

立教大学大学院理学研究科物理学専攻  
2018 年度博士課程前期課程最終試験

概要集

日時：2019 年 2 月 19 日（火）

2019 年 2 月 20 日（水）

場所：8 号館 2 階 8201 教室

発表 20 分 質疑応答 10 分



# 2018年度物理学専攻博士課程前期課程最終試験

2月19日(火) 10:00-17:45 8201教室

2月15日(火) 10:00-17:45 G201教室

| 時間          | 発表者    | タイトル                                                                  | ページ |
|-------------|--------|-----------------------------------------------------------------------|-----|
| 座長 内山       |        |                                                                       |     |
| 10:00-10:30 | 那須 千晃  | K-mouflage gravity における星の解                                            | 1   |
| 10:30-11:00 | 片桐 拓弥  | 漸近的反ド・ジッターブラックホール時空の不安定性                                              | 3   |
| 11:00-11:30 | 平井 雄一  | Conformal Bootstrap と臨界現象の解析                                          | 5   |
| 11:30-12:00 | 梶原 拓真  | マイクロメートルスケールでの重力実験Newton-V による重力の逆二乗則検証                               | 7   |
| 12:00-13:30 | 昼休み    |                                                                       |     |
| 座長 北本       |        |                                                                       |     |
| 13:30-14:00 | 森 祐子   | 一般化されたヒッグスインフレーションにおける複数場の影響                                          | 9   |
| 14:00-14:30 | 富川 慶太郎 | スカラー型ゆらぎから誘起される重力波のゲージ依存性                                             | 11  |
| 14:30-15:00 | 藤野 佑亮  | $^{52}\text{Ca}$ の換算遷移確率 $B(E2; 0_{\text{g.s.}}^+ \rightarrow 2_1^+)$ | 13  |
| 15:00-15:30 | 長田 直也  | 地球型系外惑星の大気シミュレーションと検出可能性検討                                            | 15  |
| 15:30-15:45 | 休憩     |                                                                       |     |
| 座長 家城       |        |                                                                       |     |
| 15:45-16:15 | 中川 巧一郎 | パリティの破れとトレースアノマリー                                                     | 17  |
| 16:15-16:45 | 津久井 豊  | レーザープラズマ光源を用いた直入射型X線望遠鏡Xmasの開発<br>発                                   | 19  |
| 16:45-17:15 | 山田 武尊  | 金星大気における大規模定在重力波の鉛直伝播                                                 | 21  |
| 17:15-17:45 | 湯澤 洋治  | 非対称SNR G350.1-0.3 におけるイジェクタ噴出速度の測定                                    | 23  |

2月20日(水) 10:00-15:00 8201教室

27月29日(水) 18:00-18:30 6201教室

| 時間          | 発表者    | タイトル                                                    | ページ |
|-------------|--------|---------------------------------------------------------|-----|
| 座長 中野       |        |                                                         |     |
| 10:00-10:30 | 吉野 裕太郎 | Geminga パルサーによる宇宙線陽電子超過の検証                              | 25  |
| 10:30-11:00 | 諸井 圭市  | はやぶさ2搭載カメラONC-T の分光画像の空間分解能評価                           | 27  |
| 11:00-11:30 | 谷田部 史堯 | X 線連星パルサーX Persei、GX 1+4、A 0535+262 の、光度と自<br>転周期変化率の関係 | 29  |
| 11:30-12:00 | 稲垣 徳晃  | 天体観測用X線干渉計開発に向けた真空紫外線干渉計の開発                             | 31  |
| 12:00-13:30 | 昼休み    |                                                         |     |
| 座長 中山       |        |                                                         |     |
| 13:30-14:00 | 山脇 友志  | 偏極 $^8\text{Li}$ を用いた弱い相互作用におけるLorentz不変性の検証            | 33  |
| 14:00-14:30 | 江畑 敦弘  | 白鳥座領域におけるガンマ線超過の検証                                      | 35  |
| 14:30-15:00 | 高尾 祐介  | Kanazawa-SAT <sup>3</sup> に搭載するガンマ線バースト検出器の開発           | 37  |

# K-mouflage gravity における星の解

## Stars in K-mouflage gravity

那須千晃  
指導教員 小林努

### 1 はじめに

これまでの観測により、現在の宇宙が加速膨張していることが判明している。この加速膨張を説明するために、ダークエネルギーと呼ばれる未知の物質を導入する試みがある。しかし現時点では、このような物質が実在することを示す観測事実は存在しない。そこで、ダークエネルギーを導入せずに一般相対論を修正することで宇宙の加速膨張を説明するという試み（修正重力理論）も注目されている。これの代表例として、一般相対論にスカラー場を加えるスカラー・テンソル理論が盛んに研究されている。

スカラー・テンソル理論においては、物体に対して重力のほかにスカラー場によって引き起こされる力 (Fifth Force) がはたらくため一般相対論からの差異が生じる。このような差異は太陽系といった局所領域では発見されておらず、スカラー・テンソル理論はスクリーニング機構と呼ばれる Fifth Force を局所的に遮蔽する機構を備えている必要がある。

数あるスカラー・テンソル理論のうち、K-mouflage Gravity と呼ばれる、重力場に単一スカラー場が加えられた理論で星の内部解を求め、このスクリーニング機構がはたらくか確認する。

### 2 K-Mouflage Gravity

スカラー・テンソル理論のなかで、スカラー場の一階微分までしか含まない K-mouflage Gravity に着目する。以降、 $c = 1$ 、 $\hbar = 1$  とする。

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[ \frac{M_{Pl}^2}{2} R + \mathcal{M}^4 K(\chi) \right] + \int d^4x \sqrt{-\tilde{g}} \mathcal{L}_m(\psi_m^{(i)}, \tilde{g}_{\mu\nu})$$

ただし、

$$\chi = -\frac{1}{2\mathcal{M}^4} (\nabla\phi)^2, \quad \tilde{g}_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} A^2(\phi), \quad M_{Pl}^2 = \frac{1}{8\pi G} \quad (1)$$

である。スカラー場と結合していない系でのエネルギー運動量テンソルを

$$T_{\mu\nu} = -2 \frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\delta}{\delta g^{\mu\nu}} \sqrt{-\tilde{g}} \mathcal{L}_m(\psi_m^{(i)}, \tilde{g}_{\mu\nu}) \quad (2)$$

と定義する。このときアインシュタイン方程式とスカラー場の運動方程式はそれぞれ

$$M_{Pl}^2 G_{\mu\nu} - g_{\mu\nu} \mathcal{M}^4 K(\chi) - \frac{dK}{d\chi} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi = T_{\mu\nu} = A^2 \tilde{T}_{\mu\nu}, \quad (3)$$

$$\frac{1}{\sqrt{-g}} \partial_\mu (\sqrt{-g} \partial^\mu \phi K'(\chi)) = -\frac{\beta}{M_{Pl}} g^{\mu\nu} T_{\mu\nu}. \quad (4)$$

### 3 星の解

仮定

球対称静的な時空： $ds^2 = -e^{\nu(r)}dt^2 + e^{\lambda(r)}dr^2 + r^2d\Omega^2$

完全流体： $\{\tilde{T}^\mu_\nu\} = \text{diag}(-\tilde{\rho}, \tilde{P}, \tilde{P}, \tilde{P})$

状態方程式： $\tilde{P} = K\tilde{\rho}^{\frac{4}{3}}$ ,  $K = \frac{3^{1/3}\pi^{2/3}}{4}m_p^{-4/3}$  (中心密度が白色矮星と同程度の星),

$\tilde{\rho} = \left(\frac{\tilde{P}}{K}\right)^{\frac{3}{4}} + \tilde{P}$ ,  $K = 7.73 \times 10^{-3}(8\pi G_N)^3 M_\odot^2$  (中心密度が中性子星と同程度の星)

以上の仮定のもとで、中心密度が  $10^6 \text{g/cm}^3$  から  $10^{17} \text{g/cm}^3$  程度の星の解を求める。また、 $K(\chi)$  が

$$K(\chi) = -1 + \chi + K_0\chi^3, \quad K_0 = 1 \quad (5)$$

であるモデルを考える。星の質量は計量の定数部分から読み取る。 $K_0 = 1, \Lambda = 0$  の一般相対論と  $K_0 = 0$  の3つを比較した。図1と図2は、質量/半径について中心密度を変えて計算したグラフである。

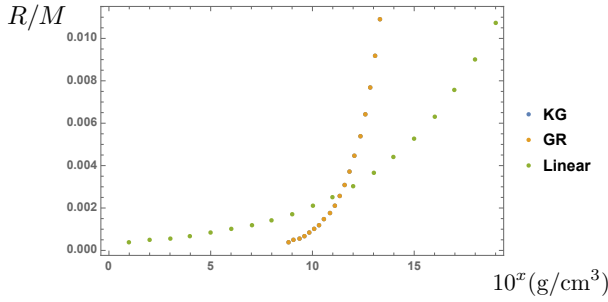


図1 星のコンパクトさと中心密度（白色矮星）

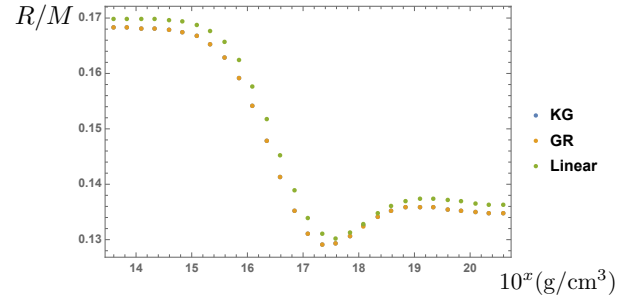


図2 星のコンパクトさと中心密度（中性子星）

星の大きさや質量を見るとほぼ完全に一般相対論のような振る舞いが見られる。図4はスカラー場の微分  $\phi'$  の値を星の中心から半径まで計算したもので図3は内部の密度分布を K-mouflage gravity と  $\Lambda = 0$  の一般相対論で比較したグラフである。

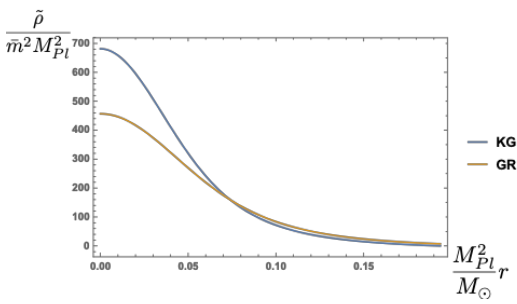


図3 密度

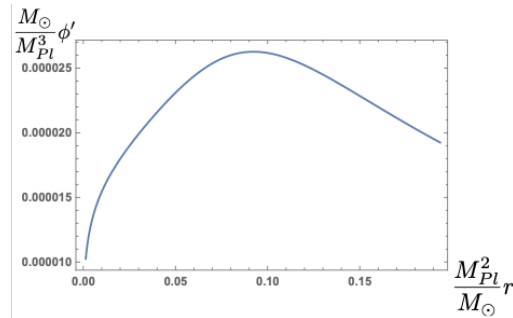


図4 星内部の  $\phi'$  の分布

図4より、強重力場を作るような天体の内部ではスクリーニングがはたらいしていない領域も存在し、そのため図3より内部で Fifth force がはたらき密度分布が変化するという違いが見られる。

### 参考文献

- [1] E. Babichev, C. Deffayet and R. Ziour, Int. J. Mod. Phys. D **18**, 2147 (2009) [arXiv:0905.2943 [hep-th]].
- [2] A. Barreira, P. Brax, S. Clesse, B. Li and P. Valageas, Phys. Rev. D **91**, no. 12, 123522 (2015) [arXiv:1504.01493 [astro-ph.CO]].

# 漸近的反ド・ジッターブラックホール時空の不安定性

## Instabilities of asymptotically Anti-de Sitter black hole spacetimes

片桐 拓弥

指導教員 原田 知広

### 1 はじめに

一般相対論は宇宙物理学における根幹を成す重力理論である。また、AdS/CFT 対応を通して、物性物理学やハドロン物理学などの分野においても大きな役割を果たす。

基礎方程式である Einstein 方程式はブラックホール、宇宙の加速膨張をはじめとした多くの興味深い予言をする。そして、Einstein 方程式の解の安定性は、基本的かつ重要な問題である。解の不安定性は、ダイナミクスの終状態として新たな解を示唆する。また、そのタイムスケールは不安定性を特徴づける重要な量である。

時空の安定性は場 (摂動) の時間発展を考えることで判定できるが、反ド・ジッター時空 (AdS) のような大域的に双曲的でない時空における場のダイナミクスを定義するためには初期条件に加えて無限遠で課す境界条件が必要である。そして、特定の範囲に質量を持つ場のダイナミクスは 1 パラメーターで表される境界条件によって定義できる [1]。

本研究では境界条件のパラメーター領域と電場を伴う AdS ブラックホール時空の不安定性の関係に注目し、そのタイムスケールについて解析的、数値的手法を用いて調べた。この時空では、スカラー場の電荷に依存した不安定性が知られていたが、本研究によって電荷に依存しない不安定性の存在が明らかになった。

### 2 $AdS_{d+2}$ における場のダイナミクス

$AdS_{d+2}$  における中性複素スカラー場  $\Psi$  の運動方程式は、形式的に次のように書ける。

$$-\frac{\partial^2}{\partial t^2}\Psi = A\Psi \quad (1)$$

一般に、 $\Psi$  のダイナミクスは (1) 式の初期値問題を通して考えることができる。そして、 $A$  を Hilbert 空間  $\mathcal{H}$  の演算子と見たとき、自己共役な  $A_E$  を用いることで  $AdS$  のような大域的に双曲的でない時空における場の時間発展を定義できる [2]:

$$\Psi = \cos(A_E^{1/2}t)\Psi_0 + A_E^{-1/2}\sin(A_E^{1/2}t)\dot{\Psi}_0 \quad (2)$$

$\Psi_0, \dot{\Psi}_0$  は空間的超曲面  $\Sigma$  における初期条件を表す。また、(2) 式における  $A_E$  は正である。 $A_E$  が正であるとは、ダイナミクスが安定であることを意味する。一方で、 $A_E$  が正でない場合、ダイナミクスは不安定となる [3]。

$A_E$  は (1) 式の一般解に対して AdS 境界における境界条件を課すことで定まる。[1] は、スカラー場の質量

と  $A_E$  が正となる境界条件の関係を明らかにし、安定条件を与えた。また、これらの境界条件を課すことによって、スカラー場は AdS 境界においてエネルギーを失うことなく反射される。AdS における場は有限の時間で原点から無限遠まで運動できるため、これらの境界条件を課すことにより AdS は有限の大きさを持つ箱として振る舞う。

### 3 電場を伴う AdS ブラックホール時空における場

Ishibashi らの議論は AdS の場合に限られていた。したがって、十分遠方で AdS に漸近するブラックホール時空における場のダイナミクスと境界条件の関係は自明でない。また、場が電荷を持つ場合、場の従う運動方程式を (1) 式の形式に帰着できないため、Ishibashi らの議論は適用できない。

本研究では、荷電スカラー場に対する電場を伴う球対称 AdS ブラックホール時空の安定性を考える。簡単のため、ブラックホールの半径は AdS の曲率半径と比較して十分に小さいとする。

この時空では、スカラー場の電荷に依存した不安定性が知られている [4]。この不安定性は、ブラックホール近傍のポテンシャルにおける場の散乱で

$$0 < \text{Re}[\omega] < \frac{eQ}{r_+} \quad (3)$$

を満たすモードが増幅されて反射される、Superradiance と呼ばれる過程の繰り返しに起因する。ここで、 $\omega$ 、 $e$  はスカラー場の振動数、電荷、 $Q, r_+$  はブラックホールの電荷、半径を表す。

### 4 安定性解析の結果と考察

一般に、時空の安定性は場の準固有振動数  $\omega_{QNM} \in \mathbb{C}$  を求めることで理解できる。 $\text{Im}[\omega_{QNM}]$  は摂動の成長率を表し、その逆数はダイナミクスのタイムスケールである。そして、 $\text{Im}[\omega_{QNM}]$  が正の場合はダイナミクスの不安定性を表す一方で、負の場合はダイナミクスが安定であることを示す。

スカラー場が特定の範囲に質量を持つ場合<sup>1</sup>、1 パラメーターの境界条件によってダイナミクスを定義できる。そして、ブラックホールの半径が AdS の曲率半径より十分小さいことから、この時空における  $\text{Re}[\omega_{QNM}]$  を  $AdS_4$  の場合で近似する。次の Fig. 1 は S 波<sup>2</sup>の  $\text{Re}[\omega_{QNM}]$  と境界条件の関係を表す。

<sup>1</sup>スカラー場の有効質量  $\mu^2 = -2L^{-2}$  とした。

<sup>2</sup>スカラー場の球対称モードをいう。

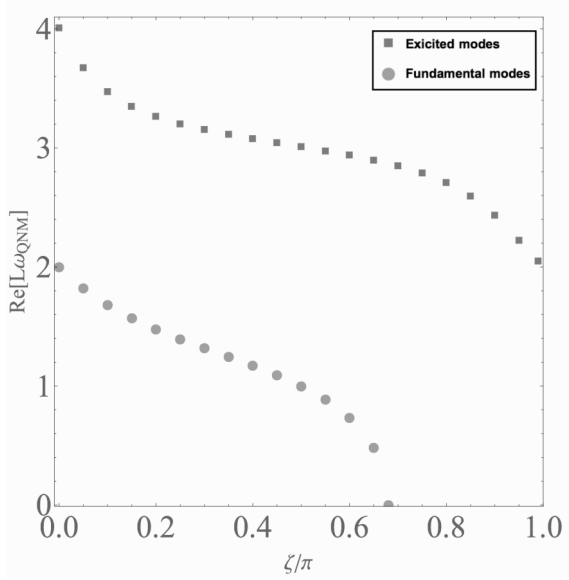


Fig. 1: S 波の  $\text{Re}[L\tilde{\omega}_{QNM}]$  と境界条件の関係

縦軸は  $\text{Re}[\omega_{QNM}]$  を  $AdS_4$  の曲率半径  $L$  で無次元化した量を表し、横軸は境界条件のパラメータを表す。基底モードの  $\text{Re}[\omega_{QNM}]$  は  $\zeta = \zeta_c \simeq 0.68\pi$  で 0 となる。

次の Fig. 2 は、S 波の基底モードの成長率と境界条件の関係を表す。

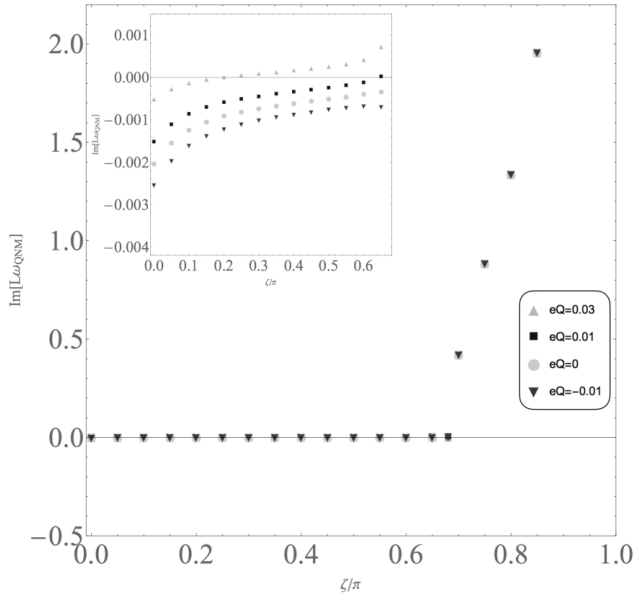


Fig. 2: S 波の基底モードの成長率と境界条件の関係

ただし、 $\zeta > \zeta_c$  で  $\text{Re}[\omega_{QNM}] = 0$  とした。拡大されたグラフは  $\zeta < \zeta_c$  の範囲であり、 $eQ$  の値によって不安定となることを示す。この不安定モードは (3) 式を満たすため、Superradiance による不安定性である。

$\zeta > \zeta_c$  では  $eQ$  の値に依らない不安定モードが存在する。また、そのタイムスケールはほとんど  $eQ$  に依らず、Superradiance による不安定性と比較して  $10^2$  以上

のオーダーで大きいことがわかる。 $eQ = 0$  の場合、場の運動方程式は (1) 式の形式に近似的に帰着できる。このとき、 $\zeta > \zeta_c$  では  $\omega_{QNM}$  が純虚数となるため  $(\Psi, A\Psi) < 0$  であることがわかる。 $eQ \neq 0$  の場合については、 $eQ$  の寄与が  $AdS$  境界近傍では十分小さくなることから  $eQ = 0$  の場合と同様の議論ができると考えられるが、正確な結論を得るためには数値計算の精査が必要である。

## 5 解析解との比較

$\zeta = 0, 0.5\pi$  の場合においては、 $\text{Im}[\omega_{QNM}] \ll \text{Re}[\omega_{QNM}]$  という近似のもとで解析解が得られる。次の (4)(5) 式は、 $\zeta = 0, 0.5\pi$  の場合における質量  $\mu^2 = -2L^{-2}$  のスカラー場の準固有振動数  $\omega_{QNM}$  を表す。

$$\frac{2n+2}{L} - i \frac{2^{3-\frac{n}{2}}(n+1)(n+1)!!}{\pi(2n+1)!!} \left( \frac{2n+2}{L} - \frac{eQ}{r_+} \right) \left( \frac{r_+}{L} \right)^2 \quad (4)$$

$$\frac{2n+1}{L} - i \frac{2^{2-\frac{n}{2}}(n+1)!!}{\pi} \left( \frac{2n+1}{L} - \frac{eQ}{r_+} \right) \left( \frac{r_+}{L} \right)^2 \quad (5)$$

ただし、 $n$  はモードの準位を表す。次の表 1 は、基底モード ( $n = 0$ ) の成長率  $\text{Im}[L\omega_{QNM}]$  の解析解と数値解を比較したものである。

|                  |              | 解析解                    | 数値解                    |
|------------------|--------------|------------------------|------------------------|
| $\zeta = 0$      | $eQ = -0.01$ | $-2.55 \times 10^{-3}$ | $-2.55 \times 10^{-3}$ |
|                  | $eQ = 0$     | $-2.04 \times 10^{-3}$ | $-2.04 \times 10^{-3}$ |
|                  | $eQ = 0.01$  | $-1.53 \times 10^{-3}$ | $-1.53 \times 10^{-3}$ |
|                  | $eQ = 0.03$  | $-5.09 \times 10^{-4}$ | $-5.10 \times 10^{-4}$ |
| $\zeta = 0.5\pi$ | $eQ = -0.01$ | $-7.64 \times 10^{-4}$ | $-7.64 \times 10^{-4}$ |
|                  | $eQ = 0$     | $-5.07 \times 10^{-4}$ | $-5.09 \times 10^{-4}$ |
|                  | $eQ = 0.01$  | $-2.55 \times 10^{-4}$ | $-2.49 \times 10^{-4}$ |
|                  | $eQ = 0.03$  | $2.55 \times 10^{-4}$  | $2.55 \times 10^{-4}$  |

表 1: 解析解と数値解の比較

## 6 まとめ

電場を伴う漸近的  $AdS$  ブラックホール時空の安定性を境界条件の観点から議論し、二つの不安定性が現れることを示した。一つはスカラー場の電荷に依存する不安定性であり、他方はスカラー場の電荷に依らず境界条件の選び方に起因する不安定性である。

## [References]

- [1] A. Ishibashi and R. M. Wald, Class. Quant. Grav. **21**, 2981 (2004)
- [2] R.M. Wald, J. Math. Phys. **21**, 2802 (1980).
- [3] R.M. Wald, J. Math. Phys. **33**, 248 (1991).
- [4] N. Uchikata and S. Yoshida, Phys. Rev. D **83**, 064020 (2011)

# Conformal Bootstrap と臨界現象の解析

## Conformal Bootstrap and the analysis of the critical phenomenon

平井雄一  
指導教員 中山優

### 1. 導入

現代の統計物理学で重要な概念に臨界現象の普遍性がある。水でも、二酸化炭素でも、磁性体の相転移でも、ゲージ場の閉じ込めでも、2 次相転移を起こすものは同じ性質を示す。これらの普遍性はハミルトニアンが決定的な役割を果たす問題ではない。共形ブートストラップはこれらの普遍的性質を決めるのに、ブートストラップの哲学を使って自己無頓着な解を与える。ここで、ブートストラップとは、観測される量の間の関係を理論の整合性から説明しようとする考えに由来する。つまり、粒子がほかの粒子間の相互作用を通じて自己無頓着に自分の性質を決めることである。このブートストラップ的なアイデアは共形対称性を持った場の理論の相関関数をその相関関数自体の性質から決定する試みである。共形場理論で現れる演算子の共形次元は臨界現象を特徴づける臨界指数と対応している。もともと、臨界指数にはいくつかの厳密な不等式が知られているが、共形ブートストラップから求まる不等式を使うと、さらにその臨界指数を制限することができる。共形場理論は共形ブートストラップの方法を使うことで 3 次元の臨界 Ising 模型のような臨界現象を理解できる。よって、本稿では臨界現象を理解することを目的に共形ブートストラップの方法を研究していく。

### 2. 共形代数

一般の場の理論では Poincare 対称性 (並進 + 回転) を考えるが、共形場理論ではそれに加えて dilatation (拡大) と特殊共形変換も考える。まず、共形変換について調べるために、共形変換の生成子は具体的に d 次元の Euclid 空間を考えると

$$\mathcal{P}_\mu = -i\partial_\mu, \quad \mathcal{J}_{\mu\nu} = -i(x_\mu\partial_\nu - x_\nu\partial_\mu), \quad \mathcal{D} = +ix^\mu\partial_\mu, \quad \mathcal{K}_\mu = +i(2x_\mu x^\rho\partial_\rho - x^2\partial_\mu) \quad (1)$$

になる。ここで、虚数  $i$  は生成子をエルミートにするために導入した。場の量子論では局所演算子  $O_i$  の基本的性質として、

$$\begin{aligned} [P_\mu, O_i(x)] &= -P_\mu O_i(x) = i\partial_\mu O_i(x), \quad [J_{\mu\nu}, O_i(x)] = i(x_\mu\partial_\nu - x_\nu\partial_\mu)O_i - i(S_{\mu\nu})^j_i O_j, \\ [D, O_i(x)] &= -i(x^\mu\partial_\mu O_i(x) + \Delta_i O_i(x)), \\ [K_\mu, O_i(x)] &= -i(2x_\mu x^\rho\partial_\rho - x^2\partial_\mu)O_i(x) - 2i\Delta_i x_\mu O_i(x) + 2ix^\nu(S_{\mu\nu})^j_i O_j(x) \end{aligned}$$

( $\Delta_i O_i(x)$  では  $i$  の和は取らない)(2)

を要請する。ここで、 $\Delta_i$  は局所演算子の共形次元、 $S_i^j$  は局所演算子の表現行列である。今考えている  $P_\mu, J_{\mu\nu}, D, K_\mu$  はすべて場の量子論の Hilbert 空間上の演算子だが、これらは Euclid 空間と同じ代数をなし、

$$\begin{aligned} i[P_\mu, J_{\rho\sigma}] &= +(\delta_{\mu\rho}P_\sigma - \delta_{\mu\sigma}P_\rho), \quad i[P_\mu, P_\nu] = 0, \quad i[P_\mu, D] = -P_\mu, \quad i[J_{\mu\nu}, D] = 0, \quad i[K_\mu, D] = +K_\mu, \\ i[P_\mu, K_\nu] &= +2(\delta_{\mu\nu}D + J_{\mu\nu}), \quad i[K_\mu, K_\nu] = 0, \quad i[K_\mu, J_{\rho\sigma}] = +(\delta_{\mu\rho}K_\sigma - \delta_{\mu\sigma}K_\rho) \end{aligned} \quad (3)$$

のような交換関係がある。このような演算子について状態との対応を考えると、演算子のユニタリ性から共形次元の制限を求めることができる。

### 3. 相関関数

共形対称性が相関関数に与える制限を調べる。対称性変換の生成子  $Q$  があったとして、局所演算子  $O_i(x_i)$  がそれぞれ  $[Q, O_i(x_i)] = \delta_Q O_i(x_i)$  と変換するとき、相関関数は Ward-Takahashi 恒等式

$$0 = \langle \delta_Q O_1(x_1) O_2(x_2) \cdots O_n(x_n) \rangle + \langle O_1(x_1) \delta_Q O_2(x_2) \cdots O_n(x_n) \rangle + \cdots + \langle O_1(x_1) O_2(x_2) \cdots \delta_Q O_n(x_n) \rangle \quad (4)$$

の要請から、相関関数の関数形を共形対称性を使い決定できる。具体的に  $\phi_i$  をスカラー場とすると、共形対称性における制限から 4 点関数は



$$\langle \phi(x_1)\phi(x_2)\phi(x_3)\phi(x_4) \rangle = \frac{1}{x_{12}^{2\Delta} x_{34}^{2\Delta}} g(u, v) \quad (5)$$

$$(u = \frac{x_{12}^2 x_{34}^2}{x_{13}^2 x_{24}^2}, v = u|_{2 \leftrightarrow 4} = \frac{x_{14}^2 x_{23}^2}{x_{13}^2 x_{24}^2}, g(u, v) \text{ は } u \text{ と } v \text{ だけの関数})$$

と決定できる。ここで、4点関数は  $u, v$  は複比 (cross ratio) という量で、その量は無次元で、並進、回転、dilatation、特殊共形不変であるために  $g(u, v)$  の関数形を完全に決定できない。

この式の左辺は点  $x_1 \leftrightarrow x_3$  または  $x_2 \leftrightarrow x_4$  の交換で不変であるので、

$$\left(\frac{v}{u}\right)^\Delta g(u, v) = g(v, u) \quad (6)$$

を満たさなければならない。この制限は交差対称性 (crossing symmetry) と呼ばれる。

#### 4. 演算子積展開

演算子積展開の発想は共形場理論に限らず一般の場の理論において、違った点における演算子の積を2つの点が近いとき、ある1点での局所演算子の和で表すことができ、 $O_i(x) \cdot O_j(y) = \sum_k C_{ijk}(x, y) O_k(y)$  という恒等式が相関関数の中で成り立つことを主張している。共形場理論において、運動学的な制限は理論によらず対称性だけで決まっている。しかし、例えば3次元 Ising 模型といった具体的な系に興味があるときには、単に運動学的な制限を理解するだけでは不十分で、理論を特徴付ける力学的なデータが必要になる。共形場理論では、局所的な演算子に関する力学的なデータは共形次元と演算子積展開係数で与えられる。この演算子積展開が共形場理論で特に有用なのは、 $x$  と運動量演算子  $P$  の関数で展開係数が共形対称性から定数を除いて決定されるという点にある。

#### 5. 共形ブートストラップ

共形ブートストラップとは、共形場理論の相関関数が自己無頓着である要請から、共形データを決定しようとする試みである。まず、自己無頓着とは何か議論する。スカラープライマリー場の4点関数を考える。Euclid 場の理論の相関関数の中では、整数スピンをもつボゾンの演算子を置換しても値は変わらない。

$$\langle O_1(x_1)O_2(x_2)O_3(x_3)O_4(x_4) \rangle = \langle O_1(x_1)O_3(x_3)O_2(x_2)O_4(x_4) \rangle = \langle O_1(x_1)O_4(x_4)O_2(x_2)O_3(x_3) \rangle \quad (7)$$

一方、演算子積展開を使って、 $(O_1 \cdot O_2) \cdot (O_3 \cdot O_4)$  と計算すると、その対称は損なわれる。そこで、演算子積展開が、演算子の置換に対して自己無頓着に4点関数を決定しているという条件である(6)式の交差対称性が要求される。交差対称性を要求すると、共形データに関する無限次元の拘束条件を課す。ここから、一般の、あるいは特定の共形場理論に対する情報を引き出そうとする試みを共形ブートストラップという。具体的に制限を求めるときユニタリ性が本質的な役割を果たす。

#### 6. 結論

相関関数は共形対称性により運動学的な制限を求めその関数形を求めることができた。演算子積展開を使い、4点関数を計算し交差対称性を課すことで、共形データに制限を課すことができた。3次元 Ising 模型を考えるとときには、3次元で  $\mathbb{Z}_2$  の対称性を持つ共形場理論に対しては、 $\mathbb{Z}_2$  で符号を変える  $\sigma$  と  $\mathbb{Z}_2$  で不変な  $\epsilon$  に関して、 $\langle \sigma\sigma\sigma\sigma \rangle$ ,  $\langle \sigma\sigma\epsilon\epsilon \rangle$ ,  $\langle \epsilon\epsilon\epsilon\epsilon \rangle$  と3つの相関関数の交差対称性を連立して調べることで3次元 Ising 模型の臨界指数を求めることができる。

#### [参考文献]

- [1] S. Rychkov, arXiv:1601.05000 [hep-th].
- [2] D. Simmons-Duffin, arXiv:1602.07982 [hep-th].
- [3] F. Gliozzi, Phys. Rev. Lett. **111**, 161602 (2013) [arXiv:1307.3111 [hep-th]].

# マイクロメートルスケールでの重力実験 Newton-V による重力の逆二乗則検証 Test of the gravitational inverse square law using the gravity experiment Newton-V at micrometer scale

梶原拓真

指導教員 村田次郎

## 1. 研究背景

自然界には、4つの力「強い力・弱い力・電磁気力・重力」が存在している。その中で重力だけが他の力と比べると桁違いに小さいため、4つの力を統一的に理解することは難しいとされてきた。これが階層性問題と呼ばれる。この階層性問題を解決して4つの力の統一を試みる標準理論を超えた様々なモデルが提唱されている。その中でいくつかのモデルは余剰次元の存在を要求している。このような現状で1998年に提唱されたADDモデル（大きな余剰次元モデル）[1]において余剰次元が1mm以下にまで広がっていることを示唆した。これは高次元での万有引力定数を修正することで説明できる。また、重力の大きさは空間次元と相関しており、n次元空間ではn-1乗に反比例する。そのため、余剰次元が存在する場合、万有引力の逆二乗則から逸脱すると考えられる。重力の逆二乗則の検証実験では逸脱する力の評価のために湯川項を導入したポテンシャルが用いられている。距離r離れた2つの質量源 $m_1$ と $m_2$ の間に働くポテンシャルを以下のように表す。

$$V(r) = -G \frac{m_1 m_2}{r} \left[ 1 + \alpha \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right) \right] \cdots (1)$$

(1)式で $\alpha$ は結合定数、 $\lambda$ は力の到達距離を表している。これまでの重力実験では数々の研究チームが右図（Fig.1）のように $\alpha$ と $\lambda$ に制限をかけ、重力の逆二乗則の検証を行ってきた。本研究では近距離での逆二乗則の検証を行い、標準理論を超える物理を発見することが目的である。

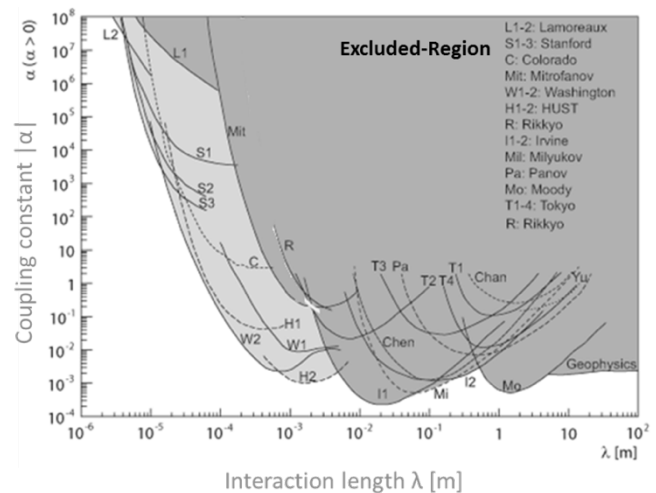


Fig. 1  $\alpha$ - $\lambda$  plot [2]

## 2. 村田研究室での近距離重力実験

これまで村田研究室ではNewtonプロジェクトと称してねじれ秤の原理を用いた装置 Newton-II, Newton-IVh によってそれぞれセンチメートル、ミリメートルスケールで万有引力の逆二乗則検証に成功してきた[3, 4]。そして2014年度よりミクロンスケールで逆二乗則を検証するため新たにワイヤーカンチレバーを用いた重力実験装置 Newton-V の開発、検証を行ってきた。ワイヤーカンチレバーとは垂直に立てられた直径 $50\mu\text{m}$ のタングステンワイヤー（ターゲット）であり、アトラクター（重力源）によって生じる重力でワイヤーが引き寄せられ、たわむ様子をデジタル顕微鏡によって観測する。観測したデータを画像

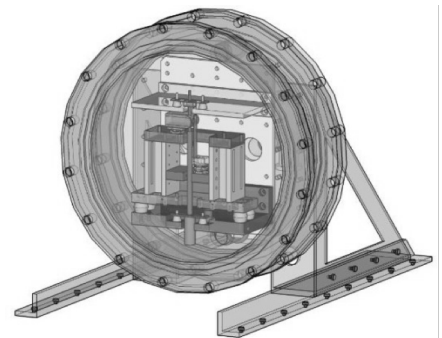


Fig. 2 Newton-V [5]

処理することでワイヤーの変位を 1nm まで抑えた測定が可能になった。重力シグナルをアトラクターの回転周期によって決定し、フーリエ変換のスペクトルとして観測する。

昨年度は重力シグナルの発生場所を低周波にすることで、たわみ予測値が 2 桁向上し、 $\alpha-\lambda$  plot (Fig. 1) の制限を向上することができた。さらに長時間測定が可能になり、統計をためることも可能になった。また、アトラクターを覆っているシールドを一部分開いている形状に変えた。その結果、直接ターゲット・アトラクター間を見ることができ、その距離の測定を画像処理で精度良く測定することが可能になった。[6]

### 3. Newton-V

工作精度とそれに伴ったターゲット・アトラクター間距離の向上のために新しく銅のアトラクター (Fig. 3) を導入し、研究を行なった。この銅は 18 本の溝がレーザで掘ってあり、昨年まで使用したワイヤーを張っていたものよりも良い工作精度になっている。

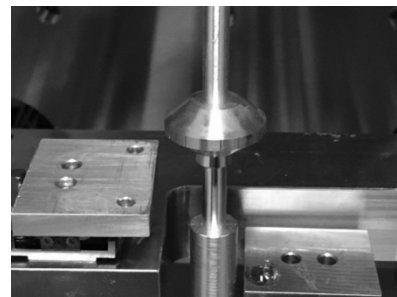


Fig.3 New attractor

しかし、新しいアトラクターでも回転時にシールドに当たるため、要求した距離まで近づけることが困難であることがわかった。そのため、新しくターゲットの方を覆ったシールドを導入し、アトラクターがシールドに当たる問題を回避することで要求した距離に近づけることができるかと予想している。加えて、検出器の方もデジタル顕微鏡からレーザ干渉計に変更する。これにより、統計がデジタル顕微鏡よりも 100 倍以上向上することが見込まれる。

### 4. まとめ

新しいアトラクターでの物理測定を行った。発表会までに新しいシールドでの測定を行う予定である。発表会では新しいアトラクターでの物理測定の結果と新しいシールドでの物理測定の結果を報告する。

#### [参考文献]

- [1] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G. Dvali, "The hierarchy problem and new dimensions at millimeter", Phys. Lett. B429(1998)263-271
- [2] J. Murara and S. Tanaka CQG. 32(2015)033001
- [3] 二宮一史, "オンライン画像処理変位計を用いた近距離重力測定実験", 立教大学理学研究科修士論文(2009)
- [4] 村上遥菜, "Newton-IVh を用いたミリメートルスケールでの重力の観測と高精度検証", 立教大学理学研究科修士論文(2013)
- [5] 羽取美令, "マイクロメートルスケールにおける逆二乗則検証のための Newton-V の開発", 立教大学理学研究科修士論文(2015)
- [6] 田中祐太郎, "ワイヤーカンチレバーを用いた重力実験装置 Newton-V による重力の逆二乗則の検証", 立教大学理学研究科修士論文(2017)

# 一般化されたヒッグスインフレーションにおける複数場の影響

## Multi-field Effects in Generalized Higgs Inflation

森祐子

指導教員 小林努

### 1 はじめに

インフレーションとは宇宙初期にあった急激な加速膨張期のことである。インフレーションはインフラトンと呼ばれるスカラー場によって引き起こされ、様々なモデルが提唱されている。中でも Higgs インフレーションモデルは、素粒子標準モデルで唯一のスカラー場である Higgs 場をインフラトンとしているため未知のスカラー場を導入するモデルよりも自然であると言える。Higgs インフレーションでは Higgs 二重項と呼ばれる 2 つの複素スカラー場を導入するため、スカラー場には 4 つの自由度が存在する。その自由度のうち 3 つは電弱理論に起因する SU(2) 対称性で消せることから通常は単一スカラー場モデルとして研究されている。しかし、Higgs 場自身は真空の期待値を持つことから SU(2) 対称性を破っているため [1] のように複数場のモデルを考える必要がある。ところが、非最小 Higgs インフレーションモデルではその寄与はインフレーション開始後すぐに弱まり、単一場を考えている場合とインフレーションのダイナミクスが同じになってしまうことが [1] で示された。本研究では、より一般的な Higgs インフレーションモデルで [1] と同様の議論を行い、複数場の寄与がどのように影響を及ぼすか調べる。

### 2 非最小 Higgs インフレーション

Higgs インフレーションでは以下のようにヒッグス場が重力と結合している作用を考える [2]。

$$S = \int d^4x \sqrt{-\tilde{g}} \left[ \frac{M_{pl}^2}{2} \tilde{R} - \frac{\partial_\mu h \partial^\mu h}{2} - \frac{\lambda}{4} h^4 - \xi h^\dagger h \tilde{R} \right], \quad h = \begin{pmatrix} h^+ \\ h^0 \end{pmatrix}, \quad \begin{cases} h^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} (\chi^1 + i\chi^2) \\ h^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\phi + i\chi^3) \end{cases} \quad (1)$$

ここで、 $h$  はヒッグス場、 $\lambda, \xi$  は結合定数である。Higgs 場は  $\phi, \chi^i (i = 1 \sim 3)$  の 4 つの自由度をもち、 $\phi$  を Higgs スカラー、 $\chi^i$  を Goldstone mode と呼ぶ。Higgs インフレーションでは重力との結合項  $\xi h^\dagger h R$  を入れないとゆらぎに対する予言が観測と合わなくなってしまうため、このような非最小結合を考える。(1) 式の作用は、 $g_{\mu\nu} = \frac{2}{M_{pl}^2} f(\phi^I) \tilde{g}_{\mu\nu}$  として conformal 変換することでポテンシャルの形が flat になるためスローロール条件を満たしている。

### 3 Higgs インフレーションにおける Multifield の効果

添え字  $I, J, K$  をスカラー場のラベルとして扱う。Field space の計量  $G_{IJ}$  は重力場との結合関数  $f(\phi^I)$  (Higgs インフレーションを考える場合は  $f(\phi^I) = \frac{1}{2} [M_{pl} + \xi (\phi^2 + \chi^2)]$ ) を用いて

$$G_{IJ}(\phi^K) = \frac{M_{pl}^2}{2f(\phi^I)} \left[ \delta_{IJ} + \frac{3}{f(\phi^I)} f_{,I} f_{,J} \right] \quad (2)$$

で与えられる。ここで、 $\phi^I$  はスカラー場で、 $f_{,I} = \partial f / \partial \phi^I$  である。スカラー場  $\phi^I$  を background 量  $\bar{\phi}^I(t)$  と摂動量  $\delta\phi^I(t, x)$  を用いて  $\phi^I(t, x) = \bar{\phi}^I(t) + \delta\phi^I(t, x)$  のように摂動の 1 次まで展開する。以下では、特に断りのない限りスカラー場の background は  $\phi^I$  と表記する。 $\phi^I$  を用いて field space におけるベクトル  $A^I$  への共変微分  $\mathcal{D}_t$  を定義する。 $D_t$  は background trajectory に沿った方向の微分になっている。 $\Gamma^I_{JK}$  は  $G_{IJ}$  で書かれたクリストッフェル記号である。これらの量を用いて以下の量を定義することができる。

$$\omega^I \equiv \mathcal{D}_t \hat{\sigma}^I, \quad \hat{\sigma}^I = \frac{\dot{\phi}^I}{|\dot{\phi}^I|} \quad (3)$$

この  $\omega^I$  は turn rate と呼ばれ、field space における field trajectory の加速度を表す量となっている。Turn rate の性質を詳しく見るために極座標  $r^2 = \phi^2 + \chi^2$ 、 $\gamma = \text{ArcTan}\left(\frac{\phi}{\chi}\right)$  を導入する。ここで、Higgs 場が回転対称性を持つことから Higgs スカラー  $\phi$  と 1 つの Goldstone mode  $\chi$  を用いて表した。Turn rate を極座標で表すと、角速度が  $|\dot{\gamma}| \rightarrow 0, |\dot{\gamma}| \rightarrow \infty$  の極限で  $\omega^I \rightarrow 0$  となることがわかる。

#### 4 Multifield Higgs G-インフレーション

スカラー場の運動方程式が 2 階微分までになる作用で考えられる最も一般的な単一場のモデルを G-インフレーションと呼ぶ [3]。本研究では簡易のため、作用の中のスカラー場の二階微分を含む項が 1 次までの作用を考える [4]。G-インフレーションを単一場から複数場に拡張する場合、ハミルトニアンが負の無限大に発散してしまうのを防ぐためにスカラー場の運動方程式が二階微分までにならなければならない。そのためには Galileon 項  $G(\phi, X)$  が  $G_{,IJ} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial G}{\partial X^{IJ}} + \frac{\partial G}{\partial X^{JI}} \right)$  において全ての添え字に対して対称である必要がある [5]。ここで、 $X^{IJ} = 1/2 \partial_\mu \phi^I \partial^\mu \phi^J$  である。この条件に注意して Higgs G-インフレーションをスカラー場が複数の場合に拡張すると、例えば

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[ \frac{M_{pl}^2}{2} R - X^{IJ} \delta_{IJ} + V(\phi^I) - \frac{A \delta^{JK}}{M^4} (\phi_I X_{JK} + \phi_J X_{IK} + \phi_K X_{IJ}) \square \phi^I \right] \quad (4)$$

という作用を考えることができる。ここで、 $R$  は  $g_{\mu\nu}$  で書かれたリッチスカラー、 $A = \text{constant}$ 、 $M$  は質量の次元を持つ定数である。Higgs G-インフレーションでは、ポテンシャル自体は flat になっていないが、(4) 式の第 3 項目にある Galileon 項が摩擦項のようにふるまうためスローロール条件を満たすことができる。

#### 5 Multifield Higgs G-インフレーションの複数場の寄与

(4) 式の作用では、 $\square \phi^I$  の項があるために field space 計量の定義が自明でないことから、turn rate のように複数場の寄与を表すパラメータを直接算出することができない。そこで、ラグランジアンをスカラー場の 1 階微分までの形に書き換え極座標で表し、 $\mathcal{L} = \mathcal{L}(r, \dot{r}, \dot{\gamma})$  となるようにする。すると、オイラー・ラグランジュ方程式は

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left( a^3 [r^2 \dot{\gamma} + 12H\alpha r^3 \dot{r} \dot{\gamma} - 2\alpha (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\gamma}^2) 2r^2 \dot{\gamma}] \right) &= 0 \\ \therefore [r^2 \dot{\gamma} + 12H\alpha r^3 \dot{r} \dot{\gamma} - 2\alpha (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\gamma}^2) 2r^2 \dot{\gamma}] &= \frac{\text{constant}}{a^3} \end{aligned} \quad (5)$$

となる。ここで、 $\alpha = \frac{3A}{2M^4}$  である。今、スローロールを考えるためスカラー場がポテンシャルをゆっくりと移動している場合を考える。そのため、background trajectory の変化が非常にゆっくりであると仮定し  $\dot{r} \ll rH$  であるとすると (5) 式は

$$r^2 [\dot{\gamma} - 2\alpha r^2 \dot{\gamma}^3] = \frac{\text{constant}}{a^3} \quad (6)$$

となるため、 $\dot{\gamma}$  は  $\dot{\gamma} \rightarrow 0$  と  $\dot{\gamma} \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2\alpha r^2}}$  の 2 つの値に収束する。そのため、角速度の大きさが有限であることから複数場の寄与が残るような新しいインフレーションモデルを考えることも可能であるため、複数場の寄与も考慮する必要があると考えられる。

#### 参考文献

- [1] R. N. Greenwood, D. I. Kaiser and E. I. Sfakianakis, Phys. Rev. D **87**, 064021 (2013) [arXiv:1210.8190 [hep-ph]].
- [2] F. L. Bezrukov and M. Shaposhnikov, Phys. Lett. B **659**, 703 (2008) [arXiv:0710.3755 [hep-th]].
- [3] T. Kobayashi, M. Yamaguchi and J. Yokoyama, Prog. Theor. Phys. **126**, 511 (2011) [arXiv:1105.5723 [hep-th]].
- [4] K. Kamada, T. Kobayashi, M. Yamaguchi and J. Yokoyama, Phys. Rev. D **83**, 083515 (2011) [arXiv:1012.4238 [astro-ph.CO]].
- [5] T. Kobayashi, N. Tanahashi and M. Yamaguchi, Phys. Rev. D **88**, no. 8, 083504 (2013) [arXiv:1308.4798 [hep-th]].

# スカラー型ゆらぎから誘起される重力波のゲージ依存性

富川慶太郎  
指導教員 小林努

## 1 はじめに

2015 年、重力波干渉計 aLIGO によって人類史上初めて重力波が観測され、ついに重力波天文学の時代が到来した。重力波は電磁波とは異なり晴れ上がり以前の宇宙の姿を直接捉えることができるので、初期宇宙を探る上でも重要な役割を果たす。

宇宙初期には量子ゆらぎを起源としてスカラー型ゆらぎ (密度ゆらぎ) とテンソル型ゆらぎ (重力波) が生成される。このゆらぎを一様等方時空上の摂動として扱うと、密度ゆらぎは重力不安定性によって増幅し宇宙の大規模構造が形成される。密度ゆらぎは宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) の温度ゆらぎの観測から大スケールに関してはスペクトルが判明している。テンソル型ゆらぎも同様に計算することができ、宇宙背景重力波として存在が予言されているが、現時点では検出には至っていない。また、これとは別に密度ゆらぎを源とした摂動の 2 次のオーダーの重力波が生成されることが示されている [1][2]。この 2 次の重力波は密度ゆらぎの情報を含むので、重力波を観測することで密度ゆらぎのスペクトルにこれまでにない制限をつけることができる。

一般に、宇宙論的摂動論を 2 次のオーダーまで考えると 2 次の重力波は 1 次とは異なりゲージ依存性を持つ。しかし、これまでの 2 次の重力波に関する研究は主に特定のゲージ (Newtonian gauge) でのみ計算されており、他のゲージではあまり議論されていなかった。そこで我々は Newtonian gauge とは別の Comoving gauge で計算を行うことで 2 次の重力波のゲージ依存性を定量的に求めた。

## 2 2 次の重力波のエネルギー密度

ここでは重力場と単一のスカラー場からなる作用

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[ \frac{M_{\text{Pl}}^2}{2} R + P(\phi, X) \right], \quad \text{where} \quad X := -\frac{1}{2} g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi \quad (1)$$

を考える。一般に  $P(\phi, X)$  はスカラー場とその運動項からなる任意の関数であるが  $P(\phi, X)$  を

$$P(\phi, X) = X^{\frac{1+w}{2w}}, \quad w \neq 0 \quad (2)$$

と選ぶとエネルギー運動量テンソル  $T_{\mu\nu}$  は状態方程式  $p = w\rho$  を満たす完全流体の  $T_{\mu\nu}$  と等価になる [3]。  $\delta N, \chi, \zeta, h_{ij}$  を一様等方時空からの摂動量として

$$ds^2 = -a^2(1 + \delta N)d\eta^2 + 2a\partial_i \chi d\eta dx^i + a^2 \left( (1 + 2\zeta)\delta_{ij} + \frac{1}{2}h_{ij} \right) dx^i dx^j \quad (3)$$

という計量の下で考える。この計量を (1) に代入し、作用を摂動の三次まで展開する。  $\delta N, \chi$  で変分するとハミルトニアン拘束条件、運動量高速条件がそれぞれ得られる。この 2 本の式を用いるとスカラー型ゆらぎは  $\delta N, \chi$  を消去して  $\zeta$  のみで表せる。  $\zeta$  で変分することで  $\zeta$  の運動方程式が得られ、解くことで  $\zeta$  の時間発展を得る。  $h_{ij}$  で変分すると 2 次の重力波の運動方程式が得られる。これを重力波のモード  $h_{\mathbf{k}}^\pm$  の基底テンソルを  $e_{ij}^\pm$  としてフーリエ変換すると

$$h_{\mathbf{k}}^{\pm''} + 2\mathcal{H}h_{\mathbf{k}}^{\pm'} + k^2 h_{\mathbf{k}}^\pm = e^{\pm lm} S_{lm}(\mathbf{k}) =: S^\pm(\mathbf{k}) \quad (4)$$

となる。  $S(\mathbf{k})$  は  $\zeta$  で表されるので右辺の時間発展も得られている。よって (4) は

$$G_k''(\eta, \bar{\eta}) + \left( k^2 - \frac{a''(\eta)}{a(\eta)} \right) G_k(\eta, \bar{\eta}) = \delta(\eta - \bar{\eta}) \quad (5)$$

を満たすグリーン関数  $G_k$  を用いて解くことができ統計平均を計算すると

$$\langle h_{\mathbf{k}}^\pm(\eta) h_{\mathbf{k}'}^\pm(\eta) \rangle = \frac{1}{a^2(\eta)} \int_{\eta_1}^{\eta} d\eta_1 \int_{\eta_2}^{\eta} d\eta_2 G_k(\eta, \eta_1) a(\eta_1) G_{k'}(\eta, \eta_2) a(\eta_2) \langle S_{\mathbf{k}}^\pm(\eta_1) S_{\mathbf{k}'}^\pm(\eta_2) \rangle \quad (6)$$

となる。これをパワースペクトル  $P_h(k, \eta)$  の定義

$$\langle h_{\mathbf{k}}^{\pm}(\eta) h_{\mathbf{k}'}^{\pm}(\eta) \rangle = \frac{2\pi^2}{k^3} P_h^{\pm}(k, \eta) \delta(\mathbf{k} + \mathbf{k}'), \quad P_h = P_h^+ - P_h^- \quad (7)$$

に代入して  $P_h(k, \eta)$  が求まる。具体的には

$$P_h(k, \eta) = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} dv \int_{|1-v|}^{1+v} du \left( \frac{4v^2 - (1 + v^2 - u^2)^2}{4uv} \right)^2 I^2(u, v, x) P_{\zeta}(kv) P_{\zeta}(ku) \quad (8)$$

で与えられる。ここで、 $I(u, v, x)$  はグリーン関数と  $\zeta$  を含んでおり、 $P_{\zeta}(k)$  は原始曲率ゆらぎのパワースペクトルを表す。パワースペクトルが求まれば、重力波のエネルギー密度パラメータは

$$\Omega_{\text{GW}}(\eta, k) = \frac{1}{24} \left( \frac{k}{a(\eta)H(\eta)} \right)^2 \overline{P_h(\eta, k)} \quad (9)$$

から求めることができる。ここで  $\overline{P_h}$  は振動の平均をとったパワースペクトルである。

### 3 結果と展望

放射優勢期 ( $w = 1/3$ ) を考え、原始曲率ゆらぎのパワースペクトルとして

$$P_{\zeta}(k) = A_{\zeta} \delta \left( \log \left( \frac{k}{k_*} \right) \right) \quad (10)$$

とした時の重力波のエネルギー密度パラメータは Figure1 のようになる。これより、2つのゲージの間で最大3桁程度の違いが読みとれ、2次の重力波ではゲージによる違いが顕著になることが示唆される。[4] では物質優勢期 ( $w = 0$ ) で Planck 衛星で実際に観測された原始曲率ゆらぎのスペクトルを用いた場合の  $\Omega_{\text{GW}}$  が計算されており、その場合もゲージによって  $\Omega_{\text{GW}}$  の値には数桁の差が出ている。今回の結果もゲージによって桁で変わるほどの結果が出ており、観測手段ごとに適切なゲージがあることを意味している。今後は一般の  $w$  の場合や原始曲率ゆらぎのパワースペクトルとして power law 型を考えることで、どのような場合にゲージによる違いが顕著になるのか調べていく予定である。

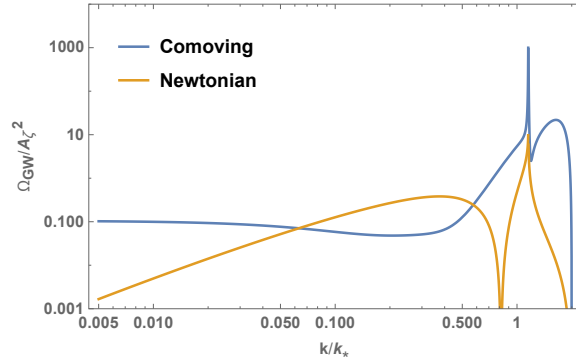


Figure 1: 2 次の重力波のエネルギー密度パラメータ

## References

- [1] K. N. Ananda, C. Clarkson and D. Wands, Phys. Rev. D **75**, 123518 (2007)
- [2] D. Baumann, P. J. Steinhardt, K. Takahashi and K. Ichiki, Phys. Rev. D **76**, 084019 (2007)
- [3] L. Boubekeur, P. Creminelli, J. Norena and F. Vernizzi, JCAP **0808**, 028 (2008)
- [4] J. C. Hwang, D. Jeong and H. Noh, Astrophys. J. **842**, no. 1, 46 (2017)

## 1. 魔法数異常

原子核は陽子と中性子の 2 種類のフェルミ粒子で構成される量子多体系で、殻構造を持つことが知られている。原子核は陽子数  $Z$  もしくは中性子数  $N$  が「2,8,20,28,50,82,126」の「魔法数」となるとき、閉殻構造をとることで安定性が高くなる。またそのとき、原子核は球形となる。

近年の加速器技術の発展により、不安定核、主に中性子過剰核の研究が可能となったことで、よく知られた安定核の魔法数と中性子過剰核の魔法数が異なることが分かってきた。例えば、 $N = 8, 20$  が魔法数ではなくなる現象や、 $N = 16$  で新たな魔法数が現れる現象が確認された[1]。不安定核におけるこの現象を体系的に理解するためには、生成が比較的困難である重い核についても系統的に調べることが重要である。

## 2. Ca 同位体と魔法数

魔法数を持つ原子核には、第一励起状態への励起エネルギーが高く、換算遷移確率が小さいという特徴がある。

図 1 (上) に、 $N = 18$  から  $N = 34$  までの偶-偶核 ( $N$  と  $Z$  がともに偶数) である Ca 同位体の第一励起状態  $2_1^+$  の励起エネルギー  $E_x$  を示す。 $N = 20, 28$  の場合に励起エネルギーが大きくなっているが、これは  $N = 20, 28$  の Ca 同位体 ( $Z = 20$ ) が二重魔法数をもち安定であり、励起するためにより多くのエネルギーを要することを意味する。 $N = 32$  においても比較的高い励起エネルギーとなっており、 $N = 32$  は新魔法数ではないかと考えられている。

図 1 (下) に、第一励起状態への換算遷移確率  $B(E2; 0_{\text{g.s.}}^+ \rightarrow 2_1^+)$  を示す。 $B(E2 \uparrow)$  は核の電気四重極モーメントと関係した量で、核が変形 (集団運動による励起) している場合に大きくなり、球形に近い場合に小さくなる。Ca 同位体では魔法数である  $N = 20, 28$  で小さくなっているが、これは二重魔法核が球形に近いことを意味する。上で述べたように、 $N = 32$  は第一励起エネルギーの大きさから新魔法数ではないかと考えられているが、換算遷移確率  $B(E2 \uparrow)$  は未だ測定されていない。そこで、Ca 同位体において  $N = 32$  が新魔法数であることの確証を得るため、 $^{52}\text{Ca}$  の第一励起状態への換算遷移確率  $B(E2; 0_{\text{g.s.}}^+ \rightarrow 2_1^+)$  の決定を目的としたクーロン励起実験を行った。仮想光子理論[3]によれば、換算遷移確率  $B(E2 \uparrow)$  は第一励起状態  $2_1^+$  へのクーロン励起断面積  $\sigma_{\text{Coulomb}}$  を用いて次のように表され、 $\sigma_{\text{Coulomb}}$  を測定することで実験的に決定することができる。

$$\sigma_{\text{Coulomb}} = \frac{n_{E2} (2\pi)^3 \cdot 3}{E_x} \left( \frac{E_x}{\hbar c} \right)^3 B(E2 \uparrow)$$

$n_{E2}$ : 仮想光子数

## 3. 実験

実験は理化学研究所 RIBF で行った。一次ビームとして  $^{70}\text{Zn}$  を核子当たり 345 MeV まで加速し、RI ビーム生成分離装置 BigRIPS[4] へ輸送した。一次ビームは BigRIPS の入り口に設置された Be 標的に照射され、入射核破砕反応によって  $^{52}\text{Ca}$  を含む破砕片が生成された。BigRIPS で分離・識別された破砕片中の  $^{52}\text{Ca}$

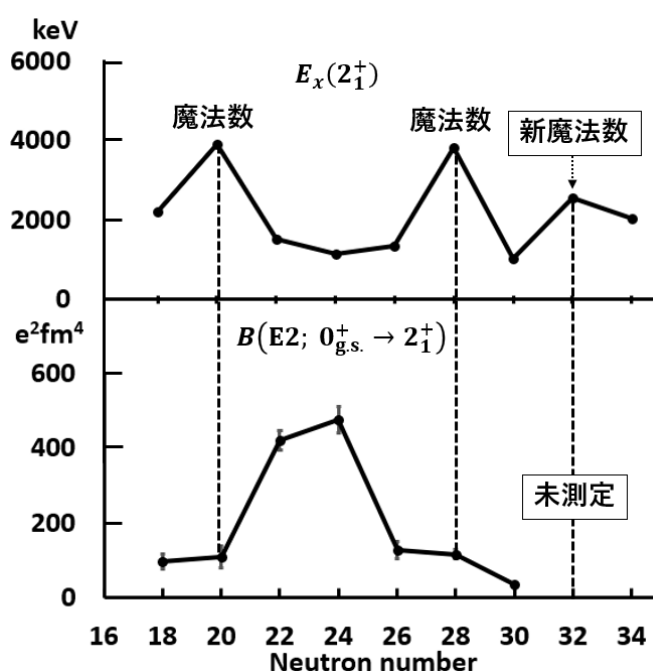


図 1. Ca 同位体の第一励起状態  $2_1^+$  の励起エネルギー  $E_x$  (上) と、換算遷移確率  $B(E2; 0_{\text{g.s.}}^+ \rightarrow 2_1^+)$  (下)。横軸は中性子数  $N$  を示す。値は[2]から引用。



(約 240 MeV/u) は二次ビームとして多種粒子測定装置 SAMURAI[5]へ送られ、Pb および C 標的に照射された。標的との反応による生成物からの脱励起  $\gamma$  線を、CsI(Na)検出器アレイ CATANA と LaBr<sub>3</sub>(Ce)検出器を用いて測定することで、反応生成物の励起状態を特定した。また反応生成物中の荷電粒子は、超伝導 SAMURAI 磁石の前後に位置するドリフトチェンバーとプラスチックシンチレータを用いて測定することで粒子識別を行った。

#### 4. $\gamma$ 線測定結果

$^{52}\text{Ca}$  からの脱励起  $\gamma$  線を CATANA で測定した結果を図 2 に示す。図 2 (上)が Pb( $^{52}\text{Ca}$ ,  $^{52}\text{Ca}+\gamma$ )反応による  $\gamma$  線の測定結果を示し、図 2 (下)が C( $^{52}\text{Ca}$ ,  $^{52}\text{Ca}+\gamma$ )反応による  $\gamma$  線の測定結果を示す。両反応において、既知[6]の第一励起状態  $2_1^+$  (2563 keV)から基底状態  $0_{\text{g.s.}}^+$ への脱励起  $\gamma$  線と、 $3^-$  (3990 keV)から  $2_1^+$  への脱励起  $\gamma$  線が観測された。複数の  $\gamma$  線を同時検出したイベントについてそのエネルギーの相関をみることで、 $3^- \rightarrow 2_1^+ \rightarrow 0_{\text{g.s.}}^+$  のカスケード崩壊を確認した。また、これらの励起状態は、LaBr<sub>3</sub>(Ce)検出器で測定した  $\gamma$  線のエネルギースペクトルからも確認された。

得られた  $\gamma$  線スペクトル中の第一励起状態  $2_1^+$  からの脱励起  $\gamma$  線成分を見積もるため、 $\gamma$  線検出器 (CATANA) の応答関数によるフィッティングを行った。 $\gamma$  線検出器の応答関数は、Geant4 に基づくモンテカルロシミュレーションにより生成された。 $^{52}\text{Ca}$  の  $2_1^+$  および  $3^-$  状態からの脱励起  $\gamma$  線の応答関数と標的励起成分の和でフィッティングし、各標的を用いた場合の第一励起状態  $2_1^+$  への励起断面積  $\sigma_{\text{Pb, C}}$  を求めた。

修士論文発表会では、得られた  $^{52}\text{Ca}$  の第一励起状態  $2_1^+$  への励起断面積  $\sigma_{\text{Pb, C}}$  および換算遷移確率  $B(E2; 0_{\text{g.s.}}^+ \rightarrow 2_1^+)$  について報告する。

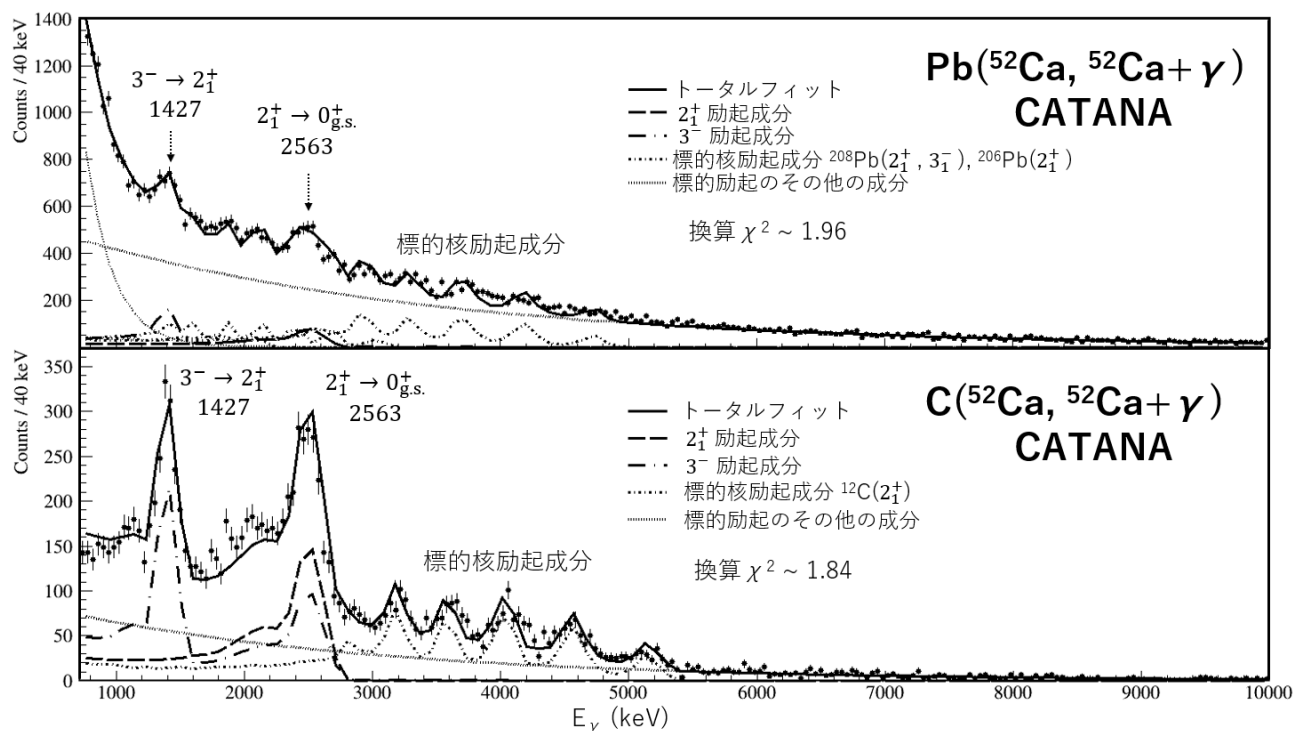


図 2. CATANA で測定した  $^{52}\text{Ca}$  と標的との反応による脱励起  $\gamma$  線のエネルギースペクトル。横軸は  $\gamma$  線のエネルギー  $E_\gamma$  (keV) を示す。上図が Pb( $^{52}\text{Ca}$ ,  $^{52}\text{Ca}+\gamma$ ) 反応による  $\gamma$  線の測定結果を示し、下図が C( $^{52}\text{Ca}$ ,  $^{52}\text{Ca}+\gamma$ ) 反応による  $\gamma$  線の測定結果を示す。黒の実線は応答関数によるフィッティングの結果を示す。

#### 5. 参考文献

- [1] O. Sorlin and M.-G. Porquet, Prog. Part. Nucl. Phys. **61**, 602 (2008)
- [2] National Nuclear Data Center (<https://www.nndc.bnl.gov/>)
- [3] C. A. Bertulani and A. Sustich, Phys. Rev. C **46**, 2340 (1992)
- [4] T. Kubo *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B **204**, 97 (2003)
- [5] T. Kobayashi *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B **317**, 294 (2013)
- [6] F. Perrot *et al.*, Phys. Rev. C **74**, 014313 (2006)

# 地球型系外惑星の大気シミュレーションと検出可能性検討 Simulations and Feasibility Study for Detecting the Atmosphere of Earth-like Exoplanets

長田直也  
指導教員 亀田真吾

## 1. 研究背景

この広大な宇宙に、地球と同じような星があり、そこでも生命活動があるのだろうか？

これは誰しもが一度は考えた疑問だろう。この疑問を解くことは、惑星科学の最終目標の一つであり、日々この分野は発展してきた。1995年に初めて系外惑星が観測されたことを皮切りに、2019年1月現在系外惑星は3900個以上確認されている[1]。またその中には地球と同程度の大きさのものがあり、かつハビタブルゾーンの中にあるものもある。例えば、2017年にはTRAPPIST-1というM型星の周りに少なくとも7つの惑星が観測された[2]。いずれも半径が地球の0.75~1.13倍であり、その中の3つの惑星はハビタブルゾーン(水が液体で存在できる惑星の範囲)にあるとされ、地球外生命体の存在も期待される。しかし現在の観測方法では、地球のような窒素や酸素が主な大気の温暖湿潤な環境であるのか、もしくは金星のような二酸化炭素が主な大気の高温な環境であるのかは判別ができない。また、M,K,G型星に多くの系外惑星が発見されており[1]、それぞれのハビタブルゾーンについて、この順番に紫外線輻射量が多い。真空紫外線量によって大気の広がりや異なると予想されるが、まだ検討が進められていない。

そこで本研究では地球型大気系外惑星を目的とし、M,K,G型星周りに地球があったとして、その大気組成分布を、1次元大気シミュレーションモデルを用いて見積もった。そしてトランジットの深さ(惑星が恒星の前を通過した際に惑星本体や大気によって、恒星の光が遮蔽される割合)を見積もった。2023年打ち上げ予定の紫外宇宙望遠鏡 WSO-UV(World Space Observatory – Ultraviolet)を用いた場合の、その惑星の検出可能性についても計算した。

## 2. シミュレーション方法

惑星が主星から受ける総輻射量と地球が太陽から受ける総輻射量が等しくなる位置を1 AU equivalentといい、式(1)で表せる[3]。

$$d_{1\text{ AU eq}} = d_{1\text{ AU}} \times \sqrt{\left(\frac{R}{R_{\text{sun}}}\right)^2 \times \left(\frac{T_{\text{eff}}}{T_{\text{eff sun}}}\right)^4} \quad (1)$$

今回はM型星であるTRAPPIST-1f、K型星であるHD85512の1 AU equivalent(0.35 AU)の位置に地球があったと仮定して、入射するfluxを推定して、その時の大気の広がりを計算した。

使用したシミュレーションモデルは地球の中間圏と熱圏の観測結果と整合性がとれているものである。

①連続方程式②運動量保存③エネルギー保存を各圧力下で解くモデルである[4]。

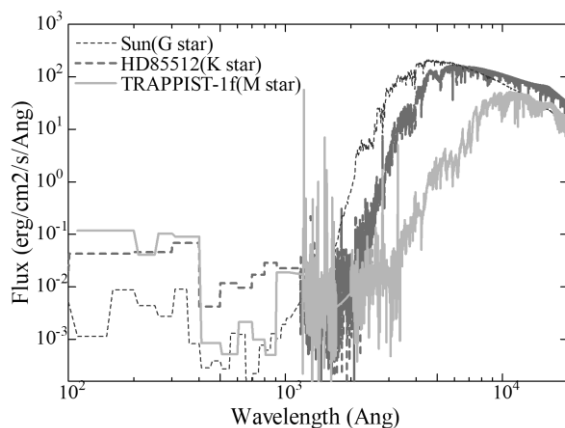


Fig.1 各惑星に入射する flux

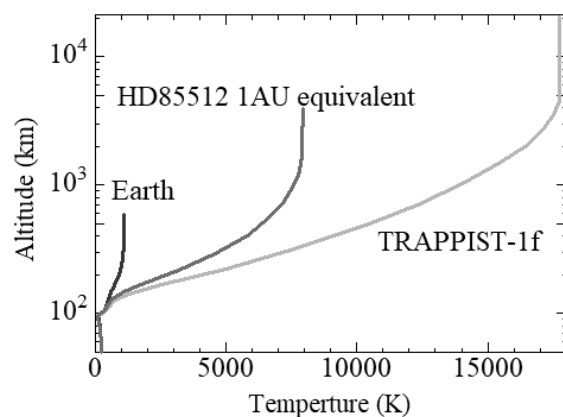


Fig.2 各惑星の中間圏・熱圏の温度分布

### 3. 結果

地球が太陽から受ける EUV に対して、TRAPPIST-1f と HD85512 の 1 AU equivalent の位置にある地球が受ける EUV はそれぞれ 6.5 倍、5.7 倍であり、入射する EUV が大きい程大気が広がった(Fig.2)。

外圏の酸素原子分布を外圏底の情報から Chamberlain モデル[5]で外挿すると、TRAPPIST-1f の位置にある地球では恒星のディスクを覆い隠すのに十分な酸素原子が広がっていることがわかった(Fig.3)。このとき OI 三重輝線は 46.7%減光する(Fig.4)。これを十分な有意度で検出するためには、WSO-UV の運用期間のうち 110 日間の間で 12 回(合計 12.1 時間)トランジット観測すればよい。

HD85512 の 1 AU equivalent の位置にある地球についても同様の計算をすると、3300 日間の間に 38 回トランジット観測が必要という結果になった。ただし、HD85512 を周回する惑星について、惑星全体の 50%を雲が覆っていた場合、0.28~0.74 AU がハビタブルゾーンになり[6]、0.31 AU の位置に地球があったとすれば、外圏底が高度 18000km,18000K まで広がると予想できた。この位置に地球があれば 288 秒、つまり 1 回のトランジット観測で検出可能である。

10 pc 先にあると仮定した太陽系の地球についてはトランジット深さが 0.0022%となり、検出が難しいと考えられる。

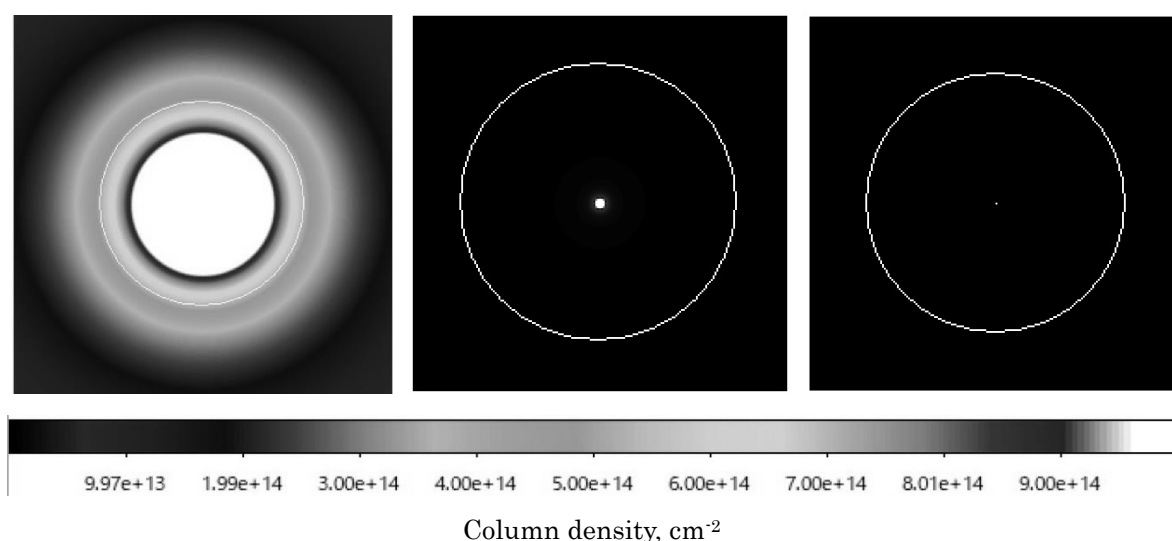


Fig.3 左からそれぞれ TRAPPIST-1f, HD85512 の 1 AU equivalent, 太陽の 1 AU の位置にある地球の酸素原子柱密度。白い円は恒星の大きさを表している。

### 4. まとめ

TRAPPIST-1f、HD85512 の 0.31 AU の位置に地球があれば、OI 輝線のトランジット観測により検出可能性あることが示された。

一般的に G 型星よりも、OI 輝線が小さいが恒星が小さい M 型星と、OI 輝線が大きい K 型星周りの地球型大気惑星の検出可能性が高いため、これらの恒星周りの系外惑星のトランジット観測を優先していく。

#### [参考文献]

- [1] The Extrasolar Planets Encyclopaedia(exoplanets.eu)
- [2] Gillon, M. et al., (2017). Nature, 542, 456-460
- [3] Rugheimer, S. et al., (2015). Astrophys. J., 809, 57(16pp)
- [4] Fujiwara doctor's thesis (1996)
- [5] Chamberlain, J.W. (1963). Planetary and Space Science, 11(8), 901-960.
- [6] Kaltenegger, L., Udry, S., and Pepe, F. (2011) arXiv:1108.3561.

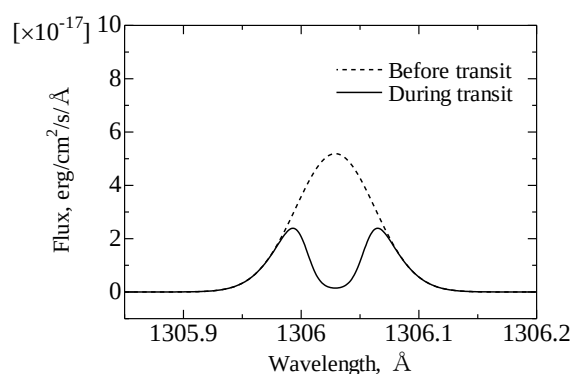


Fig.4 TRAPPIST-1f が地球である場合のトランジット中の OI 輝線のスペクトル

## 1 序論

物理学において重要な理論として、CP 対称性を破る場の理論がある。宇宙論におけるサハロフの条件などに関連して、このクラスの理論は考察に値する。しかし共形場理論における CP の破れはこれまであまり研究されていなかった。共形場理論における実現可能な CP-odd なトレースアノマリーの探索で、Pontryagin 密度  $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} R_{\mu\nu\sigma\tau} R^{\sigma\tau}_{\rho\sigma}$  が現れる可能性が指摘された [1]。これはアノマリーの係数に対する主張である c 定理などに関連し応用が考えられるが、歴史的に調べられている多くの自由場の理論では Pontryagin 密度は現れない。その理由や、存在する可能性についての議論をレビューする。

## 2 トレースアノマリー

トレースアノマリーは Weyl 対称性が破れることに対応するアノマリーである。古典的には Weyl 対称性があるとエネルギー運動量テンソルのトレースは 0 になるが、量子補正で対称性が破れると 0 にはならない。通常、古典的な重力と結合した場の理論をもとに議論する。この場合、量子的なエネルギー運動量テンソルは分配関数  $Z[g_{\mu\nu}]$  を用いて次のように定義される。

$$\langle T^{\mu\nu} \rangle = \frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\delta}{\delta g_{\mu\nu}} \log Z[g_{\mu\nu}] = \frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\delta}{\delta g_{\mu\nu}} W[g_{\mu\nu}] \quad (1)$$

両辺に  $g_{\mu\nu}$  をかければトレースを取ることができる。通常、この計算は煩雑になるが一般論としてわかることがいくつか存在する。まず、アノマリーは局所的である。これは、直感的にはアノマリーが紫外発散の正則化から来ていることからわかる。次に、定義から、あるいは物理的な意味から  $T^{\mu\nu}$  の質量次元は時空の次元と等しく  $D$  であるが、アノマリーとして現れうるのは、すべて質量次元 2 の曲率不変量  $R$ 、 $R^{\mu\nu}$ 、 $R^{\mu\nu\sigma\tau}$  と、次元 1 の共変微分を組み合わせた量しかない。この考察から 4 次元ではトレースアノマリーは以下のようにかける。

$$g_{\mu\nu} \langle T^{\mu\nu} \rangle = a Euler + c Weyl^2 + b R^2 + d \square R + e \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} R_{\mu\nu\sigma\tau} R^{\sigma\tau}_{\rho\sigma} \quad (2)$$

ここで  $Euler$  はオイラー密度、 $Weyl^2$  は Weyl テンソルの 2 乗である。最後の項  $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} R_{\mu\nu\sigma\tau} R^{\sigma\tau}_{\rho\sigma}$  が Pontryagin 密度である。この結果の具体例を挙げると、共形結合したスカラー場の場合  $g_{\mu\nu} \langle T^{\mu\nu} \rangle = \frac{1}{5760\pi^2} (-Euler + 3Weyl^2 + 2\square R)$  となる。これを見ると Pontryagin 密度は現れず、他の自由場の計算でも同様である。注意が必要なのは、カイラルアノマリーとは違い、Adler-Bardeen の定理は成り立たず、1-loop 以上の量子補正も考えなくてはならない。

## 3 Wess-Zumino 無矛盾条件と局所相殺項

Weyl 変換  $g'_{\mu\nu} = e^{2\sigma} g_{\mu\nu}$  を生成する微小変換を  $\delta_\sigma$  と書けば次の代数関係が満たされることが示される。

$$[\delta_\sigma, \delta_\tau] = 0 \quad (3)$$

これを有効作用  $W[g_{\mu\nu}]$  に作用させるとアノマリー  $\mathcal{A}$  に対する恒等式が得られる。

$$[\delta_\sigma, \delta_\tau] W[g_{\mu\nu}] = \delta_\sigma \mathcal{A}(\tau) - \delta_\tau \mathcal{A}(\sigma) = 0 \quad (4)$$

これはアノマリーを決める比較的強い条件である。例えば、非可換ゲージ理論のアノマリーでも同様の議論ができ、カイラルアノマリーはこの条件から比例定数を除いて決まってしまう。トレースアノマリーの場合は  $R^2$  に比例する項が存在すると矛盾することがわかる。

アノマリーの中には、作用に局所相殺項を入れると取り除くことができる物がある。この行為は正則化の方法を変えることに対応するので、取り除かれたものはアノマリーとは考えない。トレースアノマリーの場合では  $\int dx \sqrt{-g} R^2$  を入れると  $\square R$  を打ち消すことができる。また、相殺項を使って取り除くことができるのは  $\square R$  のみで、Pontryagin 密度が現れれば、それを取り除くことはできない。

#### 4 共形対称性と相関関数

共形変換を座標変換  $x \rightarrow x' = (gx)$  のうち、微小線素を座標に依存するスケール倍の変化を除き、不変にするようなものと定義する。すなわち、以下を満たす変換である。

$$g'_{\mu\nu}(x')dx'^{\mu}dx'^{\nu} = \Omega^g(x)^{-2}g_{\mu\nu}(x)dx^{\mu}dx^{\nu} \quad (5)$$

この変換  $g$  に対して局所直交変換を  $\mathcal{R}_{\mu\alpha}^g = \Omega^g(\partial x'_{\mu}/\partial x_{\alpha})$  のように定義できる。特に共形反転  $x' = (ix) = x/x^2$  について、 $R_{\mu\nu}^i(x) = I_{\mu\nu}(x)$  と定義する。この局所直交変換を使って共形次元  $\eta$  の準プライマリー場の変換則を以下のように定義する。

$$(T(g)O)^i(x') = \Omega^g(x)^{\eta} D_j^i(\mathcal{R}_{\mu\nu}^g(x)) O^j(x) \quad (6)$$

ここで  $D_j^i$  は回転の表現である。

準プライマリー場の相関関数は、その共形不変性から形が制限される。例えば一般の次元で、エネルギー運動量テンソルの 2 点関数と 3 点関数についてはその一般形が求められている [2]。具体的には以下ようになる。

$$\begin{aligned} \langle T^{\mu\nu}(x)T^{\alpha\beta}(y) \rangle &= C_T \frac{\mathcal{I}^{\mu\nu,\alpha\beta}}{(x-y)^{2d}} \\ \langle T^{\mu\nu}(x)T^{\sigma\rho}(y)T^{\alpha\beta}(z) \rangle &= \mathcal{I}^{\mu\nu}_{\mu'\nu'}(x-y)\mathcal{I}^{\sigma\rho}_{\sigma'\rho'}(y-z) \frac{t^{\mu'\nu'\sigma'\rho'\alpha\beta}(X)}{(x-y)^d(y-z)^d(x-z)^d} \end{aligned} \quad (7)$$

ここで  $\mathcal{I}_{\mu\nu,\alpha\beta}$  は 2 階の対称トレースレステンソルに対する回転の表現  $D$  に  $I_{\mu\nu}(x)$  を代入したものである。また、 $t_{\mu'\nu'\sigma'\rho'\alpha\beta}(X)$  は不定な 3 つの定数を含む、共形不変性から要求される適当な対称性を持つ関数である。2 点関数や 3 点関数は摂動論的な次数の勘定からアノマリーと関係していることがわかるが、少なくともこれらの結果からは、CP 対称性を破るような項は現れないことがわかる。

#### 5 議論

Pontryagin 密度は通常的自由場の 1-loop 計算では見つかっていない。唯一の例外は [3] で考察されているカイラルフェルミオンの場合である。この論文では熱核とファインマン図を使った 2 通りの計算で Pontryagin 密度が現れることを示し、 $e$  が虚数であり、ユニタリー性が破れていることが主張された。計算に不備があったことが同じグループにより指摘され、微分同相不変性や場の再定義の問題について議論された [6]。また、マヨラナフェルミオンの場合であるが、熱核で再計算した結果否定しているグループもある [4]。

Pontryagin 密度が現れた場合相関関数は以下になるはずである。

$$\langle T_{\mu}^{\mu}(x)T^{\nu_1\nu_2}(y)T^{\rho_1\rho_2}(z) \rangle = e\epsilon^{\nu_1\rho_1\tau\nu}(\partial_{\nu_2}\partial_{\rho_2} - \partial^2\delta_{\nu_2\rho_2})\partial_{\tau}\delta(x-y)\partial_{\nu}\delta(x-z) \quad (8)$$

これは次の有効作用で再現することができる [6]。

$$S = \int dx \sqrt{-g} [\frac{1}{2}\phi\Delta_4\phi - e(Euler - \frac{2}{3}\square R)\phi - \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}R_{\mu\nu\sigma\tau}R^{\sigma\tau}_{\rho\phi}] \quad (9)$$

ここで  $\Delta_4$  は高々 4 回の共変微分が組み合わさった項である。運動項を見るとわかるように通常の物理的な理論ではない。ユニタリー性や理論の局所性が相関関数にどのような影響を与えるかについて議論したい。

#### 参考文献

- [1] Y. Nakayama, Nucl. Phys. B 859, 288 (2012) doi:10.1016/j.nuclphysb.2012.02.006 [arXiv:1201.3428 [hep-th]].
- [2] H. Osborn and A. C. Petkou, Annals Phys. 231, 311 (1994) [hep-th/9307010].
- [3] L. Bonora, S. Giaccari and B. Lima de Souza, JHEP 1407, 117 (2014) doi:10.1007/JHEP07(2014)117 [arXiv:1403.2606 [hep-th]].
- [4] F. Bastianelli and R. Martelli, JHEP 1611, 178 (2016) [arXiv:1610.02304 [hep-th]].
- [5] Y. Nakayama, [arXiv:1804.02940 [hep-th]].
- [6] L. Bonora, M. Cvitan, P. Dominis Prester, A. D. Pereira, S. Giaccari, and T. Štemberga, Web of Conferences 182, 02100 (2018) doi:10.1051/epjconf/201818202100

# レーザープラズマ光源を用いた直入射型 X 線望遠鏡 Xmas の開発 Development of a direct incidence type X-ray telescope "Xmas" with a laser plasma source

津久井 豊  
指導教員 北本 俊二

## 1 研究の目的

1999 年に打ち上げられたアメリカの X 線天文衛星 Chandra は角度分解能 0.5 秒角を実現し、活動銀河核や X 線連星のジェットの構造等が観測できるようになった。しかし、昨今の他波長観測との比較にはもう一桁程度高い分解能が望まれる。Chandra の望遠鏡サイズと観測波長から回折限界を計算するとおよそ  $2.4 \times 10^{-5}$  秒角であるが、実際の角度分解能は回折限界には程遠い。これは Chandra が Wolter-I 型の望遠鏡、すなわち回転放物面鏡と回転双曲面鏡を使用しており、これら非球面鏡では形状精度を上げることが大変難しいからである。さらに X 線は波長が短いために、回折限界を達成するために要求される面精度は非常に高くなる。

そこで我々は Xmas (X-ray milli arc sec) 望遠鏡計画と称し、波長帯を EUV (13.5nm 帯) に限定して比較的高い加工精度が期待できる直入射型 X 線望遠鏡の開発を行っている。さらに、補償光学を適用して主鏡等の形状誤差や、温度変化による望遠鏡の歪み等を補償することで、比較的容易に角度分解能を向上できると期待して試作望遠鏡の開発を行なっている。

## 2 回折限界

望遠鏡の角度分解能の指標として理論的限界値である回折限界が用いられる。回折限界とは、光の回折のために像が広がりを持つことで決まる望遠鏡の分解能のことである。円形開口の場合は、点光源の理想的な像ではエアリーディスクと呼ばれる真ん中の明るい部分の周りに、同心円状に暗線と明線が繰り返す構造を持つ像ができる。この第 1 番目の暗線に対応する角度をレイレーの基準による回折限界と呼び、

$$\theta = 1.22 \frac{\lambda}{D}$$

と表すことができる [1]。ここで  $\theta$  は解像度 [rad]、 $\lambda$  は観測波長、 $D$  は望遠鏡の口径の大きさである。この式より回折限界は波長に比例し、望遠鏡の口径に反比例するので口径が大きく、波長が短いほど回折限界の値は小さくなる。

本研究室では 13.5nm の EUV を使用し、口径 10cm なので理論的な回折限界はおよそ 30 ミリ秒角となる。

## 3 補償光学

補償光学とは波面センサーで波面の乱れを測定し、可変形状鏡を変形させて回折限界に近づける光学技術である。たとえば、天体からの光は地球に到達する波面は大気の揺らぎによって乱されるが、その大気により乱された波面を補正するために使われる。図 1 に示す望遠鏡で使われている補償光学の説明図を示す。

X 線望遠鏡では大気圏外での観測になるので、大気由来の波面の乱れは起きない。Xmas では反射鏡の形状制度、温度変化による波面の乱れを補償光学装置により補正しようと試みている。主鏡の面精度が十分でない場合、位相の乱れた正しくない波面が測定されるそこで波面センサーに入射する補償用光源の波面が最適化するように目標波面を作り可変形状鏡を変形させることで EUV 波長での回折限界に挑んでいる。

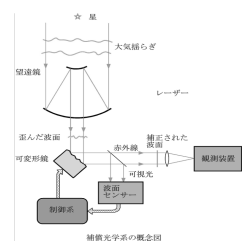


図 1: 補償光学装置 (すばる望遠鏡)[2]

## 4 実験装置

図 2 に装置全体の概要図を図に示す。光学レーザーは 50Hz で高出力パルスレーザーが出力され、それがターゲット (銅) を照射する。レーザー光のパルスのエネルギー密度は高く、ターゲットに照射されると、その近傍で自由電子と多価イオンによるプラズマが生成される。生成されたプラズマ中にパルスレーザーが入射するとプラズマ中での共鳴吸収により高エネルギー電子が生成され、EUV が発生する仕組みである。望遠鏡は全長 4m、主鏡と副鏡には Mo/Si による多層膜コーティングが施されており、本来直入射では反射率が低い 13.5nm の EUV の反射率をブラッグ反射を起こすことで向上させている。補償光学装置では、可視光レーザーをピンホールを通して球面波とし、望遠鏡の光学系に照射し、シャックハルトマン型波面センサーで波面測定を行い、

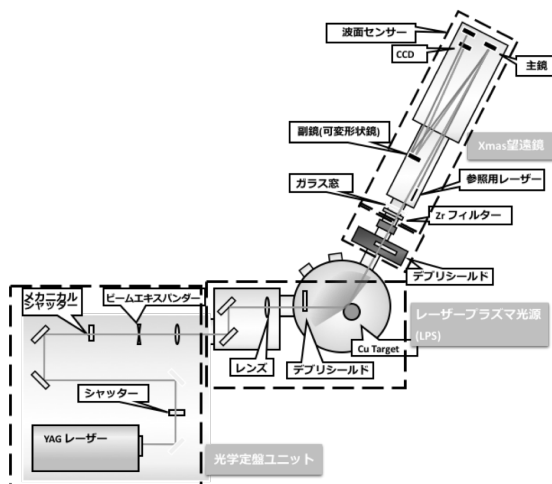


図 2: LPS ならびに Xmas 実験系

メッシュから主鏡まで約 4m である。Zr フィルターを通し、ガラス窓は引っ込めた状態で撮像を行った。前節で説明した通り、この状態であれば EUV が CCD で検出される。EUV でメッシュを撮像した際の画像を図 3 に表示する。Zr フィルター、ガラス窓の何種類かの組み合わせでも撮像を行い、図 3 の画像は EUV による画像であることを確かめた。また、図 4 は補償光学を適用して波面を制御した時に EUV でメッシュを撮像した際の画像である。

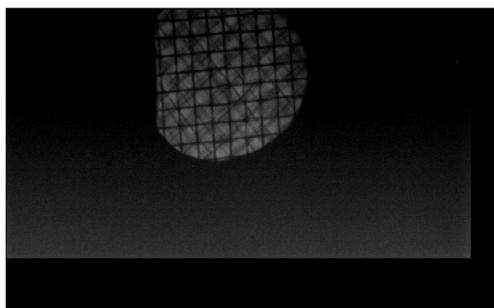


図 3: EUV によるメッシュの撮像

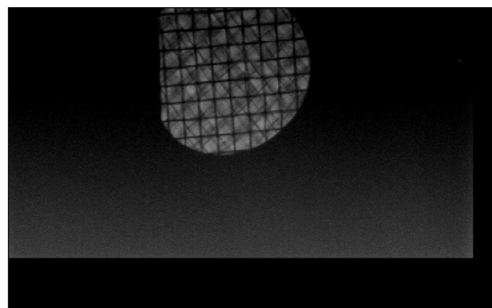


図 4: 補償光学適用時の EUV によるメッシュの撮像

また、同じデータで図 3、図 4 に示した線での CCD ピクセルの輝度分布を図 5 と図 6 に示す。図 5 は補償光学での制御前、図 6 は制御中のものである。図 5、図 6 ともに横軸が位置、縦軸はそのピクセルでの輝度で

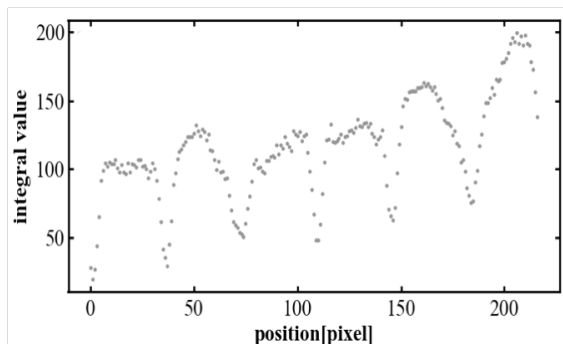


図 5: 制御前の EUV による CCD の輝度分布

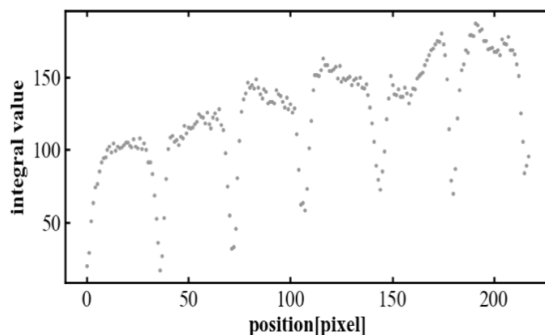


図 6: 制御中の EUV による CCD の輝度分布

ある。若干ではあるが見た目では補償光学を使用した際の方が鮮明に写っているように見える画像が撮れた。ただし、輝度分布を見ると像の広がり大きく差があるようには見えない。今後、13.5nm での補償光学の有用性を示すにはさらに詳細な解析を進めて行く必要がある。

## 参考文献

- [1] 光学の原理 II, Max Born & Emil Wolf, 草川 徹 訳, 東海大学出版
- [2] すばる望遠鏡ホームページ ([https://subarutelescope.org/Introduction/instrument/j\\_A0.html](https://subarutelescope.org/Introduction/instrument/j_A0.html))

### 1. はじめに

金星大気の高度 45–70 km には分厚い硫酸の雲が全球を覆うように存在している[1]。金星は地球とは逆向きに周期 243 地球日でゆっくりと自転していることがわかっている[2]。一方、金星大気の風は場所によらず常に西向きで、高度が高くなるにしたがって風速は増大し、低緯度の高度 65–70 km 付近では約 360 km/h もの速さに達する[3]。この惑星の自転方向と同じ向きで自転速度の約 60 倍もの速さで吹く風をスーパーローテーションと呼ぶ。雲頂高度 65 km 付近に浮遊している雲は、高速の風に常に流され続けている。

金星探査機「あかつき」に搭載されている中間赤外カメラ(LIR)は、波長 8–12  $\mu\text{m}$  の中間赤外領域で撮像し、雲頂高度の水平温度分布を温度分解能 0.3 K で導出する[4, 5]。LIR によって、金星の雲頂高度に北半球から南半球にかけて南北方向に約 10,000 km にわたって広がる大規模な弓状温度構造が発見された[6]。この構造は、金星大気がスーパーローテーションしているにも関わらず、同じ場所に定在していた。さらに LIR の観測を統計的に調べた結果、この構造は低緯度域の標高 3 km 以上の山岳上空で夕方のみ周期的に出現することがわかった(Fig.1)[7]。この構造は山岳上空に定在する特徴を持つことから、山岳により励起された大気重力波(山岳波)が、雲頂高度まで伝播したことによって引き起こされた温度擾乱だと解釈されている[6, 7]。

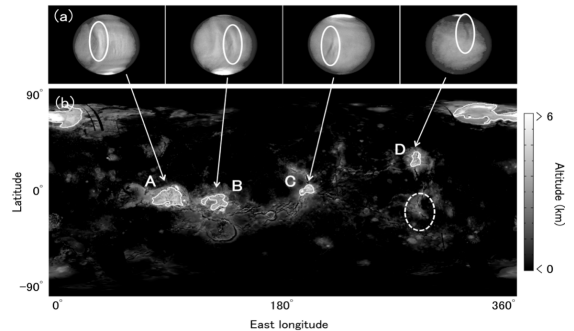


Fig.1. 弓状温度構造の代表的な観測例(上段)とその構造が観測された場所(下段)の関係[7]。下段の白く強調された領域 A、B、C、D は標高 3 km 以上の山岳を表す。

### 2. 研究目的

一般に重力波が中立層(静的安定度  $\Gamma = dT/dz + g/c_p = 0$  となる大気層)に進入すると、その波の持つエネルギー密度は減衰する[8]。過去の金星探査の結果によれば、高度 30 km 付近と 55 km 付近には、中立層が存在する[9]。

従来、金星大気中の地表面付近で励起され、下層から上層に鉛直伝播してくる波は、中立層に阻まれて雲頂高度まで伝播できないと考えられていた。「あかつき」の電波掩蔽観測によると、高度 55 km 付近に存在する中立層の厚さは夕方(～5 km)よりも朝方(～10 km)のほうが厚くなる傾向がある[10]。

弓状温度構造は夕方観測されるが朝方では観測されておらず、中立層では波のエネルギー密度が減衰することから、中立層の厚さの違いがこの構造の出現と消失に影響を与えているのではないかと考えた。本研究では、中立層のある大気中の重力波の鉛直伝播特性を明らかにするために、金星大気モデル[6, 11]を使用した数値計算によって中立層が波の鉛直伝播に及ぼす影響を定量的に調べた。

### 3. モデル

使用したモデルは球面シグマ座標系プリミティブ方程式系で、計算領域は水平方向には全球を格子間隔 3° で分割し、鉛直方向には高度 5–90 km の間を約 1 km の格子間隔で 100 分割した。背景場として与えた東西風

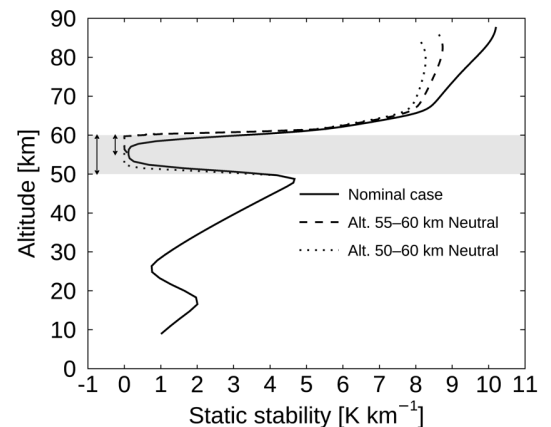


Fig.2. 「あかつき」の電波による観測に基づいて、中立層のローカルタイム依存性を反映させるために、初期条件として与えた静的安定度の鉛直プロファイル。実線がノミナルケース。破線は高度 55–60 km が中立層の場合で夕方の大気状態に対応しており、点線は高度 50–60 km が中立層の場合で朝方の大気状態に対応している。



速は観測による平均的な風速場を用いており、南北風速場は0とした。東西風速場と温度場は旋衡風バランスの式によって結びついている。時間発展するのは擾乱成分のみで、基本場は時間に対して固定されている。波の励起源として、下端境界の赤道上空5 kmの経度180°Eに半値全幅6°のガウス型で振幅1 Kの温度擾乱を与えた。放射による減衰はニュートン冷却[12]を導入し、高度80 km上空には波の反射を防ぐために緩和層を入れた。

中立層が波の鉛直伝播に及ぼす影響を調べるために、中立層の厚さが異なる静的安定度の鉛直プロファイル(Fig.2)を初期条件として与え実験を行った。与えた静的安定度の鉛直プロファイルは電波掩蔽観測[10]に基づいており、点線と鎖線はそれぞれ夕方と朝方の大気状態に対応している。なお、LIRの観測結果と同じ条件で比較するために、モデルから得られた温度擾乱をLIRの荷重関数で高度方向に重み付け積分した(以降、荷重温度擾乱)。

#### 4. 結果

Fig.3a から、下層で励起された山岳波は高度55 km近傍に存在する中立層を超えて、高度65 kmの雲頂にまで到達することがわかる。また Fig.3b で再現された温度構造は、赤道上空に頂点を持ち端は中緯度域まで広がる弓状を示しており、赤道域における振幅は0.53 Kであり、これはLIRによる観測結果を再現している。中立層の厚さが5 kmと10 kmの場合でも、頂点における温度振幅がノミナルケースに対してそれぞれ約0.1 K及び0.2 K小さくなるが、同様の結果が得られた。

#### 5. 議論

波の構造は局所的に決定すると仮定して、回転、摩擦、熱伝導なしの中立層における山岳波の振幅の高度依存性は式(1)のように書ける。

$$w'(z) \propto \exp[-k^2 H z] = \exp[-z/d_e] \quad (1)$$

ここで、 $k = 2\pi/\lambda_x$ は東西波数、 $\lambda_x$ は東西波長、 $H = RT/g$ はスケールハイト、 $R$ は気体定数、 $T$ は温度、 $g$ は重力加速度、 $d_e = (k^2 H)^{-1}$ は山岳波の振幅が1/eになるのに必要な中立層の厚さである。

LIRの観測結果によれば、Fig.1の領域AとD上空に観られた山岳波の東西波長はそれぞれ約1,500 kmと300 kmである。高度55 kmにおけるスケールハイトは $H = 6.5$  kmである[13]。したがって、東西波長約1,500 kmと300 kmの山岳波の $d_e$ はそれぞれ約8,800 kmと350 kmである。赤道域における中立層の厚さは最大でも10 kmであり、 $d_e$ はこれよりも十分に大きいので、東西波長の長い波は中立層でほとんど減衰されないことは妥当な結果であることが理論的にも示される。一方で、中立層で減衰する波の東西波長は、波が減衰するのに必要な厚さを中立層として $d_e = 10$  km、スケールハイトを $H = 6.5$  kmと置くと、約50 kmと求まる。

以上のことから、東西波長が50 kmより長い波は中立層でほとんど減衰されず、東西波長が50 kmより短い波は中立層で急激に減衰することがわかった。これは、観測された波の東西波長を調べることで、その波の励起源高度に制限を与えられる可能性を示している。

#### 参考文献

- [1] Esposito, L. W., et al., (1983). [2] Taylor, F. W. (2014). [3] Schubert, G., et al., (1980). [4] Taguchi, M., et al., (2007). [5] Fukuhara, T., et al., (2011). [6] Fukuhara, T., et al., (2017). [7] Kouyama, T., et al., (2017). [8] Salby, M. L. (1996). [9] Young, R. E., et al., (1987). [10] Imamura, T., et al., (2017). [11] Imamura, T. (2006). [12] Crisp, D. (1989). [13] Seiff, A. et al., (1985).

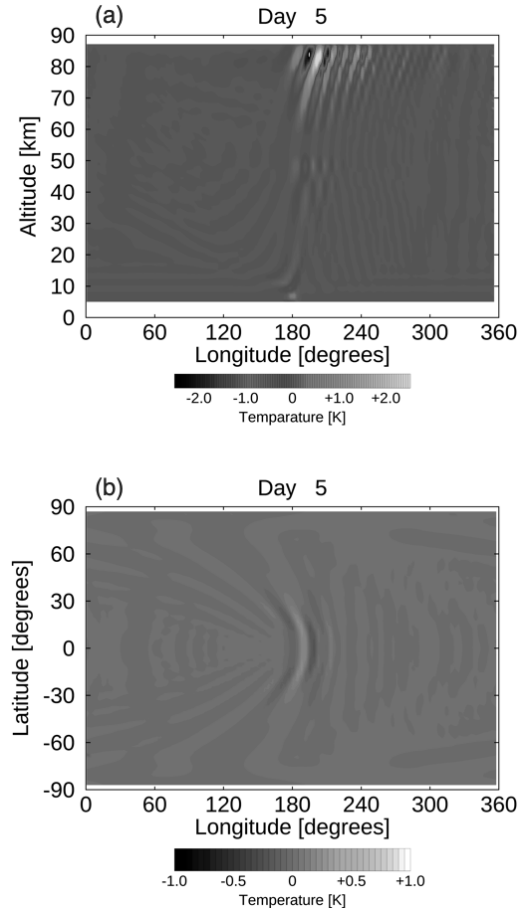


Fig.3. ノミナルケースにおける、(a)赤道域における温度擾乱の経度-高度断面図及び(b)荷重温度擾乱の経度-緯度分布図。

# 非対称 SNR G350.1-0.3 におけるイジェクタ噴出速度の測定

## Measurement of ejecta velocity in an irregular galactic supernova remnant G350.1-0.3

湯澤 洋治  
指導教員 内山 泰伸

### 1 はじめに

太陽の8倍以上の質量を持つ星は、内部での核融合反応による熱エネルギーにより自身の重力を支えている。反応が進み、中心部で鉄が生成されると、鉄は安定であるためそれ以上核融合が進まなくなるため、急激に内部圧力が下がる。これにより、外層を支えきれなくなり、重力崩壊を起こす。さらに内部が高密度となると、中心部に中性子の核が残り、落ちこんでくる外層が中心核表面で跳ね返されることで外側に向かう強い衝撃波が形成される。この衝撃波が、ついには外層を吹き飛ばし、超新星爆発を起こす。近年のシミュレーションでは、爆発前の星の形状の非対称性や星内部の乱流状態による爆発の非球対称性が噴出物の分布に反映されると考えられている。本研究では、X線で観測される形状が非球対称な超新星残骸 G350.1-0.3 において、超新星爆発によって生じた噴出物の速度を輝線のドップラーシフトから求めることで非球対称な超新星爆発メカニズムに迫る事を目的としている。

### 2 超新星残骸 G350.1-0.3

G350.1-0.3 は (RA,Dec)=(17h21m05s,-37°.27) に位置する年齢約 900 歳の若い超新星残骸である [4]。この年齢はセドフ自己相似解から球対称を仮定して近似的に求めている。これまで赤外、電波及び X 線で観測されており、それぞれの波長でその特異な形状が異なることが確認されている。日本の X 線観測衛星すざくによる観測 [2] では、鉄より大きな質量の Ni が検出されており、非対称な爆発がスペクトル解析から示唆されている。また、本天体は Fig. 1 左図のように極端に非対称な形状をとっていることから、超新星爆発における噴出物の非対称的な分布を引き起こすメカニズムに迫るための重要な天体の 1 つだと考えられる。

### 3 Chandra X 線観測衛星

Chandra X 線観測衛星は 1999 年に NASA が打ち上げた衛星である。Chandra には 10 枚の CCD で構成される ACIS(Advanced CCD Imaging Spectrometer)、マイクロチャンネルプレートからなる HRC(High Resolution Camera)、高エネルギー透過型回折格子 HETG(High Energy Transition Grating) と低エネルギー透過型回折格子 LETG(Low Energy Transition Grating) という 4 つの観測機器が搭載されている。ACIS には 2×2 の CCD からなる ACIS-I と 1×6 の CCD からなる ACIS-S がある。ACIS の特徴は空間分解能が視野中心で約 0.5 秒角であることと、観測できるエネルギー範囲が ~ 10 keV までであることである。今回、解析に用いたのはこれらのうち撮像と分光が可能な ACIS を用いて観測されたデータのみである。

### 4 Chandra による X 線解析

今回、NASA が提供する CIAO(version 4.9)、Xspec(version 12.9) を使用し、Chandra によって、2009 年 5 月 21 日に ACIS-S を用いて 82.97 ks 観測されたデータを解析した。

はじめに、超新星残骸を Fig. 1 のように放射が強い 3 つの領域を East1・East2・North1・North2・South1・South2・South3 に分割し、スペクトル解析を行った。スペクトルモデルは星間吸収モデルとして tbabs、連続成分として制動放射、輝線には複数のガウシアンを考慮した tbabs × (bremss + gaussian) と赤方偏移  $z \sim v/c$  を考慮したガウシアンを Si、S、Ar に適用した wabs × (bremss + zgaussian) である。解析結果より、Si、S、Ar のそれぞれの領域での視線方向の速度を求めた。それぞれの輝線のエネルギー中心値を  $E$  とすると、ドップラーシフトがない場合に期待されるエネルギーを  $E_0 = 1.85 \text{ keV (for Si)}, 2.43 \text{ keV (for S)}, 3.11 \text{ keV (for Ar)}$  として、視線方向の速度は

$$\frac{v}{c} = \frac{|E - E_0|}{E_0} \quad (1)$$

として求められる。解析の結果を Fig. 2 左図に示す。

### 5 議論

#### 5.1 イジェクタの速度

今回の Chandra の観測データの解析によって、超新星残骸 G350.1-0.3 において、南側と北側の領域がそれぞれ視線方向に対して、近づく向きと遠ざかる向きに運動していることがわかった。この結果から、赤方偏移  $z$  を用いて視線方向の速度を求めると、北 (North1) と南 (South1) はそれぞれ、 $v_{\text{North1}} \sim 1120^{+250}_{-190} \text{ km/s}$ 、 $v_{\text{South1}} \sim 770^{+200}_{-280} \text{ km/s}$  であるとわかる。さらに、天体までの距離  $d$  を  $d \sim 9.0 \text{ kpc}$  [2] と仮定すると、天体までの距離と長方形の辺の大き

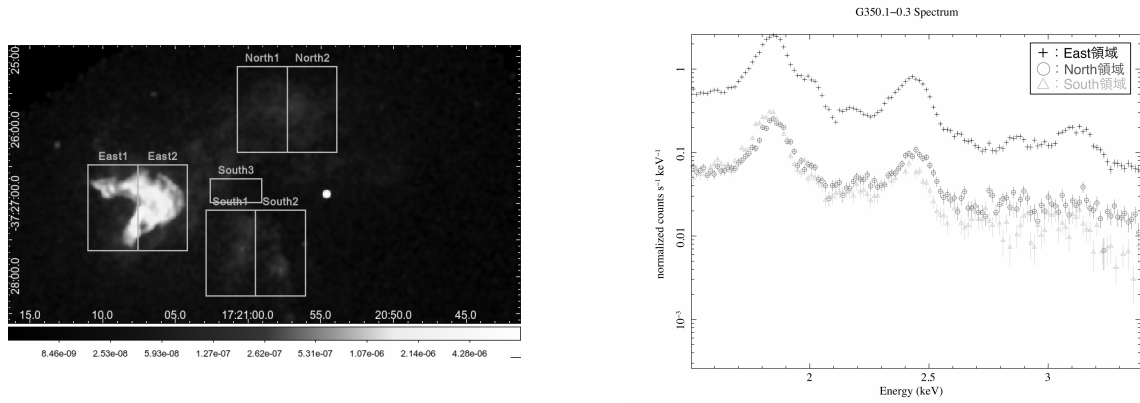


Fig. 1: 左図：Chandra による G350.1-0.3 のフラックスイメージ (0.5 – 8.0 keV)、右図：Chandra による SNR の各領域のスペクトル (1.7 – 3.4 keV)、+ : 東側のスペクトル、○ : 北側のスペクトル、△ : 南側のスペクトル

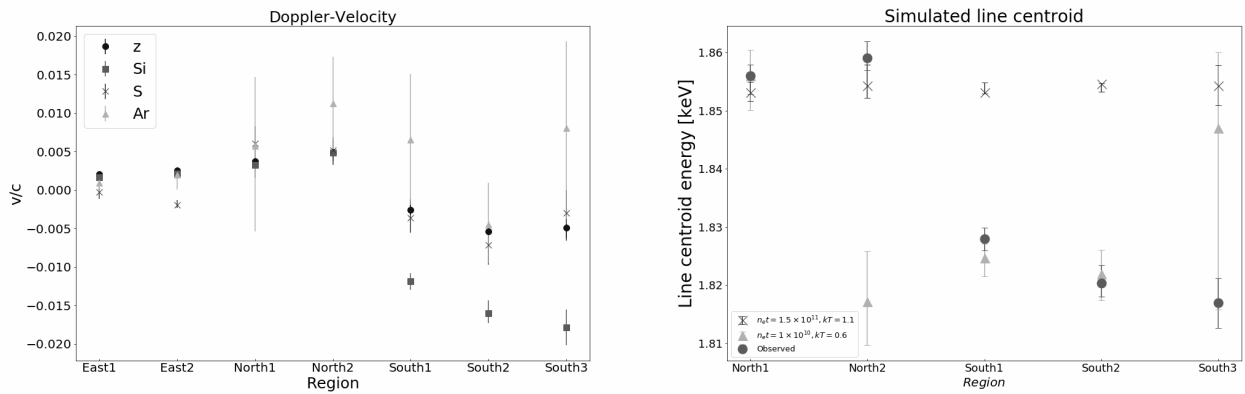


Fig. 2: 左図：輝線のドップラーシフトから求めた各放射領域での元素の速度、右図：ドップラーシフトが示唆される領域のシミュレーションスペクトルから得られた輝線の中心値と観測から得られた Si の中心値の比較 (△ : SNR 中での最大値から得られた輝線の中心値、× : SNR 中での最小値から得られた輝線の中心値、○ : 観測値)

さを用いて、北と南の領域の大きさはどちらも  $3.1 \text{ pc} \times 1.8 \text{ pc}$  となる。このことから、巨大なプラズマ塊が光速の  $\sim 0.5\%$  程度で運動していることがわかる。この結果から、この超新星残骸が極端に非対称な超新星爆発によって誕生したことが強く示唆される。

## 5.2 電離度の違いの検証

輝線の中心値はプラズマの電離度によって異なる値をとるため、解析によって得られた中心値の違いがプラズマの電離度によるものなのか検証する必要がある。Fig. 2 右図にプラズマモデル (NEI) を用いたフィッティングにより各領域で得られたプラズマの温度  $kT$  と電離パラメーター  $n_e t$  の SNR の中での最大と最小の値を使用し、作成したシミュレーションスペクトルから得られた Si の輝線の中心値を比較した結果を示す。Fig. 2 右図から、今回は、パラメーターの上限と下限を設定してシミュレーションを行なったが、観測値はその内側にある。よって、本研究で求めたドップラーシフトがプラズマ由来かどうかは輝線の中心値の違いから分離することはできなかった。今後は、プラズマモデルから考えられるプラズマの物理的な状態の観点から輝線のドップラーシフトに関して議論していく予定である。

## 参考文献

- [1] Toshiki Sato 博士論文 2018
- [2] Yasumi, M. et al. 2014, Pasj, 66, 68
- [3] Hayato, A. et al. 2010, Apj, 725, 894
- [4] Gaensler, B. M. et al. 2008, ApJL, 680, L37

# Geminga パルサーによる宇宙線陽電子超過の検証

## Testing cosmic-ray positron excess by the Geminga pulsar

吉野 裕太郎  
指導教員 内山 泰伸

### 1 はじめに

地球に到来している宇宙線の多くは、起源が未解明である。その中でも宇宙線陽電子は、陽子と星間ガスの衝突による二次生成粒子であると考えられてきた。しかし、国際宇宙ステーションに搭載されている AMS-02 の観測によって 10 GeV 以上の高エネルギー陽電子に、二次生成粒子では説明できない超過が確認された。この陽電子超過の起源については地球近傍のパルサーや超新星残骸、ダークマターなどが考えられている。Geminga パルサーもその候補天体の 1 つであり、最近では HAWC によって TeV ガンマ線の非常に大規模な放射領域が確認された。HAWC の TeV ガンマ線よりも低いエネルギーの GeV ガンマ線を Fermi 衛星によって観測することで、宇宙線陽電子の起源が Geminga パルサーであることを検証するために研究を行っている。

### 2 Geminga

Geminga は ROSAT 衛星とコンプトン衛星の観測から、周期  $P \sim 0.237$  s,  $\dot{P} \sim 1.1 \times 10^{-14}$  s/s のパルスを出していることがわかっていて、距離も約 250 pc と地球から非常に近く、GeV 帯域では全天で 2 番目に明るい定常ガンマ線源である。また最近の X 線観測からは、年間 0.17 秒角で動いていることや、他に類を見ない特徴的な形状のパルサー風星雲 (PWN) が観測されている。

HAWC の TeV ガンマ線観測 (1-50 TeV) から、Geminga と PSR B0656+14 の 2 つのパルサーからそれぞれ、 $13.1\sigma$ ,  $8.1\sigma$  の有意度で広がった放射領域が観測された (Fig. 1)。しかし、TeV ガンマ線の空間プロファイルから、陽電子の拡散が予想されていたよりはるかに遅いことが示された。これらのパルサーが宇宙線陽電子の生成源であるとは考えにくく、異なる起源が必要だと結論付けられた [1]。

### 3 Fermi 衛星

Fermi 衛星は 2008 年 6 月に NASA によって打ち上げられ同年 8 月より運用が開始された。軌道周期は約 90 分、全天の 20% を常に監視しており、2 周期つまり約 3 時間で全天を見渡すことができる。その際各点源は 30 分ずつ視野に入っている。ガンマ線検出器として、Large Area Telescope (LAT) と Gamma-ray Burst Monitor (GBM) を搭載しており、今回解析に用いた LAT では 20 MeV-300 GeV のエネルギー領域をこれまでで最高の感度で観測することを実現している。

### 4 Fermi 衛星による GeV ガンマ線解析

観測期間 (2008/8 ~ 2018/4)、解析領域 (Geminga を中心として  $10^\circ \times 10^\circ$ )、エネルギー帯 (200 MeV - 500 GeV) の観測データから、Geminga 自身の放射を除去すると、Fig.2 のようになる。この放射領域は Geminga から  $2^\circ$  程度まで離れており、X 線によって観測された 3 分角の PWN より遥かに大きい。また、Geminga までの距離 250 pc を考慮すると、この放射領域は 10 pc 程度まで広がっていることになる。これほど大規模な PWN は未だ確認されていない。

また、この広がった放射領域のスペクトルが Fig.3 である。HAWC のスペクトル (1-50 TeV) と比較して、非常に急なスペクトルを持っており (光子指数  $\gamma = -3.62 \pm 0.12$ )、10 GeV 付近まで伸びている。Fermi による観測と HAWC による観測を単一の電子分布で説明することは難しく、TeV と GeV では異なる成分が見えていると考えられる。

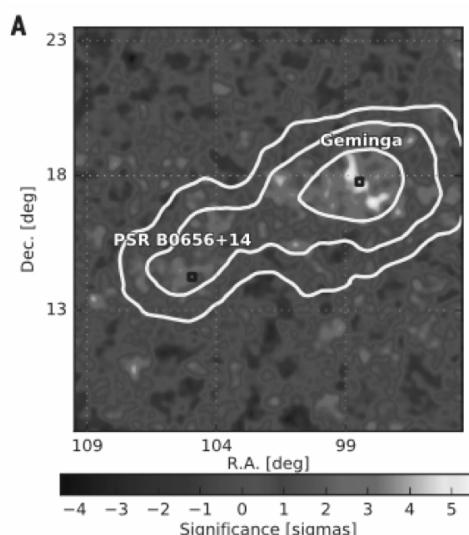


Fig. 1: HAWC による 2 つのパルサー (Geminga と PSR B0656+14) からの TeV ガンマ線放射の有意度マップ。エネルギー帯は 1-50 TeV。等高線は  $5\sigma$ ,  $7\sigma$ ,  $10\sigma$  である。座標は赤道座標系である。[1]

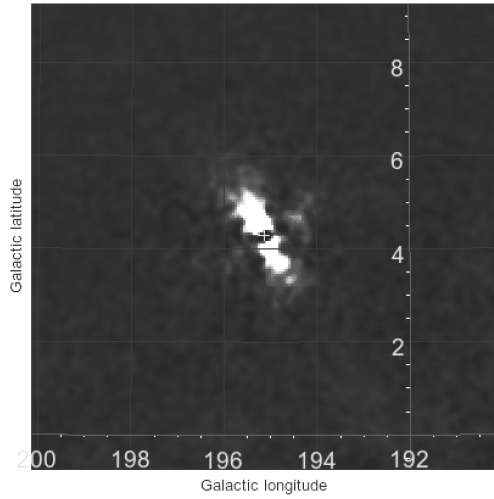


Fig. 2: Geminga から広がった放射のカウントマップ。エネルギーは 200 MeV- 500 GeV、解析領域は  $10^\circ \times 10^\circ$  である。

## 5 議論

Geminga から放射された高エネルギー電子-陽電子が星間空間中の Cosmic Microwave Background(CMB) を逆コンプトン散乱 (IC) によって叩き上げていると仮定すると、HAWC による観測では 100 TeV 付近、Fermi の観測では 1 TeV 付近のエネルギーを持った電子-陽電子を観測することになる。よって、今回の解析で得られた双方向に広がる morphology (Fig.2) は 1 TeV 付近のエネルギーを持った陽電子であることが予想される。また、この Fermi の光子数から得られる非一様性は視線方向積分を考慮すると約 3 - 5 倍程度の非等方性が必要となる結果となった。

HAWC Collaboration は陽電子が一様等方に拡散していくモデルを考え、地球に到来する陽電子のエネルギーフラックスを見積もっている [1]。陽電子は加速後の時間経過とともに遠くまで拡散するが、高エネルギーの陽電子は放射によるエネルギー損失によって拡散距離が制限される。約 1 TeV のエネルギーを持った陽電子が最も速くまで拡散し、観測される陽電子のエネルギーフラックスは鋭いピークを持つ形になる。

このモデルを拡張し、拡散係数が空間的に変化する場合を考えることで陽電子フラックスは大幅に増加する。TeV ガンマ線のプロファイルより、Geminga から距離 60 pc 前後で拡散係数が変化する 2 zone diffusion モデルを考える場合 [2]、Geminga 周辺と星間空間中の拡散係数の比が 0.01 - 0.05 で、数百 GeV の陽電子の大部分を説明できるようになる。

いずれのモデルを用いても、Fig.3 のようなスペクトルを説明することはできない。反対に光子スペクトルから陽電子の分布を見積もると、2 成分の陽電子分布が必要となる (Fig.4)。以上より従来の拡散モデルには非等方的な拡散を考慮に入れるなど、改善する必要があることを示唆する結果になった。

## 参考文献

- [1] Abeysekara. et al. Science 358(2017) [3] Atoyan. et al. Physical Review D 52(1995)  
 [2] Xiaping Tang, Tsvi Piran. arXiv : 1808.02445v1 [4] Aharonian. et al. Astrophys.294,L41-L44(1995)

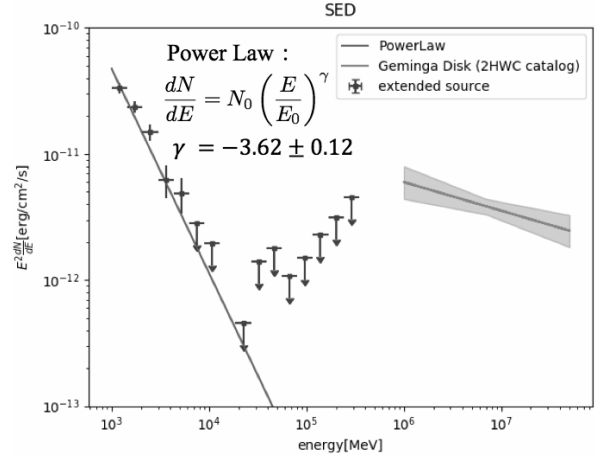


Fig. 3: 広がった放射のスペクトル。点が観測データ、実線はべき関数を仮定しフィットしたモデル、シャドー領域が HAWC によってフィットされたモデル。

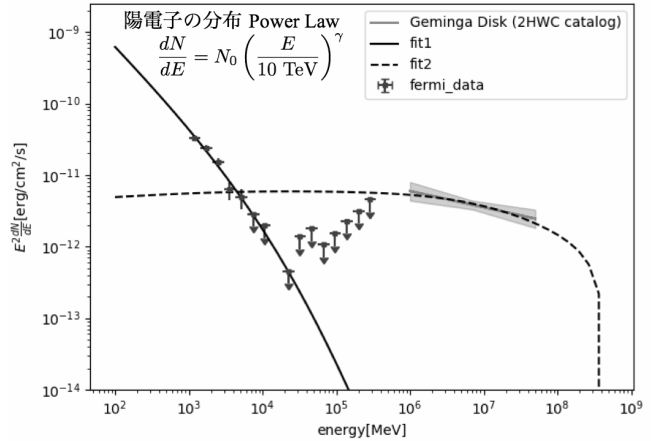


Fig. 4: 陽電子の分布を単純な Power Law と仮定し、Fermi と HAWC の観測にフィットした図。光子は CMB,IR,Optical を仮定している。これは非常に単純な仮定のため、HAWC にフィットしたモデルは GeV 帯域まで伸びてしまっている。

# はやぶさ2搭載カメラ ONC-T の分光画像の空間分解能評価

## Experimental Evaluation of Spatial Resolution of Spectral Image by ONC-T onboard Hayabusa2

諸井圭市

指導教員 亀田真吾

### 1. 研究背景

2014年12月に打ち上げられた小惑星探査機「はやぶさ2」は、C型小惑星から物質を採取して地球に持ち帰ることが目的の探査機であり、2018年6月末にC型小惑星「リュウグウ」(Fig. 1)に到着した。リュウグウには、その反射率の低さから始原的物質とされる炭素が豊富に存在する可能性が高く、リュウグウの物質を地球に持ち帰ることができれば、地球の生命の起源解明に大きく貢献することができる[2]。物質特定のためには、光学航法望遠カメラ「ONC-T」によるマルチバンド分光観測から地域ごとに反射スペクトルを取得し、スペクトルの特徴量を調べる必要がある。到着後の観測データから1画

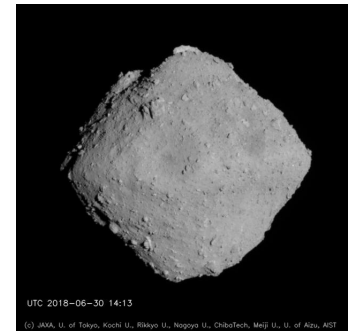


Fig. 1. ONC-Tで撮像されたリュウグウ[1]

素単位で表面の反射スペクトルを取得すると、画素ごとにスペクトルの特徴が異なり、表面の物質分布に地域差があるように見える。しかし、ONC-Tによるマルチバンド分光観測では、観測波長帯ごとの視野ずれが生じてしまい、視野を合わせるための位置合わせを行っても、1画素以下の視野ずれの影響で同じ画素でも観測波長帯ごとに小惑星上の異なる領域の反射光を取得している可能性がある。この影響を考慮した反射率測定精度は調べられておらず、もしこの影響が大きい場合、補正を行って測定精度を上げる必要があるが、補正によって空間分解能が悪化してしまうため、反射率測定精度と空間分解能の関係を調べる必要がある。

### 2. 目的

本研究では、観測波長帯ごとの視野のずれを模擬し、ONC-Tを模擬したカメラと炭素質隕石を用いた反射分光実験を行うことで、視野ずれの影響を考慮した場合における反射スペクトルの測定精度と空間分解能の関係を調査する。また、実験結果をリュウグウの分光画像に適用して、物質特定の際の指標となる各特徴量の精度を決定し、物質分布の地域差の有意性を確認する。

### 3. 実験系

ONC-Tによるマルチバンド分光観測を模擬するために、ONC-T搭載のバンドパスフィルタと同じ透過中心波長を持つフィルタを用い、試料には炭素質コンドライトであるNogoya隕石(破片)を用いた。隕石試料の下にはx軸ステージを設置し、隕石を水平に動かすことで自転による視野のずれを模擬する。

### 4. 実験方法

自転による視野のずれの影響を確かめるために、視野のずらし方だけを変えた実験を3パターン行った。そ

それぞれ位置合わせの後に視野ずれによる影響の補正を行い、3 パターンそれぞれで求めた反射率のばらつきを計算した。これをリュウグウの明るさのばらつきと同等の領域内の画素ごとに行い、その最大値を視野ずれによるばらつきとした。視野ずれの補正にはビンニングもしくはスムージングを用い、ビンニングではビンニングする画素数(2×2～10×10 画素)、スムージングでは重み付けに使用するガウス関数の半値幅(2～10 画素)を変えることで補正の強さを変化させ、それぞれの場合で補正後の視野ずれによるばらつきを調べた。

## 5. 実験結果

視野ずれによる反射率のばらつきを補正方法ごとに求めた結果を Fig. 2 に示す。横軸は0を補正なしの場合として、ビンニングの場合はビンニングする領域の1辺の画素数、スムージングの場合は半値幅の画素数とした。縦軸は補正方法ごとに、視野ずれによる反射率のばらつきを反射率に対する割合(%)で示している。

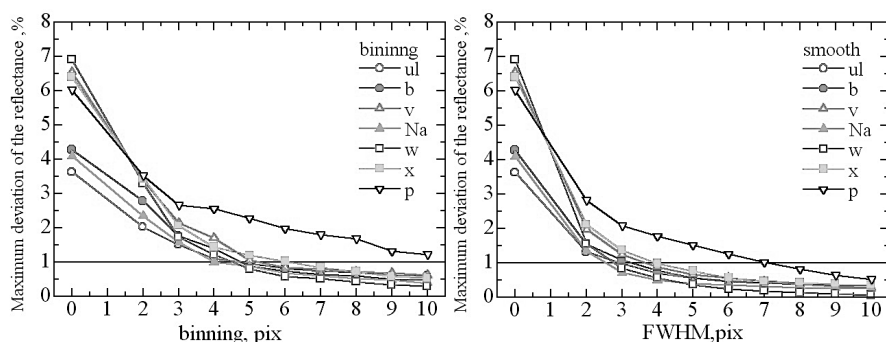


Fig. 2. 観測波長帯ごとの視野ずれによる反射率のばらつきの最大値(左：ビンニング、右：スムージング)

1 画素以下の視野ずれの影響を補正しない場合は、反射率測定精度が全観測波長帯で3%以上になり、ビンニングやスムージングで補正するとこの影響を抑えられることが確認された。この結果から、視野ずれの影響を補正した後の反射率測定精度と空間分解能の対応関係を示すことができた。

## 6. リュウグウの分光画像への適用

リュウグウの反射スペクトルについて主に使用されている特徴量は、宇宙風化の進行度合いを示すスペクトル全体の傾き、有機物の量に関係する紫外波長域の傾き、含水鉱物の存在を示す700 nm吸収帯の深さの3つである。1 画素単位でスペクトルの特徴量分布を作成すると、視野ずれの影響を考慮しない場合では地域差が見えていたが、視野ずれの影響を考慮するとその地域差は有意でないことが確認された。また、視野ずれによる反射率への影響がpバンド以外で1%以下になる半値幅4画素のスムージングで補正した場合、スペクトル全体の傾きと紫外波長域の傾きにおいて有意な地域差が見られたが、700 nm吸収帯の深さには地域差は見られなかった。さらに、いくつかのボルダーやクレータにもスペクトルの傾きに有意な差があることが確認された。特に、スペクトルの傾きが示す宇宙風化の進行度合いの地域差は地形と対応しているため、宇宙風化の進行度合いから地形変動や小天体の衝突イベントの時期を制約できる可能性がある。

### 【参考文献】

- [1] JAXA デジタルアーカイブス (<http://jda.jaxa.jp/>)
- [2] はやぶさ2 飛翔計画書

## 1 イントロダクション

中性子星は太陽の 8–20 倍の質量の星が一生の最後に起こす超新星爆発でつくられる。典型的な半径は約 12 km と小さいが、質量は太陽の 1.4 倍程度もある、超高密度な天体である。このような超高密度な環境で核物質がどのように振舞うかはまだよく分かっておらず、状態方程式 (EoS) は未だに分かっていない。EoS を制限するためのパラメーターは中性子星の質量  $M$  と半径  $R$  であり、これらは観測から測定することができる。 $M$  は主に連星系の軌道運動から、 $R$  は主に X 線バーストのスペクトルから測られてきたが、対象は限られている。また  $M$  と  $R$  だけでなく、磁場  $B$  も中性子星の起源や進化と関係のある重要な量である。X 線連星パルサーの磁場強度はサイクロtron 共鳴散乱構造 (CRSF) から測定が行われ、現在  $B = (1 - 7) \times 10^{12}$  G のものが見つかっている。一方、確実な観測的証拠はないものの、 $B \sim 10^{14-15}$  G の磁場を持つマグネターと呼ばれる天体や、X 線連星パルサーの中にも  $B \sim 10^{13}$  G を超える磁場を持つと推定されている天体もある。

Ghosh & Lamb (1979) のモデル [1] (以後 GL79) では、降着駆動型 X 線パルサー (恒星と強地場中性子星の連星系) において、降着ガスから中性子星への角運動量の受け渡しを考え、自転周期の変化率  $\dot{P}$  と光度  $L$  を関係づけている。GL79 には中性子星の  $M$ 、 $R$ 、 $B$  などが含まれるため、観測から  $\dot{P}$  と  $L$  の関係を決定することでこれらの値を推定することができる。既に複数の天体に GL79 が適用され、観測データの説明に成功している。[2]

本研究では、3 つの X 線連星パルサー X Persei、GX 1+4、A 0535+262 の長期連続観測データを解析し、 $L$  と  $\dot{P}$  の関係を詳細に求め、GL79 モデルを適用ことで中性子星の  $M$ 、 $R$ 、 $B$  に制限をつけることを目的とする。

## 2 観測と解析

まず、Be 型 X 線連星パルサー X Persei の解析を行った。全天 X 線モニターである RXTE/ASM と MAXI/GSC を用いて 1996 年から 2017 年までの 22 年間の光度曲線を調べたところ、この期間内で最大 5–6 倍程度の光度変動を示していることが分かった。また、2003 年と 2010 年と 2017 年に X 線フラックスが約 50 mCrab まで増光していることが分かり、X Persei の約 7 年の超軌道周期が示唆された。さらに、22 年分のデータを 250 日ごとにわけて Epoch-Folding 法 [3] で自転周期の解析を行い、ほとんどの期間で自転周期を検出した。自転周期は観測期間中 834–838 s の間で変化し、1996–2002 年は spin-down、2002 年以降は spin-up していることが分かった。そして隣り合う観測期間の自転周期の差から自転周期変化率を計算した。図 1 に示すように、フラックス  $F_{\text{bol}}$  と自転周期の変化率は良い逆相関を示し、GL79 の予測する傾向と良く一致していた。

次に、共生 X 線連星パルサー GX 1+4 の解析を行った。硬 X 線モニター CGRO/BATSE、MAXI/GSC を用いて GX 1+4 の 1991–2000 年、2009–2018 年の光度曲線を調べたところ、約 1 桁程度の光度変動を示していることが分かった。また、軌道位相ごとのスペクトル解析を行ったところ、位相によって水素柱密度が 6 倍程度変化していることが明らかになった。さらに CGRO/BATSE、ガンマ線モニター Fermi/GBM で自転周期の履歴を調べたところ、130–190 s の間で変化していた。自転周期は基本的に spin-down を続けているが、1994 年に

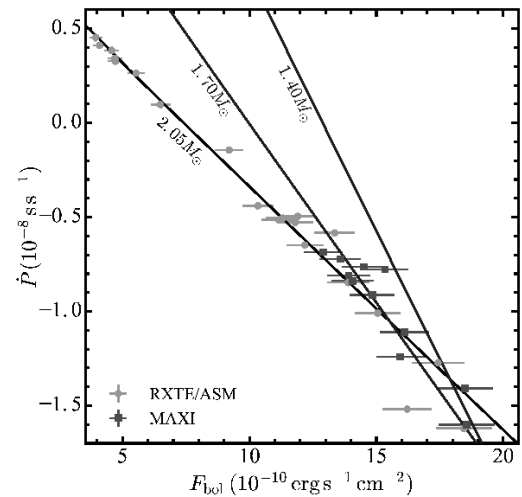


図.1 X Persei の 1996–2017 年のデータで求めた  $\dot{P}$ – $F_{\text{bol}}$  関係と GL79 モデルの比較。左側の線は  $M = 2.05M_{\odot}$ 、 $R = 12.9$  km、 $D = 0.81$  kpc、 $B = 8 \times 10^{13}$  G を用いたベストフィットな GL79 である。他の線は  $M$  だけ変化した場合を表す。



は一時的に spin-up を起こしていた。フラックスと自転周期の変化率は、GL79 から予測される傾向とは反対に、正相関を示した。一方 1970 年代の spin-up 期の文献値は、GL79 の予測と良く合う傾向であった。

最後に、A 0535+262 の解析を行った。MAXI/GSC を用いて 2009–2018 年までの 10 年間の光度曲線を調べたところ、主に近星点の phase でのみ大増光していることが分かった (I 型アウトバースト)。Fermi/GBM の自転周期の履歴を見ると、アウトバースト中は激しく spin-up しているものの、spin-down していると思われる期間は Fermi や MAXI ではほとんど検出できなかった。フラックスと自転周期の変化率は X Persei 同様、明らかな逆相関を示した。

### 3 GL 式と議論

GL79 のモデル式は、

$$\dot{P} = -5.0 \times 10^{-5} \mu_{30}^{\frac{2}{7}} n(\omega_s) R_6^{\frac{6}{7}} \left( \frac{M}{M_\odot} \right)^{-\frac{3}{7}} I_{45}^{-1} P^2 L_{37}^{\frac{6}{7}} \text{ s yr}^{-1}, \quad (1)$$

と表される。 $\mu_{30}$ ,  $R_6$ ,  $M_\odot$ ,  $I_{45}$ ,  $P$ , and  $L_{37}$  はそれぞれ、 $10^{30} \text{ G cm}^3$  単位の磁気モーメント、 $10^6 \text{ cm}$  単位の  $R$ 、太陽質量、 $10^{45} \text{ g cm}^2$  単位の慣性モーメント、自転周期 (s)、 $10^{37} \text{ erg s}^{-1}$  単位の光度である。ここでは、現在の中性子星の観測に基づき、質量は  $M = 1.0 - 2.4 M_\odot$ 、半径は  $R = 9.5 - 15 \text{ km}$  の範囲を仮定した。

X Persei の  $\dot{P}$  と  $F_{\text{bol}}$  には全期間を通して明らかな逆相関が見られるため、GL79 と観測結果を比較した。距離を  $D = 0.81 \pm 0.04 \text{ kpc}$  [4] の範囲で制限して GL 式を適用したところ、磁場強度  $B = (5 - 23) \times 10^{13} \text{ G}$ 、 $M = 2.03 \pm 0.17 M_\odot$  [5] の時にモデルと観測結果を良く合致させることができた (図 2 参照)。X Persei はマグネター並みの強い磁場を持ち、標準的な中性子星の質量  $M = 1.4 M_\odot$  よりも大きめの質量を持つという結果が得られた。

GX 1+4 の  $\dot{P}$  と  $F_{\text{bol}}$  は 1970 年代の spin-up phase のみ逆相関が見られたため、この期間で GL79 と比較した。距離を  $D = 4.3 \pm 1.5 \text{ kpc}$  [6] の範囲で制限したところ、磁場の範囲は  $B = (4 - 15) \times 10^{13} \text{ G}$  となった。GX 1+4 からは未だ CRSF が検出されておらず、磁場が推定できていないが、本結果から GX 1+4 が強い磁場を持つ示唆が得られた。spin-up の時期と 1990 年代以降の spin-down の期間とでは、降着のメカニズムが異なっており、spin-down の期間は GL79 は適用できないと思われる。

A 0535+262 の  $\dot{P}$  と  $F_{\text{bol}}$  も全期間を通して明らかな逆相関が見られるため、GL79 と観測結果を比較した。磁場は CRSF 観測から求められている  $B = 4 \times 10^{12} \text{ G}$  に固定し、距離  $D = 2.3 \pm 0.3 \text{ kpc}$  [4] を用いたところ、 $M = 1.45 \pm 0.15 M_\odot$  という典型的な中性子星の質量が得られた。しかし、spin-down の点がほとんど得られていないため、トルク平衡になる条件を決めにくく、半径を制限するには至らなかった。

### 4 まとめと今後

今回の研究から、X 線連星パルサーの中にもマグネターに匹敵する  $B \sim 10^{13-14} \text{ G}$  の超強磁場を持つものがある可能性が得られた。X Persei (図 2) や A 0535+262 の観測から、今後  $D$  と  $B$  が精度良く決定されてかつ spin-up/down 両方を示す天体が出てくれば、質量だけでなく半径にも制限をつけられることが期待できる。

#### [参考文献]

- [1] Ghosh, P., & Lamb, F. K. 1979, ApJ, 234, 296
- [2] Sugizaki, M., Mihara, T., Nakajima, M., & Makishima, K. 2017, PASJ, 69, 100
- [3] Leahy, D. A., Elsner, R. F., & Weisskopf, M. C. 1983, apj, 272, 256
- [4] <http://gea.esac.esa.int/archive/>
- [5] Yatabe, F., Makishima, K., Mihara, T., et al. 2018, PASJ, 70, 89
- [6] González-Galán, A., Kuulkers, E., Kretschmar, P., et al. 2012, aap, 537, A66

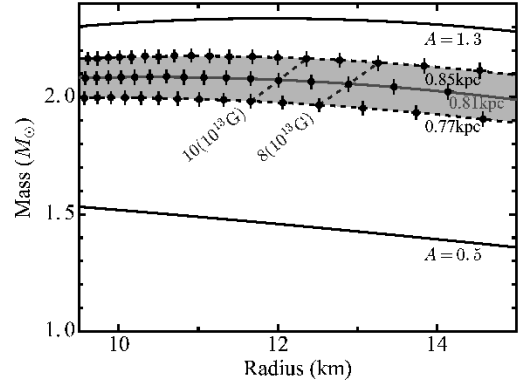


図2 X Persei の許容される  $M$  と  $R$  の範囲をグレーで示す。質量範囲は  $M = 2.03 \pm 0.17 M_\odot$  となった。点線が距離と磁場強度一定の線である。

# 天体観測用 X 線干渉計開発に向けた真空紫外線干渉計の開発

稲垣徳晃  
指導教員 北本俊二

## 1. はじめに

本研究では、新たな X 線天体観測装置である新型 X 線干渉計及び、その前段階としての地上実験用マッハ・ツェンダー型紫外線干渉計の開発を行っている。今日 X 線で天体撮像を行う場合に主流な非球面鏡を使った光学系は、非球面鏡製作の技術的限界のために角度分解能が理論限界よりもおよそ二桁悪い。この問題を解決する手段のひとつとして、我々は、干渉縞の鮮明度から天体のサイズを推定することに用途を限定し、またビームスプリッターを用いることで単独衛星での天体サイズ測定を可能にする新型 X 線干渉計を考案した。

しかし、この新型干渉計であっても、大学内での地上実験に使用できる干渉計の開口に対応した X 線ビームを実現することは難しい。そこで新型 X 線干渉計を、ビームスプリッターを使うことでビームの問題を解決できるマッハ・ツェンダー型の干渉計へと変形し、試作に向けた準備を行なっている。現在は、X 線での実験の前に、まずは真空紫外線を使った真空紫外線干渉計の実現を目指して地上実験を行なっている。

## 2. 原理

本実験で製作する紫外線干渉計の最終目標は、仮想天体のサイズを変えて鮮明度曲線を得ることである。干渉計を用いて天体のサイズを測定する場合、干渉計の開口のサイズ  $d$  と干渉縞の鮮明度  $V$  とのグラフである鮮明度曲線を用いる。ここで、鮮明度は干渉縞の明線の強度を  $I_{max}$ 、暗線の強度  $I_{min}$  として

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$$

で与えられる、干渉縞の明線と暗線のコントラストを表す量である。Michelson 干渉計の場合、光源が一様な強度を持つ球状光源であるなら、右の図 1[2] の  $p = 0$  のグラフのような関係が得られる。このグラフにおいて、鮮明度が初めて最小になる  $d$  は  $d = 1.22\lambda/\theta$  で与えられるので、天体の視直径  $\theta$  を得ることができる。

新型干渉計は開口  $d$  を変えることができるが、マッハ・ツェンダー干渉計は  $d$  は存在せず、 $d$  に相当するものは BS2(下記図 3 参照) の角度のずれ  $\Delta\theta$  となる。そこでマッハ・ツェンダー干渉計における鮮明度を計算すると、(仮想) 光源の大きさを  $D$ 、干渉縞の縞間隔を  $y$  として

$$D = ny(\Delta\theta)$$

という関係があることがわかった。ここで係数  $n$  は、実験系の部品のコンフィグレーションによって決まる値である。そこで本実験では、この計算結果をシミュレーションと実験で確かめるため、仮想天体(ピンホール)の直径  $D$  を変化させ、シミュレーションと実験双方で鮮明度曲線を作成し、その性能を評価する。

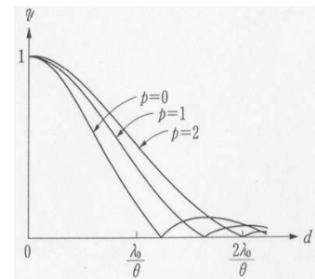


図 1: 鮮明度曲線 [2]

## 3. 実験

本実験ではこれまで、

- (1) LED 光源での干渉縞の取得
- (2) 紫外線での干渉縞獲得へ向けての干渉計の調節
- (3) 干渉縞のシミュレーション
- (4) 可視光による実験系の評価

という三つを行っている。ここでは (1)、(3)、(4) に絞って解説する。

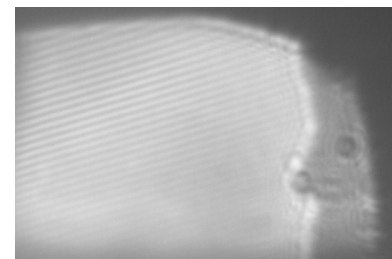


図 2: 得られた干渉縞

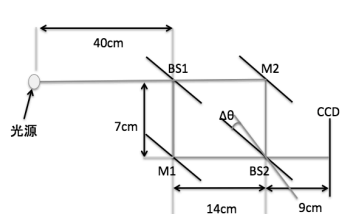
### 3.1.LED 光源による干渉縞の取得

天体は一般にレーザーでは無い。しかし、星のように点光源に近い場合は波長を狭帯域に限定することで、その波長帯域幅と点光源のサイズによりある程度の可干渉長ができるため、干渉縞を観測できる。その干渉縞を利用して、天体のサイズを測定できる。そこで、天体を模擬するためにレーザーでない LED 光源を使い、ピンホールを通して干渉縞取得を試みた。LED の波長は 670nm であり、波長幅は 25nm である。 図 2 に取得した干渉縞

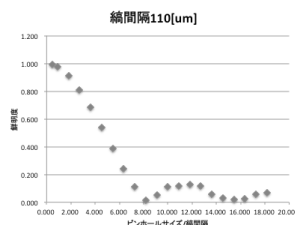
の例を示す。レーザーでなくても、干渉縞が取得できることが確認できた。

### 3.2. シミュレーションによる鮮明度曲線の作成

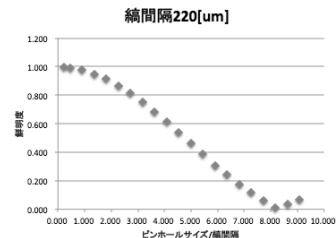
シミュレーションは坂田（2012）[3] により開発された光線追跡ソフトを改良したものを用い、干渉縞の縞間隔と、鮮明度の関係を調べた。シミュレーション上の実験系（実際の実験系とほぼ同じ）とシミュレーション結果の一つを次の図3に示す。なお、光源サイズは、各  $\Delta\theta$  ごとに  $50\mu\text{m}$  と  $100\mu\text{m}$  から  $2000\mu\text{m}$  まで  $100\mu\text{m}$  刻みで 21 個、 $\Delta\theta$  は  $-0.1^\circ$  から  $-0.2^\circ$  まで  $0.01^\circ$  刻みで 11 回実施している。



[1] コンフィグレーション



[2] 縞間隔 110 $\mu\text{m}$



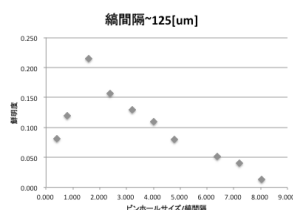
[3] 縞間隔 220 $\mu\text{m}$

図 3: シミュレーション結果

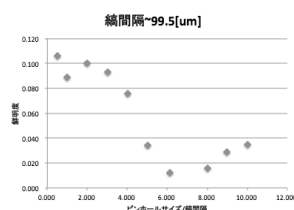
図3 中央および右の鮮明度曲線を含め、全ての  $\Delta\theta$  において、ほぼ同様の結果として  $n \sim 8.2$  が得られた。

### 3.3. 実験による鮮明度曲線の作成

実際の実験系で、シミュレーションと同様の測定を行なった。結果を次の図4に示す。使用したピンホールは  $50\mu\text{m}$  と、 $700\mu\text{m}$  を除く  $100\mu\text{m}$  から  $1000\mu\text{m}$  まで  $100\mu\text{m}$  刻みで 10 個である。



[1] 縞間隔 125 $\mu\text{m}$



[2] 縞間隔 99.5 $\mu\text{m}$

図 4: 実験結果

実験結果を見ると、縞間隔  $99.5\mu\text{m}$  では  $\sim 7$  で鮮明度が 0 に、縞間隔  $125\mu\text{m}$  では鮮明度 0 になる位置が不明瞭であった。また、どちらの場合も鮮明度は大きくても 0.1 0.2 で小さかった。

## 4. まとめと今後の展望

仮想天体のサイズ測定という干渉計自体の性能評価に向けて鮮明度曲線を描くために鮮明度と干渉縞の縞間隔との関係を計算から求めた。さらにその結果を元に、シミュレーションと実験の両方から確認を行った。これにより、おおよそ前述の関係性が成り立つことが確認できた。またここには載せていないが、可視光による干渉計の光路調節は、後一步のところまで終了している。今後は紫外線の干渉縞から鮮明度曲線を描き、評価を行いたい。

## 参考文献

- [1] W.Cash et al.2003, Experimental Astronomy, 16, 91
- [2] Max Born and Emil Wolf 「光学の原理 I」 草川 徹訳 東海大学出版会 2006
- [3] 坂田和也 2011 年度修士論文

# 偏極 $^8\text{Li}$ を用いた弱い相互作用における Lorentz 不変性の検証

Test of Lorentz invariance in the weak interaction using polarized  $^8\text{Li}$

山脇友志

指導教員 村田次郎

## 1. はじめに

自然界には様々な対称性を発見することができる。それらの対称性は現在の物理学において極めて重要な役割を果たしている。物理学における基本的な対称性に関連する原理の一つに特殊相対性理論がある。これは Lorentz 変換に対する対称性を基礎としている。特殊相対性理論とは、ある慣性系から他の慣性系へ移るときに、どのような場の方程式も満たさなければならない変換則のことであり、この変換則を Lorentz 変換と呼び、全ての場の理論はこの変換に対する不変性を有する。Lorentz 不変な模型でないと、ある系で計算した結果が他の慣性系で計算した結果と一致するとは限らないので模型として機能しない。その意味で、Lorentz 変換に対する不変性はどのような模型もいかなるときも守らなければならないものであり、Lorentz 不変性の正しさはこれまで行われてきた多くの検証実験により確認されている。また、Lorentz 不変性は一般相対性理論における一般相対性原理や特殊相対性理論における特殊相対性原理のみならず、標準理論などの素粒子物理学、場の理論においても重要な対称性として採用されており、宇宙の基本的な対称性と考えられている。

## 2. 弱い相互作用における Lorentz 不変性の検証

現在、弦理論やループ量子重力理論などの重力とその他の相互作用を統一しようとする理論研究では、あるエネルギースケールで Lorentz 不変性がわずかに破れている可能性が示唆されている [1]。このような量子重力理論では低エネルギーにおける高精度の実験によって検出される Lorentz 不変性の破れの信号を予言している [2]。Lorentz 不変性の破れが確認されれば、Lorentz 不変性を基本的な対称性としてしているの現代物理学に大きな影響を与える。しかし、弱い相互作用における Lorentz 不変性の検証は比較的少数しか検証されおらず、中でも偏極を含む弱い相互作用における検証は Groningen 大学の実験チームが発表した結果のみである [3],[4]。

本研究では、この殆ど未検証の偏極を含む弱い相互作用における Lorentz 不変性の検証を行い、Lorentz 不変性の検証理論として最も一般的でよく使われる Standard Model Extension(SME) のパラメタに新たな制限をかけることを目的としている。

## 3. 検証方法

SME では宇宙に特別な方向を仮定し、W ボゾンのプロパゲータに Lorentz 不変性を破る項を加える。これによって偏極した原子核では崩壊率の式中にエネルギーや角度依存性があらわれるので、本研究では原子核の寿命の方向依存性を地球の自転を利用し時間変動を観測した。具体的には、偏極した原子核を利用して原子核の寿命が偏極方向に同期した時間変化するかどうかの検証を行った。 $\beta$  崩壊の崩壊幅  $\Gamma$  を示す式 (1) に含まれる親核の偏極方向  $\hat{j}$  と太陽中心の座標系における実験室系の座標  $\hat{n}$  との内積の項に着目した。

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_0} = 1 + \xi \hat{n} \cdot P \hat{j}. \quad (1)$$

ここで、 $\Gamma_0$  は標準理論の枠組みにおける崩壊率、 $P$  は偏極率である。この項に含まれる地球の自転周期に同期した時間依存項を偏極  $^8\text{Li}$  の寿命を長時間測定することで調べた。もし、Lorentz 不変性が破れていなければ、宇宙に特別な方向はないため、弱い相互作用の現象に異方性は生じないはずだからである。

村田研究室では TRIUMF 研究所にて偏極原子核の  $\beta$  崩壊における時間反転対称性の破れの探索実験を行ってきた。この実験では  $\beta$  線の横偏極度を Mott 散乱の左右非対称性を観測する事で測定する。その為、円筒型ドリフトチェンバーを用いた飛跡検出器を用いる。本研究は、この時間反転対称性の探索実験で用いられる検出器群の一部を利用して行った。TRIUMF の OSAKA Beam Line から供給される偏極  $^8\text{Li}$  を一定周期で spin-flip させ、原子核の放出電子を Beam Stopper の上下左右に設置してある 4 個の検出器で 100msec 間隔で同時計数しデータを取得した。測定は 2017 年 12 月 12 日から 19 日に行われ、約 1500 回の寿命測定を行うことが出来た。

#### 4. 解析

本研究の狙いは寿命の偏極方向依存性を正確に測定することにあるので式 (2) を使い変動を評価した。

$$\Delta_{\text{LIV}} = \frac{\tau^- - \tau^+}{2\tau} \frac{1}{P_{\text{eff}}} = \xi \hat{n} \cdot \hat{J}_+ \quad (2)$$

ここで  $\tau$  は  $^8\text{Li}$  の寿命である。今回の測定の感度として重要なのが偏極率であるが寿命測定を行なっている間にも偏極状態が緩和されていくので、その効果を考慮した実行偏極率を  $P_{\text{eff}}$  としている。

偏極方向は地球の自転周期 ( $\Omega: 1/23$  時間 56 分) に同期して変化するので式 (2) の寿命の偏極方向に依存した日変動は式 (3) のようにかける。

$$\Delta_{\text{LIV}}(t) = \xi N^1 \cos\theta \cos(\Omega t + \phi) + \xi N^2 \cos\theta \sin(\Omega t + \phi) + \xi N^3 \sin\theta \quad (3)$$

実験データから得られた値を式 (3) でフィッティングを行い SME のパラメタを決定する。

#### 5. 系統性について

まず、寿命の変動として原因となるものの中で最も大きい効果をもつものは「ビーム強度」であった。生データを解析した結果このふらつきによる寿命の非対称性があったが、検出器の deadtime を評価し補正を加えたところ抑制することに成功した。他に考えられる要因として検出器の温度依存などがあるがその影響については現在解析中である。

#### 6. まとめ

長時間測定によって殆ど未検証の偏極を含む弱い相互作用における Lorentz 不変性の検証を行った。発表会ではこれまで行った解析結果について報告する。

#### [参考文献]

- [1] V. Alan Kostelecý, et al., Phys. Rev. D **39**,683 (1989).
- [2] J. P. Noordmans, et al., Phys. Rev. C **87**,055502 (2013).
- [3] S. E. Müller et al., Phys. Rev. D **88**,071901(R)(2013).
- [4] A. Sytema et al., Phys. Rev. C **94**,025503(2016).

# 白鳥座領域におけるガンマ線超過の検証

## The investigation of gamma-ray excess at Cygnus region

江畑 敦弘  
指導教員 内山 泰伸

### 1 はじめに

宇宙空間には宇宙線という高エネルギーの粒子が飛び交っている。エネルギー範囲で、 $10^8$  eV から  $10^{20}$  eV を超えるものまで 12 桁にわたって観測されておりその発生機構が現在でも研究されている。その中でも  $10^{14-15}$  eV 領域までの加速機構として超新星残骸が有力な候補として挙げられている。しかし最近、宇宙線中の  $^{60}\text{Fe}$  の組成比 [1] や、Voyager 1 及び AMS-02 で得られた宇宙線スペクトル [2] から超新星残骸による加速だけでなく、OB アソシエーションなどの星形成領域の周囲に形成されるスーパーバブル由来の宇宙線が存在する可能性が示唆された。宇宙線の主成分は陽子や  $\alpha$  粒子であり、それに加えてわずかな量の電子や重元素の原子核で構成されている。これらの粒子が制動放射やシンクロトロン放射、逆コンプトン散乱、 $\pi^0$  崩壊の過程を経ることによって X 線やより高エネルギーのガンマ線が放射される。本研究の目的はスーパーバブルを起源とするガンマ線放射である可能性が指摘されている白鳥座領域に注目し、スペクトルや空間分布の解析から宇宙線の加速機構を解明することにある。

### 2 Cygnus Cocoon

Cygnus Cocoon は銀河座標系で  $(l, b) = (80.0^\circ, 0.0^\circ)$  の白鳥座領域に存在するガンマ線源である。この領域は視直径がおおよそ  $\sim 4^\circ$  程度の大きさであり、電波や赤外線でも輝いて見える。この天体は 2011 年にフェルミコラボレーションによって報告され [3]、星形成領域 (SFR: Star Forming Region) から放射されるガンマ線が初めて観測された重要な天体である。構造体の中には大規模な星団 (Cyg OB2) があり、Cygnus Cocoon のガンマ線放射はこの星団の周囲に形成されたスーパーバブルに由来すると考えられている [3]。非熱的な放射によるスペクトルはしばしば power-law 型関数  $E^{-\Gamma}$  で近似される。ここで  $\Gamma$  を光子指数という。Cygnus Cocoon のスペクトルは周囲の星団やパルサーによる逆コンプトン散乱で予想されるスペクトルや、典型的な宇宙線スペクトルを仮定した際の星間物質 (ISM) との相互作用では説明できないほど明るく、ハードである。このことから Cygnus Cocoon はスーパーバブルによって加速された、新しい宇宙線によるガンマ線放射であると言われている。更に最近では G25+0.0 領域も注目されている [4]。この領域は XMM-Newton の観測により OB アソシエーションが確認されていて、この領域のガンマ線放射が周囲に形成されたスーパーバブル由来であれば Cygnus Cocoon に次ぐ天体となる。このように SFR からのガンマ線は今後高エネルギー天文学において新たなテーマになると予想される。

### 3 フェルミ・ガンマ線宇宙望遠鏡

フェルミ衛星は 2008 年に打ち上げられたガンマ線観測衛星である。フェルミ衛星には Large Area Telescope (LAT) と Gamma-ray Burst Monitor (GBM) の 2 種類の観測装置が搭載されていて本研究では LAT による観測データを使った。LAT は電子・陽電子対生成反応を利用した検出器で 20 MeV から 300 GeV に高い感度を持ち常に全天の 20% である 2.4 sr を監視している。LAT の空間分解能は 10 GeV より高エネルギー側で  $\sim 0.9^\circ$  (信頼度 68% で  $\sim 0.2^\circ$ ) であるので Cygnus Cocoon を空間的に分解した解析が可能である。

### 4 解析

解析を行うにあたってフェルミチームが開発した Science Tools (v10r0p5) を使用した。データの取得期間は 2008/8/4–2017/4/24 でエネルギー領域は 0.2–500 GeV、周囲で  $15^\circ \times 15^\circ$  の範囲のイベントデータを取得した。モデルマップ作成 (フィッティング) に使用したファイルは点源ソースに "3FGL カタログ"、銀河面放射に "gll\_iem\_v06.fits"、等方放射に "iso\_P8R2\_SOURCE\_V6\_v06.txt"、IRF は "P8R2\_V6" をそれぞれ使用した。空間的な形状について議論する際には既知の天体 (パルサーや銀河面放射) の放射をバックグラウンドモデルとして作成し、それをカウントマップから引いた残差マップを使用した。

上記のエネルギー領域設定の他に、 $\geq 3$  GeV と  $\geq 6$  GeV のデータを使って残差マップを作成し、点源の重ね合わせではないことを確認した。次にスペクトル解析を行うがそれに際して、空間テンプレートを作成した。空間テン

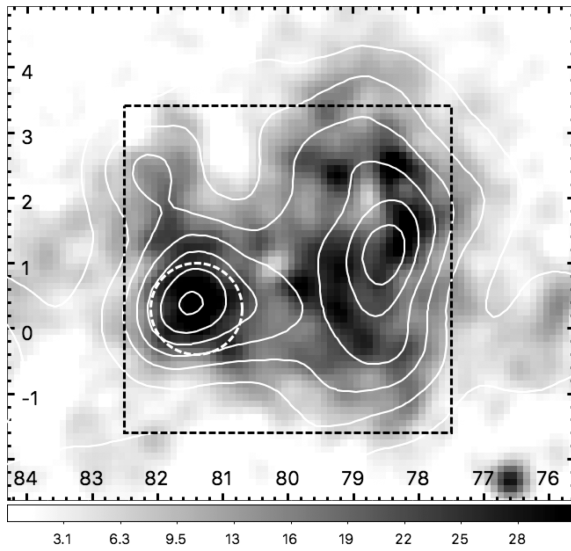


Fig.1 カウントマップからバックグラウンドモデルを引いた残差マップ (1 – 500 GeV)。0.3° のガウシアンスムージングをかけている。バックグラウンドモデルには標準銀河面放射モデル (gll\_iem\_v06.fits) を使用した。横軸と縦軸はそれぞれ銀経、銀緯を表している。等高線はプランク衛星の自由-自由放射、すなわち電離ガスを表している。破線の正方形は相関をとるのに使用した領域である。また破線の丸は特徴的な領域として分けて解析をした領域である (Fig.2 の hollow)。

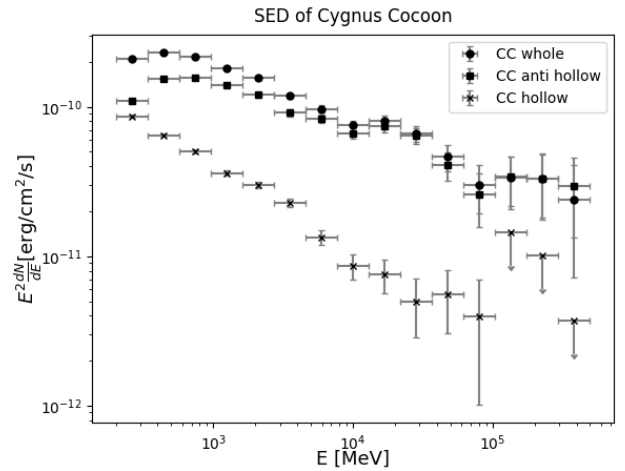


Fig.2 Cygnus Cocoon の 0.2 – 500 GeV の SED。両軸を log スケールにしている。空間テンプレートとしてプランク衛星の自由-自由放射の emission measure のマップを使用した (Fig.1 の等高線)。×印は電離ガスとガンマ線放射の相関が特徴的な領域 (Fig.1 の白い破線: hollow) から放射される成分で、● はそれ以外の領域 (anti hollow) からの放射である。■ はその合計を表す。2 つの領域には顕著な差が見られ、hollow では power-law 様なスペクトル、anti hollow では hadronic な放射に見られる数 100 MeV での折れ曲がりのようなものが見られる。

レートとは空間的に広がった (点源ではない) 天体を解析するとき用いるもので、放射強度の空間分布を仮定して作る。Fig.1 から分かる通り、プランク衛星で観測された自由-自由放射と強い相関が見られたので、そのデータをテンプレートとして利用した。この放射は emission measure という単位で測られ、電子密度とイオン密度の積を視線方向に積分した物理量を表す。その結果、スペクトルは領域 (Fig.1 の破線) によって異なる形をしているのが分かる。このスペクトル形状の差は放射機構の違いを表していると考えられるが現状ではまだ詳しくは分かっていない。

## 5 検証

Fig.1 に示す通り、この領域には標準銀河面放射モデルでは再現できない顕著なガンマ線超過が検出された。更に、この超過の空間分布は先行論文 [3] で報告されたものよりも巨大で、且つ電離ガスの密度と強く相関している (Fig.1 の等高線)。しかし morphology の解析に関して言えば、上記の方法は不完全である。つまり、バックグラウンドとなる銀河面放射の標準モデルには既にこの領域のガンマ線超過が組み込まれており、正確な空間分布を得ることはできない。更に、標準モデルでは中性水素原子 ( $H_I$ ) が光学的に薄いことや、そのスピン温度が常に一定である、といった複数の仮定のものに作られている。従って、白鳥座領域の超過について議論する場合はより詳細な検証が必要となる。そこで、 $H_I$ , CO の観測データ及び逆コンプトン散乱モデルを用いてこの領域に局所的に対応した銀河面放射モデルを構築した。本論ではこの局所銀河面放射モデルを用いた検証をしていく。

## [参考文献]

- [1] Binns, W. R., Israel, M. H., Christian, E. R., *et al.* 2016, *Science*, 352, 677
- [2] Vincent Tatischeff, Stefano Gabici 2018 arXiv: 1803.01794
- [3] M.Ackermann, *et al.* 2011, *Science*, 334, 1103
- [4] Katsuta, J., Uchiyama, Y., Funk, S. 2017, *ApJ*...839..129K

# Kanazawa-SAT<sup>3</sup> に搭載するガンマ線バースト検出器の開発

高尾祐介

指導教員 北本俊二 三原建弘

## 1. はじめに

2015 年 9 月 14 日、米国の重力波観測施設 LIGO は、太陽の約 30 倍もの質量をもつ 2 つのブラックホールが衝突・合体した際に生じた重力波 GW150914 を検出した[1]。これは、アインシュタインが一般相対性理論に基づいて重力波の存在を予言してから 100 年目の偉業であり、2017 年にノーベル物理学賞が授与された。さらに、2017 年 8 月 17 日、LIGO と欧州の重力波検出器 Virgo は、2 つの中性子星が合体してブラックホールを形成(中性子星連星合体)した際に生じた重力波 GW170817 を検出した[2]。GW170817 の検出から約 1.7 秒後には、米国 NASA のフェルミ衛星や欧州のインテグラル衛星が 2 秒ほど継続する突発的なガンマ線バースト(Short GRB)という電磁波を検出した[3][4]。こうして、重力波やガンマ線などの電磁波、さらにニュートリノ等を協調して宇宙を観測する「マルチメッセンジャー天文学」の時代が幕を開けた。

新たに重力波という宇宙を観測する手段を手に入れたことから、今後は、マルチメッセンジャー天文学が大きく進展し重要な役割を担う。特に、2004 年の HETE の観測により提案された、Short GRB の起源が中性子星連星合体であるという理論モデルの研究は、この観測によってさらに進む。一方、この観測例は少なく、この課題を解明するためのさらなる観測的研究が望まれている。私は、この観測により理論モデルの検証に貢献するため、金沢大学と協力し、2020 年ごろ打ち上げ予定の超小型衛星 Kanazawa-SAT<sup>3</sup> に搭載するガンマ線バースト検出器(Kanazawa-SAT<sup>3</sup> Gamma-ray burst Detector:KGD)を開発している。特に KGD は Short GRB の観測に適した性能をもつように設計開発されている。

## 2. KGD の開発目標

先程の科学的課題「中性子星連星合体の理論モデルの検証」のためには、X・ガンマ線突発天体の検出が必要である。そのために、KGD は、時刻の決定と X 線のエネルギースペクトルの情報を抽出する。時刻の決定からは、Short GRB の選別(時間分解能:10 ミリ秒)と、重力波と Short GRB の時間差~1.7 秒の検証を行う。一方、エネルギースペクトルの情報からは、べき数の決定(2つのバンドでハードネスの解析)を行う。そして、ガンマ線バーストとスペクトルの時間進化を調べ、Short GRB と中性子星連星合体の理論モデルを検証する。この目標を達成するために、KGD のエネルギー帯域は GRB の最大エネルギー放射のエネルギー帯に合わせて 30-300keV、有効面積は Short と Long を合わせた GRB を 20 日に 1 個ほど検出できる 70mm×70mm、時間分解能は Short GRB の特徴的な時間の変動まで観測できる 10 ミリ秒以下とした。さらに、GRB のスペクトル情報を解析するために、取得されるスペクトルの波高値の不確かさの目標を、温度やガンマ線の入射位置によるバラツキなどを含めて合計 10% 以内とした。

## 3. 検出器

ガンマ線検出器はシンチレーションカウンタである。この場合、一般的にシンチレータと光電子増倍管の組み合わせが用いられる。一方 KGD では、超小型衛星に搭載するために、宇宙仕様(打ち上げの振動耐性と長期信頼性、放射線耐性)であるが、小型、軽量、安価である民生品の素子を選択する。そのため、KGD は、シンチレータ CsI と新型光半導体素子 Multi Pixel Photon Counter(MPPC<sup>®</sup>)の組み合わせを用いて開発する。

MPPC<sup>®</sup> は、近年、浜松ホトニクス社によって開発された新しいタイプのフォトンカウンティング(光子計測)・デバイスである。その受光面は、複数のアバランシェ・フォトダイオード(APD)のピクセルを並列に接続した構造をもつ。各々のピクセルは、ガイガーモードで動作する。これにより、わずかな光の入射に対しても大きな出力を得られ、高 S/N と安定した測定を実現している。さらに、小型、軽量、低電圧で動作といった利点もあるため、超小型衛星の搭載に適している。



#### 4. MPPC<sup>®</sup> の性能評価

MPPC<sup>®</sup> の性能評価として4つの実験を行った。まず、テスト検出器(CsI+MPPC<sup>®</sup>)による基礎性能評価の実験を行った。そして、出力する信号の大きさ(Pulse Height:以後 PH)は、入射したガンマ線のエネルギー損失量に比例すること(エネルギー線型性)を確認した。また、取得されるスペクトル半値全幅/PH(エネルギー分解能)は、 $E^{-0.5}$ でフィットした。つぎに、ゲインの温度依存性を補正する実験を行った。温度補正付きのMPPC<sup>®</sup>用バイアス電源によって補正すると、PHの温度によるバラツキは、温度範囲:-20~50℃で0.56%(標準偏差/平均値)まで抑えられた。さらに、長期間安定性を確認する実験を行った。計22日間連続でデータを取得し、問題なく動作することを確認した。最後に、放射線耐性を確認する実験を行った。160MeVのプロトンを1krad照射したMPPC<sup>®</sup>の基礎性能評価の実験を行い、KGDの開発目標に対し問題なく動作することを確認した[6]。

#### 5. 衛星搭載用 KGD プロトタイプ基板

MPPC<sup>®</sup>からの信号処理部分のうち、KGDアナログ回路部の設計、ブレッドボードによる動作試験、およびKGDフライト基板設計を行った。MPPC<sup>®</sup>からの電荷信号は、電荷有感型増幅器(時定数:5 $\mu$ s)にて入力電荷に比例した電圧信号に変換した。その電圧信号は、不感時間を短くするために、ポール・ゼロ・キャンセル回路にて、アンダーシュートを防止し、さらに減衰の時定数を短く(時定数:5 $\mu$ s $\rightarrow$ 0.5 $\mu$ s)した。その後、電圧信号を2つに分岐し、1つはピーク・ホールドしてADCに入力、もう1つはディスクリミネーター回路に導き、ADCのトリガー信号用パルスに変換した。これらの回路は、すべて+3.3V片電源でレール・ツー・レールオペアンプを使って構成した。最後に、ADC付きのマイコンボードでデジタル処理を行い、スペクトルデータを生成した。1イベントの処理時間は、18 $\mu$ sとなり、目標の時間分解能を達成した。次に、KiCadという回路図エディタを用いて、KGD電子回路部を設計し、衛星に搭載するためのKGDプロトタイプ基板の製作を行った。そして、KGD基板のアナログ回路部テスト測定を行い、ダイナミックレンジ約30倍を確認した[5]。衛星搭載用KGDプロトタイプ基板は、ケースに入れ固定し、衛星に搭載する予定である。

#### 5. KGD の性能評価

KGDの性能評価として、3つの実験を行った。まず、KGDの基礎性能評価の実験を行った。ガンマ線源には、<sup>109</sup>Cd(22keVと88keV)、<sup>57</sup>Co(122keV)、Th+W(238keV)を用いた。エネルギー線型性の測定結果からは、一桁のエネルギー帯域で線形が保たれていることを確認した[6]。また、エネルギー分解能の測定結果からは、PHに対して22keVのガンマ線では約30%、88keVのガンマ線では約20%のスペクトルの広がりをもつことがわかった[6]。つぎに、KGDの受光面(70 $\times$ 70mm<sup>2</sup>)において、入射ガンマ線の場所によるPHのバラツキを測定した。実験では、受光面を領域16か所に分割し、領域1, 2, ..., 16の順に鉛板でコリメートした線源を置き、ポイント照射した時のスペクトルを取得した。測定時間は、各々300秒とした。取得されたPHの場所によるバラツキは、22keVのガンマ線で1%(標準偏差/平均値)、88keVで2.5%となった[6]。最後に、KGD内MPPCの受光面積とその集光量の関係を確認する測定を行った。この実験では、70 $\times$ 70 $\times$ 6mm<sup>3</sup>のCsIに取り付けるMPPCの総面積(個数や各々の受光面積)を変更し、取得されるPH( $\propto$ 集光量)/エネルギーを比較した。さらに、この実験値を数値シミュレーションによる計算値と比較し、KGDの幾何学的集光効率を確認した。その結果、3mm角MPPC12個(MPPC受光面積:108mm<sup>2</sup>)を並列につないだ基板を、CsI一辺に取り付けて測定された集光量が最も大きかった。そのため、衛星搭載用3mm角MPPC12個並列基板を設計した。

#### 6. 結果

設計製作したKGDは、本機を搭載候補品として、要求性能を満足することを確認することができた。

##### [参考文献]

- [1]B. P. Abbott, *et al.*, *PRL*, 116, 061102(2016) [2]B. P. Abbott, *et al.*, *PRL*, 119, 161101(2017)
- [3]B. P. Abbott, *et al.*, *ApJL*, 848, L13(2017) [4]V. Savchenko, *et al.*, *ApJL*, 848, 2, L15(2017)
- [5]高尾祐介, 他:「ガンマ線バースト用ガンマ線検出器の開発」, 日本物理学会春季大会(2018, 東京理科大学)
- [6]高尾祐介, 他:「ガンマ線バースト用ガンマ線検出器」, 日本物理学会秋季大会(2018, 信州大学)