

立教大学大学院理学研究科物理学専攻  
2015 年度博士課程前期課程最終試験

概要集

日時：2016 年 2 月 18 日（木）

2016 年 2 月 19 日（金）

場所：8 号館 8201 教室

発表 20 分 質疑応答 10 分

## 2014年度博士課程前期課程最終試験(案)

2月18日 8201教室

10:00-17:15

時間	発表者	タイトル	頁
座長 小泉			
10:00-10:30	小林 諒太	q-Virasoro代数の超対称拡張に向けて	0
10:30-11:00	長島 徹	RHIC-PHENIX実験Run15における前置半導体検出器を用いた高多重度トリガーシステムの開発と陽子+陽子衝突系生成物質の方位角異方性の検証	1
11:00-11:30	安西 央	Ne 固体における Feshbach 共鳴状態を経由した励起原子の脱離	3
11:30-12:00	芝崎 和夫	LIBS によるその場 K-Ar 年代測定法の検証	5
12:00-13:30 昼休み			
座長 内山			
13:30-14:00	坂元 祐子	TRIUMF-MTV 実験のための スピントリップに同期する系統性抑制法の開発	7
14:00-14:30	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	9
14:30-15:00	上野 稚知	Ne クラスタにおける電子的励起過程の研究	11
15:00-15:30	前田 惇徳	惑星観測を目指した 極周回成層圏望遠鏡FUJINの開発	13
15:30-15:45 休憩			
座長 田中			
15:45-16:15	小川 潤	シフト対称性を持つホルンデスキー理論における ブラックホールの不安定性	15
16:15-16:45	古賀 泰敬	定常球対称な理想光子気体降着流における 音速点と光子球の一致	17
16:45-17:15	池澤 祥太	PROCYON/LAICA による深宇宙からのジオコロナ観測	19

2月19日 8201教室 10:00-15:00

座長 亀田			
10:00-10:30	津村 大樹	Suzaku/XMM-Newton 衛星による 早期型星の X 線放射機構の観測的研究	21
10:30-11:00	小笠原 康太	回転ブラックホールからのエネルギー引き抜き過程	23
11:00-11:30	吉田 立	Field-programmable gate array を用いた time to digital converter の開発とN/Gamma separation への応用	25
11:30-12:00	荒川 真範	フェルミ衛星による超新星残骸Vela Jr のGeV ガンマ線解析	27
12:00-13:30 昼休み			
座長 平山			
13:30-14:00	秋田 悠児	高階微分理論の諸側面	29
14:00-14:30	萩原 佳太	Fermi LAT を用いたパルサー星雲N157B の 短期変動可能性の探査とガンマ線放射機構の解明	31
14:30-15:00	安田 竜矢	水星ナトリウム大気の変動	33

# $q$ -Virasoro 代数の超対称拡張に向けて Towards a Supersymmetric Extension of $q$ -Virasoro Algebra

14LA001R 小林 諒太  
指導教員 江口 徹

## 1 Introduction

共形場理論は（量子）場の理論の一種であり、共形変換（各点における角度を保存する変換）のもとで不変な理論のクラスをいう。中でも二次元の共形場理論は Virasoro 代数という無限次元 Lie 代数の対称性に基づく豊かな枠組みを持ち、厳密に可解な構造を持つ理論として [1] を皮切りに数学・物理学の両分野で広く研究されてきている。ここで厳密に可解であるとは、理論のスペクトルを全て列挙し、種々の相関関数まであらわに決定できることを意味する。

二次元の共形場理論では、特定の場合を質量項として変形に用いると、変形系において無限個の保存量が生き残る例が知られている [2, 3, 4, 5]。このような例を共形場理論の可積分変形と呼ぶ。ここで重要となるのは、対称性と保存則の関連性を鑑みると、質量項を付与して共形対称性を破ったあとも系に無限次元の対称性が存在すると考えられる点である。最も簡単な変形系の場合、Virasoro 代数の  $q$ -類似に当たる  $q$ -Virasoro 代数がその対称性の候補と考えられている [7, 8, 9]。[8] では  $q$ -Virasoro 代数が XYZ-スピン鎖模型のダイナミカル対称性 [6] と呼ばれる対称性の一種を担うことが示唆されている。

$q$ -Virasoro 代数は Virasoro 代数の重要な性質を反映した自然な  $q$ -類似であるが、元の代数と一見無関係そうに見えるこの代数が二次元共形場理論由来の変形系に現れることは驚くべき事実である。この結果は変形  $W$  代数の場合にも拡張できることが知られている [11, 12]。

一方で、二次元共形場理論（Virasoro 代数）には種々の超対称拡張が知られているが、超共形場理論においても可積分変形の存在が知られている [13, 14]。すなわち、ここでも変形系の対称性としてある代数が出現し得ることが示唆されている。本発表では、対応する超対称可積分変形との関連を考慮して、 $\mathcal{N} = 1$  超 Virasoro 代数の  $q$ -類似に関連する研究をまとめる。

## 2 Virasoro 代数の $q$ -類似： $q$ -Virasoro 代数

二次元共形場理論の可積分変形の最も簡単な例として、ミニマル・ユニタリ模型の特定のプライマリー場による変形がある。この場合、変形系は sine-Gordon 系として振る舞うことが知られている [3]。[7] は Virasoro 代数の重要な性質を保った  $q$ -類似を考案し、次いでその  $q$ -Virasoro 代数が XYZ-スピン鎖模型のダイナミカル対称性を担う可能性が示唆された [8]。XYZ-スピン鎖模型の連続極限が sine-Gordon 模型に相当する。ここで代数  $\mathfrak{g}$  の  $q$ -類似（量子代数）とは  $\mathfrak{g}$  の 1-パラメータ変形であり、 $q \rightarrow 1$  の極限で元の代数  $\mathfrak{g}$  に帰着するものをいう。

この  $q$ -Virasoro 代数が受け継いでいる Virasoro 代数の重要な性質とは、その特異ベクトルがある特定の多項式の系列で与えられることである。ここで特異ベクトルは Virasoro 代数と  $q$ -Virasoro 代数に共通して現れる固有ベクトルの一種であり、特異ベクトルの存在は最高ウェイト表現の可約性と等価である。Virasoro 代数では自由場表示した特異ベクトルが Jack 対称多項式で与えられることが証明されている [10]。[7] は  $q$ -Virasoro 代数の特異ベクトルを自由場表示すると、Jack 対称多項式の  $q$ -類似に当たる Macdonald 対称多項式で与えられるように代数を定義した。

## 3 $\mathcal{N} = 1$ 超 Virasoro 代数と可積分変形

$\mathcal{N} = 1$  超 Virasoro 代数はボソン生成子  $\{L_n\}_{n \in \mathbb{Z}}$  とフェルミオン生成子  $\{G_r\}$  及びセントラル・チャージ  $c$  を用いて定義される超代数である。ボソン生成子だけに注目すると、Virasoro 代数は超 Virasoro 代数の部分代数となっていることがわかる。また、フェルミオン生成子の超カレントは円上で二種類の境界条件（周期的あるいは反周期的）を取り得る。 $r \in \mathbb{Z} + \frac{1}{2}$  のときを Neveu-Schwarz セクター、 $r \in \mathbb{Z}$  のときを Ramond セクターと呼ぶ。フェルミオン生成子の超カレントに対応する電荷は超対称性の生成子である超電荷に他ならない。

Virasoro 代数と同様、超 Virasoro 代数もまた最高ウェイト表現を構成することができる。この場合も特異ベクトルの存在が表現の可約性の判定に用いられる。特異ベクトルの存在を予見する Kac 行列式の公式は超 Virasoro 代数に対しても知られており、例えば Neveu-Schwarz セクターの場合は特別な最高ウェイト  $h = h_{r,s}$  について次数  $rs/2$  に特異ベクトルが存在することがわかっている。

これまでの議論で、超 Virasoro 代数を対称性として持つ二次元超共形場理論においても可積分変形の存在が調べられている。[13] は超共形場理論のミニマル模型に特定のプライマリー超場を用いて可積分変形を行うと、変形系において無限個の保存量が生き残ることを示した。さらに、これらの保存量が量子超対称 Korteweg-de Vries (KdV) 方程式の保存量と一致することを突き止めた。[14] の例は超対称 KdV 方程式や超対称修正 KdV 方程式および超対称 sine-Gordon 方程式の保存量の無限個の組が、超 Virasoro 代数の生成子を用いて書けることを古典論・量子論の双方から調べた。以上のように超共形場理論の変形系においても無限個の保存量が現れる場合が示され、この結果は変形系の対称性を担う代数の存在を示唆していると考えられる。

#### 4 Conclusions and Discussion

特に  $\mathcal{N} = 1$  超 Virasoro 代数に着目した場合、前述の  $q$ -Virasoro 代数の例に倣うと、 $\mathcal{N} = 1$  超 Virasoro 代数の  $q$ -類似を構成するにあたり重要となるのは代数の表現論における特異ベクトルと対称（超）多項式との対応である。 $\mathcal{N} = 1$  超 Virasoro 代数の特異ベクトルと対称（超）多項式との対応はこれまでに知られており、Jack 対称超多項式に対応する例 [15, 16] と Uglov 対称多項式に対応する例 [17] がある。前者の Jack 対称超多項式はその  $q$ -類似 (Macdonald 対称超多項式) が構成されている [18, 19]。すなわち、この Macdonald 対称超多項式とその特異ベクトルが対応するような  $\mathcal{N} = 1$  超 Virasoro 代数の  $q$ -類似を構成すれば、それが  $\mathcal{N} = 1$  超 Virasoro 代数の自然な  $q$ -類似となることが期待される (Fig. 1)。

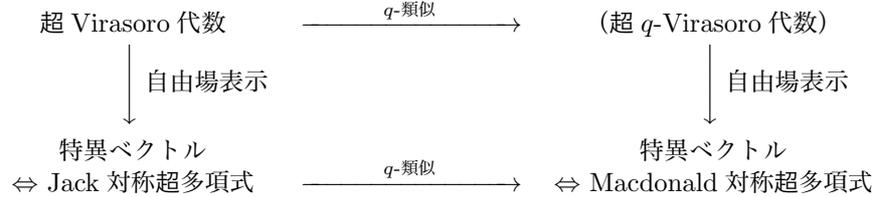


Fig. 1 Expected Correspondence between Super Vir. and  $q$ -super Vir.

#### References

- [1] A. A. Belavin, A. M. Polyakov, A. B. Zamolodchikov, *Nucl. Phys.* **B241** (1984) 333-380.
- [2] A. B. Zamolodchikov, *JETP Lett.* **46** (1987) 160-164; *Adv. Stud. Pure Math.* **19** (1989) 641-674.
- [3] T. Eguchi and S.-K. Yang, *Phys. Lett.* **B244** (1989) 373-378; *Phys. Lett.* **B235** (1990) 282-286.
- [4] A. B. Zamolodchikov, *Int. J. Mod. Phys.* **A4** (1989) 4235-4248.
- [5] F. A. Smirnov, *Int. J. Mod. Phys.* **A6** (1991) 1407-1428.
- [6] B. Davies, O. Foda, M. Jimbo, T. Miwa and A. Nakayashiki, *Comm. Math. Phys.* **151** (1993) 89-153.
- [7] J. Shiraishi, H. Kubo, H. Awata and S. Odake, *Lett. Math. Phys.* **38** (1996) 33-51.
- [8] S. Lukyanov, *Phys. Lett.* **B367** (1996) 121-125.
- [9] S. Lukyanov and Y. Pugai, *Nucl. Phys.* **B473[FS]** (1996) 631-658.
- [10] K. Mimachi and Y. Yamada, *Comm. Math. Phys.* **174** (1995) 447-455; *RIMS 講究録* **919** (1995) 68-78.
- [11] T. Nakatsu, *Nucl. Phys.* **B356.2** (1991) 499-529.
- [12] E. Frenkel and N. Reshetikhin, arXiv preprint q-alg/9708006.
- [13] P. Mathieu, *Nucl. Phys.* **B336.2** (1990) 338-348.
- [14] I. Yamanaka and R. Sasaki, *Prog. Theor. Phys.* **79.5** (1988) 1167-1184.
- [15] P. Desrosiers, L. Lapointe, and P. Mathieu, *JHEP* **2012.9** (2012) 1-43.
- [16] L. Alarie-Vézina, P. Desrosiers, and P. Mathieu, arXiv preprint arXiv:1309.7965 (2013).
- [17] S. Yanagida, arXiv preprint arXiv:1508.06036 (2015).
- [18] O. Blondeau-Fournier, P. Desrosiers, L. Lapointe, and P. Mathieu, *Lett. Math. Phys.* **101.1** (2012) 27-47.
- [19] O. Blondeau-Fournier, P. Desrosiers, L. Lapointe, and P. Mathieu, arXiv preprint arXiv:1202.3922 (2012).

# RHIC-PHENIX 実験 Run15 における 前置半導体検出器を用いた高多重度トリガーシステムの開発と 陽子+陽子衝突系生成物質の方位角異方性の検証

長島徹

指導教員 中川格 村田次郎

## 1. 研究背景

原子が正イオンと電子とに電離した状態をプラズマと呼ぶ。プラズマ状態は固体・液体・気体に次ぐ第四の状態相であり、電子が原子の束縛を振り切るほどの高エネルギーを獲得したときに実現する。同様に、高エネルギー下でクォークやグルーオンが陽子や中性子の閉じ込めから解放され、自由に動き回る状態をクォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) と呼ぶ。QGP 状態はビッグバンから数  $\mu$  秒後、ハドロン生成前に実現していたと考えられており、QGP の理解は初期宇宙発展の解明に大きな役割を担う。

米国ブルックヘブン国立研究所に建設された相対論的重イオン加速器 (RHIC : Relativistic Heavy Ion Collider) は、QGP の生成とその性質の解明を目的とした世界初の高エネルギー重イオン衝突型加速器である。2005 年までに RHIC で行われた金原子核同士の衝突実験で観測された生成粒子方向の角度相関において、QGP 由来と見られる特徴的な楕円型方位角異方性が確認され、QGP 生成を裏付ける結果のひとつとされている。従来、楕円型方位角異方性は原子核同士衝突系でしか観測されないと考えられていた。しかしながら近年、同様の方位角異方性が陽子+陽子や陽子+鉛原子核の様な小さな衝突系においても見られることが LHC の複数の実験グループから報告された[1][2]。RHIC ではこれまでに重水素+金原子核[3]、ヘリウム 3+金原子核[4]衝突で同様の相関が観測されているが、陽子+陽子衝突での詳細な検証は行われていない。

## 2. FVTX 検出器を用いた高多重度トリガーシステムの開発と導入

これまでの実験から、楕円型方位角異方性をはじめとする衝突時の集団運動現象は、衝突系の大小に関わらず終状態における粒子多重度に依存することを示唆する結果が報告されている。本研究では RHIC では初となる陽子+陽子衝突系における楕円型方位角異方性の観測を目指し、PHENIX で稼働中の前置半導体検出器 (FVTX : Forward Silicon Vertex Detector) を用いた高多重度トリガーシステムの開発に取り組んだ。

PHENIX の先行する重水素+金原子核、ヘリウム 3+金原子核衝突では Beam Beam Counter (BBC) を用いた高多重度トリガーが実用されているが、陽子+陽子衝突において BBC は中心領域を覆う検出器群との相関が弱く、高多重度トリガーとしては機能しない。一方、FVTX は PHENIX 検出器群の中でも最も衝突点に近い位置に設置された飛跡検出器のひとつであり、中心領域を覆う検出器の高多重度イベントとの相関が強く、高多重度トリガーを備える検出器として適している。トリガーシステムの概念図を Fig. 1 に示す。トリガー信号は FVTX で検出された飛跡の数を元に生成される。信号発行は FVTX 読み出し回路である Front End Module (FEM) および FEM Interface Board (FEM-IB) に組み込まれた FPGA 上で行われる。FVTX のヒット情報から FEM ごとに飛跡の有無を判断し、さらに下流の FEM-IB で各 FEM の飛跡フラグを数え、飛跡数がしきい値よりも高いイベントにトリガー信号を発行する。

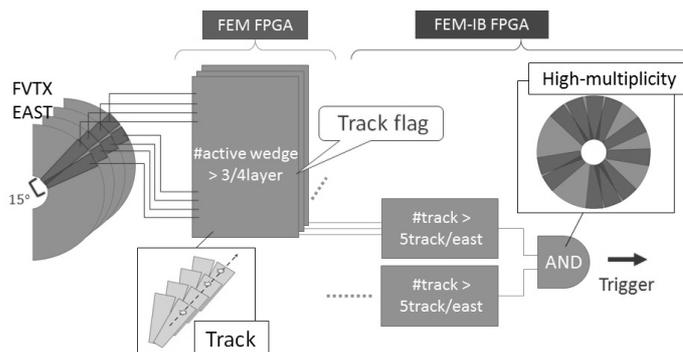


Fig. 1. FVTX 検出器読み出し回路とトリガーデザイン

本トリガーシステムは 2015 年 3 月より稼働を開始し、PHENIX 実験 Run15 で行われた陽子+陽子、陽子+金原子核、陽子+アルミニウム原子核すべての衝突実験で物理データを取得した。陽子+陽子衝突においてはビームの上下流に位置する南北 FVTX 検出器それぞれのトリガー信号の論理積と論理和をとり稼働した。本トリガーにより収集されたイベント数は陽子+陽子で 500M、陽子+金原子核で 300M、陽子+アルミニウム原子核で 180M イベントを達成し、陽子+陽子衝突系における方位角異方性の検証に最低限必要と予想されていた 80M イベントを大幅に上回るイベント数の収集に成功した。Fig. 2 は FVTX 高多重度トリガーと PHENIX 最小バイラストリガーである BBC トリガーとのパフォーマンス比較で、FVTX で検出された飛跡

数分布を各トリガーごとにプロットしたものである。最小バイアストリガーと比べて低多重度領域のイベントが効率的に棄却されていると共に、高多重度領域においては 100 倍程度のトリガー効率を達成した。また FVTX よりも中心領域を覆う検出器においても同様の解析を行い、最小バイアストリガーに比べて高多重度イベントに感度があることが分かった。この他、Run15 陽子+陽子衝突実験において本トリガーで収集したデータを用いて FVTX で検出された飛跡数をラン番号ごとに評価し、トリガー稼働前の試験運用期間を除き概ね安定的に稼働していたことを確認した。

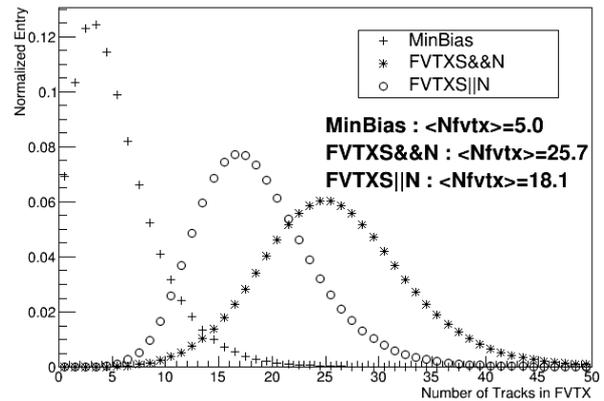


Fig. 2. FVTX で検出された飛跡数分布の比較

### 3. 陽子+陽子衝突系生成物質の方位角異方性の検証

粒子衝突による生成物質の異方性を調べる方法のひとつとして、一度の衝突事象で観測された粒子間でペアを作りその放出方向の角度差を調べる二粒子相関と呼ばれる解析手法がある。粒子どうしの衝突を考えると、多くの場合衝突に関与する反応領域は粒子どうしが重なる楕円形になる。この領域で QGP が実現していた場合、反応領域と周りの真空との圧力勾配が楕円の長軸方向と短軸方向で異なることから、生成粒子の時間発展に異方性が生じる。一方、反応領域が相転移せず核子どうしの衝突が起こっていると考えると、生成粒子どうしが作用しあい衝突時の異方性が時間発展に伴い平均化されていく。すなわち、観測された粒子の方位角異方性を調べることでその系で QGP 相転移が起こっていたかどうかを検証することができる。

前述のトリガーシステムを用いた解析に向けた前段階として、既存トリガーを使った陽子+金原子核衝突系における方位角異方性の検証を行った。本解析は PHENIX 実験グループにおいて過去にも取り組まれており、新たな衝突系において新たなトリガーシステムを用いた解析を目指す本研究のボトムラインとして必要不可欠である。Fig. 3 は横軸を生成粒子の横方向運動量、縦軸を方位角異方性の楕円型成分として、異なる粒子多重度での結果を比較したものである。尚、粒子多重度は BBC 検出器で観測した電荷量で与えられる。これまでの実験で確認されている、高横運動量で楕円型成分の変化率が小さくなる特徴的な横運動量依存性が見られる。また BBC の粒子多重度に対し有意な依存性が見られ、多重度が大きいほど楕円型異方性成分が大きい傾向があることが分かった。

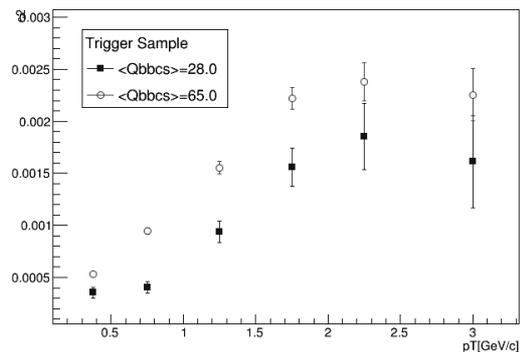


Fig. 3. 楕円型方位角異方性成分の横方向運動量および粒子多重度依存性

### 4. 今後の展望

これまでの最小バイアストリガーを用いた解析結果を踏まえ、FVTX 高多重度トリガーを用いたより高い粒子多重度での陽子+金原子核及び陽子+陽子衝突実験データの解析を進める。一方で、LHC の実験グループでは陽子+陽子衝突系における楕円型方位角異方性には明らかな粒子多重度依存性は見られないという報告もされており、RHIC の衝突エネルギー領域においてどのような依存性が見られるかの検証を行う。また高多重度トリガーシステムは 2020 年から稼働が予定されている sPHENIX 実験にも導入が検討されており、本研究で取り組んだ開発および性能評価が将来計画での成功の鍵を握る。

### 参考文献

- [1] V.Khachatryan, et al., CMS Collaboration, JHEP 1009 (2010) 091
- [2] Physics Letters B 718 (2013) 795-814
- [2] Phys. Rev. Lett. 111,212301 (2013)
- [3] Physics Letters B 747 (2015) 135-138

# Ne 固体における Feshbach 共鳴状態を経由した励起原子の脱離

## Desorption of metastable atoms via Feshbach-type electron resonances in solid Ne

安西央

指導教員 平山孝人

### 1. はじめに

固体からの原子、分子の脱離現象は熱的、入射粒子との運動量授受などのいくつかの要因によって起こる。その中で電子や光の入射によって固体中の原子が電子的に励起し、脱離する現象を電子遷移誘起脱離 (Desorption Induced by Electronic Transitions: DIET) と呼ぶ。特に電子の入射による粒子の脱離現象は電子衝撃脱離 (Electron Stimulated Desorption: ESD) と呼ぶ。

数 eV ~ 数十 eV といった低エネルギー電子での ESD 実験では、負イオン共鳴状態 (入射電子が固体の原子に束縛された状態) が固体からの脱離現象に大きく関わることがある。その代表的な例として Feshbach 共鳴がある。Feshbach 共鳴は主に気体において研究が行われており、原子の励起エネルギーよりやや低い入射電子エネルギーで観測される励起原子と入射電子との負イオン共鳴状態である [1]。負イオン共鳴後は基底状態、または、よりエネルギーの低い励起状態に崩壊する。

現在、Ar 固体において Feshbach 共鳴を経由した励起原子の脱離が観測されている [2]。しかし、固体の Ne からの Feshbach 共鳴を経由した励起原子の脱離は観測されていない。また、Feshbach 共鳴による励起原子の脱離過程は不明な点が多い。

本研究では Ne 固体を標的とした低エネルギー領域での ESD 実験を行い、複数の入射電子エネルギーにおいて、未観測であった Ne 固体での Feshbach 共鳴を経由した励起原子の観測に成功した。さらに脱離過程の解明を目的として考察を行った。

### 2. 実験装置

実験装置の概略図を Figure 1 に示す。金メッキされた銅基板上に標的となる Ne の固体を生成し、電子ビームを入射する (電流量: 10nA, エネルギー幅: 0.11eV [3])。脱離した光や粒子は MCP (Microchannel Plate) により検出される。このとき、荷電

粒子は MCP 前のメッシュ極板により MCP に到達できない。また、電子ビームの照射時間を 10 $\mu$ s にパルス化することで、脱励起による光と励起原子を飛行時間から区別することができる。

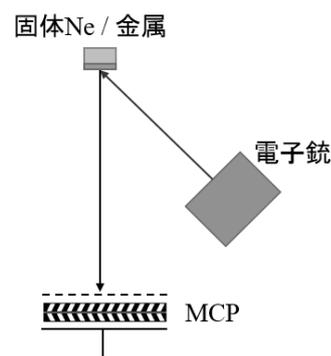


Fig. 1, 実験装置概略図。

### 3. 結果と考察

厚さ 100ML (100 原子分の厚さ) の Ne 固体での Ne\*脱離収率の入射電子エネルギー依存性を Figure 2 に示す。18eV, 19eV, 20eV 付近の入射電子エネルギーで共鳴構造を持つことが観測された。この共鳴構造は固体中の Ne が Feshbach 共鳴状態 Ne\*- を経由して Ne\*を生成し、脱離したものと考えられる。

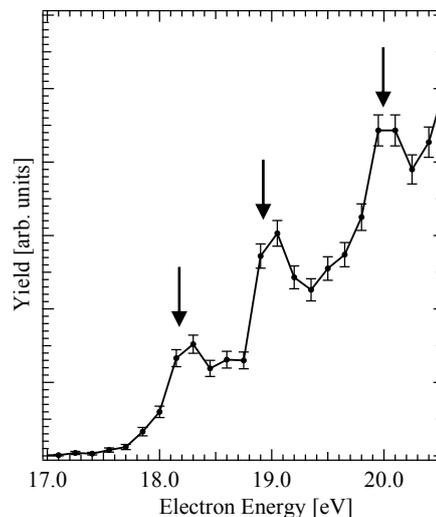


Fig. 2, Ne 固体 (100ML) の Ne\*脱離収率の入射電子エネルギー依存性。

標的固体の膜厚の違いによる  $\text{Ne}^*$  の脱離収率のエネルギー依存性の変化を Figure 3 に示す。19eV と 20eV の負イオン共鳴の強度は 10ML までは確認できず、100ML 以上では膜厚が増加するとともに強くなり、500ML でおよそ飽和状態になっている。対して 18eV の負イオン共鳴の強度は単調に減少し、500ML 以上では脱離はほぼ確認できない。

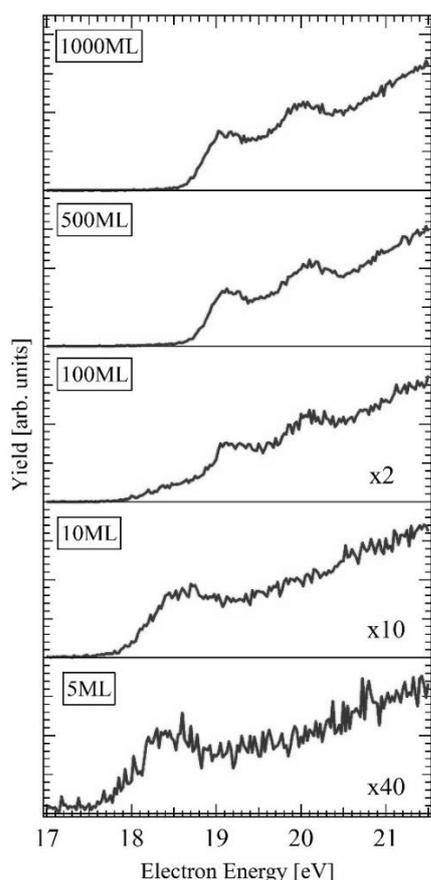


Fig. 3, Ne 固体を標的とした 5 ~ 1000ML までの膜厚での  $\text{Ne}^*$  脱離収率の入射電子エネルギー依存性。

Figure 3 の結果から、脱離した  $\text{Ne}^*$  が経由した負イオン共鳴状態の生成位置を見積もることができる。19eV, 20eV の共鳴構造の膜厚依存性から負イオン共鳴状態がバルク（固体内部）で生成し、 $\text{Ne}^*$  に崩壊していると考えられる。この場合、膜厚の増加とともに、 $\text{Ne}^{*-}$  の生成数、および  $\text{Ne}^*$  の生成数が増加し、 $\text{Ne}^*$  の脱離収率も増加するためである。

一方、18eV の共鳴構造の  $\text{Ne}^*$  は基板付近に生成された負イオン共鳴状態を經由している可能性がある。基板付近で生成された共鳴状態のみが  $\text{Ne}^*$  に崩壊する場合、膜厚増加とともに入射電子が基板付近に到達しにくくなるため、 $\text{Ne}^*$  脱離収率も減少する

ことが見込まれる。事実、18eV の負イオン共鳴はエネルギー保存則からバルクで共鳴状態から  $\text{Ne}^*$  に崩壊することはできないが、基板との相互作用により励起原子が生成され、脱離することが可能である [2]。

また 18eV の共鳴エネルギーにおいて特徴的な飛行時間スペクトルが観測された。10ML における共鳴エネルギーの場合（=18.3eV：実線）と共鳴エネルギーではない場合（=19.5eV：点線）の飛行時間スペクトルを Figure 4 に示す。共鳴エネルギーでの飛行時間スペクトルでは一部、運動エネルギーの高い脱離(200 $\mu\text{s}$  付近)が観測された。

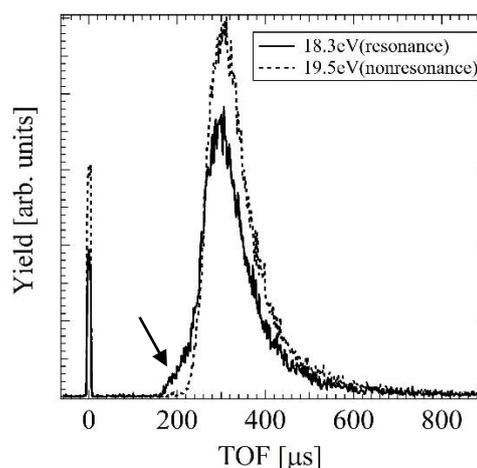


Fig. 4, 入射電子エネルギーが 18.3eV (共鳴) と 19.5eV (非共鳴) におけるの飛行時間スペクトル。

希ガス固体からの  $\text{Ne}^*$  の脱離は固体中の励起原子の最外殻電子が周囲の原子と反発することに起因することが知られている。負イオン共鳴状態は励起状態に比べて主量子数の大きい電子が 2 つ存在するため、より強い反発力を生むことが予測される。

18eV の共鳴構造はほとんどが基板付近に生成された負イオン共鳴状態を經由したものであると考えられるが、一部は表面付近にできた負イオン共鳴状態が直接的に、大きな運動エネルギーを持って脱離をしていると考えられる。

#### 参考文献

- [1] G. J. Schulz, Rev. Mod. Phys. **45**, 378 (1973).
- [2] A. D. Bass, E. Vichnevetski, P. Cloutier, and L. Sanche, Phys. Rev. B **57**, 14914 (1998).
- [3] H. Sawa, M. Anzai, T. Konishi, T. Tachibana, and T. Hirayama, in preparation.

# LIBSによるその場 K-Ar 年代測定法の検証 Verification of *in-situ* K-Ar dating using LIBS

芝崎和夫  
指導教員 亀田真吾

## 1. 背景

惑星表面の形成年代を知ることは惑星科学において重要である。これまで形成年代の絶対値はサンプルリターンによって地球に持ち帰られた岩石試料の放射性年代測定によって推定されてきた。しかしながらサンプルリターンは膨大な費用がかかり、近年では試料を地球に持ち帰らずにその天体上で年代測定をする方法が模索されている。これまでに地球外で行われたその場年代測定は NASA のローバ Curiosity が火星で行った 1 例のみである。Curiosity は K を  $\alpha$  粒子 X 線分光計(APXS)、Ar を四重極質量分析計(QMS)で測定し、後述の K-Ar 年代測定を行い岩石の固化年代を  $42.1 \pm 3.5$  億年と推定した[1]。しかし、Curiosity が測定に用いた装置は大型であり、運用には大型のローバが不可欠であるという問題を抱えている。

## 2. 目的

本研究では小型で軽量のその場年代計測を実現するために、LIBS(Laser Induced Breakdown Spectroscopy:レーザー誘起絶縁破壊分光装置)で K と Ar 両方を検出するその場 K-Ar 年代測定を検討している。LIBS とはパルスレーザーを試料に照射し、発生したプラズマを分光することで元素組成を分析する装置である。K-Ar 年代測定は $^{40}\text{K}$ が半減期 12.5 億年で $^{40}\text{Ar}$ に放射壊変することを利用し、岩石中の $^{40}\text{K}$ と $^{40}\text{Ar}$ の比から岩石の固化年代を推定する手法である。これまでに LIBS を用いた岩石中の K の検出は行われているが、Ar の検出例はない。したがって本研究では Ar 検出を目的とした実験を行った。

## 3. 先行研究

これまでに LIBS で岩石中の Ar 検出を目的とした実験が行われている[2]。この研究では検出可能性の高い Ar 輝線の検討を行い、以下の検出実験を行った。大気圧下で生成されるレーザー生成プラズマの典型的な温度と電子密度はそれぞれ 1 eV(11600 K)、 $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ である[3]。これらの値を使い Saha の式を用いて輝線強度を計算した結果、104.82 nm と 106.66 nm の中性原子が発する輝線強度が卓越する [4]。これらの波長域は真空紫外領域と呼ばれ、大気を透過しない。そのため真空紫外分光装置(後述)を製作し実験を行った。Si(純度 99.9999%)を用いて予備実験を行ったところ、検出を想定していなかった Si IV(106.66 nm)輝線を検出した(Fig. 1)。Si IV 輝線は発光に高い励起エネルギー(31.5 eV、Ar I は 11.6 eV [4])を必要とするため、プラズマが予想よりも高温であると考えられる。Si IV 輝線は Ar I 輝線と波長が近いので、このままでは Ar I 輝線を検出することができない。別の先行研究から、真空中でプラズマが数万 K であるのはプラズマ生成初期の数十 ns 程度であり、プラズマの任意の時間の発光のみを検出するゲート動作での分光を行い、低温になったプラズマのみを検出することで多価イオン輝線を除去して、中性原子の輝線を検出できる可能性があることがわかった(Fig2)[4]。

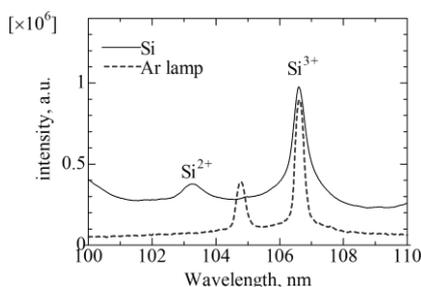


Fig. 1 Si と Ar lamp のスペクトル

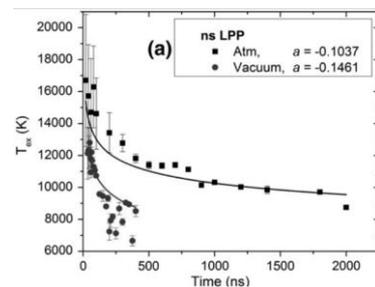


Fig. 2 プラズマ温度の推移 [5]

## 4. Ar 検出実験

ゲート動作が可能な真空紫外分光装置を製作した (Fig. 3)。レーザーには Nd:YAG レーザー(波長 1064 nm, パルス幅 5-7 ns, パルスエネルギー50 mJ)を用いた。レーザー照射によって生成されたプラズマは凹面回折格子で分光される。検出器には蛍光面付 MCP を使用し、蛍光面に映ったスペクトル像を CCD カメラで撮像し

てスペクトルを得た。MCP とレーザーは遅延信号発生器に接続されており、いずれも遅延信号発生器からのトリガー信号を受けて駆動する。トリガー信号は開始時刻、パルス幅を任意に設定することができる。したがってプラズマが発生してから任意の時刻が経過した時点でのプラズマを分光計測することができる。試料として AIST の玄武岩標準試料 JB-1a に天然試料の数百倍の Ar を加えた試料 (Ar 含有量 0.1 cc/g、以降 JB-1a+Ar と表記) と輝線同定用に Si (純度 99.9999%)、石英 (SiO<sub>2</sub>) を使用した。

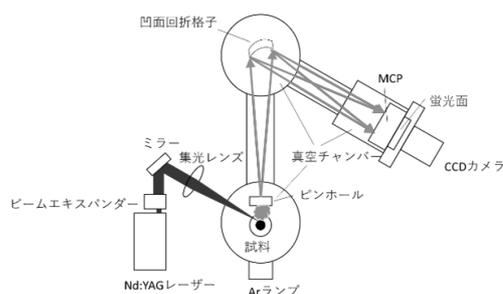


Fig. 3 真空紫外分光装置

## 5. 実験装置で検出される Ar 量の見積もり

真空紫外分光装置で検出される Ar 量を見積もる。電子温度 1 eV、電子密度  $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 、発光時間 400 ns である場合で検討を行う。真空紫外分光装置の MCP+蛍光面+CCD カメラの変換効率 0.01 count/photon[2]、試料から回折格子までの立体角 0.036 sr[2]、回折効率 5%[6][7]であるため、JB-1a+Ar (Ar 含有量  $3.12 \times 10^{-6} \text{ mol/g}$ ) にレーザーを 1 回照射したときに検出される Ar I (104.8 nm) 輝線は 115 count となる。輝線の広がり を考慮した場合、ピーク波長の強度は 11.5 count となる。

## 6. 実験結果・考察

JB-1a+Ar にレーザーを照射し 0 ns 後取得したスペクトルと照射 300 ns 後に取得したスペクトルを Fig. 4 に示す。300 ns 後のスペクトルでは Ar I 輝線と波長の近い Si IV の輝線強度が大きく低減していることが確認できる。またレーザー照射 0 ns 後では O IV と Si IV の多価イオン輝線を検出したことに対して、300 ns 後では Si II や Fe II の価数の低いイオン輝線を検出したことから、目標通り低温のプラズマを計測したと考えられる。しかし、Ar の検出には至らなかった。今後の LIBS での Ar 検出の可能性について検討を行う。本実験で検出遅延時間を 300 ns とし、JB-1a+Ar にレーザー 2000 回照射して取得したスペクトルの 104.82 nm の統計誤差は 1051 count であった。レーザー照射回数を増やし SN=3 で 104.82 nm の Ar 輝線を検出する場合、レーザー照射回数を  $1.50 \times 10^8$  回に増やす必要がある。レーザーの繰り返し周波数を 10 Hz とするとレーザー照射に 4176 時間を要する。従って現状では惑星探査では本手法を用いることは現実的ではないと考えられる。遅延時間を輝線が検出されなくなるレーザー照射後 1  $\mu\text{s}$  まで徐々に遅らせて計測を行ったが、背景光が残った。この発光は迷光だと考えられる。実験装置に迷光対策を施し、迷光成分を低減させれば統計誤差を減らすことができ、Ar 検出の可能性が向上すると考えられる。

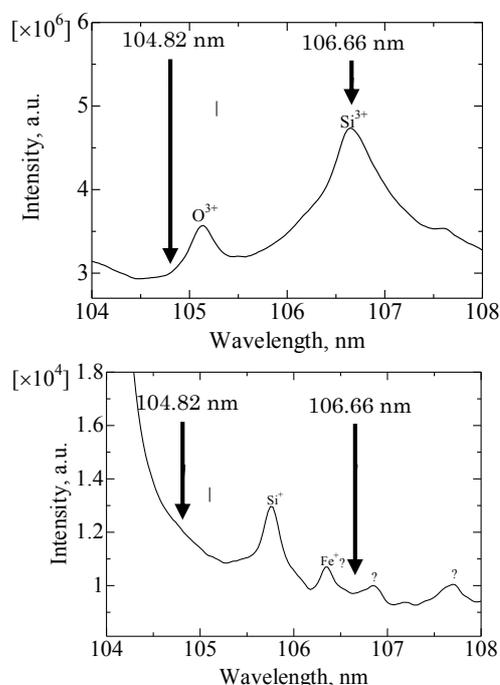


Fig. 4 JB-1a+Ar のスペクトル レーザー照射 0 ns 後(上)、300 ns 後(下)

### [参考文献]

- [1] Farley *et al.*, In Situ Radiometric and Exposure Age Dating of the Martian Surface, Science 343, DOI: 10.1126/science.1247166, (2014).
- [2] 奥村, 2015, 立教大学修士論文
- [3] Cremers and Radziemski, Handbook of LASER-INDUCED BREAKDOWN SPECTROSCOPY
- [4] NIST Atomic Spectra Database, <http://www.nist.gov/pml/data/asd.cfm>
- [5] Freeman *et al.*, Spectrochimica Acta Part B 87 43-50, (2013).
- [6] HORIBA, 521 02 100-R typeI
- [7] HORIBA, Material Reflectivity

# TRIUMF-MTV 実験の為にスピンドリフトに同期する系統性抑制法の開発 Suppression of a Systematics with Beam spin flipping for the MTV experiment

坂元祐子  
指導教員 村田次郎

## 1. 研究背景

ビックバン直後には等量に存在したと考えられる物質と反物質が、現在では物質が圧倒的に多く存在するという「物質優勢」の謎がある。その謎を説明するための条件の一つに、CP 対称性の破れが挙げられる。CP 対称性の破れについて、これまで理論的にも実験的にも観測されているがその程度が小さく、現在の物理学ではその全てを説明するには至っていない。本研究では、偏極  $Li-8$  を用いて、CP 対称性と等価である T 対称性の破れの探索を行っている。大きな T 対称性の破れを見つければ、宇宙の謎を説明できるだけでなく、標準理論を超える新たな物理の発見にもつながる。

そこで、 $\beta$  崩壊率の式中の T 対称性と P 対称性を破る、R 相関項に着目している。T 対称性が成り立つならば、R 相関項は 0 という値を取るはずである。この項は、親核の偏極・放出電子の偏極・放出電子の運動量という 3 つのベクトルによる三重相関項で表されており、それらのパラメータに T 変換を行うと、電子が横偏極成分を持つとき、R 相関項の符号が変わり物理法則が変わることが分かる。それを見つめるため、電子の横偏極度に感度を持つ Mott 散乱を利用し、電子の散乱方向の左右非対称性 (Asymmetry) を測定している。

2010 年度には平面型ドリフトチェンバーを用いた物理測定 (Run-II) を行い、世界一の統計精度を達成した [1]。現在は円筒型ドリフトチェンバー (CDC) を導入し、2013 年度までに検出器の大方のセットアップは完了し、2014 年度は線源を使った系統性調査を行い、その原因究明に成功した。

## 2. 2014 年度の系統性調査の結果

2014 年度の線源を用いた系統性調査の結果から、電源供給系や装置の冷却システム、線源の強度・位置変化などの系統性の原因が明らかとなった。可能な限り系統性を抑制し、それでも残ってしまう系統性についてはその大きさを評価する必要がある。来年度以降の物理測定に向け、系統性の抑制と評価の方法を確立させることが今年度の目標である。電源供給系や冷却システムに起因する系統誤差は、電源の安定性や効果的な冷却システムの構築などの対策により、抑制できることが分かっている。それ以外の原因として、実験を行う上で避けることのできないビームのスピンドリフトに伴う P 対称性の破れが挙げられる。そこで発生する系統性を抑制するための方法を確立することを目指している。

$\beta$  崩壊過程における P 対称性の破れにより、放出電子は一様に放出されるのではなく放出角度に依存して偏りを持って放出される。この P 対称性の破れによる Asymmetry (以下、A-Asym.) が、私たちの観測する T 対称性の破れによる Asymmetry (以下、R-Asym.) と区別できない系統性の原因となる。2014 年度の調査とシミュレーションの結果から、線源位置依存性の測定はビームのスピンドリフトを再現しており (fig. 1 参照)、その結果としてスピンドリフトに同期した A-Asym. による系統性が見つかった (fig. 2 参照)。私たちが注目すべき R-Asym. も、スピンドリフトを逆を向いた Up/Down の状態で Asymmetry を計算しているため、スピンドリフトと同期する。よって、A-Asym. が R-Asym. と同期することを意味し、R-Asym. を過大評価しかねない深刻な問題となる。

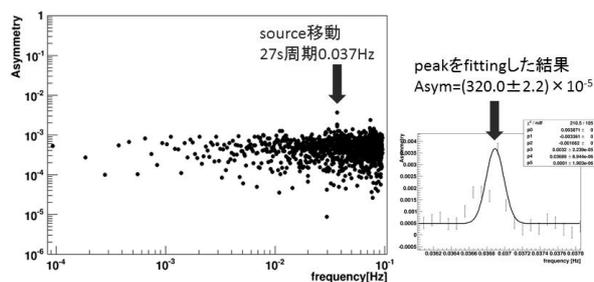


fig. 1 source position dependence exp. Result[2]

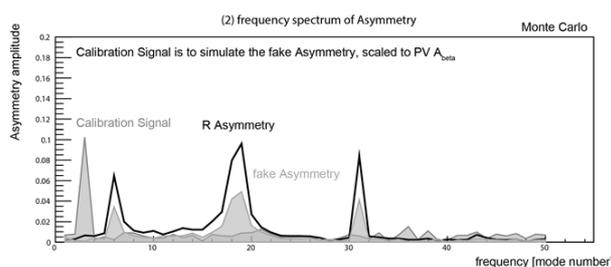


fig. 2 frequency spectrum of Asymmetry  
from Monte Carlo (SSP2015, Jiro Murata)

### 3. 2015 年度の取り組み

スピンドリップに同期する系統性の評価方法として、スピンドリップとは別の周波数領域において、擬似的な A-Asym. を作り出す方法を考えた。検出器に対するビームの位置を変化させることで、電子のカウント数が変化し、擬似的な P 対称性の破れによる A-Asym. を作る事ができる。それをスピンドリップとは異なる周波数領域で行うことで、周波数解析を用いて R-Asym. と A-Asym. による系統性を区別・評価することができるはずであると考えた。

擬似的な A-Asym. を作る方法として、ビーム自身を動かすのではなく検出器を移動させることで、検出器とビームの相対的な位置を周期的に変化させることにした。約 180kg もある検出器は、重荷用短軸ロボットとリニアガイドを組み合わせることでスムーズな移動を可能にしている。

ロボットを用いて測定を行い、フーリエ解析を行ったところ、予想通りロボットの移動周期の領域に擬似的な A-Asym. によるピークを確認することができた (fig. 3 参照)。この値は、系統性評価のために必要となる R-Asym. と A-Asym. の相関グラフの縦軸となる。また、ロボット移動によるトリガーカウンターの数の比を算出し、それが横軸となる (fig. 4 参照)。このカウント比は擬似的な P 対称性の破れの効果を表すので、擬似的な A-Asym. と見なすことができる。ロボットの移動距離を変化させ、複数の A-Asym. について測定を行った。その結果を R-Asym. と A-Asym. の相関グラフにまとめ、今年度の系統性を評価する。また、R-Asym. の周波数領域においてフーリエ解析を行い、R-Asym. の精度を求める。今年度の系統性の精度と R-Asym. の精度から、来年度の物理測定達成できる精度を求めることができる。これらの系統性調査とその結果について、詳細を修論発表会にて報告する。

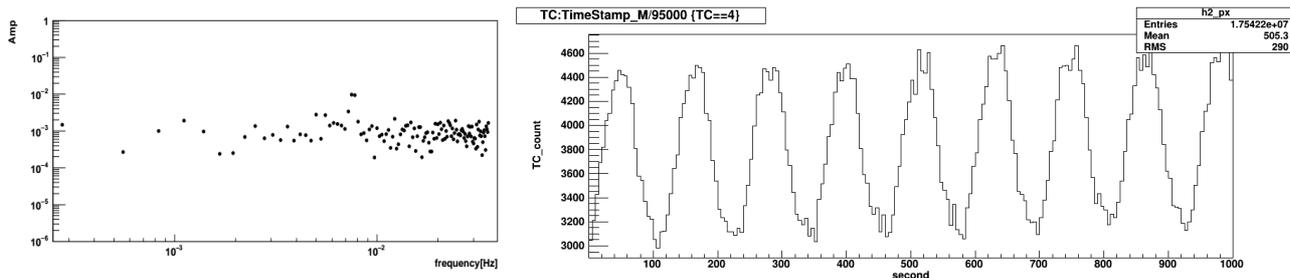


Fig. 3 FFT spectrum with the robot moving      fig. 4 TC count with the robot moving

#### [参考文献]

- [1] J. Murata et al, "Test of Time Reversal Symmetry using polarized  $^8\text{Li}$  at TRIUMF-ISAC", J. Phys. : Conf. Ser. 312 (2011) 102011; J. Onishi et al. "Electron Transverse Polarimeter for the MTV experiment at TRIUMF", J. Phys. : Conf. Ser. 312 (2011) 102012
- [2] 尾崎早智, "CDC を用いた MTV/MTV-G の系統性調査", 立教大学理学研究科修士論文 (2014)

# 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

羽取美令

指導教員 村田次郎

## 1. 研究背景

1998年、ADDモデル[1]という理論が発表された。余剰次元が1mm以下のスケールに丸まりコンパクト化されており、この範囲内で重力のべき乗則が逆二乗則から逸脱する可能性があるという内容である。余剰次元とは4次元以上の空間次元を指し、重力の極端な弱さに起因する階層性問題を解決するために導入された考え方である。もし余剰次元が存在すれば、空間次元数を反映するべき乗則が変更され重力が強まり階層性問題を解決できるという。ADDモデル発表以前は余剰次元のコンパクト化のスケールはプランク長程度だと考えられており、重力の逆二乗則からの逸脱を実験的に確認することは困難だとされていた。しかし、ADDモデルが実験可能なスケールでの逸脱を指摘して以来、それを観測しようと多くの実験が行われている。

逆二乗則の検証実験の比較には以下の湯川型ポテンシャルが用いられている。これは $r \sim \lambda$ でADDモデルを近似的に表現できる。

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

$G$ は万有引力定数、 $\alpha$ は結合定数、 $\lambda$ は有限の到達距離である。近年行われている数々の実験により $\alpha$ と $\lambda$ の値に制限をかけていくことで逆二乗則の検証が進められている。

## 2. Newton-V の開発

本研究室ではNewtonプロジェクトと称し、近距離重力の精密検証のための装置を開発してきた。これまでに開発された装置Newton-IからNewton-IVhはねじれ秤の原理に基づいており、Newton-IVhではミリメートルスケールにおける重力の観測と逆二乗則の検証に成功している[2]。この結果を踏まえ、昨年度よりマイクロメートルスケールでの検証を目指したNewton-Vの開発に着手した。

Newton-Vはワイヤー型カンチレバーを用いて重力を検出する。アトラクター（重力源）による重力で生じるワイヤーカンチレバーのたわみ変形を測定し、その変位から重力の大きさを得るという原理である。今年度はカンチレバーだけでなくアトラクターにも直径数 $10\mu\text{m}$ のワイヤーを、シールドとして厚さ数 $10\mu\text{m}$ の金属薄膜を使用することでマイクロメートルスケールでの実験を可能にした。

アトラクターはモーターで回転させるので、モーターの振動がカンチレバーに及ぶことは避けられない。それをなるべく抑えるため、今回開発したNewton-Vの装置では防振材や密度の高い素材でできた部品を使用して振動を吸収させるようにした。また、カンチレバーを管の中に設置することで、軸の回転で生じる残留気体の擾乱を避ける構造にした。

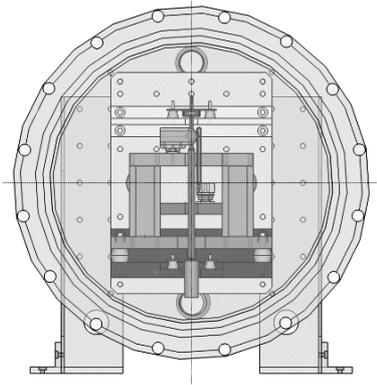


Fig. 1. Newton-V 全体図

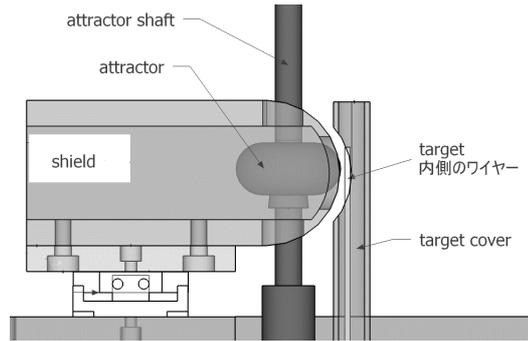


Fig. 2. Newton-V 観測部分周辺

### 3. 画像処理型変位計

ワイヤー型カンチレバーの変位予測は1nm以下と非常に小さい[3]。これを検出するためには装置の熱雑音をなるべく抑えることが必要である。そのためにデジタル顕微鏡と高精度画像処理型変位計を導入した。この方法ではカンチレバーを広い範囲で観測してその重心で変位を評価するため、レーザー変位計のような狭い範囲での観測に比べ熱雑音による高次の振動を見かけ上抑えられる。

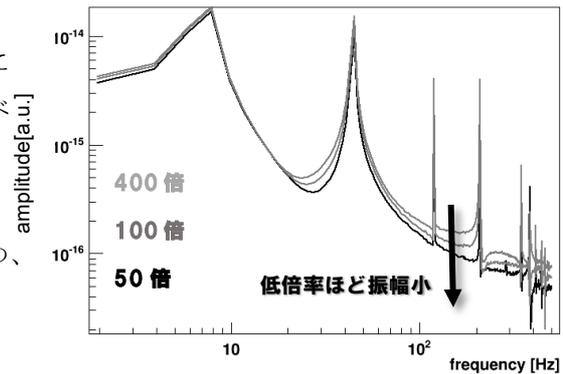


Fig. 3. カメラの倍率の違いによる

振動スペクトルシミュレーション

### 4. 有限要素法によるシミュレーション

ワイヤーの挙動をシミュレーションするために有限要素法による計算を導入した。ワイヤーと同じ大きさの円柱型モデルを複数の微小領域に区切り各領域で方程式を解き物体の解析を行なう計算方法である[4]。

まず実際のワイヤーの振動と有限要素法で得た振動スペクトルを比較し、固有振動のピークが一致することを確認した (Fig. 4)。そこで次に、アトラクターからの重力に見立てた負荷をかけたときのワイヤーの振動をシミュレーションし、振動スペクトルに重力シグナルが現れることを確認したと同時に、負荷の大きさとワイヤーの振幅の関係を調べた。これに負荷の周波数とワイヤーの振幅との関係を組み合わせることで、重力シグナルの理論予測が可能になった。

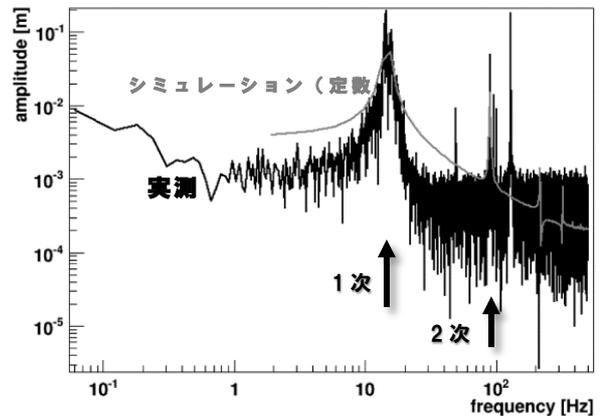


Fig. 4. タングステンワイヤーの振動スペクトル

(形状は直径 40  $\mu$ m、長さ 4cm)

#### [参考文献]

- [1] N.Arkan-Hamed, S.Dimopoulos and G.Dvali, Phys. Lett. B, 429 (1998) 263-272
- [2] 村上遥菜, 立教大学理学研究科修士論文(2014)
- [3] 齋場俊太郎, 立教大学理学研究科修士論文(2015)
- [4] 高野直樹, 浅井光輝, 「メカニカルシミュレーション入門」, コロナ社(2006)

# Ne クラスターにおける電子的励起過程の研究 Electronic excitation processes in Ne clusters

上野稚知  
指導教員 平山孝人

## 1. はじめに

クラスターとは、原子または分子が2～有限個集まったもののことである。我々は、原子と固体の中間の存在であるクラスターを標的とした電子衝突実験を行い、物質の性質がどのように原子から固体に変化するのかを目的として、クラスターの励起過程を観測している。

我々が今実験に用いているのは希ガスクラスターである。希ガスの結合に寄与しているファンデルワールス力は非常に弱く、室温程度でただちに解離してしまうため、クラスターを生成することはできない。そこで我々は、希ガスクラスターの生成に必要な低温条件を実現するため、断熱膨張法を用いて希ガスクラスターを生成している。Fig.1にその概略図を示す。断熱膨張法とは、数気圧程度の気体をその平均自由行程よりも十分大きな径のノズルを通して真空中に噴出して冷却をする手法である。冷却された膨張気体が三体衝突を起こした結果ファンデルワールス力により結合し、希ガスクラスターが生成される[1]。

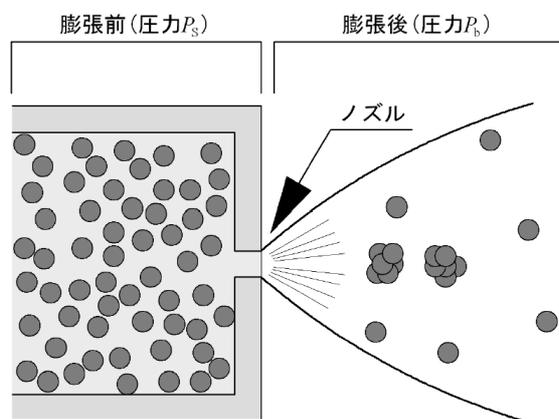


Fig.1:断熱膨張法の概略図。

## 2. 目的

本研究の目的は、希ガスクラスターの電子衝突実験から、電子エネルギー損失スペクトルのクラスターサイズ依存性を測定し、電子的な性質が原子から固体へどのように変化していくかを明らかにする事である。

具体的には、Ne クラスターの電子エネルギー損失スペクトルの形状・強度・ピーク位置のサイズ依存

性を既知である Ar クラスターのスペクトルと比較し、原子の大きさ・電子的構造の違いで、固体的性質を表すサイズがどのように違うのか、を明らかにする。

## 3. 装置

電子エネルギー損失分光器の概略図[1]を Fig.2 に示す。希ガスクラスターの励起過程を観測する手段として、我々は電子エネルギー損失分光法を用いている。電子エネルギー損失分光法とは、既知のエネルギーを持った電子を標的に衝突させ、エネルギー損失した散乱電子を観測することで、標的の電子的励起過程に関する情報を得る方法である。6 ホウ化ランタン(LaB<sub>6</sub>)単結晶から引き出した熱電子をエネルギー選別器に通し、平行平板で曲げクラスタービームと平行に合流、衝突させる。散乱電子をエネルギー分析器に通し、様々なエネルギーを持つ散乱電子の個数を調べることで電子エネルギー損失スペクトルを得ている。

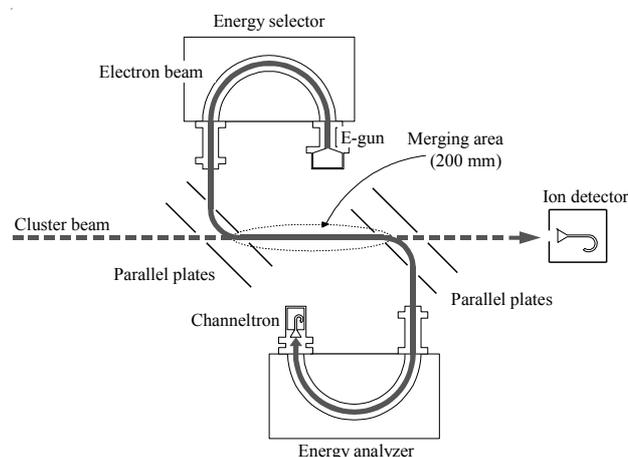


Fig.2:電子エネルギー損失分光器の概略図。

## 4. 結果

現在、He/Ne 混合ガス(比率:He 30%, Ne 70%)を用いて、クラスターの生成を試みている。また、He/Ne 混合ガスを実験槽に直接入れて、電子エネルギー損失スペクトルを取る方法と、He/Ne 混合ガスをクラスター生成のためのノズルから吹き、ビームにして2つの真空槽を通過させて実験槽に入ってきたものを測定する方法の2通りの実験を行っている。

最初に He/Ne 混合ガスを実験槽に直接入れ測定した電子エネルギー損失スペクトルを示す (Fig. 3)。

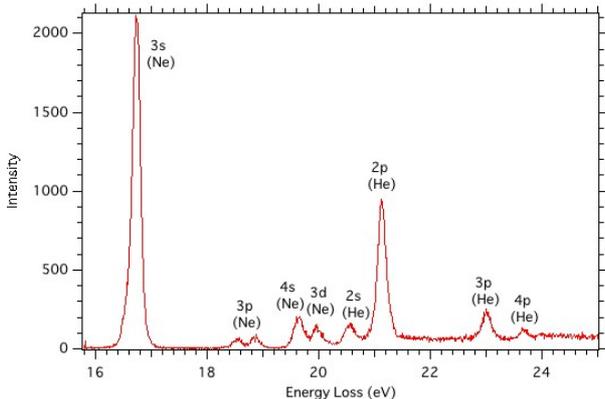


Fig.3: He/Ne 混合ガスの電子エネルギー損失スペクトル(入射電子エネルギー100eV, 散乱角 0 度)

16.7eV のピークは Ne 原子の  $2p^53s$  励起状態、21.1eV のピークは He 原子の  $1s2p$  励起状態に対応している。

次に、He/Ne 混合ガスをノズルから吹き、ビームにして測定した結果を示す。ここで言うビームとは、それぞれの原子の速度の向きと大きさが揃っていて、互いにほとんど衝突しない状態である。ノズルから噴出したガスがビームになっていることを確認するために、パルスバルブでパルス化されたビームを生成し、パルスバルブ解放を時間の基準とした、ビーム強度の時間スペクトルを測定した。観測する散乱電子のエネルギーを Ne 原子の  $2p^53s$  励起エネルギー、He 原子の  $1s2p$  励起エネルギーにそれぞれ固定して、時間スペクトルを測定することで、ノズルから噴出される He/Ne 混合ガスがビームになっていることを確認した (Fig. 4)。

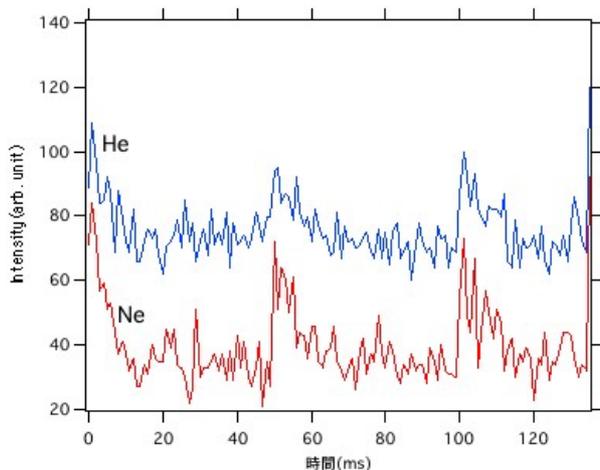


Fig. 4 He/Ne 混合ビームの時間スペクトル (周期 50ms, パルス幅 7ms)

Fig. 4 は、周期が 50ms、パルス幅が 7ms の He/Ne

混合パルスビームを生成した時の時間スペクトルである。周期最初の 7ms 間にビームが生成されているため、強度が大きくなっている。それ以外の時間の強度は、ポンプで排気しきれなかった残留ガスの寄与である。

次に、He/Ne 混合ビームの電子エネルギー損失スペクトルを Fig. 5 に示す。

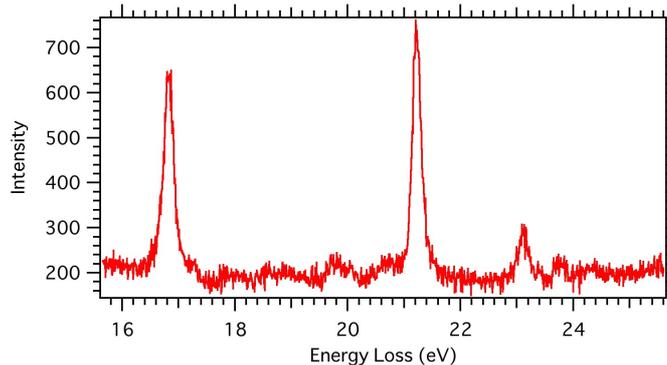


Fig.5: He/Ne 混合ビームの電子エネルギー損失スペクトル(入射電子エネルギー100eV, 散乱角 0 度)

Fig3 の He/Ne 混合ガスにおいて、Ne 原子の  $2p^53s$  状態への励起の強度が一番大きいですが、Fig5 の He/Ne 混合ビームでは、He 原子の  $1s2p$  状態への励起の強度の方が大きくなっている。なぜ Fig3 と Fig5 で結果が違うのかは、まだ分かっていない。

修士論文では、Ne クラスターの電子エネルギー損失スペクトルのデータを測定し、発表する。

#### 参考文献

- [1] 窪寺 隼人, 博士論文, 立教大学 (2009)

# 惑星観測を目指した極周回成層圏望遠鏡 FUJIN の開発 Development of the Circumpolar Stratospheric Telescope FUJIN for Observations of Planets

前田 惇徳

指導教員 田口 真

## 1. はじめに

今日、惑星を研究するために様々な光学的手法で観測が行われている。例えば、ハッブル宇宙望遠鏡のような人工衛星望遠鏡を使って観測する方法や、すばるのような地上に設置された大型望遠鏡から観測する方法が挙げられる。しかし、人工衛星を利用した観測は莫大な開発費用がかかり、地上望遠鏡では観測できる波長領域に制限がかかる。一方で、気球を用いた成層圏高度(地上 32 km)からの観測では、回折限界での観測や地上では観測できない紫外領域や赤外領域での観測が可能である。従来の観測手法と比較し、気球高度からの観測メリットが大きいとして、気球望遠鏡による惑星観測計画「風神(FUJIN)」が進められてきた。このプロジェクト名には気球実験において最も重要な気象条件である風の神様にあやかり、プロジェクトの成功と発展の願いが込められている。

本研究は BBT-2009、FUJIN-1 のシステムを踏襲し、極域での本格観測を目標とした極周回成層圏望遠鏡 FUJIN-2 の開発を目的とする。

## 2. FUJIN システム

FUJIN-2 は gondola に搭載された望遠鏡で惑星を追尾し、バンドパスフィルターで分光された惑星像を CCD カメラで撮像観測する。FUJIN-1 で確立された姿勢制御システムを FUJIN-2 でも踏襲している (Fig 1)。FUJIN は成層圏において 3 段階の姿勢制御・追尾システムによって、高精度のポインティングを実現する。第 1 制御段階ではデカップリングモーター(DCP)とコントロールモーメントジャイロ(CMG)を用いて gondola の方位角を制御する。gondola には GPS や太陽センサーが設置されており、これらの位置情報を基に自動で広角スターセンサー内に目標天体を導入する。第 2 制御段階では広角と狭角のスターセンサーを用いて、目標天体を望遠鏡に導入するように経緯台の方位角と高度角を制御する。第 3 制御段階では、視野中央に目標天体を維持するために光電子増倍管(PMT)によって検出された天体の位置を用いて、光路中に挿入された 2 軸ティップティルトミラー(TTM)を制御する。

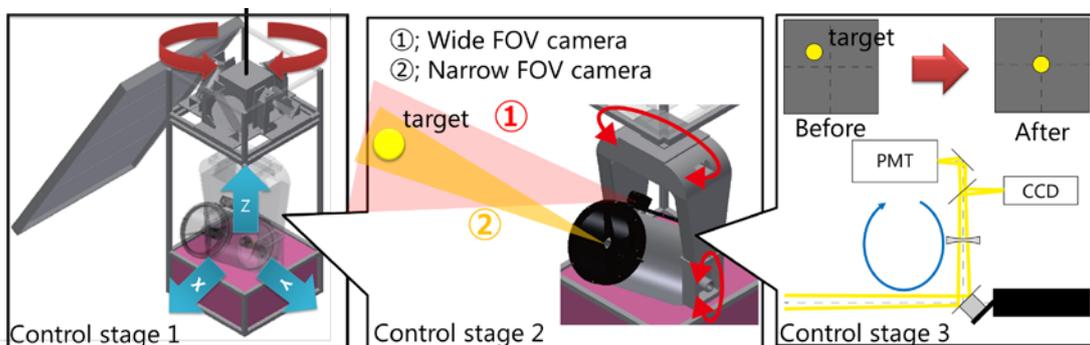


Fig 1: FUJIN 姿勢制御システム

望遠鏡はカセグレン式望遠鏡で有効口径は 406 mm、焦点距離は 4800 mm であるが、バローレンズを利用することで 12000~18000 mm に引き延ばしている。Fig. 2 にある副鏡からの光線はナスミス鏡によって 90°光路を曲げ、バローレンズを通過後の光線を 2 方向に分け第 3 段階制御に用いる PMT と観測用 CCD カメラに光線を導入する。CCD カメラ直前に最大 10 個のバンドパスフィルターを搭載できるフィルターター

レットを設置することで、多波長観測が可能である。

### 3. FUJIN-2 開発

#### 3-1. 新規開発

現在は観測を主目的にした FUJIN-2 の開発を行なっている。FUJIN-2 に装着するフード、フードと望遠鏡鏡筒を接続する部品やナスミス機構周辺において、新規開発が必要になった箇所を適宜設計・開発した。また、密閉容器(C1 容器)の内部にバッテリーや充放電回路を納めるために既存の C1 容器の長さを延長した。成層圏環境では電子機器が放電する可能性があるため、1 気圧に保った C1 容器の中に収納する必要であり、FUJIN-2 では電源系はこの中に収納する。また、FUJIN-1 実験時に見受けられた姿勢制御時のゴンドラの振り子運動を解消するために、コントロールモーメントジャイロ(CMG)を 4 台に増やしフライホイールを巨大化することで 3 軸制御を可能にし、トルクの発生量を増加させた。

#### 3-2. 熱真空試験

成層圏環境下において C1 容器内部を一定温度下に保つために、PC による発熱に加えてヒーターの設置と断熱処置を施さなければならない。まず、それらの処置を施す前に、成層圏を模擬した環境下での C1 容器内部の温度分布の変化を知るために熱真空試験を実施した。熱真空試験は JAXA 相模原キャンパス D 棟 3 階の真空恒温槽を利用して 2 日間かけて行われた。C1 容器を直立させた状態で恒温槽の内部に設置し、C1 の底部には PC 等の発熱を模擬したヒーターを設置した。また、バッテリーや充放電回路など代表的な機器や C1 容器内部の適当な箇所にサーミスタを設置し、局所的な温度を測定した。Fig 2 はその測定結果と実際の実験時の恒温槽内部の様子、①～⑧の番号はサーミスタによる温度測定箇所を示している。

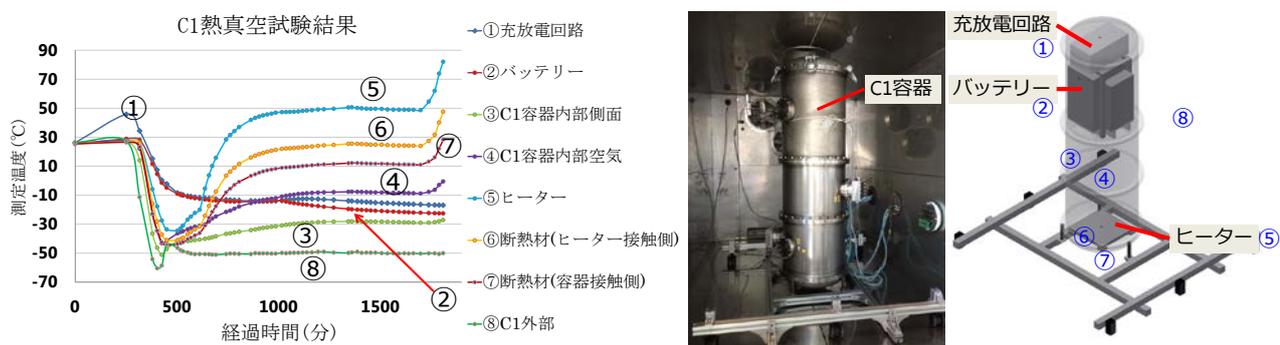


Fig 2:熱真空試験測定結果及び測定箇所

この熱真空試験で得られた測定結果と一致するように熱流体シミュレーションの熱モデルを作成した。このモデルを用いて、C1 容器に必要な断熱とヒーターの熱量を決定する。

### 4. FUJIN-2 実験

現在は 2 つの計画を平行して検討している。一つは 2017 年夏季にスウェーデン・キルナから放球し、金星を観測する計画である。大西洋を渡る 1 週間程度のフライトの後、カナダかアラスカでゴンドラを回収する。もう一つは、2017 年 4 月にオーストラリアで木星を観測する計画である。こちらは 24 時間程度のフライトで、朝に放球し、夜まで待つて夜間に観測を実施する。2016 年末までに全てのサブシステムの統合を終え、実験場所へ向けて搬出する。

#### 参考文献

[1]Shoji et al, Development of the Balloon born Telescope for Planets –FUJIN-1–,JAXA-RR.2014

# シフト対称性を持つホルンデスキー理論におけるブラックホールの不安定性

## Instability of hairy black holes in shift-symmetric Horndeski theories

小川潤

指導教員 小林努

### 1. はじめに

一般相対論 (GR) は、様々な実験・観測結果から支持されており、現在の重力の標準理論である。しかしながら、現在の宇宙の加速膨張を GR で説明するには、負の圧力を持つ正体不明のダークエネルギーを仮定した宇宙モデルを構築する必要がある。近年、ダークエネルギーを導入せずに宇宙論的長距離スケールで GR を拡張する修正重力理論 (MG) が盛んに研究されている。本研究では、シフト対称性を持つホルンデスキー理論におけるブラックホール (BH) の安定性を検討した。

### 2. ブラックホールの無毛定理

様々な MG で、BH を特徴付ける物理量について研究が進められている。GR において、BH を特徴付ける物理量は、質量・電荷・角運動量の3つしか無いという BH の無毛定理が知られている。ほとんどの MG においても、BH の無毛定理が成立することが知られている。つまり、BH を特徴付ける量は GR と MG に違いがないことになる。

最近の研究により、スカラー場も重力を伝播するとしたスカラー・テンソル理論のあるクラスにおいて、BH の無毛定理が破れることが判明した [1]。静的なスカラー場の場合、ほとんどの場合はスカラー場の配位が自明となつてしまい BH 解が GR の場合と区別がつかない。しかし、スカラー場  $\phi$  がシフト対称性 ( $\phi \rightarrow \phi + \text{const}$ ) と時間依存性を持つ場合、非自明なスカラー場の配位を持つ BH 解が構成されることが判明した。このような理論では、BH を特徴付ける物理量としてスカラー場の配位が追加され、一般的な BH の無毛定理が破れることを意味している。

### 3. シフト対称性を持つホルンデスキー理論

上記のスカラー・テンソル理論は、ホルンデスキー理論 [2] のサブクラスに含まれる。場の運動方程式が2階となる全ての単一スカラー・テンソル理論は、次のような作用を持つホルンデスキー理論に含まれる:

$$L = G_2(\phi, X) - G_3(\phi, X)\square\phi + G_4(\phi, X)R + G_{4X}[(\square\phi)^2 - (\nabla_\mu\nabla_\nu\phi)^2] \\ + G_5(\phi, X)G_{\mu\nu}\nabla^\mu\nabla^\nu\phi - \frac{1}{6}G_{5X}[(\square\phi)^3 - 3(\square\phi)(\nabla_\mu\nabla_\nu\phi)^2 + 2(\nabla_\mu\nabla_\nu\phi)^3]. \quad (1)$$

ただし、 $X = -(\partial\phi)^2/2$ ,  $G_{iX} := \partial G_i/\partial X$  である。また、 $X$  をスカラー場の運動項と呼ぶ。この理論に含まれる関数自由度  $G_2, G_3, G_4, G_5$  を特定の形に選ぶことで、GR や特定のスカラー・テンソル理論に帰着できる。作用には2階微分項が含まれているが、運動方程式を導出した際は3階微分項が現れず2階となる。ホルンデスキー理論は1974年に提唱されていたが、2011年に Deffayet らが提唱した Generalized Galileon [3] と等価であることが小林らによって示されており [4]、近年注目されるようになった。本研究では、シフト対称性を持つホルンデスキー理論:

$$L = G_4(X)R + G_{4X}[(\square\phi)^2 - (\nabla_\mu\nabla_\nu\phi)^2]. \quad (2)$$

に注目する。この理論 ((2) 式) における BH 解が小林らによって求められており [5]、Babichev らが発見した BH 解 [1] もこの理論に含まれている。

### 4. ブラックホール摂動

ある重力理論で BH が安定な状態で存在できるかは、BH が摂動に対して安定かどうかで判断できる。また、Babichev らが発見した BH 解 [1] は Schwarzschild 解と同様の時空構造をしており、BH を摂動して初めて区別が可能となる。これらのため、MG での BH の摂動について調べる必要がある。GR の場合は、球対称 BH 解の安定性は Regge と Wheeler によって調べられている [6]。Regge らは、摂動の物理的自由度を取り出す Regge-Wheeler ゲージを採用し、摂動を奇パリティモード・偶パリティモードに分解した。それぞれの摂動が従う方程式を導出し、摂動の安定性を判断する条件を導出することに Regge らは成功している。しかし、Regge らの方法で摂動の従う方程式を導出しても、BH の安定性を完全には判断できない。摂動に対する安定性は、作用を摂動の2次で展開することによって完全に判明する。

## 5. シフト対称性を持つホルンデスキー理論におけるブラックホールの安定性解析

本研究の目的は、スカラー場が時間依存性を持つ場合の、BH の安定性を調べることである。スカラー場が静的な場合、ホルンデスキー理論における球対称 BH 解の安定性は、小林らによって求められていた [7, 8]。しかしながら、スカラー場が静的な場合、多くの場合はスカラー場が自明な配位を持ってしまう。そのため、スカラー場が時間依存性を持つ場合の BH の安定性を判断する必要があった。このような BH 解では既存の BH 摂動の一般論を用いることができなかつた。

そこで、本研究ではスカラー場が時間依存性を持つ場合の、BH 摂動の定式化を行った [9]。スカラー場はシフト対称性がある場合、時間に線形に依存:

$$\phi(r, t) = qt + \phi(r) \quad (3)$$

することが許される。ただし、 $q$  は任意の定数、 $\phi(r)$  はスカラー場を表す。また、計量として静的球対称計量:

$$ds^2 = -A(r)dt^2 + \frac{dr^2}{B(r)} + r^2d\Omega^2 \quad (4)$$

を採用し、奇パリティモードの摂動に対して解析を行った。作用を摂動の 2 次の項まで書き下すことで、波動方程式を導出することなく BH の安定性を判断する条件を得ることができた。具体的には、摂動の運動方程式が不安定にならない (運動項の正値性) 条件:

$$\mathcal{F} > 0, \quad \mathcal{G} > 0, \quad \mathcal{H} > 0, \quad (5)$$

$$\mathcal{F} = 2 \left( G_4 - \frac{q^2}{A} G_{4X} \right), \quad (6)$$

$$\mathcal{G} = 2 \left( G_4 - 2XG_{4X} + \frac{q^2}{A} G_{4X} \right), \quad (7)$$

$$\mathcal{H} = 2 (G_4 - 2XG_{4X}), \quad (8)$$

を得た。 $\mathcal{F}, \mathcal{G}, \mathcal{H}$  は、計量と理論に含まれる任意関数とスカラー場の運動項  $X$  を決めることで唯一に定まる。シフト対称性を持つホルンデスキー理論に含まれる全てのスカラーテンソル理論における BH 解の安定性を判断する万能公式 ((5) 式) を得たことになる。

シフト対称性を持つホルンデスキー理論に含まれるほとんどの BH 解 (Babichev らが見つけた BH 解も含む) は、 $X$  が一定の BH 解であることが分かっている。BH の安定性を  $X$  が一定の場合で評価すると

$$\mathcal{F}\mathcal{G} \simeq -4 \left( \frac{q^2}{A} G_{4X} \right)^2 < 0, \quad (9)$$

となる。(9) 式より、BH の地平線 ( $A = 0$ ) 近傍で  $\mathcal{F}$  か  $\mathcal{G}$  のどちらかが負の値を持つことが分かる。つまり、 $X$  が一定の BH 解は万能公式 ((5) 式) を満たさないため不安定であるということが分かった。よって、現在までに見つかっているほとんどの BH 解は不安定であることが本研究により明らかになった。

### [参考文献]

- [1] E. Babichev, C. Charmousis, JHEP **1408** (2014), 106, [arXiv:1312.3204 [gr-qc]].
- [2] G. W. Horndeski, Int. J. Theor. Phys. **10** (1974), 363-384.
- [3] C. Deffayet, X. Gao, D. A. Steer and G. Zahariade, Phys. Rev. **D84** (2011), 064039, [arXiv:1103.3260 [hep-th]].
- [4] T. Kobayashi, M. Yamaguchi and J. Yokoyama, Prog. Theor. Phys. **126** (2011), 511-529, [arXiv:1105.5723 [hep-th]].
- [5] T. Kobayashi and N. Tanahashi, PTEP **2014**, 073E02 (2014), [arXiv:1403.4364 [gr-qc]].
- [6] T. Regge, J. A. Wheeler, Phys. Rev. **108** (1957), 1063.
- [7] T. Kobayashi, H. Motohashi and T. Suyama, Phys. Rev. **D85** (2012), 084025, [arXiv:1202.4893 [gr-qc]].
- [8] T. Kobayashi, H. Motohashi and T. Suyama, Phys. Rev. **D89** (2014), 084042, [arXiv:1402.6740 [gr-qc]].
- [9] H. Ogawa, T. Kobayashi and T. Suyama, (2015), [arXiv:1510.07400 [gr-qc]].

以上

## 1 はじめに

流体の降着において、その流れは亜音速から超音速に遷移することがある。このような遷移が起こる点を音速点と呼び、数学的にも特別な点であることが多い。

宇宙の初期、宇宙は高密度で、存在する理想光子気体は宇宙のエネルギーの大部分を占めていた。その時代に形成されたブラックホールは理想光子気体を吸い込み、その質量を増大させる。ブラックホールの質量増大過程は、観測されている大質量ブラックホールの解明などに欠かせない物理であり、このような流体の降着問題を考えることは大変意義深い。

一方、光子球は、光子などのゼロ質量粒子が円軌道を描くことができるような、時空上の球面のことである。通常、光子球はブラックホールの地平面の近くなど重力が強いところに存在し、また光学的にも特別な球面であるため、強重力場の観測において重要である。

Michel[1] はシュバルツシルト時空における定常・球対称な降着問題を一般のポリトロピックな流体に対し考え、音速点などにおける物理量を近似的に求めた。これをシュバルツシルト(反)ドジッター時空へと拡張したのが Mach[2] であるが、さらにいくつかの等温な状態方程式について解析的に解けることを示し、特に理想光子気体の場合においては音速点の半径が  $3M$  となることを明らかにした。 $3M$  はこの時空の光子球の半径に等しい。また、Chaverra[3] はこのような降着問題を力学系の方法で解析し、ある一般的な時空と状態方程式のもとでの解の存在を証明した。

上記の、理想光子気体降着流の音速点と光子球の一致は、一般の静的球対称時空

$$ds^2 = -f(r)dt^2 + g(r)dr^2 + r^2 d\Omega_{D-2}^2 \quad (D \geq 3) \quad (1)$$

(ただし、 $0 < f, g < \infty$  を仮定とする。) においても成り立ち、次の定理が成立することが明らかになった。

**定理.** 静的球対称時空を背景時空とする、理想光子気体の定常球対称でかつ物理的な降着流の音速点の半径はその時空の(いずれかの)不安定光子球の半径に一致する。これは任意の次元にて成り立つ。

本発表では、Chaverra[3] の解析方法を一般次元に拡張し、それを用いた定理の証明を概観する。

## 2 光子球

光子球とは、その半径において円軌道を描くような null 測地線が存在する球面である。静的球対称時空 (1) の null 測地線  $x^\mu = x^\mu(\alpha)$  のハミルトニアン  $\mathcal{H}$  は

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2}p_r^2 + V(r) = 0, \quad (2)$$

$$V(r) := -\frac{1}{2}gf^{-1} [E^2 - L^2 fr^2] \quad (3)$$

と表される。ただし  $p_r$  は  $dx^r/d\alpha$  に共役な運動量、 $E, L$  はそれぞれ時間、角度に対応する保存量である。測地線が円軌道である条件

$$p_r = 0, \quad (4)$$

$$V'(r) = 0 \quad (5)$$

より、光子球の半径は

$$(fr^{-2})' = 0 \quad (6)$$

により決定され、その円軌道が安定(不安定)であるための条件は

$$V''(r) = 0 \quad (7)$$

より

$$(fr^{-2})'' > 0 \quad (< 0) \quad (8)$$

である。この安定性が時空のみによることから、対応する光子球を安定(不安定)光子球と呼ぶことにする。

## 3 定常球対称の降着問題、臨界点と音速点

背景時空の計量を (1) とし、以下の保存則に従う完全流体のテスト場の流れを考える。

$$dh = Tds + \frac{dp}{n}, \quad (9)$$

$$\nabla_\mu J^\mu = 0, \quad (10)$$

$$\nabla_\mu T^{\mu\nu} = 0 \quad (11)$$

$T, p, n, h, s$  はそれぞれ、温度、圧力、粒子数密度、単位粒子あたりのエンタルピーとエントロピーであり、流体素片の四元速度を  $\mathbf{u} = u^\mu \partial_\mu$  とし、 $J^\mu := nu^\mu, T^{\mu\nu} := nhu^\mu u^\nu + pg^{\mu\nu}$  である。ただし、(9) の表式は流体の静止系における微分である。(9)-(11) は流体が断熱であることを意味し、 $0 = u^\mu \partial_\mu s = (u^t \partial_t + u^r \partial_r) s$  であるが、定常であることより  $\partial_r s = 0$  となり、さらに球対称性と合わせて  $\partial_\mu s = 0$  である。よって  $s$  は時空全域で定数で

あり、便宜上状態方程式を  $h = h(s, p) = h(p)$ 、または  $h = h(n)$  と書ける。

(9)-(11) の積分は以下の問題へと帰着する。

$$F(r, n) := h(n)^2 \left[ \sigma(r) + \frac{\mu^2}{r^{2(D-2)}n^2} \right] = \text{const.} \quad (12)$$

$$(\mu = \text{const}) \quad (13)$$

これは、 $(r, n)$  で張られる相空間において、ハミルトニアン  $F(r, n)$  を保存する軌道  $n = n(r)$  を求める、ハミルトニアン力学系の問題とみなすことができる。ハミルトニアンベクトル場

$$X_F(r, n) := (\nabla F(r, n))^\perp = \left( \begin{array}{c} \frac{\partial F(r, n)}{\partial n} \\ -\frac{\partial F(r, n)}{\partial r} \end{array} \right) \quad (14)$$

を導入すると、方程式

$$\frac{d}{d\lambda} \left( \begin{array}{c} r \\ n \end{array} \right) = X_F(r, n) \quad (15)$$

の  $\lambda$  をパラメータとする積分曲線として軌道が得られる。力学系としての解析は臨界点の概念を持ち込むが、この臨界点が降着流の音速点に強く関係している。

**臨界点：**臨界点  $(r_c, n_c)$  は

$$X_F(r_c, n_c) = 0 \quad (16)$$

により定義される。臨界点まわりの線形化行列

$$DX_F := \left( \begin{array}{cc} \frac{\partial^2 F(r_c, n_c)}{\partial r \partial n} & \frac{\partial^2 F(r_c, n_c)}{\partial n \partial n} \\ -\frac{\partial^2 F(r_c, n_c)}{\partial r \partial r} & -\frac{\partial^2 F(r_c, n_c)}{\partial r \partial n} \end{array} \right) \quad (17)$$

は実の  $2 \times 2$  行列で、 $\text{tr}DX_F = 0$  である。よってその2つの固有値は互いに符号のみが異なり、線形化行列の行列式が負(正)のとき実数(虚数)である。また、これはその臨界点が鞍点(極値)であることを意味する。

**音速点：**流体の速度  $v$  と音速  $v_s$  が一致する点  $(r_s, n_s)$  を音速点という。音速点は臨界点と対応を持ち、一般に次のことが成り立つ。

**補題.** 物理的な降着流の音速点  $(r_s, n_s)$  は鞍点である。

#### 4 理想光子気体降着流の音速点と不安定光子球

理想光子気体の状態方程式は

$$h(n) = (\text{const.}) \times n^{\gamma-1}, \quad \gamma = \frac{D}{D-1} \quad (18)$$

と与えられる。この降着問題の臨界点の半径  $r_c$  は(16)より、

$$(fr^{-2})' = 0 \quad (19)$$

の解として求まる。また臨界点まわりの線形化行列の行列式から、鞍点(極値)であるための条件は

$$(fr^{-2})'' < 0 \quad (> 0) \quad (20)$$

であることがわかる。

**定理の証明：**補題と(19),(20)より、理想光子気体降着流の物理的な降着流の音速点の半径は  $r_s$  は  $(fr^{-2})' = 0$  かつ  $(fr^{-2})'' < 0$  を満たす。(6),(8)よりこの半径は時空の不安定光子球と常に一致する。よって定理が証明された。

#### 5 まとめ

初めに球対称静的時空における光子球に対する条件を求め、安定/不安定に分類し、次に Chaverra[1] が構成した定常球対称降着問題を一般次元へ拡張し、その臨界点と音速点の関係を調べた。この降着問題を理想光子気体に適用し、その音速点が常に時空の不安定光子球に一致することを証明した。

理想光子気体の降着は、微視的には光子の測地線運動の集合と解釈できる。したがって、光子球はこの降着流にとってのある特徴的な半径であると考えられる。しかし、音速はマクロな物理における量であるから、光子球と音速点の一致は自明ではない。

#### [参考文献]

- [1] F.C.Michel. Accretion of matter by condensed objects. *Astrophysics and Space Science*, 15:153-160, 1972.
- [2] P. Mach, E.Malec, and J. Karkowski, *Phys. Rev. D* 88 (2013) D88, 094056 (2013).
- [3] E. Chaverra & O. Sarbach. (2015) [arXiv:1501.01641].

# PROCYON/LAICA による深宇宙からのジオコロナ観測

## Observation of the geocorona by PROCYON/LAICA from deep space

池澤祥太

指導教員 亀田真吾

### 1. はじめに

ジオコロナ撮像を目的とした観測装置 LAICA(Fig.1) は超小型深宇宙探査機 PROCYON に搭載されて 2014 年 12 月 3 日に打ち上げられた。私たちのグループは LAICA の設計から鏡の接着、光学系の組み立てを行った。また、探査機上で予想される温度変化やロケット打ち上げ時の振動・衝撃を模擬した試験を実施し、LAICA がそれらに耐えられることの確認も行った。

地球外気圏の水素原子は太陽紫外放射を受けて共鳴散乱を起こす。その散乱光は地球全体を包む紫外グロー

ーを形成し、これをジオコロナと呼んでいる。その発光の中でも水素ライマン $\alpha$ 線が最も強度が強いことが知られていて、LAICAはこの光を観測する。探査機打ち上げ直後から運用を開始し、深宇宙からのジオコロナ撮像を行った。

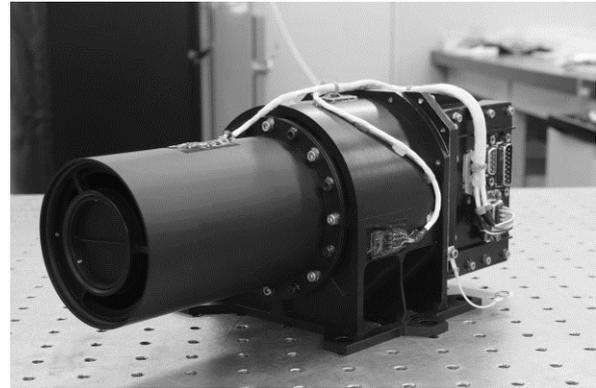


Fig. 1. LAICA (フライトモデル)

### 2. 研究背景と目的

ジオコロナの観測は主に地球周回衛星によって行われてきた。近年では 2 機の地球周回衛星 TWINS-1、TWINS-2 による観測が頻繁に行われていて  $3 R_E$  から  $8 R_E$  の範囲で空間分布は非対称であることが報告されている[1]。しかし、TWINS-1、TWINS-2 はジオコロナ内部を周回しているためジオコロナ全体を捉えることはできない。全球的なジオコロナ分布を捉えるためには地球を脱出し、深宇宙から観測を行う必要がある。しかし、深宇宙からの観測で報告があるものは Mariner 5 と Apollo 16 の 2 例のみとなっている。

Mariner 5 による観測ではジオコロナは地球中心から約  $15 R_E$  まで分布していることが報告されている[2]。この 2 例のうち Apollo 16 が唯一深宇宙からのジオコロナ撮像に成功している(Fig.2)[3]。しかし、その観測視野は約  $10 R_E$  程度でありジオコロナ全域を捉えることはできていない。

そこで本研究ではジオコロナの広視野撮像を目的とした LAICA (Lyman Alpha Imaging Camera) の開発を行った。LAICA は深宇宙を航行する超小型深宇宙探査機 PROCYON に搭載されていることから広い観測視野( $25 R_E$  以上)を持ち、ジオコロナ全体を捉えることができる。そして、その撮像結果から全球的な水素原子数密度分布などを明らかにし、大気散逸過程の定量的理解を行うことが LAICA の目的である。

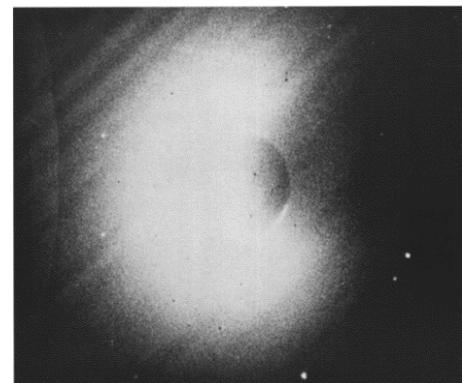


Fig. 2. Apollo 16 により撮像されたジオコロナ [Carruthers et al., 1976]

### 3. ジオコロナ撮像装置 LAICA

2013年10月に開発を開始した LAICA は球面カセグレン鏡、バンドパスフィルタ、検出器からなる。検出器は MCP (Micro Channel Plate) と RAE (Resistive Anode Encoder) を組み合わせたもので、BepiColombo / MPO に搭載される PHEBUS / FUV と同型のものを使用している。光学系は新規に設計・開発をした。光学系の主鏡・副鏡・フィルタと金属の構造体との接着も技術を確認し、立教大クリーンルームで接着・組み立てを行った。そして2014年6月にフライトモデルは完成し、私たちは約9か月という期間で LAICA の開発を完了させた。

### 4. LAICA 撮像結果と先行研究の比較

LAICA は2014年12月に打ち上げられ、2015年1月5、9日にジオコロナの撮像に成功した。観測視野はこれまでの観測で最も広く、ジオコロナの全球分布を1枚の画像として取得することができた。その撮像結果と Hodges のモデル[4]の比較を行った。このモデルはモンテカルロシミュレーションによって  $10 R_E$  までの地球外気圏を模擬し、その結果は3次の球面調和関数で与えられている。一方、LAICA が捉えたジオコロナは  $10 R_E$  以遠まで分布している。LAICA 撮像結果と Hodges モデルを比較するために  $3 R_E$  から  $10 R_E$  までの Hodges モデル計算結果をべき関数でフィッティングし、延長することで  $10 R_E$  以遠の水素原子密度分布を推定した。そしてジオコロナ撮像時の太陽ライマン $\alpha$ 線フラックスから発光係数を求めて、原子密度から発光強度に変換した。さらに撮像時の姿勢を考慮して、延長した Hodges モデルで LAICA 撮像結果を模擬した (Fig.3)。Hodges モデルでは水素原子と陽子の電荷交換反応などが考慮されているため Fig.3 に示した分布は地球プラズマ圏の形状に依存していることがわかる。しかし、LAICA が捉えたジオコロナではこのような構造は見られなかった。そこで私は LAICA 撮像結果をより説明できるジオコロナモデルの検討を行った。本発表では LAICA 撮像結果とそのモデルの概要を報告する。

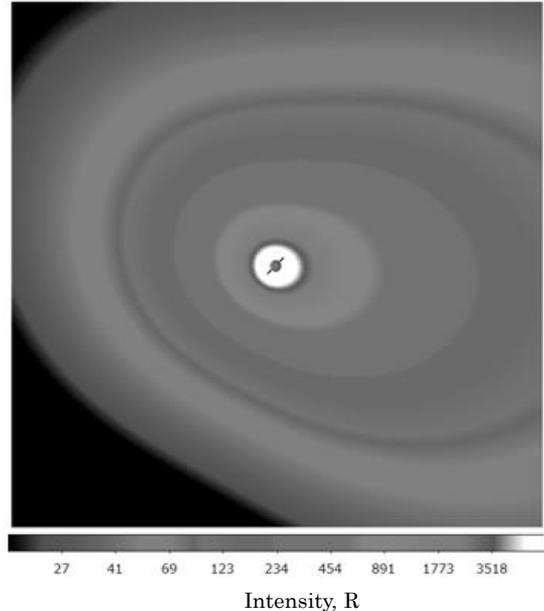


Fig.3. 延長した Hodges モデル。太陽方向は画像左である。画像中央に地球と自転軸の模式図を表示した。

### 5. まとめ

2014年10月から LAICA の開発を始めて、約9か月という期間でフライトモデルを完成させた。そして2015年1月5、9日にジオコロナの広視野撮像に成功した。その撮像結果の解析を進めて、先行研究では遠保まで広がるジオコロナ分布を説明できないことがわかり、これを説明するモデルの構築を行った。今後はより厳密にモデルの検討を行い、水素原子の分布を決める物理を明らかにする。

#### [参考文献]

- [1] Bailey and Gruntman, 2011, *J. Geophys. Res.*, 116, A09302
- [2] Wallace et al., 1970, *J. Geophys. Res.*, 75, 3769-3777.
- [3] Carruthers et al., 1976, *J. Geophys. Res.*, 81, 1664-1672
- [4] Hodges, 1994, *J. Geophys. Res.*, 99, 23,229-23,247

# Suzaku/XMM-Newton 衛星による早期型星の X 線放射機構の観測的研究

## An Observational Study of X-ray Emission Mechanisms in Early Type Stars with Suzaku and XMM-Newton

津村大樹

指導教員 北本俊二

### 1. 序論

早期型星 (OB 型星) は恒星の一種であり、質量が大きく表面温度が高い星である。早期型星は表面温度が高いことから、表面層-深層間の温度勾配が小さいため表面層のエネルギー輸送は放射によって行われている。そのため、太陽のようなコロナ構造が存在せず、X 線は放射しないと考えられてきた。しかし、Einstein 衛星の登場によって早期型星からの X 線放射が発見された [1]。以後、早期型星からの X 線放射を説明する様々な X 線放射機構モデルが提唱されてきた。自らの星風の不安定性から起こる衝撃波が生み出す高温プラズマからの X 線放射モデル (星風衝撃波モデル)[2,3] や、早期型星が連星系を成している場合、お互いの星風が連星間で衝突することで高温プラズマが発生し、そこから X 線が放射されるという星風衝突モデル [4] がある。また、一部の早期型星から磁場が検出されてきた。このことを考慮した、磁場に拘束された星風が赤道付近で衝突し、高温プラズマが生成され X 線が放射されるという Magnetically Confined Wind shock(MCWS) モデル [5,6] も注目されている。

一部の早期型星について、これらのモデルを裏付けるような観測例もあるが、まだ十分に整理された理解ができていない。本研究では、様々な特徴を持つ早期型星からの X 線観測データを解析、比較することで、早期型星の X 線放射機構を整理し、系統的に解明していくことを目的としている。

### 2. 解析

本研究では Suzaku 衛星の X 線 CCD カメラと XMM-Newton 衛星の X 線 CCD カメラで観測した、計 13 個の早期型星のデータを解析した。Table.1 に解析した早期型星とその物理的特徴を示す。空所は観測がない事を示す。13 天体のうち、6 天体は連星系を、6 天体は磁場を持っていることがわかっている。また、 $\zeta$  Ori と  $\theta^1$  Ori C は連星を成し磁場も持っている。

各天体の X 線スペクトルを作成し、低温成分と高温成分でどちらが優勢であるかを把握するために、 $\tau$ Sco のスペクトルに対するスペクトル比を作成した。一部の例を (Fig.1) に示す。その結果、高エネルギー側が優勢である天体と低エネルギー側が優勢である天体と分類できることが分かった。これらの違いを定量的に調べるために、各早期型星の X 線スペクトルに対して、同じ 4 つの温度成分 (0.10,0.35,0.68,1.50keV) のモデルでスペクトルフィッティングを行い、各温度成分の Emission Measure( $\sim \int n_e^2 dV$ ;  $n_e$  は電子密度, 以下 EM) を求めた。各星ごとに、各温度成分の EM を 0.68keV の EM で割った、0.68keV に対する相対値を Fig.2 に示す。Fig.2 より、1.50keV の温度成分が強い天体と弱い天体があることが見て取れる。

そこで、磁場を持つ 6 天体について、星風と磁場のエネルギー密度比を表す  $\eta_*$  (MCWS パラメータ [5]) と質量放出率と各温度成分の EM の相関を調べた。その結果、[5] で予想されたような、質量放出率、 $\eta_*$  それぞれが大きいくほど高温成分の EM が大きくなるという結果を得た (Fig.3)。

次に連星を成している 6 天体について、1.50keV 成分の EM を、単独星の 1.50keV 成分の EM と比較を行った (Fig.4)。その結果、伴星が O 型である連星は EM が顕著に大きくなること、伴星が B 型の場合は、EM は単独星とあまり変わらないことが分かった。また、主星伴星間距離との関係も調べた結果、主星伴星間の距離に近いほど、伴

Table.1 List of 13 early type stars and their physical properties

Star	Spec. type	$\dot{M}$ [ $M_{\odot}/\text{yr}$ ]	$a \sin i$ [ $R_{\odot}$ ]	$B$ [Gauss]
$\tau$ Sco	B0.2V <sup>a</sup>	$6.14 \times 10^{-8b}$		$300 \pm 200^c$
$\zeta$ Oph	O9V <sup>d</sup>	$1.43 \times 10^{-7b}$		$141 \pm 45^d$
Cyg OB2 #5	O6.5-7 + Ofpe/WN9 <sup>e</sup>	$34.5 \times 10^{-6f}$	$46.7 \pm 1.2$	
Cyg OB2 #8a	O6If+O5.5III(f) <sup>g</sup>	$1.05 \times 10^{-5b}$	$75.1 \pm 2.27$	
Cyg OB2 #9	O5-5.5I+O3-4III <sup>h</sup>	$5 \times 10^{-6k}$	$1525.3 \pm 39.5$	
Cyg OB2 #12	B8Ia <sup>i</sup>	$38.5 \times 10^{-6f}$		
$\mu$ Col	O9.5V <sup>j</sup>	$10^{-9.5k}$		
$\zeta$ Pup	O4If	$3.5 \times 10^{-6m}$		$100 \pm 100$
$\zeta$ Ori	O9.5Iab+B1IV	$1.4 \times 10^{-6}$	$3043 \pm 481$	$20 \pm 100$
$\iota$ Ori	O9III+B0.8III-IV	$10^{-6.39}$	$114.2$	
$\theta^1$ Ori C	O5.5+O9.5	$3.3 \times 10^{-7}$	$176.4 \pm 55.93$	$1100 \pm 100^p$
10LAC	O9V <sup>b</sup>	$6.06 \times 10^{-8b}$		
CPD-28 <sup>q</sup> 2561	O6.5f?p <sup>o</sup>	$7.67 \times 10^{-7}$		$\sim 1150^p$

<sup>a</sup>Walborn, N.R. & Fitzpatrick, E.L. 1990, PASJ, 102, 379.

<sup>b</sup>Mokiem, M.R. et al. 2005, A&A, 441, 711

<sup>c</sup>Donati, J.F. et al. 2006, MNRAS, 370, 629

<sup>d</sup>Hubrig, S. et al. 2011, AN, 332, 147

<sup>e</sup>Rauw, G. et al. 1999, ApJ, 517, 416

<sup>f</sup>Waldron, N.R. et al. 2004, ApJ, 616, 542

<sup>g</sup>Cazorla, C. & Naze, Y. & Rauw, G. 2014, A&A, 561, A92

<sup>h</sup>Blomme, et al. 2013, A&A, 559, A90

<sup>i</sup>Biinging et al. 1989, ApJ, 340, 518

<sup>j</sup>Huismenoerder et al. 2012, ApJ, 756, 34

<sup>k</sup>Martins et al. 2005, ApJ, 441, 735

<sup>l</sup>Conti, P.S. & Niemela 1976, ApJ, 209, 37

<sup>m</sup>Cohen et al. 2010, ApJ, 441, 735

<sup>n</sup>Donati et al. 2002, MNRAS, 333, 55

<sup>o</sup>Walborn, N.R. et al. 2010, ApJ, 711, 143

<sup>p</sup>Hubrig, S. et al. 2015, MNRAS, 447, 1885

星が早期であるほど 1.50keV の温度成分の EM が大きくなることも分かった。

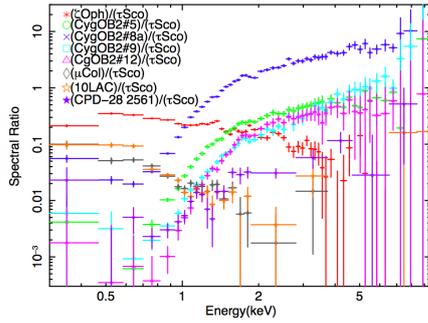


Fig.1 The ratio of 8 early type star's spectra to τSco spectrum

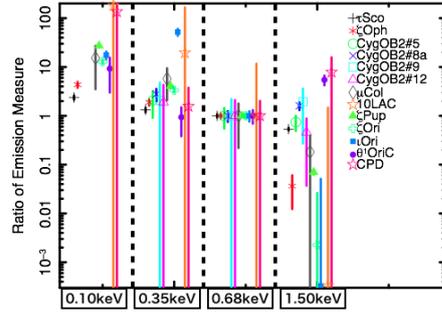


Fig.2 The ratio of each EM to 0.68 keV EM

最後に、連星や磁場といった特徴に関わらず、早期型星からの X 線放射機構として長い間支持されてきた、星風衝撃波モデルについて考える。今回我々は、このモデルにおいて重要な要素である質量放出率と各温度成分の EM の関係について探った。横軸に各天体の質量放出率、縦軸に 0.10,0.35,0.68,1.50keV の各温度成分の EM をプロットしたグラフをそれぞれ作成した。その結果の一例として、0.10keV の EM と質量放出率とのグラフを Fig.5 に示す。ここで、白丸は磁場が観測されていない単独星、三角は磁場が測定されている単独星、四角は磁場が観測されていない連星、星印は磁場が観測されている連星を示す。その結果、どの温度成分に対しても、磁場や連星といった特徴に関わらず、質量放出率との間に正の相関が得られた。しかし、1.50keV 成分の相関は他成分と比べて悪いこともわかった。

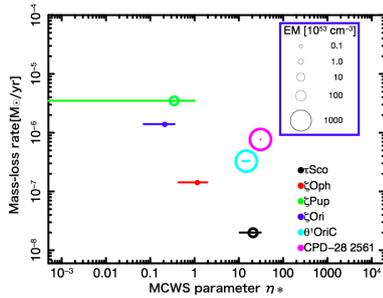


Fig.3 Relation among mass-loss rate,  $\eta_*$  and EM of the 1.50 keV component

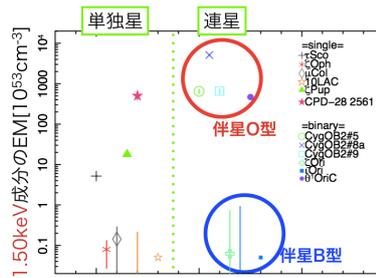


Fig.4 EM of the 1.50 keV component and binary properties of stars

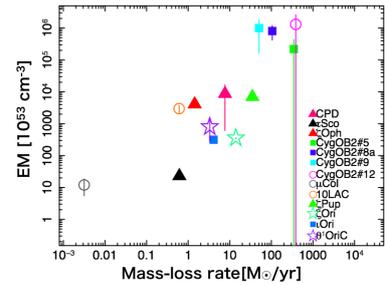


Fig.5 Relation between mass-loss rate and EM of the 0.10 keV component

### 3. 議論と結論

今回の解析によって、高温度成分からの X 線放射は強磁場や O 型の伴星を持つ早期型星から発生すること、低温度成分からの X 線放射は質量放出率に相関する事がわかった。1.50keV 成分の相関が他成分と比べて悪いのは質量放出率だけでなく、磁場、伴星の有無といった要因にも影響を受けるためであると解釈できる。

これらの結果から、いずれの早期型星も低温度成分の X 線は星風衝撃波モデルのような質量放出率に関連する機構によって放射すると考えられる。強磁場や O 型星の伴星を持つといった特徴が加わることで、低温度成分からの X 線とは別の機構 (星風衝突、MCWS モデル等) を持ち、高温度成分からの X 線の起源となっていると考えられる。

また、磁場と伴星の双方を持つ天体については、今回の解析からは高温度成分からの X 線放射の要因を同定できないが、X 線放射の時間変動に着目し、連星の公転周期もしくは自転周期に伴った変動を観測することができれば、どのような機構によって高温度成分からの X 線が放射しているかを同定することができるだろう。実際に、伴星を持つ Cygnus OB2 No.8a で連星の公転周期に伴う X 線の時間変動が報告 [7] されていることから、星風衝突モデルによって高温度成分からの X 線を放射していると解釈できる。

### 参考文献

- [1] Harnden et al. 1979, Apj, 234, 51
- [2] Lucy, L.B. 1982 Apj, 255, 286
- [3] Lucy, L.B. and White, R.L.1980, Apj, 241, 300
- [4] Prilutskii, O.F and Usov. V.V. 1976, Soviet Ast, 20
- [5] ud-Doula et al. 2006, Apj, 640, 191
- [6] ud-Doula et al. 2008, MNRAS, 385, 97
- [7] Yoshida, M et al. 2011, PASJ, 63, 717

# 回転ブラックホールからのエネルギー引き抜き過程

## Energy extraction process from a rotating black hole

小笠原康太  
指導教員 原田知広

### 1 はじめに

宇宙物理学の理論, 観測両面から我々の宇宙にはブラックホール (以下, B.H.) が存在することが確実視されている. B.H. は性質上直接観測は困難であるため, 周辺環境の観測から間接的にその性質を探る研究が盛んに行われている. Einstein 方程式の解である B.H. は, 特異点定理により一般に特異点を生じることが知られている. それら特異点の多くは事象の地平面に覆われ外側の世界とは隔離されているが, 特殊な条件下においては事象の地平面に覆われない特異点が存在することが知られており「裸の特異点」と呼ばれている. 裸の特異点は宇宙検閲官仮説によって禁止されると考えられているが, あくまで仮説であり実際に証明はされていない. こうした中で, B.H. 近傍での物理現象をより深く理解することは, B.H. 観測に対して理論的な予言と指針を与えるという点で非常に重要であり, また, 理論的にも未解決問題への解決の糸口を探る 1 つの手立てになると考えられる.

### 2 衝突 Penrose 過程 (Collisional Penrose process)

本研究では衝突 Penrose 過程と呼ばれる回転 B.H. 近傍での粒子衝突に注目した. 回転 B.H. には事象の地平面の外側にエルゴ領域と呼ばれる領域が存在する. そこでは負のエネルギー状態が可能になり, エネルギー保存則と合わせて考えると, 衝突後の粒子は衝突前より大きなエネルギーを持つことが可能になる. この過程は回転 B.H. が角運動量を失い, 失った分のエネルギーを脱出粒子に与えたことになる. つまり, 衝突 Penrose 過程とは B.H. からのエネルギー引き抜き過程である.

Bañados, Silk, West らは, 角運動量が適当に制限された 2 つの粒子の重心系エネルギーが, 回転 B.H. 近傍で発散することを示した [1]. これは BSW 効果と呼ばれ, 大きな重心系エネルギーは, 衝突後に高エネルギー粒子が生成される可能性を示唆する. 本研究では, BSW 効果を衝突 Penrose 過程に取り入れ, エネルギー引き抜き効率などのような変更を受けるか解析的な計算を行った. 衝突 Penrose 過程におけるエネルギー引き抜き効率を

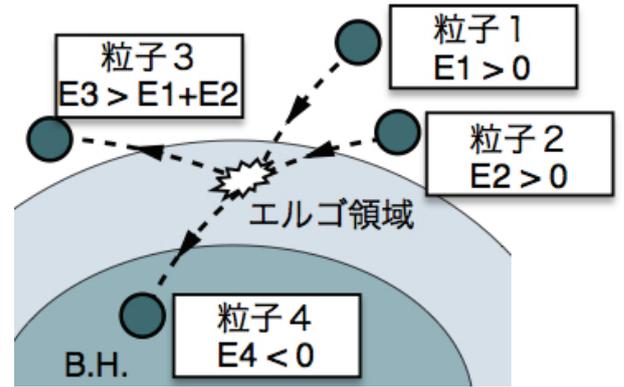


Fig.1 Collisional Penrose process : 入射粒子 1 及び 2 がエルゴ領域で衝突し, 入射前より大きなエネルギーをもった粒子 3 が脱出する. (Harada, Kimura [2] より引用)

$$\eta := \frac{E_3}{E_1 + E_2} = \frac{(\text{脱出粒子のエネルギー})}{(\text{入射粒子のエネルギーの総和})}, \quad (1)$$

で定義する. この  $\eta$  の値が大きくなる程より大きなエネルギーの引き抜きが実現されることを表す.

### 3 Kerr 時空と基礎方程式

以下,  $c = G = 1$  の幾何学単位系を用いる. 本研究では回転 B.H. は Kerr 時空を考える. Kerr 時空の Boyer-Lindquist 座標による表現は

$$ds^2 = - \left( 1 - \frac{2Mr}{\rho^2} \right) dt^2 - \frac{4Mar \sin^2 \theta}{\rho^2} dt d\varphi + \frac{\rho^2}{\Delta} dr^2 + \rho^2 d\theta^2 + \left( r^2 + a^2 + \frac{2Ma^2 r \sin^2 \theta}{\rho^2} \right) \sin^2 \theta d\varphi^2, \quad (2)$$

で与えられる. ここで,  $\rho^2(r, \theta) := r^2 + a^2 \cos^2 \theta$ ,  $\Delta(r) := r^2 - 2Mr + a^2$  であり,  $a$  及び  $M$  はスピンパラメータと B.H. 質量である. Kerr 時空は時間並進及び空間回転対称性をもつので, これらに起因する Killing ベクトル  $\xi_{(t)}$ ,  $\xi_{(\varphi)}$  が存在する. これより, 測地線粒子に対して  $E := -p \cdot \xi_{(t)} = -p_t$ ,  $L := p \cdot \xi_{(\varphi)} = p_\varphi$  は保存される. 粒子の運動を最

大回転 Kerr 時空の赤道面に限ると、質量  $m$ 、エネルギー  $E$ 、角運動量  $L$  をもつ粒子の測地線方程式は

$$\frac{1}{2}(p^r)^2 + V(r) = 0, \quad V(r) = -\frac{Mm^2}{r} + \frac{L^2 - M^2(E^2 - m^2)}{2r^2} - \frac{M(L - ME)^2}{r^3} - \frac{E^2 - m^2}{2}. \quad (3)$$

と、1本の方程式に帰着する。ここで、 $V(r)$  は粒子の有効ポテンシャルである。粒子衝突における4元運動量の保存  $p_1^\mu + p_2^\mu = p_3^\mu + p_4^\mu$  において、 $\mu = t$ 、 $\varphi$  はそれぞれエネルギー保存及び角運動量保存を表し、 $\mu = r$  を用いてエネルギー引き抜き効率を求める。本研究では、粒子衝突が事象の地平面近傍で起こることと、BSW効果で重心系エネルギー ( $E_{\text{cm}}$ ) が大きくなることを微量  $\epsilon$  を用いてそれぞれ  $r = M/(1 - \epsilon)$ 、 $E_{\text{cm}} \propto 1/\sqrt{\epsilon}$  で表し、 $\epsilon$  で展開された方程式から  $\eta$  を決定する。

#### 4 研究結果

衝突 Penrose 過程において、地平面近傍で衝突が起こった場合のエネルギー引き抜き効率を解析的に求めた。BSW効果を考慮しない場合、展開された式のうち  $O(\epsilon^0)$  を粒子の運動方向決定に、 $O(\epsilon)$  を  $E_3$  (脱出粒子のエネルギー) の最大値決定に、 $O(\epsilon^2)$  を  $E_2$  の最小値決定に用いて  $\eta$  の最大値を評価した。 $m_1 = m_3 = 0$ 、 $m_2 \neq 0$  と運動方向の最効率設定を行った場合に  $\eta \simeq 2.19$  が実現される。これはエルゴ領域内で各粒子のパラメータが適当に制限されている(逆) Compton 散乱が起こった場合、衝突前のエネルギーの2倍以上のエネルギーをもった光子が放射されることを示す。一方、BSW効果を取り入れた解析では、 $O(\epsilon^0)$  及び  $O(\epsilon)$  は同様の解析が行えるが、重質量粒子、即ち  $m_4 \propto 1/\sqrt{\epsilon}$  の生成を考慮した場合、 $O(\epsilon^2)$  は  $E_2$  の最小値決定に関与しなくなる。つまり、入射粒子のエネルギーに対する条件が弱まり、結果として  $m_4 \propto 1/\sqrt{\epsilon}$  の場合にのみ  $\eta \simeq 13.9$  が実現される。BSW効果は重質量粒子の生成だけでなく、重心系エネルギーと同程度のエネルギーをもった粒子の生成も可能にする。このエネルギーは  $E \sim E_{\text{cm}} \propto 1/\sqrt{\epsilon}$  と評価し、展開計算に取り込むことが出来る。しかし、この場合は展開に  $\epsilon$  の非整数べきが現れ、入射粒子との釣り合いが取れなくなることがわかる。つまり、衝突 Penrose 過程において高エネルギー粒子の脱出を要求した場合、BSW効果は負のエネルギーをもった重質量粒子にのみ寄与を与えると結論付けられる。これらの研究内容は論文 [3] にまとめられている。

#### [参考文献]

- [1] M. Bañados, J. Silk, and S. M. West, Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 111102. [arXiv:0909.0169 [hep-ph]]
- [2] T. Harada, and M. Kimura, Class. Quantum Grav. **31** (2014) 243001. [arXiv:1409.7502 [gr-qc]]
- [3] K. Ogasawara, T. Harada, and U. Miyamoto, arXiv:1511.00110 [gr-qc]
- [4] T. Harada, H. Nemoto, and U. Miyamoto, Phys. Rev. D **86** (2012) 024027. [arXiv:1205.7088 [gr-qc]]
- [5] J. D. Schnittman, Phys. Rev. Lett. **113** (2014) 261102. [arXiv:1410.6446 [gr-qc]]
- [6] E. Berti, R. Brito, and V. Cardoso, arXiv:1410.8534 [gr-qc]

# Field-programmable gate array を用いた time to digital converter の開発と N/Gamma separation への応用

## Development of field-programmable gate array based time to digital converter and application of N/Gamma separation

吉田立

指導教員 家城和夫

馬場秀忠

### 1. はじめに

Field-programmable gate array (FPGA) は再構築可能な論理回路であり近年、広く物理実験で使われている。その中でも 1997 年頃から FPGA を用いて time-to-digital converter (TDC) を構築する方法が考案されてきた。

本来 TDC は application specific integrated circuit (ASIC) として開発され、性能面でも FPGA を上回ることが多かった。FPGA を用いる利点としては、開発コストの低さと開発期間の短さがあり、さらに最近では FPGA based TDC と ASIC TDC の間の性能差が少なくなっている。また FPGA based TDC の conversion time は 10-100 ns 程度であり、高速での処理が可能である。

FPGA based TDC が最初に出てきたのは 1997 年である。当時すでに 200 ps の分解能と 129 ps RMS を達成していた。さらに 11 年後の 2008 年には半導体技術の進歩と TDC の技術向上により 10 ps の分解能と 10 ps RMS 以下の性能まで達成できるようになっている。

本研究では Generic Trigger Operator (GTO) と呼ばれる FPGA により回路を再構築可能な NIM モジュールを用いて TDC を構築する。さらに TDC を用いて N/Gamma separation を行う。N/Gamma separation では中性子とガンマ線のシンチレーション減衰時間の違いを構築した TDC と time over threshold discriminator を用いてオンラインで識別し、トリガーを発行する。

### 2. FPGA based TDC

FPGA でデジタル回路素子のみを用いて時間差を測る最も簡単な方法は入力信号をスタート、ストップ信号にし、その間のクロック数を数える方法である。しかし、この方法ではクロック周期以上の分解能で時間を測ることができない。この方法を使った場合、分解能は良くて～数 ns 程度である。そこで

高い分解能を得るために使われる方法が tapped delay line と Flip Flop を用いる方法である。Fig. 1 は、そのブロックダイアグラムである。

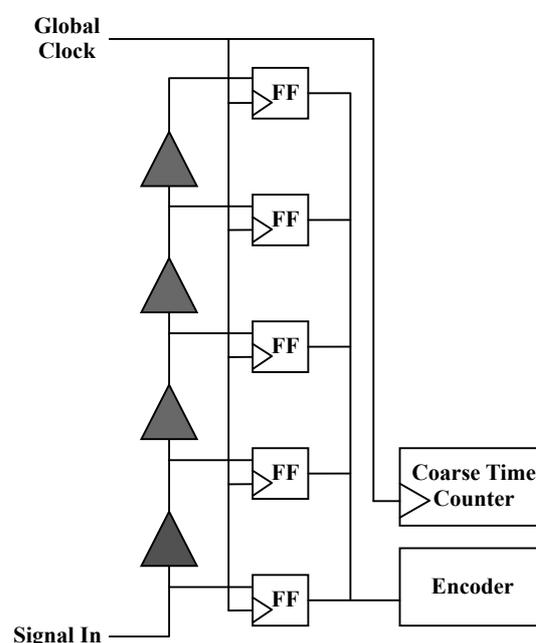


Fig. 1 FPGA based TDC の構想図

この方法では入力信号に delay をかけ、その delay の大きさに対応した分解能で時間情報を得ることができる。例えば遅延素子一つの delay の大きさが A ps であり、Flip Flop の出力が “00111” であるとする、Signal In を追いかけるようにして Clock が入ってくるので、この場合は Signal In が遅延素子を二つ通過した時点で Clock に追い抜かされていることがわかる。よって Signal In と Clock の時間差は  $A \times 2$  ps である。一般的に、この delay の大きさは数～数百 ps である。また clock 周期より長い時間は clock の数を coarse time counter を用いて数えることで TDC のレンジを長くすることができる。Flip Flop から出力された信号は後段の Encoder へ送られる。Encoder ではビット上で “0→1” と “1

→0”の変化が、どこのビットで起きているかを探しており、前者は leading edge に対応し、後者は trailing edge に対応する。これにより同時に leading edge と trailing edge を検出することが可能となる。

本研究では遅延素子として Look-Up-Table (LUT) と Carry Logic (CL) を採用し、入力ロジック信号の時間幅を出力する論理回路をFPGA上で構築した。以後、LUTを用いたTDCをLUT-DL TDC、CLを用いたTDCをCL-DL TDCと呼ぶことにする。

### 3. 結果

初めに本研究で構築したTDCの特徴を述べる。まずGlobal ClockはLUT-DL TDCで50 MHz、CL-DL TDCでは162.5 MHzとし、Coarse Time Counterは両者ともに8ビットとした。よってTDCのレンジはLUT-DL TDCでは5.1 us、CL-DL TDCでは1.57 usとなる。conversion timeはLUT-DL TDCでは40 ns (2 global clocks)、CL-DL TDCでは18.5 ns (3 global clock)である。Least significant bit (LSB)はLUT-DL TDC、CL-DL TDCそれぞれで446 ps、54.6 psとなった。また構築したTDCの性能評価のためにdifferential non-linearity (DNL)を計測した。DNLの定義は*i*番目のビン幅を $N_i$ とすると

$$DNL( LSB ) = \frac{N_i - LSB}{LSB}$$

と表される。その結果をFig. 2に示す。

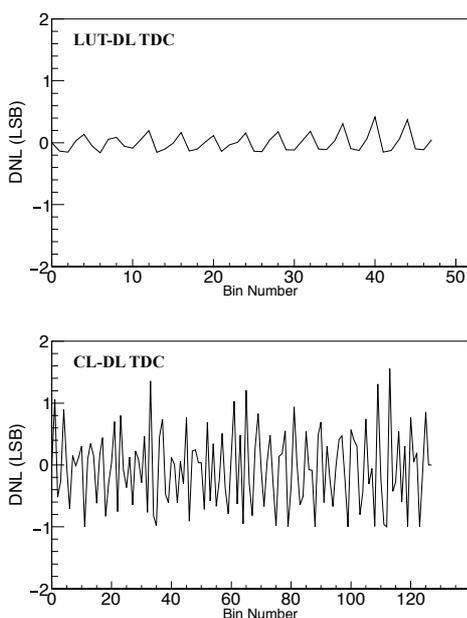


Fig. 2 LUTとCLのDNL. Step数はLUT:48,CL:128  
LUT-DL TDCは、すべてのビンが1 LSB以下になって

おり、比較的安定していると言える。一方でCL-DL TDCは一部のビンが±1 LSBを超えている。これは遅延素子における遅延の大きさや、配線遅延の大きさにばらつきがあり、ビン幅がゼロのビンが存在することが原因だと考えられる。

### 4. まとめ

今回、2種類のTDCを構築することができた。さらにconversion timeは十分短く、GTO本来の役目であるトリガー発行装置としての目的を果たせられると考えられる。

### 5. N/gamma separation

ガンマ線と中性子をシンチレータで検出した際、中性子はガンマ線と比較してシンチレーションの減衰時間が異なる成分を持つものがある。この特徴を利用して適切な波形解析を行うとことにより両者を区別することが可能である。本研究では構築したTDCとtime-over-threshold discriminatorを用いて中性子とガンマ線を識別する。Time-over-threshold discriminatorとは通常のdiscriminatorとは異なり、パルスがthresholdを超えている時間と同じ時間幅を持ったロジック信号を出力する装置である。複数のチャンネルを用意し、TDCと組み合わせることによって簡易的なflash ADCとすることも可能である。本研究ではシンチレーション光のテールの長さやピークの幅をtime-over-threshold discriminatorを用いてロジック信号に変換し、その幅をTDCで計測する。この二つの差からガンマ線か中性子であるかを識別し、GTOでトリガーを発行する。

結果については修士論文発表会で報告する。

### [参考文献]

- [1] J.Kalish, R.Szplet, J.Pasierbinski, and A.Poniecki, IEEE Trans. Instrum. Meas., vol.46, no.1, pp.51-55, Feb.1997
- [2] J.Wu and Z.Shi, IEEE Nucl. Sci. Symp., Oct.19-25, 2008, pp.580-584
- [3] M.Cavallaro et al., NIM A 700, 65-69(2013)

# フェルミ衛星による超新星残骸 Vela Jr の GeV ガンマ線解析

## Detailed Study of Gamma-ray emission from the Supernova Remnant Vela Jr with *Fermi* LAT

荒川真範  
指導教員 内山泰伸

### 1 イントロダクション

$10^{15.5}$  eV 程度までの宇宙線の加速源として銀河系内の若い超新星残骸が最有力候補である。実際、シンクロトロン X 線、大気チェレンコフ望遠鏡による TeV ガンマ線の観測から宇宙線が超新星残骸で加速されていることが明らかになった。宇宙線の主成分は陽子であるため、陽子からの放射を捉えることが重要である。しかし、シンクロトロン X 線は電子からの放射であり、TeV ガンマ線の観測だけでは陽子起源の放射である中性パイオン崩壊によるガンマ線と電子起源である逆コンプトン散乱による放射の区別が困難である。そこで、GeV 帯域に感度を持つフェルミ・ガンマ線宇宙望遠鏡 (以下、フェルミ衛星) によって超新星残骸 Vela Jr を解析し、ガンマ線の放射機構を同定することが本研究の目的である。

### 2 超新星残骸 Vela Jr

超新星残骸 Vela Jr は銀河面上に存在する視直径が 2 度程度のシェル型超新星残骸である。X 線の観測からベキ関数で表される非熱的放射が観測されており [1]、この放射は高エネルギーまで加速された電子によるシンクロトロン放射であると考えられている。また、フェルミ衛星によって GeV ガンマ線 [2]、H.E.S.S. 望遠鏡によって TeV ガンマ線 [3] も観測され、2011 年にフェルミ衛星による観測データの解析から陽子起源であることが示唆された。しかし、CR-Hydro-NEI シミュレーションによると電子起源であることが示唆され [4]、現在でも Vela Jr のガンマ線放射機構は同定できていない。本研究ではフェルミ衛星の応答関数の性能の向上、バックグラウンドモデルの精度の向上、及び 6 年分の高統計の観測データを用いてより精度の高い解析を行う。

### 3 フェルミ・ガンマ線宇宙望遠鏡

フェルミ衛星は日本、アメリカ、フランス、ドイツ、イタリア、スウェーデンによる共同研究で 2008 年 6 月 12 日に打ち上げられたガンマ線観測用の天文衛星である。フェルミ衛星にはガンマ線検出器として LAT(Large Area Telescope) と GBM(Gamma-ray Burst Monitor) の 2 種類を搭載している。本研究では LAT による観測データを用いている。

LAT は入射したガンマ線を電子-陽電子対に変換するタングステンと粒子の軌跡を測定するシリコンストリップからなるトラッカー、生成した荷電粒子のエネルギーを測定するカロリメーター、外からのバックグラウンドである荷電粒子を除去する反同時計数装置から構成される電子-陽電子対生成型望遠鏡である。

### 4 解析

フェルミ衛星のガンマ線データを解析するにあたり、フェルミチームが開発したソフトウェアである “Science Tools(ver v10r00p03)” を使用し、応答関数として P8R2.V6 を用いて解析を行った。まず、フェルミ衛星によって得られた 5–300 GeV のカウントマップを図 1 に示す。次にガンマ線放射のモデル化を行った。Vela Jr は拡がったソースなので、空間モデルとして H.E.S.S. による TeV ガンマ線マップを使用し、スペクトルモデルとしてベキ関数 (ベキ指数  $\Gamma$  は光子指数と呼ばれる) を仮定した。また、バックグラウンドである点源ソースには 3FGL カタログ、銀河面放射として “gll\_iem liv06.fits”、等方放射として “iso\_P8R2\_SOURCE.V6\_v06.txt” を使用し、いずれもフェルミチームによって作成されている。そして、エネルギー範囲 1–300 GeV で fitting を行った結果、 $\Gamma = 1.82 \pm 0.02$ 、1–300 GeV でのフラックスが  $(1.24 \pm 0.05) \times 10^{-8}$  photons  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  となった。また、有意度を示す TS 値は  $TS = 1919$  となり、これはおよそ  $43.8\sigma$  に相当する。さらに、0.4–300 GeV を log 空間で 22 等分し、スペクトルエネルギー分布 (SED) を作成した。この結果を図 2(丸点) に示す。

また、1–300 GeV のカウントマップからフィッティングの結果得られたモデルマップを引いた値をモデルマップのカウントの平方根で割った有意度マップを図 3(左) に示す。これより銀河面上にモデルが過小評価されていることに起因する残差が集中していることが分かる。そこで新たに水素原子の分布を示す HI テンプレートと水素分子の分布

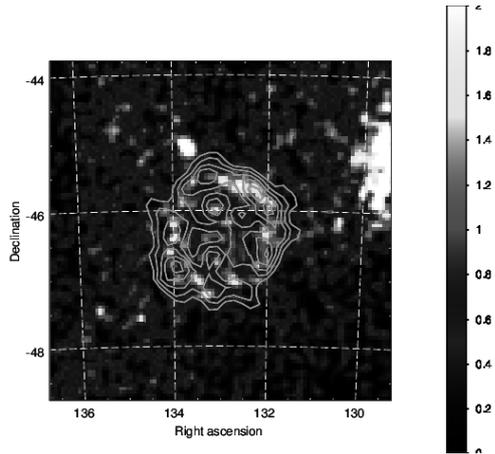


図1 エネルギー帯5–300 GeVにおける Vela Jr のカウントマップ。等高線は .E.S.S. による TeV ガンマ線強度を表し、Vela Jr の3度ほど北西に見える明るい天体は Vela パルサーである。

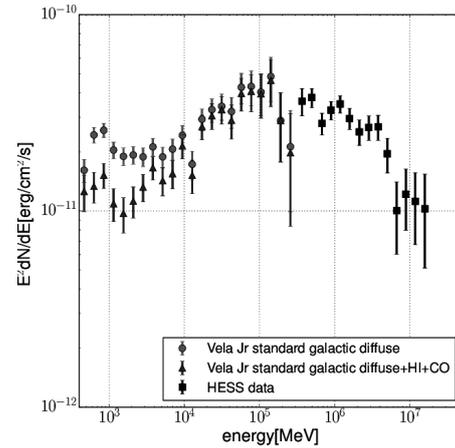


図2 Vela Jr の SED。丸点が標準銀河面放射モデルでの解析結果、三角点が標準銀河面放射モデルに I テンプレートと O テンプレートを加えた解析結果。四角点は .E.S.S. によるデータ点 3 のプロットを表す。

を示すと考えられている CO テンプレートを追加して同様の解析を行った。フィッティング結果を用いて作成した有意度マップを図3 (右) に示す。図3より銀河面上の残差が改善していることが確認できる。銀河面放射にガステ

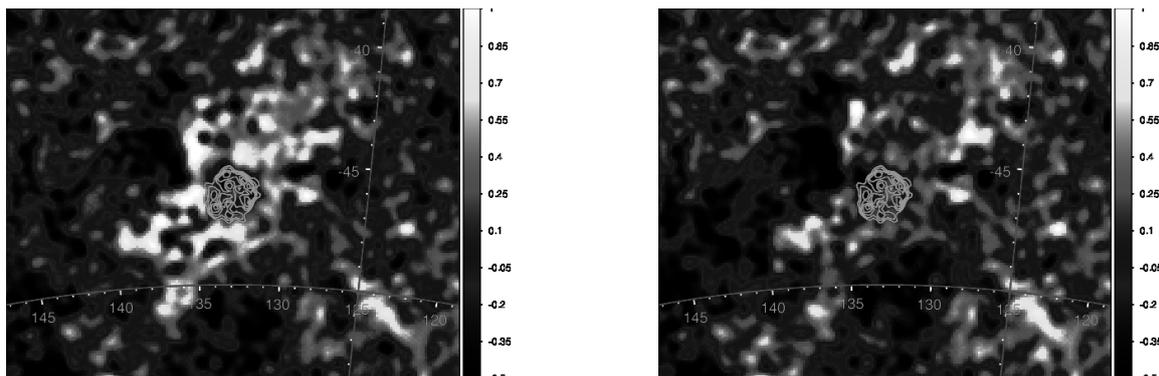


図3 銀河面放射として標準銀河面放射モデルのみを使用した有意度マップ (左) と標準銀河面放射モデルに加え、I テンプレートと O テンプレートを加えた有意度マップ (右)。エネルギー帯は 1–300 GeV で等高線は .E.S.S. による TeV ガンマ線強度を表す。

ンプレートを追加してスペクトル解析を行った結果  $\Gamma = 1.70 \pm 0.03$  となり、標準銀河面放射モデルのみの場合と比べ、ハードなスペクトルが得られた。また新たなモデルで作成した SED を図2 三角点に示す。図2より銀河面放射が Vela Jr に及ぼす影響が大きい 5 GeV 以下でスペクトルがハードになっていることが確認できる。

## 5 考察

銀河面上の残差が改善されたことから、ガステンプレートを加えた解析結果がより正確にモデル化できていると考えることができる。そしてフィッティングの結果得られた光子指数  $\Gamma = 1.70$  というハードなスペクトルは GeV ガンマ線放射機構が電子起源である逆コンプトン散乱による放射が支配的であることを示唆している。

## 参考文献

- [1] Slane, P., Hughes, J. P., Edgar, R. J., et al. 2001, ApJ, 548, 814
- [2] Tanaka, T., Uchiyama, Y., Aharonian, F. A., et al. 2008, ApJ, 685, 988
- [3] Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2007, ApJ, 661, 236
- [4] Lee, S.-H., Slane, P. O., Ellison, D. C., Nagataki, S., Patnaude, D. J. 2013, ApJ, 767, 20
- [5] Berezhko, E. G., Pühlhofer, G., Völk, H. J. 2009, A&A, 505, 641

## 高階微分理論の諸側面

### Theoretical aspects of Higher derivative theories

発表者 秋田悠児

指導教員 小林 努

#### 1 はじめに

この発表では、私が博士課程前期課程在籍中に発表した研究成果 [1, 2] について簡単にまとめる。

まず、現在までの相対論・宇宙論分野の研究の変遷について述べることから始めるのが適切だろう。広く知られているように、一般相対論は数々の観測に説明を与えることができる理論である。重力レンズ効果による光の曲がり角や水星の近日点移動における成果などはその代表的な例と言えるだろう。一般相対論が生まれてから 14 年後、宇宙論分野ではハッブルにより銀河の分布や運動の観測が行われ、宇宙が膨張しているという発見がもたらされた。この発見はすぐさま一般相対論と結びつき、一般相対論に基づく宇宙論が研究されるようになった。相対論的宇宙論と呼ばれるこの分野は、ガモフらが提唱した熱い宇宙モデルやその後の宇宙背景輻射の発見により一躍注目を浴びることになった。現在では、一様等方な宇宙膨張のもとでの物質進化が詳細に調べられ、標準ビッグバン宇宙モデルと呼ばれる宇宙進化の標準的なモデルが構築されてきた。

#### 2 重力理論の修正

標準ビッグバン宇宙モデルによると、強いエネルギー条件を満たすような物質で宇宙が満たされているとき、宇宙は減速膨張する。ところが、超新星爆発の観測によれば、現在の宇宙は加速膨張していることが示唆されている。この観測結果を理論的に説明する方法はいくつか知られており、例えば理論にダークマターやダークエネルギーといった未知の成分を導入することで解決する方法が試みられている。あるいは、そのような未知の量を導入する代わりに、修正重力理論と呼ばれる宇宙論的な長距離で重力理論を変更するという方法が知られている。修正重力理論は理論的な側面からも非常に興味深い。なぜなら、修正重力理論の理論的な構造や一般相対論へ帰着する極限などに着目することで、一般相対論の場合には現れなかった特徴、あるいは一般相対論がどのような特別な場合なのかといった側面を捉えることができるからだ。多くの重力理論はスカラー場と重力を記述する計量を用いて表され、そのような理論は総称してスカラーテンソル理論と呼ばれる。

単一スカラー場が宇宙を満たしているときに重力理論として一般相対論を採用すると、(i) 古典力学や電磁気学と同じく、運動方程式は 2 階微分方程式である。(ii) 理論が持つ自由度は、重力波に対応する 2 つとスカラー自由度 1 つ。つまり自由度は 3 である。という二つの理論的特徴を持つ。本研究では、次の二つの方針に従い修正重力理論を考え、一般相対論を拡張する。

1. 運動方程式に 3 階以上の微分（高階微分）が含まれるような理論への拡張
2. 自由度の数を保ちつつ、様々なモデルを包含するような一般的な枠組みへの拡張

第一の拡張によって得られる理論は高階微分重力理論と呼ばれる。これらの変更はそれぞれ研究 [1] と [2] で用いた重力理論と対応しており、以下で順に研究概要を述べる。

#### 3 高階微分重力理論：内在する問題と対処および理論の一般化

高階微分理論ではどのような事が起こるのだろうか。実は、*Ostrogradsky ghost* と呼ばれる、自由度が縮退していない高階微分理論において一般的に生じる不安定性に直面することが知られている。*Ostrogradsky* 不安定性の肝は、以下のような簡単な例を用いて理解することができる。

$$S = \int dt \left[ \frac{1}{2} \dot{q}^2 - V(q) \right]. \quad (1)$$

我々はこの作用から、変数  $q$  の運動方程式として時間について 4 階の微分方程式を得る。正準変数として  $Q_1 := q$ ,  $Q_2 := \dot{q}$  とそれらに共役な運動量  $P_1, P_2$  を用いると、ハミルトニアンとして

$$H = P_1 Q_2 + \frac{P_2^2}{2} + V(Q_1). \quad (2)$$

を得る。このハミルトニアンは  $P_1$  に線形に依存しており、上下ともに有界でない。この事実が、理論の不安定性を端的に示している。

一般相対論は計量に関する二階微分方程式系の理論であるから、理論の不安定性はなく、この意味で健康である。ところが、一般相対論の量子補正から期待される理論の修正として、曲率テンソルの高次項である  $R^2$  や  $R_{\mu\nu}R^{\mu\nu}$  を作用に加えることが示唆されている。また、近年では、現在の宇宙が加速膨張しているという観測事実に対する理論の修正として、曲率テンソルを引数としてもつ任意関数や重力とスカラー場が非最小結合するような理論が提案されている。しかし、これらの修正により理論は高階微分を含み、ゆえに Ostrogradsky 不安定性によって悩まされる。

Ostrogradsky 不安定性を回避するひとつの手段として、位相空間の次元を削るために重力理論に拘束条件を与える方法が提唱された [3]。そこでは、

$$S = \frac{M_{\text{Pl}}^2}{2} \int d^4x \sqrt{-g} (R - 2\Lambda + \alpha R^2 + \beta R_{\mu\nu}R^{\mu\nu}) \quad (3)$$

というモデルが用いられており、少なくとも最大対称時空まわりの線形近似が妥当な範囲では安定化が可能であることが示された。本研究は、この結果を大きく拡張する。我々は、より一般的な形の作用：

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} f(R, R_{\mu\nu}R^{\mu\nu}, C_{\mu\nu\rho\sigma}C^{\mu\nu\rho\sigma}), \quad (4)$$

を用い、Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW) 背景時空上の摂動について安定化に成功した。また、安定化した理論の宇宙論への応用を定式化した。

#### 4 Beyond Horndeski 理論における重力波の非ガウス性

Gao により提唱された、スカラーテンソル理論の統括的な枠組み [4] を用いて、インフレーション中の情報を探るために非常に重要な物理量である重力波の非ガウス性を定式化した。

広く知られている一般的な枠組みとして、Horndeski 理論がある。Horndeski 理論とは、運動方程式が 2 階微分方程式であり、スカラー自由度ひとつを持つような最も一般的なスカラーテンソル理論である。近年では、自由度はそのままに運動方程式は高階微分を含むような更なる拡張として GLPV 理論が提唱されている。Gao の理論は、空間的な対称性を保ちつつ GLPV 理論をさらに拡張したものである。この理論の特徴は、(i) 分散関係に変更が生じる

(ii) 新たに 4 つの相互作用項が得られるという二点に現れる。我々は Gao の枠組みにおいて、*In-in formalism* と呼ばれる手法を用いて非ガウス性を評価した。ただし、計算の都合上、分散関係の変更が摂動的に扱えることを仮定し、非ガウス性に与える効果を摂動的に評価した。非ガウス性は主に 2 種類の波数配位によって特徴づけられる (図 1)。評価の結果、分散関係の変更が無視できるほど小さい場合には、squeezed タイプの非ガウス性を持つ相互作用は一般相対論の場合に現れる相互作用項のみであり、重力理論の非標準的な拡張に対応するその他の相互作用項は全て equilateral タイプの配位でピークを持つこと

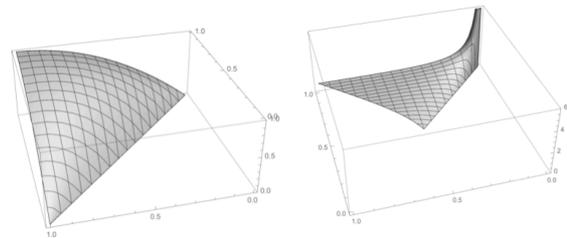


Fig.1 左が equilateral タイプ、右が squeezed タイプと呼ばれる配位依存性。

と明らかになった。驚くべきことに、この場合には squeezed タイプの非ガウス性の大きさはモデルに依らない一定値を取るという性質をもつ。また、分散関係の変更による効果は対応するパラメータの 2 次のオーダーから現れ、その配位依存性は各々の 0 次のものと同様の特徴を持つことを明らかにした。

#### [参考文献]

- [1] Y. Akita and T. Kobayashi, arXiv:1507.00812 [gr-qc].
- [2] Y. Akita and T. Kobayashi, arXiv:1512.01380 [hep-th].
- [3] T. j. Chen and E. A. Lim, JCAP **1405**, 010 (2014) [arXiv:1311.3189 [hep-th]].
- [4] X. Gao, Phys. Rev. D **90**, no. 8, 081501 (2014) [arXiv:1406.0822 [gr-qc]].

1. はじめに

パルサー風星雲とはパルサー風と呼ばれる超相対論的なプラズマ流をエネルギー源として、電波から TeV ガンマ線までの広帯域で明るく輝く星雲である。若いパルサー風星雲では、星雲の中心にパルサーと呼ばれる高速な自転周期を持つ高密度天体が存在し、周囲の環境にエネルギーを解放している。2011 年 4 月、パルサー風星雲のプロトタイプであるかに星雲から初めてフレアと呼ばれるフラックスの突発的変動が観測された。このガンマ線フレアの放射機構に関しては議論が続いており、有力候補として磁気リコネクションが注目を集めている。リコネクション領域を理解する上で、理論と解析との相補的な研究が不可欠である。しかしながら、かに星雲においてはガンマ線フレアは 1, 2 年に 1 回程度しか観測されない稀な現象で、解析は次の巨大フレアあるいは他のパルサー風星雲におけるフレアの発生を待っている状態となっている。

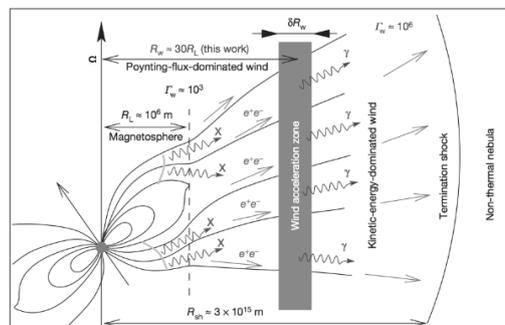


Fig1 Schematic picture of pulsar wind nebula [1] Dense electron-positron plasma created in the pulsar magnetosphere flows outward by Poynting flux and converted to the kinetic energy of bulk motion of plasma.

2. LMC からのガンマ線の突発的変動

天の川銀河からおおよそ 50kpc の位置に大マゼラン雲 (LMC, Large Magellanic Cloud) と呼ばれる伴銀河が存在する。2008 年 11 月、Fermi 衛星は LMC 領域においてもフラックスの突発的な変動現象を観測した (Abdo et al., 2010)。当時、光子統計の問題からこの変動の起源天体の同定までは至っていなかった。LMC の南東領域に位置する活発な星形成領域の中に N157B と呼ばれるパルサー風星雲が存在する。中心には今まで知られている回転駆動型パルサーの中で最も高速で回転するパルサー (J0537-6910) がある。近年、H.E.S.S. の観測からも強力なガンマ線源であることがわかってきており、かに星雲を凌駕する高エネルギー天体として認識されてきた (H.E.S.S. collaboration)。

3. 解析結果

パルサー星雲 N157B が LMC で発生した突発的変動の起源天体であると予想した。本研究では、Fermi 衛星の打ち上げからおおよそ 7 年以上の観測によって改善された統計を用いて解析を行った。

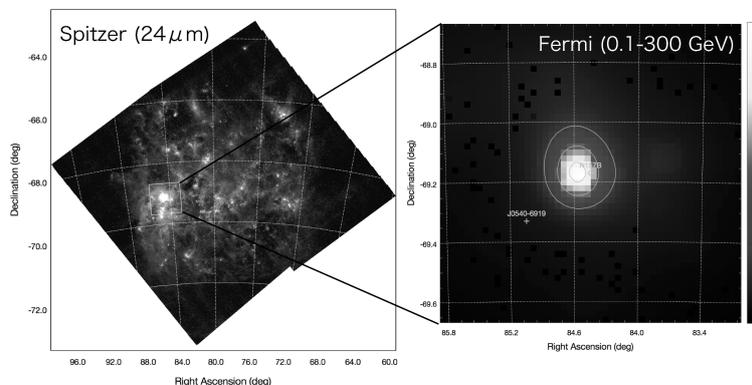


Fig2 (left) Infrared Image observed by Spitzer space telescope (24μm). (right) TMap at the Bright state. The energy range is 0.1-300GeV. Using Front+Back as IRFs. The green line indicates 68.3%, 95.4%, 99.7% confidence level, respectively.

Fig 2 は 2008 年 11 月前後約 1 カ月の期間 (2008-10-03~2009-01-01) のデータを用いて作成した TSmap (詳細は荒川の概要を参照のこと) である。本研究で用いたレスポンス関数は P8R2\_SOURCE\_V6 であり、モデルからは N157B のみを除外している。この期間において横軸に時間、縦軸にフラックスをとったライトカーブを作成した (Fig 3 左 参照)。1bin の時間間隔は 5 日間であり、11 月のある期間に集中してフラックスが変動していることがわかる。また N157B のベストフィットスペクトルは (1) 式の PowerLaw であった。これはシンクロトロン放射によるガンマ線放射成分であると考えられる。

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^\gamma, \quad N_0 : \text{normaliation}, \quad \gamma : \text{photon index}, \quad E_0 : \text{scale} \quad (1)$$

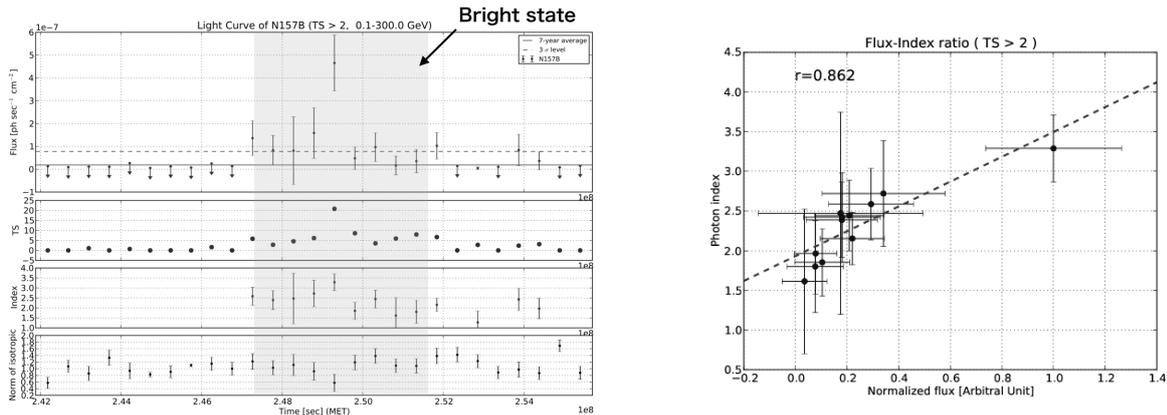


Fig3 (left) 5-day bin lightcurve of N157B with energy range 100MeV < E < 300GeV during bright state (2008-10-03~2009-01-01). (right) Flux and Index correlation of 5-day bin lightcurve. The coefficient  $r$  indicates its strength of correlation.

Index  $\gamma$  はスペクトルの形を特徴付けるパラメーターであり、時間に対して変動している。そこで Flux と Index との関係をプロットしたものを Fig 3 右に示す。相関係数は  $r=0.862$  となり、Flux と Index の間には強い正の相関があることが示された。

7 年間平均と変動期のスペクトルは Fig 4 で示した通りである。変動期では 7 年間平均と比較して normalization が増加しており、Index の値も高くなる、すなわち低エネルギー (シンクロトロン成分) のガンマ線が増加することを示唆している。

#### 4. 考察・今後の課題

以上の解析結果から、変動期間は約 5 日という時間スケールでかに星雲に匹敵する短期の変動を示した。またスペクトルはシンクロトロン放射成分のガンマ線が増加しており、これもかに星雲におけるフレアの特徴と一致する。一方、シンクロトロンのカットオフエネルギーはかに星雲よりもさらに高エネルギー側に位置していると考えられる。これらの特徴は、かに星雲におけるフレア以上の高エネルギー現象が起きていると考えなければ説明できない。今後は相対論的な粒子に放射項を加えた電磁粒子シミュレーションと理論的な観点からアプローチを進めることで、N157B における磁気リコネクションの妥当性を検証する。また、大気チェレンコフ望遠鏡 H.E.S.S.(~ TeV) を用いて N157B を観測・解析することで、より詳細かつ広域的なガンマ線放射のメカニズムに迫る。

#### 参考文献

- [1] Aharonian, F. A., Bogvalov, S. V., & Khangulyan, D. 2012, Nature 482, 507
- [2] A. A. Abdo et al., 2010, A&A 512, A7
- [3] The H.E.S.S. Collaboration, 2015, Science 374, 406

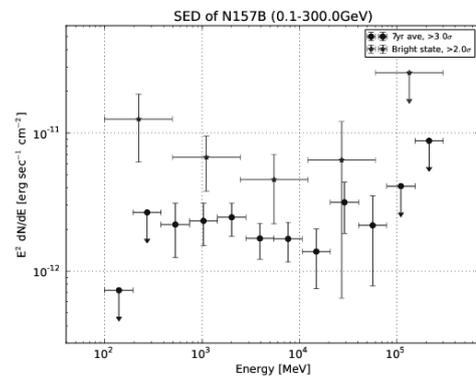


Fig4 Spectral energy distribution of N157B. The point indicates 7-year average spectrum and the star indicates that of bright state.

# 水星ナトリウム大気の季節変動 Seasonal variation of Mercury's sodium exosphere

安田 竜矢  
指導教員 亀田 真吾

## 1. はじめに

水星は極めて希薄な大気を持つ。水星大気に対してこれまでに、水星探査機 Mariner 10 と MESSENGER による観測、および地上観測が行われてきた[Broadfoot et al., 1976; McClintock et al., 2009; Potter and Morgan, 1985; Bida et al., 2000]。これらの観測により、大気中に H、He、O、Na、Mg、K、Ca が存在することが知られている。これらの原子は太陽光を共鳴散乱して、それぞれ固有の波長で発光するこれらの原子の中でもナトリウムは発光強度が高い輝線を持っている。

水星のナトリウム大気の生成過程は、太陽光による表面原子の脱離、太陽風イオンによるスパッタリング、微小隕石の衝突による水星表面や隕石中の原子の気化が提唱されている。さらに、輸送・散逸過程として、太陽放射圧のみによる加速、太陽光による電離、水星表面への吸着が提唱されている。これらの過程は複合して起こると考えられているが、各過程の寄与の割合は未だ明らかにされていない。

水星探査機 MESSENGER による 10 水星年に及ぶ観測から、ナトリウム大気光強度は TAA (Fig. 1) に依存する変動 (季節変動) を繰り返していることが確認されている[Cassidy et al., 2015]。また、ナトリウム大気密度の分布は、水星全球に対して対称ではなく、明け方側と夕方側で非対称であることが知られている[Scheicher et al., 2004]。

本研究ではナトリウム大気の「季節変動」と「朝夕非対称性」に着目し、これらの特徴に対して生成・輸送・損失過程の組み合わせによる説明を検討し議論する。

## 2. 水星の公転

水星の公転軌道は離心率 0.2 の楕円軌道であり、この軌道における水星の位置を示すために真近点離角 (True Anomaly Angle: TAA) が用いられる。TAA とは、近日点を基準として太陽周りの回転角を公転方向に測った角度である (Fig. 1)。

楕円軌道の公転により、水星 - 太陽間の距離は 0.31 AU から 0.47 AU まで変化する。そのため、TAA の変化は大気中のナトリウム原子の生成・輸送・散逸に大きな影響を及ぼすと考えられている。

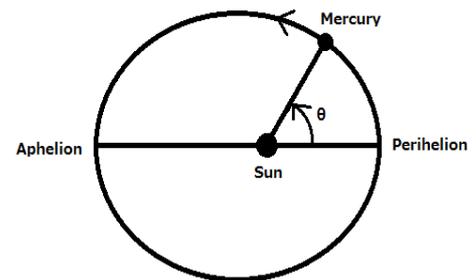


Fig. 1 Orbit of Mercury around the Sun. True anomaly angle  $\theta$  is indicated.

## 3. 観測

本研究ではハワイ・ハレアカラ観測所の口径 40 cm のシュミット・カセグレン式望遠鏡、高分散エシエル分光器、および CCD カメラを使用して水星ナトリウム大気光の分光観測を行い、水星大気中のナトリウム原子数の日ごとの変動を調べた。水星は太陽に最も近い惑星であるため、観測に適した時間は限られている。本研究では水星と太陽の離角が 15 度以上の時期に、日の出前または日没後の 30 分から 1 時間程度の時間内に観測を行った。

地上から観測できる大気光は昼側全体ではなく一部であり、観測できる大気光の割合は位相角によって変化する。そのため一定の大気温度を仮定した大気モデルをもとに、位相角ごとに観測可能な大気光の割合を計算し、平均のナトリウム原子密度を推定した。

## 4. 結果

Fig. 2, Fig. 3 に水星ナトリウム大気の柱密度と TAA の関係を示す。Fig. 2, Fig. 3 より、水星の明け方側と夕方側では異なる傾向を示すことが確認できる。明け方側のナトリウム原子密度は、TAA 150° 付近で最大となり、近日点付近では最小となっている。一方で、夕方側のナトリウム大気密度は、遠日点付近で極大となり、近日点付近でも増加する傾向が見られる。また、明け方側と夕方側のナトリウム大気密度はいずれも、一時的な増減は支配的ではなく、おおむね TAA に依存して変動している。これらの結果から、水星ナトリウム大気の朝夕非対称性と季節変動する特徴が確認できる。

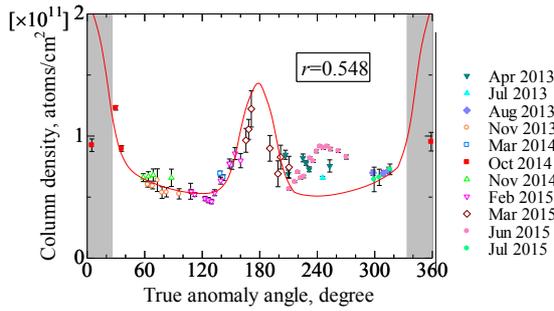


Fig. 2 Column density of sodium over dusk as a function of true anomaly angle. The red line indicates column density calculated by the simplified model by Smyth and Marconi [1995].

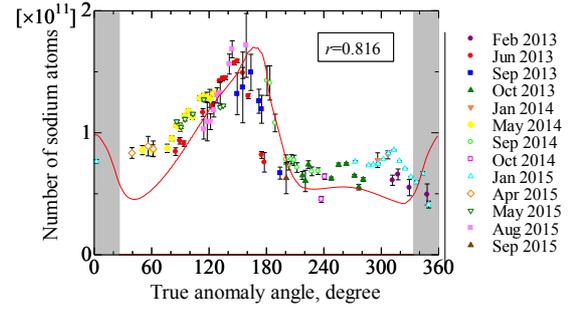


Fig. 3 Column density of sodium over dawn as a function of true anomaly angle. The red line indicates the model considering with migration and accumulation.

## 5. 考察

本研究で観測されたナトリウム大気密度の季節変動を説明可能な過程を明け方側と夕方側それぞれについて検討する。

夕方側のナトリウム大気密度の季節変動について、太陽放射圧による輸送過程によって説明できる可能性がある。観測されるナトリウム原子密度は、大気生成率  $\phi$  [atoms/cm<sup>2</sup>/s]、電離ライフタイム  $\tau$  [s]、輸送タイムスケール  $t_M$  [s]を用いて[1]式で与えられる[Smyth and Marconi, 1995]。この式において、大気生成率  $\phi$  は水星 - 太陽間の距離  $R$  の 2 乗に反比例すると仮定している。このモデルは、表面から放出されたナトリウム原子が昼夜の境界まで輸送される間に、昼側に存在する密度を計算している。

$$N = \phi\tau \left( 1 - \exp\left[-\frac{t_M}{\tau}\right] \right) \quad [1]$$

Smyth and Marconi [1995]は  $t_M$ を決定する際、重力と太陽放射圧を考慮したモンテカルロシミュレーションにより、ナトリウム原子がターミネータに輸送されるまでの平均時間を計算している。しかし、本研究では単純化して、太陽直下点における初速 0 のナトリウム原子が太陽放射圧のみにより加速されてターミネータまで到達する時間を計算した。

[1]式を用いて計算したナトリウム原子密度を夕方側の観測値と比較して Fig. 2 に示す。TAA 220~270° および近日点付近においては、このモデルで観測値を説明できない。しかし、TAA 30~210° および TAA 300° 付近においてモデルと観測値がよく整合している。また、観測値とモデルの間の相関係数は  $r=0.548$  となった。この結果は、夕方側のナトリウム大気密度の季節変動に対して、太陽放射圧による輸送過程が大きく寄与する可能性を示唆している。

一方、明け方側における季節変動については、[1]式に夜面への蓄積過程を組み合わせて検討する。水星大気中のナトリウム原子は、太陽放射圧を受けて昼側から夜側へ輸送される。このとき、ナトリウム原子が太陽紫外線により電離し、水星磁場と相互作用しながら夜面に再衝突する。そして、衝突した原子はある割合で表面に吸着され、夜の間蓄積していく。その後、自転によって太陽光に照らされると、蓄積されていたナトリウムが明け方側において多く放出される。

この蓄積過程を加えたモデルを計算すると、観測値との相関係数は  $r=0.816$  となり、強い相関関係を示す (Fig. 3)。この結果から、明け方側におけるナトリウム大気密度の季節変動が輸送・蓄積過程によって生じている可能性が示された。

## 6. まとめ

水星ナトリウム大気密度の季節変動に関して、夕方側に対しては単純に計算した放射圧による輸送と光電離を考慮したモデルによる説明を検討し、明け方側に対してはさらに蓄積過程を組み合わせて説明を検討した。その結果、夕方側と明け方側はそれぞれモデルと整合することが示された。夕方側と明け方側ではいずれも太陽放射圧による輸送過程を考慮しており、明け方側に対しては夜面へのナトリウム原子の蓄積も考慮に入れている。したがって、ナトリウム大気密度の季節変動は太陽放射圧の変動に依存して生じている可能性が高いと考えられる。また、朝夕非対称性は蓄積過程により説明できる可能性も示された。