管で生成された光電子数として記録した。本研究ではシンチレーション検出器及び MD の一粒子ピークを各々 9.4 MeV、24 光電子として定義した。

## 4 シミュレーション解析

3 で得た検出器応答のデータをバイナリファイルに変換し、実験と同様に処理する。処理内容は以下に述べるように、一次宇宙線の到来方向、エネルギーの再構成と、解析条件によるイベント弁別の二つである。

### 4.1 イベントの再構成

空気シャワー中心の位置  $(x_c, y_c)$  は、各シンチレーション検出器の検出粒子数の密度  $\rho_i$  を用いた、検出器位置  $(x_i, y_i)$  の加重平均によって推定される:

$$(x_c, y_c) = \left( \frac{\sum_i \rho_i^2 x_i}{\sum_i \rho_i^2}, \frac{\sum_i \rho_i^2 y_i}{\sum_i \rho_i^2} \right) \quad (1)$$

ここで、和は  $\rho_i > 0.8 \text{ m}^{-2}$  を満たす検出器に対して取る。到来方向決定時には、空気シャワー面を円錐状であると仮定し、各検出器の粒子検出時刻  $t_i$  を以下のように補正する:

$$t'_i = t_i - b r_i \quad (2)$$

ここで  $b$  (ns/m) は円錐の傾き、 $r_i$  (m) はシャワー軸と各検出器の距離である。検出時刻の補正後、以下の残差  $\chi$  を最小とするよう、イベントの到来方向  $\boldsymbol{l}$  及びシャワー中心の到達時刻  $t_0$  を計算する:

$$\chi^2 = \sum_i w_i (\boldsymbol{l} \cdot \boldsymbol{x}_i + c(t'_i - t_0))^2 \quad (3)$$

ここで  $w_i = \rho_i / \sum_j \rho_j$ 、 $\boldsymbol{x}_i = (x_i, y_i, 0)$  であり、和は  $\rho_{i(j)} > 0.8 \text{ m}^{-2}$  を満たす検出器について取る。ただしシャワー中心部の粒子数の揺らぎによる方向決定精度の悪化を小さくするため、 $\rho_i > 30$  に対して  $\rho_i = 30$  と固定し、和へ寄与させる。式 (2) による時刻補正と式 (3) による残差  $\chi$  の計算を複数回繰り返す、到来方向  $\boldsymbol{l}$  を決定する。

エネルギーの再構成は、粒子を検出した検出器の数  $N_{\text{det}}$  に応じて二種類の手法を採用する。 $N_{\text{det}} < 30$  の時、以下で定義する  $\Sigma\rho$  と、地表アレイ中心とシャワー中心 (1) の距離を用いて、エネルギーを推定する:

$$\Sigma\rho = \sum_i \rho_i - \rho_{\text{max}} \quad (4)$$

ここで  $\rho_{\text{max}}$  は粒子数密度の最大値であり、方向決定時と同様、シャワー中心部の粒子数の揺らぎがエネルギー決定精度に与える影響を取り除いている。和は  $\rho_i > 0.4 \text{ m}^{-2}$  を満たす検出器について取る。

$N_{\text{det}} \geq 30$  の時、シャワー軸に対するシャワー粒子密度の径方向分布を NKG 関数

$$S(r) = \frac{N_e}{r_m^2} \frac{\Gamma(4.5-s)}{2\pi\Gamma(s)\Gamma(4.5-2s)} \left(\frac{r}{r_m}\right)^{s-2} \left(1+\frac{r}{r_m}\right)^{s-4.5}$$

でフィットし、シャワー軸から距離  $r$  の粒子密度  $S(r)$  をエネルギー推定に用いる。ここで  $N_e$  はシャワー中の全電子数、 $s$  はエイジと呼ばれ、共にフリーパラメータである。 $r_m = 125 \text{ m}$  は、ALPAQUITA 実験地での Molière 長である。本研究ではシャワー軸から  $40 \text{ m}$  の位置での粒子密度を採用する。

## 4.2 解析条件

上に述べたイベントの再構成を行った後、解析条件を課しイベントを弁別する。地表アレイの性能 (5.1 節) を、次の 5 つの解析条件を満たしたイベントに対して評価する: (1) 4 台以上の検出器が  $0.8 \text{ 粒子/m}^2$  以上を検出する (2) 最も検出粒子数の多い検出器が図 1 に示した Inner 領域内に存在する (3) 4.1 節で計算した残差  $\chi^2$  が  $1 \text{ m}$  未満である (4) 4.1 節に述べた  $N_{\text{det}} \geq 30$  を満たすイベントに対し、再構成したエイジが  $1.3$  未満である (5) 再構成した到来方向の天頂角が  $40^\circ$  未満である。MD を用いたガンマ線への感度評価 (5.2 節) では、ガンマ線の Q-factor を向上するため、各イベントの到来方向を中心に開いた、以下の角半径  $r$  ( $^\circ$ ) を持つ解析窓内に天体が存在することを要請する:

$$r = \begin{cases} 1.5^\circ & (\Sigma\rho < 15 \text{ m}^{-2}), \\ \frac{5.8^\circ}{\sqrt{\Sigma\rho/\text{m}^{-2}}} & (15 \text{ m}^{-2} < \Sigma\rho < 135 \text{ m}^{-2}) \\ 0.5^\circ & (135 \text{ m}^{-2} < \Sigma\rho). \end{cases}$$

## 5 結果と考察

### 5.1 地表空気シャワーアレイ

地表空気シャワーアレイに関する性能として、エネルギー分解能、角度分解能、及び検出面積がある。以下順に説明する。

図 2 右に地表アレイの、ガンマ線に対するエネルギー分解能を示す。上側及び下側分解能は、図 2 左に示したイベントの分布を非対称なガウス分布でフィットした際の、ピークの右側、左側  $1\sigma$  の幅で定義する。両分解能ともエネルギーと共に向上し、再構成エネルギー  $E_{\text{rec}} = 100 \text{ TeV}$  において  $\approx 20\%$  に達する。

図 3 左に、最構成エネルギーを横軸に取った、ガンマ線に対する角度分解能を示す。地表アレイは  $E_{\text{rec}} = 100 \text{ TeV}$  において  $\approx 0.2^\circ$  の分解能を持ち、ガンマ線領域で広がった天体が多数存在する南天の観測において有用である。

地表アレイの検出面積は図 3 右のようになっている。 $E_{\text{rec}} > 20 \text{ TeV}$  において、図 1 に示した Inner 領域の幾何学的面積に匹敵する。これは 4.2 節に述べた解析条件 (2) を採用することで、Inner 領域外のイベントを効率的に排除していることを意味する。

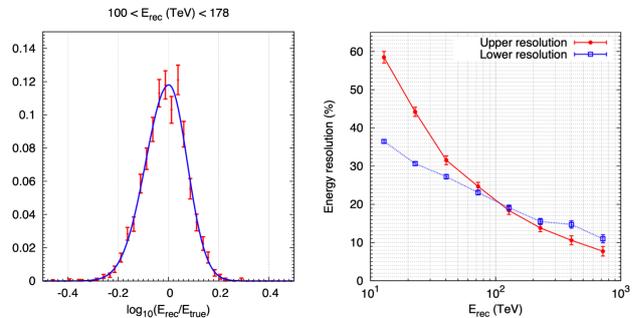


図 2: 左: ガンマ線イベントの分布。  $E_{\text{true}}$ 、 $E_{\text{rec}}$  は各々ガンマ線の真のエネルギー及び再構成エネルギー。青線は非対称なガウス分布のフィット結果を示す。右: ガンマ線に対するエネルギー分解能。上側及び下側分解能については 5.1 節を参照。

### 5.2 ガンマ線点源に対する感度

図 4 に、MD を用いてガンマ線及び原子核宇宙線を弁別する様子を示す。縦軸  $\Sigma N_\mu$  は MD で得られた信号を、3 で定義した一粒子ピークで割ったもので

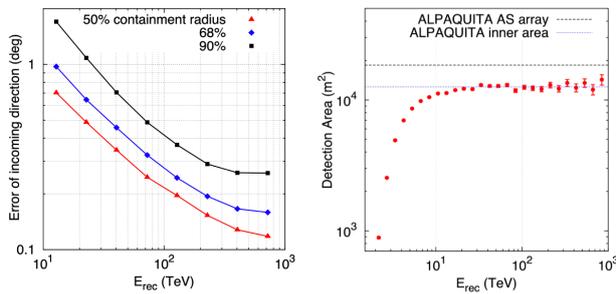


図 3: 左: ガンマ線に対する角度分解能。右: ガンマ線に対する地表アレイの検出面積。地表アレイ (18,450 m<sup>2</sup>) 及び Inner 領域 (12,600 m<sup>2</sup>, 図 1 参照) の幾何学的面積を各々黒、青線で示す。

ある。ガンマ線イベントは  $\Sigma\rho \lesssim 100$  ( $E \lesssim 30$  TeV に相当) において、その過半数が  $\Sigma N_\mu < 0.1$  である。また、より高エネルギー領域では、宇宙線はガンマ線に比べ、100 倍程度大きな信号を MD に付与する。図中に示した、ガンマ線イベントの Q-factor を最大とするカットライン (黒線) を適用後、ガンマ線生存率  $\approx 80\%$ 、原子核宇宙線除去率  $\approx 99.9\%$  を達成する。

図 5 に、 $\Sigma N_\mu$  によるイベントカットを適用後の、ガンマ線点源に対する ALPAQUITA 実験の感度を示す。感度は、ALPAQUITA 実験の一年観測により  $5\sigma$  の統計的有意性でガンマ線検出が期待出来る、あるエネルギー以上の積分フラックスで定義する。天体のガンマ線エネルギースペクトルと感度曲線の比較から、HESS J1702-420A からの 300 TeV 以上のガンマ線検出が期待出来る。

HESS J1702-420A は南半球の大気チェレンコフ望遠鏡実験 HESS により発見された天体で (H. Abdalla et al 2021)、約 100 TeV までフラックスが決定されている。エネルギースペクトルの冪は 1.5 とハードで、PeVatron の有力な候補である。スペクトルがカットオフを持たない場合、ALPAQUITA 実験による一年観測から、同天体のフラックスを 200 TeV まで決定出来る。このようにプロトタイプの段階で、天体からの 300 TeV 以上のガンマ線検出、スペクトルのカットオフの探索から、Knee エネルギー領域宇宙線加速の可能性について議論が可能であると期待出来る。

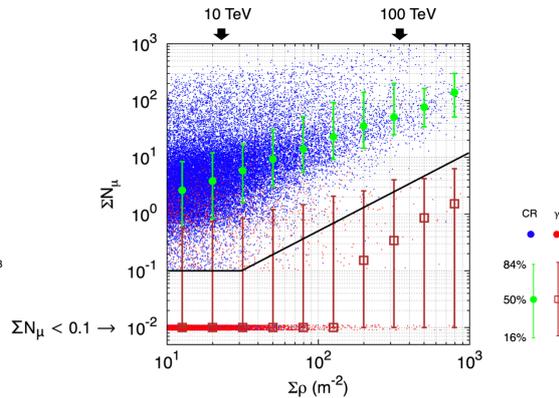


図 4: MD を用いたガンマ線 (赤) と原子核宇宙線 (青) の弁別。  $\Sigma N_\mu < 0.1$  であるイベントは  $\Sigma N_\mu = 0.01$  に分布させている。各種イベントの 16、50、84% を含む  $\Sigma N_\mu$  の値を縦線で表す。黒線はガンマ線の Q-factor を最大とするカットラインを示す。

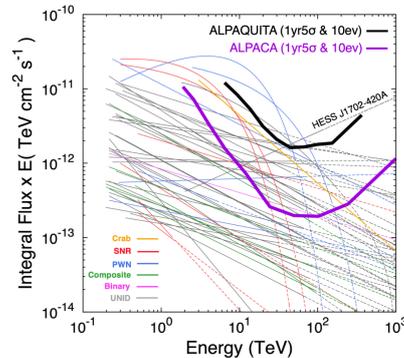


図 5: ALPAQUITA 実験の感度曲線 (黒太線) を、実験の視野内に存在する天体のスペクトル (細線) に重ねたもの。後者は、実線が実測領域、点線が外挿領域を表し、色で天体種を区別する。

## 6 まとめと結論

本収録では、ALPACA 実験のプロトタイプである ALPAQUITA 実験について、その性能をモンテカルロシミュレーションにより評価した。その結果地表アレイは、100 TeV ガンマ線に対し  $\approx 20\%$  のエネルギー分解能、 $\approx 0.2^\circ$  の角度分解能、 $\approx 12,600$  m<sup>2</sup> の検出面積達成した。また地下のミュオン観測装置で空気シャワー中のミュオンを測定し、 $\approx 99.9\%$  の原子核宇宙線除去率を達成した。その結果一年間の観測により、南天の PeVatron 候補天体 HESS J1702-420A からの、300 TeV 以上のガンマ線検出が期待出来るとの結論を得た。このように、ALPAQUITA 実験はプロトタイプによる性能実証のみならず、最新のサイエンスに関する議論を可能にすると予想される。

## 観測 17

CTA-LST初号機+MAGIC同時観測データの解析と新  
トリガーシステムの実装現状

東京大学 理学系研究科物理学専攻  
Baxter JoshuaRyo

# Implementation status of the new trigger system in IACT and the construction of the analysis pipeline for distant AGN

Joshua Ryo Baxter (Institute for Cosmic Ray Research)

## Abstract

The Extragalactic Background Light (EBL) is the background light in the ultraviolet, visible, and far-infrared regions. By measuring the intensity of the EBL across the redshift  $z$ , one can place constraints on the evolutionary models of stars and galaxies. Fermi-LAT is not sensitive enough to  $\gamma$  rays above tens of GeV coming from the distant AGN ( $z > 1.5$ ), and the uncertainty in the star formation rate at  $z > 1.5$  [2] remains large. MAGIC, the currently operating Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope (IACT) is about  $10^4$ - $10^5$  times more sensitive to transient source than Fermi-LAT, but the energy threshold is high at about 55 GeV for observations at low zenith angles. In order to estimate the intensity of EBL in the distant region, it is necessary to lower the energy threshold of IACT. LST-1, the first large-sized telescope of the next-generation IACT, CTA, is now under test operation; LST-1 estimated to have a low energy threshold of 20 GeV, but its sensitivity is lower than that of the adjacent MAGIC because it is operated as a single instrument. A plan is underway to introduce a new triggering system to enable simultaneous observations among LST-1 and MAGIC. This system is estimated to increase the sensitivity by a factor of 2 and lower the energy threshold by 30 % compared to MAGIC. After implementing the new trigger, the analysis of simultaneous observation events will be based on a software-level analysis method [6], which is currently under development. In this proceeding, the report of the implementation status of the new trigger system, and the current status of the analysis pipeline construction for distant AGN will be given.

## 1 Introduction

### 1.1 Extragalactic Background Light

Extragalactic Background Light(EBL) is the background radiation field that has accumulated in the ultraviolet (UV), visible and far-infrared bands since the birth of stars and galaxies. Observational constraints on the cosmological evolution of the EBL across different redshifts can be utilized (1) to test models of the formation and evolution of stars and galaxies [1], (2) to determine the cosmological evolution of the star formation rate density(SFRD)<sup>1</sup> [2], (3) to conduct indirect measurement of cosmological parameters such as matter density and the Hubble constant [3], (4) to elucidate and disentangle the structure of the intrinsic spectra of Active Galactic Nuclei (AGN) and Gamma-Ray Burst (GRB).

Indirect measurements of EBL exploit the fact that very high energy (VHE)  $\gamma$  rays emitted from extragalactic sources are, through a process of

cosmological-distance propagation, absorbed by the EBL photons, producing a pair of electrons and positrons. This emerges in distinct absorption feature, which is energy and redshift dependent. In detail, the observed flux  $\Phi_{\text{obs}}(E_\gamma, z)$  can be expressed as the product of the intrinsic flux  $\Phi_{\text{int}}(E_\gamma, z)$  and the exponential decay term, i.e.,  $\Phi_{\text{obs}}(E_\gamma, z) = e^{-\tau(E_\gamma, z)}\Phi_{\text{int}}(E_\gamma)$ , where  $\tau(E_\gamma, z)$  is the optical depth. The optical depth can be calculated (;for example, see [4]) as

$$\tau(E_\gamma, z) = \int_0^z d\ell(z') \int_{-1}^1 d\cos\theta \frac{1 - \cos\theta}{2} \int_{\epsilon'_{th}}^\infty d\epsilon' n(\epsilon', z') \sigma_{\gamma\gamma}(\epsilon', E_\gamma, \cos\theta)$$

wherein  $l(z')$  is distant element and  $n(\epsilon', z')$  is EBL photon number density. Just slightly changing the formula by introducing scale factor  $\alpha$ ;  $\Phi_{\text{obs}} = e^{-\alpha \times \tau(E_\gamma, z)}\Phi_{\text{int}}$ , we can conduct likelihood ratio test with the best fit EBL hypothesis ( $\alpha = \alpha_0$ ) over the null hypothesis i.e., no EBL ( $\alpha = 0$ ). Hence, we can measure the intensity of the EBL.

The *Fermi*-LAT is sensitive to  $\gamma$ -rays with energies approximately from 30 MeV to 300 GeV.

<sup>1</sup>Star formation rate density(SFRD) is the total mass of stars formed by a galaxy per unit time (;conventionally per year) and per unit volume (;conventionally per  $1pc^3$ ).

The ground-based Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope (IACTs) are sensitive to a few tens of GeV to a few tens of TeV. At low energies ( $< 80$  GeV)  $\gamma$ -rays are hardly absorbed by EBL. In order to estimate the intrinsic spectrum as an extrapolation from the not-absorbed region, it is essential to observe simultaneously the intrinsic (not-absorbed,  $< 80$  GeV) and the absorbed parts. Due to flux variability of the extragalactic sources, it is difficult, although possible and was done in the past, to combine Fermi-LAT and IACT data.

## 1.2 Star formation rate density

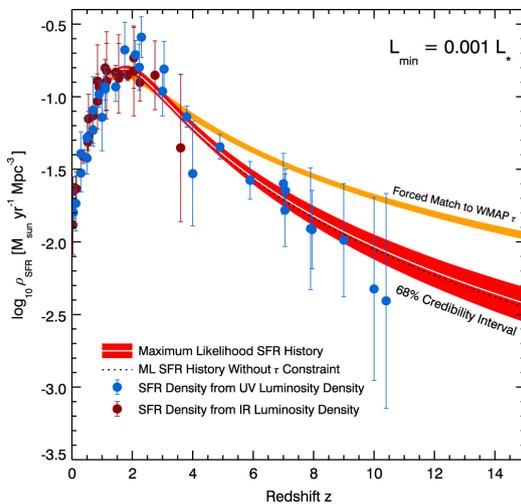


Figure 1: Star formation rate density with redshift [5]. Dark red points show the SFRD determined from the observed data in the infrared region and blue points show the SFRD determined from the observed data in the UV region.

To narrow down the argument into the SFRD as a cosmologically significant property derived from the intensity of the EBL, the main reason why the shape of SFRD in the distant universe further than  $z > 1.5$  remains statistically unexploited [Fig1] is that in the energy below 80 GeV, which is the decisive region for estimating the intensity of EBL in  $z > 1.5$ , distant universe observation is currently handled by the *Fermi*-LAT that has a  $10^4$ - $10^5$  times worse sensitivity for exposures  $< 1$  hr to transient source compared to IACTs. This is because the IACTs' high energy threshold obstruct observing in that energy region. In order to estimate the cosmological evolution of the EBL across high redshift and to determine the shape of the SFRD, it is urgent to

establish an observational regime for the transient sources in this low-energy ( $< 80$  GeV) region.

## 2 Hardware Stereo Trigger

### 2.1 Necessity of HWS

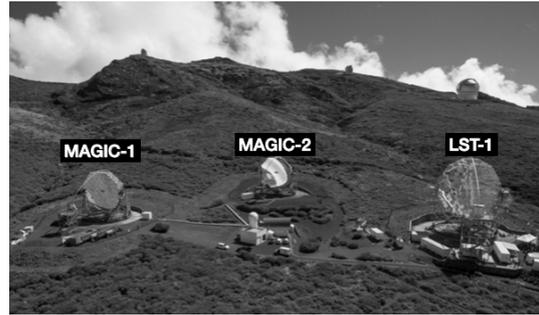


Figure 2: MAGIC telescopes and LST-1.

The current IACT, MAGIC telescope (La Palma, Canary Islands, Spain) [Fig2] is operated in stereo mode, with two telescopes observing the same object, and the stereoscopic array's energy threshold is about 55 GeV for observation at low zenith angles. The Cherenkov Telescope Array (CTA) is the next generation IACT, scheduled for completion in 2025. The first Large-Sized Telescope (LST) with a low energy threshold of 20 GeV (estimated), LST-1, has been completed adjacent to the two MAGICs and has already started test observations. The two MAGICs are equipped with hardware stereo trigger (HWS) to exchange trigger signals for coincidence observations. As a result, owing to the improved determination of the impact points of  $\gamma$ -rays by stereo reconstruction, the sensitivity of LST-1 alone is less than that of the two MAGIC. Therefore, the advantage of the low energy threshold of the LST-1 has not actually been taken advantage of. The single-unit LST-1 has an HWS among the upcoming LST-2, 3, 4, but there is no HWS between MAGIC. In our project, we developed and mostly implemented a new HWS for LST-1 and MAGIC, which will enable us to perform coincidence observations with any two of the three units of MAGIC and LST-1. By this HWS, with a low energy threshold and the world's highest sensitivity, we will have a system for observing  $\gamma$  rays originating from the distant universe.

## 2.2 Implementation of HWS

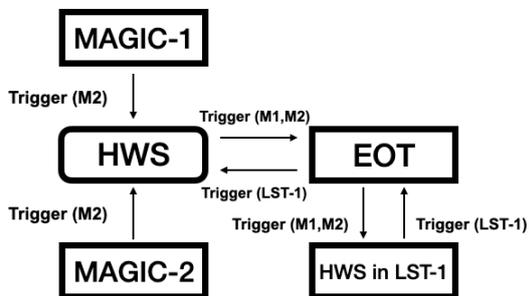


Figure 3: Schematic drawing of HWS system

The two MAGIC telescopes transmit the observed Cherenkov light waveform signals<sup>2</sup> through a 162-meter optical fiber to the receiver at the MAGIC counting house. When the Cherenkov light is detected beyond a certain threshold (p.e.), the receiver emits a trigger signal. At LST-1, which is located about 100 m away from the MAGIC telescope, the trigger is issued from the telescope itself and forwarded to the device responsible for trigger aggregation. Electro-Optical Transceiver (EOT) is a signal converter board that converts electrical trigger signals from MAGIC and sends them optically to LST-1, and it receives optical trigger signal from LST-1 and converts it to an electrical signal. The EOT inputs the received triggers to the HWS, which in turn inputs the triggers emitted by MAGIC to the HWS, recording the triggers from LST-1 and MAGIC as "same event" once it confirms that they fall within the optimized coincidence window. To maximize the efficiency of the simultaneous observation system, EOT transmits the trigger emitted from MAGIC to LST-1 by passing through the cable between MAGIC and LST-1, and the LST-1 side is already prepared to take the coincidence by using the existing HWS. In this way, coincidence will be taken in MAGIC's counting center and LST-1 according to the direction of arrival of the event.

## 2.3 Status of the implementation

Optical cables for exchanging the trigger signal between MAGIC and LST-1 have been deployed and EOT has been installed. We conducted a passive

<sup>2</sup>IACTs observe the Cherenkov light induced by the primary  $\gamma$  rays and we reconstruct the information of the detected Cherenkov light into  $\gamma$  ray's energy and direction.

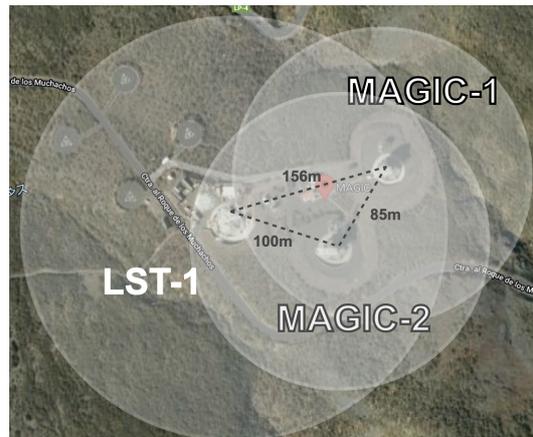


Figure 4: Shown here is the effective area covered by the HWS system. The effective area increases by a factor of four compared to MAGIC stereo observation mode, as the system is triggered in the area overlapped by two or three of the three circles.

test on the sides of both MAGIC and LST-1; delivery of the signal has been confirmed. Since the board used for the HWS system was originally developed for a high performance trigger system between MAGIC, it needs to be re-programmed by engineers at the earliest opportunity. The reprogramming is currently suspended as the pandemic has restricted the dispatch of technicians to the field.

## 2.4 Impact of HWS in the offing

(1) As a preliminary study, a software coincidence analysis [6] among LST-1 and MAGIC is currently underway. MAGIC is operated to record only the events detected by both of them, and when the coincidence is taken in software-style, only the events detected by all three will be extracted. This means that only the high-energy components, bright enough to trigger all three telescopes, are extracted and no improvement in energy thresholds can be expected with this method. The HWS system can record fainter Cherenkov light detected by any two of the three, which allows us to reduce the energy threshold by about 30%. Thanks to the lower energy threshold, 1-2 GRBs and 1-3 distant AGNs ( $z_i < 1$ ) are expected to be detected per year, which will simultaneously enable us to observe cut-off in the lower energy region. (2) The effective area can be about four times larger than that of the current MAGIC [Fig4]. Since the sensitivity is roughly proportional to the square root of the effective area

in the concerned energy region, the sensitivity is expected to increase by a factor of 2. This is enough sensitivity to detect multiple distant AGN/GRBs with  $z \gtrsim 1.5$ . In addition, the presence of multiple units is expected to improve the performance of primary particle reconstruction and eliminate background noise. However, it is not clear how much this will contribute to the sensitivity; Monte Carlo simulation (MC) studies are needed. (3) The HWS does not end its role after the completion of the construction of LST-2, 3, 4; it also enables coincidence observations among LST-2, 3, 4, and MAGIC. In other words, even after CTA enters the observation phase, the HWS, once implemented and optimized, will contribute to the expansion of the effective area, contributing to the increase of the sensitivity of the CTA.

## 2.5 Analysis pipeline for joint observation of MAGIC and LST

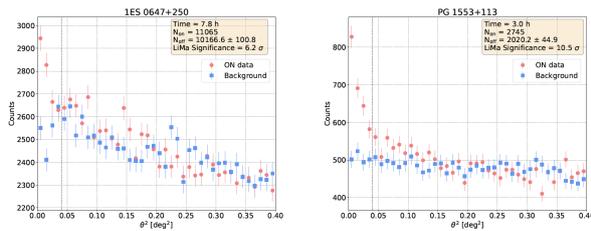


Figure 5:  $\theta^2$  plots of PG 1553+113 and 1ES 0647+250 detected by LST-1[7]. The horizontal axis  $\theta^2$  represents a squared distance of each reconstructed position from the source position in the camera plane. IACT calculates the significance[8] of the detected gamma rays from this distribution. As a result, PG 1553+113 was detected with  $10.5\sigma$  and 1ES 0647+250 was detected with  $6.2\sigma$ .

As mentioned above, HWS is still in the process of implementation, but it is necessary to go through the following steps to observe distant AGN in the low-energy region by using the HWS system after the implementation is completed.

(1) Set up the pipeline for the analysis of distant AGN data collected by MAGIC, and perform the data analysis; get a spectral energy distribution (SED) and Skymap, etc., (2) set up the pipeline for the analysis of distant AGN using LST-1 data (3) producing simulation data dedicated for the HWS, (4) modify the current coincidence analysis pipeline among LST-1 and MAGIC for HWS (5) start ob-

servation of Distant AGN using the HWS system, (6) estimate of the intensity of EBL at high redshift through the observed data.

## 2.6 Current status and future plan

Concerning (1), thanks to MAGIC's semi-automated analysis pipeline and the high reliability of the MC, the SEDs of two distant AGNs, PG 1553+113 and 1ES 0647+250<sup>3</sup>, have been successfully produced. As for (2), although we are currently in the commissioning phase, we have already successfully detected PG 1553+113 and 1ES0649+250 [Fig5] by LST-1, except that no reliable SED results are currently available. (3) IACTs use MCs to infer the instrument response function and remove background noise. MCs for HWS has not been generated or developed at present, and its generation should be done in the future. (4),(5) There is already a pipeline dedicated to perform the software-coincidence analysis, which is an algorithm to reconstruct the information of the primary  $\gamma$ -ray by combining the data triggered independently by all three of the two MAGIC and LST-1. The HWS analysis will be constructed by modifying this software coincidence algorithm. (6) There is currently no program on the LST side to take into account the absorption of EBL; it needs to be designed.

## Reference

- [1] M. Hauser, et al., A&A (2001), 39, 249.
- [2] M. Raue, et al., A&A (2009), 498, 252.
- [3] A. Dominguez, et al., ApJ (2019), 885, 137.
- [4] something
- [5] Robertson et al. ApJ (2015), 802, 19.
- [6] Y. Ohtani et al., in ICRC proceedings (2021) <http://pos.sissa.it/395>
- [7] R.Lopez, et al., in ICRC proceedings (2021) <http://pos.sissa.it/395>
- [8] Li, T., & Ma, Y. ApJ (1983), 272, 317-324.
- [9] A. Abramowski, et al., ApJ (2015) 802, 14.
- [10] S. Paiano, et al. ApJ (2016) 837, 144.

<sup>3</sup>PG 1553+113 and 1ES 0647+250 is a VHE  $\gamma$ -ray emitter classified as BL Lacertae object. The redshift of PG 1553+113 has been estimated as  $z = 0.5$  [9], and the redshift of 1ES 0647+250 has been recently re-estimated as unknown  $z > 0.29$  [10].

## 観測 18

CTAにおけるガンマ線とハドロン事象の弁別について

東京大学 理学系研究科物理学専攻  
三輪 柁喬

## CTA におけるガンマ線とハドロン事象の弁別について

三輪 柁喬 (東京大学大学院 理学系研究科)

### Abstract

高エネルギー天体現象を調べる際の主な情報源は、それらが放射する宇宙線や電磁波などである。その中でも特に、電荷を持たないガンマ線は磁場の影響を受けずに地球に到達するため、到来方向の情報を得られるという意味で非常に重要である。このガンマ線観測手法の一つに、解像型大気チェレンコフ望遠鏡 (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope, IACT) が挙げられる。高エネルギーガンマ線や宇宙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 2 次粒子が生成される。さらにこの 2 次粒子も連鎖的に相互作用を起こすことにより、大気中には大量に 2 次粒子が生成されていく。このような現象を空気シャワーと呼び、増殖した荷電粒子が光速を超えて運動するとチェレンコフ光を放出する。IACT はこのチェレンコフ光を集光し、カメラに入射した光子を測定する。測定結果はパラメータ化され、シャワー像の明るさと形状から、ガンマ線のエネルギーや到来方向を推定し、また背景事象の除去を行う。主な背景事象としては陽子等のハドロンがあり、空気シャワーが発達する際の形状の違いに注目してガンマ線との区別を行う。両者とも大気中で空気シャワーを生成するものの、ガンマ線が生成する電磁シャワーと陽子が生成するハドロンシャワーでは、特に横方向の広がりが大きく異なるという違いがある。現在観測が行われている IACT には H.E.S.S.、MAGIC、VERITAS などがあるが、それらの 10 倍以上の感度を持つ大気チェレンコフ望遠鏡群として現在建設されているのが、Cherenkov Telescope Array (CTA) である。感度を上げるための工夫はいくつかあるが、本論文では、特に前述したガンマ線とハドロン事象の弁別について、より詳細に説明を行う。

## 1 CTA 計画とガンマ線天文学

### 1.1 ガンマ線観測の目的

現在加速器によって得られるエネルギーは最高でも 14 TeV 程度だが、一方で宇宙空間のガンマ線では PeV 領域にわたるものがあることがわかっており [1]、さらに高いエネルギーが存在する可能性も考えられている。ガンマ線の放射源には、ガンマ線バースト、パルサー、活動銀河核などがあり、ガンマ線観測は、これらの天体で粒子が加速され高エネルギーの放射が行われるメカニズムを調べる重要な手段となっている。

### 1.2 ガンマ線観測の背景

ガンマ線の観測は、歴史的に様々な方法により行われてきた。それぞれ、観測するエネルギー帯や有効面積、角度分解能などに違いがあり、互いに補完しあう形で用いられている。観測方法は、大きく「衛

星による観測」と「地上での観測」に分けられる。衛星実験では検出器のサイズなどに制限があるが、その制限の無い地上での観測は衛星実験より広い有効面積で観測することができる。一方で、ガンマ線は地球大気入射時に空気シャワーという現象を起こすことから、地上でガンマ線を直接観測することはできない。地上観測では、空気シャワー現象を介して間接的に観測したデータから元のガンマ線の物理量の推定を行う必要がある。

地上での観測手法の一つには、解像型大気チェレンコフ望遠鏡 (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope, IACT) が挙げられる。IACT は、現在主に H.E.S.S.、MAGIC、VERITAS の三つの望遠鏡が稼働している。

### 1.3 CTA 計画

現行の IACT と比べてより高い感度、角度分解能、エネルギー分解能、そしてより広いエネルギー領域

を達成するための次世代 IACT として現在進められているのが Cherenkov Telescope Array (CTA) 計画である。北半球 (スペイン・ラパルマ) と南半球 (チリ・パラナル) の二箇所に大規模な望遠鏡群が建設されている。CTA は、現行の IACT の 10 倍以上の感度を達成すること、そして 20 GeV から 300 TeV の幅広いエネルギー領域 (現行の IACT は約 100 GeV から約 10 TeV) をカバーすることを目標とする。これらの性能の向上による高エネルギーガンマ線天文学の発展が期待されている。

本文では IACT の観測データの解析手法について紹介し、実際に期待される感度について現行の IACT と CTA との比較を行う。

## 2 IACT の観測原理

### 2.1 空気シャワー

高エネルギーのガンマ線や宇宙線などが地球大気に入射すると、大気中の原子核との反応によって大量の粒子が生成される現象が起きる。この現象を空気シャワーと呼び、空気シャワーは、ガンマ線由来の電磁シャワーと、ハドロン由来のハドロンシャワーに大別される。

#### 2.1.1 電磁シャワー

ガンマ線は大気中の原子核と反応し、電子・陽電子対生成を起こす。



さらにこれらは大気中の原子核によって制動放射を起こし、ガンマ線を放出する。



このような過程により、粒子数が増大していくのが電磁シャワーである。粒子数が増大すると粒子の平均エネルギーは減少していき、大気中の電離損失が制動放射のエネルギーを上回るようになる。こうなった電子・陽電子は制動放射をしなくなり、電離損失によってエネルギーを失い大気に吸収されるため、ある地点から粒子数は減衰していく。そのため、最終的にシャワーは楕円のような形状となる。

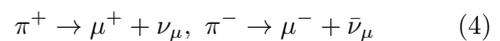
#### 2.1.2 ハドロンシャワー

宇宙線の大部分を占める、陽子・原子核などのハドロンは、大気中の原子核との反応により様々な 2 次粒子を生成する。この多くは  $\pi$  中間子で、 $\pi^0$ 、 $\pi^+$ 、 $\pi^-$  がほぼ等確率で生成される。

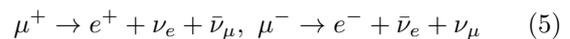
$\pi^0$  の寿命は  $8.4 \times 10^{-17}$  秒で、崩壊すると 2 つのガンマ線光子が生じ、これらの光子は電磁シャワーと同様に電磁サブシャワーを生成する。



また、 $\pi^\pm$  の寿命は  $2.6 \times 10^{-8}$  秒で、 $\mu$  粒子とニュートリノに崩壊する。



さらにこれらの  $\mu$  粒子の寿命は  $2.2 \times 10^{-6}$  秒で、電子とニュートリノに崩壊する。



こうして生じた電子は制動放射を起こし、電磁サブシャワーを生成する。

#### 2.1.3 二つのシャワーの形状の違い

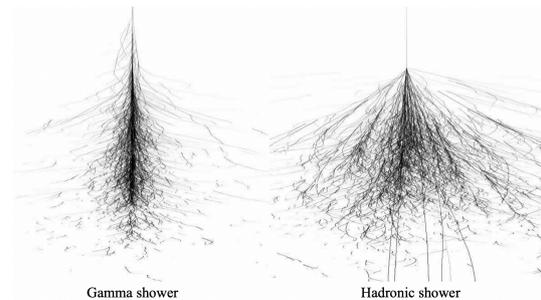


図 1: 電磁シャワー (左) とハドロンシャワー (右) の形状の違い [2]

図 1 に示しているように、電磁シャワーとハドロンシャワーでは横方向の広がりが大きく異なっている。ハドロン由来の  $\pi$  中間子は横方向の運動量を持っているため、電磁シャワーと比べて大きく横に広がることになる。またハドロンシャワーは内部に複数の電磁サブシャワーを含んでおり、不規則で複雑な形状となっている。

## 2.2 チェレンコフ放射と観測データの記録

空気シャワーによって生成される電子や  $\mu$  粒子などの荷電粒子が大気中の光速を超えて運動すると、チェレンコフ光と呼ばれる光が放出される。IACT では、地表に届いたチェレンコフ光を光電子に変えて増幅し、その電気パルスをアナログ的に足し合わせ、最後にその波形をデジタル化して記録している。

## 3 観測データの解析

### 3.1 イメージング法

ガンマ線の物理量を推定するために、得られた観測データを元に空気シャワーの再構築を行う必要がある。IACT の多くでは、イメージング法と呼ばれる手法を用いている。

まず電圧値や到来時間の閾値の設定によって背景放射を除去し、空気シャワー由来のチェレンコフ光と思われるデータのみを残す。IACT は複数のカメラピクセルを持つ望遠鏡なので、チェレンコフ光が入射したカメラピクセルのデータのみが情報として残ることとなる。次に、これらのデータを元に、空気シャワー像の形状や明るさなどを特徴づけるいくつかのパラメータを求める。主に Hillas パラメータ [3] と呼ばれるものが使われており、図 2 に示した Size、Width、Length などが代表的なパラメータである。

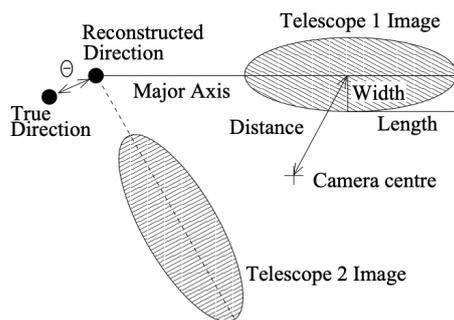


図 2: Hillas パラメータの概念図。空気シャワーを撮影した像を楕円とみなしたときに、Width や Length は楕円の大きさを表す。その他、楕円の向きやカメラ中心との距離なども定義されている。[4]

## 3.2 ガンマ線とハドロン事象の弁別

IACT の観測対象はガンマ線由来のチェレンコフ光であるため、それ以外の背景事象を除去する必要がある。主な背景事象には陽子などの宇宙線のハドロンシャワーによるチェレンコフ光の放射があり、ガンマ線が生成する電磁シャワーと陽子などが生成するハドロンシャワーを弁別する必要がある。この弁別は歴史的に様々な手法により行われている。例として、二つのシャワーの横方向の広がりの違いを利用し、Hillas パラメータの Width の大ききで弁別する手法などが挙げられる。現在 CTA などで弁別のために用いられている手法の一部には、モンテカルロシミュレーションや、Random Forest と呼ばれるものがある。

### 3.2.1 モンテカルロシミュレーション

モンテカルロシミュレーションとは、擬似乱数を用いた試行を繰り返すシミュレーションのことである。ある物理量を持ったガンマ線や陽子に対して、それらが空気シャワーを生成し、そこから放出されるチェレンコフ光が IACT のカメラに入射する様子をシミュレーションすることができる。さらに入射した光が望遠鏡内でどのように検出されるかをシミュレーションすることにより、各カメラピクセルの光電子数が求まり、そこから Hillas パラメータを計算できる。

### 3.2.2 Random Forest

Random Forest とは、決定木と呼ばれる構造を元に構成される、教師あり学習に分類される機械学習の手法の一つである。決定木は与えられたデータを属性値によって枝分かれ状に分割していく構造のことで、これを複数組み合わせることにより、高い精度のモデルを学習することができる。IACT における Random Forest は、まずモンテカルロシミュレーションによって得られたデータや、既に得られているハドロン観測データを訓練データとして分類し、各分類結果における粒子の種類や物理量を決定する。これに観測データの分類結果を照らし合わせるこ

で、ガンマ線とハドロン事象の弁別や、その到来方向やエネルギー量などの物理量の推定を可能とする。

## 4 IACT における感度の比較

### 4.1 CTA の感度の定義

IACT の性能を決める要素は複数あるが、その中で重要なものの一つに感度がある。CTA での感度の定義は、「各エネルギービンにおいて定常ガンマ線源を 50 時間観測した時に、(1) 背景事象に対するガンマ線事象が 5% 以上、(2) 有意度が  $5\sigma$  以上、(3) ガンマ線のイベント数が 10 以上、の三つの条件を満たす最低のフラックス」とされている [5]。エネルギー帯ごとに感度を左右する条件は異なっており、背景宇宙線が高頻度で到来する低エネルギー領域 ( $< 300$  GeV) では (1) が、ガンマ線の到来頻度が少なくなる高エネルギー領域 ( $> 5$  TeV) では (3) が、そして中間のエネルギー領域では (2) が重要となる。

ガンマ線と主な背景事象であるハドロンを弁別し除去することは、ガンマ線の検出数比やガンマ線の観測有意度の向上に繋がる。弁別性能を向上させることは、主に低エネルギーから中エネルギー領域での感度の向上に寄与すると言える。

### 4.2 感度の比較

モンテカルロシミュレーションによって得られた、ガンマ線観測装置の感度の比較を図 3 に示す。

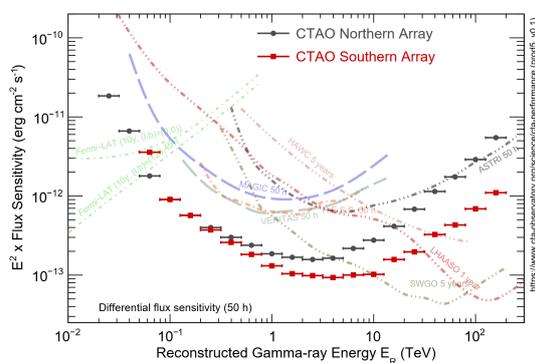


図 3: ガンマ線観測装置の感度の比較 [6]

現行の IACT である H.E.S.S.、MAGIC、VERITAS と比べて、CTA は全エネルギー領域においておよそ 10 倍程に感度が向上している。5 TeV 以下の低～中エネルギー領域での感度の向上からは、ガンマ線とハドロン事象の弁別性能の向上が読み取れる。また高エネルギー領域における感度の向上については、有効面積の拡大や、小口径の望遠鏡の設置などが寄与している。

## 5 まとめと展望

本文では、ガンマ線とハドロン事象の弁別を中心として CTA の観測データの解析手法を紹介し、現行の IACT との感度の比較を行なった。観測装置や解析手法の工夫による感度の向上により、新たな高エネルギーガンマ線天体の検出が期待されている。解析手法については他にも様々なものがあり、Convolutional Neural Network などの深層学習を用いた新しい手法なども検討されている。また Hillas パラメータやモンテカルロシミュレーションの効率化など、様々な工夫によってさらなる感度向上を目指している。

## Reference

- [1] Cao, Z., Aharonian, F.A., An, Q. et al. 2021, Nature 594, 33–36
- [2] Heinrich J. Voelk, & Konrad Bernloehr 2009, Exp.Ast.25:173-191
- [3] A.M.Hillas 1985, Proceedings of the 19th International Cosmic Ray Conference, Volume 3 (OG Sessions), p.445
- [4] F.Aharonian, et al. 2006, Astron.Astrophys.457:899-915
- [5] The CTA Consortium., Actis, M., Agnetta, G. et al. 2011, Exp.Ast.32:193–316
- [6] CTAO’s expected ”Alpha Configuration” performance, <https://www.cta-observatory.org/science/ctao-performance/#1472563157332-1ef9e83d-426c>

## 観測 19

CTA 大口径望遠鏡のための SiPM カメラの開発

東京大学 理学系研究科物理学専攻  
橋山 和明

## CTA 大口径望遠鏡のための SiPM カメラの開発

橋山 和明 (東京大学大学院 理学系研究科 M2)

### 概要

ガンマ線が地球大気に入射すると、大気と相互作用し、電子と陽電子からなる電磁シャワーが生成される。電磁シャワー中の荷電粒子の速さは媒質中の光速を超えるため、チェレンコフ光を放射する。解像型大気チェレンコフ望遠鏡 (IACT) はこれを焦点面光検出器 (カメラ) で撮像することで間接的にガンマ線を観測している。IACT においては、角度分解能やチェレンコフ光の検出効率に加え、ガンマ線と宇宙線ハドロンの弁別性能が望遠鏡の感度を決定する。これは、陽子などの宇宙線ハドロンもハドロンシャワーとチェレンコフ光を生成するためである。現在、大中小の口径の異なる IACT からなる Cherenkov Telescope Array の建設が進んでいる。既に GeV 帯に感度を持つ大口径望遠鏡 (LST) の初号機は完成しており、試験観測中である。LST のカメラには光電子増倍管 (PMT) が採用されており、LST の感度をさらに向上させる手段として、カメラピクセルの細分化が挙げられる。ピクセルの細分化により、ガンマ線と宇宙線ハドロンの弁別性能の向上が見込まれ、Silicon PhotoMultiplier (SiPM) の採用が可能となる。SiPM は PMT の約 1.5 倍の量子効率を持ち、チェレンコフ光の検出効率が大きく改善する。そのため、光量の少ない低エネルギーガンマ線由来のチェレンコフ光を最大限に検出でき、LST の検出エネルギー閾値を下げるのが可能となる。一方でオプティカルクロストークの発生確率が高く、これはエネルギー閾値を上げる要因になる。LST のカメラの SiPM 化には、これらの利点・欠点を PMT の性能と比較検討する必要があり、その比較対象となる物理量を測定する必要がある。本講演では、それらの測定結果について報告する。

### 1 序論

大口径望遠鏡 (LST) は、大中小の口径の異なる解像型大気チェレンコフ望遠鏡 (IACT) で構成される Cherenkov Telescope Array のうち、口径が最大の望遠鏡である。ガンマ線が地球大気に入射すると、大気との相互作用によって電磁シャワーを作る。LST は、電磁シャワー中の電子・陽電子から放射されるチェレンコフ光を焦点面光検出器 (カメラ) で撮像し、間接的にガンマ線を観測する。LST のカメラは光電子増倍管 (PMT) で構成される。

LST の感度は、角度分解能やチェレンコフ光の検出効率に加えて、ガンマ線と宇宙線ハドロンの弁別性能によっても決まる。それは宇宙線ハドロンの生成するハドロンシャワーからもチェレンコフ光が放射されるためである。これらの弁別法として、LST のカメラピクセルの細分化が挙げられる。PMT よりも量子効率が約 1.5 倍で、1 素子あたりの大きさが小さい等の利点を持つ Silicon PhotoMultiplier (SiPM) の採用が可能となる。

SiPM は、複数のガイガーモードアバランシェフォトダイオード (GAPD) で構成される。GAPD 内への入射光子は光電効果によって光電子に変換される。光電子は GAPD に逆電圧を印加することで加速され、ある一定以上の電圧では GAPD の構成原子との衝突イオン化によって、光電子は雪崩的に増倍される [1]。この機構をアバランシェ増倍と呼び、アバランシェ増倍が起こり始める印加電圧を降伏電圧と呼ぶ。

SiPM の量子効率は PMT の約 1.5 倍であるという利点がある。これは、光量が少ない低エネルギーガンマ線由来のチェレンコフ光を最大限に集光できる点で PMT の性能を上回る可能性がある。しかし、光電子増倍率 (ゲイン) の印加電圧および温度に対する依存性や、光検出と同時に SiPM 自体が赤外線光子を発生させるオプティカルクロストーク (OCT) の確率が高いなどの欠点を持つため、PMT と SiPM の性能を比較検討することが重要である。そのために、具体的な測定項目は第 3 節で述べるように、PMT の場合と比較対象となる物理量の測定が必要となる。

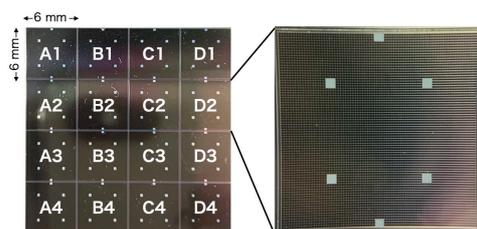


図 1: 本研究で用いた SiPM と 1 チャンネルの拡大図。1 チャンネルの中に 6312 個の GAPD が配置されている。

本研究で用いた 16 チャンネルの SiPM (S14521-0741、浜松ホトニクス製) を図 1 に示す。1 チャンネルは 6 mm×6 mm で、6312 個の GAPD で構成される。

## 2 本研究の目的

LST のカメラには PMT が採用されている。これを SiPM に変えることで、LST のさらなる高感度化が期待される。しかし、SiPM が PMT の性能を凌駕するかは非自明であり、測定によって両者の性能を比較し、優劣を付けることが必要となる。このため本研究では、SiPM のゲインや電荷分解能などの基礎特性を測定し、PMT の値と比較検討する。これにより、SiPM が PMT に代わるカメラ素子となり得るかを評価する。

## 3 測定項目

### 3.1 基礎特性①-暗電流と降伏電圧

降伏電圧は SiPM の動作電圧の指標として必要となり、各印加電圧においてアバランシェ増倍した暗電流の測定により求められる。

### 3.2 基礎特性②-出力波形とゲイン

SiPM に降伏電圧以上の電圧を印加し、光を照射すると電流出力が得られる。これを時間積分すると電荷となる。OCT の影響を無視すると電荷は検出光子数と SiPM のゲインの積で表せ、ゲインは印加電圧に依存する。従って、電荷と印加電圧の関係から、ゲインと印加電圧の関係が分かる。ゲインの変動は

LST の検出光子数の系統誤差を増加させるため、印加電圧依存性に基づいて電圧を制御し、ゲインを一定に保つ必要がある。

### 3.3 基礎特性③-電荷分解能

SiPM の電荷分布は、検出光子数に対応する電荷でピークを持つ構造となる。また、測定系のリードアウトノイズや熱電子起因のショットノイズ等によって電流出力が揺らぐため、ピークに揺らぎが生じる。揺らぎが平均電荷に対して小さいほど電荷分解能は良い。高い電荷分解能は検出光子数の推定の統計誤差を減らすことに繋がる。

### 3.4 信号の波形整形と合成

SiPM の信号は約 4 ns 程度で立ち上がり、数百 ns で緩やかに減衰する。これは約 3 ns で瞬間的に到来する複数のチェレンコフ光子と約 300 MHz で到来する夜光ノイズとの弁別を困難にする。信号幅を短縮することで、単位時間あたりの検出信号数からチェレンコフ光由来か夜光由来かを弁別することができる。本研究では、信号の時定数を変化させる Pole Zero Cancellation (PZC) を用いて信号幅の短縮を試みた。また、ピクセルの細分化において採用が期待される SiPM は、PMT と比べて面積が小さく、SiPM 1 素子では LST のカメラの 1 画素をカバーすることができない。そのため 4 つの SiPM の信号を合成して 1 画素の信号とする必要がある。4 つの SiPM の各信号経路をキャパシタを介して接続することで、信号の合成を行なった。

### 3.5 MUSIC の性能評価

MUSIC は PZC やプリアンプなどの機能を併せ持った、SiPM の信号読み出しに適した集積回路である。次節で述べる試験基板と比較してコンパクトで、PZC やプリアンプなどで発生するノイズがほとんど無い。試験基板による基礎特性の測定結果と比較することで、信号読み出し回路に MUSIC が適するかを評価することができる。本稿では、信号合成時の電荷分解能についてのみ言及する。

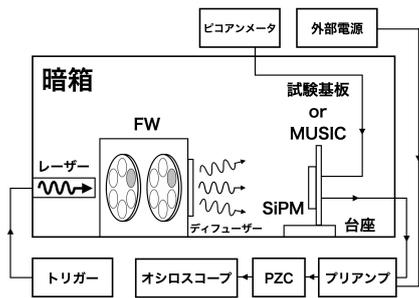


図 2: 測定系のダイアグラム。

## 4 測定系

測定系のダイアグラムを図 2 に示す。測定系は主に SiPM、信号の読み出し基板、パルスレーザー、ディフューザー、フィルターホイール (FW) で構成される。

信号の読み出し基板は試験基板と MUSIC に分けられる。試験基板は SiPM の信号を読み出すだけの基板であり、波形整形回路や増幅回路と共に使う。一方、MUSIC は波形整形回路や増幅回路が集積回路となっており、試験基板と異なる。本研究では波形整形回路に PZC を用い、増幅回路にプリアンプを用いた。PZC は信号の時定数を変化させる回路だが、信号幅を短くする一方で信号強度を落とす欠点がある。この状態でリードアウトノイズが加わると信号対雑音比 (S/N) が悪くなるため、プリアンプを用いて信号強度を増幅させた。パルスレーザーは SiPM への光の照射のために用いた。ディフューザーは光の指向性を減少させ、FW は照射強度を変化させる役割を担う。データの取得はオシロスコープを用い、入力インピーダンスは  $50 \Omega$  とした。

## 5 測定結果

図 1 の計 16 個の SiPM のうち、SiPM 1 つの測定にはチャンネル A2 を用い、信号合成時には B 列の 4 つの SiPM (チャンネル B1 から B4) を用いた。チャンネルの選定に明確な理由はない。

### 5.1 基礎特性①—暗電流と降伏電圧

図 3 に A2 における印加電圧と暗電流の関係を示す。この依存性を 2 次関数でフィッティングし、降伏

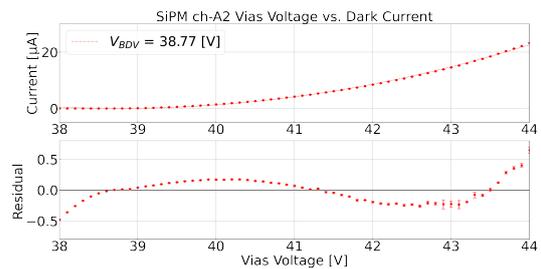


図 3: 試験基板で測定した A2 の印加電圧と暗電流の関係 (上段) およびフィッティング曲線とデータの残差 (下段)。上段の図中の点線はフィッティング曲線を表す。

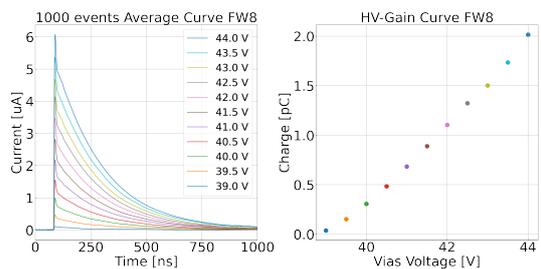


図 4: 試験基板で測定した A2 の SiPM の平均出力波形とゲインの印加電圧依存性。

電圧を 38.77 V と求めた。

### 5.2 基礎特性②—出力波形とゲイン

各印加電圧に対する A2 の 1000 イベントの平均出力波形とゲインの電圧依存性を図 4 に示す。1 イベントはレーザーの発光前後のデータとして定義する。また、電荷は平均出力波形が最大値を取る時間を基準として、前に 5 ns、後に 15 ns の合計 20 ns を積分して求めた。ゲインは、印加電圧と降伏電圧の差 (超過電圧) に比例した。

### 5.3 基礎特性③—電荷分解能

A2 の電荷分布を図 5 に示す。SiPM の電荷分布は、各検出光子数に対応したピークを持つ離散的な分布となった。各ピークをガウシアンでフィッティングすることで、平均電荷と標準偏差を求めた。電荷分解能  $R$  は 1 光電子 (1 p.e.) の平均電荷  $\mu_{1 \text{ p.e.}}$  とその標準偏差  $\sigma_{1 \text{ p.e.}}$  を用いて  $R = \mu_{1 \text{ p.e.}} / \sigma_{1 \text{ p.e.}}$  として計算した。正確には OCT を考慮する必要があるが、

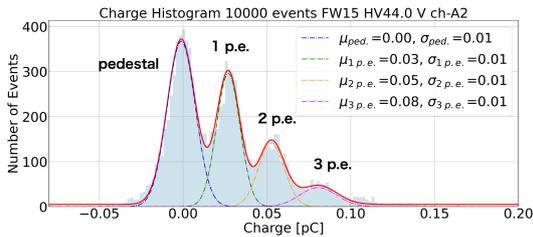


図 5: 試験基板で測定した A2 の電荷分布。実線は多重ガウシアン、破線はガウシアンによるフィッティング曲線を表す。

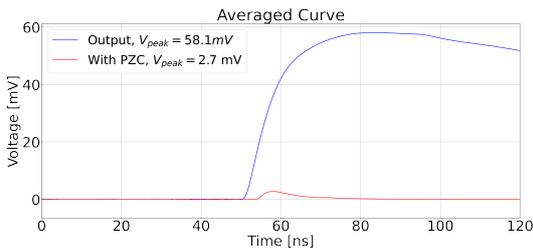


図 6: 試験基板で測定した A2 の PZC 無し (青) と有り (赤) の場合の平均出力波形。印加電圧は 44.0 V、FW は 8 とした。

現在測定中のため、単純化した式を用いた。電荷分解能は  $R = 36.8 \pm 0.2\%$  となった。

### 5.4 信号の波形整形と合成

PZC を用いた場合と用いなかった場合の信号の平均出力波形を図 6 に示す。印加電圧は 44.0 V、FW は 8 とした。PZC への入力信号は、SiPM の出力信号をプリアンプで増幅させた信号とした。SiPM のみで測定した際、信号は約 300 ns で緩やかに減衰したが、PZC を用いることで信号の半値全幅 (FWHM) が約 8 ns と変化した。LST が PMT に要求する信号の FWHM は 3 ns であるため、さらに約 3 倍短縮させる必要がある。また、PZC によってゲインは約 16 倍下がった。SiPM のみを用いた場合、図 4 より、印加電圧 44.0 V での電圧のピーク値は約 0.3 mV であり、PZC とプリアンプを用いた場合の電圧のピーク値は 2.7 mV となった。この結果より、PZC とプリアンプを用いた場合のゲインは、SiPM のみの場合と比較して約 9 倍となった。

4 つの SiPM の信号を合成した場合の電荷分布を図 7 に示す。読み出す SiPM の個数の増加に伴い S/N が低下したことで、各検出光子数に対するピークは見られなかった。

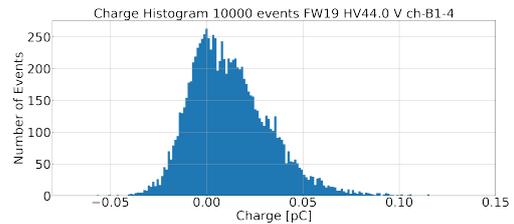


図 7: 試験基板で 4 つの信号を合成した際の電荷分布。

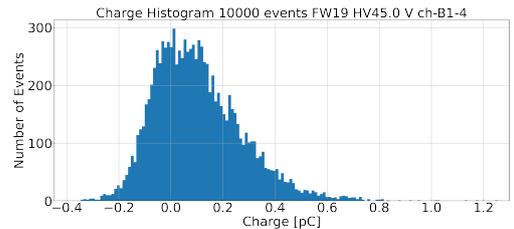


図 8: MUSIC で 4 つの信号を合成した際の電荷分布。

### 5.5 MUSIC を用いた評価

MUSIC を用いて信号を合成した場合の電荷分布を図 8 に示す。試験基板での結果と同様に、各検出光子数に対するピークは見られなかった。

## 6 結論と今後の展望

SiPM (S14521-0741) の降伏電圧は約 39 V で、ゲインは印加電圧に対して比例した。また、PZC によって信号の FWHM を約 8 ns に短縮でき、ゲイン降下はプリアンプによって相殺することができた。しかし、LST が PMT に要求する FWHM は 3 ns であり、さらに約 3 倍短縮する必要性が生じた。SiPM 1 つで測定した際は電荷分解能は約 37% と計算できたが、信号合成時は各検出光子数に対応したピークが見られず、電荷分解能は計算できなかった。今回求めた電荷分解能は OCT を考慮していないため、今後は OCT を測定し、その寄与を考慮する必要がある。また、信号の FWHM および信号合成時の電荷分解能の改善と共に、これらの結果を PMT の性能と比較検討していきたい。

## Reference

[1] B. Dolgoshein et al., Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. Sect. A: Accelerators, vol. 563, pp. 368-376, 2006

## 観測 20

FPGAのみで実現する完全デジタルな電波分光計  
(ARDS)：傾斜型ADCシミュレータの開発

名古屋大学 理学研究科素粒子宇宙物理学専攻  
松英 裕大

# FPGA のみで実現する完全デジタルな電波分光計 (ARDS): 傾斜型 ADC シミュレータの開発

松英 裕大 (名古屋大学大学院 理学研究科)

## Abstract

我々は傾斜型 ADC と FFT 演算器を同じ FPGA 上に実装し、1 チップで構成できる電波分光計 (ARDS) の開発に取り組んでいる。この方式を利用することで部品点数を少量化でき、低コストで広帯域な分光計を製作できる。現時点では FPGA 評価ボードの PYNQ-Z1 (Digilent 社) に 600 MSPS, 6.6 bit の ADC と 1024 点の FFT を搭載した試作機 (Nishimura et al, PASJ 2021) が完成し、Orion KL に対して行った実証試験で観測に成功している。一方で傾斜型 ADC は時間・電圧の量子化間隔が不均一なため、ENOB や SFDR の低下が起こる。現時点での試作機はまだこれらの指標が低いため (それぞれ 1.4 bit, -19.9 dBc @63 MHz)、観測に影響する可能性がある。本講演では Python を用いて作成した傾斜型 ADC の動作シミュレータについて報告する。このシミュレータは傾斜型 ADC の振る舞いへの理解を深めることで上記の課題の解決策を模索し、今後の広帯域化に備えるために製作した。仮想的な入力信号と参照信号の時系列電圧値を与えることで傾斜型 ADC の演算を再現し、得られる分光スペクトルを導出するものである。試作機に信号発生器からの信号を与えた際に発生するスプリアスの発生周波数・強度と SFDR について、シミュレータを用いて導出した結果と良く一致することが確認できている。今後はこのシミュレータを利用して 1. 最適な参照波の形状や 2. タイムインターリーブを実装した際にどの程度性能が向上するかの 2 点について検討を行いたいと考えている。また、S/H 回路を実装した場合の挙動や ENOB, SFDR が悪い場合、サイエンス観測での観測効率にどう影響を与えるかについても検証を行う予定である。

## 1 Introduction

電波望遠鏡では一般的にアンテナ→冷却回路→常温 IF 回路→分光計という流れで宇宙電波の検出を行う。分光計は受信回路の最終段に来る装置であり、その役割は受信した電波をある程度の周波数に分割し、それらの強度を定量することである。現在使われている分光計はほとんどがデジタル分光計である。デジタル分光計の内部回路では大きく分けて Analog-Digital (AD) 変換と Fast Fourier Transform (FFT) の 2 つが行われる。分光計における重要な性能としては周波数分解能と周波数帯域幅があり、これらがより細かく、より広いものが高性能な分光計と言える。分光計は多数のものを並列化させて利用することができるので、周波数帯域幅については帯域幅あたりのコストが重要になると考えることができる。

分光計より前段の受信回路は広帯域化が著しく、例として今後予定されている ALMA2 では帯域幅が 68

GHz の受信機が提案されている。一方で分光計の性能は XFFTS (RPG 社, 2012) の帯域幅 2.5 GHz の分光計が最安のままであり、約 80 万円/GHz である。この状況を打開するべく、1 チップの FPGA と少量の外部回路のみで実現できる完全デジタルな分光計である All-Digital Radio Spectrometer (ARDS) が提案されている。この ARDS は従来個別の装置を用いて行っていた AD 変換と FFT 演算を 1 つの FPGA 上で行う方式を利用している。市販の FPGA 評価ボード (FPGA チップに USB や HDMI 等のインターフェースを接続したもの) と抵抗 2 つで構成することができ、低コストで小型、尚且つ簡単に分光計を構成できるのが利点である。現時点で PYNQ-Z1 (Digilent 社) に 600MSPS (帯域幅 0.3 GHz) の AD 変換器と 1024 点の FFT を搭載した試作機が開発された。この試作機は大阪府立大学の 1.85m 望遠鏡を用い、Orion KL に対して行った試験観測で問題なく使用可能なことが示されている (Nishimura et al. 2021)。

本講演では天文観測における試作機の性能の確認と今後の広帯域化、低雑音化に備えて製作した ARDS の動作シミュレータについて発表する。2 節では ARDS の動作原理やシミュレータの仕様とシミュレーションのより詳細な目的、3 節では現時点で得られているシミュレーションの結果、4 節では 3 節の結果の考察、5 節ではまとめと今後の展望について述べる。

## 2 Methods

本節では ARDS の動作原理を解説した後、試作機の課題点とシミュレーションの目的、仕様を説明する。

### 2.1 ARDS の動作原理

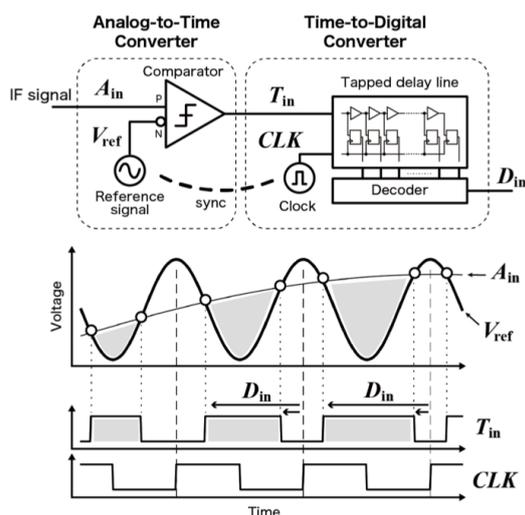


図 1: ARDS 内部の傾斜型 AD 変換器の模式図 (Nishimura et al. より引用)

図 1 の最上段は ARDS 内部の AD 変換器の構成図である。ARDS では傾斜型 AD 変換という天文観測ではこれまで使用されてこなかった AD 変換方式が利用されている。この方式は時系列での振幅の変化が分かっている参照信号を用意し、それと入力信号の電圧の大小関係が入れ替わる時間を取得することで AD 変換を行う方式である (図 1 の中段参照、白丸は電圧の大小が入れ替わるタイミング)。ARDS では FPGA に備え付けられている LVDS を比較器として

用い、2 つの信号の大小関係を 0 または 1 の時間的に連続なデータ列として取得している。そのデータ列を、1 個あたり 16.7 ps の遅延素子を 200 個直列接続した回路に入力している。これらの遅延素子にはフリップフロップというデータの保存素子が並列接続されていて、内部 CLK の立ち上がりごとにデータが保存される。得られたデータの 0 と 1 の個数を数えることで、1 クロックあたり 2 つできる参照信号と入力信号の交わった時点を特定することができる。参照信号は時間的な挙動が分かっているので、交わった時間からその時刻における入力信号の電圧値を導き出すことができる。参照信号は FPGA 内部の CLK を加工することで作成している。内部の CLK 信号は図 1 の最下段のように 2 段階の電圧が 300 MHz で High, Low の順番で入れ替わっている。これを一度外部に出力し、比較器に入力すると比較器の寄生容量により信号が鈍り、図のように緩やかに High 電圧と Low 電圧の間を上下する電圧を生成できる。

このようにしてサンプリング周波数 600MHz の AD 変換器を FPGA 上で構成し、更に得られたデータに同じ FPGA 上で 1024 点の FFT 演算と 32768 回の時間積分をすることで分光計を実現している。

### 2.2 シミュレーションの目的

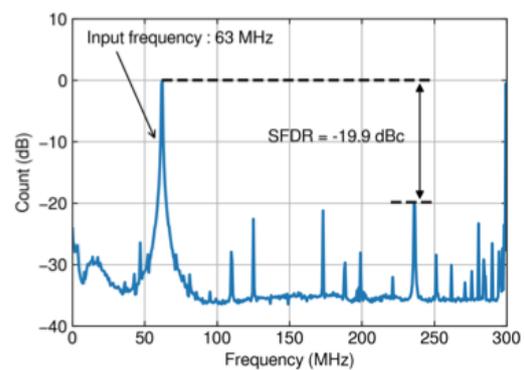


図 2: 信号発生器から 63MHz の信号を入れた際の ARDS の出力 (Nishimura et al. より引用)

ARDS の弱点として、時間・電圧の量子化間隔が一定でないことが挙げられる。図 1 の中段の時系列グラフの通り、サンプリングを行う点 (信号電圧の交

差する白丸の点) は時間的に等間隔でない。FFT はサンプリング時間が等間隔であると仮定して行っているため、最終的にはこの不定性がスプリアスとなって現れる (図 2)。また、ARDS で使用している参照信号は時間に対して電圧が比例関係でないため、参照信号を時間的に等間隔に分割すると電圧の量子化間隔が不均一になってしまう。本シミュレーションは ARDS に特有であるこれらの非理想的な事象が実観測にどう影響を及ぼすのか確かめることを目的としている。更に将来的に広帯域化・低雑音化設計を行う際にシミュレータを組換えることで、どの程度改善の見込まれるか予見できることを期待している。

### 2.3 ARDS シミュレータの仕様

本シミュレータはライブラリが豊富で比較的簡単に開発を行うことができる Python を用いて作成した。入力信号については FFT 一回あたり 1024×200 点のレートでダミーの信号を生成し、参照信号は試作機のデータを実測して使用している。比較器以降の数学的な処理の部分に関しては、FPGA 内の回路と同等の演算を CPU でできるようにした。

## 3 Results

### 3.1 正弦波の入力信号を与えた場合

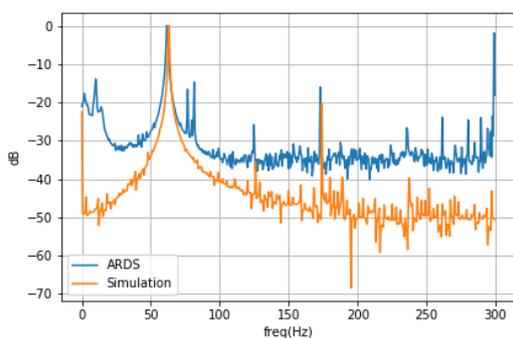


図 3: 63MHz の信号を入力した場合のシミュレーションと試作機の比較

最初に信号発生器から入力した信号を ARDS 試作機に入力した場合と、シミュレーションとの比較を

行った。図 3 は入力信号が 63MHz のときの比較画像で、どちらも信号のピーク強度で正規化してある。シミュレーションの方がノイズレベルが試作機よりやや低いが、スプリアスの出る周波数については概ね一致していることが分かる。

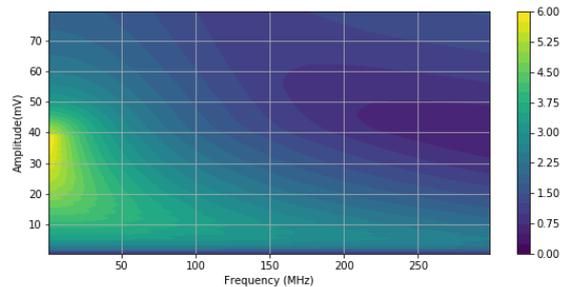


図 4: 入力信号の周波数、強度に対する ENOB の変化

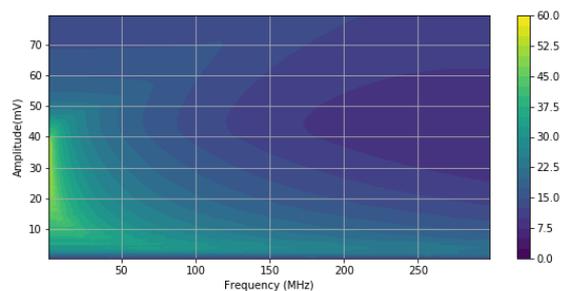


図 5: 入力信号の周波数、強度に対する SFDR の変化

次に入力信号の周波数と強度をパラメータとし、AD 変換器の性能指標である Effective Number of Bits(ENOB) と Spurious Free Dynamic Range(SFDR) の 2 次元グラフを生成した (図 4, 図 5)。ENOB とは式 (1) で与えられる AD 変換器に由来するノイズの評価指標である。SFDR とは DC 成分を除く 1 番大きいスプリアスと信号強度の比である。入力周波数には式 (2) で与えられるコヒーレントな周波数を選んだ。この周波数を選ぶと、窓関数に由来するサイドローブの影響を除くことができる。

$$\text{ENOB} = \frac{\text{SINAD} - 1.76}{6.02} \quad (1)$$

$$f_{in} = f_s \frac{M}{N} \quad (2)$$

ここで、SINAD は信号対雑音及び歪み比であり、FFT ビンのうち信号成分が乗っているものとそれ

以外の和の比である。また、 $f_s$  はサンプリング周波数、 $N$  は FFT ポイント数、 $M$  は整数である。

図 4, 図 5 からは、ENOB, SFDR のいずれも入力周波数が低く、入力強度が弱い領域において性能が良くなっていることが分かる。

### 3.2 熱雑音が支配的な場合

実際の観測においては、信号の成分のほとんどが熱雑音である。典型的な例として S/N 比を 0.01 とし、入力周波数を 62.6953 MHz に設定して輝線とノイズレベルのリニアリティが成立しているかを確認した。FFT データの積分回数は時間の都合上 512 回とした。ノイズデータは FFT1 回あたり 1024×200 の点数の正規分布に則ったランダム変数に図 6 のような特性の FIR フィルタを通して生成した。

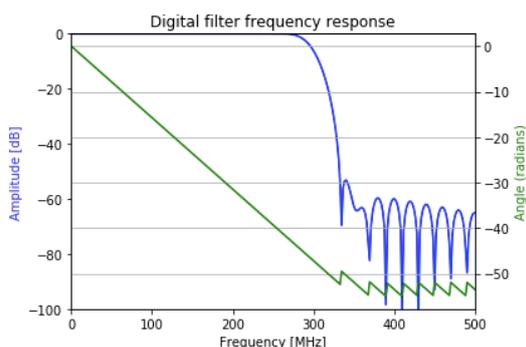


図 6: ノイズデータの生成に使用した FIR フィルタ

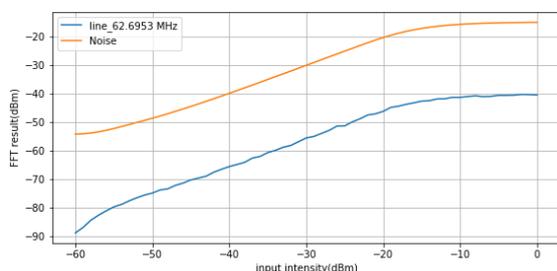


図 7: 輝線とノイズフロアのリニアリティ

ノイズレベルに関して、リニアリティの成立する上限入力強度は約-15dBm 程、下限入力強度は-55dBm 程であることが分かる。上限に関しては、実際の試作機で取得したデータと概ね一致している。

## 4 Discussion

3.1 節の図 3 より、サンプル時刻の不定性に由来するスプリアスに関して本シミュレータは正しいモデリングが出来ていると考えられる。ノイズレベルに関してはシミュレーションの方が低くなっているが、これは分光計の内部回路に由来するノイズや、ジッタと言われる CLK のタイミング不定性をシミュレータに取り入れていないことが原因と考えられる。

3.1 節の図 4, 図 5 では、ARDS の現行方式で実現でき得る最大の ENOB と SFDR について示せた。高周波側でやや値が悪くなっているが、インターリーブ方式の採用などで改善できる可能性がある。

3.2 節の図 7 の輝線とノイズレベルのリニアリティの限界値は上限側で実測値とよく一致しており、参照信号の振幅値が制限していると考えられる。しかし下限側について、実測での下限値は-30dBm 程度であり、ややシミュレーションと相違がある。この原因についても、現状のシミュレーションでは考慮していないジッタや分光計内部のノイズが低入力強度では大きく効いているからではないかと考えている。図 4, 図 5 での ENOB や SFDR に関して、低入力強度で性能が改善される傾向にあるが、この影響から実測では異なる結果になる可能性がある。

## 5 Conclusion

ARDS の性能の確認と今後のアップデートに向けて、動作シミュレータの開発を行った。スプリアスの発生周波数やリニアリティレベルの一致からシミュレーションの妥当性を示すことができた。今後はジッタや内部ノイズを考慮したシミュレータの改善や、実観測における性能の更なる確認、シミュレータを利用した ARDS のアップデートを検討する予定である。

## Reference

Nishimura, A., et al. 2021, PASJ, 73, 692  
 Homulle, H., Visser, S., & Charbon, E. 2016, IEEE Transactions on Circuits and Systems I: Regular Papers, 63, 1854

## 観測 21

ひきずり 3 点法による鏡の形状計測の精度評価

京都大学 理学研究科物理学宇宙物理学専攻  
徳地 研人

## ひきずり 3 点法による鏡の形状計測の精度評価

徳地 研人 (京都大学大学院 理学研究科)

### Abstract

天体望遠鏡に使われる鏡は、その形状精度が望遠鏡の結像性能に直結するため、 $\lambda/10$  程度の非常に高い精度での、メートルサイズの鏡の加工と形状計測が求められる。近年では、鏡の形状計測には、干渉計が使われることが多いが、これは、対象面と形状既知の参照面の 2 つについて、反射波を干渉させる、という手法である。干渉計の精度は望遠鏡の光学系の仕様を十分満たしているが、凹面鏡の場合は、その焦点距離に対応した自由空間を確保する必要があり、凸面鏡の場合は、反射光が拡散するため、鏡と同サイズ以上の参照面を用意する必要がある。いずれにしても、測定装置の巨大化が避けられず、コスト面で課題になっている。

我々は、より汎用的で廉価なシステムで、且つ高精度の形状計測が可能な方法として、センサを鏡面上で引きずる方式の逐次 3 点法による形状計測方法の開発に取り組んできた。3 つのセンサの値から局所的な曲率を求め、それを測定パス上で順次繰り返すことで断面形状を算出する、という手法である。また、従来の逐次 3 点法と違い、鏡面に接触しながら測定を行うため、精密な機械制御を必要としない他、自由曲面の計測が可能といった利点がある。既に先行実験により、平面鏡の形状計測にて、 $RMS = 7.0\text{nm}$  の精度を達成しており、任意の点で曲率が等しい球面でも同様の精度が達成できると思われる。しかし、放物面や軸外し面、その他の自由曲面の場合は、測定点によって曲率が異なってくるため、測定点の誤差が結果に与える影響が懸念される。

そこで、具体的な検討として、京都大学のせいめい望遠鏡の副鏡（放物面）のパラメータを用いて、鏡面計測の際に起こりうる誤差について数理解析を行い、その許容範囲について考察した。本講演では、ひきずり 3 点法の計測原理の紹介と、せいめいの副鏡を用いた誤差の数理解析について紹介する。

## 1 Introduction

### 1.1 鏡の形状精度

望遠鏡を用いた観測においては、空間分解能が重要な一つの重要なパラメータである。多くの場合、大気揺らぎによる影響が大きいですが、大気のない宇宙望遠鏡の場合や、補償光学によって大気揺らぎを取り除いた場合は、望遠鏡そのものの性能に依存する。さらにその性能は、口径と波長に依存する回折限界に加えて、反射望遠鏡の場合は鏡の形状精度が影響してくる。一般的には、形状誤差が結像精度に影響しない条件としては、誤差の規模が  $\lambda/10$  程度以下に収まればよい、とされている。

### 1.2 鏡の製作

鏡の製作は大まかに以下の工程で行われる。

1. 硝材を使い大まかな形状の形に切る
2. 研磨剤を使い、数 nm の精度で研磨する
3. 形状測定を行い、加工に誤差がないか確かめる
4. もし加工誤差があれば、その分研磨し直し、再度 4. を行う。これを、誤差が十分小さくなるまで行う
5. 形状に問題がないことが確認できれば、表面を蒸着（ミラー加工）して完成

現在我々は、形状測定について、その新しい手法を考案、開発中である。

### 1.3 従来の鏡の形状計測

従来の鏡の形状計測には、干渉計が主に使われてきた。これは、計測する鏡の面（被検面）と、形

状既知の面（参照面）の 2 面にそれぞれ光を照射し、それぞれからの反射面同士を干渉させ、そのパターンから被検面の形状を算出する、という方法である。

この手法は、前述の精度を十分達成しているが、望遠鏡に使われるような凹面鏡や凸面鏡の場合に、1 つ問題が生じる。凹面鏡の場合は、その焦点距離に対応した自由空間を確保する必要がある。例えば、京都大学所有のせいめい望遠鏡の主鏡（凹面鏡、焦点距離 10m）を干渉計を用いて形状計測を行ったが、その際には 10m のタワー型の装置を必要とした。また、凸面鏡の場合は、反射光が拡散するため、鏡と同サイズ以上の参照面を用意する必要がある。つまり、いずれの場合も干渉計の巨大化を伴う。

## 2 Instruments

### 2.1 ひきずり 3 点法

我々は、干渉計に代わる新しい計測手段として、「ひきずり 3 点法」という手法を考案した。これは、鏡面上に 3 つのセンサを置き、3 か所で同時測定することで、局所的な曲率を求める手法である。また、これをセンサを鏡面上で引きずらせて移動させ、複数点で同様に測定して曲率分布を求めることで、形状を再現することができる。具体的な曲率の算出手法を紹介する。図 1 は、間隔  $d$  で並べた 3 つのセンサでの同時測定の模式図である。このセンサの 3

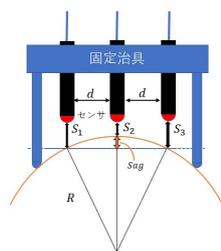


図 1: ひきずり 3 点法での測定の模式図

つの値を用いることで、曲線のたわみの程度を表すサグ量が以下の量に求まる。

$$Sag = \frac{S_1 + S_2}{2} - S_2 (= a \text{ とする}) \quad (1)$$

一方、簡単な近似として、測定点の周囲は曲率半径  $R$  の円弧とすると、サグ量を以下のように求める

ことができる。

$$Sag = R - \sqrt{R^2 - d^2} \quad (2)$$

よって、上の 2 式を連立すれば、3 つのセンサの値から曲率（曲率半径の逆数）を求めることができる。

$$\text{曲率} = \frac{1}{R} = \frac{2a}{a^2 + d^2} \quad (3)$$

### 2.2 干渉計との比較

ひきずり 3 点法では、センサを動かすのに用いるロボットアームの大きさは 1m 程度である。そして、原理的に鏡面上にセンサを置くだけで測定可能であるため、干渉計の問題点であった装置の巨大化を解消できている。これは、凹面鏡、凸面鏡のいずれの場合も同様である。一方、干渉計は鏡の全面を一度に測定しているのに対し、引きずり 3 点法は 1 度に鏡面上のある 1 点の周囲しか測れないため、干渉計と比較して全面測定には長時間を要する。

### 2.3 現状の課題

引きずり 3 点法が抱えるほかの課題として、センサでの測定の際に生じる様々な誤差を考慮する必要がある、という点がある。系統誤差の場合、センサの配置誤差や、ロボットアームの駆動誤差などがあり、偶然誤差の場合、センサの振動などが挙げられる。

この誤差によって、形状測定の結果は、鏡が実際に持つ形状誤差に、センサ誤差による測定誤差が加わる形となる。これは、測定精度の悪化を招くことになるため、各々のセンサ誤差が与える測定誤差の規模を見積もり、測定の要求精度からセンサ誤差の許容値を求める必要がある。

## 3 Method

### 3.1 今回調べるセンサ誤差と条件

今回は、数あるセンサ誤差の中で、ロボットアームによってセンサを配置する指令座標と、実際のセンサの座標との誤差について、シミュレーションを用いて検討した。測定条件は以下のとおりである。

1. センサ間隔  $d$  は 10mm とする
2. 鏡は以下のパラメータのものを用いる。これは、せいめい望遠鏡の副鏡のパラメータである。  
 形状：半径 540 の凸面鏡  
 コーニック係数：-2.7  
 頂点での曲率半径：3334mm
3. センサは、鏡の左端から右端に一直線上に動く。  
 この時、鏡の頂点を原点として、センサの走査方向を  $x$  軸、垂直な方向を  $y$  軸とする。
4. 測定開始点を、左端 (-540,0) を基準として、 $x$  軸方向にずらした場合と  $y$  軸方向にずらした場合の 2 通りでシミュレーションを行う。これは、センサ座標は指令座標と比べて常に一定の距離だけずれた場所を測定することになる。

### 3.2 見積もるべき測定誤差

一般に、任意曲面は球面成分と非球面成分に分けられる。このうち、球面成分はピント位置に影響し、非球面成分は結像精度に影響する。これは、測定誤差にも同様のことがいえる。すなわち、測定誤差の球面成分はピント位置の誤差を招くが、結像精度には影響しない。そのため、測定精度の変化に焦点を置く今回の測定では、測定誤差の非球面成分の規模を求めた。この時、標準偏差を規模として用いた。以下では、測定誤差は、この非球面成分を指すこととする。

## 4 Result

図 2 は、 $x$  軸に 1mm ずれた場合と、 $y$  軸方向に 1mm ずれた場合の 2 通りについての測定誤差のグラフである。誤差の標準偏差はそれぞれ 1200nm と 1nm

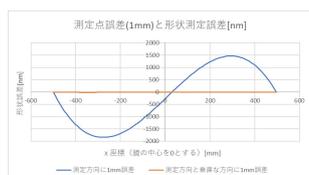


図 2: 1mm 座標誤差による測定誤差 (非球面成分)

だった。このことより、今回のシミュレーションでは、センサ座標が  $x$  軸方向にずれた方がより測定誤差が大きくなることがわかった。そこで、 $x$  軸方向の誤差をさらに小さくし、10um 間隔で大きくしていき、同様にシミュレーションを行い、測定誤差の標準偏差を求めた。下の表は、 $x$  軸誤差と測定誤差の標準偏差の関係をまとめたものである。

誤差 [mm]	誤差 (RMS) [nm]
0.01	11.9
0.02	23.6
0.03	35.5
0.04	47.3
0.05	59.1
0.06	70.9

図 3: 1mm 座標誤差による測定誤差 (非球面成分)

## 5 Discussion

表から、センサ座標誤差が 10um から 60um の間で、測定誤差は比例して増えていった。これについて、測定精度と比較して、センサ座標の許容誤差を求める。測定の要求精度は  $\lambda/10$  であるが、 $\lambda=500\text{nm}$  (可視光) とすると、要求精度は 50nm となる。よって、この精度を達成しうるセンサ座標の許容誤差は 40um と見積もることができた。

## Reference

Jiang et al., SPIE, Volume 8450, pp 11, 2012.

Gao et al., Journal of the International Societies for Precision Engineering and Nanotechnology 26, pp 279-288, 2002

## 観測 22

補償光学系 Tip-Tilt 補正の性能評価

東北大学 理学研究科天文学専攻  
赤澤 拓海

## 補償光学系 Tip-Tilt 補正の性能評価

赤澤 拓海 (東北大学大学院 理学研究科)

### Abstract

補償光学とは、地上から天体を撮像するときなどに問題となる大気揺らぎの問題を解決するために開発された光学技術である。我々の研究室では補償光学系の開発を行っており、本研究ではまず Tip-Tilt のみを補正する光学系を組み立てた。補正には PID 制御を用いたが、この制御方法には任意に決められるパラメータが存在する。そこで光学系を MATLAB というシミュレーションツールを用いて再現し、最適なパラメータを見つけることにした。本発表では本研究の進捗状況について報告する。

## 1 Introduction

### 1.1 補償光学

天体を地上から撮像する場合、大気の揺らぎによって光の波面が乱れ、像がぼやけてしまう。このような乱れた波面を補正し、ハイコントラストの像を得るための技術を補償光学 (Adaptive Optics, AO) という。

補償光学系は図 1 のように、波面の乱れを検知する波面センサー (WaveFront Sensor; WFS)、表面を変形し波面の乱れを補正する可変形鏡 (Deformable Mirror; DM)、WFS で検知した波面から DM に与えるべき変形量を計算し信号を送る制御システムの 3 つから構成されている。この 3 つの間でループを回すことで、時々刻々と変化する大気揺らぎに対応した補正を行うことができる。

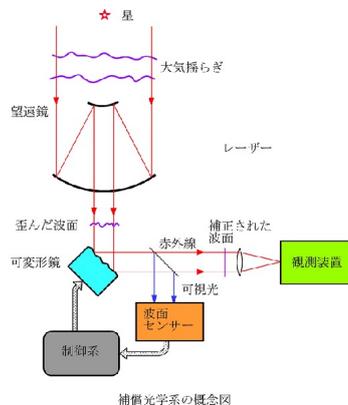


図 1: 補償光学の概念図

### 1.2 Tip-Tilt

波面収差は Zernike 多項式という直交多項式で展開され、各モードが光学系の収差の特徴に対応している。その中で最も低次のモードは Tip-Tilt 成分と呼ばれ、天体像で見ると光の重心位置の移動に相当する。そして観測条件によっては、Tip-Tilt 成分を補正するだけで大気揺らぎの影響の多くを取り除くことができることがわかっている。

Tip-Tilt 成分の補正には Tip-Tilt ミラー (TTM) という DM を用いていて、鏡の裏側には piezoelectric elements (図 2) が 2 本ついている。電圧を与えて長さを変化させることで鏡を傾け、光の重心位置を補正することができる。



図 2: アクチュエータ

## 2 Methods

### 2.1 PID 制御

PID 制御とは、目標とする値との差（偏差、図 3 中の  $e(t)$ ）に比例した操作を行う比例 (Proportional) 制御、偏差の積分値から操作量を決める積分 (Integral) 制御、偏差の時間微分から操作量を決める微分 (Differential) 制御を組み合わせた制御方法である。

PID 制御を行う場合、3つのゲインパラメータ  $K_p, K_i, K_d$  は自由に撮ることができる。本研究ではシミュレーションによって最適なパラメータセットを見つけることが目標の一つである。

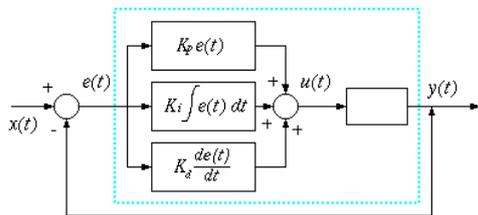


図 3: PID 制御の概念図

### 2.2 MATLAB/Simulink

本研究では MATLAB というソフトとその中で使える Simulink というシミュレーションツールを用いて、光学系の再現を行なった。

Simulink では、図 4 のようにさまざまなブロックを配置し、それらを線で繋いだブロック線図を作ってシミュレーションを行うことができる。またそれらの結果を MATLAB に返して計算・解析を行うこともできる。

### 2.3 伝達関数

伝達関数とは、システムの入力  $X(s)$  と出力  $Y(s)$  の関係を表した関数で、次の式の  $G(s)$  で表される。ただし  $s$  は時刻  $t$  領域をラプラス変換した先の領域である。

$$Y(s) = G(s) \cdot X(s)$$

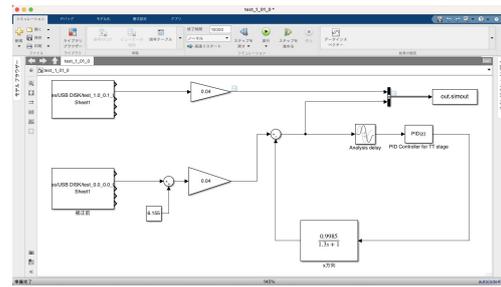


図 4: ブロック線図

伝達関数が分かれば、あらゆる入力に対して出力を求めることができ、有効な解析を行うことができる。

伝達関数には一次遅れ系、二次遅れ系、高次遅れ系などいくつか種類があるが、本研究では二次遅れ系というものを仮定した。二次遅れ系の伝達関数の一般形は以下のようになる。

$$G(s) = \frac{K\omega_n^2}{s^2 + 2\zeta\omega_n s + \omega_n^2}$$

ここで  $\zeta$  は振動の特性を定め、 $\omega_n$  は速応性を定める。

$\zeta$  については場合分けをすることができ、応答の特徴が大きく異なる。図 5 は、ステップ信号を入力した際の応答を示したグラフになっている。

1.  $\zeta > 1$  のとき、過制動（図中赤）
2.  $\zeta = 1$  のとき、臨界制動（図中青）
3.  $0 < \zeta < 1$  のとき、不足制動（図中緑）

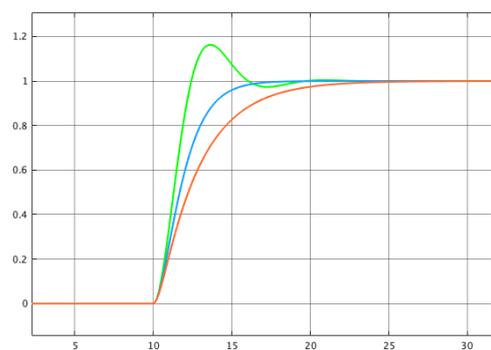


図 5: 二次遅れ系のステップ応答

ただし実際には一つの伝達関数であらゆる応答を再現できるわけではない。図 6,7 中の赤線は、本研

究で使用した TTM のアクチュエータに電圧をそれぞれ 1V, 8V 与えたときの応答の様子を表して、青線はそれらを一つの伝達関数を用いて再現したものである。8V を与えたときはうまく再現できているが、同じ伝達関数を使って 1V を与えたときの振る舞いを再現しようとしても再現精度が落ちていることがわかる。

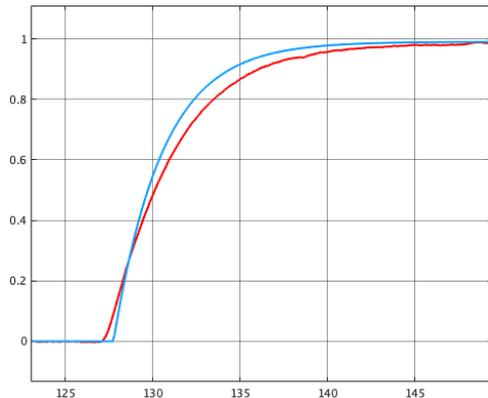


図 6: 1V を与えたときの応答

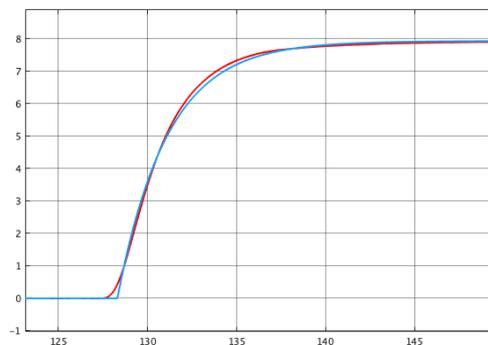


図 7: 8V を与えたときの応答

### 3 Results

同じ  $K_p, K_i, K_d$  と揺らぎデータを使って、実際に組み上げた光学系とシミュレーションで補正を行い、その補正結果を比較した。図 8, 9 がその結果である。

上段は時刻  $t$  に対する揺らぎの残差の大きさ、中段は揺らぎの残差に含まれる各波長のパワースペクトル密度 (PSD) を表して、どちらも赤線は補正

前、青線が補正後を表す。下段は PSD の比 (Gain) を表して、値が  $1(10^0)$  だと補正が効いておらず、1 より小さいほど補正がうまく行われていることを示している。

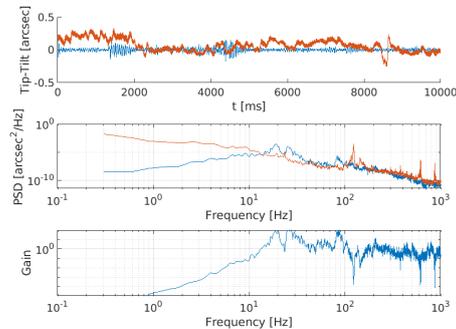


図 8: 実際の光学系の補正結果

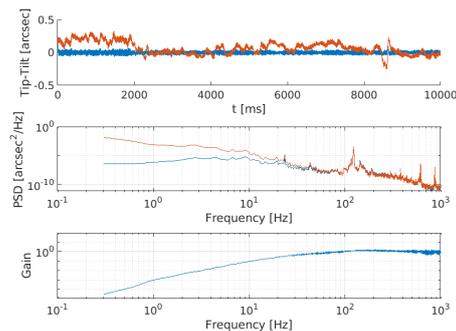


図 9: シミュレーションによる補正結果

実際の光学系の結果をシミュレーションと比較すると、 $10^1 \sim 10^2$  Hz あたりで補正精度が悪くなるが低周波数帯ではより良い補正が行えていることがわかる。

両者で補正の特徴が異なることから、シミュレーションによる再現がうまく行えていないと考えられる。

### 4 Future work

現状では組み上げた光学系をシミュレーションでうまく再現できているとは言えない。より再現の精度を高めるために、系に含まれている他の要素がないかを調べていく必要がある。その後、東北大学の

2021 年度 第 51 回 天文・天体物理若手夏の学校

屋上にある望遠鏡に光学系を取り付けて観測を行い、  
予想される補正精度が実現されるのかを確認する。

## 観測 23

# 超々小型衛星群による超大型光学望遠鏡のための回折 光学素子の設計開発

東京都立大学 理学研究科物理学専攻  
森下 弘海

未提出

## 観測 24

三点支持による大型鏡面の超精密研削

京都大学 理学研究科宇宙物理学専攻  
橋ヶ谷 武志

## 三点支持による大型鏡面の超精密研削加工

橋ヶ谷 武志 (京都大学大学院 宇宙物理学教室 M1)

### Abstract

光赤外望遠鏡の鏡に要求される形状精度は数十ナノメートル（観測波長のおよそ 1/10）である。鏡の加工では固定砥石による高速な研削につづき遊離砥粒による修正研磨が行われる。研削加工では鏡が強固に保持される際に予測不能な変形が生じる。そこで、我々は主鏡の鉛直方向を裏面の 3 点で支持する方法を提案した。3 点支持では研削抵抗によって鏡が変形するが、有限要素法解析によって変形量をシミュレートすることで補正研削が可能となる。しかし、研磨加工の際に縁ダレが生じた。そこで、我々は鏡の周囲にヤトイと呼ばれる余剰な領域を付加した上で研削・研磨し、最後にヤトイの部分を切断することで、縁ダレの抑制を試みた。それに伴い、ヤトイ材が付加した状態での研削抵抗による変形を有限要素法解析で再検討した。解析の結果を研削後の鏡と比較したところ、研削抵抗は 28 N、変形量は 1.1  $\mu\text{m}(\text{rms})$  であることが推定され、おおむね 200 nm(rms) の精度で実測値を再現できることが分かった。したがって、この精度の補正研削と研磨加工の短縮が期待できる。

### 1 イントロダクション

京都大学が岡山に作ったせいめい望遠鏡は、分割鏡方式をとることで軽量化を測り、突発天体の観測を可能とした。そして、我々は現在南半球での突発天体の観測にも対応するために、インドネシアにせいめい望遠鏡の同型機を建設している。これらの光赤外望遠鏡には観測波長の 1/10 の加工精度が求められるうえ、なるべく短いタイムスケールで鏡を加工することが求められる。せいめい望遠鏡の鏡加工では、以上の目的を達成するために、従来とは異なる加工方法が用いられた。従来の加工では、鏡を水平台上に強固に固定し、加工能率が比較的良好な研削加工を行い粗削りをし、加工能率の悪い研磨加工で形状を整えていく。この手法では、鏡の裏面が凸凹していることで水平テーブルの接着に固定した際に鏡がゆがんでしまったり、鏡と水平テーブルの熱膨張率に差があるために、温度変化によって水平テーブルの伸縮に引きずられて鏡がゆがんでしまったり等の理由で加工誤差が生じていた。せいめい望遠鏡のような薄型で大きな鏡ではこのような原因による加工誤差は深刻である。そのため、研削加工での加工精度が出せず、研削能率の悪い研磨加工の時間が増えてしまった。実際に、せいめい望遠鏡の分割鏡の加工では、研削加工終了時の加工精度は $\sim 1 \mu\text{m}$ 程度で

あり、これと同程度の鏡の加工時間は、典型的には $\sim 1$ 年ほどであった。そこで我々の先行研究では、加工全体にかかる時間を短くするため、研削加工の段階で加工精度を高めることで、研磨による除去量を減らすことを試みた。そのために、誤差の原因となっていた水平台と鏡の裏面の接着を避け、鏡を三点で支持することにした。この際、鏡が自重変形してしまうのを防ぐため、固定支持点 3 点の他に、ばねによる支持点を加えた。こうすることにより、鏡は実質自重変形することなく、空中に浮いた状態となる。また、砥石からの荷重である研削抵抗による変形量を有限要素法解析によって予測し、この分を追加で研削することで加工精度を高めた（以下これを「補正研削」という）。この方法で、せいめい望遠鏡の分割鏡加工にかかる時間は $\sim 1$ か月程度となった。しかし、研磨加工終了後に縁の部分で形状誤差が生じてしまっていることが新たに問題となった。そこで、インドネシアに建設する望遠鏡の鏡加工では、このような誤差が発生しないよう、さらに加工方法を改良した。以下、この新たな加工方法について述べる。なお、ここで現れる「せいめい望遠鏡の分割鏡」や「ヤトイをつけた分割鏡」等は全て、内周鏡を参照しているものとする。

## 2 解決方法

研磨加工において、縁部分では内側に比べて研磨パッドからの応力が集中しやすいため、除去量が増えてしまい、縁部分での形状誤差が発生していることが考えられた。そこで我々は、分割鏡の鏡面部分の周りにヤトイと呼ばれる余分な部分を設けて研磨を行うことを考えた（図1）。これによって、鏡面の縁での研磨パッドからの応力集中を防ぎ、問題となっている形状誤差を防ぐことができる。なお、ヤトイは最終的にウォータージェット加工によって切り取られ、必要な鏡面部分が残ることになる。このヤトイを加えた鏡に対して、せいめい望遠鏡の分割鏡加工に用いられた三点支持による加工を用いることで、加工時間を短縮しつつ高い形状精度を目指すことができると考えられる。そこで、以下では三点支持による加工をする上での固定支持点の位置とばね支持点位置の検討と、その支持点において研削抵抗によってどれだけの変形が生じるかの計算を行った。さらにこの変形量を補正研削することによって、研削加工の段階でどれだけ加工精度を出すことができるかを求め、それによって加工時間の短縮化が可能かどうかを検討した。

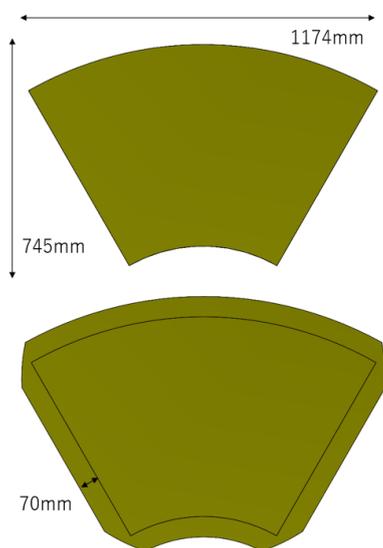


図 1: せいめい望遠鏡の分割鏡（上）とヤトイをつけた分割鏡（下）

## 3 解析と結果

### 3.1 支持点位置の検討

鏡の裏の何点かを垂直方向に拘束して、自重変形によって鏡の表面がどれだけゆがむかを有限要素法解析によって計算した。図2に載せたような拘束点の配置で自重変形による理想表面形状からの歪みの  $rms$  が  $31.7\text{ nm}$  となり、最終精度に対して無視できる値になることがわかった。そこで、この配置を支持点の配置の仕方として決定した。次にこの支持点のなかから、3点を選び固定支持点とした。固定支持点3点の選択が不適切な場合、研削抵抗のモーメント荷重によって鏡が転覆してしまう可能性がある。そこで、研削抵抗がかかっても、鏡が転覆しないような3点を固定支持点として選び、図2のような配置になった。そして、残った支持点を全てばね支持点とした（図2）。

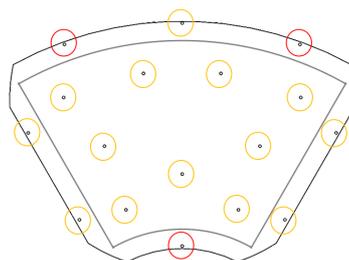


図 2: 支持点の位置：赤で示したところが固定支持点、黄色で示したところがばね支持点である。

### 3.2 有限要素法による変形量計算

三点支持による研削加工では、研削抵抗によって研削時に鏡が歪んでしまい、その分を削り損ねてしまう。そこで有限要素法解析によってこの量をあらかじめ予測し、その分を補正研削する事で研削加工による加工精度を高めた。有限要素法解析をする際に、固定支持点三点を垂直方向に拘束し、鏡が回転しないように回転方向の拘束もおこなった。実際に加工時には、鏡の側面を6箇所棒で押さえつけることで鏡が回転しないように固定される。そして、この拘束条件のもと三角錐二次要素によってメッシュ

を切った (図 3)。さらに、実際の研削加工時には砥石は表面の各点を通過するため、表面の各節点に 35 N の荷重をかけてその点における変形量を記録していった。なお、35 N とした理由は研削加工において研削抵抗の典型値がこの程度の値であるからである。これによって、研削抵抗によって生じる変形量のマップを取得した (図 4)。

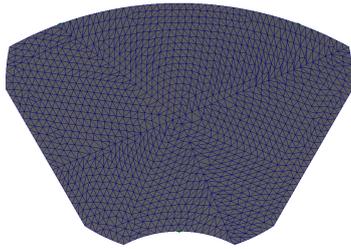


図 3: ヤトイがついた鏡を三角錐二次要素によってメッシュ分割した図

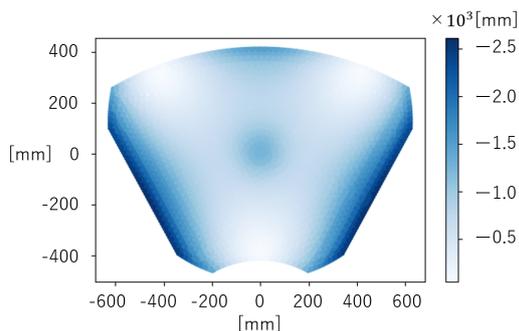


図 4: 35 N の研削抵抗によって生じる変形量のマップ

### 3.3 研削抵抗と補正量計算

図 4 の変形量マップは研削抵抗として典型値 35 N を仮定したものである。しかし、実際の研削抵抗はこの値であるとは限らない。したがって、35 N の研削抵抗による変形量を  $f(x, y)$  としたときに、実際の変形量を表す関数はスケーリング定数  $k$  を乗じて  $kf(x, y)$  とあらわされるべきである。ここで、スケーリング定数を求めるために補正研削前の鏡の形状データに対して、フィッティングを行った。この際、第一段階の研削終了後すなわち補正研削前の鏡

の形状は、研削抵抗による加工誤差以外にも鏡が置いてあるテーブルに対して砥石の座標値がずれていることで生じている誤差が含まれていることが予測された。この大きさは鏡の中心からの距離に対して比例するような大きさであることが、簡単な計算により分かった。そこで、この比例係数を  $l$  として、座標値のずれによる誤差  $l\sqrt{x^2 + y^2}$  を加味して 2 変数フィッティングを行った。つまり補正研削加工前の鏡の形状を  $g(x, y)$  としたときに

$$g(x, y) = kf(x, y) + l\sqrt{x^2 + y^2}$$

という式を用いてフィッティングを行うことで  $k$  と  $l$  を決定した。実際には、 $g(x, y)$  は鏡の中心を通る 9 通りの直線上において、レーザー変位計を用いて計測され、これらの断面上のデータを用いてフィッティングを行っている (図 5)。これによって得られた  $k$  と  $l$  の値から、研削抵抗は 28 N であり、テーブルに対する砥石の座標値のずれは 0.03 mm であることがわかった。なお、フィッティングによってえられた  $k$  と  $l$  を用いて、補正研削量は  $-kf(x, y) - l\sqrt{x^2 + y^2}$  と与えられる。また、レーザー変位計により計測した鏡の形状データとフィッティングの結果を図 6 に示した。

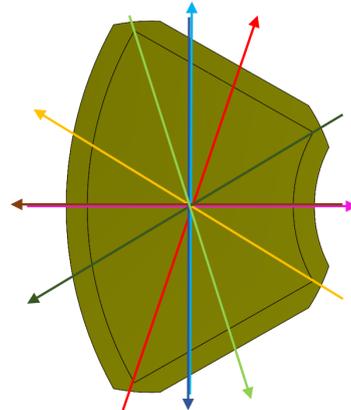


図 5: レーザー変位計によって計測した断面：鏡の対象軸 (図中右向きを正) からなす角を  $\theta$  として、 $\theta = 0^\circ$  (ピンク),  $72.5^\circ$  (赤),  $90^\circ$  (水色),  $148.6^\circ$  (黄),  $180^\circ$  (茶色),  $211.4^\circ$  (緑),  $270^\circ$  (青),  $287.5^\circ$  (黄緑),  $360^\circ$  (ピンク) の直線上をレーザー変位計で計測している。

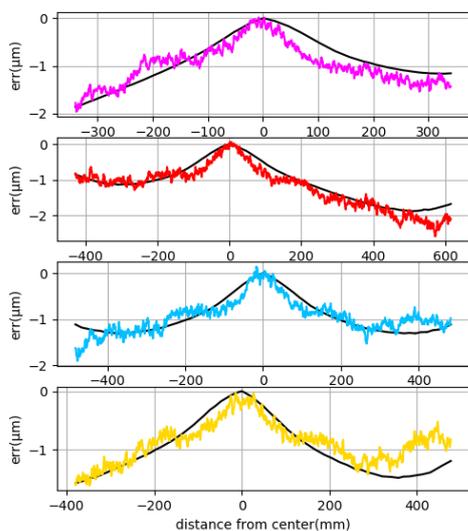


図 6: レーザー変位計で測った鏡の各断面上の形状。鏡の中心部の高さを 0 としている。鏡の対称性からここでは  $\theta = 0^\circ$  (ピンク),  $72.5^\circ$  (赤),  $90^\circ$  (水色),  $148.6^\circ$  (黄) の 4 つの断面を取り上げた。黒線がフィッティング曲線を表す。

## 4 議論

以上の結果を踏まえると、補正研削前の形状誤差は最大で  $\sim 3 \mu\text{m}$  程度であり、典型値としては  $1.1 \mu\text{m}(rms)$  であることがわかった。一方で、図 6 の残差から補正研削後の形状誤差が予測された (図 7)。図 7 より、補正研削によって形状誤差が  $0.2 \mu\text{m}(rms)$  にまで抑えられることが期待される。つまり、この精度で研磨での加工量を減らすことが期待される。したがって、せいめい望遠鏡の分割鏡加工の場合と同様に加工時間の短縮化が見込まれる。なお、ここで残った残差には砥石の摩耗による誤差や、砥石と鏡の加工点のずれによる誤差等が考えられる。後者に関していえば、砥石の断面形状は円であると考えて加工点を調整しているが、実際は砥石の断面形状は真円からのずれがあるため、想定している加工点と実際のそれにはずれが生じてしまう。こうしたこと等が誤差の原因となっていると予測されている。また、そのほかにも計測による誤差も含まれているこ

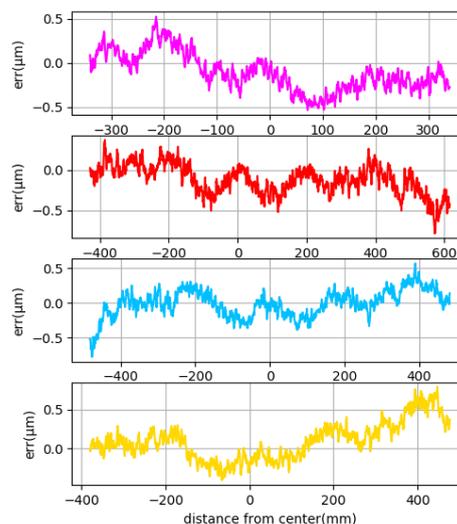


図 7: 鏡の各断面上での実際の形状とフィッティング曲線の残差。図 6 に対応して  $\theta = 0^\circ$  (ピンク),  $72.5^\circ$  (赤),  $90^\circ$  (水色),  $148.6^\circ$  (黄) の 4 つの断面を取り上げている。

とが考えられる。

## 5 今後の展望

今後は、実際に修正研削によって研削による加工精度が上がるかどうかを初めに確認する。そして、研削加工後に研磨加工を行い、最終形状が鏡面全体を通して要求精度を達成しているかを確認する。また、その後は、インドネシアに作るせいめい望遠鏡の分割鏡以外にも薄型で大きな鏡の加工に本手法を用いることを検討していく予定である。

## Reference

- 木野 勝 2013, 名古屋大学博士学位論文
- 所 仁志 & 高橋 啓介 2017, 大型光学素子の加工・計測技術 計測と制御-J-Stage 第 56 巻 第 6 号 2017 年 6 月号 p445~p449

## 観測 25

高赤方偏移銀河の干渉計データを用いたスパースモデリングによる超解像イメージング

名古屋大学 理学研究科素粒子宇宙物理学専攻  
今村 千博

# 高赤方偏移銀河の干渉計データを用いたスパースモデリングによる超解像イメージング

今村 千博 (名古屋大学大学院 理学研究科)

## Abstract

本講演では、はじめに電波干渉計データの画像復元 (イメージング) 手法について概観を述べる。続いて、アタカマ大型ミリ波サブミリ波干渉計 (ALMA) によって取得された原始惑星系円盤の観測データにスパースモデリング (SpM) による画像復元を適用したことを報告した論文 (Yamaguchi et al. 2020) のレビューを行う。この論文では角度分解能が低いデータセットから SpM でイメージングされた画像が、別に取得された高解像の画像と一致し、CLEAN イメージと比べ約 3 倍優れた解像度を達成したことを報告している。ここでは主にイメージングの手法と得られたイメージおよび、その評価を扱う。最後に、Yamaguchi et al. 2020 で用いられた干渉計データのイメージングツール PRIISM の応用例として、現在私たちが取り組んでいる高赤方偏移銀河の ALMA の観測データへの適用について報告する。

## 1 Introduction

天体の詳細な構造を知るには高い角度分解能が必要であるため、天文学では高い角度分解能の観測が不可欠である。電波天文学では、干渉計が高角度分解能の画像を得る有効な手法として用いられている。

電波干渉計から得られるデータは一般的に画像に復元する際に必要なデータ全てが含まれておらず、一意に画像の復元をすることができない。従来から使用されてきた画像復元手法である CLEAN Algorithm では観測されていない点に 0 を代入して画像を復元してきたが、この手法では真の天体画像に合成ビーム (点拡がり関数) を畳み込むことになるため、天体画像の分解能に制限がかかる。

一方、近年注目されているスパースモデリングによる干渉計データの画像復元では、合成ビームの畳み込みを伴わないため、CLEAN Algorithm の分解能を超える天体画像の復元ができる。

実際、原始惑星系円盤の ALMA データにスパースモデリングによる画像復元が適用され、角度分解能が低いデータセットから別に取得された高解像の画像と一致する画像が復元されている。(Yamaguchi et al. 2020) またスパースモデリングによるイメージングの応用範囲は広く、高赤方偏移銀河のデータに対しても適用されつつある。

## 2 Methods/ Observations

### 2.1 電波干渉計で取得されるデータ

電波干渉計の角度分解能はアンテナ間の距離 (基線長) の最大値に依存する。電波干渉計の基本的な測定量はジジビリティ  $\mathcal{V}(u, v)$  と呼ばれる量である。ここで  $u, v$  はそれぞれ天球面座標  $(l, m, n)$  に沿った座標系  $(x, y, z)$  の  $x, y$  方向の空間周波数 (基線ベクトルの天体方向への射影成分と観測波長の比) である。ジジビリティと天体の輝度分布  $I(l, m)$  は式 (1) に示すように互いに 2 次元フーリエ変換の関係にある。

$$I(l, m) = \iint \mathcal{V}(u, v) e^{-2\pi i(ul+vm)} du dv \quad (1)$$

したがって、天体の画像を復元するにはジジビリティを逆フーリエ変換すれば良い。しかし、実際には基線長やアンテナ台数の制約から全ての空間周波数を測定することはできない。そこで、実際に観測されるジジビリティ  $\hat{\mathcal{V}}(u, v)$  を真のジジビリティ  $\mathcal{V}(u, v)$ 、 $uv$  平面上で観測データがある点を 1、ない点を 0 に対応させる関数  $U(u, v)$  (uv-coverage) を用いて

$$\hat{\mathcal{V}}(u, v) = \mathcal{V}(u, v)U(u, v) \quad (2)$$

とし、これの逆フーリエ変換を求める。

$$\begin{aligned} \text{FT}^{-1}\{\hat{V}(u, v)\} &= \text{FT}^{-1}\{V(u, v)\} * \text{FT}^{-1}\{U(u, v)\} \\ &= I(l, m) * B(l, m) \end{aligned} \quad (3)$$

ここで、 $B(l, m)$  は合成ビームと呼ばれ、点拡がり関数に対応する。また、 $\hat{I}(u, v) \equiv \text{FT}^{-1}\{\hat{V}(u, v)\}$  は dirty image と呼ばれており、真の天体画像に合成ビームを畳み込んだ画像である。

実際に観測されるビジビリティは離散的な量なので行列を用いて式 (1) を書き直すと

$$\mathbf{V}_{\text{obs}} = \mathbf{A}\mathbf{I}_{\text{obs}} \quad (4)$$

となる。ここで、 $\mathbf{V}_{\text{obs}}$  は観測されるビジビリティ、 $\mathbf{A}$  はフーリエ変換行列、 $\mathbf{I}_{\text{obs}}$  は観測される輝度分布 (天体画像) である。

式 (4) は行列  $\mathbf{V}_{\text{obs}}$  の次元 (観測されるビジビリティの点数) よりも  $\mathbf{I}_{\text{obs}}$  の次元 (画像のピクセル数) の方が小さいため、方程式を一意に解くことができない。このような式は不良設定問題と呼ばれる。

## 2.2 CLEAN Algorithm

上記の問題に対し、ビジビリティが観測されていない点に 0 を代入することで式 (4) を満たす解の 1 つを求めることができる。しかし、これらの点すべてが 0 であることは現実的ではない上に、式 (3) の結果から合成ビームに影響が生じる。CLEAN Algorithm では天体画像が点限の集合であり、画像中で最も明るい信号は天体信号であるという仮定のもと、dirty image から合成ビームの畳み込みを解き、真の天体画像を推定する。このアルゴリズムでは途中で CLEAN ビームによる畳み込みがあるため、復元される画像には空間分解能の上限が存在する。

## 2.3 Sparse Modeling

スパースモデリング (以下 SpM と略す) は得られる解がスパースかつ滑らかであるという仮定のもとで解を推定する統計的手法である。この手法にはビジビリティを逆フーリエ変換する過程が含まれないため、電波干渉計の回折限界を超える画像推定が可

能になる。電波干渉計の画像復元への応用の場合、 $\ell_1$  ノルムと Total Squared Variation (TSV) がハイパーパラメータ (ユーザーが指定するパラメータ) となり、これらの値によって画像の推定が行われる。 $\ell_1$  ノルムは行列の各成分の絶対値の和であり、解がスパースであることに対応する。TSV は隣接ピクセル間の勾配が疎であることに対応しており

$$\|\mathbf{I}\|_{tsv} = \sum_i \sum_j \left( |I_{i+1,j} - I_{i,j}|^2 + |I_{i,j+1} - I_{i,j}|^2 \right) \quad (5)$$

で定義される。不良設定問題である式 (4)、 $\ell_1$  ノルム、TSV を合わせると、解くべき式は

$$\begin{aligned} \mathbf{I} = \arg \min_{\mathbf{I}} \left( \|\mathbf{V} - \mathbf{A}\mathbf{I}\|_2^2 + \lambda_1 \|\mathbf{I}\|_1 + \lambda_{tsv} \|\mathbf{I}\|_{tsv} \right) \\ \text{subject to } \|\mathbf{I}\|_1 > 0 \end{aligned} \quad (6)$$

であり、これを解くことによって画像を推定する。

最適なハイパーパラメータの組を選ぶ方法として、交差検証 (Cross Validation; CV) がある。手順を次に示す。

1. 観測されたビジビリティを  $k$  分割し、そのうち 1 個をテストデータ、 $s$  残り  $k-1$  個を訓練データとする
2. 訓練データに対して指定したパラメータの組で SpM を適用し、画像を推定する
3. 推定画像をビジビリティに変換し、テストデータとの Mean Square Error (MSE) を求める
4. ステップ 2 からステップ 3 をテストデータとするデータセットを変えながら  $k$  回行う
5. ステップ 4 で得た MSE の平均をこのパラメータの組での MSE とする
6. 以上のステップを全てのパラメータの組で行い、最小の MSE を与える組が最適なパラメータとなる

## 2.4 Data used in Yamguchi et al. 2020

Yamaguchi et al. 2020 では原始惑星系円盤 HD 142527 の  $\sim 330\text{GHz}$  (ALMA Band 7) による異なる

2つのデータを用いた。2つのデータで大きく異なるのは最大基線長であり、Data2の方がData1より3~4倍大きい。以下に観測データの諸元を表1にまとめる。

### 3 Results from Yamaguchi et al. 2020

#### 3.1 異なる角度分解能でのイメージの比較

出力されたイメージを図1に示す。左半分がData1の画像、右半分がData2の画像を表している。左2列はData1をCLEAN(左側)、SpM(右側)で復元した画像、右2列はData2の画像である。行方向には上から、生の再構成画像、Data2のCLEANのビームサイズで畳み込んだ画像、Data1のSpMによる復元の最適なビームサイズで畳み込んだ画像、Data1のCLEANによる復元の最適なビームサイズで畳み込んだ画像、Data1のCLEANのビームサイズで畳み込んだ画像である。最適なビームサイズについては次節で述べる。Data1のCLEANイメージのビームサイズを基準にしたビームサイズの大きさの割合を  $R$  で定義する。

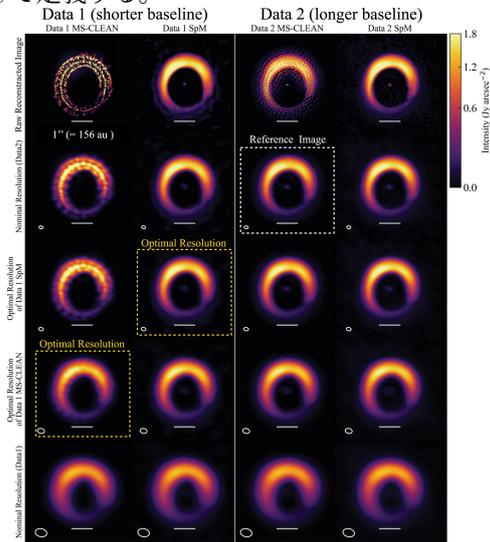


図 1: CLEAN と SpM による Data1 および Data2 の復元画像の比較 (Yamaguchi et al. 2020)

#### 3.2 画像の忠実度

異なる角度分解能のイメージ間での比較のために、Normalized Root Mean Square Error (NRMSE) を導入する。NRMSE は次の式で定義される。

$$\text{NRMSE}(I, K)_{\text{image}} = \sqrt{\frac{\sum_i \sum_j |I_{i,j} - K_{i,j}|}{\sum_i \sum_j |K_{i,j}|}} \quad (7)$$

ここで、 $I_{i,j}$  は入力画像、 $K_{i,j}$  は参照画像である。NRMSE はビームサイズによって変化し、最小のNRMSEを与えるビームサイズが最適なビームサイズと考えられる。しかし、NRMSE は輝度が過度に大きいピクセルの誤差に支配的であり、画像の滑らかさや放射領域の大きさなどには忠実性を示さないことが示唆されているため、輝度の勾配

$$|\nabla I(x, y)| = \sqrt{\left| \frac{\partial I}{\partial x} \right|^2 + \left| \frac{\partial I}{\partial y} \right|^2} \quad (8)$$

に対しても

$$\text{NRMSE}_{\text{grad}}(\mathbf{I}, \mathbf{K}) \equiv \text{NRMSE}_{\text{image}}(\nabla \mathbf{I}, \nabla \mathbf{K}) \quad (9)$$

のようにNRMSEを定義して、評価を行う。

参照画像にData2のCLEANによる復元画像を用いて、Data1のCLEAN、SpMによる画像のNRMSEの評価を行う。各画像に対し輝度とその勾配のNRMSEを計算し、より大きい方をその画像のNRMSEとして定義する。計算の結果、Data1のCLEANイメージは  $R = 60\%$  で最適な解像度を達成した。イメージは図1の最も左の列の破線で囲まれた図である。この図ではイメージに塊状のぼんやりとした構造が見られるが、CLEANイメージのビームサイズよりも小さなビームで畳み込みを行うとイメージがCLEAN成分に近づき画像がぼやけるためと考えられる。一方で、Data1のSpMイメージは  $R = 41\%$  で最適な解像度を達成した。 $R < 41\%$  では、Data2のCLEANイメージのビームサイズである  $R = 35\%$  までNRMSEはフラットに変化し、典型的なNRMSEは画像では5%~10%で、画像の勾配では10%~15%であった。この解像度はData1のCLEANイメージの解像度より3倍優れている(超解像である)が、Data1のSpMイメージは同じ解像度におけるData2のCLEANイメージと一致している。

表 1: ALMA 観測データの諸元

Data	Data 1	Data 2
観測周波数 (GHz)	335-339, 347-351	313.75-315.95, 327.05-329.25
アンテナ台数	38	40
最大基線長 (km)	0.430	1.570
ビームサイズ (mas, mas, deg)	0.51, 0.44, 58.7	0.24, 0.14, 78.1
On-source time (hour)	1.2	1.9
RMS noise (mJy/beam)	0.32	0.07

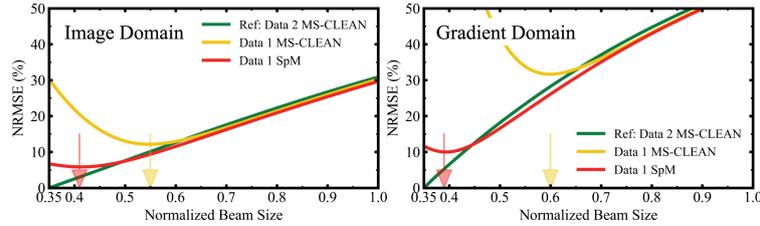


図 2: 輝度と輝度勾配のビームサイズに対する NRMSE の関係 (Yamaguchi et al. 2020)

## 4 Future work

### 4.1 高赤方偏移銀河のイメージングへの応用

以下では、Yamaguchi et al. 2020 で用いられた SpM イメージングツール PRIISM (Nakazato et al. 2019) を用いて私たちが行なっている高赤方偏移銀河のイメージングについて報告する。

現在、私たちが解析している天体は MACS0416\_Y1 である。この天体は  $z = 8.312$  にあるライマンブレイク銀河であり、ALMA Band7 ( $\sim 350\text{GHz}$ ) の観測データからダスト連続光の放射が報告されている (Tamura et al. 2019)。しかし、CLEAN による画像復元ではビームが歪み、角度分解能を向上させるのが難しい。この銀河の観測データに SpM イメージングを適用することで、CLEAN イメージよりも角度分解能の高いイメージで画像を復元し、より詳細なダストの分布から宇宙再電離期の銀河のダストのモデルに制限をつけるのが目的である。

高赤方偏移天体は一般に暗い天体が多く、観測には多くの積分時間を必要とする。十分な積分時間を確保するにあたり、アンテナ配置、観測日時、位相中心が異なる観測データ同士を足し合わせたデータセットを用いて画像復元を行なっているが、このようなデータの扱いについては検討が必要である。また、Yamaguchi et al. 2020 の場合と異なり、参照する高解像イメージが存在しないため、SpM イメージ

が CLEAN イメージと比較して妥当性を評価する方法も検討する必要がある。

## 5 Conclusion

電波干渉計の画像復元の方法について概観した。SpM による画像復元では CLEAN による場合と異なり、観測されるビジビリティを逆フーリエ変換することなくイメージを推定できるため、CLEAN イメージの分解能を上回る超解像が可能となる。Yamaguchi et al. 2020 では原始惑星系円盤 HD 142527 の超解像イメージングの結果、最大基線長が短いデータセットから CLEAN の場合より約 3 倍高品質な画像を得ることができた。さらに、この画像は参照画像である最大基線長が長いデータセットから CLEAN で復元された画像と一致した。最後に、Yamaguchi et al. 2020 と同じイメージングツール PRIISM を用いて高赤方偏移銀河のイメージングを行なっている私たちの研究について報告した。

## Reference

- Tamura et al. 2019, ApJ, 874, 13
- Event Horizon Telescope Collaboration et al. 2019a, ApJ Letters, 875, 17
- Yamaguchi et al. 2020, ApJ, 895, 14
- Nakazato et al. 2019, Astronomical Data Analysis Software and Systems XXVII, 523, 143

## 観測 26

# CMB 偏光観測に用いる回転アクロマティック半波長板の開発および性能評価

東京大学 理学系研究科物理学専攻  
杉山 純菜

# CMB 偏光観測に用いる回転アхроマティック半波長板の開発および性能評価

杉山 純菜 (東京大学大学院 理学系研究科物理学専攻)

## Abstract

宇宙開闢の理論としてインフレーション理論が最も支持されているが、未だ実験的に証明はされていない。現在、宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background: CMB) の B モード偏光が、インフレーションの観測的証拠となり得ると期待されている。インフレーション理論によると、宇宙初期の指数関数的膨張が原始重力波を発生させ、原始重力波は CMB を B モードと呼ばれる奇パリティのパターンに偏光させる。この原始重力波由来の B モード偏光を観測することで、インフレーション理論を実験的に裏付けることができる。しかし、この B モード偏光の予想される温度は  $O(10^{-2})\mu\text{K}$  程度と非常に小さく、観測に成功した事例はない。我々の参加している次世代地上 CMB 実験 Simons Observatory (SO) では、B モード偏光の精密観測を実現するために、系統誤差を低減させる光学素子「変調器」を用いる。変調器には、広い周波数帯の偏光信号を変調させることができる「アхроマティック半波長板」(Achromatic Half Wave Plate: AHWP) が使用されている。SO のために開発している AHWP の特徴は、直径が 500 mm と大きいこと、高周波数帯・中周波数帯・低周波数帯の 3 つの周波数帯についてそれぞれ異なる設計が必要なことである。本公演では、中周波数帯のための AHWP の光学測定や、高周波数帯のための AHWP の設計の現状について報告する。

## 1 Introduction

### 1.1 CMB と原始重力波

宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background: CMB) は、宇宙誕生から 38 万年後、宇宙の晴れ上がりと共に放出された宇宙最古の電磁波である。現在、CMB はほぼ一様等方な 3 K の黒体放射として地球に届いている。

宇宙の晴れ上がり以前は電子と光子が散乱を繰り返しているため、宇宙誕生から 38 万年より前の様子を電磁波で直接見ることはできない。対して原始重力波は電子による散乱を受けないため、これを観測できれば原始重力波が生成されたインフレーション期 (宇宙誕生から約  $10^{-38}$  秒後) までさかのぼることができる。しかし原始重力波は非常に微弱であるため、直接観測することはできない。

原始重力波を捉えるために重要な役割を果たすのが CMB である。原始重力波による空間のテンソルゆらぎは、数角度スケールにおいて CMB を B モードと呼ばれる奇パリティのパターンに偏光させる。つ

まり、CMB から原始重力波由来の B モード偏光を検出できれば、原始重力波の証明、さらにはインフレーションの証明が可能になる。このような背景から、CMB の精密偏光観測が推し進められている。

### 1.2 Simons Observatory

Simons Observatory (SO) は、2016 年に発足した世界最大規模の次世代地上 CMB 実験である。チリのアタカマ砂漠に位置しており、直径 6m の大口径望遠鏡 (Large Aperture Telescope: LAT) 1 台と直径 42cm の小口径望遠鏡 (Small Aperture Telescope: SAT) 4 台を用いて CMB の観測を行う。このうち、偏光観測を担うのは SAT である。SAT の望遠鏡はそれぞれ観測する周波数帯が異なり、高周波数帯 (Ultra High Frequency band: UHF) が 1 台、中周波数帯 (Middle Frequency band: MF) が 2 台、低周波数帯 (Low Frequency band: LF) が 1 台を予定している。CMB をターゲットとしている周波数帯は MF である。このように 3 つの周波数帯を観測するのは、

CMB と CMB 以外の偏光信号とを混同しないようにするためである。CMB の周波数帯付近にはダスト放射、シンクロトロン放射という 2 つの偏光信号が存在しており、原始重力波とは異なる要因で B モード偏光を持つ場合がある。これらの前景放射と CMB とを分離するために、UHF でダスト放射を、LF でシンクロトロン放射を観測する [1]。



図 1: SO 実験の小口径望遠鏡 [The Simons Observatory Collaboration (2019)]

### 1.3 半波長板とアхроマティック半波長板

半波長板とは複屈折素材の性質を利用した光学素子である。特定の周波数において、半波長板の光軸に対して角度  $\theta$  の偏光角を持つ直線偏光が入射すると、偏光角が  $2\theta$  回転した直線偏光が出力される。半波長板を連続的に回転させれば、直線偏光を変調することができる。SO では、複屈折素材として直径 500 mm のサファイア板を使用する。

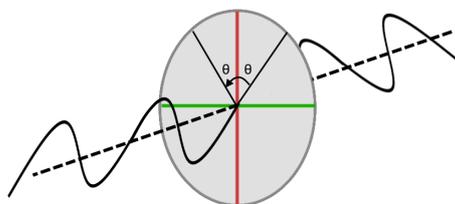


図 2: 半波長板の模式図

半波長板が変調できる直線偏光の周波数帯は非常に狭く、少しでも対象とする周波数から外れると円偏光を出力してしまい、変調効率（直線偏光を出力できているかどうかの指標）が下がる。これを解決するのがアхроマティック半波長板 (Achromatic Half Wave Plate: AHWP) である。厚みが等しい 3 枚の半波長板を、特定の光軸角度の組み合わせで重ねることによって、広い周波数帯で直線偏光信号を変調できるようになる。AHWP と単一の半波長板の変調効率の比較は図 3 の通りである。

UHF, MF, LF すべての周波数帯で AHWP を開発するが、UHF 周波数帯での開発には課題がある。目的とする周波数が高いほど材料であるサファイア板の厚みは薄くなる。そのため UHF 周波数帯では必要なサファイア板の厚みが 1.8 mm しかなく、技術的に 3 枚とも同一の厚みで切り出すことができない。これによって生じる問題を、本研究にて解決する。本公演では、UHF 用 AHWP の設計と MF 用 AHWP の光学測定について主に扱う。

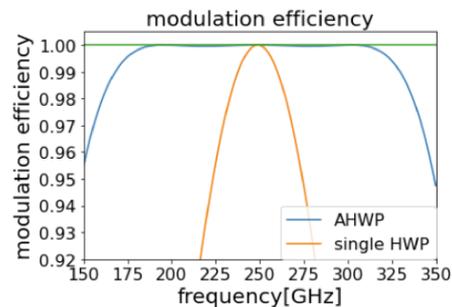


図 3: UHF 用 AHWP と HWP の変調効率のシミュレーション

### 1.4 変調器

変調器は AHWP を応用した光学素子である。偏光観測における系統誤差を低減するために、SAT に導入される。変調器は望遠鏡の開口径部に位置しており、AHWP を 2 Hz で連続的に回転させている。AHWP を通った入射偏光信号の偏光方向が回転することによって、偏光信号が変調される。変調器を使用すると、(1) 大気ノイズを低減する、(2) 入射偏光と望遠

鏡内で生じた偽偏光を区別する、(3)1つの検出器で直交する両偏波を検出する、という恩恵が得られ、系統誤差が低減できる。

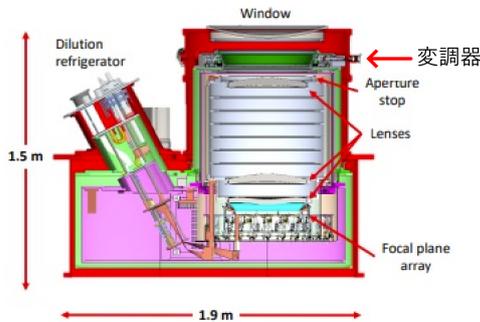


図 4: SAT 断面図 (一部改変)

## 2 Performance evaluation of MF AHWP

### 2.1 Methods

MF 周波数帯の AHWP は既に製作されている。東京大学柏キャンパス内の Kavli IPMU にて、Vector Network Analyzer (VNA) を用いて AHWP の光学測定を行った。ワイヤグリッドを利用し、水平方向の直線偏光を AHWP に入射し、AHWP を回転させつつ透過光の水平偏光成分を測定した。理想的な AHWP では、透過光の偏光方向が AHWP とともに回転するため、透過光の水平偏光成分は正弦波を描く。透過光の水平偏光成分の最大値を  $I_{max}$ 、最小値を  $I_{min}$  として、変調効率を

$$\frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (1)$$

と定義して計算した。

### 2.2 Results and discussion

変調効率の測定結果は図 6 のとおりである。phase shift とは変調前後の信号の位相のずれであり、変調前の信号を再現するのに用いる。変調効率にみられるフリッジは反射の影響であり、反射防止膜を施す

ことによって低減すると考えられる。フリッジを除けば、おおむね設計通りの結果が得られた。

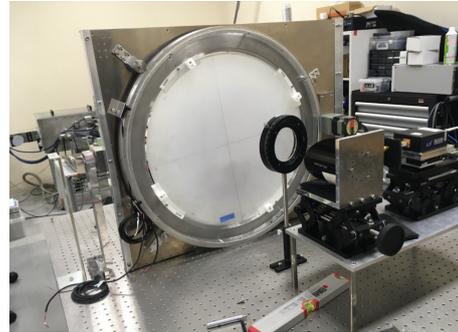


図 5: IPMU で行われた AHWP の光学測定の様子。

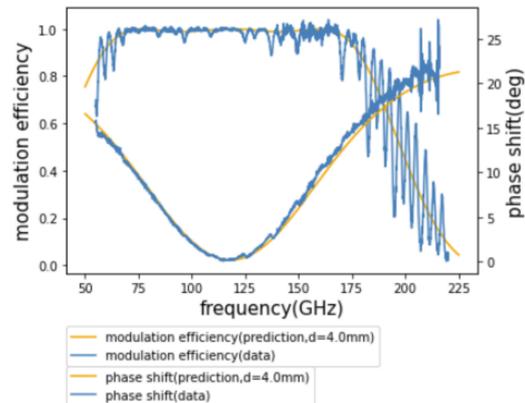


図 6: MF 用 AHWP の変調効率と位相のずれのプロット。変調効率にみられるフリッジは反射の影響とみられる。

## 3 Design for UHF AHWP

### 3.1 Methods

UHF 用の AHWP の設計について述べる。通常 AHWP は、3枚の厚みが等しい半波長板を1枚目と3枚目の光軸が平行になるように重ね、中央の半波長板の光軸を1枚目の光軸から  $50^\circ$  程度傾けることで実現できる [2]。ところが前述のとおり UHF 周波数帯では均一に半波長板を切り出せないため、不均一な半波長板から最適な AHWP を設計する手法を新たに確立する必要がある。本研究ではまず、実

際に切り出された半波長板サンプルの厚みを利用し、半波長板を重ね合わせる順番と、中央の半波長板の光軸角度のみを変化させた場合について変調効率のシミュレーションを行った。偏光の状態をポアンカレ球を用いて記述し、Mueller 行列を用いて直線偏光に対する AHWP の応答を計算した。

### 3.2 Results

使用する半波長板は (a) 厚み  $1.835 \pm 3.5$  mm が 1 枚, (b) 厚み  $1.825 \pm 2.5$  mm が 2 枚とする。半波長板を (a)(b1)(b2) の順番で並べ、(a) と (b2) の光軸は平行とし、(b1) の光軸を他の 2 つから  $53^\circ \sim 63^\circ$  傾けた。それぞれの角度について、変調効率の計算を行った。変調効率の計算結果は、図 7 上のとおりである。UHF 周波数帯のターゲットである 200~300 GHz でパフォーマンスが最も高いものを調べるため、200~300 GHz で変調効率を積分した値を比較した (図 7 下)。結果、中心の光軸角度は  $59^\circ$  が最適であることが分かった。

半波長板を (b1)(a)(b2) の順番で並べた場合でも同様の計算を行った結果、こちらのほうがわずかに変調効率が低かった。従って、半波長板を (a)(b1)(b2) の順番で並べ、中心の光軸角度を  $59^\circ$  とするのが良いことが分かった。

### 3.3 Discussion

このシミュレーションに次に実装すべきは、半波長板の厚みの誤差の影響と、3 枚目の光軸の自由度である。これによって、実際に AHWP を製作したときの応答にどれほどの誤差が見込めるか、3 枚目の光軸を変えることによって応答を改善できるかどうかを予測できるようになる。

## 4 Conclusion

MF の AHWP は現段階では観測に使用できるパフォーマンスで製作できていることが分かった。また、UHF の AHWP については、厚みの誤差を含めた計算によって実際の条件に近づけたシミュレーションを推進していく。

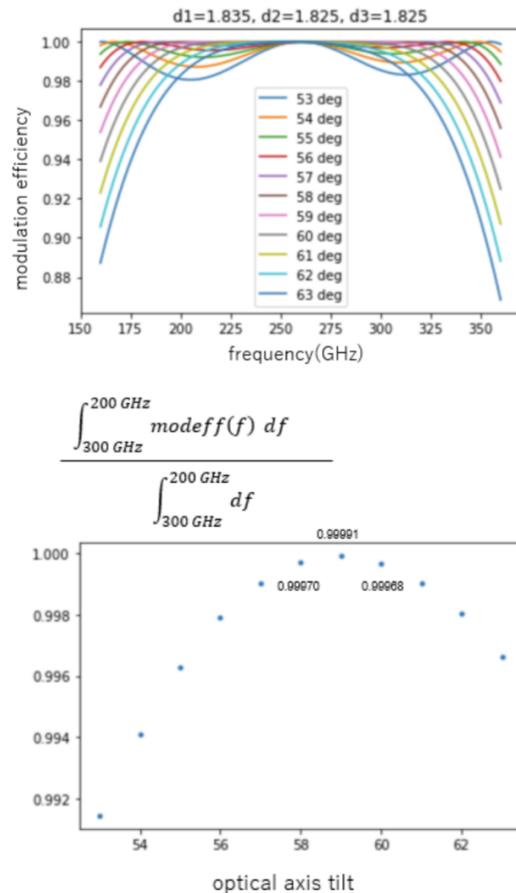


図 7: (上) 中央の半波長板の光軸を  $53^\circ \sim 63^\circ$  傾けた時の変調効率。(下) 変調効率を 200 GHz~300GHz で積分した値の比較。中央の光軸のみを変化させたとき、その傾きは  $59^\circ$  が最適である。

## Acknowledgement

This work was supported by JSPS core-to-core program number JPJSCCA20200003.

This is not an official Simons Observatory Collaboration product.

## Reference

- [1] The Simons Observatory Collaboration, arXiv: 1808.07445 (2019)
- [2] S. Pancharatnam, Proceedings of the Indian Academy of Sciences -Section A 41.4, 137-144 (1955)

## 観測 27

# CMB 偏光観測に用いる広帯域多層反射防止膜の製作 と光学性能評価

東京大学 理学系研究科物理学専攻  
坂栗 佳奈

## CMB 偏光観測に用いる広帯域多層反射防止膜の製作と光学性能評価

坂栗 佳奈 (東京大学大学院 理学系研究科)

### Abstract

宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) は宇宙誕生後約 38 万年から届く宇宙最古の電磁波であり、初期の宇宙が指数関数的な膨張を起こすインフレーションの情報を持つ。インフレーション中に生成される原始重力波を観測し、B モード偏光と呼ばれる特殊な偏光パターンを測定できればインフレーションの証拠となる。最大規模の地上 CMB 実験である Simons Observatory(SO) 実験では、B モード偏光を、原始重力波の大きさを表すテンソル・スカラー比  $r$  について誤差  $\sigma(r)=0.003$  と世界最高感度で測定することを目指している。高精度な CMB 実験の実現に向けて、近年光学系由来の系統誤差を低減する装置開発が進められている。本研究では、特に、望遠鏡に用いられる光学素子の半波長板用サファイアや IR フィルタ用アルミナのための反射防止膜 (AR coating) の開発を行った。サファイア・アルミナは屈折率が 3.1 程度と大きく、そのままでは多くの光を反射してしまうため、届いた信号を最大限検出器に送るための AR coating の開発が必須となる。CMB 観測の周波数帯で比帯域が 30%程度程度の広帯域の AR coating を実現するには、多層かつ各層の厚さを数十ミクロンの単位で調整する必要がある。さらに、素子を低温で用いるため、冷却で剥離しないコーティングの作製と低温での性能評価が不可欠である。本講演では、最適なコーティングの開発と性能評価状況について述べる。

## 1 Introduction

### 1.1 宇宙マイクロ波背景放射

宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) とは、宇宙の全方向からほぼ一様等方に届く電磁波である。ビッグバン宇宙論によると、誕生直後は高温・高密度であった宇宙は膨張によって温度が下がり、宇宙誕生から約 38 万年後には光子が直進できるようになる。この時期を宇宙の晴れ上がりと呼び、この時点から届くマイクロ波が CMB であり (図 1)、スペクトルは約 2.7K の黒体放射によく一致する。CMB は電磁波を用いて観測できる宇宙進化の中で最も古い情報である。CMB が持つ温度と偏光の情報のうち、温度揺らぎの観測は今まで正確に行われており ( ), 大規模構造の解明へ繋がられる。現在は温度揺らぎに比べて 5 桁ほどオーダーの小さい偏光を観測する研究が活発に行われている。CMB の偏光は偶パリティの E モード偏光と奇パリティの B モード偏光の 2 つの偏光パターンを持つ。そのうち B モード偏光は重力レンズ効果や、インフレーションで作られる原子重力波によって生じるものであり、この原

子重力波由来の B モード偏光を観測できれば初期の宇宙が指数関数的膨張を起こすインフレーションの証拠となる。さらに偏光観測による宇宙の大規模構造の解明を通じてニュートリノ総質量を決定できるなど、CMB の偏光観測は宇宙進化の解明に大きく貢献する。

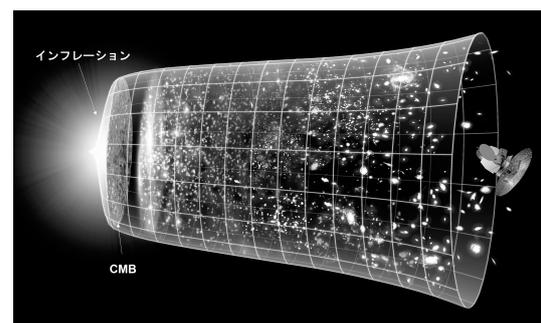


図 1: 宇宙進化の概念図。左が宇宙誕生、右が現在の時間変化を表す。

## 1.2 Simons Observatory

Simons Observatory (SO) は、最大規模の地上 CMB 実験であり、B モード偏光を世界最高感度で測定することを目指している。チリのアタカマ砂漠、地上 5200 m に位置し、口径 6 m の大口径望遠鏡 1 台と口径 42 cm の小口径望遠鏡 3 台を設置する (図 2)。これらの望遠鏡で 6 個のバンドを観測し、インフレーション由来の B モード偏光や、重力レンズ効果の見積もりなど、宇宙進化の解明へ貢献する。2022 年の観測開始を予定している。

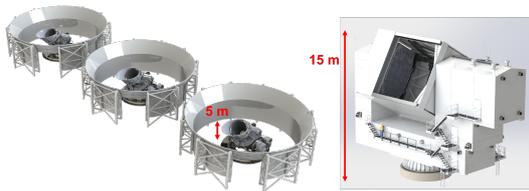


図 2: SO で用いる望遠鏡。左が小口径望遠鏡であり、右が大口径望遠鏡。

## 2 Instruments

### 2.1 反射防止膜

CMB の微弱な偏光信号を高精度で測定するためには、望遠鏡に届いた信号を最大限検出器に送る必要がある。特に、望遠鏡に用いられる光学素子の半波長板用サファイアや IR フィルタ用アルミナは屈折率が 3.1 程度と大きく、そのままでは多くの光を反射してしまうため、反射防止膜 (AR coating) 開発が必須となる。観測する周波数帯で比帯域約 30% の広帯域のコーティングを実現するには、多層かつ各層の厚さを数十マイクロンの単位で調整する必要がある。さらには、素子を 50 K ほどの低温で用いるため、冷却した時に層間で剥離しないコーティングの開発が必須である。

### 2.2 Design and Fabrication

2 層コーティングについて最適な屈折率を計算し (1)、これらと熱収縮率の観点からコーティング材を

決定した。

$$1 = \frac{n_1^2 n_{\text{Sapphire or Alumina}}}{n_2^2} \quad (1)$$

1 層目には mullite ( $Al_6Si_2O_{13}$ 、セラミックス) を使い、アルミナの上に熱スプレーをして貼り付けた (Y.Inoue et al. 2014)。2 層目には Duroid (40% PTFE, 60% aluminosilicate microspheres) を使い、糊剤で接着をした。

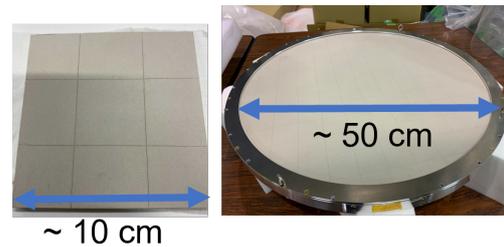


図 3: 作製した小サンプル (左) と実際の望遠鏡で使われる直径 50 cm のコーティング。

材質を決定したのち、観測する周波数帯での平均反射率が最小になるような厚さの最適化を行い、サンプルを作成した (図 3)。光学測定を行い厚さの傾向を理解したのち、最適化をかけなおして次のサンプルを作成するという手順を繰り返した。今回は特に、光学測定の結果について報告する。

## 3 Results

以下のようなセットアップで反射率と透過率の測定を行った (図 4)。IPMU の Vector Network Analyzer (VNA) を使い、55-330 GHz を測定した。

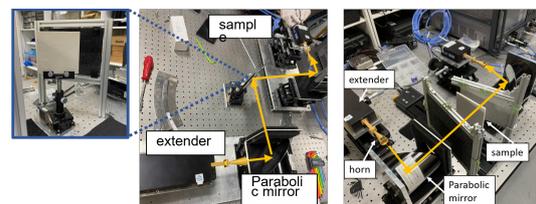


図 4: IPMU での測定セットアップ。左が反射率、右が透過率で黄色い線が光学パスを表す。

反射率と透過率の測定結果を以下に示す。90/150 GHz, 220/280 GHz の二つの周波数帯で最適化を行ったサンプルを測定した。反射率については45度のS偏光を測定したため、光学性能を評価するにはフィット結果を0度での値に代入した。また、220/280 GHz についてはロスタンジェントの評価を行うため、透過率の測定結果も示した。

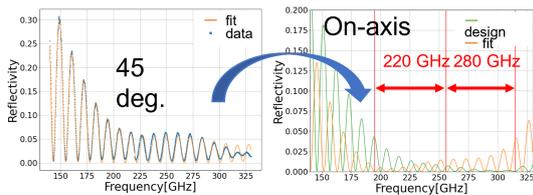


図 5: 220/280 GHz の反射率測定の結果。90/150 GHz と同様左が 45 度での測定結果とフィット結果を表し、フィットの値を 0 度の値に代入したものを右に示す。

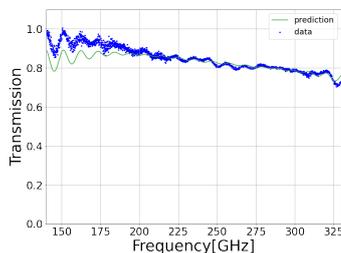


図 6: 220/280 GHz の透過率測定の結果。design は反射率測定の屈折率・厚さのフィット結果を代入し、ロスタンジェントは 220-330 GHz のフィット結果を用いた。

## 4 Discussion

測定した2つのサンプルについて、反射率を以下に示す(表 1)。小サンプルでは 90/150 GHz, 220/280 GHz とともに平均反射率 1%程度のコーティングを実現できた。デザインとの主な違いは Duroid の厚さである。

また、220/280 GHz の小サンプルについて、220 330 GHz の透過率をフィットした(図 7)。ま

表 1: 各バンドでの平均反射率とデザイン値。反射率は 0 度で評価した値。

	90 GHz	150 GHz	220 GHz	280 GHz
Design	3.6%	0.90%	0.92%	0.18%
Sample	1.7%	3.4%	0.38%	0.87%

た、これらを 80 K での予測値 (Y.Inoue et al. 2016)(Y.Inoue et al. 2014) と比較した。

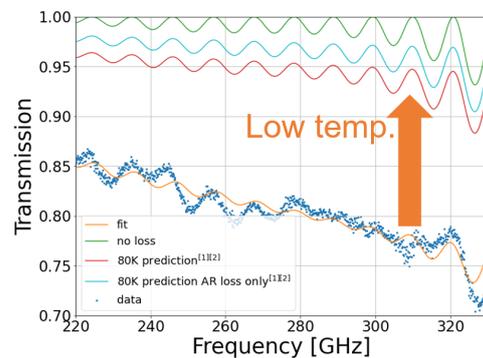


図 7: 透過率のフィット結果(オレンジ)を 80 K の予測値(赤)と比較したもの。コーティング材のロスタンジェントの影響を評価するため、アルミナのロスを除いたものも記載した(シアン)。冷却すると 20% 程度透過率が増加すると考えられる。

## 5 Conclusion

- 小サンプルでの、CMB 観測バンドの反射率の低いコーティングが完成した。
- 直径 50 cm の大きなコーティングも進行中であり、90/150 GHz のものは完成してチリに送られている。
- 透過率の測定を通し、ロスタンジェントの理解が進んでいる。
- 低温での透過率測定が進行中である。

## Acknowledgement

This is not an official Simons Observatory Collaboration product. This work was supported by World Premier International Research Center Initiative (WPI), MEXT, Japan. This work was supported by JSPS Core-to-Core program grant number JPJSCCA20200003 and KAKENHI Grant Number 19H00674 and 19K14732.

## Reference

Y. Inoue et al. 2016, Appl. Opt. Vol. 55, Issue 34, pp. D22-D28

Y. Inoue et al. 2014, Appl. Opt. Vol. 53, Issue 9, pp. 1727-1733

観測 28

波長可変レーザーによる検出器の三次元応答評価システム開発

総合研究大学院大学 高エネルギー加速器科学研究科  
素粒子原子核専攻  
池本 拓朗

# 波長可変レーザーによる LiteBIRD 搭載用の検出器の為の三次元応答評価システム開発

池本 拓朗 (総合研究大学院大学 高エネルギー加速器科学研究科)

## Abstract

インフレーション理論が正しいとすると、宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic microwave background :CMB) には原始重力波を起源とする B-mode と呼ばれる偏光が存在する。その観測から宇宙初期の情報を読み解くことができる。そのため、B-mode を観測してインフレーション理論を検証しようとする試みが行われている。地上でも CMB の観測実験は行われているが、地上の場合、大気の影響により、原始重力波の信号がもっとも顕著となる数度以上の大角度スケールの観測が難しい。そこで、より高度な CMB 観測を実現させるために、地上を離れ宇宙空間から人工衛星による観測を行う LiteBIRD 計画が提案された。また、衛星での観測は全天観測を可能とし、よりインフレーションの観測に特化した観測を実現させることができる。そういった背景から、LiteBIRD の重要性は認められ、2020 年代後半での打ち上げを予定している。衛星で観測する場合の課題として、LiteBIRD に搭載する予定の超伝導転移端センサー (TES) ポロメータが、その高感度さ故に CMB だけでなく宇宙線の影響も受けてしまう点がある。対応策として、宇宙線由来のノイズを可能な限り低減するための検出器が開発されつつある。ただ、実験室で実際の宇宙線を用い、検出器の性能を評価することは現実的ではない。そこで、宇宙線の代わりとしてレーザーを照射するシステムの開発が行なわれている。本発表では、開発の初期段階としてシステムの設計検証として実施されている半導体検出器を用いた性能試験の現状と計画について報告する

## 1 Introduction

### (1) 宇宙マイクロ波背景放射

現在の宇宙は、電波からガンマ線にわたる広い波長領域において様々な電磁波の輻射で満たされている。特に、周波数 3 - 30GHz の電波領域を満たしている背景放射は、宇宙マイクロ波背景放射と呼ばれている。この輻射の存在は、1940 年代末にビッグバン宇宙論の提唱者であるジョージガモフが彼の大学院生と共に、高温・高密度であった宇宙初期そのものの痕跡として、理論的に予言していた。ビッグバンによって宇宙が誕生してからしばらくの間、宇宙は陽子と電子が電離したプラズマ状態であった。このプラズマ状態において光子は Thomson 散乱によって散乱され直進することが出来ず、曇った状態にあった。やがて宇宙が膨張し温度が下がっていき、宇宙の温度が  $T = 3000 \text{ K}$  になったとき陽子と電子は結合し中性の水素やヘリウムなどの原子となった。こ

れにより自由電子がいなくなり、中性の原子はほとんど光の進行を妨げないので、光子は直進することが出来るようになった。以上の過程を「宇宙の晴れ上がり」と呼び、このときに直進できるようになった光子が CMB として現在まで残っている。光が膨張する宇宙空間を進むと、その光の波長は長くなり、現在の宇宙ではマイクロ波となり、これが宇宙マイクロ波背景放射とよばれる。1964 年に、米国のベル研究所のベンジヤスとウィルソンがその予言を知らないまま偶然に発見した。この結果、それまでむしろ異端とみなされていたビッグバン宇宙論は急速に市民権を得ることとなった [1][2]。

### (2) CMB 偏光観測による宇宙論検証

宇宙論における地平線問題や平坦性問題のような諸問題を解決する方法としてインフレーション理論が提唱された。この理論は宇宙初期の一定の期間において宇宙が指数関数的に加速膨張するド・ジッター宇宙であったとする理論で、その期間における急速

な膨張をインフレーションと呼ぶ。そして、そのインフレーションを震源とする原始重力波は、宇宙背景放射 (CMB) を偏光させる。CMB の偏光には、E-mode と B-mode と呼ばれる二つの偏光パターンが存在し、E-mode 偏光の偏光の向きは波数ベクトルに対して垂直・平行であり、B-mode 偏光の偏光の向きは波数ベクトルに対して 45 度傾く [3]。E-mode 偏光は実際に観測されているが、初期宇宙における密度ゆらぎによっても E-mode 偏光は生じ、その偏光は原始重力波による E-mode 偏光よりも強度が強いため原始重力波による E-mode 偏光は埋もれて判別出来ない。一方、B-mode 偏光も小角度スケールにおいては観測されているが、この偏光は重力レンズ効果による偏光であり、原始重力波における偏光は未だ観測されていない。だが、大角度スケールにおいて B-mode 偏光を観測できると原始重力波による偏光とみなせるのでインフレーションの証拠となる。

### (3) LiteBIRD

B-mode 偏光の観測による原始重力波の探索及びインフレーション理論の検証を目的とした CMB 観測用の LiteBIRD (Lite(Light) satellite for the studies of B-mode polarization and Inflation from cosmic background Radiation Detection) 衛星が計画されている。2019 年 5 月 14 日に宇宙科学研究所 (ISAS) によって戦略的中型 2 号機として正式に採択され、2020 年代後半の打ち上げを計画している。観測位置としては太陽-地球のラグランジュポイント L2 で 3 年間の観測を予定している。観測装置としては高周波数帯を観測する望遠鏡 (HFT: High Frequency Telescope)、中波数帯を観測する望遠鏡 (低周波数帯を観測する望遠鏡 (LFT: Low Frequency Telescope) の三つの観測装置を搭載して、34 - 448 GHz の中で 15 の周波数帯を観測する。

### (4) 宇宙線対策

衛星によって CMB を観測することで、地上での観測で悩まされる大気ノイズや大気中の水分による吸収を考慮する必要がなくなり、より精度の高い観測が実現できる。LiteBIRD の目標である  $\delta_r < 0.001$  を目指す場合、地上での観測では環境によって生じる低周波ノイズによって困難を極め、また系統誤差を較正するための長い期間の観測が必要なため LiteBIRD のように衛星によって観測するのが有効な手段と

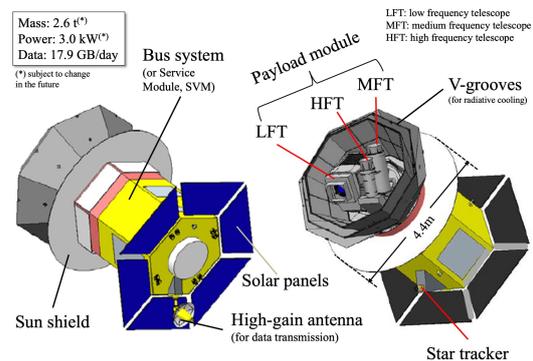


図 1: LiteBIRD の概観 [3]

なる。しかし、宇宙空間では地上以上の強度の宇宙線が飛び交っている。宇宙線とは、宇宙空間を飛び回る電離放射線の相称である。その実態は、陽子、電子、原子核や中性子などの粒子であり、ほとんどが陽子である。L2 において、その発生源は大きく以下の 2 つである。

- Solar Energy Particle (SEP) : フレア、コロナにより太陽から放出された高エネルギー荷電粒子
- Galactic Cosmic Ray (GCR) : 太陽系外から飛来する宇宙線

この宇宙線が検出器である TES ボロメータの Si 基板を横切ることによって観測中にノイズが生じ、CMB 偏光の精密探査に影響を与える。

この影響を打ち上げ前に調べる必要があるが地上で低い頻度で降り注ぐ宇宙線を用いた実験を行うのは難しい。よって、レーザーを用いて地上の実験室で宇宙線が検出器に与える影響を調べることが提案されている。本発表では、先行研究として総合研究大学院大学の加藤晶大氏が行った研究を先行研究とし、波長可変レーザーを用いた三次元応答評価システムの検証計画について紹介する。

## 2 三次元応答評価システムの原理

### (1) 実験の目的

TES ボロメータは超伝導物質が転移温度付近において、微小な温度変化に対して大きく抵抗が変化する性質を利用した検出器であり、非常に高感度な熱

量センサーである。この検出器を用いて CMB を観測するが、宇宙空間で宇宙線が TES ボロメータの Si 基板を通過すると TES ボロメータに熱が伝わり、ノイズが生じる。Si 基板に加工を施し熱の伝達を妨げようとする研究もあるが、本研究では宇宙線によってどのような信号が送られるかについての研究をする。宇宙線の代わりに Si 基板を透過して熱を発生させるものとしてレーザーについて着目した。レーザーをノイズ源とすることの利点として、その扱いやすさだけでなく波長を変えることによる利点がある。波長によって光の侵入長も変化するので、基板の深さ方向についての探査も可能になると考えられる。また、Si 基板の平面方向についても基板やレーザーの移動は簡単にレーザーの光によって位置の確認もできるので、深さ方向の情報と合わせると 3 次元での TES ボロメータの Si 基板にレーザーを照射したときの応答が実験できる。

## (2) 原理

Si 基盤の深さ方向に  $z$  軸をとり、Si 基盤表面を  $z=0$  と定める。Si 基板の吸収率  $s$  は侵入長  $D$  の逆数となる、つまり、 $s = 1/D$  として、入射するレーザーの強度を  $I_0$  とすると、位置  $z$  におけるレーザーの強度  $I_z$  は、

$$I(z) = I_0 e^{-sz} \quad (1)$$

と減衰していく。TES ボロメータによる深さ方向の応答関数を  $f(z)$  とする。レーザーが Si 基板を透過するものとして、レーザーが通過した全ての箇所からの応答を考えると、レーザーが  $z$  進んだ時の強度が式 (1) で求められるので、侵入長の逆数に依存する関数

$$F(s) \equiv \varepsilon \int_0^w I_0 e^{-sz} f(z) dz \quad (2)$$

が得られる。 $\varepsilon$  はシステムによる効率である。応答関数  $f(z)$  はあらゆる  $z$  での応答が一度に TES ボロメータに検出されることから直接求めることはできないが、式 (2) がラプラス変換の式に似ていることから、実験によって得た  $F(s)$  に逆変換を施すことで距離  $z$  に対する応答関数  $f(z)$  が得られると考える。つまり、

$$F(s) = \varepsilon I_0 L\{f(z)\} \quad (3)$$

と捉えて、

$$f(z) = \frac{L^{-1}\{F(s)\}}{\varepsilon I_0} \quad (4)$$

から  $f(z)$  を求めたい。そのためには、式 (2) で  $w \rightarrow \infty$  とする必要がある。Si 基板の厚さ  $w$  がレーザーの侵入長  $D$  より十分に大きい場合は、レーザーは途中で減衰して Si 基板を透過しないので、

$$\begin{aligned} F(s) &\simeq \varepsilon \int_0^\infty I_0 e^{-sz} f(z) dz \\ &= \varepsilon I_0 L\{f(z)\} \end{aligned} \quad (5)$$

となることから式 (4) が適用できる。(4) 式を使って  $f(z)$  を求めるためのもう一つの要求は、吸収率  $s$  の関数として  $F$  が得られることである。Si の吸収率は、レーザーの波長を 1060-860nm の範囲で変えることにより、大きく変わるため、この波長帯の波長可変レーザーを用いることにより、原理的に関数  $F(s)$  を得ることが可能である。

## 3 原理検証実験

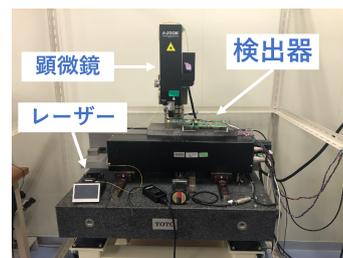


図 2: 実験のセットアップ [4]

ここでは、加藤晶大氏が行った原理実証実験のデータについて、私が追試解析を行った結果を示す。

図 2 に実験のデータ取得当時のセットアップを示す。主要な装置は以下の三つである。

- ・顕微鏡  
レーザー光を集光させる為に使う。
- ・SOI 検出器

センサー層厚は 500 $\mu\text{m}$ 。

・三種類の半導体レーザー

実験に用いた波長は 1060nm,980nm,940nm であり、300K の Si に対する侵入長は 900 $\mu\text{m}$ ,100 $\mu\text{m}$ ,50 $\mu\text{m}$  である [5]。

以上のセットアップで、センサーにバイアス電圧をかけることにより、センサー層を変化させ、レーザーからの反応を観察する。

図 3 に解析結果を示す。

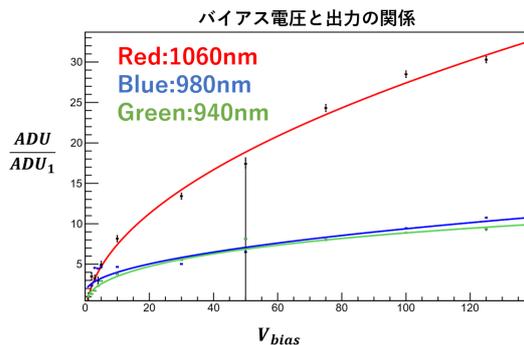


図 3: 解析結果

波長が短いほど信号が減衰しやすいことがわかる。よって、波長を変えた測定からバイアス電圧がわかると、深さ方向の情報をえることができる。

## 4 今後の展望

極低温環境で動作する TES ボロメーターの波長可変レーザーによる試験の実現にはいくつかの課題があり、到達までの過程をいくつかのステップに分けて、実験を積み重ねていく必要がある。現在のステップでは、常温環境において、波長の異なる三種類のレーザーを SOI (Silicon-On-Insulator) ピクセル検出器に照射し、その応答を読み取ることによって上述の原理を検証した。波長の種類を大幅に増やすために波長可変レーザーへ変換しての実験が現在の目標となっている。次のステップとして、TES ボロメータを冷凍機内で極低温にし、外部からレーザーを入射するシステムを開発することを目指す。最終目標は、宇宙線が TES ボロメータにおよぼす影響を地上にて事前に正しく評価することで最終的に系統誤差を低減することにある。

## 5 まとめ

インフレーション理論は上述の通り宇宙論における複数の問題を同時に解決する。それが可能なのは、そういった諸問題を解決するように帰納的に創造された仮説だからである。よって、現代の宇宙論において、この仮説を検証する事は非常に重要となる。だが、その仮説を検証することは難しい。なぜなら、インフレーションが起きたのは 138 億年前であり、証拠となるものはほとんど残されていない。インフレーション理論が正しいと示すためには、その直接的な証拠となる CMB の B-mode 偏光を見つけ出す必要がある。その為には、高感度かつ宇宙線ノイズに対して強い検出器を搭載した、衛星実験が有用である。三次元応答評価システムは、観測データからノイズを評価する事に寄与する。得られた実験結果は宇宙線ノイズを抑えるデザインの検出器開発等にとっても有益であり、将来的に宇宙線ノイズの低減させることに繋がる。また、全体の観測精度の検証にも繋がる。よって、三次元応答評価システムの開発は、B-mode 探索に必要とされる検出器の開発にとって有用なものとなる。LiteBIRD チームは、巨大な宇宙空間で、微かな光の中に僅かに残された証拠である B-mode 偏光を見つけ出す事を目指している。

## 6 参考文献

- [1] 松原隆彦 現代宇宙論—時空と物質の共進化 2010 (東京大学出版会)
- [2] 小松英一郎 宇宙マイクロ波背景放射 2019 (日本評論社)
- [3] M. Hazumi et al. (LiteBIRD Collaboration), "LiteBIRD: JAXA's new strategic L-class mission for all-sky surveys of cosmic microwave background polarization," Proc.SPIE Int.Soc.Opt.Eng. 11443 (2020), 114432F.
- [4] 加藤晶大 春の物理学会 2021
- [5] Martin A. Green, "Self-consistent optical parameters of intrinsic silicon at 300K including temperature coefficients," Sol. Energy Mater. Sol. Cells 92 (2008) 1305

観測 poster1

Pictor A 西側ホットスポットを用いた Chandra ACIS  
検出器の低エネルギー応答の再検討

埼玉大学 理工学研究科物理機能系専攻  
森本 有咲

# Pictor A 西側ホットスポットを用いた *Chandra* ACIS 検出器の低エネルギー応答の再検討

森本 有咲 (埼玉大学大学院 理工学研究科)

## Abstract

活動銀河核 (AGN) には両極にプラズマ流のジェットをもち、その終端にホットスポットが観測されるものがある。ホットスポットで解放される電子や磁場のエネルギーは、ジェット活動やジェットと銀河間物質との相互作用を探る重要な指標となる。Pictor A もジェットをもつ AGN の一つで西側にはホットスポットが観測されているが、このホットスポットから興味深い振る舞いが報告された。すなわち、*Chandra* 衛星の ACIS 検出器で観測されたこのホットスポットからの X 線放射には数年という短い時間スケールでの変動が見られたというのである (Hardcastle et al. 2016)。この時間変動が実際に起こっているのであれば、それはこのホットスポットでの電子や磁場のエネルギー推定にも有益な情報を与える。しかしながら、ホットスポットで観測された変動は天体ではなく検出器由来のものである可能性があり、慎重な検討が必要である。そこで本研究では、Pictor A ホットスポットの観測時期の異なるデータのスペクトルを詳細に調べ、変動が 1 keV 以下の帯域でより大きいことを見いだした。これを定量的に評価するために、中性ガスによる光電吸収を受けたべき関数型の連続放射モデルを用いて X 線スペクトルを評価した。その結果、吸収のパラメータである水素柱密度の増加で、光度変動を説明できることがわかった。ホットスポットは数 100 pc のサイズを持っていると考えられるので、数年で星間吸収がこれほど変動するとは考えにくい。そこで、同時期に観測された超新星残骸 E0102 に対しても同様のデータ解析をおこなったところ、この天体のデータからも同様の変動が見られた。これより観測された変動は天体由来ではなく、むしろ検出器チームの推測よりも検出器入射面への分子コンタミネーションの蓄積が進んでいたための見かけ上のものであると推測できる。このことから、Pictor A ホットスポットで観測された変動は検出器由来のものであり、実際にはこの天体に有意な光度変動はなかったと考えられる。

## 1 Introduction

活動銀河核 (AGN) は宇宙の高エネルギー現象の代表的な現場であり、大量のガスが巨大ブラックホールに降着して落ち込んで重力エネルギーを解放することで、宇宙空間に膨大なエネルギーを放出している。AGN には両極にプラズマ流のジェットが噴出され、その終端にホットスポットが観測されるものがある。ホットスポットでの電子や磁場のエネルギーは、ジェット活動やジェットと銀河間物質との相互作用を探る重要な指標となる。Pictor A はジェットをもつ AGN の一つであり西側にはホットスポットが観測されている。*Chandra* ACIS 検出器で観測されたこのホットスポットからの X 線放射には数年という短い時間スケールでの変動が確認されている (Hardcastle

et al. 2016)。この時間変動が実際に起こっているのであれば、変動の時間スケールやスペクトルの振る舞いから、物理的な大きさや、衝撃波の速度、放射冷却のようすなどがわかる。それはこのホットスポットでの電子や磁場のエネルギー推定に有益な情報を与える。しかしながら、ホットスポットで観測された変動は天体そのものの変動ではなく、検出器入射面に蓄積する分子コンタミネーションの影響である可能性があり、慎重な検討が必要である。そこで本研究では、Pictor A ホットスポット観測時期に焦点をあて、ACIS 検出器の応答を検証する。

*Chandra* 衛星は 1999 年 7 月 23 日にアメリカ航空宇宙局 (NASA) により打ち上げられた X 線天文衛星である。0.5 秒角という非常に優れた角分解能を持つため、Pictor A ホットスポットも明瞭に分解でき

る。Advanced CCD Imager Spectrometer (ACIS) はこの衛星の主要な検出器であり、エネルギー帯域 0.2-10 keV での観測が可能である。ACIS には 10 個の CCD チップが存在し、 $2 \times 2$  配列の CCD チップ (CCD ID 0-3) から成る ACIS Imaging array (ACIS-I) と、 $1 \times 6$  配列の CCD チップ (CCD ID 4-9) から成る ACIS Spectroscopy array (ACIS-S) で構成される。CCD は約  $-120$  °C の低温度で動作し、入射面にあるフィルターは約  $-60$  °C にまで冷却されている。そのためこのフィルターには衛星内部のガスを吸着して、炭素、酸素およびフッ素から成る分子コンタミネーションが蓄積される。ここに X 線が入射すると光電吸収が起こるため、主に低エネルギー側の有効面積が減少する。その量は、Chandra チームによってモニターされ、応答関数に反映される。コンタミネーションモデルには主に、蓄積率、空間分布、化学組成の三つの要素がある。コンタミによる影響が低エネルギー側に現れるのは、光電吸収される光子のエネルギーがコンタミの化学組成に依存するためである。また、時間経過にともないコンタミが蓄積されて光学的深さは増加していくが、その増加率は蓄積率に応じて時間的に変化している。空間分布に関しては、コンタミはフィルターの縁付近で厚くなっていることが確認されている。キャリブレーションチームによって推測されたコンタミネーションモデルは各年の終わり頃に更新され、校正データベース CALDB の一部として配布される。このキャリブレーションは超新星残骸 E0102, 銀河団 Abell 1795 などの時間的変動がほとんどないと考えられる天体の観測をもとに行われている。

本研究では、Pictor A ホットスポットの観測時期の異なるデータのスペクトルを詳細に調べ、超新星残骸 E0102 の観測と比較し、検出器の応答をあらためて検証する。

## 2 Analysis

本研究では、Chandra ACIS-S で観測された、Pictor A ホットスポットのデータ 14 個と E0102 のデータ 32 個を用いた。データの詳細は表 1、表 2 にそれぞれ示す。各データについて、ciao 4.13 を使用して

表 1: Pictor A hotspot の観測データ

ObsID	MJD	Exposure(s)	ObsID	MJD	Exposure(s)
346	5.1561E+04	2.584E+04	14222	5.6674E+04	4.538E+04
3090	5.2535E+04	4.636E+04	14223	5.6768E+04	5.014E+04
4369	5.2540E+04	4.913E+04	14357	5.6095E+04	4.933E+04
11586	5.5178E+04	1.426E+04	15580	5.6240E+04	1.048E+04
12039	5.5172E+04	2.374E+04	15593	5.6528E+04	4.933E+04
12040	5.5175E+04	1.732E+04	16478	5.7032E+04	2.682E+04
14221	5.6238E+04	3.748E+04	17574	5.7033E+04	1.862E+04

表 2: E0102 の観測データ

ObsID	MJD	Exposure(s)	ObsID	MJD	Exposure(s)
3545	5.2860E+04	7.864E+03	16589	5.6743E+04	9.570E+03
6765	5.3814E+04	7.637E+03	17380	5.7082E+04	1.766E+04
8365	5.4143E+04	2.099E+04	17381	5.7089E+04	9.574E+03
9694	5.4503E+04	1.920E+04	17382	5.7088E+04	9.573E+03
10654	5.4891E+04	7.307E+03	17688	5.7221E+04	9.570E+03
10655	5.4891E+04	6.811E+03	17689	5.7221E+04	9.574E+03
10656	5.4896E+04	7.764E+03	17690	5.7221E+04	9.573E+03
11957	5.5195E+04	1.845E+04	18418	5.7463E+04	1.433E+04
13093	5.5593E+04	1.905E+04	18419	5.7469E+04	1.908E+04
14258	5.5938E+04	1.905E+04	18420	5.7461E+04	1.909E+04
15467	5.6321E+04	1.908E+04	19850	5.7831E+04	1.433E+04
15555	5.6305E+04	2.384E+04	19851	5.7835E+04	1.909E+04
15556	5.6316E+04	2.384E+04	19852	5.7839E+04	1.909E+04
15557	5.6326E+04	2.419E+04	20639	5.8190E+04	1.433E+04
15558	5.6314E+04	2.305E+04	20640	5.8163E+04	1.901E+04
15559	5.6328E+04	2.384E+04	20641	5.8157E+04	1.908E+04

リプロセスを行った。また、データ解析には 2020 年 12 月にリリースされた CALDB 4.9.4 を使用した。スペクトル抽出領域の指定には ds9 を用いて図 1 のように領域を設定した。Pictor A ホットスポットのソース領域には半径  $4''$  の円、バックグラウンド領域には半径  $7'' - 21''$  の円環、E0102 のソース領域には半径  $21''$  の円、バックグラウンド領域には半径  $23'' - 43''$  の円環を使用した。

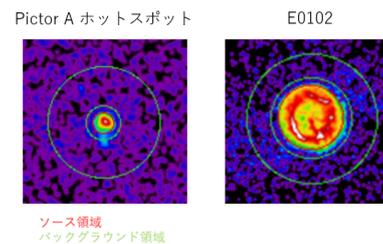


図 1: スペクトル抽出領域

スペクトル解析には xspec を使用した [4]。Pictor A ホットスポットの 14 個の各データについて、低エネルギー帯域 (0.3-1.0 keV) と高エネルギー帯域 (1.0-7.0 keV) に分けて、そのスペクトルからそれぞれのカウントレートを求めた。横軸を観測時期 (MJD), 縦軸

をカウントレートとして計数率の変化を図 2,3 に示した。図中の数字は各データの Observation ID である。2 つの図を比較すると、高エネルギー帯域ではカウントレートに有意な変動は見られないのに対して、低エネルギー帯域では MJD 56000 以降の数年間で変動があることが分かる。低エネルギー帯域でのみ計数率が減少していることから、検出器に蓄積する分子コンタミネーションの影響である可能性が考えられる。

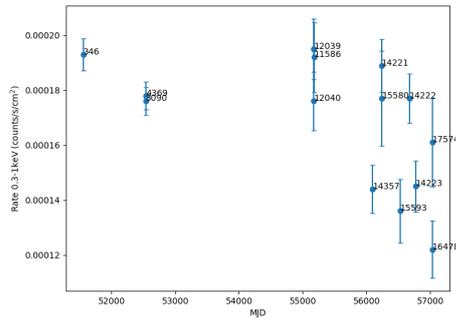


図 2: 低エネルギー側の計数率の変化 (0.3 – 1.0 keV)

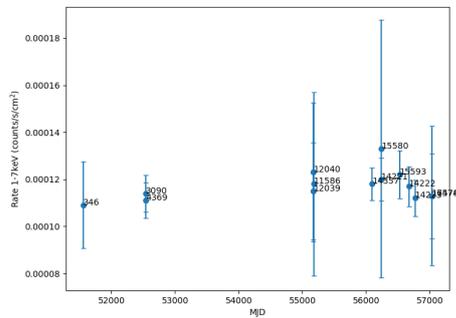


図 3: 高エネルギー側の計数率の変化 (1.0 – 7.0 keV)

また、各データのエネルギー帯域 0.3-7.0 keV のスペクトルに対して、中性ガスによる光電吸収を受けたべき関数型の連続放射モデル (xspec のモデル関数 TBabs\*powerlaw) でのフィッティングも行った。フィッティングには 1 bin あたり 15 counts 以上となるように bin まとめたデータを用いた。図 4 にそのうちの 1 つのデータ (obsID 346) のスペクトルを示す。低エネルギー帯域 (0.3 – 1.0 keV) での計数率の変化と、各データのフィッティングから得られたベストフィットパラメータと reduced  $\chi^2$  を、観測時期を

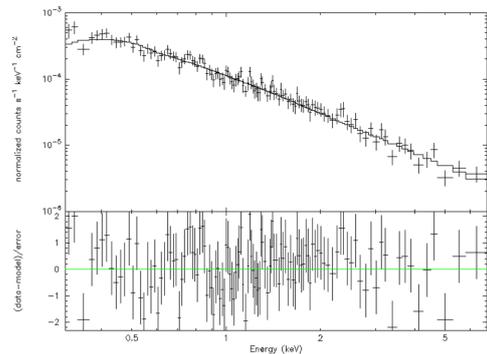


図 4: Pictor A ホットスポットの 0.3-7.0keV のスペクトル (TBabs\*powerlaw でフィッティング)

横軸にしてグラフにしたものが図 5 である。このグラフを見ると水素柱密度  $N_H$  の値は数年の間に増加している。計数率の変化と水素柱密度の変動を見比べると、低エネルギー側の光度変動は光電吸収の変動で説明できることが分かる。しかしながら、ホットスポットの大きさは数 100pc であると考え、星間吸収が数年間でこれほど変動するとは考えにくく、変動はやはり検出器に蓄積する分子コンタミネーションの影響であると予測される。

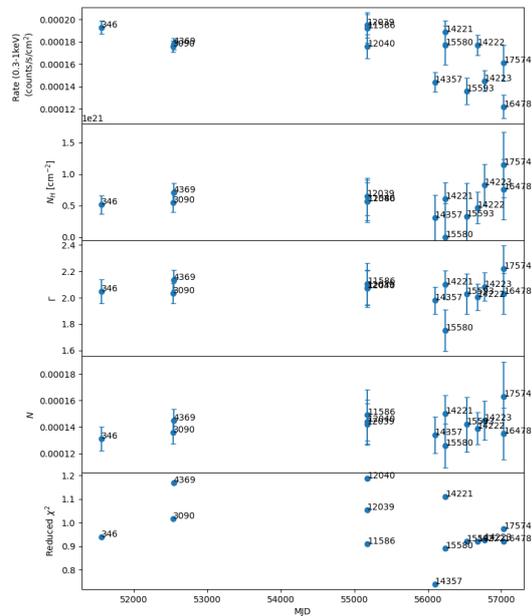


図 5: Pictor A ホットスポットの計数率の変化 (0.3 – 1.0 keV) とフィッティング結果 (0.3 – 7.0 keV)

### 3 Discussion

Pictor A ホットスポットで観測された変動が検出器由来のものであるか検証するため、E0102 の 32 個のデータについても低エネルギー側 0.3-1.0 keV においてカウントレートを計算し、Pictor A との比較を行った。エネルギー帯域 0.3-1.0 keV における、Pictor A ホットスポットの計数率の変化と、Pictor A でのスケールに合わせて 0.01 倍した E0102 の計数率の変化を図 6 に示す。図の左下のように、CCD チップを  $x$  方向に 4 等分、 $y$  方向に 3 等分して各データのソースがどの領域内で観測されたのか確認した。この図に示すように、E0102 のライトカーブには減光が見られた。さらに、MJD 56000 以降では三つに枝分かれしており、CCD 上でのソース位置が  $y$  方向において中央より縁付近であるほうが減光が大きくなっている。これはフィルターの縁付近で厚いという分子コンタミネーションの特徴と一致している。このことから、E0102 において観測された時間変動は分子コンタミネーションの影響であり、検出器チームの求めたコンタミネーションモデルよりも実際の分子コンタミネーションが蓄積していたことが原因と考えられる。また、Pictor A ホットスポットの計数率の変化と E0102 の計数率の変化を比較すると両者の時間変動は類似している。このことから、Pictor A ホットスポットで観測された時間変動も検出器入射面に蓄積する分子コンタミネーションによるものであり、実際にはホットスポットに有意な変動はなかったと考えられる。

### 4 Conclusion

*Chandra* ACIS による Pictor A ホットスポットの観測データについて、低エネルギー側と高エネルギー側に分けて Pictor A ホットスポットの計数率の変化を求めたところ、エネルギー帯域 1 keV 以下で時間変動が見られた。また、中性ガスによる光電吸収を受けたべき関数型の連続放射モデルでフィッティングした結果、低エネルギー帯域で観測された光度変動は光電吸収の増加で表現できることがわかった。しかしながら、数年で星間吸収がこれほど変動するとは考えにくく、変動は検出器入射面に蓄積する分子

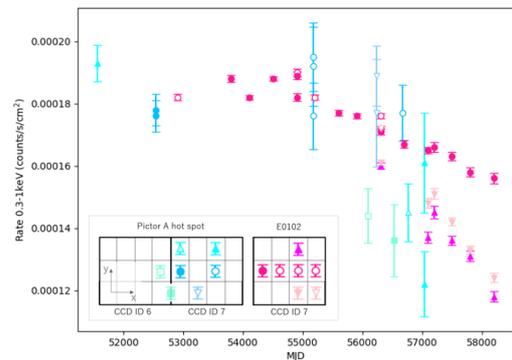


図 6: Pictor A ホットスポットと E0102 の 0.3 – 1.0 keV での計数率の変化 (E0102 のカウントレートは 0.01 倍してある) それぞれのマークに対応する CCD チップ上の観測位置を、挿入図に示した。

コンタミネーションの影響によるものと推測できる。また、E0102 においてもエネルギー帯域 1 keV 以下で減光が見られ、特に検出器の縁付近で観測された場合に減光が大きくなっていることが分かった。これは検出器に蓄積する分子コンタミネーションの特徴と一致しており、検出器チームのモデルより分子コンタミネーションの蓄積が進んでいたことが原因と推測できる。Pictor A ホットスポットと E0102 で観測された時間変動は類似していたため、ホットスポットで観測された変動は分子コンタミネーションの蓄積によるものであり、実際にはこの天体に有意な時間変動はなかったと考えられる。

### Reference

- [1] M. J. Hardcastle, E. Lenc, M. Birkinshaw, J. H. Croston, J. L. Goodger, H. L. Marshall, E. S. Perlman, A. Siemiginowska, L. Stawarz, & D. M. Worrall, 2016, *MNRAS*, 455, 3526-3545
- [2] Plucinsky, Paul, Bogdan, Akos, Marshall, Herman, Tice, & Neil, 2018
- [3] “The Chandra Proposers’ Observatory Guide”, 2020 [https://cxc.harvard.edu/proposer/POG/chap6.html#tth\\_chAp6](https://cxc.harvard.edu/proposer/POG/chap6.html#tth_chAp6)
- [4] Xspec Home Page , <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/>

## 観測 poster2

私は如何にしてX線天文衛星用CdTe半導体検出器を  
医学イメージングに用いる事になったか

東京大学 理学系研究科物理学専攻  
南 喬博

## 私は如何にして X 線天文衛星用 CdTe 半導体検出器を医学イメージングに用いる事になったか

南 喬博 (東京大学大学院理学系研究科)

### Abstract

我々は、宇宙観測や医学イメージング分野などの様々な分野への応用に向け、硬 X 線イメージャーである CdTe 半導体両面ストリップ検出器 (CdTe-DSD) の開発を行っている。CdTe-DSD は、元々 ASTRO-H 衛星など宇宙観測に向けて開発された検出器であり、5-80 keV に感度を持ち、約  $10.0 \text{ cm}^2$  の大きな検出面積と優れたエネルギー・位置分解能を持つ。この検出器には、各面 128 本のストリップ上の電極が  $250 \mu\text{m}$  間隔で直交するように配置されており、入射した X/ $\gamma$  線により発生する電子・正孔を各面で検出し両面の情報を取得することができる。医学研究において、小動物に放射性元素でラベリングした薬剤を注射し、特定の臓器や腫瘍に集積した元素からの X/ $\gamma$  線を撮像する実験が非常に重要であり、短時間に、高い画像分解能でその集積を撮像するための高感度検出器が求められている。しかし、現状において、シンチレーション検出器が用いられることが多く、ピークの近い複数の放射性元素の使用が制限されたり、位置分解能の不足から細かな集積イメージが取得できない等の課題がある。我々は、CdTe-DSD の利点を活かすとともに、新たな高効率化を目指した検出器の開発、性能評価を通じて、これらの課題解決を目指している。医学研究で要求されるイメージング検出器の性能、あるいは解析技法は、これまで宇宙観測で用いられてきたものと異なるものもあり、その要求を満たすことで、検出器のさらなる向上がみこまれる。それが、さらに宇宙観測のためのセンサー技術の進歩につながることを期待される

### 1 医学イメージング分野への応用に向けて

核医学における医学イメージング分野とは、放射性元素でラベリングした薬剤等を生体内に投与し、薬剤からの X/ガンマ線を検出・画像化することで、生体機能や疾患の解明、薬剤の集積度合・有効性などを調べる分野であり、陽電子放出核種を用いて陽電子の消滅による光子対を測定する PET や、X/ $\gamma$  線を放出する核種を用いて 3 次元的な画像を取得する SPECT などを用いた測定が行われる。現在、医療機器メーカーがこれらの機器の開発を行い、多くの商用機が発売されている。これらの多くの商用機には、シンチレーション検出器が用いられており、十分な検出効率を持ち、測定時間の減少による負担軽減となるが、エネルギー分解能や位置分解能の不足から、がん等に応じた核種の選択において、ピークの近い複数核種の使用制限や、複数の体内組織が分解できない等の課題がある。

我々が開発した CdTe 両面ストリップ半導体検出器 (CdTe-DSD) のこの分野への応用を目指している。この分野においては、腫瘍やがんに対して適切な薬剤の選択・作成等の知識、測定に必要な検出器システムの知識、また、得られた画像の再構成や体内における散乱成分を考慮した薬剤等の集積度合の同定手法等の解析手法の知識が必要となる。我々の研究グループでは、CdTe-DSD の良さを活かすとともに、医学系の研究者と協力し研究を進めている。この過程において、商用機との比較による新たな課題発見、医学分野での解析手法の知識の獲得し、また、新たな検出器開発を通して、検出器技術のさらなる向上を目指している。

## 2 医学応用に向けた機器開発

### 2.1 CdTe 両面ストリップ半導体検出器

X 線、ガンマ線の検出には、シンチレータや半導体検出器等が用いられるが、半導体検出器はエネルギーあたりに生成される電子と正孔対がシンチレータより多くエネルギー分解能が高いという特徴をもつ。CdTe は原子番号が大きく、Si や Ge 等の半導体と比べて硬 X 線における検出効率が高い。またバンドギャップエネルギーが 1.44 eV と大きく、0 度から -20 度程度の温度で動作させることができる。そのため冷却システムの小型化が可能である。しかし、これらの利点の反面、CdTe 内での電子と正孔の易動度は、他の半導体に比べ低く、特に正孔において顕著である。そのため、十分なエネルギー分解能を得るには、高電圧をかけることが必要である。我々のグループでは、この CdTe を用いショットキーダイオードを作成することにより、リーク電流の低下と高電圧の負荷が可能とし、高エネルギー分解能を実現した [1]。

このダイオードを基に、CdTe-DSD は縦 32mm、横 32mm、厚さ 750  $\mu\text{m}$  の CdTe 半導体の両面に、幅 200  $\mu\text{m}$  の Al と Pt のストリップ電極が直交するように 250  $\mu\text{m}$  ピッチで 128 本ずつ配置したものである。X/ $\gamma$  線が入射し、CdTe と相互作用すると、電子正孔対が生成される。これらを各電極で検出することで、検出したチャンネルの位置により、反応位置を知ることが可能となる。

### 2.2 小動物イメージャー

我々のグループでは、この 750  $\mu\text{m}$  CdTe-DSD とマルチピンホール・平行コリメーターなど様々なコリメーターと組み合わせることで小動物イメージャーを実現した。また、8 枚の CdTe-DSD と直径 200  $\mu\text{m}$  の 21 穴を持つマルチピンホールコリメーターで放射線源を取り囲む構造をした CdTe SPECT 装置を開発した。各検出器で得られた画像より 3 次元イメージを再構成する。本世界最高性能を誇る商用機よりも微細なピンホール径でありながら、匹敵する検出効率を実現している。[2]

### 2.3 高効率 CdTe-DSD

医学イメージング分野で使われる放射性核種は、対象とする臓器や腫瘍毎に異なるが、80keV 以上の X・ガンマ線を放出することが多い。このスペクトルから詳細なイメージを取得するには、高エネルギー分解能、大面積かつ 80keV 以上で高い検出効率を持つ検出器が必要となる。我々は、従来の 750  $\mu\text{m}$  厚素子を改良し、2mm 厚の CdTe-DSD を実現した。この検出器は、医学分野だけではなく、宇宙・非破壊検査等の様々な応用分野に向けて開発された。この検出器では 150 keV において従来の 18% から 41% と 2 倍以上の検出効率の上昇が見込まれる。しかし、2mm 厚においては、厚みの増加により、素子と光子の反応位置や電極での荷電共有の影響を強く受け、エネルギー分解能の低下に繋がる。これは、易動度が特に低い正孔において顕著に現れる。そのため、検出器において十分なエネルギー分解能を実現するには、両面の情報からスペクトルを再構成する必要がある。

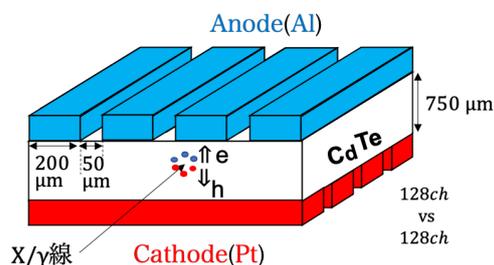


図 1: CdTe-DSD の概念図

### 3 Experiment

#### 3.1 小動物イメージング

我々は、ネズミのがんを、750  $\mu\text{m}$  厚 CdTe-DSD を用いたシステムを使い、撮像を行っている。がんを植え付けたマウスである担癌マウスに対して麻酔をかけ、放射性核種でラベリングした薬剤を投与する。生存しているマウス体内において、薬剤の時間毎の集積の変化やがん・他臓器への集積度合をイメージングにより取得し、商用機との比較を行っている。また、これらの画像の取得とともに、がんへの治療効果を定量化するには、画像から、薬剤の集積を定量化する必要がある。そのため、線源の測定を行い、画像上のカウントと放射能 [Bq] を対応付けし、がん等への集積の定量化を行っている。

論文執筆中のため、結果については省略する。

#### 3.2 2 mm 厚 CdTe-DSD の性能評価

本研究では、2 mm 厚 CdTe-DSD の性能評価を進めている。検出器の安定性、一様性、及びエネルギー・位置分解能の点について性能評価を行った。点線源  $^{57}\text{Co}$  を用いた長時間のデータ取得を行い、スペクトルのエネルギー分解能を調べるとともに、スペクトルの時間変化を調べ 23 時間経過後の検出器の安定性を確認した。また、 $^{99\text{m}}\text{Tc}$  (141 keV),  $^{123}\text{I}$  (159 keV),  $^{111}\text{In}$  (171 keV) の非密封線源を用いた実験を行い、1 mm の孔を持つピンホールコリメーターと検出器を組み合わせ、複数のサイズの穴を持つデレンゾファントムに対するイメージングを行うことで位置分解能の評価を行った。

論文執筆中のため、結果については省略する。

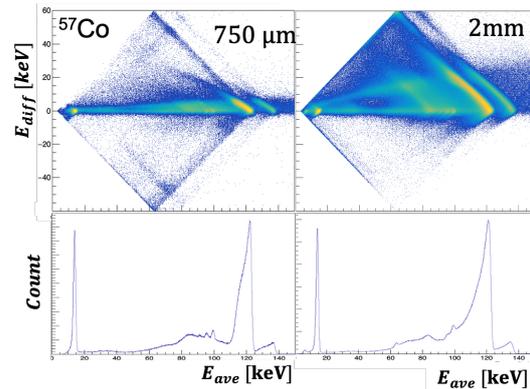


図 3: エネルギースペクトラムの比較 ( $^{57}\text{Co}$ )

### Reference

Tadayuki Takahashi et al. 2002 High-resolution Schottky CdTe diode detector. IEEE

Shin'ichiro Takeda et al. 2008 超高分解能マルチプロープ CdTe SPECT 装置の開発 日本応用物理学会

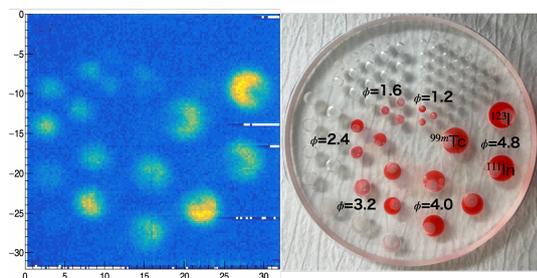


図 2: デレンゾファントムを用いた位置分解能の評価

観測 poster3

超小型 X線天文衛星 NinjaSat に搭載するアナログ信号処理基板の開発

東京理科大学 理学研究科物理学専攻  
大田 尚享

# 超小型 X 線天文衛星 NinjaSat に搭載するアナログ信号処理基板の開発

大田 尚享 (東京理科大学大学院 理学研究科 / 理化学研究所)

## Abstract

超小型 X 線衛星 NinjaSat は、2 台の非撮像型ガス X 線検出器 (Gas Multiplier Counter; GMC) により 2–50 keV 帯域の X 線天体を観測する。GMC は X 線とガス原子の光電効果により発生した光電子が作る電子雲を、ガス電子増幅フォイルにより電荷増幅する。その電荷を前置増幅器により電圧信号に変換し、後段のデータ取得 (Data Acquisition; DAQ) ボードへ送るのが、アナログ信号処理基板 (Front-end card; FEC) である。X 線信号の SN 比向上とダイナミックレンジ調整のため、FEC 上でノイズフィルタリングと信号増幅を行う。初期設計では片側 +5 V 電源の非反転オペアンプ回路を用いていたが、出力波高が 100 mV (約 5 keV) 以下の領域では非線形性のため、出力波形が入力波高によらず一定となってしまう、エネルギー計測できない問題が生じた。5 keV 以下は有効面積が大きくなる領域であり重要なため、片側電源でも非線形性が現れにくい反転増幅回路を 2 つ用いることで、100 mV 以下の信号に対しても線形性を確保した。また、増幅回路の設計変更に伴い信号波形が変化しないように、フィルタ回路の素子のパラメーターも最適化した。

## 1 序論

理化学研究所では、全天 X 線監視装置 MAXI (Mat-suoka et al., 2009) などにより発見された明るい突発天体を長期間観測し、X 線強度変動を測定する、6U 規格 CubeSat ( $10 \times 20 \times 30 \text{ cm}^3$ ) の超小型 X 線天文衛星 NinjaSat を開発している。NinjaSat は、2–50 keV の X 線観測が可能な衛星であり、エネルギー分解能は 5.9 keV において約 25% である。2023 年から 1 年以上、高度 500 km での運用を予定しており、従来の大型衛星では観測の困難であった明るい X 線源の、地上の光学望遠鏡や電波望遠鏡との連携による多波長同時観測も行う (Enoto et al., 2020)。

## 2 超小型 X 線天文衛星 NinjaSat

### 2.1 NinjaSat の概要

NinjaSat は 6U のうち 3U を衛星バス、残りの 3U をペイロードとスタートラッカーが占めており、X 線を観測する 1U サイズのガス検出器 (Gas Multiplier Counter; GMC) と放射線レートを計測する放射線帯モニタ (Radiation Belt Monitor; RBM) を 2 台ずつ搭載している。GMC は 図 1 に示すように、X 線エネルギーに比例した電荷信号を出力するガスチェン

バー、電荷を電圧信号に変換するアナログ信号処理基板 (Front-End Card; FEC)、データ取得ボード (Data Acquisition board; DAQ) からなる。DAQ には CPU と FPGA が搭載されており、GMC のコントロールは DAQ を通じて行われる。

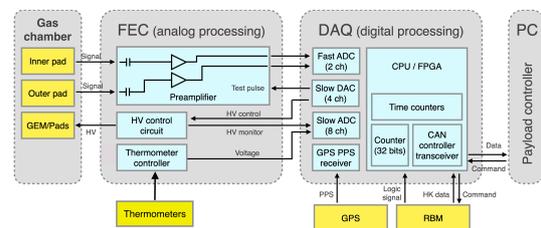


図 1: GMC の機能ダイアグラム。

### 2.2 GMC による X 線検出の原理

ガスチェンバーは直径 9.5 cm の円筒形であり、その模式図を図 2 に示す。天体からの X 線は、コリメータと Be 窓を通過後に、Xe/Ar/DME 混合ガス (体積比 75:24:1, 0°C において 1.2 atm) で満たされたチェンバー内へ入射し光電効果を起こす。光電子が周囲のガスをイオン化させることで発生した電子雲を、電場でドリフトさせて、ガス電子増幅フォイル (Gas Electron Multiplier; GEM) へ送る。GEM は

100  $\mu\text{m}$  厚の絶縁体を、9  $\mu\text{m}$  厚の銅電極で挟み、直径 70  $\mu\text{m}$  の穴を中心間隔 140  $\mu\text{m}$  で開けた構造をしている。電極間に 600 V 程度の電圧を印加すると、穴の内部に強い電場が形成され、電子雪崩現象により電子が増幅される。

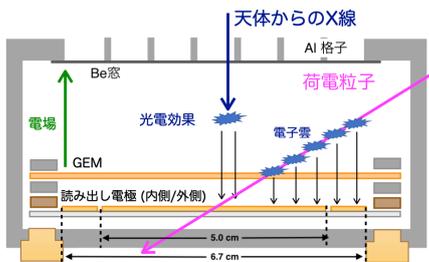


図 2: ガスチェンバーの模式図

GEM で増幅された電子は、電場により読み出し電極付近まで誘導される。読み出し電極は内側と外側に分割されており、横から入射した荷電粒子を反同時計数法により落とすことが可能である。上方から入射する荷電粒子に対しては、反同時計数は使えないが、荷電粒子により発生する電子雲が X 線に比べてドリフト方向に長くなることを利用して、信号の立ち上がり時間がの違いから区別する機能を DAQ に有する。

### 2.3 アナログ信号処理基板 (FEC)

FEC は  $9 \times 9 \text{ cm}^2$  の基板であり、1) チェンバーで生成、増幅された電荷を電圧信号に変換するアナログ信号処理、2) チェンバーへの高電圧印加、3) 検出器各部の温度計測の 3 つの役割を持つ。アナログ信号処理の最前段で、電荷信号を電圧信号に変換する前置増幅器として、MAXI 等で宇宙利用実績の豊富な AMPTEK 社製の A225 を採用した。1 V/pC の感度を持ち、内部に組み込まれた微分回路により出力信号は 2.8  $\mu\text{s}$  で立ち下がる。高電圧の印加には HVM Technology 社製の DC-DC コンバータ UMHV0520 を使用しており、DAQ からの 0-5 V の DC 入力を 0-2 kV に昇圧する。

図 3 に FEC の簡易的な回路図を示す。UMHV0520 からの出力電圧を抵抗により分割し、読み出し電極、GEM のアノード、カソードの順に高い電圧を印加

する。印加している電圧を計測するため、抵抗分割最下段に 470 k $\Omega$  の抵抗を入れ、その両端の電圧を DAQ によりモニタしている。A225 は、高電圧を切る 470 pF のカップリングコンデンサを挟んで読み出し電極とつながっており、チェンバーで生成、増幅された電荷が入力される。A225 の入力端子には、テスト信号入力にもつながっており、衛星運用時には DAQ からの信号入力による生存確認が、地上試験では回路の較正が可能である。温度計を含む FEC 上の素子は、DAQ を通して衛星から +5 V の安定化電源が供給され、温度計以外の素子は DAQ 上のフォトモスリレーにより電源の ON/OFF が可能である。FEC 全体の最大消費電力は約 130 mW である。

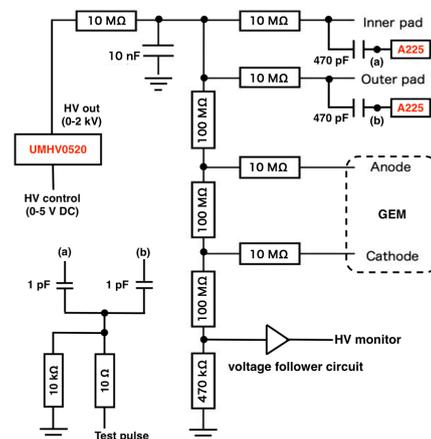


図 3: FEC の簡易的な回路図

## 3 信号増幅回路の開発

### 3.1 開発目的と要求性能

Cubesat は場所が限られていることから、ノイズ源となる高電圧回路と、電磁感受性の高いアナログ信号処理回路が、同一基板上にある。UMHV0520 の後段に CR ローパスフィルタを入れ、約 40 kHz の伝導性リップルを減衰させているが、抵抗による電圧降下やコンデンサーの容量増加に伴う放電時のエネルギー解放の危険性から、これ以上カットオフ周波数を下げることは難しい。よって、A225 の後段に伝導性リップルを切るハイパスフィルタを入れる。ま

た DAQ には 0-2 V レンジの AD 変換器が搭載されており、100 keV までの X 線信号を読み取るように回路の増幅度を調整する必要があることから、A225 後段に信号増幅回路を搭載した。

GMC は信号波形の立ち上がり時間を、X 線と荷電粒子の弁別のために用いるので、波高を増幅しつつも、立ち上がり時間を鈍らせないことが必須である。実測により、X 線信号の立ち上がり時間は約 200 ns、荷電粒子信号は約 1  $\mu$ s であることが分かっているので、約 10 MHz までの信号を減衰させないことが要求される。

### 3.2 回路設計

初期設計では、片側 +5 V 電源の Texas Instruments OPA354 を用いた非反転オペアンプ回路を搭載していたが、出力信号が 100 mV (5 keV 相当) 以下の領域で、入力に対して変化しない非線形性が見られ、エネルギー計測ができないという問題が生じた。5 keV 以下は GMC の有効面積が大きくなる重要な領域なので、図 4 に示すように、非線形性が現れにくい、直列接続した 2 つの反転増幅回路に変更した。カットオフ周波数 1.6 MHz のハイパスフィルタと Analog Devices AD8030 オペアンプを用いた +2.5 V をベースラインとする増幅回路からなる。

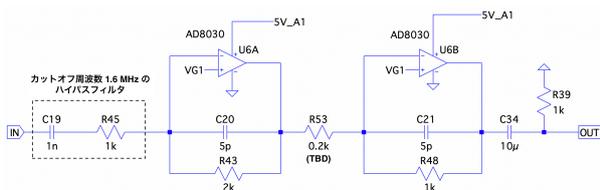


図 4: 信号増幅回路。A225 出力信号が IN から入り、OUT から出た信号は DAQ に入力される。

X 線のエネルギー  $E_X$  と信号増幅回路への入力波高  $V_{in}$  の関係は、以下のように書ける。

$$V_{in} = \frac{E_X}{w_i} e G \eta \simeq 2 \times \left( \frac{E_X}{1 \text{ keV}} \right) \text{mV} \quad (1)$$

ここで  $w_i$  は Xe/Ar/DME 混合ガスの平均イオン化エネルギー (22.4 eV)、 $e$  は電荷素量 ( $1.6 \times 10^{-19}$  C)、 $G$  はガスタンクの電子増幅度 ( $\sim 300$ )、 $\eta$  は A225

の感度 (1 V/pC) である。A225 からの信号を DAQ の AD 変換器のダイナミックレンジに合わせるため、信号増幅回路の信号増幅度を 10 倍に設定した。信号増幅回路の周波数特性を Analog Devices 社のシミュレーションソフト LTspice を用いて計算すると図 5 のようになり、1-10 MHz オーダーの周波数帯域の信号を増幅していることがわかる。

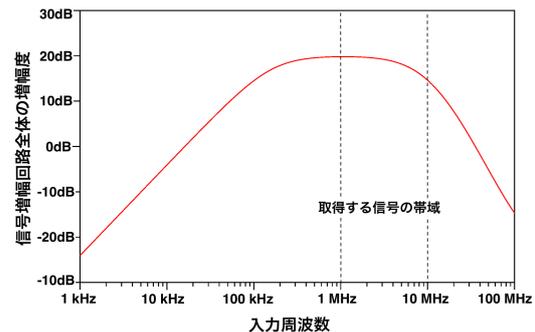


図 5: 信号増幅回路の周波数特性。入力信号に対する出力信号の増幅度を、周波数ごとにプロットした。

### 3.3 性能評価試験

#### 3.3.1 実験方法

信号増幅回路を搭載した FEC の性能評価のため、高電圧を印加しつつ、信号出力ラインに乗るノイズの測定と、テストパルス入力に対する出力波形の計測、線形性の測定を行った。FEC の電源供給と UMHV0520 のコントロールには、定電圧電源を利用した。ノイズや出力波形をオシロスコープで測定し、マルチチャンネルアナライザ (MCA) でスペクトルを測定して、出力信号の線形性を確認した。

#### 3.3.2 結果

高電圧を最大まで印加した時に、増幅回路の出力ラインに約 35 kHz、振幅 9.6 mV の、UMHV0520 由来だと思われるリップルノイズが見られた。立ち上がり時間が 200 ns と、1  $\mu$ s のテストパルスを入力した時の、A225 直後と信号増幅回路を通した後の出力波形を図 6 に示す。(この実験では信号増幅回路の増

幅度は 2 倍であったが、最終設計値の増幅度 10 倍でも結果が変わらないことは、FEC と DAQ の統合試験で確認済みである。) A225 の出力信号の立ち上がり時間は、信号増幅回路を通した後も変化しない。

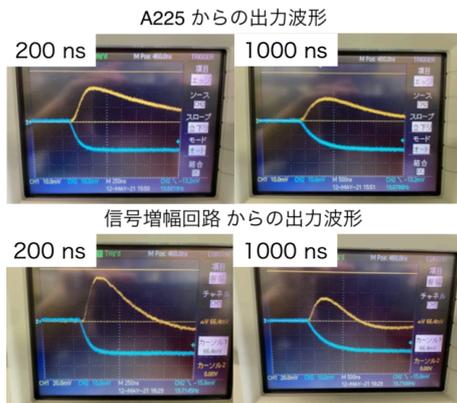


図 6: 立ち上がり時間 200 ns と 1000 ns のテスト入力 (青) に対する、A225 直後 (上図黄) と信号増幅回路直後の信号波形 (下図黄)。左図の横軸は 250 ns/div、右図は 500 ns/div、テスト入力と A225 出力は 10 mV/div、信号増幅回路出力 20 mV/div。

テストパルス波高 (立ち上がり 200 ns) を変化させた時の増幅回路出力波高を、MCA で取得すると、図 7 のようになった。100 mV 以上のテストパルス入力については、MCA への入力波高が 1 V を超えるため、MCA の設定を 10 V/8192 ch に変更した。直線フィットからの残差は、出力電圧 1 V 以下の範囲で 4 ch (0.5 mV 相当) 以内、1-2 V の範囲で 0.1 ch (0.1 mV) 以内に収まった。

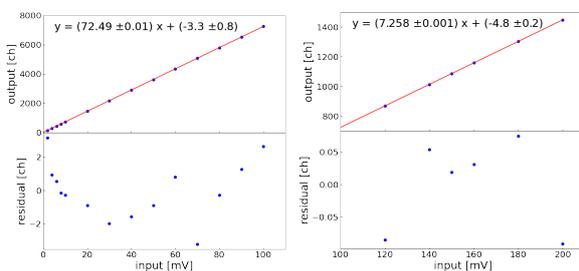


図 7: (左) 0-100 mV のテストパルス入力時の線形性 (縦軸 1 V/ 8192 ch)、(右) 120-200 mV のテストパルス入力時の線形性 (縦軸 10 V/ 8192 ch)。

### 3.3.3 考察

GMC のエネルギー分解能は、

$$R = \sqrt{\left(2.35 \times \sqrt{\frac{(F+a)}{E_X/w_i}}\right)^2 + b^2 + \left(\frac{n}{E_X}\right)^2} \quad (2)$$

と表せる。 $F$  はファノ因子 (0.2)、 $a$  (0.5) と  $b$  (0.1) は補正項、 $E_X/n$  は X 線信号とノイズの波高比を表す (Mihara et al., 2011)。5.9 keV の信号は式 (1) よりおよそ 120 mV であるのに対してリップルの振幅は 9.6 mV なので、 $E_X/n = 12.5$  となる。GEM のゲインのばらつきを無視すれば 5.9 keV において  $R = 18.6\%$  となり、目標となる分解能を達成する。テストパルスに対する信号出力の線形性は、出力波高 100 mV 以下でも大きく外れることはなかった。目的とする 2-50 keV の信号取得に支障はない。

## 4 まとめと今後

FEC の信号増幅回路における非線型問題を解決するために、CR ハイパスフィルタと 2 つの反転入力オペアンプからなる信号増幅回路を設計した。テストパルスによる評価試験では、信号の入出力関係は線形性を保っており、出力波高 100 mV 以下の領域における非線形な入出力関係は改善された。ノイズのフィルタリング能力も要求を満たしており、X 線と荷電粒子の波形弁別に必要な、信号の立ち上がり時間情報が失われないことも確認した。現在 FEC を、ガスチェンバーや DAQ などのコンポーネントと統合した試験を実施しており、GMC 全体としての機能確認を行なっている。今後、熱真空試験や振動試験、各コンポーネントのフライト品を用いた性能評価を行った後、GMC 全体の較正試験を実施する。

## Reference

- Matsuoka et al., 2009, Publ. Astron. Soc. Japan 61, 999-1010.
- Enoto et al., 2020, Proc. SPIE Volume 11444, 20 pp
- Mihara et al., 2011, Publ. Astron. Soc. Japan 63, S623-S634.

観測 poster4

# 解像型大気チェレンコフ望遠鏡による大天頂角ガンマ 線観測

東京大学 理学系研究科物理学専攻  
阿部 正太郎

# Large-zenith-angle observation of gamma rays from the Galactic center by means of imaging atmospheric Cherenkov telescopes

Shotaro Abe (Graduate School of Science at The University of Tokyo, M2)

## Abstract

The central part of the Milky Way (Galactic Center; GC) hosts a variety of astronomical sources. Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes (IACTs) have been contributing to the GC exploration through gamma rays in the very high energy ( $> 100$  GeV) range. The first Large-Sized Telescope (LST-1) of the Cherenkov Telescope Array was inaugurated in October 2018 and has been taking data under the commissioning phase since November 2019. The LST-1 observation of the GC region is only possible at a low elevation angle, which is what we call large-zenith-angle (LZA) observation. As an observational feature of IACTs, an LZA observation generally enlarges the effective collection area, which consequently improves the sensitivity to gamma rays in the energy region above several TeVs. Currently we investigate the GC observation by the LST-1 to study the performance at the LZA. In this proceeding, we briefly look through the previous observation toward the GC region and the LZA observation by IACTs. Then, we summarize the current status of the analysis. We also discuss the result obtained with LST-1 and future prospects.

## 1 Introduction

The center region of the Milky Way (Galactic Center; GC) is an interesting and featured part of the very-high-energy gamma-ray sky. Exploring the GC region may elucidate fascinating physical subjects such as PeV proton accelerator, super massive black hole, and dark matter.

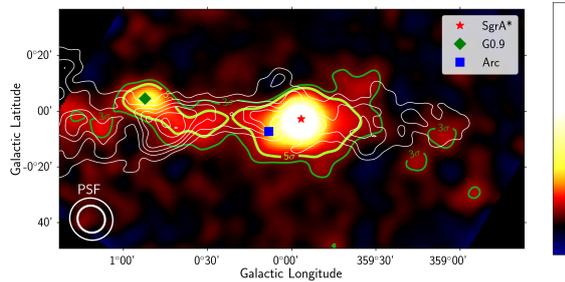
The Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes (IACTs) such as MAGIC, H.E.S.S., and VERITAS have been scrutinizing the gamma-ray sky [1]. The Cherenkov Telescope Array (CTA) will be the next generation gamma-ray observatory composed of multiple IACTs, covering the energy of 20 GeV to 300 TeV [2]. The CTA in the northern-hemisphere site are located adjacent to MAGIC at the Roque de los Muchachos Observatory in La Palma, an island of the Canary Islands, Spain ( $28^{\circ}$ N,  $18^{\circ}$ W). The construction of the Large-Sized Telescope prototype (LST-1) of CTA was completed in October 2018, and it has been taking data under the commissioning phase since November 2019. The LST-1 surpasses other IACTs in terms of a large mirror size, a high quantum efficiency of the PMT cameras, a high frequency trigger system, and so on.

Accordingly, we are focusing and working on the analysis of the GC observation by the LST-1. This proceeding outlines the current status of this analysis. First, in Section 2, the MAGIC observation is summarized. Then a large-zenith-angle (LZA)

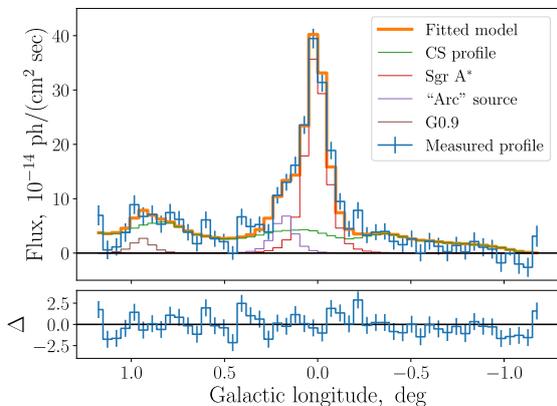
observation with IACTs is abridged in Section 3, which is essential for the observation of the MAGIC and the LST-1 towards the GC region. Section 4 provides the summary of the current analysis scheme, and also presents the future prospects. Finally, conclusions are recapitulated in Section 5.

## 2 MAGIC observation towards the Galactic center

IACT observations towards the GC region revealed diverse kinds of gamma-ray sources in the very-high-energy regime. Out of the various IACTs, the MAGIC telescopes in the approximately 100 hr observation detected a gamma-ray excess above 1 TeV of Sgr A\*, G0.9+0.1, the “Arc”, and the Galactic plane with the significance of  $48\sigma$ ,  $11\sigma$ ,  $6.4\sigma$ , and  $17\sigma$  respectively [3]. Fig.1 illustrates their morphology, which implies that taking the spatial distribution into analysis is important for the accurate evaluation of the each component in the complex region. Notably, the MAGIC and H.E.S.S. observations agreed that the cosmic gamma rays above 100 GeV peak at the position of Sgr A\* [3, 4]. Fig.2 shows the concentration of the brightness. Besides, the proposed best-fitted model in the MAGIC observation indicates that Sgr A\* accounts for the majority of the gamma rays at the very center.



**Fig. 1:** GC sky-map observed by MAGIC [3]. Excess in units of background is displayed in Galactic coordinates at energies above 1 TeV, smeared with the MAGIC angular resolution. The white contours show radio line emission from CS molecules.

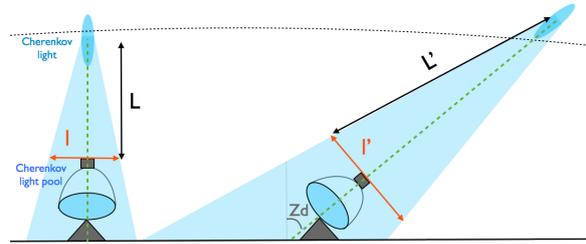


**Fig. 2:** Brightness scan of the Galactic plane in the energy range above 1.2 TeV [3]. Each bin is divided into a stripe along the Galactic latitude in the region of  $b = [-0.2^\circ, 0.2^\circ]$ . The bottom plot shows the residuals of the fit in the units of measurement uncertainties.

### 3 Large-zenith observation

Cosmic gamma rays incident to the Earth’s atmosphere interact with atmospheric molecules and generate an air shower, which is a reiterative cascade of  $e^\pm$  pair creations and bremsstrahlung photons. Fig.3 depicts that IACTs indirectly observe gamma rays by detecting the Cherenkov light emitted by the  $e^\pm$  pairs, if telescopes are located in the Cherenkov light pool on the ground. In addition, higher-energy gamma rays induce larger cascades. Analytical studies showed that the maximum amount of particles in a shower is approximately proportional to the intrinsic energy of the primary gamma ray [5].

The IACT sensitivity is highly subject to an angular distance from the zenith, which is denoted as a zenith angle ( $Z_d$ , in Fig.3). The GC culmi-



**Fig. 3:** Sketch of the observable extent of the Cherenkov light from the atmospheric shower in low (left) and high (right) zenith-angle conditions [6]. A primary gamma ray can be observed if IACTs are located inside the Cherenkov light pool. Also the light pool is more widely diluted on the ground in the LZA observation.

nates at the utmost  $58^\circ$  zenith angle at Roque de los Muchachos. Hence, MAGIC and LST-1 observe the GC region only at LZAs: The zenith-angle interval between  $58^\circ$  and  $70^\circ$  is mainly adopted.

The interaction point between the primary gamma ray and the atmospheric molecules nearly depends on the penetrated atmospheric depth. As illustrated in Fig.3, the Cherenkov light is more dispersed on the ground in an LZA observation, because the interaction point is farther away from telescopes. Therefore, the LZA observation enlarges the detectable geometrical domain against the gamma rays.

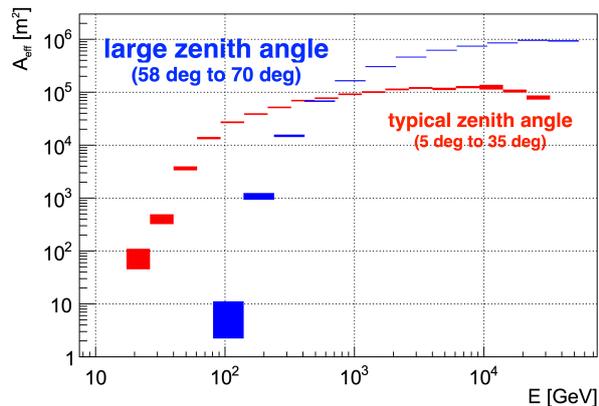
On the other hand, the LZA observation renders a dimmer shower image onto the IACT camera, because of the higher atmospheric absorption and the light diffusion onto a larger cross-section of the cone. Fig.4 shows that the effective area of MAGIC is boosted particularly in the energy regime above 1 TeV.

## 4 Current analysis status

### 4.1 Analysis overview

The indirect observation approach of IACTs forces us to reconstruct the energy and direction of the primary particle from the detected Cherenkov-light signals. We employ the Random Forest (RF) as a reconstruction approach. The RF is one of the ensemble machine-learning algorithms composed of diversified tree-like classifiers called Decision Trees. In addition, we borrow the RF-training signal samples from the Monte Carlo (MC) simulations of the shower and telescope response.

IACTs unavoidably detect the Cherenkov light



**Fig. 4:** Energy dependence of the effective detection area of MAGIC based on MC simulations after all data-quality cuts [7]. The effective area is calculated on the assumption of typical zenith and azimuth angle distribution for the GC observation (blue). The red curve presumes an observation with the typical low-zenith angle ( $5^\circ$ - $35^\circ$ ).

similarly induced by other kinds of cosmic rays such as protons. In fact, proton background overwhelms gamma rays by a factor of  $10^4$ - $10^5$ , thereby requiring the identification of the gamma-ray events out of all triggered ones.

## 4.2 Data processing

The data employed in this work were acquired by the LST-1 observations between April and June 2021. After reducing some anomalous data due to the partial malfunction of LST-1, the total observation duration was approximately 15 hr. The observations were all carried out in the so-called “Wobble” mode [8], with the pointing offset of  $0.4^\circ$  with Sgr A\*.

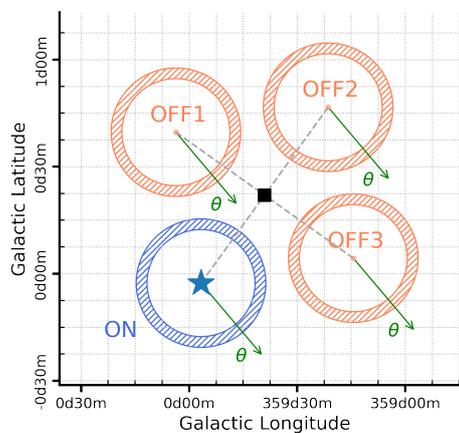
The data were processed through the software `cta-lstchain` with the aim of the low-level processing of camera images, the parameterization of the camera images, and the reconstruction of the primary gamma rays with the RF. The RF was trained by the gamma-ray and proton MC simulations of the shower development and the telescope response. The MC simulations were performed through the simulation packages `CORSIKA` and `sim-telarray`.

Note that the MC data in this work were recently calculated with insufficient data amount, and were dedicated to the simultaneous trigger of MAGIC and LST-1. These insufficiencies might provoke the incorrect reconstruction, particularly in the higher energy region or of distant showers, because of the shortage of the statistics.

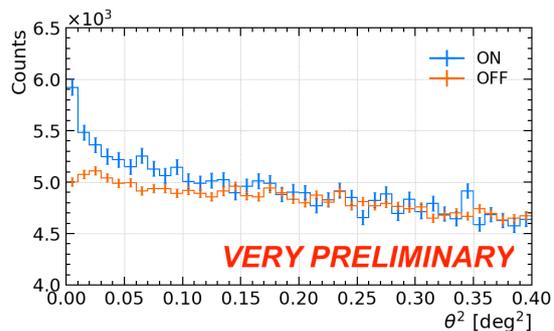
## 4.3 Gamma-hadron separation

This analysis has adopted three ways of abatement of the proton background as follows: gammaness-cut, ON/OFF subtraction, and  $\theta^2$ -cut.

The RF reduced the multiple feature parameters of the shower image to a single parameter called “gammaness” between 0 (hadron-like) and 1 (gamma-ray-like). On the basis of this value, we split the shower images into gamma-ray and hadronic ones. In this analysis, the events with gammaness below 0.5 were all removed, judging from the gammaness distribution in MC simulations.



(a)



(b)

**Fig. 5:** (a) Typical diagram of the ON/OFF regions on the Wobble-mode observation. The pointing position (black square) was shifted from the target source (blue star). Polar angle  $\theta$  is measured as a distance from respective center of region. Hatched areas illustrate the same interval of the distance  $\theta$ . (b) Event distributions along the  $\theta^2$ -axis after the gammaness-cut. Count in each  $\theta^2$  bin quantifies the events whose reconstructed direction is in the hatched areas in the top panel.

Additionally, an ON/OFF subtraction was performed to estimate the gamma-ray excess. On the Wobble-mode observations, the target source Sgr A\* was placed in the ON region with the  $0.4^\circ$  offset from the center of the field of view. The ON region consisted of background events plus gamma rays from the target source. By contrast, the counts only of the background were estimated from the OFF regions, which were placed with the same polar-angle offset. Fig.5a illustrates that the ON and OFF regions were distributed so as to form a square. For simplicity, the background was estimated by the average of the three OFF regions.

The parameter  $\theta$  was the polar angle between assumed and reconstructed gamma-ray arrival direction. To extract the gamma rays from Sgr A\*, the reconstructed gamma-ray events with  $\theta > 0.32^\circ$  were all rejected. This cut position corresponded with the presumed angular resolution of this analysis, calculated from the MC simulations. Note that Sgr A\* was assumed to be a point source in this angular resolution, according to the previous research stated in Section 2. Fig.5b demonstrates that the ON count exceeds the OFF count in the proximity of  $\theta = 0^\circ$ , showing the excess concentration at the position of Sgr A\*.

Finally, the gamma-like events were evaluated by the subtraction of the residual ON and OFF regions. The very preliminary result shows that gamma rays from the position of Sgr A\* were detected with the statistical significance of  $12.5\sigma$ . The significance was calculated in conformity with Li and Ma [9], whose method has been generally accepted for IACTs.

#### 4.4 Further research

To begin with, we aimed at the detection of Sgr A\* in the LZA observation. Though the detection has been identified even if altering cut positions, the following investigations will be necessary for future research.

The strong dependence of the reconstruction on the RF necessitates a high RF accuracy for the sake of all subsequent processes including  $\theta^2$ -cut, ON/OFF subtraction, or any other higher-level analyses. Nevertheless, the RF adopted in this analysis was temporarily calculated by MC simulations in insufficient data amount and parameter adjustments. Recalculation of the RF with well-tuned MC simulations is requisite.

Additionally, the MC simulations cannot per-

fectly reproduce real data in principle. Hence we should evaluate the systematic error arising from the uncertainty, which is dedicated to the LZA observation by the LST-1.

Furthermore, noteworthy is that there remains the possibility of gamma rays in the OFF regions and consequently that of underestimation of the gamma-ray excess in the ON region, since there are a lot of gamma-ray source candidates in the GC region, as stated in Section 2. This possibility results in a demand for a more intricate approach such as morphological analysis or a careful ON/OFF subtraction.

## 5 Conclusion

In this work, we have presented the features of the LZA observation of IACTs, and the current status on the analysis with respect to the LST-1 monoscopic observation towards the GC region. We performed the standard reconstruction and the gamma-hadron separation based on the RF calculated from temporal MC simulations. In conclusion, we obtained the very preliminary result of a gamma-ray excess with the significance of  $12.5\sigma$  for an exposure of 15 hr. The result may be the first detection of an astronomical source with an LZA observation by the LST-1. Notably, the investigation of the data in more attentive ways are imperative for the purpose of an advanced scientific discussion.

## Reference

- [1] J. Aleksić, S. Ansoldi, L.A. Antonelli, et al. *Astroparticle Physics*, 72:76–94, 2016.
- [2] *Science with the Cherenkov Telescope Array*. WORLD SCIENTIFIC, 2019.
- [3] V. A. Acciari, S. Ansoldi, L. A. Antonelli, et al. *Astronomy & Astrophysics*, 642:A190, 10 2020.
- [4] A. Abramowski, F. Aharonian, F. Ait Benkhali, et al. *Nature*, 531:476–478, 3 2016.
- [5] Maurizio Spurio. pages 87–131. Springer International Publishing, Cham, 2015.
- [6] Rubén López Coto. PhD thesis, Universitat Autònoma de Barcelona, Barcelona, Spain, 2015.
- [7] M L Ahnen, S Ansoldi, L A Antonelli, et al. *Astronomy and Astrophysics*, 601:29, 2017.
- [8] V.P. Fomin, A.A. Stepanian, R.C. Lamb, et al. *Astroparticle Physics*, 2(2):137–150, 1994.
- [9] T.-P. Li and Y.-Q. Ma. *The Astrophysical Journal*, 272:317, 1983.

## 観測 poster5

雷活動に由来するガンマ線の観測プロジェクト：2021  
年1月の gamma-ray glow のコリメータスペクトルの  
詳細解析

名古屋大学 理学研究科素粒子宇宙物理学専攻  
大熊 佳吾

## 雷活動に由来するガンマ線の観測プロジェクト： 2021 年 1 月の gamma-ray glow のコリメータスペクトルの詳細解析

大熊 佳吾 (名古屋大学大学院 理学研究科)

### Abstract

自然界における粒子加速にはまだわかっていないことが多い。雷活動では、雷雲中の静電場によって相対論的速度まで加速され雪崩増幅した電子による制動放射ガンマ線が観測される。そのエネルギーは 30 MeV にも達し、磁場の関与しない自然界で唯一観測可能な静電場による粒子加速として注目されている。特に数十秒-数分間に渡って続く放射は gamma-ray glow と呼ばれているが、放射の起源となる電子加速域のサイズや高度、それが数分にわたって安定に存在するメカニズムや発生・消滅条件はまだ詳しく分かっていない。2021 年 1 月 9 日に観測された gamma-ray glow について、高度測定用検出器 GOOSE を用いた上向き、傾き  $\pm 30$  度のコリメータ検出器 3 台と、コリメータのない検出器 1 台の計 4 台で、MeV 電子からの制動放射ビーミングのスペクトルが得られ、上空から電子を真下方向に照射した大気伝搬のシミュレーションと比較するとビーム角に広がりがあることが示唆された。本研究では、観測で得られたスペクトルを詳細に解析し Geant4 による検出器応答も含めたシミュレーションと比較することにより、電子加速領域の終端高度やビーム開口角の広がり制限を調べた。

### 1 イントロダクション

雷は大気中で大量の正負の電荷分離が起こり放電する現象である。雷は地球に限った現象ではなく、木星や金星でも起こっているとされる。ダストが乱気流内に存在する系では原理的に発生してよく、その性質を理解することは重要である。

雷活動に関連して、近年になって発見されたのがガンマ線放射である (Fishman et al. 1994, Dwyer 2012 など)。これは、雷雲内の静電場で加速された電子からの制動放射ガンマ線だと考えられ、大きく分けて 2 種類ある。一つは雷放電と同期して突発的に放射される、雷放電ガンマ線フラッシュである。もう一つは雷雲ガンマ線、あるいは gamma-ray glow と呼ばれ、雷雲そのものから数分間にわたって放射される。

これらのガンマ線放射は、いずれも最高エネルギーが 10 MeV を超える。地球の大気中の強い電離損失を超えて、10 MeV を超える高エネルギーの電子が大量に加速されていることは新しい発見であり、いまだ研究が立ち上がったばかりの大変興味深い高エネルギー物理現象である。

MeV ガンマ線を放射するためには、雷雲中の電子は 1 MeV 以上のエネルギーを持っていないと仮定できないが、図 2 に示すように、1 気圧の空気の電離損失の抗力は、その絶縁破壊電場 3 MeV/m よりも大きいと、熱的 ( $< eV$ ) な電子はそのまま加速されることはない。しかし、電子の最初の運動エネルギーが  $\sim 100$  keV より大きければ抗力が減少するため、雷雲内で観測される最大の電場  $\sim 300$  kV/m でもこれに打ち勝って加速されていくことになる。また、加速の過程で大気分子と衝突時にメラー散乱によって二次電子を放出することでなだれ増幅する。これを相対論的逃走電子なだれ増幅モデル (Relativistic Runaway Electron Avalanche: RREA, Gurevich et al. 1992) という。このメカニズムによる電子の増幅率は  $\sim 10^5$  と非常に大きく、しかも、電場強度や加速領域の大きさが 10 % 変わるだけで、増幅率が 2 倍以上変動するとされる。これほど大きな増幅率を持つ機構が数分にわたって雷雲内に安定して存在していることはとても興味深い。

RREA モデルでは、電子のエネルギースペクトルはシミュレーションなどの経験的に

$$N(E) \propto \exp\left(-\frac{E}{7.3 \text{ MeV}}\right) \quad (1)$$

という、7.3 MeV にカットオフを持つようなスペクトルになる。

また、この雷活動に伴う粒子加速のメカニズムは、宇宙における TeV や PeV エネルギー帯の粒子加速モデルである「衝撃波統計加速」の初期粒子に必要な MeV のエネルギー帯まで、特に電子を熱的領域 (~keV) から加速させる機構の一つとしても考えており、気象学以外の点でも注目している。

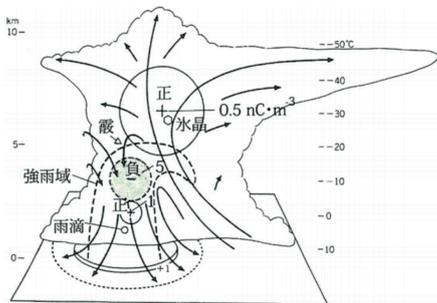


図 1: 雷雲内の電荷分布の概念図 (高橋 2009)

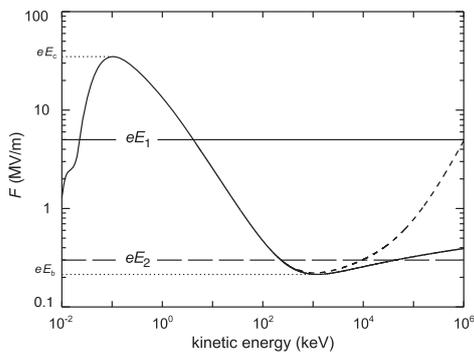


図 2: 電子の運動エネルギーと大気中の抗力の関係。1 keV の運動エネルギーでは絶縁破壊程度の電場 ( $E_1$ ) がかかっても抗力で減速してしまうが、1 MeV の運動エネルギーを持っていれば雷雲内の電場強度程度 ( $E_2$ ) であっても加速していく。

## 2 雷雲ガンマ線の観測

我々のグループでは冬季に石川県金沢市に雷ガンマ線の観測装置を設置している。図 3 は gamma-ray glow を引き起こす電子加速領域の高度の同定を目的とした検出器 GOOSE (Gamma-ray Orientation Observing System with Electron-monitor) の外観写真である。GOOSE は、西向き、東向きの 30 度の傾きと真上向きの 3 種類のコリメータによってガンマ線の到来方向を制限し、増光の時間差を利用して高度を推定する。また、コリメータなしの検出器で総フラックスを測定している。ガンマ線の検出には BGO シンチレータを使用し、発生したシンチレーション光を光電子増倍管で検出する仕組みになっている。

2021 年度 1 月 9 日 06:06-06:07 (JST) ごろにガンマ線の増光が見られ、コリメータ検出器を用いた世界初の雷雲ガンマ線の観測結果が得られた。解析により図 6 のようなスペクトルが得られ、東西方向の検出器のスペクトルが似ていることから加速領域は検出器のほぼ直上であると示唆された。

得られたガンマ線スペクトルを、norm を  $K$ 、カットオフを  $E_c$  として、べき指数を  $\alpha = 0.58 \pm 0.07$  で fix した非熱的制動放射の近似式

$$A(E) = KE^{-\alpha} \exp\left(-\frac{E}{E_c}\right) \quad (2)$$

を用いてスペクトルの fit を行ない、東西向きと比べ真上向きのスペクトルの方がカットオフが高く、flux も大きいという結果が得られた。これにより、制動放射は電子の進行方向に選択的に高いエネルギーのガンマ線が放射され flux も大きくなるという、相対論的ビーミング効果も検出することができた。

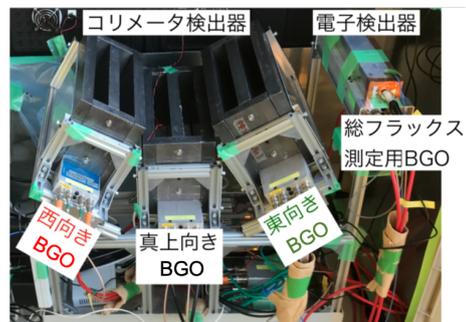


図 3: GOOSE の外観

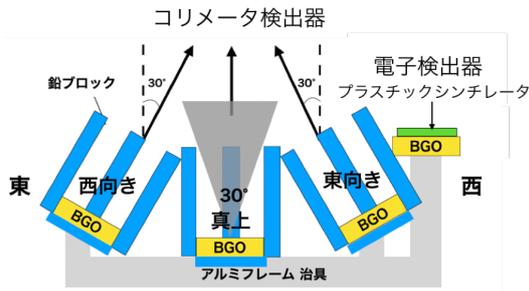


図 4: GOOSE の概略図

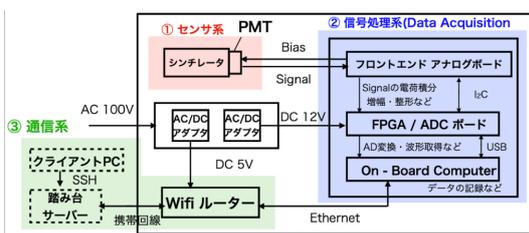


図 5: GOOSE のブロック図

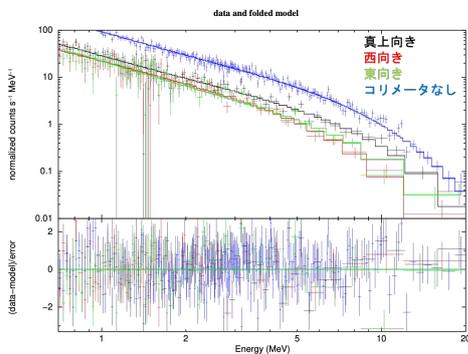


図 6: 観測されたイベントのスペクトル

### 3 Geant4 による雷雲ガンマ線の検出シミュレーション

ガンマ線が大気分子や検出器構造でコンプトン散乱しつつ検出されるため、雷ガンマ線の観測結果を物理的な測定量にするためには、モンテカルロシミュレーションが欠かせない。そこで我々は、Geant4 ツー

ルキットを用いた。シミュレーションでは、数 km スケールでの大気中の電子やガンマ線の伝搬部分と、2~3 m 程度の検出器内部での散乱効果を分けて計算した。これは計算機資源を節約する上で欠かせない。

大気中の伝搬は、図 7 に示すようなシミュレーション空間上のある高度から電子を入射させ、地上でのエネルギー、運動量、粒子の種類 ( $\gamma, e^-, e^+$ ) を記録した。入射電子のエネルギースペクトルは、(1) 式のようなスペクトルを用いた。

検出器内部の効果は、シミュレーション空間に GOOSE の検出器を再現し (図 8)、BGO でのエネルギーデポジットを記録した。東西向き、真上向きの検出器応答を調べるため、図 8 の検出器を 30 度傾けたり、コリメータを外して総フラックス用検出器の応答もシミュレートした。

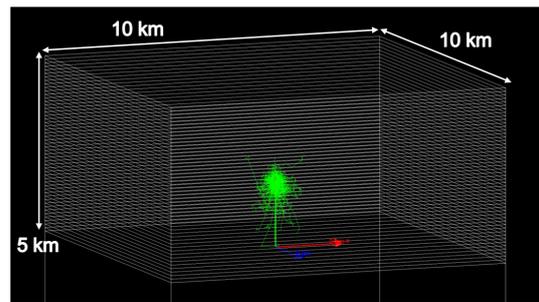


図 7: 大気伝搬の様子 (入射高度 2 km)

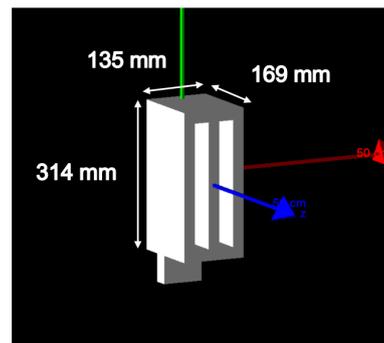


図 8: シミュレーション空間上のコリメータ検出器

## 4 結果と考察

RREA 内での電子散乱から予想される電子ビームの開口角 10 度を仮定して、シミュレーションで得られた結果と実際に観測されたスペクトル (図 6) を重ねたものを図 9 に示す。全体として、シミュレーションと観測データのスペクトルで、4 つの検出器のスペクトルが概ね 5 MeV 以下では 20 % 程度で合うような結果が得られた。これはビーミング効果を含んで雷雲ガンマ線のスペクトルをコリメータ検出器とコリメータなしの検出器を合わせて、概ねコンシステントに説明できる世界初の結果である。一方で、10 MeV 以上では全ての検出器でデータの方がシミュレーションの予測より 2 倍ほどフラックスが少ない。このずれは、シミュレーションでは大気伝搬時に RREA モデルの (1) 式を用いたが、観測されたイベントではカットオフが 7.3 MeV よりも小さいことが考えられる。他にも、東西方向のスペクトルは形がよく合っているが真上向きは観測の方がソフトになっていることから、開口角が 10 度よりも広がっていることが示唆される。

今後としては、電子の入射高度や開口角を変えたり、RREA モデルのスペクトルのカットオフを変えするなどして解析を続けていく。

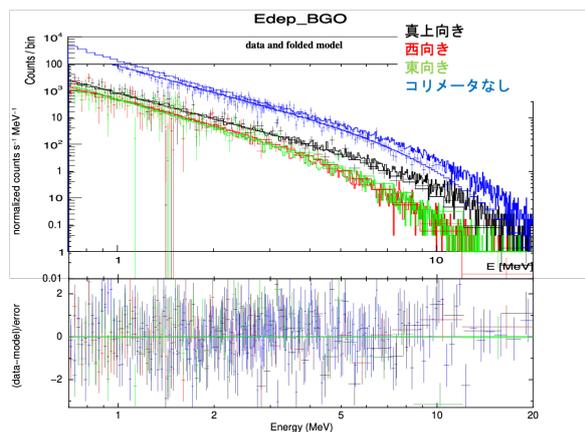


図 9: 高度 200 m から開口角 10 度で電子を入射させたシミュレーションとの比較

## Reference

- 久富章平, 名古屋大学, 2020, 修士論文  
 Hisadomi et al. 2021  
 Gurevich, A., Milikh, G., and Roussel-Dupre, R. 1992, Physics Letters A 165, No. 5, 463 - 468  
 Dwyer 2012, Space Sci Rev (2012) 173:133-196  
 Enoto et al. 2017, Nature 551, No. 7681, 481-484  
 Wada et al. 2019, Communications Physics 2, No. 1, 67  
 Wada et al. 2019, Physical Review Letters, 123, 061103  
 Kuroda et al. 2016, Physics Letters B 758, 286 - 291  
 Takahashi, T. 1978, Journal of the Atmospheric Sciences 35, No. 8, 1536-1548

観測 poster6

ROS2を用いた電波望遠鏡制御のための分散コンピューティングシステムの負荷試験

名古屋大学 理学研究科素粒子宇宙物理学専攻  
西川 薫

# ROS2 を用いた電波望遠鏡制御のための分散コンピューティングシステムの負荷試験

西川 薫 (名古屋大学大学院 理学研究科)

## Abstract

電波望遠鏡の制御システムには同時に多数の機器と通信を行い、リアルタイムに制御できる性能が必要である。さらに望遠鏡の観測対象は研究の進歩とともに変化するため、それに合わせて継続的な開発が可能なシステムとする必要がある。そこで我々はロボット開発のためのフレームワークである Robot Operating System (ROS) を用いて制御システム NECST (NEw Control System for Telescope) の開発を進めてきた。しかし、従来の ROS (ROS 1) には機能の追加に伴ってデータ通信量が急激に増加してしまう欠点があった。次世代バージョンの ROS としてリリースされた ROS 2 では通信方式の変更によってこの問題が解決されている。そこで我々は NECST の拡張性を高めるために ROS 2 を採用すべく、データ通信の性能とコンピュータへの負荷を調べた。本講演では ROS 2 が望遠鏡の制御システムとして問題なく使用できる性能を有していることを報告する。

## 1 Introduction

電波望遠鏡は星間物質の物理を観測的に解明する上で欠かせない装置である。研究に使用できる正確なデータを得るため、望遠鏡システムには高い信頼性と精度が求められる。さらに、観測計画に応じて継続的かつ柔軟にシステムの変更を行う必要もある。そこで我々は習得が容易なプログラミング言語・Python と、多対多通信を容易に実現できるフレームワーク・ROS (Quigley et al. 2009) を用いた制御システム NECST を開発してきた。大阪府立大学 1.85-m 望遠鏡および NANTEN2 望遠鏡はこのシステムにより、望遠鏡の駆動速度の変更など、柔軟な開発を続けながら観測を行っている (Nishimura et al. 2020)。

ROS は node と呼ばれる小さなプログラムを組み合わせてシステムを構成する (図 1)。また node 同士は topic と呼ばれる通信経路を介して message を配信/購読することで情報をやりとりする。この通信は相手の node を指定せずに多対多で行われるため、新たな機能を追加する際に既存のプログラムを書き換える必要がない。

しかし、ROS 1 の多対多通信は TCP を用いた多数の 1 対 1 通信を同時に行うことで実現されている。この方式では機能の追加に伴う多対多通信の増加によ

り通信量が急激に増加してしまう。ROS 2 の通信プロトコルは、UDP にユーザーの設定によって通信品質を管理できる機能が追加された Data Distribution Service (DDS) に変更されている。この方式は通信量を増やすことなく多対多通信を行えるマルチキャストをサポートしている。さらに ROS 2 は executor と呼ばれるプログラムの実行単位をユーザーが指定することで、コンピュータへの負荷を抑えながらシステムを実行することが可能となった。

ROS 2 を導入し、こうした機能を適切に活用することで NECST をより柔軟な開発が可能なシステムに更新できると考えられる。

## 2 Methods

ROS 1 に対する試験は実際に NANTEN2 望遠鏡の制御に使用している機種 (GIGABYTE GB-BKi7HA-7500) を用いて行った。一方、ROS 2 の負荷試験は今回新たに選定した機種 (Intel NUC8i7BEH) を使用した。node や message は負荷試験のために用意したダミーのものを使用した。

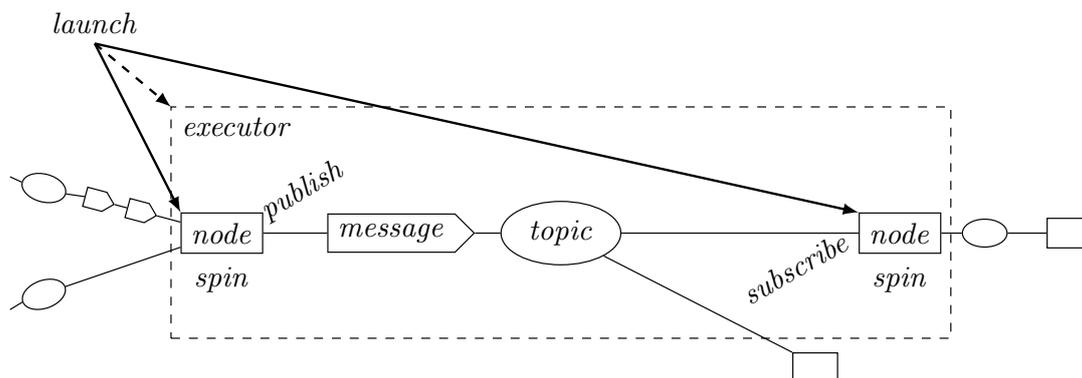


図 1: ROS による通信の概念図。

## 2.1 データ通信量

多対多通信の実装方法による通信量の過多は NECST の開発においても表面化している。ROS 2 で UDP のマルチキャストを利用することで多対多通信における通信量は大幅に抑えられると期待される。この検証のため、1 つの topic を購読する node の数を変化させ、通信量の変化を調べた。

## 2.2 通信の遅延

電波望遠鏡はリアルタイムに天体の追尾を行いながら天球面上のスキャン観測を行う性能が求められる。通信の遅延によって駆動が遅れた場合には天体の座標という基本的な情報の正確性を損なうことになる。また、スキャンの経路が不安定になることで観測領域内の均一な画像を得ることもできなくなる。

ROS 1 では 2 つの node 間の通信に約 1 ms の遅延が確認されていた。これはデータの取得間隔 0.1 s に比べて十分小さく、システムの構築に問題はなかった。ROS 2 が同等の性能を有していることを確認するため、2 つの node で message をやり取りし、両者のタイムスタンプの差をとることで通信の遅延を評価した。

## 2.3 コンピュータへの負荷

NECST は小型の PC を複数台連携させてシステムを構築している。計算の負荷は各 PC に分散され

るものの、天体の座標計算を行う node や巨大なデータを扱う node など、負荷が集中する箇所は存在する。PC への負荷が大きすぎる場合、データの保存に失敗したりプログラムの実行が遅れたりする。このような現象は得られるデータの正確性に関わり、システムの信頼性を大きく損なうことになる。

そこで、実際に望遠鏡制御に使用する PC において多数の node を起動し、CPU とメモリの使用率を評価した。さらに、ROS 2 で実装された executor の構成を変えて性能に変化があるか調べた。

## 3 Results

データ通信量の比較においては、ROS 2 における負荷の低減が確認された (図 2)。

ROS 1 を使用した測定では topic を購読する node (subscriber) の数に比例してデータ通信量が増加している。これは TCP による多対多通信の実装から期待される結果である。一方 ROS 2 での測定では、3 つ以上の subscriber が存在する場合にデータ通信量が増加することがわかった。これはマルチキャストを使用した通信方式から予想される挙動ではなく、原因はわかっていない。

通信の遅延の測定においては、ROS 1 と ROS 2 でほぼ同程度の結果が得られた (図 3)。

遅延は ROS 1、ROS 2 とも最大で 1 ms 程度であり、データの取得間隔 0.1 s の 100 分の 1 程度である。この程度の遅延であればリアルタイムな座標計算やフィードバック制御に問題が生じることはない。

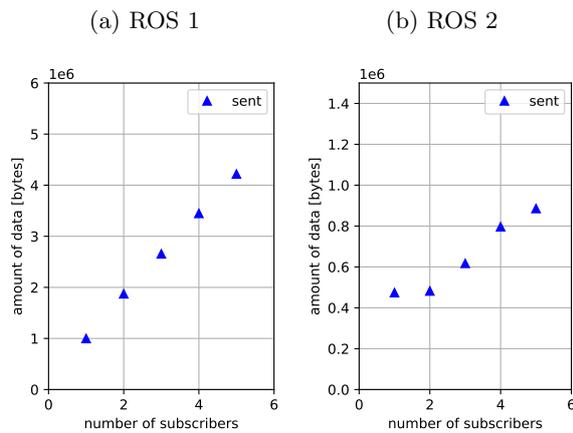


図 2: 多対多通信における通信量の変化。

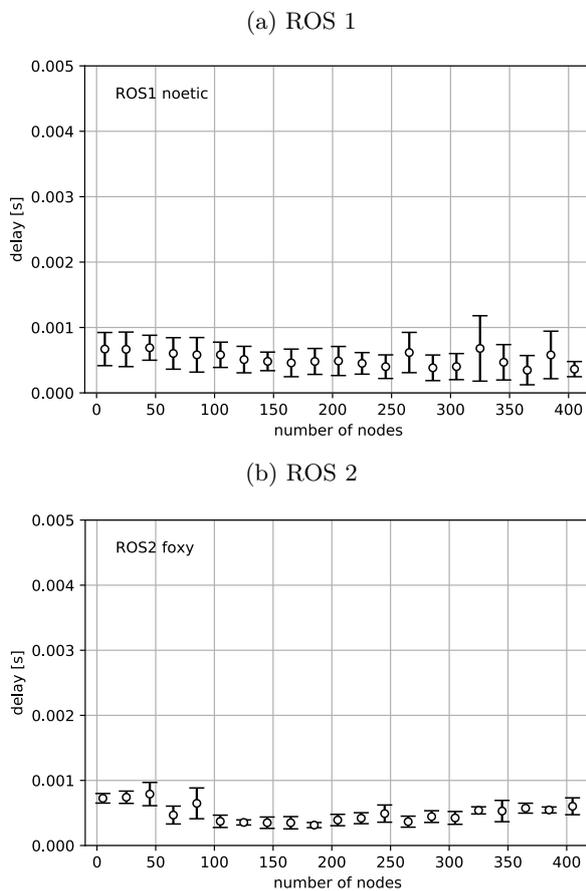


図 3: node 数による通信の遅延の変化。executor を適切に構成している。

コンピュータへの負荷は ROS 2 で改善された部分もあるが、CPU 使用率は増加していた (図 4)。

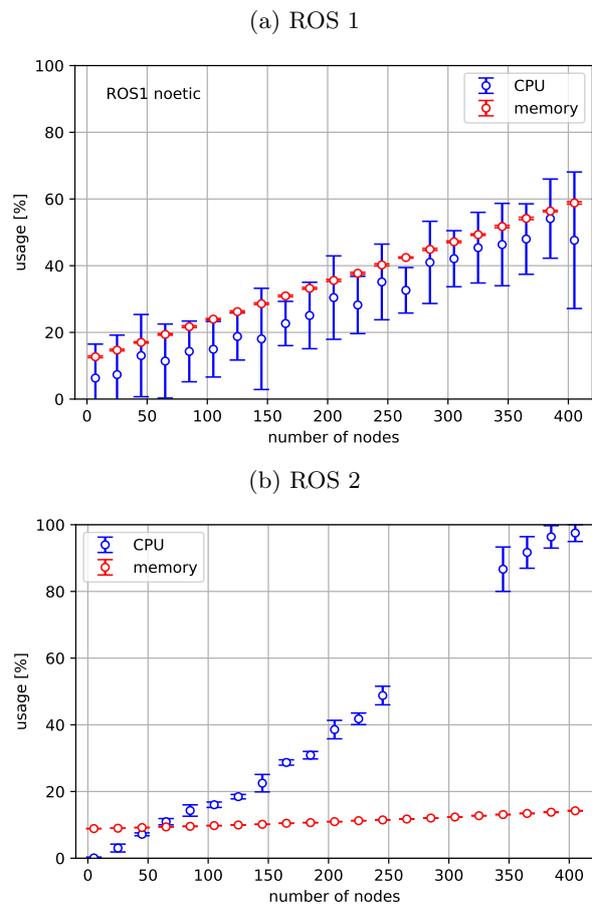


図 4: node 数による CPU・メモリ使用率の変化。executor を適切に構成している。

ROS 1 では CPU、メモリ使用率ともほぼ node の数に比例して増加していた。一方で ROS 2 ではメモリ使用率が大きく減少したものの、この結果は executor を適切に構成しなければ得られない。また、CPU 使用率は node 数とともに急激に増加し、ROS 1 と比べて負荷が高くなる傾向が見られた。executor を適切に構成しなかった場合にはさらに急激な負荷の増加が見られ、実装の際には注意が必要である。

## 4 Discussion

3 節で得られた結果より、ROS 2 の通信方式は望遠鏡システムの通信量低減に寄与することが確認された。また、通信の遅延やコンピュータのメモリへの負荷は NECST の実装に問題のない性能を有してい

ることが確認された。一方で CPU 使用率は従来より増大しており、executor の適切な構成が必須であることがわかった。この問題については実際に NECST を実装する段階でコンピュータの台数を増やして対応する必要が生じる可能性もある。

これらの結果から、NECST を ROS 2 を使用して更新することで観測効率の向上に向けた開発が容易に行えるようになると考えられる。さらに、観測効率の向上に伴うデータレートの増大に対応できるようになり、観測のしやすさを考慮したユーザーインターフェースの開発も可能になると考えられる。

ただし、望遠鏡システムとして使用できることの最終的な検証には PC の台数を増やし、現実のシステムに近い負荷をかけた評価を今後行う必要がある。

## 5 Conclusion

本研究で示された ROS 2 の性能は継続的な開発が可能な望遠鏡システムの実現につながる。より柔軟な観測を行える使いやすい望遠鏡を実現するため、ROS 2 を使用したシステムへの更新が有効である。

## Reference

- Morgan Quigley et al. ROS: an open-source Robot Operating System. In *ICRA workshop on open source software*, 2009.
- Atsushi Nishimura et al. Development of the new multi-beam receiver and telescope control system for NASCO. In Jonas Zmuidzinas and Jian-Rong Gao, editors, *Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy X*, volume 11453, pages 657 – 674. International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2020. doi: 10.1117/12.2562053. URL <https://doi.org/10.1117/12.2562053>.

[indexへ戻る](#)

観測 poster7

インドネシア近赤外撮像カメラの設計と評価

京都大学 理学研究科宇宙物理学教室

黒須 公人

## インドネシア近赤外撮像カメラの設計と評価

黒須 公人 (京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室)

### Abstract

現在、岡山にある 3.8m せいめい望遠鏡の姉妹機を、インドネシアに建設する計画が進んでいる。我々は、このインドネシア望遠鏡に設置予定の近赤外撮像カメラの開発を行っている。インドネシアで赤外観測を行うことは、南半球という立地を活かし、銀河中心の観測が可能である点において特に有意義である。本装置では、Y,J,H の 3 バンドでの観測において、視野 8.7 分角、ピクセルスケール 0.4 秒角の画像を得ることを目標としている。赤外観測においては、スカイだけでなく、装置自体からの熱放射がノイズになりうる。装置の熱放射による寄与を防ぐため、真空・冷却の環境下にカメラを固定する必要があり、外部からの熱伝導や冷却による熱収縮を考慮した上で設計を行うことが重要である。我々は、カメラの周囲に風車状に配置したガラスエポキシ板で固定する方法を採用した。また、明瞭な像を得るためには光学系を構成するレンズ群の光軸が一致することが理想であるが、実際には組み立ての際に各レンズにずれが生じてしまう。そこで、各レンズが与えられた許容誤差内で組み立てられることを確認するために、レーザーを用いたアライメント実験を実施した。結果の評価・検討を行ったところ、測定可能な 4 枚のレンズのうち 3 枚においては、許容値内で組み立てられることを確認した。本講演では、インドネシア近赤外カメラの概要と設計の進捗を説明するとともに、アライメント実験の測定方法と結果について発表する。

### 1 背景と観測目的

京都大学岡山天文台では、口径 3.8m のせいめい望遠鏡 (図 1) を運用している。この望遠鏡は、18 枚の分割鏡からなる主鏡でナスマス焦点に集光し、そこに観測装置を設置することで観測を行う。2019 年に完成して以来、東アジア最大級の光赤外望遠鏡として幅広く活躍している。

現在、せいめい望遠鏡の姉妹機をインドネシアに建設する計画が進んでおり、我々はこのインドネシア望遠鏡に設置予定の近赤外撮像カメラ (以下、近赤外カメラ) の開発を行っている。インドネシアで近赤外観測を行う意義は主に 2 点挙げられる。1 点目は、南半球という立地を活かした天の川銀河中心の観測である。銀河系中心に存在するいて座 A\* やその周りの恒星を観測することにより、位置関係やガス雲による減光量を知れ、重力レンズ効果のような一般相対性理論の検証を行うこともできる。しかし、銀河系の中心方向ではガスやダストの密度が濃く、光の吸収や散乱が激しくなるため可視光での観測は困難である。その点、近赤外カメラなら銀河系中心部をはっきり見通すことができる。2 点目は、突発天体の

観測である。インドネシア周辺地域には 4m 級の望遠鏡が存在しないため、インドネシア上空で発生した突発現象に対して、今までより素早く、より詳細な観測が可能になるだろう。

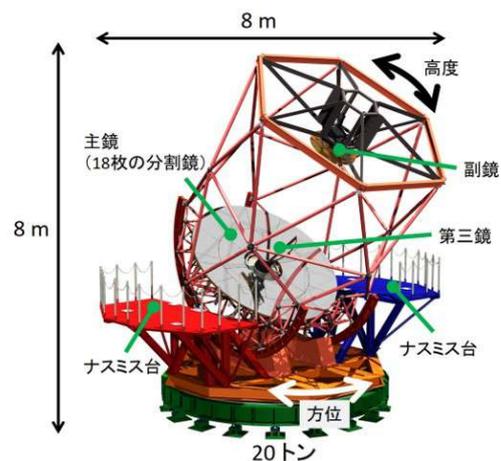


図 1: せいめい望遠鏡

## 2 近赤外カメラの概要

近赤外カメラの開発工程は以下の通りである。

1. 観測目的・仕様の決定
2. 設計
3. 発注・加工
4. 組み立て評価
5. 真空・冷却実験
6. 試験観測

この近赤外カメラでは、観測目的を踏まえて要求性能を設定し、光学設計は外部の業者に委託した。その要求性能と最終設計仕様を表 1 に示す。ここで、結像性能は点光源から出た光のうち検出器のピクセルサイズに対応する 0.8 秒角にどれだけ集まるかを表しており、設計上 80%は満たすように要求した。そして、実際に組み立てても 73%以上は満たすことが確認できている。また、フィルターを入れ替えることで Y,J,H の 3 バンドで観測が可能である。この光学設計をもとに機械設計を行った。

表 1: 要求性能と最終設計仕様

	要求性能	最終設計仕様
視野 (arcmin)	8.7×8.7	8.7×8.7
F 値変換	F/6.0→F/2.0	F/6.0→F/2.0
結像性能	0.8arcsec (EE>80%)	0.8arcsec (EE>78%)
観測波長	Y(1020nm) J(1220nm) H(1530nm)	Y(1020nm) J(1220nm) H(1530nm)

近赤外カメラは、大きく分けて光を平行光に直す「コリメータ」と、検出器に光を結像させる「カメラ系」の 2 つから構成される (図 2)。コリメータは 4 枚のレンズから成り、カメラ系は真空容器の中に 6 枚のレンズとフィルター、検出器が順に配置されており、冷凍機によって真空容器内が冷却される。また、コリメータとカメラ系は中心軸が一致するように固定される。

現在、カメラ系は設計段階でこれから部品を発注する予定であり、コリメータは設計と加工が完了し、組み立て評価の段階にある。これら 2 つを同時並行で進めており、3 章ではカメラ系の設計について、4

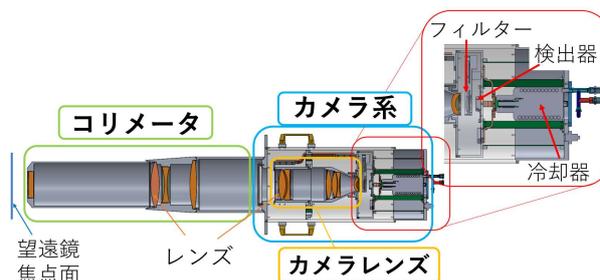


図 2: 近赤外カメラの構造

章ではコリメータの組み立て評価をするために行ったレーザーアライメント実験について記す。

## 3 カメラ系の設計

赤外観測においては装置自体からの熱放射がノイズになり得るといった問題がある。この装置由来のノイズを抑えるために、一般に赤外線装置は真空・冷却の環境下に置く必要がある。そのため設計を行う上では、外部からの熱伝導や冷却による熱収縮を考慮することが重要である。現在、近赤外カメラのカメラ系では、カメラレンズ系とその固定部品の設計が完了している。ここで、カメラレンズ系とはパレルというアルミニウムの筒に 6 枚のレンズを装着したものをいう。この章では、設計の手順と工夫を記す。

本装置では、真空容器内にカメラを固定し、270K まで冷却することで装置由来のノイズを無視できることを初めに確認した。次に、270K まで冷却した時に熱収縮によりパレルとレンズが接触して破損しないか、カメラレンズ系の中心軸がコリメータや検出器に対してずれないかなどを注意しながら、カメラレンズ系とその固定部品の設計を行った。

カメラレンズ系の固定方法は結像性能に大きく関わる。結像性能を高くするには、コリメータ、カメラレンズ系、検出器が中心軸を一致させることが重要である。そのため、カメラレンズ系はできるだけ真空容器に対して固定されることが好ましい。一方で、カメラレンズ系の熱放射を防ぐためには、常温の真空容器とはできるだけ断熱する必要がある。固定部品の接触面積は小さくしなければならない。そこで、我々は断熱板として赤外装置によく用いられ

る「ガラスエポキシ板」を、カメラレンズ系の周囲に風車上に配置して固定する方法を採用した(図 3)。これにより、カメラレンズ系が熱収縮してもガラスエポキシ板の曲がりによって、カメラの中心軸は一定に保たれる。また、真空容器に対して十分断熱されており、装置の熱放射も無視できる。

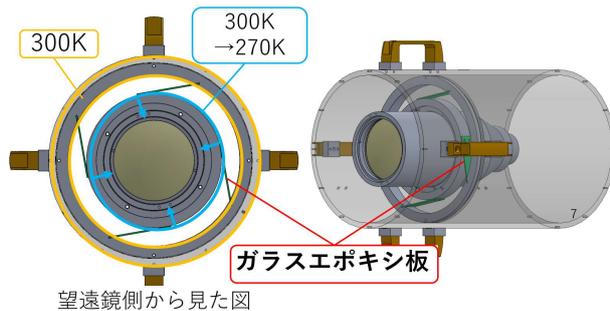


図 3: カメラの固定方法

#### 4 コリメータレンズの アライメント実験

高い結像性能を得るためには、全てのレンズの光軸がバレルの中心軸に一致することが理想である。しかし、実際はバレルに対して各レンズが少なからずずれて固定される。そこで、各レンズに組み立て誤差の許容範囲を設定し、実際に許容誤差内で組み立てられているかを評価する必要がある。今回は、レーザーを用いたアライメント実験を行うことによって、レンズの組み立て評価を行った。

実験方法は、以下のとおりである(図 4)。

1. バレルの中心軸と回転盤の中心軸を一致させる。
2. バレルに測定したいレンズを装着する。
3. レンズに向かってレーザー光を入射させる。
4. レンズの両面で反射したレーザー光がスクリーンにスポットを作ることを確認する。

5. バレルを回転させると、スクリーン上のスポットも円軌道を描くので、円軌道の直径を測定する。

レンズの光軸とバレルの中心軸が完全に一致しているとき、バレルを回転させてもレンズ面で反射したレーザー光はスクリーン上の一点で静止したままになる。

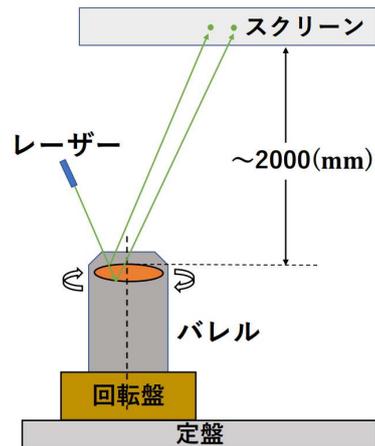


図 4: アライメント実験の概要図

レンズのずれは傾きと横ずれの 2 成分の重ね合わせで表される。レンズが  $\theta$  だけ傾いているとき、レンズ面からスクリーンまでの距離  $l$  とスクリーン上で描く円軌道の直径  $s$  を用いて

$$\theta \sim \frac{s}{4l}$$

の式が得られる。また、レンズがバレルに対して  $d$  だけ横ずれをしているとき、 $l$  と  $s$  に加えて、レンズ面の曲率半径  $R$  を用いて

$$d \sim \frac{sR}{2l}$$

という式が得られる。これらの式を用いると、スクリーン上の円軌道直径  $s$  とレンズ面からスクリーンまでの距離  $l$  を測定することで、レンズの傾きや横ずれの量を求めることができ、許容値と比較・検討をすることができる。

以上を踏まえて、コリメータの 4 枚のレンズ G1 から G4 のうち、G1 から G3 の 3 枚に関してアライメント実験を行った結果を表 2 に示す。ここで、G4 レンズは許容範囲の計算からより高い精度の実験が

必要と判断し、今回は実験を行わなかった。G1 から G3 の 3 レンズに関しては、傾き、横ずれともに許容誤差内であることを確認した。

表 2: レンズの傾きと横ずれ

	許容傾き (arcmin)	許容横ずれ ( $\mu\text{m}$ )	傾き (arcmin)	横ずれ ( $\mu\text{m}$ )
G1	3	50	1.4	32
G2	3	50	2.1	24
G3	3	50	2.2	26

## 5 今後の予定

まず、カメラ系の設計はほとんど完了しているので、確認ができ次第、部品加工を発注する。部品が届いた後は、コリメータの G4 レンズとともに、全てのレンズでアライメント実験を行う。また、装置全体の組み立てが完了次第、真空実験や冷却実験も行い、試験観測を行う予定である。

観測 poster8

CMB 偏光観測実験に用いる偏光角較正装置の開発

東京大学 理学系研究科物理学専攻

飯島 健五

## CMB 偏光観測実験に用いる偏光角較正装置の開発

飯島 健五 (東京大学大学院 理学系研究科)

### Abstract

宇宙再結合期に生成された宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background: CMB) の偏光は偶パリティの E-mode 偏光と奇パリティの B-mode 偏光からなる。B-mode には原始重力波由来の情報が刻印されていると考えられており、CMB の B-mode 偏光観測に成功すれば初期宇宙の指数関数的膨張「インフレーション」の決定的な証拠となる。

CMB 偏光のほとんどは E-mode 成分であり、B-mode 成分は E-mode 成分の 1 桁以上小さいと期待されている (M.Tristram. (2021))。また、角度較正を見誤ると E-mode から B-mode への漏れ込みが生じるため、高精度での B-mode 観測において角度較正は非常に重要な役割を果たす。次世代 CMB 実験である Simons Observatory(SO) では偏光光源として金属ワイヤーを平行に張ったワイヤーグリッドという装置を用いる。ワイヤーグリッドは環境光のワイヤー方向の偏光を反射するため、生成される偏光角はワイヤーの向きを測定することで同定可能である。SO ではエンコーダーと重力参照計を用いることで絶対角の同定を行う。本講演では絶対角較正の原理とその開発状況について報告する。

## 1 Introduction

### 1.1 CMB

宇宙誕生からおおよそ 38 万年後、宇宙膨張に従いエネルギー密度が低下しそれまでプラズマ状態にあった陽子と電子が結合し中性水素となる再結合期が訪れる。これにより電子に散乱されていた光は直進する様になり、現在も観測される光として宇宙空間を漂う。これを宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background: CMB) と呼ぶ。過去の観測ではこの温度の異方性を観測することで宇宙論にパラメータ制限を与えてきたが、現在はさらに偏光の異方性の測定により更なる宇宙論的情報、特にインフレーションの直接観測が目指されている。CMB 偏光は偶パリティの E-mode と奇パリティの B-mode の 2 つの基底によって分解できる。B-mode はインフレーション由来の原始重力波のテンソル揺らぎや重力レンズ効果によって生じるため、B-mode の検出はインフレーションの決定的な証拠となる。

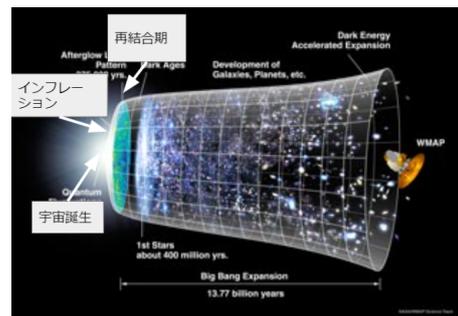


図 1: 宇宙進化の模式図 (WMAP より引用)

### 1.2 Simons Observatory

Simons Observatory(SO) 実験は 2016 年に発足した史上最大規模の地上 CMB 観測実験である。この実験では 1 台の大口径望遠鏡 (Large Aperture Telescope:LAT)(口径約 6 m) と 3 台の小口径望遠鏡 (Small Aperture Telescope:SAT)(口径約 42 cm) を用いることで 27-280GHz の広周波数帯域での CMB 観測を実現する。LAT では  $0.1^\circ$  スケールの偏光揺らぎの測定により重力レンズ効果の測定を、SAT では  $1^\circ$  スケールでの偏光揺らぎの測定によりインフレーションの探索を行う。すべての望遠鏡を合わせると約 6 万個の Transition-edge-sensor(TES) ボロメー

ター検出器が搭載される予定であり、これにより統計誤差を軽減する。SO 実験ではテンソル-スカラー比:  $r$  を  $\sigma(r) = 0.003$  の精度で測定することを目指しており、角度較正には  $\delta(\Theta) = 0.1^\circ$  が要求されている。

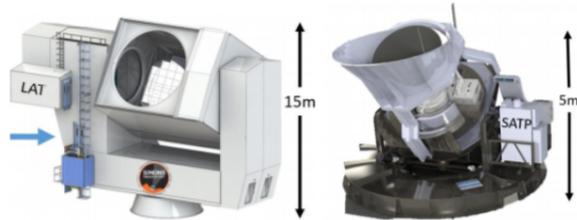


図 2: 望遠鏡の模式図 (左)LAT(右)SATP [The Simons Observatory Collaboration. (2019)]

### 1.3 スパースワイヤーグリッド

SO 実験では人工偏光光源としてスパースワイヤーグリッド (O.Tajima et al. (2012)) を採用する。

スパースワイヤーグリッドは図 3 に示すような金属ワイヤーが平行に張られたリング状の装置である。図 4 に示すようにワイヤーグリッドは望遠鏡の前面に装着され、金属ワイヤーによって環境光を反射し、ワイヤーに平行な偏光をもつ平面波を作る。ワイヤーグリッドの回転角を測定することで生成される偏光の方向を同定することが出来る。

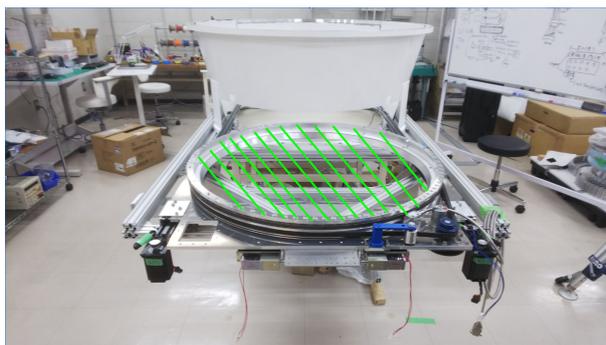


図 3: スパースワイヤーグリッド (金属リングの面上に金属ワイヤーを張った装置)

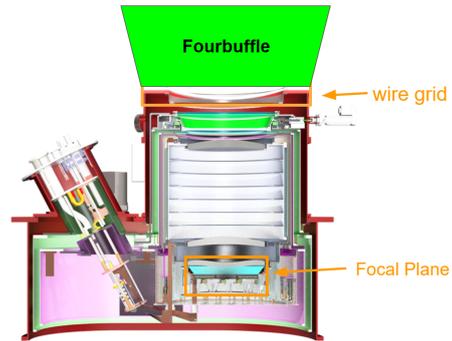


図 4: SATP におけるワイヤーグリッドの装着位置

### 1.4 相対角較正と絶対角較正

CMB 偏光のほとんどは E-mode 成分であり、B-mode 成分は E-mode 成分の 1 桁以上小さいと期待されている (M.Tristram. (2021))。また、角度較正を見誤ると E-mode から B-mode への漏れ込みが生じるため、高精度での B-mode 観測において角度較正は重要な役割を果たす。CMB 偏光の角度較正は相対角較正と絶対角較正に分けられる。相対角とは望遠鏡が多数持つ TES ボロメーター検出器間の基準とする角度のズレを指し、絶対角とは CMB が天球上で持つ偏光角のことである。絶対角を較正するには天球との対応がとれる基準との角度が必要であり、本実験では基準として重力を用いる。ワイヤーの持つ平面が水平面となす角度及びワイヤーが水平面となす角度を測定することで重力を基準とした偏光角を測定することができる。

## 2 Instruments

ここでは実験に用いるいくつかの測定機器について紹介する。

### 2.1 エンコーダー

エンコーダーはエンコーダーテープとエンコーダーリーダーからなり、エンコーダーテープはワイヤーグリッドの側面に取り付けられワイヤーと共に回転する。エンコーダーテープには等間隔で磁石が取り

付けられていて磁場の変化をエンコーダーリーダーで読み取ることによって相対的な角度変化を知ることが出来る。エンコーダーリーダーの精度は $\pm 100 \mu\text{m}$ であり角度に直すと、 $\delta(\theta) \sim 0.014^\circ$ 程度の精度となる。エンコーダーテープのある1点には参照用信号が用意されており、これをゼロ点としている。絶対角較正はこのゼロ点におけるワイヤーが重力となす角度を決定することに対応する。

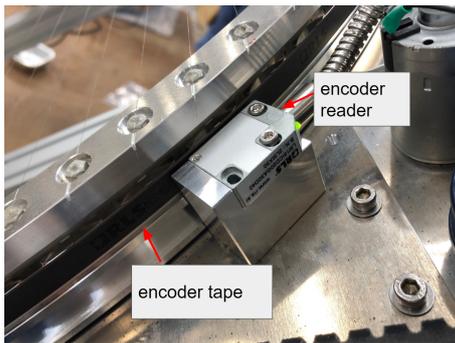


図 5: エンコーダー

## 2.2 重力参照計

図 6(右) に示すように重力参照計は x 軸、y 軸が水平面となす角を出力する。今回用いた重力参照計は 1 軸モードと 2 軸モードでの測定が可能であり、1 軸モードでは $\pm 90^\circ$ 、2 軸モードでは $\pm 15^\circ$ の範囲で $\pm 0.03^\circ$ の精度での測定が可能である。エンコーダーのゼロ点の角度を水平面を基準として測定するため用いる。

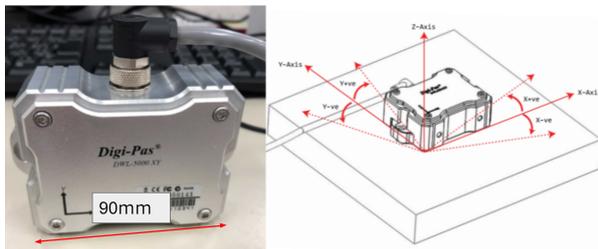


図 6: (左) 重力参照計 (右) 重力参照計の測定角

## 2.3 3次元測定機

図 7(左) に示す 3 次元測定機は機材の本体部分と先端部分の相対位置を 3 次元座標で測定する。6 つの関節の角度を測定することで機材の腕の長さと一緒に算出しており、 $0.03\text{mm}$ の精度での測定ができる(この精度は各座標で独立である)。これを重力参照計と測定面とのアライメントの較正や 2 つ用いる重力参照計の出力と比較することでクロスチェックとすることに利用する。



図 7: (左) 使用する三次元測定機 (右) 三次元測定機の先端

## 3 Method

### 3.1 セットアップ

図 8 に示すように望遠鏡を運用する際の典型的な仰角であるおよそ  $45^\circ$  傾けた斜面を用意し、この斜面にワイヤーグリッドを固定する。この時斜面は動かないように机の上に固定した。さらにワイヤーと平行になる側面を持つ治具を乗せ、1 軸モードで使用する重力参照計を固定する。さらにワイヤーグリッドに対して  $45^\circ$  傾けて水平面とおおよそ水平になるように 2 軸モードで使用する重力参照計を固定する。これによりエンコーダーのゼロ点をワイヤーの回転角によらずに重力参照計の精度で決定することができる。

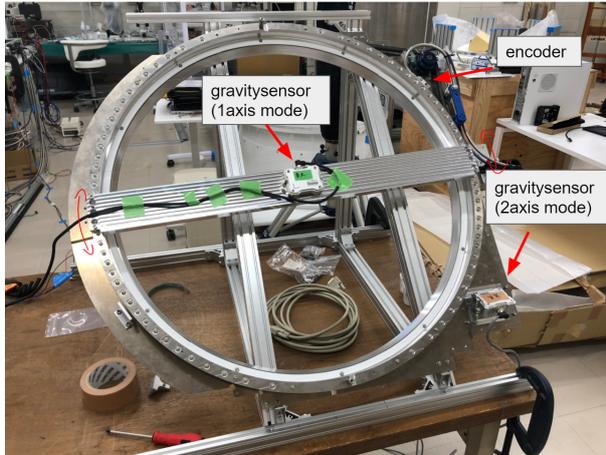


図 8: 本実験のデザイン全体像

### 3.2 評価方法

2 軸モードの重力参照計の出力を x 軸 y 軸それぞれ  $\alpha, \beta$ 、1 軸モードの重力参照計の出力を  $\gamma$ 、エンコーダーの出力を  $\theta$ 、エンコーダーのゼロ点と水平面と平行になった際のワイヤーがなす角を  $\theta_0$ 、ワイヤーグリッドの持つ平面と 2 軸の重力参照計が持つ平面とのなす角を  $\phi$  と取る。この時

$$\theta + \theta_0 = \gamma - \arcsin\left(\frac{\sin \alpha}{\sin(\phi + \beta)}\right)$$

によって関係付く。各測定機器の分解能の他に測定機器とワイヤーとのアライメントによる系統誤差を見積もる必要がある。3 次元測定機によってその上限を与えると  $\delta(\alpha, \gamma)_{sys} = \sqrt{3} \times \arctan(0.03/90) \sim 0.033^\circ$  となり、分解能と合わせて  $\delta(\alpha, \gamma) = \sqrt{0.033^2 + 0.03^2} \sim 0.45^\circ$  最終的には  $\delta(\theta_0) \sim (\delta(\theta)^2 + \delta(\gamma)^2 + (\delta(\alpha)/\sin(\phi + \beta))^2)^{1/2} \sim 0.055^\circ$  と評価することができる。

## 4 まとめと今後の展望

SO 実験に用いるワイヤーグリッドの回転角を重力を基準として決定するためのゼロ点較正の手法を提案し、開発状況について報告した。今回の評価においては要求値である  $\delta(\Theta) = 0.1^\circ$  を下回る水準での較正となっていることが期待できると分かった。今後は実際に測定を行い、重力計から出力されるゼロ

点の値がワイヤーグリッドの回転に対して影響を受けないことを確認し、さらに 3 次元測定機と矛盾しない結果となることを確認する。またワイヤーの回転角によって決定される偏光角が光学系の中で受ける変換によって生じる誤差を評価し、TES 検出器の持つ平面における偏光角の評価へと着手する。

## Acknowledgement

This is not an official Simons Observatory Collaboration product.

## Reference

- M.Tristram et al.(2021) arXiv:2010.01139
- The Simons Observatory Collaboration 2019, arXiv:1907.08284
- O.Tajima et al 2012, J Low Temp Phys 167:936-942