

平成 26 年度採択 私立大学戦略的研究基盤形成支援事業

「地上実験・飛翔体観測と理論による 宇宙像研究の拠点形成」

平成 26 年度 研究成果報告書

立教大学 大学院理学研究科 先端科学計測研究センター

原子・分子クラスターの構造の実験的研究

— 星間分子雲における分子やクラスターの生成過程の解明 —

高谷 一成・小泉 哲夫

1 はじめに

本研究の目的は、移動管法による気相中のイオン移動度の測定を行うことにより、原子や分子クラスターの構造を調べることである。このことは現在まだ解明されていない星間分子雲における分子やクラスターの生成過程の解明に貢献することができる。このために原子や分子のクラスターの構造を保存するイオン化法として、イオン付着法を用いた高効率なフラグメントフリーのイオン源を開発し、十分な強度のクラスターイオンを得ることに成功した。今年度は、比較的取り扱いやすく、程よく分子量が大きい 2-butanol を試料として、 Li^+ を付着させたクラスターイオンの移動度測定を行った。また実験結果と比較検討を行うために、Gaussian 09W と MOBCAL を用いて理論的な側面からクラスター構造の計算を行った。本研究ではさらに、原子分子精密測定には不可欠な新しい高感度 MCP の開発・評価も行った。

2 星間分子雲における分子やクラスターの生成過程の研究

2.1 研究の学術的背景

宇宙空間における分子やクラスターの生成過程を解明することができれば、星の進化を知る上で重要な役割を果たせると考えられる。分子の生成メカニズムについては、星間分子雲内に存在するアモルファス氷微粒子における生成過程の研究などが行われている。しかしながら、まだ一部の比較的小さい分子についてのみであり、多原子分子やクラスターについての生成過程の研究はほとんど行われていない。我々は移動管法による気相中のイオン移動度の測定を行い、粒子間ポテンシャルや運動量移行断面積を求めることにより、分子やクラスターの生成過程について考察する。また星間分子雲内部 (~ 100 K) を再現するために、移動管を液体窒素により約 80 K まで冷却して実験を行っている。このような低エネルギー領域では移動管による移動度測定が有効である。移動管法によって測定される移動度はイオンと気体分子の衝突における運動量移行断面積と直接的に結びついており、この断面積は粒子間に働く相互作用ポテンシャルによって決定される。それ故、移動度の測定によって、他の方法では測定することが不可能な低エネルギー領域における運動量移行断面積が求められるだけでなく、粒子間ポテンシャルに関する詳細な情報も得られる。また汎用量子計算プログラム Gaussian 09W と移動度計算プログラム MOBCAL による計算結果と比較することにより、実験と理論の双方から議論を行うことができる。

2.2 研究方法

本研究では、図 1 のような入射イオン型移動管を用いてイオン移動度の測定を行っている。分子やクラスター生成においては、注目している分子やクラスターを解離させることなくイオ

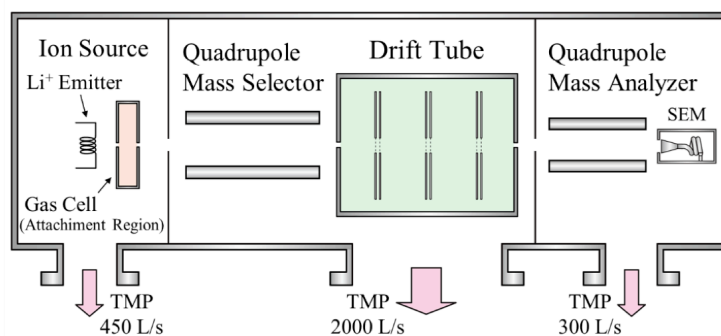


図1 本実験装置の概略図

ン化させる必要がある。そこで本研究ではイオン源として、 Li^+ イオンを緩衝気体中で試料分子に付着させてイオン化するイオン付着法を採用した。これにより、分子やクラスターを解離させることなくイオン化を行うことが可能になった。移動管 (Drift Tube) 内には、2枚1組のメッシュ状電極からなる電気的シャッターが3箇所を設置されており、それぞれのシャッターから検出器までのイオンの飛行時間 (一般には到着時間と呼ばれる) を測定し、その時間差から移動速度を求める。また理論計算では、Gaussian 09W において分子やクラスターイオンの安定な原子配置を計算して、その構造と電荷分布から MOBCAL により移動度を計算する。MOBCAL ではイオンを構成している全ての原子と He 原子間に Lennard-Jones 型のポテンシャルを仮定して、その総和を取っている。さらに、イオンの電荷による He 原子の分極も考慮することで、近似的なイオン-He 間の相互作用ポテンシャルを得ることができる。

2.3 研究成果

本年度は、2-butanol (Monomer $n = 1$) と 2-butanol クラスター (Dimer $n = 2$) について、 Li^+ 付着イオンの He 気体中の移動度を室温と液体窒素温度で測定した。図2に得られた移動度を実効温度の関数として示す。図から分かるように $\text{Li}^+-(2\text{-butanol})_n$ $n = 1, 2$ 共に換算移動度が分極極限における換算移動度 (K_{pol}) よりも小さくなっている。全体的に K_{pol} よりも小さい換算移動度を示す現象は、原子や2原子分子など比較的小さい分子では見られない。このような換算移動度の振る舞いは多原子分子特有の現象であり、分子のサイズが大きくなったことで緩衝ガスとの衝突による斥力の寄与だけでなく、分子内の電荷の揺らぎによって引き起こされたものと考えられる。そこで我々は $\text{Li}^+-(2\text{-butanol})_n$ $n = 1, 2$ において、実験値を再現するポテンシャルから運動量移行断面積を求めた。図2の実線は比較的簡単な 12-6-4 モデルポテンシャルで fitting した値を示す。12-6-4 ポテンシャルで実験値はよく再現されている。図3に $\text{Li}^+-(2\text{-butanol})_n$ $n = 1, 2$ の運動量移行断面積を実効温度の関数として示す。実線は粒子間ポテンシャルにおいて球対称な 12-6-4 ポテンシャルを考慮した値であり、点線はそのポテンシャルから分散項 (r^{-6}) を取り除いた 12-4 ポテンシャルで計算した値である。図から分かるように、分散相互作用を考慮しない 12-4 ポテンシャルでは低エネルギー領域 (数十 meV) において Orbiting (Langevin 断面積) に漸近していくが、分散相互作用を考慮した 12-6-4 ポテンシャルでは Langevin 断面積よりも大きな断面積をとる。これは多原子分子の断面積は分散相互作用による引力項の影響が大きいことが理由として考えられる。星間分子雲内における

粒子の衝突エネルギーは数 meV 程度であり，このような環境下での多原子分子やクラスターの衝突断面積は Langevin 断面積よりも大きいことが予想される

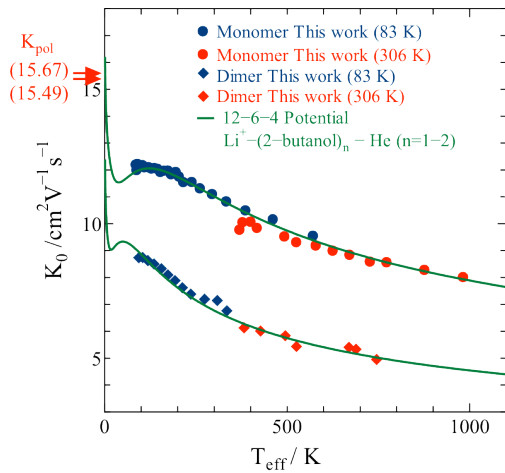


図2 $\text{Li}^+-(2\text{-butanol})_n$ $n = 1, 2$ の実効温度と換算移動度の関係

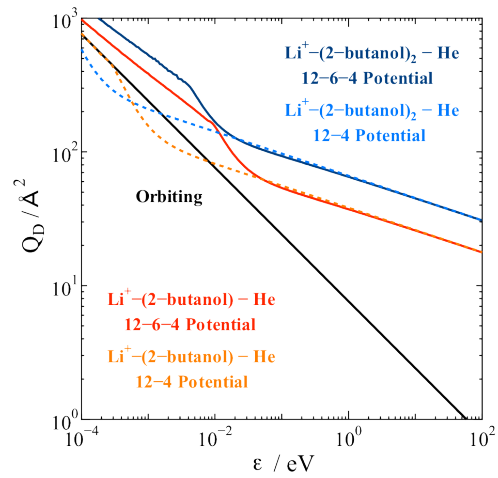


図3 $\text{Li}^+-(2\text{-butanol})_n$ $n = 1, 2$ と He の運動量移行断面積

移動度の理論計算では Gaussian 09W において構造最適化を行った後，MOBCAL により古典軌道計算を行い， $\text{Li}^+-(2\text{-butanol})_n$ $n = 1, 2$ の換算移動度を求めた。図4に示すように，Monomer に比べて Dimer の方が理論計算の値が実験値に近くなった。これは，MOBCAL による理論計算は各原子間ポテンシャルの和で粒子間ポテンシャルを表しているため，原子数が少ない Monomer が実験値からずれたのだと考えられる。実験値と計算値の誤差は Monomer でおおよそ 10% 以下，Dimer で 5% 以下となった。

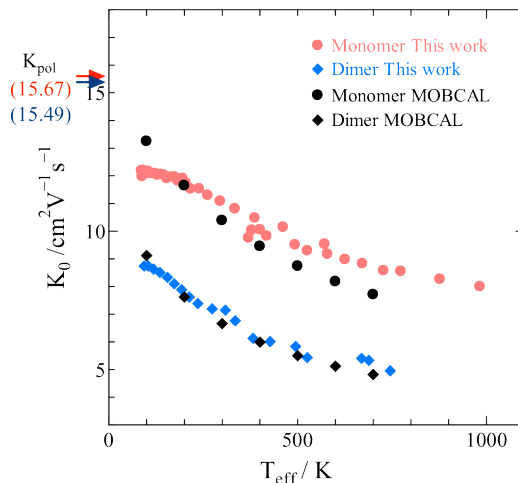


図4 $\text{Li}^+-(2\text{-butanol})_n$ $n = 1, 2$ の実験値と MOBCAL による計算値

2.4 今後の研究計画

今後は， $\text{Li}^+-(2\text{-butanol})_n$ について $n = 3, 4$ とより大きなクラスターについて実験および計算を行う。さらに実際に星間分子雲や宇宙空間で観測された分子やクラスターについても実

験を行いたいと考えている。

3 高感度マイクロチャンネルプレートの検出効率

マイクロチャンネルプレート (MCP) の検出効率の上限はチャンネルの開口率で決まることが知られている。我々は開口率 100% の高開口率テーパ型 MCP(T-MCP) を開発し、その絶対検出効率を測定してきた [1,2]。今回は検出効率の粒子入射角依存性について測定を行った。角度依存性についての系統的な研究は少なく、イオン入射に関しては Gao ら [3] の相対値測定がある程度である。回転導入系に T-MCP を取り付け任意の角度で絶対検出効率を測定できるようにした。入射電流と T-MCP の出力パルス計数から絶対検出効率が測定できる。また T-MCP 出力の角度依存性のみを測定することで、検出効率の相対値も測定した。図 5 に He^+ を 3.5keV で T-MCP に入射した場合の入射角依存性を示す。相対値は 21.5° で絶対値に規格化した。検出効率は入射角 0° では 40% 程度に落ち込み、そこから急激に増加して 10° 付近で最大になる。さらに入射角を増大させると検出効率は緩やかに減少していく。この結果は Gao らの相対測定と同様の傾向であった。その他に He^{2+} , Ar^{q+} ($q = 1, 2$) で測定を行い角度依存性が入射エネルギー、イオン価数、イオン質量にどう依存するかを調べた。

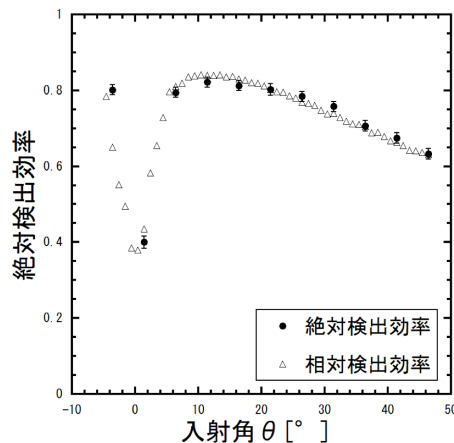


図 5 T-MCP 絶対検出効率の入射角依存性

参考文献

- [1] S. Matoba, G. Ishikawa, S. Moriya, K. Takahashi, T. Koizumi and H. Shiromaru, Rev. Sci. Instrum. 85 (2014) 086105.
- [2] S. Matoba, R. Takahashi, C. Io, T. Koizumi and H. Shiromaru, Jpn J. Appl. Phys. 50 (2011) 112201.
- [3] R. S. Gao *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 55 (1984) 1756-1759.

原子・分子・クラスター・低温固体表面と 量子ビームの相互作用の実験的研究

平山孝人・立花隆行

1 はじめに

我々のグループでは、クラスターと固体の二つの様態の希ガスを対象として、そこで起こる電子的励起過程およびその崩壊過程に関する実験的研究を行っている。希ガスはその安定性のために、気相および固相においてもその電子的性質は似通っていることが知られている。そのため、原子数が最小の極限である孤立原子、および最大の極限である固体、またその中間であるクラスターという3つの状態を「電子的励起過程」という一つのキーワードで統一的に理解することが可能であると考えている。

2014年度の成果は以下の通りである。

- 希ガス混合固体表面から光脱離する準安定励起原子の脱離終了運動エネルギー分布を測定し、固体表面における異種原子間相互作用に関する知見を得た [1]。
- 多価イオン入射による希ガス固体表面からのイオン脱離の絶対収率の測定に成功した。我々の実験結果を説明する新しい脱離モデルを提唱した。
- 多価イオンと凝縮性固体表面との電荷交換過程に引き続いて起こる脱離過程の観測を目的として、反射イオンと脱離イオンの同時測定システムの開発に着手した。
- 脱離の素過程を明らかにするため、TiO₂表面を標的として陽電子誘起イオン脱離実験を行い、陽電子消滅に起因して表面から脱離するイオンの観測に初めて成功した [2, 3]。

2 イオン衝撃による希ガス固体表面からのイオンの脱離過程

我々のグループでは、以前からイオン衝撃による希ガス固体表面からの脱離過程の研究を行い、全脱離収率が驚くべき大きさを持つこと [4]、非常に大きなサイズのクラスターイオンが脱離すること [5, 6]、入射多価イオンの持つポテンシャルエネルギーによる脱離が起こること [5] などの知見を得た [7]。

多価イオン入射によるイオン脱離収率に関しては以前の測定 [5] は相対測定であったが、2014年度には絶対値の測定に成功した。固体 Ne, Ar 標的より脱離するイオンの絶対収率の結果を図 6 に示す。入射イオンは Ne^{q+} (q = 1 ~ 4), Ar^{q+} (q = 1 ~ 6), Kr^{q+} (q = 2 ~ 6), 入射エネルギーは 200 ~ 2,000 eV であり、図中の記号の色が濃さが入射エネルギーを表している (濃い方が入射エネルギーが高い)。この結果から、絶対イオン脱離収率は入射イオンの持つポテンシャルエネルギーにほぼ比例していることがわかる。これは以前の相対測定の結果 [5] と一致している。

イオンの脱離過程として以前から提唱されているクーロン爆発モデル [8] を用いて、我々の実験結果の説明を試みた。このモデルでは固体中に生成したイオン数と脱離収率が比例することが予想されるが、我々の実験結果では、イオン生成断面積の大きな Ar 固体標的の方が Ne

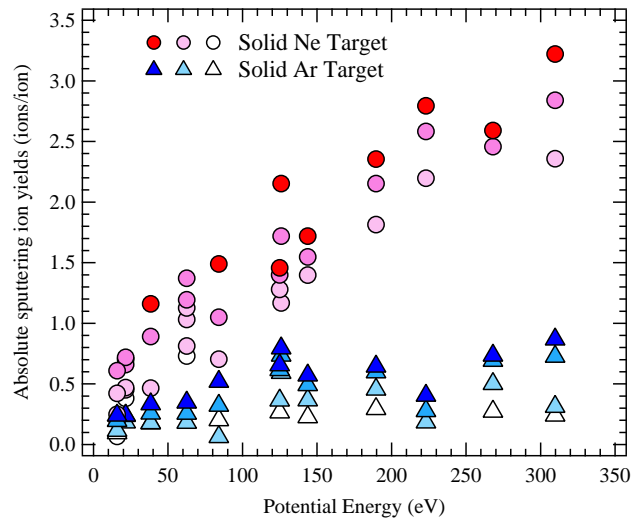


図6 Ne^{q+} ($q = 1 \sim 4$), Ar^{q+} ($q = 1 \sim 6$), Kr^{q+} ($q = 2 \sim 6$) 入射により固体 Ne, Ar から脱離したイオンの絶対脱離収率の測定結果。入射イオンエネルギーは 200 ~ 2,000 eV。

固体標的の場合よりも脱離収率が小さく、このモデルでは我々の結果を説明できない。

我々は、入射イオンの持つ運動エネルギーにより脱離する大量の中性原子とともにイオンが脱離するという新しい脱離モデルを提唱した。このモデルでは、イオンの脱離収率はスケーリングパラメーター

$$\Gamma = \frac{\text{PE}(A^{q+})}{\text{IP}(B)} \times \sigma \times Y_{\text{total}}$$

に依存することが予想される。ここで $\text{PE}(A^{q+})$, $\text{IP}(B)$, σ , Y_{total} はそれぞれ、入射イオンのポテンシャルエネルギー、標的固体のイオン化エネルギー、イオン生成断面積、全脱離収率である。このモデルを用いて我々の実験結果をプロットしたものを図7に示す。我々の新しい脱離モデルは実験結果をよく説明していることがわかる。

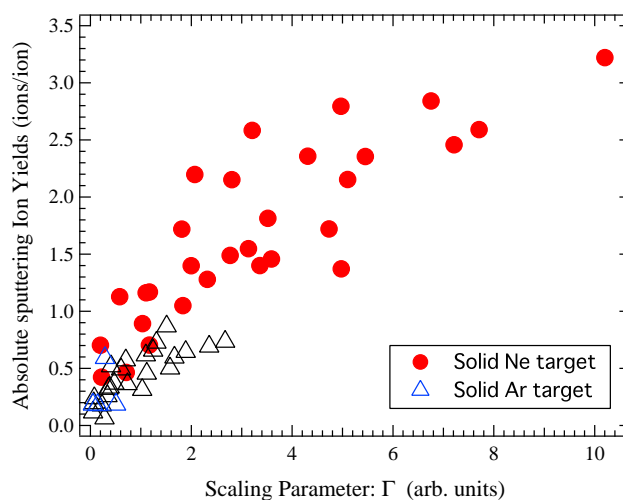


図7 絶対イオン脱離収率をスケーリングパラメーター Γ を横軸にプロットした結果。

現在、イオンの脱離過程に関するより詳細な知見を得るために、固体表面で電荷交換をして反射したイオンと、脱離したイオンの同時測定システムを構築中である。

3 希ガス混合凝縮層からの光励起脱離

我々は、以前から希ガス固体における光励起脱離の観測を行い、様々な脱離過程に関する知見を得てきた [9, 10]。これらの研究により純希ガス固体における脱離過程はほぼ明らかになったが、混合固体における現象についてはまだ未解明な部分が多い。我々はその脱離過程を明らかにするために、固体 Ne 上に Ar 薄膜を吸着させた固体を標的とした光脱離実験を行った。

光衝撃により脱離する Ne 準安定励起原子の脱離収率、脱離運動エネルギー、励起子生成エネルギーは、吸着させた Ar 薄膜の膜厚とともに変化した。我々は特に脱離運動エネルギーに着目して解析を行った。固体 Ne のバルク 1 次励起子生成により脱離した準安定励起原子の運動エネルギーの Ar 薄膜吸着量依存性の測定結果を図 8 に示す (赤丸) [1]。縦軸の値は純 Ne 固体を励起した場合の脱離運動エネルギーからの差である。脱離準安定励起原子の持つ運動エネルギーの最大値 E_{Max} は

$$E_{Max} = E_x - E_a - E_{coh}$$

で求められることが知られている。ここで E_x, E_a, E_{coh} はそれぞれ励起子生成エネルギー、気相での励起状態生成エネルギー、および固体の凝集エネルギーである。Ar 薄膜の膜厚により変化する励起子生成エネルギーは実測し、凝集エネルギーは Lennard-Jones ポテンシャルから見積もることにより、脱離運動エネルギーの Ar 吸着量依存性を計算した。その結果を図 8 の青い領域に示す。膜厚依存性の様子が絶対値も含めてよく再現されていることがわかる。

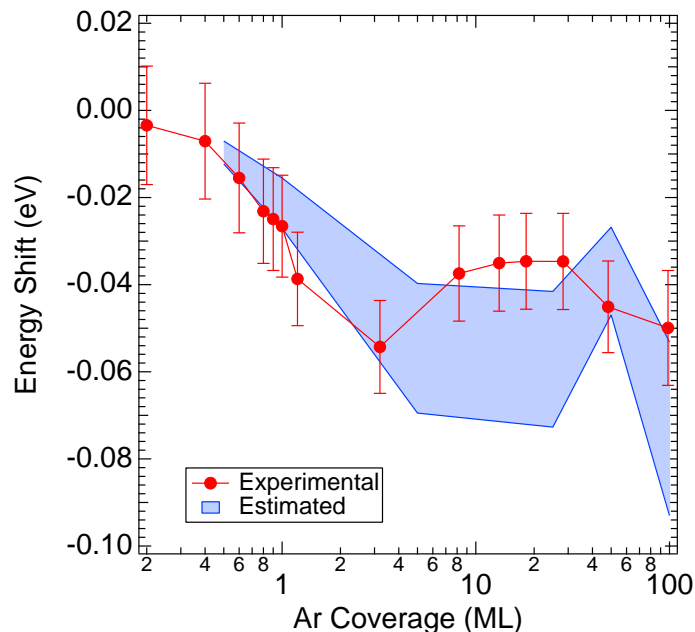


図 8 Ar 薄膜が吸着した固体 Ne から脱離した Ne 準安定励起原子の脱離運動エネルギーの Ar 吸着量依存性の実験結果と計算結果 [1]。

本研究において、Ne 固体表面に Ar 薄膜を吸着させると表面近傍に Ne と Ar の混合固体層が形成されることが強く示唆された。今後は吸着系固体の変わりに、混合比を制御した混合固体を標的とした実験を行う予定である。

参考文献

- [1] 岩淵あづさ, 立花隆行, 平山孝人, J. Vac. Soc. Jpn. **58** (2015) 165.
- [2] T. Tachibana, T. Hirayama and Y. Nagashima, e-Journal of Surface Science and Nanotechnology **13** (2015) 261.
- [3] T. Tachibana, T. Hirayama and Y. Nagashima, Phys. Rev. B **89** (2014) 201409(R).
- [4] S. Fujita, T. Tachibana, T. Koizumi and T. Hirayama, J. Phys. Conf. Ser. **163** (2009) 012083 .
- [5] K. Fukai, S. Fujita, T. Tachibana, T. Koizumi and T. Hirayama, J. Phys. Cond. Matt. **22** (2010) 084007.
- [6] T. Tachibana, K. Fukai, T. Koizumi and T. Hirayama, J. Phys. Cond. Matt. **22** (2010) 475002.
- [7] 立花隆行, 平山孝人, 日本物理学会誌 **67** (2012) 767.
- [8] H-P. Cheng and J. D. Gillaspay, Phys. Rev. B **55** (1997) 2628.
- [9] T. Hirayama and I. Arakawa, J. Phys. Cond. Matt. **18** (2006) S1563.
- [10] 荒川一郎, 平山孝人, 真空 **49** (2006) 593 .

飛翔体による惑星大気・プラズマ観測機器の開発

田口 真

1 極周回成層圏望遠鏡 (FUJIN) の開発

1.1 目的

惑星大気圏や磁気圏プラズマの研究では現象の時間変化を捉えることが本質的に重要である。しかし「すばる」のような地上大型望遠鏡はマシンタイムが限られており、数時間以上のタイムスケールで変化する現象の時間変化を連続的に観測することは不可能である。一方、比較的自由に利用できる国内の中小型望遠鏡はシーイングや天候条件によって要求を満たす十分な観測ができない。そもそも、地上観測では大気吸収のために観測不可能な波長領域が存在する。一方、探査機による直接探査やスペース望遠鏡衛星を利用した遠隔観測が惑星現象の時間変動観測に大きな成果が期待できるが、高度な技術開発や巨大な経済的コストが課せられる。

これらの問題点を打開するために、望遠鏡をゴンドラに搭載し大型気球で極域成層圏という特異な場所に浮遊させ惑星の連続観測を実現するというアイデアから、第三の惑星観測プラットフォームとして極周回成層圏望遠鏡 (風神 (FUJIN)) の構想が生まれた。成層圏 (高度約 32 km) まで上昇すると、下層大気に大量に存在する水、炭酸ガス、メタン等の分子による赤外吸収や、オゾン及び酸素分子による紫外領域の吸収がかなり軽減できる。また、エアロゾルや大気分子による散乱の効果も小さくなるため、地上に比べて大気透過率は格段に向上する。さらに大気密度が地上の 1/100 程度になるため、シーイングの影響が無視できる。

特に極域では、日周運動で惑星が地平線下に没することがないため、24 時間以上、惑星を連続的に観測可能な点が上げられる。夏期または冬期に極域成層圏に吹く風を利用すると、極を中心に気球を周回させることができる。極域成層圏のこれらの特色を活かすと、惑星を数週間連続して観測することが可能である。さらに、将来的にスーパープレッシャー気球が実用化されれば、半ば恒久的な成層圏に浮かぶ天文台も夢ではない。

このように、極周回成層圏望遠鏡による惑星観測は光学性能や観測条件上の多くのメリットがある上、地上大型望遠鏡や宇宙望遠鏡よりも遙かに低コストで実現できる。波長 300 nm 以上の領域に限れば、極周回成層圏望遠鏡は宇宙望遠鏡と同等の光学性能を持ち、回収してメンテナンスや拡張・改良が可能な点ではそれを遙かにしのぐメリットを持つ。そこで立教大学を中心とする FUJIN グループは極周回成層圏望遠鏡の開発を進めている [1, 2]。

1.2 開発状況

2014 年度は、極域成層圏からの惑星観測を目指した気球搭載望遠鏡 (FUJIN-2) のフライトモデルの製作を進めた。FUJIN-2 ゴンドラの姿勢は 4 基のコントロールモーメントジャイロ (CMG) による 3 軸姿勢制御方式で制御される。新規設計の CMG (図 1) を試作し、熱真空試験を実施した。その結果、大気中では空気の摩擦で所定の回転数が得られないことがわかつ

た。そのため、真空容器に CMG ホイールを収納することとした。

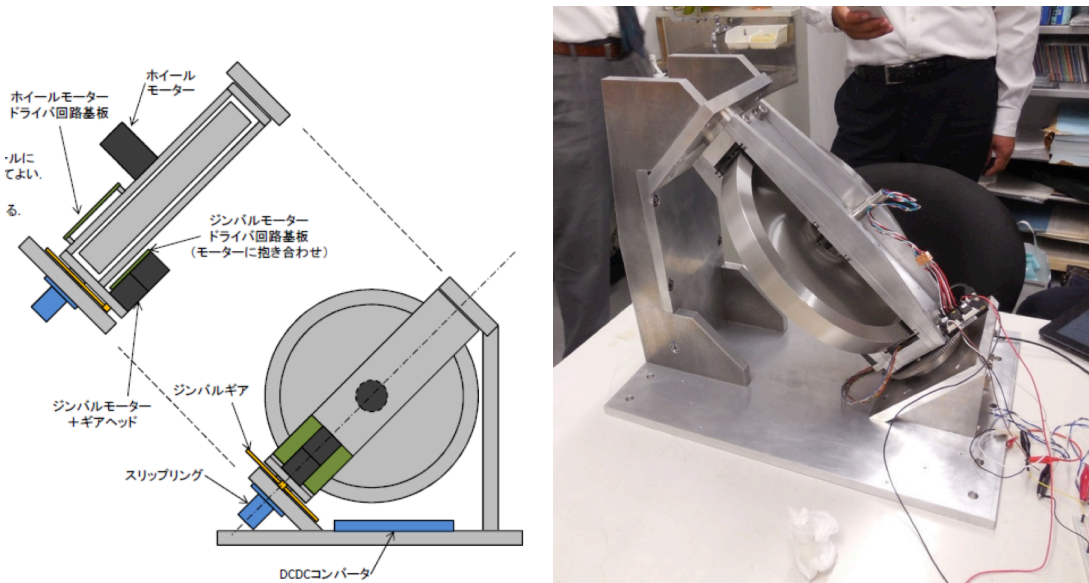


図9 FUJIN-2 用 CMG の試作機の概念設計図 (左) および写真 (右)。

FUJIN-2 には 2 種類のステッピングモーターが合計 6 個使用されている。それらのモーター駆動部の地上試験のために、モーター制御装置とソフトウェアを製作した。電源系に関しては、太陽電池パネルの発電能力試験を実施し、設計通りの電力を発生することを確認した。リチウムイオン電池と充放電制御回路を収納する気密容器を製作した。

太陽近くに見える惑星を観測するためには、迷光を避けるために高性能な望遠鏡フードが必要である。フードについては、CFRP を材料として製作する方針で要求仕様を取りまとめ、メーカーとの打合せを行ったが、予算が折り合わずフードの製作は来年度とした。望遠鏡の光学性能試験のために、ハルトマン板を準備した。天体イメージ取得及びスターセンサー、サンセンサー用の CCD カメラを製作した。

宇宙理学委員会に FUJIN ワーキンググループの設立を申請し、これが認められた。JAXA の小規模プロジェクトカテゴリ B への応募資格が得られたので、FUJIN-2 実験を応募した。

2 水素・重水素吸収セルイメージャーの開発

2.1 目的

水素吸収セル (図 2) は、ガラスセル内部に封入した水素ガスを熱解離させて水素原子を発生させ、ガラスセルに入射した水素ライマン α 光を水素原子の共鳴散乱によって選択的に吸収する狭帯域バンドリジエクシオンフィルターである。小型軽量で高スペクトル分解能観測が可能であるため、衛星や探査機に搭載して惑星コロナや惑星間空間中性水素原子の観測用に適している。水素セルと重水素セルを直列に配置することで、微量な重水素ライマン α 光を検出することが可能である。これを用いると惑星から散逸する水素と重水素の比を求めることができる。

水素吸収セル法はこれまでにジオコロナや惑星間空間中性水素の観測に用いられた例があ



図 10

る。ほとんどはフランスのグループによる成果である [3-7]。日本のグループはロケットに搭載した水素吸収セルによるジオコロナ観測の経験がある。また、火星探査機「のぞみ」に水素吸収セルフォトメータを搭載したが、残念ながら「のぞみ」は火星に到達することができなかった [8, 9]。その他に、土星探査機カッシーニに水素吸収セルフォトメータが搭載されたが、観測は失敗したようだ。

本研究では今後のジオコロナ観測及び惑星コロナ観測への応用を目指して、従来よりも高性能の水素・重水素吸収セルを開発する。

2.2 開発状況



図 11 水素・重水素吸収セル製作システム。

この数年間少しずつ整備してきた水素重水素吸収セル製作システム（図3）を完成させた。このシステムは真空排気装置、ベーキングヒーター及び電源、水素ガスポンプ及びパラジウムフィルターからなる。真空排気装置の試運転をし、問題なく動作することを確認した。ベーキングヒーターの動作試験、パラジウムフィルターの性能確認、構造モデルを使った排気試験を行った。また、簡易的な吸収率を測定するために、ホローカソードランプと光電子増倍管を吸収セルの光路の前後に設置できるような治具を製作した。

2013年度に浜松ホトニクスにて製作されたフィラメント付吸収セルポディーを吸収セル製作システムに取り付けて、吸収セルの試作段階へ進もうとした。その際に、吸収セルのガラスポディーにクラックが入っていることがわかり、試作は断念した。今後は、メーカーを交えて吸収セルの構造を見直し、よりロバストで信頼性が高い製作方法を確立する。

ロシア、フランスが中心となり、SOHO 衛星搭載 SWAN のように月周回衛星から惑星間空間中性水素原子を観測する計画が検討されている。日本の参加も求められており、日本側からの吸収セルの供給がひとつのオプションとなっている。我々としては惑星間空間中性水素原子よりもジオコロナに興味があるので、月周回衛星からジオコロナを観測する水素吸収セルイメージャー（図4）の概念設計を行った。口径は「のぞみ」UVS-P の2倍以上とし、検出器にMCPを用いて視野23.2°の画像を取得する。

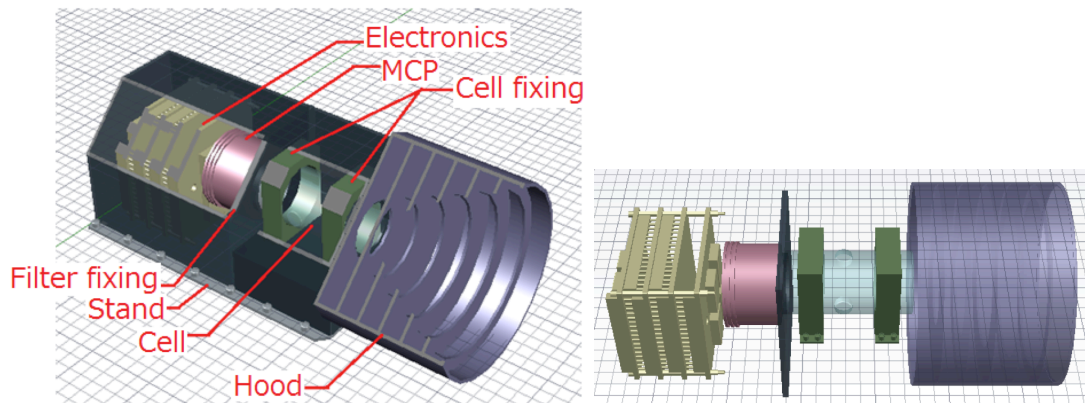


図12 水素吸収セルイメージャーの外観と内部構成図。

参考文献

- [1] M. Taguchi *et al*, JAXA-RR-09-007 (2010) 53–72.
- [2] Y. Shoji *et al*, JAXA-RR-13-011 (2013) 87–107.
- [3] P. H. Metzger and M. A. Clark, *J. Geophys. Res.* 75 (1970) 5587–5591.
- [4] J. E. Blamont and A. Vidal Madjar, *J. Geophys. Res.* 76 (1971) 4311–4324.
- [5] A. Vidal Madjar, *J. Geophys. Res.* 78 (1973) 1115–1144.
- [6] C. Emerich *et al*, *J. Geophys. Res.* 81 (1976) 6103–6114.
- [7] J. L. Bertaux, *Nature* 309 (1984) 771–773.
- [8] T. Kawahara *et al*, *Appl. Opt.* 36 (1997) 2229–2237.
- [9]] M. Taguchi *et al*, *Earth Planets Space* 51 (2000) 49–60.

月惑星探査用その場年代測定装置の開発

亀田 真吾

月惑星表面が形成された年代は現在でも議論が続いており、主にクレーターの数密度によって相対年代を推定するクレーター年代学によって研究が進められている。この手法はアポロ計画によって40年以上前に地球に持ち帰られた岩石の年代測定結果に大きく依存している。一方、以降に打ち上げられた極軌道周回衛星により、アポロの着陸点は鉱物分布の観点から見ると特殊な場所に集中しており、月全球を代表していない可能性が高いことが分かった。そのためアポロの着陸地点とは異なる場所での年代測定が急務となっている。2013年にはNASAの火星探査ローバー Curiosity により K-Ar 年代測定が実施された。この計画では K は α 線 X 線分光 (APXS) で定量され、Ar は四重極質量分析器 (QMS) で定量された。結果として測定した火星の岩石の K-Ar 年代は 42.1 ± 3.5 億年ということが分かった。しかし、この時に測定された試料は堆積岩であり、堆積が起きた年代の特定には至っていない。また、装置が大型であり超大型の計画でなければ月惑星探査機に搭載することはできない。本研究ではこの状況を打開するために、月惑星着陸機にレーザー誘起絶縁破壊分光装置 (LIBS) を搭載し、その場での K-Ar 年代測定法によって着陸点付近の形成年代を求めることを目標としている。LIBS によって K を定量し、脱ガス質量分析によって Ar を定量する手法は既に考案されている。しかし現時点では、Ar 定量に必要な質量分析装置は大型であり、着陸機搭載に向けた小型化の目処が立っていない。本研究では、装置の小型化を目標として質量分析装置を使わずに K/Ar 比を計測する装置の開発を進めてきた。具体的には、レーザーアブレーションで放出された Ar が発する真空紫外領域の輝線を分光測定し、LIBS のみで K と Ar の両者を計測する手法の確立を目指して研究を進めた。この手法では同一試料から発生する K と Ar を同時測定するため、試料質量測定も不要となる。これにより装置の大幅な小型軽量化が可能となり、月惑星着陸機を用いたその場の年代測定の実現性を飛躍的に高める事が期待される。また、既に実験室内で K-Ar 測定が実現されている LIBS と QMS を組み合わせた装置の軽量化をめざし、小型レーザーを用いた K の定量精度について検討を行った。

LIBS を用いた Ar 定量のために、既に立教大に導入済みの真空紫外 LIBS 実験装置を用いた (図 1,2)。LIBS は集光したパルスレーザーを測定対象に照射することで試料表面をプラズマ化させそのプラズマ光を分光することで元素組成を分析する装置である。比較的小型で、様々な元素が検出可能であり、K に関してはすでに岩石中の濃度測定が行われている。しかし通常 LIBS で測定を行う可視域に強度の大きい Ar 輝線がないことから、岩石中の Ar に関しては輝線の検出を目的とした実験すら行われていなかった。そこで私は LIBS を用いて Ar の輝線を検出することを目的として実験を行った。ここでは人工的に Ar ガスを封入した試料を用いた。実験の結果、Ar 輝線付近に岩石に豊富に含まれている Si や O の多価イオンの輝線や励起に必要なエネルギーが大きい輝線が検出されたため Ar 輝線の検出に至らなかった。高純度 Si を試料として真空紫外 LIBS 測定を行ったところ多価イオンの輝線や励起に必要なエネルギーが大きい輝線が検出され、プラズマが予想していたよりも加熱されていることがわかった [2](図 3)。大気中で LIBS 実験を行う際のプラズマ温度は約 1eV ($\sim 1 \times 10^4\text{K}$) である [1] が、本実

験の結果、真空中でのプラズマ温度は 8 eV ($\sim 9 \times 10^4\text{ K}$) 程度まで上昇したと考えられる。

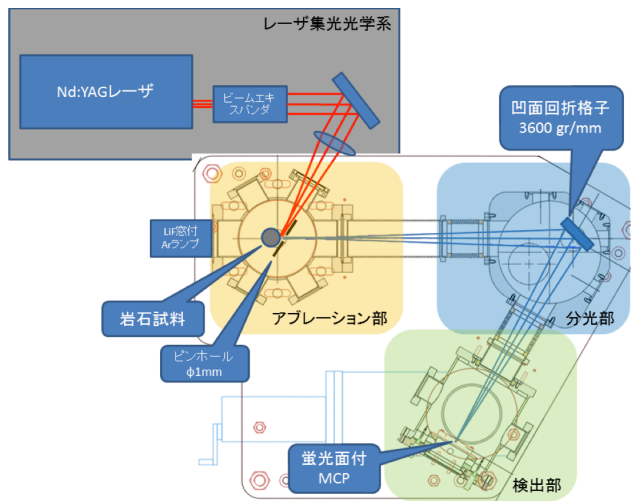


図 13 Ar 検出用真空紫外 LIBS 装置図

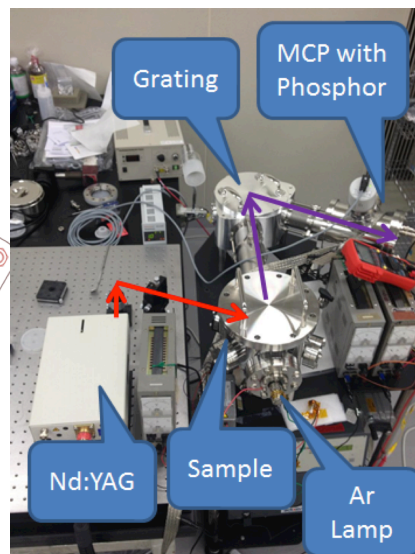


図 14 装置外観

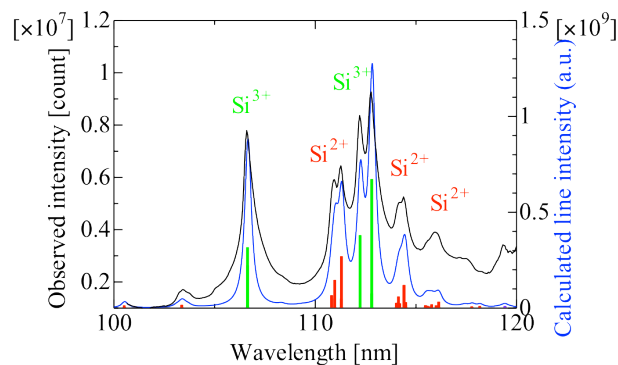


図 15 高純度 Si の LIBS 測定。

黒線：測定結果

青線：プラズマ温度 8 eV の場合に本装置で得られるスペクトルの計算値

緑： Si^{3+} 輝線の波長と相対強度

青： Si^{3+} 輝線の波長と相対強度

8 eV までプラズマ温度が上昇している場合、 106.7 nm にある Si IV の輝線強度は、同じく 106.7 nm の Ar I の輝線強度より 10 桁以上高くなる [2](図 4)。そこでプラズマの温度を下げるために、レーザーのエネルギー密度を下げて実験を行った。結果として図 5 に示すように、レーザーの強度を下げることによって、 Si^{3+} イオン輝線の強度は Si^{2+} イオン輝線の強度より相対的に下げられることを確認した。そこでレーザーのエネルギー密度を下げて Ar を含む試料で測定を行ったが、 Ar 輝線は検出されなかった (図 6)。レーザー強度を下げたことにより総発光量が著しく低減したため、レーザー強度を下げずにレーザーの集光スポット径を広げることでエネルギー密度を低減させて実験を行った。しかし、この実験でも Ar 輝線を検出することはできなかった (図 7)。 Si^{2+} イオンの輝線が検出されていることから、温度がまだ十分に低減されていないことが原因であると考えられる。また、同じレーザー強度で、レーザー集光

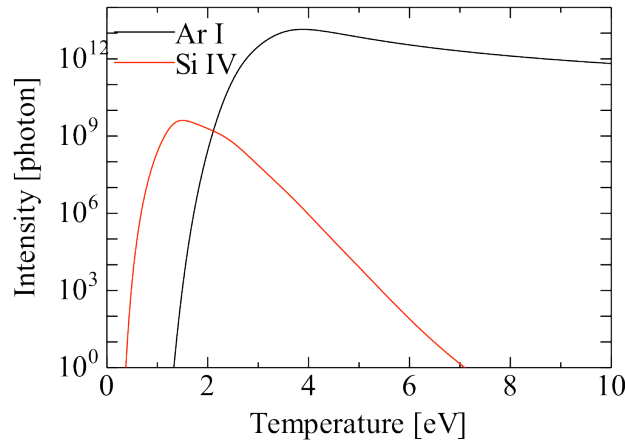


図 16 装置外観

スポット径を広げた場合に総発光量が低減することが確認された。Ar を検出するためにはプラズマの温度を下げつつ S/N を向上させる必要がある。その方法としてレーザーを照射してから数 ns の遅延をかけ MCP に電圧をかけることで時間ゲート分光計測を行い高温プラズマの輝線を排除する方法やフェムト秒レーザーを用いる方法で Ar 輝線を検出できる可能性がある。また、低出力のレーザーを用いた場合に達成できる K の検出限界と測定精度の検討のための基礎実験を実施した。文献 [3] ではその場 K-Ar 年代測定法の K の濃度測定に LIBS を用いる方法を採用し、K の輝線強度を O の輝線強度の相対値として求めて K の濃度の検量線を用いる手法で検出限界と測定精度を決定している。この実験では 100 mJ のレーザーを使用しているが、惑星で LIBS を使用した Curiosity の ChemCam では最大出力 30 mJ のレーザーが使われている。レーザーは高出力になるほど重量が重くなるため 100 mJ のレーザーを探査機に搭載することは現時点では非常に困難である。そこでレーザーの出力を 35 mJ, 30 mJ, 20 mJ, 10 mJ として K の定量実験を行った。実験の結果、10 mJ で K 輝線の検出に成功した。解析の結果 10 mJ では発光強度が小さいため検量線を得ることはできなかったが、20 mJ より大きい場合には K の検量線を得ることに成功した (図 8) [2]。Curiosity のレーザーよりも出力の小さい 20 mJ のレーザーで検量線を得られたことで K の輝線強度を O の輝線強度で割ることで補正した値と K の濃度の検量線を用いる手法を用いて惑星で K の定量が行える可能性を示した。

参考文献

参考文献

- [1] 奥村裕, 修士論文, 立教大学, (2014).
- [2] Cremers, D. and L. Radziemski, Handbook of Laser - Induced Breakdown Spectroscopy, John Wiley and Sons, Ltd, England (2006).
- [3] Y. Cho, S. Sugita, S. Kameda, Y. N. Miura, K. Ishibashi, S. Ohno, S. Kamata, T. Arai, T. Morota, N. Namiki and T. Matsui, Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy 106 (2014) 28-35.

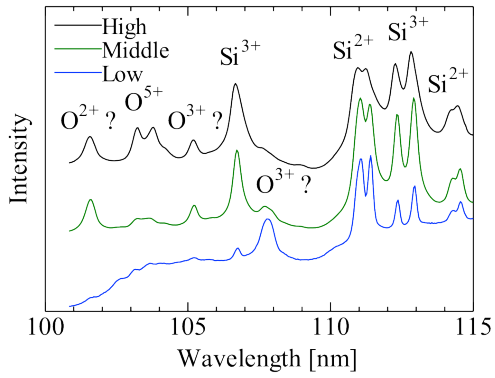


図 17 レーザ強度を変更しカリ長石を試料として得られた LIBS スペクトル

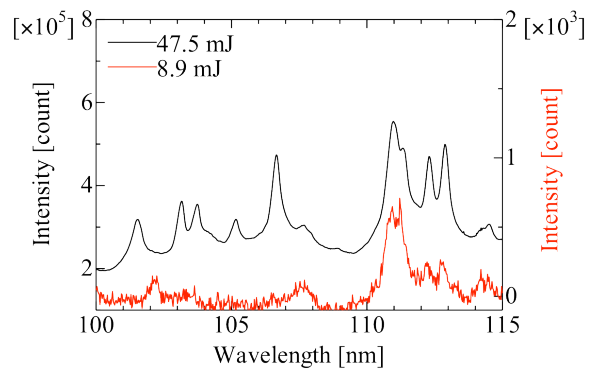


図 18 レーザ強度を変更し、Ar を含む試料から得られたスペクトル

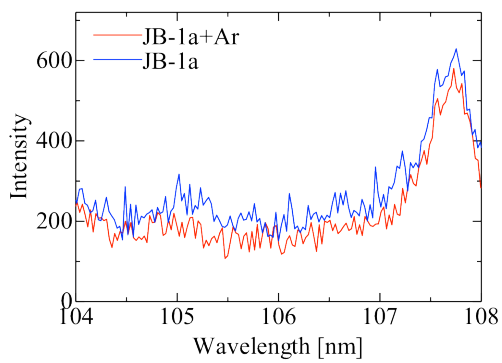


図 19 エネルギー密度を下げて、Ar を含む試料と含まない同じ組成の試料で得られたスペクトル。

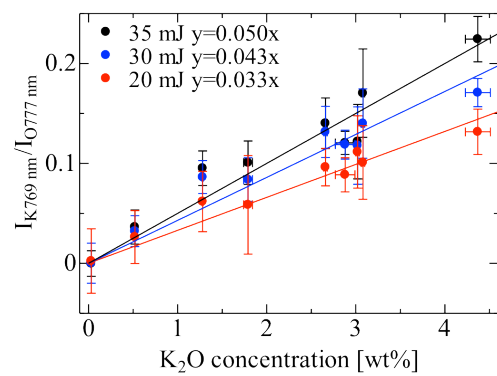


図 20 レーザ出力ごとに得られた K 検量線。

不安定核の構造

理化学研究所 仁科加速器研究センター 本林 透

1 不安定原子核の構造 — γ 線検装置 DALI2 の開発整備と原子核物理・天体核物理実験

以前のハイテクプロジェクトで理化学研究所と共同して 2002 年に建設した高感度 γ 線検出装置 (DALI2) を整備・改良し、自然界には存在しない不安定な原子核を対象とした γ 線核分光実験により中性子過剰領域で見られる新奇な原子核現象の研究を行っている。理化学研究所仁科加速器研究センターの RI ビームファクトリー (RIBF) は世界最高強度の不安定核二次ビームを供給し、DALI2 を始めとする高性能検出器を組み合わせることによって、魔法数の消滅、出現に代表される原子核の構造変化、爆発的元素合成にかかわる短寿命原子核の研究を進めている。

1.1 理研 RIBF

理研 RIBF は 2007 年に稼働を開始した加速器施設である。概要を図 21 に示す。核子あたり 345 MeV まで加速されたウランに至る各種のイオンを入射核破碎または飛行核分裂を用いて安定線から遠く離れた原子核を生成し、それらを分析、分離することにより二次ビームを供給する。現在その能力は世界で飛び抜けており、例えば、新しい同位元素を 130 種あまり既に作り出して確認している。

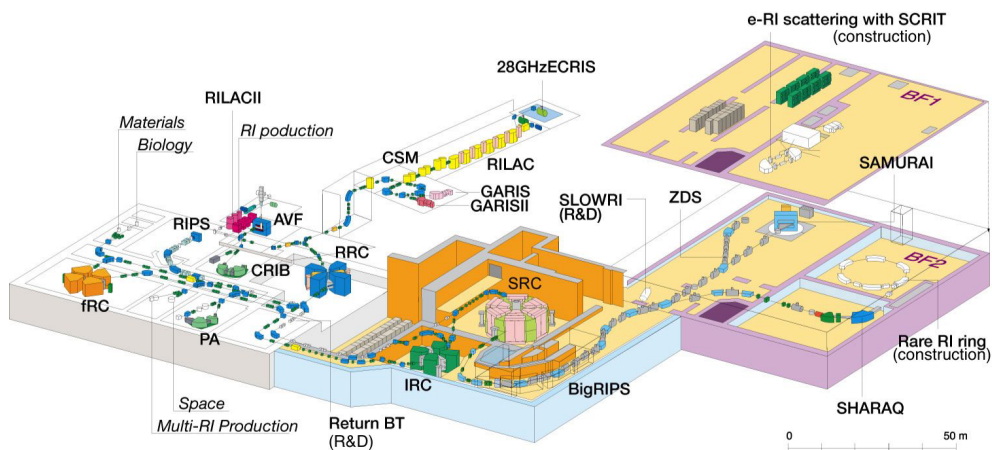


図 21 理研 RI ビームファクトリー。2 種類の入射器と、それに続く 3 台のサイクロトロン (RRC, fRC, SRC) により、ウランに至るすべての核種を核子あたり 345 MeV まで加速できる。さらにそれらの粒子の二次反応により不安定原子核 (放射性同位元素 RI) を生成し、RI ビーム分離生成装置 BigRIPS によりビームとして核種実験に供給する。

本研究プログラムでは、それらの不安定原子核による二次反応を起こさせ、飛行中の励起原子核からの γ 線を測定することによって、核構造の情報を得ることを目的としている。また、

粒子崩壊しきい値より上の状態を研究するため、高速の崩壊粒子を同時計測するための検出装置の開発を行っている。

1.2 DALI2 による中性子過剰核研究

実験セットアップの概要を図 22 に示す。BigRIPS と呼ばれるビームラインで実験に必要な原子核を識別して不安定核ビームとして取り出す。それを反応二次標的に照射し、反応生成物を下流の ZeroDegree spectrometer で分析識別する。二次標的との相互作用で励起された原子核からの γ 線を DALI2 で測定し、識別された反応生成物と同時計測することにより、反応の種別と励起状態を同定する。この方法は 1990 年代に立教大のグループによって確立し、世界に広がったものである。RIBF の高い不安定核生成能力との組み合わせにより研究を大きく展開させようとしている。

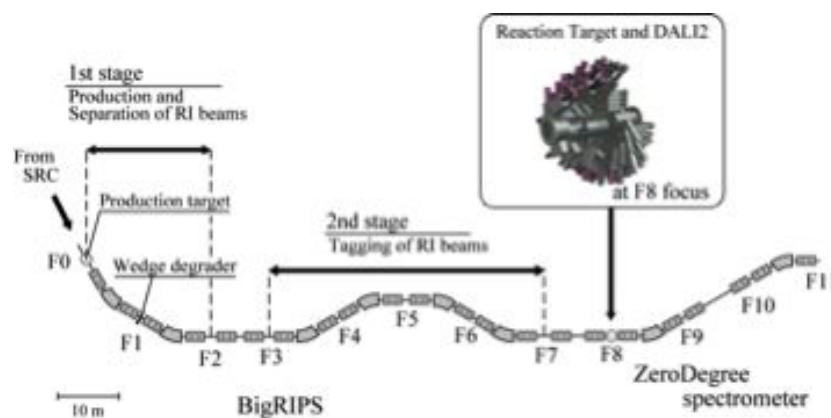


図 22 理研仁科センター RIBF 施設の BigRIPS ビームライン、ゼロ度スペクトロメータ。F8 焦点に二次標的と γ 線検出装置 DALI2 を設置。二次ビームの生成と識別を BigRIPS で行い、反応生成物の識別をゼロ度スペクトロメータで行う。反応によって励起された原子核から放出される γ 線を DALI2 で測定し、励起状態の決定を行う。

2014 年度の成果の一つは、DALI2 の総合報告 [1] が建設から 13 年を経て出版されたことである。2002 年より現在まで各種の実験に使われており、報告には 33 編の論文が出版されたことが記されているが、その後さらに 8 編が出版された。

集中的に研究されたのは、中性子数 20 周辺中性子過剰核であり、この「逆転の島 (Island of Inversion)」と呼ばれている領域では、魔法数を持つ原子核としての性質が失われたり、新しい魔法数が現われる、といった特異な現象が観測されている。2014 年度は、中性子過剰な酸素、ネオン、マグネシウム同位体についての結果が得られ [2, 3, 4, 5, 6]、逆転の島の全容が明らかになりつつある。

もう一つの領域は、陽子過剰な錫同位体である。陽子数 50 が魔法数であり、中性子数も 50 である ^{100}Sn を目標に様々な研究が進行中である。 ^{104}Sn に関する 2 つの論文 [7, 8] は、 ^{100}Sn へ向かって核構造がどのように進化してゆくかについて、重要な情報を与えている。

1.3 爆発的元素合成核反応とシリコン飛跡検出器の開発

安定線から離れると原子核の陽子（中性子）結合エネルギーは小さくなり、比較的低いエネルギーで粒子崩壊しきい値を超える。そのような場合、励起状態は粒子（陽子過剰核では陽子、中性子過剰核では中性子）を放出する。そのような状態のあるものは、宇宙での元素合成に重要な役割を果たすことがある。

rp 過程に代表される爆発的水素燃焼にかかわる核反応を調べる目的で、反応により励起された陽子過剰核からの陽子崩壊を測定する計画が進行している。陽子と崩壊後の原子核を同時計測するために、広ダイナミックレンジを持つ飛跡検出器の開発が進行中である。アメリカの Texas A&M 大学などのグループとの共同研究により、回路系も含めた装置がほぼ完成をむかえている。日本側は、マイクロストリップシリコン検出器の設計、広ダイナミックレンジ前置増幅器の開発、実験装置全体の整備を担っている。最初の実験として、熱い pp モードと呼ばれる核燃焼過程に登場する ${}^8\text{B}(p,\gamma){}^9\text{C}$ 反応をクーロン分解と呼ばれる方法で研究する提案等が理研のプログラム諮問委員会（PAC）で採択されており、2015 年中には実験が開始される予定である。

参考文献

- [1] S. Takeuchi, T. Motobayashi, Y. Togano, M. Matsushita, N. Aoi, K. Demichi, H. Hasegawa, and H. Murakami, Nucl. Instr. and Meth. A **763** (2014) 596.
- [2] T. Nakamura, N. Kobayashi, Y. Kondo, Y. Satou, J.A. Tostevin, Y. Utsuno, N. Aoi, H. Baba, N. Fukuda, J. Gibelin, N. Inabe, M. Ishihara, Y. Kawada, T. Kubo, T. Motobayashi, T. Ohnishi, N.A. Orr, H. Otsu, T. Otsuka, Y. Togano, and K. Yoneda, Phys. Rev. Lett. **112** (2014) 142501.
- [3] S. Michimasa, Y. Yanagisawa, K. Inafuku, N. Aoi, Z. Elekes, Zs. Fulop, Y. Ichikawa, N. Iwasa, K. Kurita, M. Kurokawa, T. Machida, T. Motobayashi, T. Nakamura, T. Nakabayashi, M. Notani, H.J. Ong, T.K. Onishi, H. Otsu, H. Sakurai, M. Shinohara, T. Sumikama, S. Takeuchi, K. Tanaka, Y. Togano, K. Yamada, M. Yamaguchi, and K. Yoneda, Phys. Rev. C **89** (2014) 054307.
- [4] P. Doornenbal, H. Scheit, S. Takeuchi, Y. Utsuno, N. Aoi, K. Li, M. Matsushita, D. Steppenbeck, H. Wang, H. Baba, E. Ideguchi, N. Kobayashi, Y. Kondo, J. Lee, S. Michimasa, T. Motobayashi, T. Otsuka, H. Sakurai, M. Takeuchi, Y. Togano, and K. Yoneda, Prog. Theor. Exp. Phys. **2014** (2014) 053D01.
- [5] N. Kobayashi, T. Nakamura, Y. Kondo, J.A. Tostevin, Y. Utsuno, N. Aoi, H. Baba, R. Barthelemy, M.A. Famiano, N. Fukuda, N. Inabe, M. Ishihara, R. Kanungo, S. Kim, T. Kubo, G.S. Lee, H.S. Lee, N. Matsushita, T. Motobayashi, T. Ohnishi, N.A. Orr, T. Otsu, T. Otsuka, T. Sato, H. Sakurai, Y. Satou, T. Sumikama, H. Takeda, S. Takeuchi, R. Tanaka, Y. Togano, and K. Yoneda, Phys. Rev. Lett. **112** (2014) 24250.
- [6] K. Tshoo, Y. Satou, C.A. Bertulani, H. Bhang, S. Choi, T. Nakamura, Y. Kondo, S. Deguchi, Y. Kawada, Y. Nakayama, K.N. Tanaka, N. Tanaka, Y. Togano, N.

- Kobayashi, N. Aoi, M. Ishihara, T. Motobayashi, H. Otsu, H. Sakurai, S. Takeuchi, K. Yoneda, F. Delaunay, J. Gibelin, F.M. Marquès, N.A. Orr, T. Honda, T. Kobayashi, T. Sumikama, Y. Miyashita, K. Yoshinaga, M. Matsushita, S. Shimoura, D. Sohler, J.W. Hwang, T. Zheng, Z.H. Li, and Z.X. Ca, *Phys. Lett. B* **739** (2014) 19.
- [7] P. Doornenbal, S. Takeuchi, N. Aoi, M. Matsushita, A. Obertelli, D. Steppenbeck, H. Wang, L. Audirac, H. Baba, P. Bednarczyk, S. Boissinot, M. Ciemala, A. Corsi, T. Furumoto, T. Isobe, A. Jungclaus, V. Lapoux, J. Lee, K. Matsui, T. Motobayashi, D. Nishimura, S. Ota, E. C. Pollacco, H. Sakurai, C. Santamaria, Y. Shiga, D. Sohler, and R. Taniuchi, *Phys. Rev. C* **90** (2014) 061302.
- [8] A. Corsi, S. Boissinot, A. Obertelli, P. Doornenbal, M. Dupuis, F. Lechaftois, M. Matsushita, S. Péru, S. Takeuchi, H. Wang, N. Aoi, H. Baba, P. Bednarczyk, M. Ciemala, A. Gillibert, T. Isobe, A. Jungclaus, V. Lapoux, J. Lee, M. Martini, K. Matsui, T. Motobayashi, D. Nishimura, S. Ota, E. Pollacco, H. Sakurai, C. Santamaria, Y. Shiga, D. Sohler, D. Steppenbeck, and R. Taniuchi, *Phys. Lett. B* **743** 451.

不安定核の電子散乱に向けた装置開発

栗田 和好・榎園 智昭

1 はじめに

電子は強い相互作用をしないため基本的に原子核中で電荷を持つ陽子の空間分布に感度があり、その散乱断面積は電荷分布のフーリエ変換で記述できて理論的なあいまいさが全くない。原子核物理学では最も基本となるパラメータとして陽子の広がりを原子核の大きさの指標として扱ってきた。しかるに、これまで不安定核での電子散乱実験は不可能であった。また、中性子の分布が陽子の分布より極端に広がっているケースなど常識を覆す結果が次々と発見されたこともあり、世界中の原子核物理学者が注目してルネッサンス時代が訪れている。この不安定核の知見は天体内で起こる元素合成を左右する情報であり天体核物理における元素の起源を探る手がかりともなっている。このように不安定核の電子散乱データは多くの研究者から切望されている状況にある。

この不安定核電子散乱実験を可能にする手法として我々は電子ストレージリング（電子シンクロトロン）中に不安定核の浮遊標的（Self Confining RI Ion Target）を作ることを提唱し、実際に開発研究を続けている。これは電子ストレージリング中でビーム強度をあげる際に大きな問題となるイオントラッピング（残留ガスが電子ビームにひきつけられてビームの強度が落ちていく現象）を逆に利用して不安定核を横方向に閉じ込め縦方向には電極を用いたポテンシャルでトラップするという世界でも類を見ない極めて独創的な手法である。

京都大学化学研究所の電子ストレージリング KSR での SCRIT 原理の実験的検証の後、我々は電子ストレージリング AURORA-2 を住友重機械工業から譲り受け、理化学研究所（以下理研）の RIBF 棟に設置し、世界初の不安定核電子散乱実験を間近に迎えている。2014 年度については、実験準備のための様々な装置開発を行った。それを順に述べる。

2 装置開発

図 1 に理研で展開している我々の実験装置の全体図を示す。SCRIT 実験は立教大、理研、東北大の共同実験であるが、我々の担当している装置を赤丸で示している。装置それぞれの役割と開発状況を以下に述べる。

2.1 研究方法

2.2 クーラー・バンチャーの開発

図 1 の右上にある入射加速装置は 150 MeV の電子ビームを供給し続けており、蓄積リング SR2(Storage Ring at Riken 2) に入射を行うとき以外は、不安定核発生装置である ERIS(electron-beam-driven RI separator for SCRIT) 内のウラン標的に入射させ誘導核分裂により目的とする不安定核を生成分離する。一方、SCRIT 中では一定時間イオンを蓄積しておいて、標的の密度が低くなったら新たに作られたイオンを入射するというサイクルを繰り返

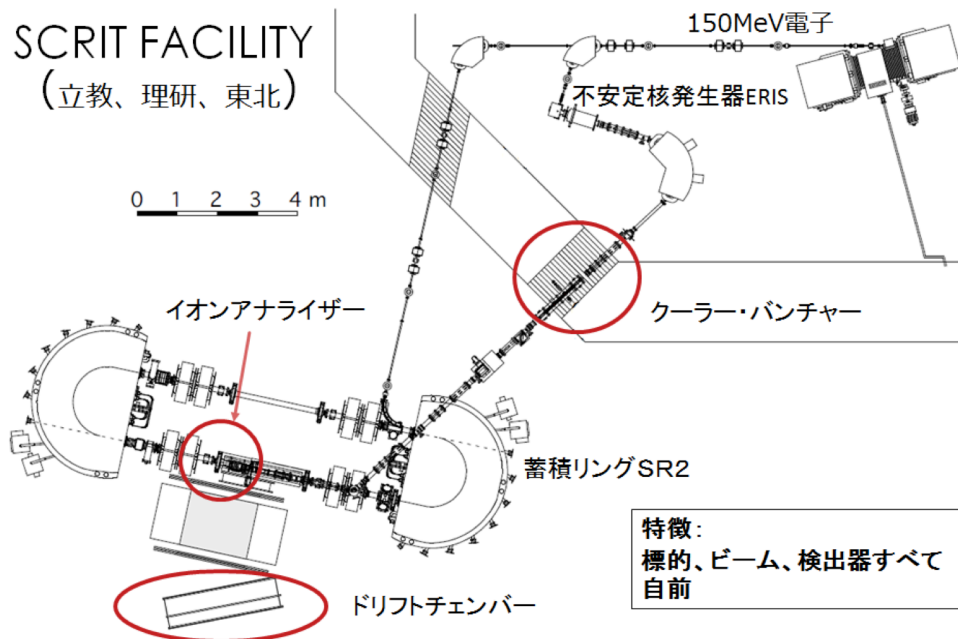


図 23 SCRIT 実験の全体図

す。そのため、連続的に生成されてくる貴重な不安定核イオンをバッファーしてバンチ化後 SCRIT に送り出す「バンチャー」が必須の装置である。我々はこのバンチャーに冷却機能も兼ね備えた装置をクーラー・バンチャーと呼んでいる。我々が開発を進めるクーラー・バンチャーは線形四重極高周波トラップをベースにしたもので、四重極の前後にバリアポテンシャルを立てて3次的にイオンのトラップを行っている。知られている事実ではあるが、入射電極と四重極間の漏れ電場の減速を受け、一部のイオンはバリアを超えるエネルギーで入射しているのにトラップされ続けることを確認した。当初目的としていたイオン濃度向上には届かないまでも、最低でも 40 倍程度のイオン濃縮が可能であることがすでに確立しているため、今は SCRIT への入射ラインに組み込んで更なるイオン濃度向上を目指している。

2.3 ドリフトチェンバーの開発

標的生成の装置とは別に、電子散乱実験に向けた散乱電子磁気スペクトロメータの開発が急務である。我々は SCRIT 実験の測定器系に実装された磁気スペクトロメータの重要な要素である飛跡検出器、ドリフトチェンバーの立ち上げと読み出し系 (DAQ) の開発を担当している。図 2 の写真に示すような装置の立ち上げを行い、タングステンワイヤーを用いた電子散乱テスト実験を成功に導くことが出来た。TCP-IP をベースにした読み出し回路を無事動作させることが出来、しかも飛跡検出では目標とする位置分解能が実現可能な残差分布 $180 \mu\text{m}$ を達成し、測定系は電子散乱実験に向けた準備がおおむね整ったといえる。

2.4 イオンアナライザーの開発

SCRIT に貯められたイオンはトラップ中に残留ガスイオンが侵入したり、常に通り過ぎていく高エネルギーの電子により多価化がすすむなどして、存在比の分布が時間とともに変遷し

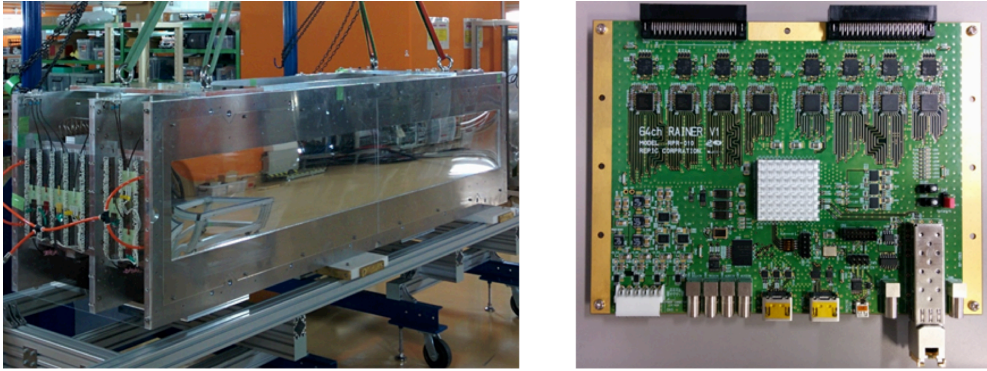


図 24 SCRIT 電子散乱実験のために磁気スペクトロメータに設置されたドリフトチェンバー (サイズ : 274 cm×36 cm×78 cm) と読み出しカード RAINER (64 ch/card, 全 1002 ch)

ていく。その変遷の様子をモニターするデバイスとしてイオンの出口側にイオンアナライザーが設置されている。このアナライザーは $E \times B$ フィルターを装備しており、その先に敷き詰められたチャンネルトロンと呼ばれるイオン検出器で検出される。とらえられたチャンネルトロンの位置でイオンの価数や質量を予想することができ、トラップ特性を理解するのに大変重要している。

これまで、電磁石の冷却水の通り道に漏れがあったため、電磁石を最大値まで励磁することができず、性能が不十分であった。実験に備えた SCRIT チェンバーの移動を機に、イオンアナライザーのアップグレードを行った。冷却水の漏れの修復はもちろんのこと、メーカーが供給してきた複雑な電極構造をやめ、平面基板にストリップが規則的に並んだシンプルな電極デザインに大きく変更して、製作を完了した。あとは、システムに組み込み動作確認を待つのみとなっている。

3 イオン照射装置

我々のプロジェクトではしばしば数 10 keV の低エネルギーイオンを測定しなくてはならず、その検出器開発のためには手元にイオン発生装置があることは大変有利である。立教大学理学部には 300 keV までイオンを加速可能なコッククロフト・ウォルトン型静電加速器が存在するが、老朽化が激しくメンテナンスも困難な状況である。したがって、我々は本研究プロジェクトの設備費を利用して 100 keV までのイオン加速が可能なイオン照射装置を導入することを決定した。

なお、我々の用途に合致する既製品はないため、イオントランスポートや分析電磁石のシミュレーション等すべて我々の手で行った。図 3 はその結果チェンバーの幅や長さ等をすべて決定し、完成した設計図である。この装置部品については 2014 年度に納入されたが、動作確認や調整作業はこれから我々自身で行わなければならない。

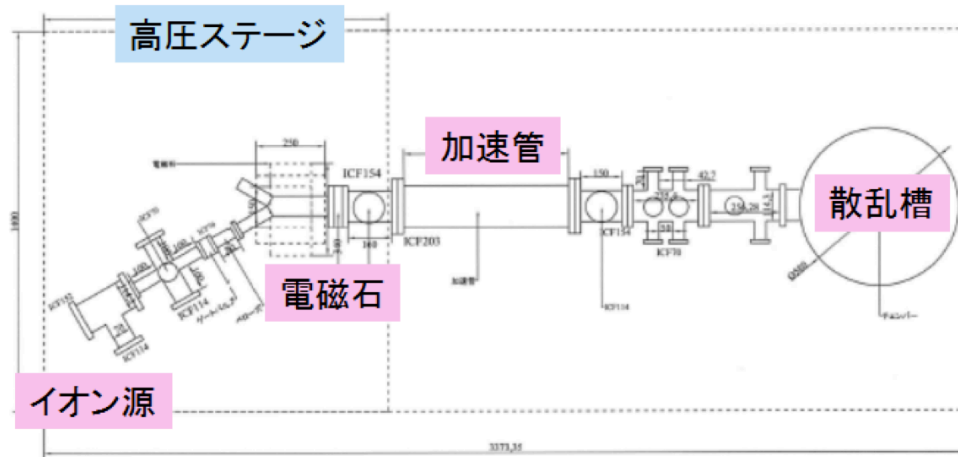


図 25 イオン照射装置のイオン源、電磁石、高圧ステージ、加速管、散乱槽の設計図。

4 まとめ

我々は、世界に先駆けて不安定核の電子散乱実験を実現する一歩手前にいる。実験に向けた準備作業は着々と進められ、イオン濃度の向上のためのクーラー・バンチャー、散乱電子の運動量を決定する要となる飛跡検出器ドリフトチェンバーとトラップイオン診断に用いるイオンアナライザーの準備が整った。また、実験現場の装置とは独立に、イオン検出器開発に必須のイオン照射装置運転の目途もたった。今後は、さらなる性能向上に向けた R&D を行い、7 月に予定されている Xe 実験（安定核ではあるが一部データが存在しないアイソトープあり）で精度の良いデータを取得することが直近の目標である。

中性子過剰核の構造と崩壊

家城 和夫・志賀 慶明*・村井 大地*・松澤 秀之*

倉上 啓輔†・高尾 知里†・安藤 健太郎†

1 はじめに

我々は宇宙の元素合成過程に関連した次の研究を行っている。

- 中性子過剰核の生成断面積と中性子ドリップラインの探索（村井）
- 核分光を用いた中性子過剰核の核構造（志賀）
- 中性子検出器の開発（家城、松澤、倉上、高尾、安藤）

以下にこれらの初年次の成果について報告する。

2 RIBF での中性子過剰核生成断面積

元素合成過程の研究を地上実験で行う場合に問題となるのは不安定核ビームの生成量である。村井は理化学研究所仁科加速器研究センターにある BigRIPS チームの一員として ^{238}U の飛行核分裂反応を用いた同位体生成実験に参加し、その生成率の導出を行っている。この実験では $Z = 60\text{--}68$ 領域と $Z = 56\text{--}63$ 領域の異なる Z 領域を標的とした設定で測定が行われた。 $Z = 60\text{--}68$ 領域の生成率は $Z = 20\text{--}50$ 領域で比較的良く実験結果を再現していた Abrasion-fission model モデルによる生成率に比べて 2 桁以上大きな結果が得られることが確認されている。そこで $Z = 56\text{--}63$ の領域に関してモデルとの比較を行った。

解析においては複数の検出器同士の相関を調べることでバックグラウンドイベントを除去した。 Z の分解能は速度依存性を補正することにより改善した。また、質量と電荷の比である A/Q の分解能を輸送行列の値を調整して 0.040% という分解能まで向上できた。これらにより同位体の識別の精度は格段に向上し、今まで困難だった荷電状態の異なる同位体の識別が

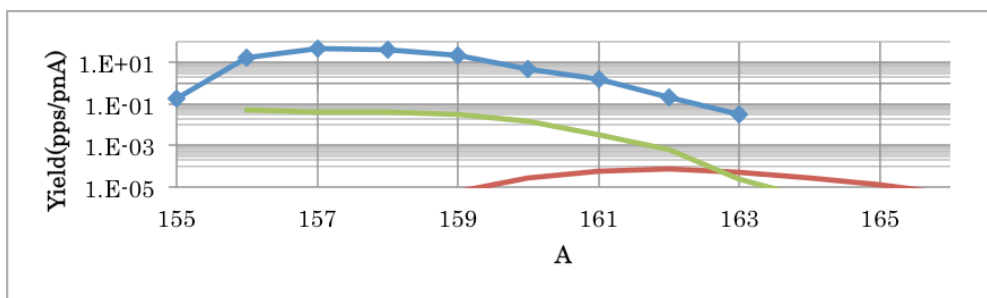


図 26 $Z = 61$ 同位体の生成断面積。 実験値、緑の線は Abrasion Fission、赤の線は Projectile Fragmentation の計算値 (LISE++ による)

* 理学研究科物理学専攻博士課程

† 2014 年度物理学科卒業研究生

可能になった。これらの解析によって得られた生成率を Abrasion-fission mode 等による計算と比較したところ、図の例のように $Z = 56-63$ の領域においても $Z = 60-68$ 領域と同様に実験値のほうが2桁以上大きいことがわかった。

3 ^{78}Ni 近傍の中性子過剰核の核構造

^{78}Ni は二重魔法数を持つ核と考えられており、元素合成過程では r 過程の waiting point となるため重要な役割を果たす。しかし、 ^{78}Ni 核近傍の核構造は実験的にはまだあまりよくわかっておらず、より軽い中性子過剰核で見られたように魔法数が変化することがあれば元素合成過程にも大きな影響を与えると考えられる。志賀はこの領域でのインビーム γ 線による核分光実験に参加し、偶偶核の低励起状態を系統的に調べた。図は ^{80}Zn のエネルギースペクトルである。矢印で示すいくつかの励起状態が見つまっている。 2^+ と 4^+ の励起状態の励起エネルギー、およびその比 ($R_{4/2}$) は核構造に特徴的である。

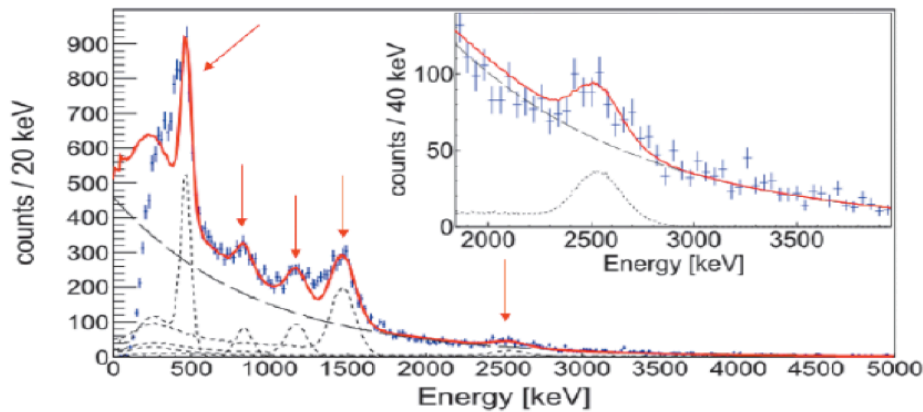


図 27 ^{80}Zn の γ 線エネルギースペクトル。

2^+ の励起エネルギーを他の Zn 同位体や $N = 50$ と比較することにより ^{78}Ni が魔法数を保っていることがわかる。また、今回得られた $R_{4/2}$ の値からは励起状態の核構造についての重要な手がかりが得られた。 γ 線のエネルギーのずれからドップラー効果を利用して評価した 4^+ の寿命の値は 2^+ とほぼ同じとなっている。これらのことから ^{80}Zn の一粒子準位についての議論を行う予定である。

4 中性子検出器の開発

元素合成過程の研究では (n, γ) 反応の断面積が重要であるが、これは逆反応であるクーロン分解反応を用いた中性子測定で調べることができる。また中性子過剰核の構造や崩壊の研究においても放出中性子の測定は必要である。終状態に放出される中性子のエネルギー・運動量を精度良く測定することは重要であり、我々はそのための新たな中性子検出器の開発を行ってきた。

4.1 NiGIRI の開発

松澤は次世代 PSD 型中性子検出器 NiGIRI (Neutron, ions and Gamma-rays Identification for Radioactive Isotope beam) の開発に参加した。この検出器は波形分析により γ 線と中性子、軽荷電粒子の識別が可能なプラスチックシンチレーターを用いた検出器アレイであり、配置を実験に合わせて変更して多粒子同時計測が可能である。HIMAC からのビームを利用して性能評価を行った結果、図のように γ 線・中性子の識別はできたが識別能についてはまだ改善の余地があることが分かった。軽荷電粒子についても波形弁別による識別が可能であることがわかった。

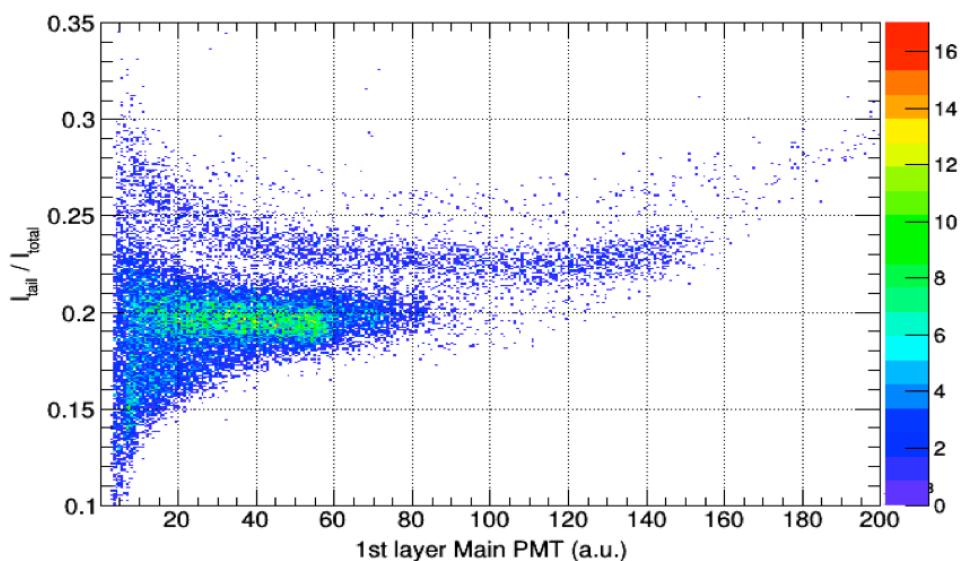


図 28 波形分析による γ 線 (上) と中性子 (下) の識別。縦軸は tail 成分の割合、横軸は全光量。

4.2 3次元位置感応型中性子検出器の開発

不安定核反応から放出される速中性子の測定では十分な検出効率を得るために大きな体積の検出器が必要となる。このために 1-2 m 程度の長さを持つプラスチックシンチレーターをアレイ状に使うことが多いが、エネルギーを飛行時間法で決める際にシンチレーター内での中性子の反応位置の不定性がエネルギー・運動量分解能の精度を制限してしまう。この点を解決するために中性子の検出位置を 1cm 以下の精度で 3 次元的に知ることができる検出器の開発を行っている。

長い直方体型シンチレーターでは通常シンチレーション光の大部分は側面での全反射を繰り返して両端の光電子増倍管で光量を検出される。全反射条件を満たさずに側面に入射した光の一部は屈折して外部に捨てられる。この光を利用して発光位置の情報を得ることが可能と考えられる。これまでは側面に波長変換型の光ファイバー (WLS ファイバー) を多数設置し、それを両端で読みだすことにより位置情報を得る方式を検討してきた。光センサとして高感度な

MPPC を利用することで検出は可能となったが、波長変換後にファイバー両端まで到達できる光量が不足していたために位置の識別には至らなかった。そこで今回のプロジェクトでは2つの点での改善を行った。

1. WLS ファイバーに替えて同じく波長変換が可能な WLS bar を使用しシンチレーション光の変換効率を増加させる。同時に bar 端面からの光読み出しも新たに開発された大面積の MPPC を使用して効率を上げる。
2. プラスチックシンチレーターを 8 角形の断面をもつ形とし、WLS bar をそのうち 4 つの側面に設置した。以前に行った 3 次元位置感応型 γ 線検出器開発の経験に基づき、WLS bar が検出可能なプラスチックシンチレーター内の発光領域を最適化したものである。また、光電子増倍管への光を損なわないことにも留意している。

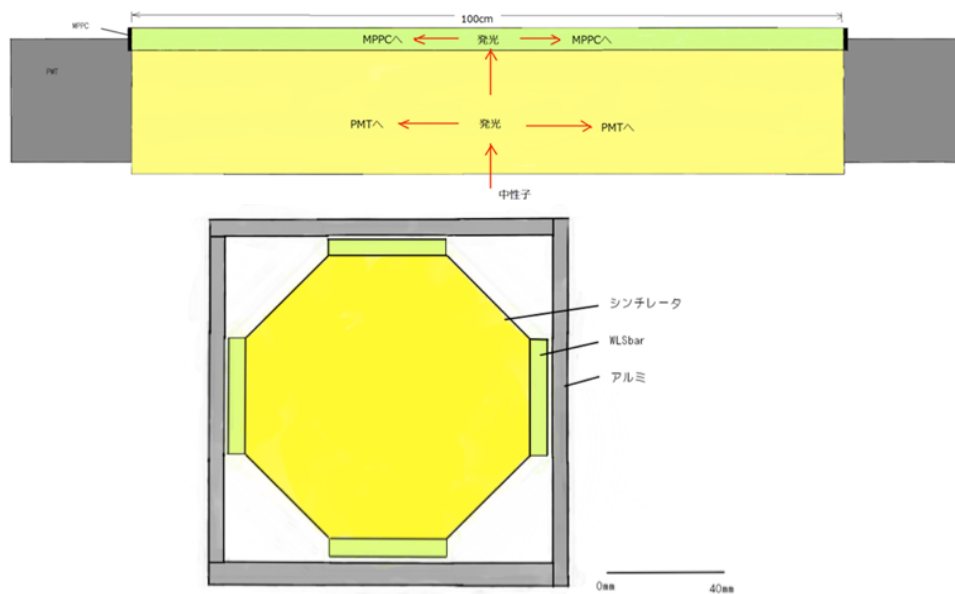


図 29 WLS bar を利用した中性子検出器。(上) 側面図、(下) 断面図。

現在、シンチレーター、WLS bar の規格を決めて製作は終了し、検出器の遮光や、MPPC との接続や読み出し回路などを調整し、シンチレーターからの光読み出しが確認できた段階である。今後、変換効率や時間特性などの基礎特性の測定を開始する予定である。

クォーク・グルーオン系の基本相互作用からのアプローチ

田中 秀和・鎌田 翔

1 はじめに

本プロジェクトの「(A-2)物質の起源の解明」のテーマにおいて、宇宙初期物質の状態を知るために核子(陽子・中性子)およびその集合体である原子核の性質をそれらの基本構成要素であるクォーク・グルーオン系から調べることを目指すものである。

特に、宇宙進化の過程において、クォーク・グルーオンプラズマ相からハドロン相への相転移(QCD相転移)の様相を調べることを目標としている。クォーク・グルーオン系の相互作用を記述する量子色力学(QCD)は関与するエネルギー、温度、密度などによりその様相が大きく異なり、現在のところ一つの描像・手法で全ての領域を評価することは実現していない。QCDによる効果を評価する際に、短距離領域では相互作用が弱くなり摂動展開が可能であるが、長距離領域では相互作用が強くなり通常の摂動的な計算では不十分となる。本プロジェクトでは、この二つの領域に対して異なる方法により、QCD相転移におけるクォーク・グルーオン系の情報を得るための手法を開発する試みを行う。

2 2014年度の目標と成果

2014年度は主に宇宙初期物質の研究についての問題点と評価手法の検討を行った。ここでは、摂動的取り扱いが可能な領域と非摂動的な手法が必要な領域について以下の3点を検討した。

2.1 核子・原子核散乱現象の評価法

宇宙進化の過程で起こったと考えられているQCD相転移現象を地上実験で検証するために核子・原子核実験が行われている。その基本情報として必要な核子・原子核構造は主に散乱実験により調べられている。この際には実験結果を評価するためには、QCDによる理論的計算が必要となる。この理論計算においては単純に有限項までで摂動計算を打ち切る方法は、関与するエネルギーと横運動量が十分に大きい場合(ハード散乱)にのみ有効である。非摂動領域とハード散乱過程の中間に位置するエネルギー領域あるいはエネルギーに比べて小さな横運動量の粒子が生成される領域においては、多数の粒子が生成され無限次数の摂動項の足し上げを行う必要がある。この領域の非包含過程の計算においては、対数的寄与の最も大きな項(Leading $\log(LL)$)のみを足し挙げるLL近似を基礎とした計算は理論的な任意性が大きく、LL近似を超えたNext-to-leading \log (NLL)近似に拡張した計算が必要である。このような理論計算は特に核子の内部構造の情報を散乱実験の結果と比較する場合には不可欠である。これまでは、核子内のクォーク・グルーオン(パートン)の縦運動量分布が主に調べられており実験結果と理論計算の結果が詳細に比較されてきた。近年、核子構造を知るためには、パートンの縦運動量のみならず、中間エネルギー領域におけるQCD発展により生成されるパートンの

横運動量分布も考慮するべきであるという指摘がなされている。

今年度は、核子・原子核衝突の際のパートン運動量状態をより詳しく知るために、パートンの横運動量分布を理論的に求めるための手法の検討を行った。横運動量分布は QCD 発展の際に終状態に生成されるパートンの多重生成と関連がある。そこで、これまで開発を行ってきた多重パートン生成の計算手法 [1, 2] を踏まえて、NLL 近似を含めたパートンの横運動量分布を評価する計算手法の検討を行った。ここでは以前に計算を行ったパートンの 3 体分岐関数の寄与 [3, 4] を考慮することにより、横運動量分布に対する NLL 効果を加えることができることが可能となった。特に、始状態のグルーオンから分岐する終状態のグルーオンの中で、縦運動量の小さなものでもその仮想質量が有限に残ることを指摘して、これを考慮した数値計算を行った。これにより、解析的な計算よりも改善された結果が得られた。今後、この手法を原子核散乱に対しての拡張することを試みる予定である。ここで得られた成果はプレプリント [5] として発表し、学術雑誌に投稿した。

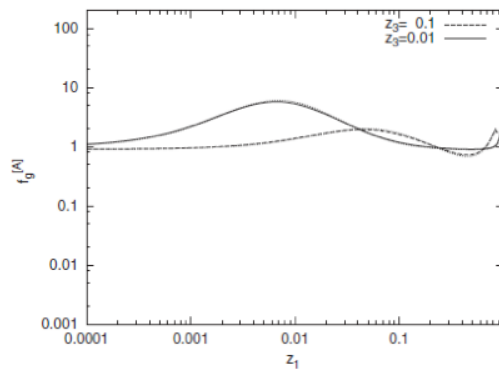


図 30 始状態のグルーオンから終状態に分岐したグルーオンの仮想質量分布。 $f_g^{[A]}$ は終状態のグルーオンの仮想質量を分岐後の親のグルーオンの仮想質量で規格化した量である。ここで、 z_3 は分岐後の親のグルーオンの縦運動量を始状態グルーオンの縦運動量で規格化した量、 z_1 は終状態に分岐したグルーオンの縦運動量を始状態グルーオンの縦運動量で規格化した量である。

2.2 実時間法による有限温度・有限密度系の非摂動計算法の検討

QCD 相転移には 2 つの様相がある。一つは、宇宙が高温の時期に自由に運動していたクォークとグルーオンが、宇宙の温度がある臨界温度以下に低下するとハドロンのなかに拘束されてしまう「閉じ込め」と呼ばれる現象である。閉じ込めの機構そのものは非摂動的現象なので摂動論では解くことができない。もう一つは、ほぼ同じ時期に軽いクォークや質量の無いグルーオンが比較的大きな有効質量を持つようになる現象である。今、クォークの質量をゼロするとクォーク・グルーオン系はカイラル対称性を持つ。しかし、臨界温度以下になると QCD の相互作用によりこの対称性が自発的に破れ、クォークは陽子の 3 分の 1 程度の質量を持つようになる。

この宇宙初期における QCD 相転移を扱うためには、有限温度・有限密度の環境の下での非平衡系を非摂動的に取り扱う必要がある。また、宇宙初期で起ったと考えられる現象を地上実

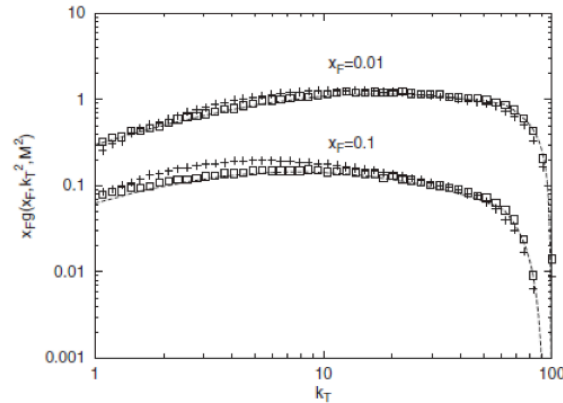


図 31 散乱以前に核子内にあるグルーオンの横運動量分布。点線は NLL 項を考慮した解析的結果。記号は解析解と同じ条件での数値計算による結果。+ 記号は終状態に生成されたパートンの運動学的な条件を 3 体分岐関数に対して考慮した数値結果。

験で再現することが期待される重イオン衝突実験に於いてもこれらの非摂動的効果は厳密には非平衡系として取り扱う必要がある。この非摂動計算を行うための処方として現在のところ格子ゲージ理論が最も厳密な方法であると考えられているが、現状では平衡系についての取り扱いに留まっている。そこで、この QCD 相転移の現象を、厳密性は劣るがクォーク場を扱い易い場の量子論の再帰的方程式 (Schwinger-Dyson (SD) 方程式) を有限温度・密度系の非平衡系も取り扱える実時間法に拡張して検討を行った。但し、これまでは実時間法における SD 方程式はエネルギー依存性を無視した近似 (IE 近似) が主に用いられてきたが、この近似は平衡系において虚時間法と比較してみるとその近似の精度が著しく劣っていることが知られている。また、この近似を拡張しようとする相転移が起こらないなどの報告がある。また、IE 近似ではクォークの質量関数はエネルギーに依存しなくなり、非平衡系の情報が無視されている。そこで、実時間法での SD 方程式に対してのその問題点を抽出し、IE 近似に依らない方法でより精度の良い手法についての検討を行った。現時点では、この近似を少し緩めることにより質量関数が非平衡系の情報の一つであるエネルギー依存性を持つことが分かった。この成果は今後論文にまとめることを検討している。

2.3 格子理論による Lefschetz thimble 定式化を用いた有限密度 QCD の解析 (鎌田)

格子理論とは、場の理論において通常は連続空間として定義される時空間を格子状に置き換えた理論のことである。この理論は場の理論の解析手法の一つであり、特に摂動論の枠を超えた物理、すなわち非摂動物理に対する第一原理計算方法として確立している。また数値計算との相性がよい理論であることでも知られており、時空間をトーラスコンパクト化することで系を有限自由度にし、大型コンピューターとモンテカルロシミュレーションのアルゴリズムを用いることで直接分配関数を計算することが可能である。これまで、特に量子色力学や原子核物理、物性物理において多大な成功を収めている。この格子理論を用いた解析の研究対象として、有限密度量子色力学の解明を目的とした研究を行っている。しかし、この有限密度 QCD

は「符号問題」と呼ばれる技術的な問題により、解くことが非常に困難であることが知られている。符号問題とは経路積分の分布関数が複素数になる問題であり、その結果モンテカルロシミュレーションが破綻する。現在においては、最重み法による分布関数の再定義によって弱密度領域の解析は可能となっはいるが、強密度領域では分配関数が収束せず、物理量を得ることが困難である。この問題に対して様々な解析手法が提案されているが、未だに強密度 QCD の解析手法は確立しておらず、物理も理解されていない。近年、「Lefschetz thimble モンテカルロ」呼ばれる新しい解析手法が提案された。この方法は、系の変数を解析接続することで複素化した後に積分経路を変形することで分配関数を求める方法であり、Morse 理論や Homology 理論といった数学的な側面から正当性を裏付けることができる。この定式化は有限密度 QCD 解明のための有効な手段として期待されており、我々を含むいくつかの研究グループによって研究されている。今回は $(0+1)$ 次元有限密度 Thirring 模型に Lefschetz thimble 定式化を応用した。この模型は格子理論においても厳密解を得られることが知られており、Lefschetz thimble 定式化の数値解と厳密解を比べることができる。まず我々は複素配位空間の解析を行い、分配関数に効き得る thimble の選択を試みた。この選択によって選ばれた thimble 上で格子シミュレーションを実行し、様々な物理量を計算数値的に計算し、厳密解との比較を行った。また各 thimble が分配関数に寄与するための条件を模索した。我々の研究により、低密度および高密度領域においては特定の thimble を 1 つのみで厳密解と非常に近い結果を再現することが確認された。中間密度領域ではこの特定の thimble のみの数値結果と厳密解の間には開きがあり、これは他の thimble の寄与を取り込まなければならないことを意味しているが、技術的な問題により現在解決方法を模索している。また、ゲージ理論やより高次元の理論への応用も現在行っている。我々は $(0+1)$ 次元 Thirring 模型の解析についての 2 本の論文を執筆、投稿予定である。

参考文献

- [1] H. Tanaka, Prog. Theor. Phys. **110** (2003) 963.
- [2] H. Tanaka, Prog. Theor. Phys. **126** (2011) 885.
- [3] H. Tanaka, T. Sugiura, T. Munehisa and K. Kato, Prog. Theor. Phys. **105** (2001) 827.
- [4] H. Tanaka, T. Sugiura, T. Munehisa and K. Kato, Prog. Theor. Phys. **109** (2003) 981.
- [5] H. Tanaka, PTEP **2015** (2015) 043B03.

時間反転対称性検証実験と近距離重力実験

村田 次郎

1 概要

時間反転対称性の破れ検証実験の為に電子線飛跡検出技術を構築し、高エネルギー加速器研究機構において実際に偏極核のベータ崩壊を用いたテスト実験の成功を受け、2009年にカナダ・バンクーバーの TRIUMF 研究所に実験装置一式を移設してテスト実験を行った。2010年度に物理のデータ収集の本番実験 Run-II を実行した。この本実験では、飛跡検出器を用いたバックグラウンドフリーの環境での信頼性の高い時間反転対称性の破れの制限を初めて与えることが出来、TRIUMF 研究所の高偏極・高強度ビーム環境を利用する事で世界最高統計精度での時間反転対称性の破れ探索実験を成功させる事が出来た。さらに、系統誤差を根本的に解決すべく、次世代機を建設し、2012年度には本番実験実行可能な検出器系の構築とテストを行った。データ収集系の整備などを経て、2013年度には物理測定に向けた最終セットアップを完成させ、2014年度には物理データ収集に向けた最終テストとして系統誤差の徹底的な調査を行った。

平行して、オンライン画像処理型二次元変位計測技術を確立させ、その応用としてミリメートルスケールでの万有引力の法則の検証実験を、新たな計測原理に基づいて進めた。逆二乗則の検証をミリメートルスケールで行う Newton-IVh を建設、重力実験を実行した。ミリメートルスケールでの逆二乗則の検証は本プロジェクトの大きな目標であったが、2013年度に於いて重力信号を捉える事が出来、余剰次元がミリメートルまで広がっているとの予言に対し、逆二乗則が破れていないという実験的な証拠を示す、二番目の追試に成功する事が出来た。また、これを受けて2014年度にはワイヤーカンチレバーとデジタル顕微鏡を用いた次世代実験 Newton-V の開発を開始し、達成可能な分解能等の基礎データの収集に成功した。

2 時間反転対称性の破れ探索実験

電子線横方向偏極測定による時間反転対称性の破れの探索実験は2007年度に KEK-TRIAC にてスタートした。2009年度からは KEK での成功を受けて、光ポンピング法により偏極度 80% 以上、ビーム強度は KEK の 100 倍の 10^7 pps の ^8Li ビームが生成可能なカナダの TRIUMF 研究所に KEK の装置を移設してテスト実験を行い、2010年度にデータ収集系の高速化などの新規開発を経て本番測定を行ない、世界最高精度での探索実験を成功させる事が出来た。

ベータ崩壊生成率のうち、R 相関項と呼ばれるベクトル三重相関は時間反転対称性並びにパリティ対称性を破る相関項である。もしこの項が存在すれば、すなわち、相関係数 R がゼロでなければ偏極した原子核から放出される電子はパリティ非保存による縦偏極の他、時間反転対称性を破る、横方向偏極も持つことになる。この測定に必要な要件は偏極核の生成、電子線の運動量ベクトルの計測と、その横方向偏極度の測定である。これらのうち、最後の横方向偏極度の測定が技術的に最も困難なものであり、本研究では主としてこの課題をクリア

する為の技術開発を行った上で本番測定 (MTV Run-II) を、2010 年に TRIUMF 研究所にて遂行した。また、平行して次世代機として円筒形のドリフトチェンバー (Cylindrical Drift Chamber : CDC) を建設し、ガスや読み出し回路系の基礎開発を KEK にて 2011 年に行った上で TRIUMF へ移設し、 ^8Li ビームを用いた動作試験を行った。また、2012 年度にはトリガー検出器系を全て本番仕様に揃えると共に、全チャンネル読み出し可能な電子回路群を新規開発し、Run-II の 100 倍のデータ収集効率で時間反転対称性の破れを探索できるセットアップが完成した [1, 2]。

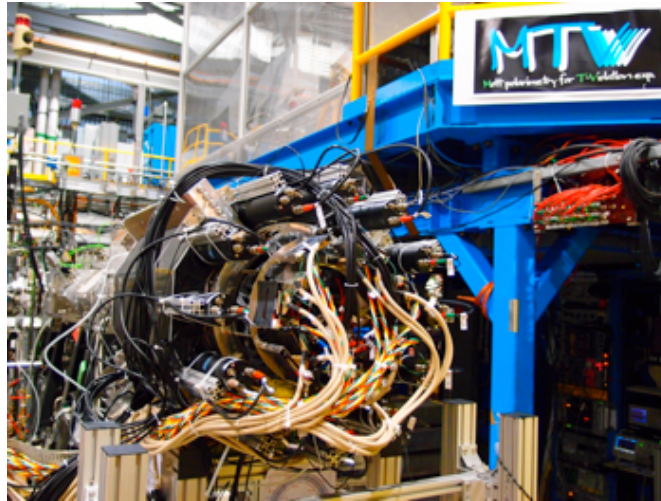


図 32 CDC 実験装置概略図

Run-II まで使用していた平面型ドリフトチェンバーに比べて圧倒的に信頼性の向上した電子散乱飛跡を得る事が出来る様になった。2013 年度には CDC を用いた実験において、Run-II で見られたものと同様の系統性が残るかどうかを最終的にチェックすべく、データ収集系の整備を経て、初の物理計測を行うと共に、系統性の調査に十分な統計のデータを得る事が出来た。2014 年度には、物理測定に向けた最終テストとして、 ^{90}Sr 線源を用いた系統性の調査を行った。時間変動などの系統性が新たに明らかになると共に、それらによる系統誤差の評価と抑制方法を準備する事が出来た。とりわけ、Accidental hit による疑似事象が時間反転対称性を破る信号と同様の信号を生成する事が判明し、それを抑制する方法を用意する事が出来た。これによって CDC を用いた物理データ収集に向けた準備は完了し、2015 年度にはデータ収集を実行する予定である。

3 ピコ精度画像処理型変位計の開発と余剰次元探索を目指した万有引力の法則の検証

このプロジェクトでは、我々の開発したデジタル画像処理技術を応用した、ピコ精度変位計測システムを用いた近距離での重力の逆二乗則の検証実験を進めた。本研究では、観察対象物を、CCD カメラを用いてデジタルイメージ情報として動画形式で記録し、ピクセル毎に二次元配列として得られた輝度情報から統計解析処理により重心位置などの情報を時系列データとして得るという原理に基づいている。平均値としての測定量に対しては検出した総光子量の統

計で精度が決定する為、光学分解能をはるかに下回る精度が非常に簡単なシステムで達成可能である。

この発明を応用した物理学の実験として、実験室スケールでの万有引力の法則の検証実験を進めてきた。センチメートル以下の大きさの物体間に働く重力は高々フェムト N ピコ N 程度であり、弾性体の変位計測で測定する際には極めて高い位置分解能が必要とされるものである。本研究で開発された画像処理型変位計はこの困難な実験を新しい手法により大きく発展させるポテンシャルを持ったものと考え、「ねじれ秤」を用いた実験を開始した。また、本原理に基づく微小力測定技術は特許として認められた [3]。

2012 年度には、100 ミクロンスケールでの余剰次元探索を実行すべく、回転対称性の高い Newton-IV を建設して重力を計測する実験を行い、ニュートン重力からの逸脱に対して制限をつけることに成功した。2013 年度にはこれを更に改良して Newton-IVh とし、計測精度を飛躍的に高め、約 10% の相対精度で、1mm スケールでの重力の計測に成功した。

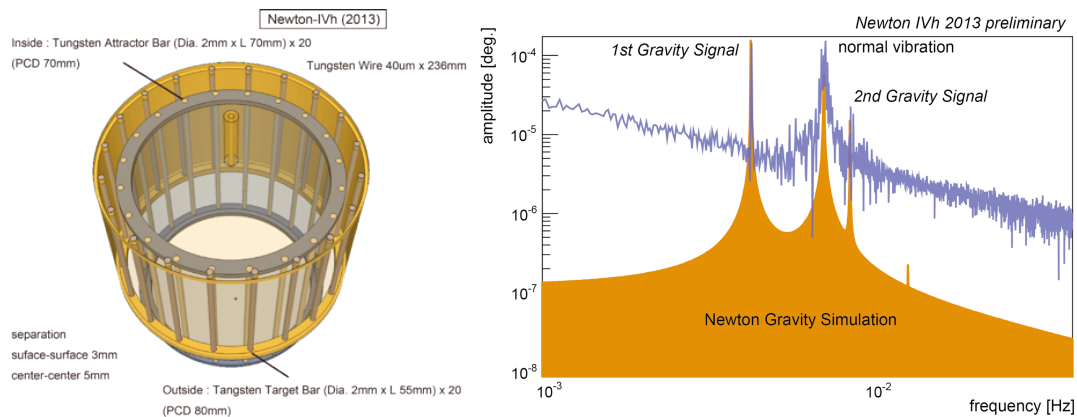


図 33 Newton-IV 2012 実験の装置と結果 [4]

図 2 は Newton-IVh の装置概略と結果であるが、ニュートン重力の予言と矛盾のない、見事な重力起源のピークが周波数スペクトルで観測された。この結果の系統誤差の評価、及び低速回転による追従測定を 2014 年度に進め、2015 年度には最終結果を公表する予定である。このミリメートルスケールでの万有引力の法則の検証は、このプロジェクトを開始して以来の大目標であり、第二追試とはいえ、大きな余剰次元模型が最初に提案した、ミリメートルスケールでの逆二乗則の破れに対し、それを否定する実験的な証拠を提示する事が出来た大きな成果である。これを受け、マイクロメートルスケールでの新たな検証実験に挑戦すべく、全く新しい測定原理と測定器を用いた Newton-V の開発に着手した。ここでは、ワイヤーカンチレバーとデジタル顕微鏡を用いた装置の開発を行い、最初の試験測定を成功させることが出来た。2015 年度にはこれを用いた本格的な物理実験を実行する予定である。一方で、MTV 実験を応用した原子核スケールでの重力の逆二乗則検証実験も行い、また、その応用として原子の系での逆二乗則の検証解析も行った [5]。この結果は LHC での結果も含めて素粒子から天体スケールまで広範囲にわたる領域で、統一的に検証結果を比較しうる方法としてまとめることが出来た。この成果はレビュー論文として発表した [6]。

本プロジェクトにより、時間反転対称性の破れ探索実験はついに技術開発と建設の段階を終

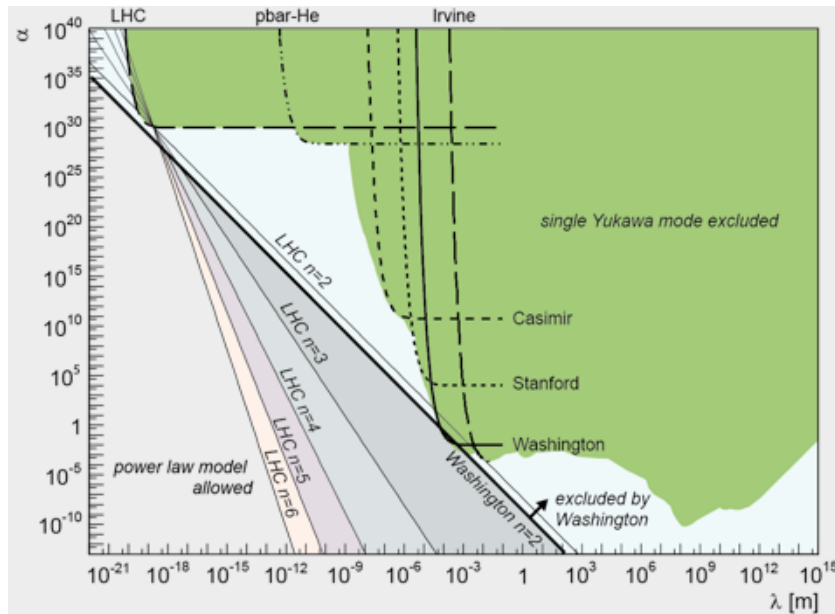


図 34 逆二乗則の検証結果のまとめ [6]

了し、物理測定を強力に推進する準備が整った。また、近距離重力実験も長年の目標であったミリメートルスケールでの検証に成功し、いよいよ未検証のミクロンスケールでの余剰次元探索を開始した。原子・原子核スケールでの重力解析の方法論も確立する事が出来た。今後は、これらの成果の上に立ち、それぞれ本格的な研究を進めて行く予定である。

参考文献

- [1] J. Murata *et al.*, *Hyperfine Interact* 225 (2014) 193-196.
- [2] S. Tanaka *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth. A* 752 (2014) 47-53.
- [3] 村田次郎、二宮一史、特許第 5578667 号.
- [4] 村田次郎、田中佐季、二宮一史、村上遥菜, *高エネルギーニュース* 32 (2014) 233.
- [5] S. Tanaka *et al.*, *J. Phys. CS* 453 (2013) 012018.
- [6] J. Murata, S. Tanaka, *Class. Quantum Grav.* 32 (2015) 033001.

超弦理論による時空構造の理論的研究

— 「高いスピンのゲージ理論によるアプローチ」 —

正田 泰章

1 はじめに

時空構造としての興味深い現象は、宇宙初期やブラックホール内部など重力の効果が非常に強い領域で現れてくる。ビッグバンよりも過去に宇宙が存在するかとか、ブラックホールに吸い込まれた人の運命はどうなっているかなどが、問題の例として挙げるができる。重力を記述する理論としては一般相対論がよく知られているが、そのような重力の強い領域は記述することができない。超弦理論は重力を含む理論であって、知られている中では唯一の、どの領域も記述可能な自己矛盾のない理論である。そこで、超弦理論を用いて時空構造を理論的に解析するというのが、この研究の目標となっている。

超弦理論を直接扱うのは難しいため、より取り扱いやすい「高いスピンのゲージ理論」を利用して解析を行うというのがこの研究の特徴となっている。この理論は超弦理論の特徴をうまくつかんでいるが、より取り扱いやすい理論となっている (図 35 参照)。これまでは主に、超弦理論のおもちゃ模型として扱われてきたが、最近より直接的な関係が議論できるようになってきた。2014 年度の研究として、論文 [1] において新たな関係を提唱し、この関係のより詳しい解析を論文 [2] において行った。

2 超弦理論と高いスピンのゲージ理論

すべての物質は原子で構成されている。また、原子には内部構造があり、電子やクォークなどの素粒子からできていることがことが分かってる。超弦理論によると、これらの点粒子にはさらに内部構造があり、「弦」からなっているとされている。点粒子ではなく弦を考えることで、超弦理論が矛盾のない理論となっていると考えられている。例えば、ブラックホール内部には、特異点が存在すると言われている。点粒子の理論では、粒子がその特異な点に吸い込まれてしまい、理論として破綻してしまう。ところが弦の理論では、図 36 のように、このような特異点はすり抜けることができる。したがって、超弦理論では特異点に起因するような問題は存在しないと思われている。

超弦理論において、異なる粒子は異なるひもの振動モードに対応すると考えられている。重

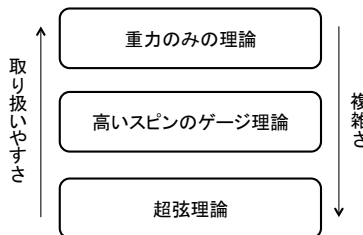


図 35 高いスピンのゲージ理論は、重力のみの理論より複雑な構造を持っているが、超弦理論よりは取り扱いやすい。

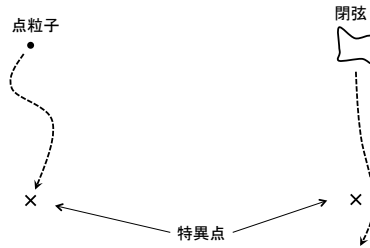


図 36 弦は点粒子と異なり、特異点をすり抜けることができる。

力の強い領域では大きな振動モードが重要になってくるが、これは高いスピンを持つような粒子に対応している。したがって、高いスピンの粒子の性質を明らかにすることが必須である。一般にこれらの高いスピンの状態は質量を持っているが、これらの質量がゼロになるような極限を考えることができる。この極限では、高いスピンのゲージ対称性という、非常に大きな対称性が現れると期待できる。この大きな対称性を利用することで、超弦理論の弦の理論特有な性質が明らかにできるのではないかというのがアイデアである。

高いスピンのゲージ理論は、低いスピンのゲージ理論である電磁場や重力場の理論を自然な形で拡張したものである。スピン 1 の理論である電磁場の理論はベクトルポテンシャル A_μ により記述できる。ここで 4 次元時空の場合は $\mu = 0, 1, 2, 3$ の値をとる。このゲージ理論は

$$\delta A_\mu(x) = \partial_\mu \Lambda(x) \quad (1)$$

のような局所ゲージ変換のもとで不変となっている。スピン 2 の理論である重力場の理論は、計量テンソル $g_{\mu\nu}$ によって記述できる。ここで、二つの添え字は入れ替えに対して対称となっている。局所ゲージ変換は線形近似のもとで

$$\delta g_{\mu\nu}(x) = \partial_\mu \xi_\nu(x) + \partial_\nu \xi_\mu(x) \quad (2)$$

となっており、一般座標変換に対応している。これらの理論を自然な形で拡張することによって、高いスピンのゲージ理論を構成する。一般のスピン s のゲージ場として、添え字について完全対称化されたテンソル $\varphi_{\mu_1 \dots \mu_s}$ を考える。またスピン $(s-1)$ のパラメータ $\varepsilon_{\mu_1 \dots \mu_{s-1}}$ を導入して、線形近似のもとでは局所ゲージ変換

$$\delta \varphi_{\mu_1 \dots \mu_s}(x) = \partial_{(\mu_1} \varepsilon_{\mu_2 \dots \mu_s)}(x) \quad (3)$$

のもとで理論が不変であるよう要請する。ここで括弧は、添え字が完全対称化されていることを意味している。スピンの $s = 1, 2$ の場合を考えると、確かに電磁場や重力場の理論に帰着することができる。

高いスピンのゲージ対称性を利用して超弦理論を調べるという考え方は特に新しいものではなく、例えば 2004 年のノーベル物理学賞受賞者でもある D. Gross も、論文 [3] においてすでに提案している。ただし、長い間大きな進展はなされてこなかった。その理由のひとつに、非自明な高いスピンのゲージ理論を構成することが難しいことがある。高いスピンのゲージ対称性は非常に大きな対称性なので、その対称性による理論の縛りが強すぎてしまい、自由な理論しか存在しないという no-go 定理 (例えば Coleman-Mandula の定理 [4]) が存在してしまっている。ところが、これらの no-go 定理には仮定があり、この仮定をやぶるような状況を考え

ることで定理を逃れることができる。特に、反ド・ジッター空間上では非自明な高いスピンのゲージ理論が構成されており、Vasiliev 理論と呼ばれている [5]。またこの理論は、Maldacena によって提唱されたゲージ/重力対応 [6] に応用することができる。これらの発展を利用することで、超弦理論と高いスピンのゲージ理論との間のより直接的な関係が、やっと最近議論できるようになってきたというのが現状である。

3 ゲージ/重力対応を利用した新たな関係性

ゲージ/重力対応はここ 10 年以上もの間、超弦理論における最も主要なトピックのひとつであり続けている。ゲージ/重力対応によると、反ド・ジッター空間上の重力の理論が、ある重力を含まない低次元の理論と対応している。特に、超弦理論とゲージ理論との対応が有名である。また、対応する結合定数の領域が異なるため、ゲージ理論の強結合領域を解析する新たな手段を与え、その意味でも大きな注目を集めている。高いスピンのゲージ理論である Vasiliev 理論も、反ド・ジッター空間上の重力理論のひとつである。そのため、ゲージ/重力対応への応用が期待できる。実際、Klebanov と Polyakov によって、4 次元の Vasiliev 理論が 3 次元の $O(N)$ ベクトル模型と対応すると主張されている [7]。また比較的最近、Gaberdiel と Gopakumar により、3 次元の Vasiliev 理論と 2 次元のミニマル模型との対応が提唱されている [8]。これらの高いスピンのゲージ理論を利用したゲージ/重力対応を詳しく調べることによって、超弦理論を利用したより複雑なゲージ/重力対応に対する知見が得られると期待されている。

これらのゲージ/重力対応をうまく拡張することで、高いスピンのゲージ理論と超弦理論との間の具体的な関係が議論できるようになってきた。最初の具体的な提案は論文 [9] によってなされた。Klebanov と Polyakov による提案をうまく拡張することで、4 次元の拡張された Vasiliev 理論と 3 次元のゲージ理論のひとつである $ABJ(M)$ 理論 [10, 11] との対応を構成することができる。特に Vasiliev 理論において、場が行列に値をとるように拡張したことがポイントとなっている。 $ABJ(M)$ 理論は超弦理論と対応することが知られているため、 $ABJ(M)$ 理論を通して、4 次元の拡張された Vasiliev 理論と超弦理論との関係を導くことができる。特にこの対応は、弦が「ストリングビット」から構成されていると考え、そのビットひとつひとつが高いスピンの場と対応しているという描像を示唆している。

私たちは、Gaberdiel と Gopakumar による低次元のゲージ/重力対応を拡張することによって、似たような関係式が得られるのではないかと考えた。一般的に低次元の理論のほうが取り扱いやすいため、より深い解析が可能になると期待できる。実際論文 [12] において、場が行列に値をとるよう拡張された 3 次元の Vasiliev 理論が、ある 2 次元模型と対応することを主張し、いくつかの非自明な証拠を挙げることに成功した。似たような対応は Gaberdiel と Gopakumar によっても独立に提案されているが、彼らは行列のサイズが 2 の場合のみ取り扱っている [13]。この場合、模型に $\mathcal{N} = 4$ という大きな超対称性が存在するため、どのような超弦理論が関係すべきか対称性だけで特定できるという利点がある。ところが、行列のサイズが 2 では論文 [9] との関係が明白ではなく、高いスピンのゲージ理論をストリングビットと同定することはできない。一方私たちの提案では行列のサイズは一般でもよく、論文 [9] との関係が見やすい形となっている。ところが、私たちの模型は $\mathcal{N} = 2$ の超対称性しかもってなく、どのような超弦理論が関係するのかよく分からないという欠点があった。

このような背景をもとに、2014年度は次のような研究を行った。まず、我々のモデルでもパラメータの値をうまく選んでやることで、超対称性を $\mathcal{N} = 3$ まで拡大できることを見出した [1]。この対称性を利用することで、関係すべき超弦理論が同定できるようになった。ところで、超弦理論における高いスピンの状態の質量のない極限が、高いスピンのゲージ理論と対応していた。一般的には超弦理論の状態は質量を持っており、そのような状態を記述するためには、高いスピンのゲージ理論をうまく変形してやる必要がある。論文 [2] において、どのような変形が可能であるか解析した。また簡単な例として、重力場以外のスピン 2 の場について解析を行い、実際にゲージ場が質量を持つようになることを示した。さらに、具体的にその質量を求めることに成功した。より大きなスピンの場に関しては現在研究中である。

4 まとめ

超弦理論には高いスピンの状態が数多く存在しており、これらの状態の質量のない極限が高いスピンのゲージ理論で記述できると考えられている。実際、ゲージ/重力対応を応用することで、超弦理論がどのような高いスピンのゲージ理論で記述できるか議論できるようになってきた。今のところ具体的な例として、論文 [9] と論文 [13] の提案、さらに私たちの提案 [1] の 3 種類がある。私たちのものは、他のグループによるものよりも解析が容易であるという利点がある。特に論文 [2] において、高いスピンのゲージ理論を変形することによって、ゲージ場が質量を持つようになることを示すのに成功した。

超弦理論と高いスピンのゲージ理論との関係は、ある程度明らかになってきたと言ってよいと思う。これからの課題として、超弦理論における時空構造を高いスピンのゲージ理論を用いて解析したいと考えている。例えば簡単な例として、3次元時空におけるブラックホールにおける特異点解消問題などから始めていきたい。

参考文献

- [1] T. Creutzig, Y. Hikida and P. B. Rønne, JHEP **1410** (2014) 163.
- [2] Y. Hikida and P. B. Rønne, arXiv:1503.03870 [hep-th].
- [3] D. J. Gross, Phys. Rev. Lett. **60** (1988) 1229 .
- [4] S. R. Coleman and J. Mandula, Phys. Rev. **159** (1967) 2151.
- [5] M. A. Vasiliev, Phys. Lett. B **567** (2003) 139.
- [6] J. M. Maldacena, Int. J. Theor. Phys. **38** (1999) 1113 [Adv. Theor. Math. Phys. **2** (1998) 231].
- [7] I. R. Klebanov and A. M. Polyakov, Phys. Lett. B **550** (2002) 213.
- [8] M. R. Gaberdiel and R. Gopakumar, Phys. Rev. D **83** (2011) 066007.
- [9] C. M. Chang, S. Minwalla, T. Sharma and X. Yin, J. Phys. A **46** (2013) 214009.
- [10] O. Aharony, O. Bergman, D. L. Jafferis and J. Maldacena, JHEP **0810** (2008) 091.
- [11] O. Aharony, O. Bergman and D. L. Jafferis, JHEP **0811** (2008) 043.
- [12] T. Creutzig, Y. Hikida and P. B. Rønne, JHEP **1311** (2013) 038.
- [13] M. R. Gaberdiel and R. Gopakumar, JHEP **1309** (2013) 036.

ダークマター探索、高精度 X 線望遠鏡のための 基礎研究、極低温 X 線検出器のための冷凍機の開発

北本俊二・星野晶夫

1 はじめに

ここでは、(B-3)における宇宙ダークマターの観測手法の検討を計算機シミュレーションの現状と、ブラックホール近傍の時空を飛翔体観測により実現させる事を目標とした基礎研究のためのX線波面センサーの導入と高精度 X 線干渉計の改良計画の現状を報告する。また、宇宙での元素合成を主眼とした将来の天体観測を目指した、極低温 X 線検出器の開発のための冷凍機の開発現状 (B-2) を報告する。

2 ダークマター観測手法の見積もり

2016 年に打ち上げ予定で準備の進んでいる ASTRO-H 衛星により、広がった天体の高エネルギー分解能での X 線分光観測が可能になる。特に、極低温 X 線検出器である ASTRO-H SXS では、個々のイオンの量子状態の遷移を分離して測定できるため、イオン化状態の違い等の輝線の混合による不確定性を排除し、プラズマから放射される輝線自体のエネルギーの偏移や、ひいては輝線形状を調べる事が出来る。銀河団の高温プラズマからの輝線を調べる事で、銀河団ガスの運動を調べる事は ASTRO-H の重要な観測テーマである。一方、銀河団自身の重力による輝線のエネルギー偏移がある。その偏移を測定できれば、銀河団自身の重力場の分布を知ることができる。銀河団の重力の大部分は、直接観測できないダークマターであると考えられているので、この重力場の分布を測定することは、すなわち、ダークマターの分布を知ることになる。

観測では、ガスの運動と重力による偏移の両方が見えてしまうので、それらを分離できるかどうか重要である。そこで、現状のわかる範囲の情報を使い、重力による偏移がどれくらいで、どのように観測できるかシミュレーションを行った。1例として、ペルセウス銀河団の温度と密度分布 [1] から静水圧平衡を仮定して推定した、質量分布 [2] を想定し、鉄 K 輝線を観測した場合、検出されるであろう、輝線中心エネルギーの銀河団観測位置による違いを見積もった。図 1 には、1eV のエネルギー分解能で、ペルセウス座銀河団の中心、1.6 分外れた所、3.6 分外れた所を、それぞれ 30 ks 観測した場合に期待される輝線をシミュレーションしたものである。わずかであるが、重力による中心エネルギーの違いが現れている [3]。

3 X 線波面センサーの導入

2014 年度は本研究補助金にて、可変形状鏡を使った能動光学系を持つ X 線望遠鏡に、小型でダイナミックレンジの広い波面センサーと、新しい主鏡を導入した。この望遠鏡は、多層膜反射鏡および、多層膜の可変形状鏡を使い、直入射光学系を構成する。さらに、能動的に可変形状鏡を制御する事で、撮像性能をあげようとする試みである。これまでの成果により、可視

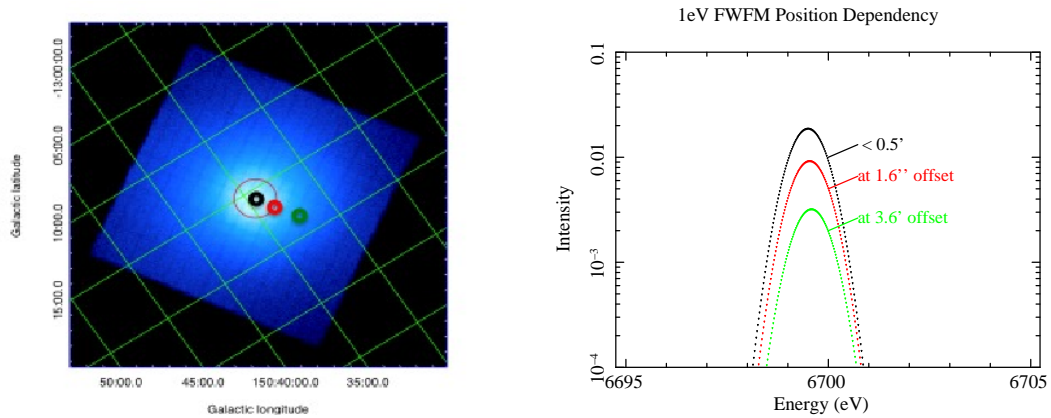


図 37 ペルセウス座銀河団の中心、1.6 分外れた所、3.6 分外れた所を観測した時に期待される輝線。測定器の分解能は 1eV とした。

光ではほぼ、回折限界の像を取得する事ができている。また、EUV による撮像実験も行ってきた [4]。これまでの波面センサーはサイズが大きい事、測定できる波面傾きのダイナミックレンジが小さい事のために、光軸からずれた所で波面を測定するには、大きな障害があった。そこで、波面の傾きに対して大きなダイナミックレンジを持つ波面センサーを導入する事で、アライメントと制御をより簡単に行う事が出来るようにした。図 2 には、新しい波面センサーを取り付けた写真を示した。主鏡も同じ写真に写っている。同時に、望遠鏡の真空引き装置と真空系を購入し、短い時間で真空環境を整えることができ、今後進める、EUV での実験では効率が大きく向上する予定である。2015 年度には主鏡と新しい波面センサーの組み合わせによる性能評価、さらにできれば、EUV による性能評価を行う。

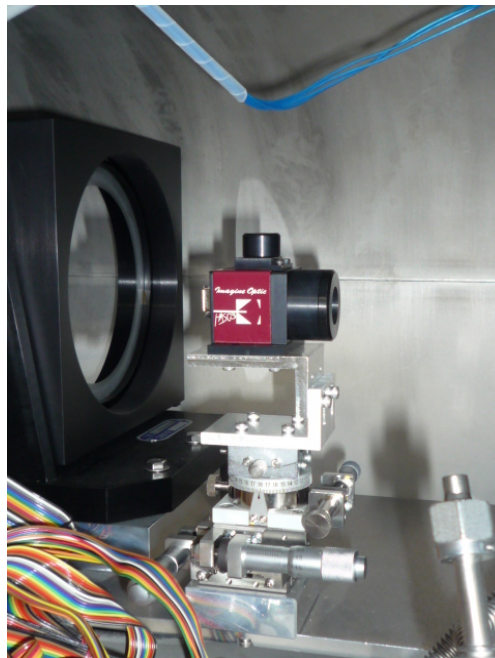


図 38 2014 年度に購入した波面センサー。主鏡の手前に設置することで、望遠鏡の波面を測定、および、測定結果を使い可変形鏡をコントロールできる。

4 高精度 X 線干渉計、撮像装置の改良計画を検討

能動光学を利用した X 線望遠鏡とは独立に、将来のブラックホール近傍での空間の構造の測定を目指して、X 線干渉計の開発を進めている。X 線干渉計により天体観測は大変高分解能が期待できるが、製作は大変困難である。現在、我々が開発中の干渉計は、多層膜反射鏡、および、多層膜の X 線半透膜を利用する事で、コンパクトな構造が実現でき、実用化にも向いていると期待できる。まずは、実験室での X 線での干渉を目指して、基礎的な段階から、実験開発を進めている。そこでは、提案している構造を、実験室実験用に改造し、斜入射型マッハツェンダー干渉計を構成している [5]。これまで、X 線用半透膜の開発と単体での性能試験を行い、現実的な性能を知る事ができた。また、 piezo素子を使ったステージの準備も進み、基礎実験のための装置も大半を揃える事ができた。2014 年度には、揃えた piezoステージを組み上げ、開発した、多層膜反射鏡と多層膜半透膜を搭載できる事を確認した。図 3 左には、組み上げた斜入射型マッハツェンダー干渉計を示す。また、この構造で、可視光であるが、取得した干渉縞を図 3 右に示す。今後は、X 線での干渉縞の取得を目指した実験を始める。そのために、干渉計のアラインメントの方法の検討を進める。また、X 線光源の準備も行う予定である。

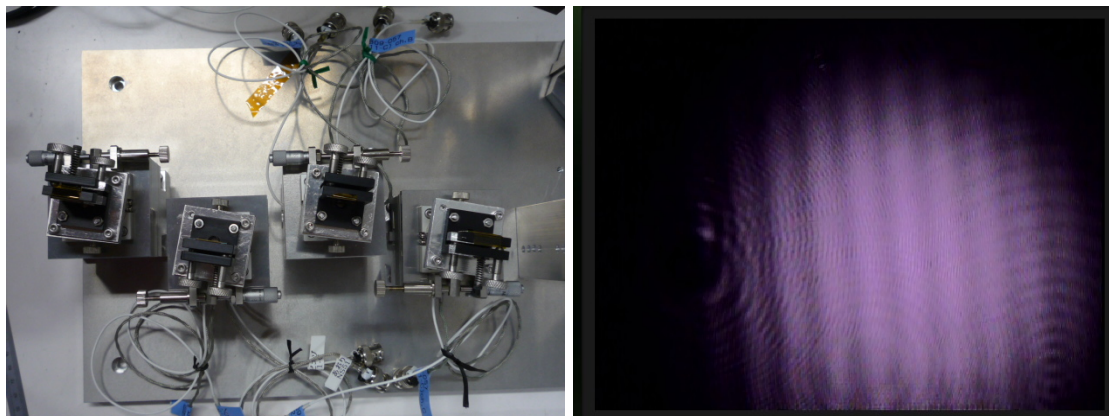


図 39 (左) piezo素子を組み合わせた、斜入射型のマッハツェンダー干渉計。(右) 可視光で取得した干渉縞の例。

5 冷凍機の開発

非分散型で 1eV に迫るような超高精度のエネルギー分解能での X 線による天体観測は、ASTRO-H に搭載するマイクロカロリメーターにより先鞭がつけられ、これから大きな進展が期待される。そこでは、超高精度のエネルギー分解能での観測が非常に重要な、銀河団や超新星残骸のような、広がった高温ガスからの X 線エネルギースペクトルを、超高精度で初めて取得できることとなる。ガスに含まれる元素の組成やその電離状態はもちろんガスの動きや、重力による偏移の研究も可能となる。装置開発の観点からみると、ASTRO-H に搭載されるマイクロカロリメータは視野が 3 分角に限られ近傍の銀河団や超新星残骸の一部の領域しか観測することは難しい。将来、銀河団外縁部から宇宙大規模構造フィラメントの探査という、暗い宇宙の広がった領域における X 線観測を実現させるには、マイクロカロリメータによる数百素

子の大規模アレイの実現が必要となる。素子を動作させるための極低温環境は、振動、磁場、熱的環境をセンサー動作と合わせて検討する必要がある、我々は、極低温環境を作るための断熱消磁冷凍機とガスギャップ式熱スイッチの技術開発を進めてきた。2014年度は、本研究の予算により、冷凍機の外装となる真空チェンバーを設計し、2段パルスチューブ冷凍機とともに納品検収を済ませた。2015年度は断熱消磁冷凍機を中心部である、磁性体カプセルの開発と、納品されたチェンバーを使った冷却試験に向けて、開発を進める予定である。

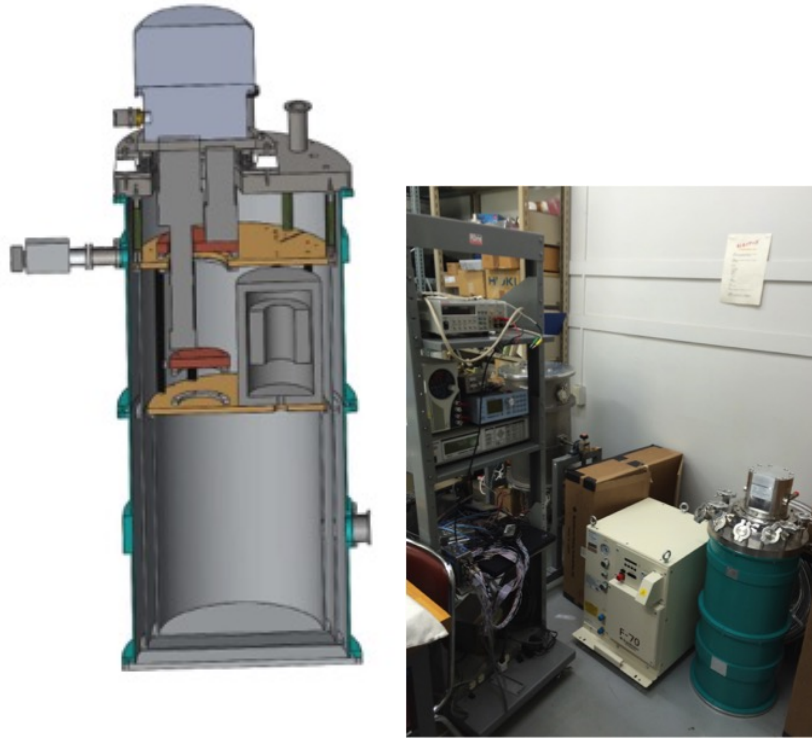


図 40 (左) 極低温環境をつくる真空チェンバーのデザイン。(右) 納品されたチェンバー及び機械式冷凍機。

6 まとめ

(B-2)、(B-3) の項目のうち、冷凍機の開発、高精度 X 線望遠鏡、干渉計の開発が進める事ができた。一方で、ダークマターの観測のための検討もある程度は進める事ができた。

参考文献

- [1] E. Churazov, W. Forman, C. Jones and H. Bohringer, *Astrophys. J.* **590** (2003) 225.
- [2] S. Etori, A. C. Fabian and D. A. White, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **300** (1998) 837.
- [3] S. Kitamoto, *et al.*, ASJ Annual Meeting, Yamagata, September 2014.
- [4] S. Kitamoto, *et al.*, ASJ Annual Meeting, Osaka, March, 2015.
- [5] S. Kitamoto, *et al.*, *Proc. SPIE* 9144 (2014) 91441Z.

X線ガンマ線観測衛星による 宇宙高エネルギー現象の解明

内山 泰伸・斉藤 新也

われわれは X 線天文衛星 (すざく衛星、チャンドラ衛星) とガンマ線観測衛星 (フェルミ・ガンマ線宇宙望遠鏡) を用いて様々な宇宙高エネルギー現象の解明を進めている。また、2015 年度に打ち上げが予定されている ASTRO-H 衛星開発に参画し、ASTRO-H が切り開く新時代における撮像分光観測の準備も行っているところである。本事業「地上実験・飛翔体観測と理論による宇宙像研究の拠点形成」の支援を受けている研究としては、「物質の起源の解明」という観点から、超新星爆発における元素合成および超新星残骸における反物質の生成を研究テーマとして設定している。またそれと並行して「空間構造の解明」としてブラックホール時空構造に注目して研究を進めている。本報告では、これらのテーマに関する 2014 年度におけるわれわれの研究内容を紹介する。

1 超新星残骸の観測から迫る物質の起源

1.1 ASTRO-H 衛星による超新星残骸の X 線観測の展望

超新星爆発における爆発的要素合成は、宇宙における元素の起源を理解する上で重要な位置を占め、その理論モデルを検証する上で若い超新星残骸の X 線観測が有効である。若い超新星残骸では衝撃波加熱されたイジェクタ (爆発放出物) に含まれる高階電離された酸素から鉄に至る種々のイオンからの X 線輝線が観測される。しかし、若い超新星残骸ではイジェクタは部分的にしか加熱されておらず、観測された元素量を直ちに超新星爆発モデルの理論値と比較することはできないことが多い。衝撃波の進行とそれに伴う温度および電離状態の変化をモデル化することで、観測量と超新星爆発モデルを「仲介」する必要がある。2015 年度に打ち上げ予定の ASTRO-H 衛星では、X 線マイクロカロリメータによって今までにない高いエネルギー分解能で超新星残骸からの X 線輝線を観測することができる。ASTRO-H 衛星による観測では、元素毎に電離状態を測定することが可能であり、そしてドップラー効果による輝線のエネルギーシフトおよび広がり測定することで運動状態を推定することができる。また、マンガン、クロムなどのこれまで検出が難しかった希少元素の検出も可能になることが期待できる。ASTRO-H 衛星の登場による超新星残骸の X 線観測研究に関する展望は、われわれも ASTRO-H 衛星サイエンスチームのメンバーとして執筆陣に加わった「ASTRO-H White Paper」にまとめられ、2014 年 12 月に研究者コミュニティに公開されている [1, 2, 3]。

1.2 チャンドラ衛星による超新星残骸の観測

ASTRO-H 衛星マイクロカロリメータによる観測では、非常に良いエネルギー分解能での超新星残骸の分光観測が実現するが、その一方で空間分解能は充分とは言えない。空間分解能に非常に優れるチャンドラ衛星による観測は、ASTRO-H 時代でも依然として重要であり、チャンドラ衛星による観測と ASTRO-H による観測とはお互いに相補的な役割を果たすことになる。このような観点から、われわれはチャンドラ衛星による若い超新星残骸の観測を進め

るとともに、チャンドラ衛星の打ち上げ以来の 14 年間に蓄積されたアーカイブデータを利用している。2014 年度は超新星残骸カシオペア座 A と RX J1713.7–3946 の 2 天体のデータ解析を進めた。ここでは後者について簡単に報告する。

超新星残骸 RX J1713.7–3946 はシンクロトロン X 線放射が強く、GeV-TeV ガンマ線が検出されている超新星残骸であり、宇宙線加速を研究する上で最重要天体の一つである。われわれは宇宙線反陽子や反電子といった宇宙における反物質の生成を理解する上でも、この天体が新しい知見をもたらすと考えている。しかし、熱的 X 線が検出されていないことなどから、この天体の力学進化そして年齢についての直接的な情報は得られていない。われわれはチャンドラ衛星によって、2005 年から 2011 年に渡って 4 度の観測を実施し、2000 年の行われた観測のアーカイブデータも組み合わせることで、超新星残骸の膨張測定を行った。その結果、星間空間を伝播する衝撃波の速度が約 $5,000 \text{ km s}^{-1}$ と大きな値を持つことを突き止め、この超新星残骸の年齢が 1000–2000 年であることがわかった (Tsuji and Uchiyama, in prep.)。現在は、コンパクトな X 線放射源における宇宙線反陽子・反電子の生成についての研究を進めている。

2 活動銀河核ジェットの放射機構

2.1 相対論的ジェットと短時間変動観測

活動銀河核のおよそ 10% ほどで、光速近い速度で中心から噴出するジェットが観測されている。莫大なエネルギーを中心ブラックホールから持ち去るジェットのエネルギー源は、中心の大質量ブラックホールで解放される重力エネルギーであることが分かっている。しかし、ジェットの幾何学的な形状、あるいは中心ブラックホールから輸送されるエネルギーがジェット内で放射へと転化する位置に関しては一致した見解がなく、長年の謎となっている。

我々は、ジェットからの大部分の放射エネルギーを担うガンマ線帯域において、統計の許す限り時間分解したデータ解析と変動のモデル化という新しい手法でジェットの放射機構の解明に迫った。従来、ジェットからの放射のモデル化は主に、波長帯ごとに時期の異なる観測によって得られた多波長スペクトルをフィッティングすることで行われていた。しかし、激しい時間変動を特徴とするジェットの放射に関して、完全同時ではない観測データや、長時間平均された多波長データに基づく解釈は十分でない。今回、我々はジェットが示す短時間変動に着目し、変動のモデル化によって放射機構を解き明かそうとする試みにはじめて着手した。

2.2 ジェットからの放射の時間変動のモデル化

はじめに、我々は 2008 年より稼働中のガンマ線観測衛星フェルミの観測データを用いて活動銀河核の短時間変動の系統的な解析を行った。フェルミ衛星によって GeV ガンマ線帯域における観測感度は大きく進歩し、活動銀河核ジェットからのガンマ放射の時間変動を 1 日以下の時間スケールで観測することが可能になった。FSRQ(Flat spectrum radio quasar) と呼ばれる高光度の活動銀河核について、フェルミ衛星が過去 5 年の全天観測で検出し 400 天体以上のデータから、最もフラックスの高い期間を選び出して系統的に短時間変動を探索した結果、1 時間程度と、中心大質量ブラックホールの重力半径の光速横断時間に相当するような極めて短い時間スケールで放射強度が変動していることが明らかになった [4] (図 41)。その後数時

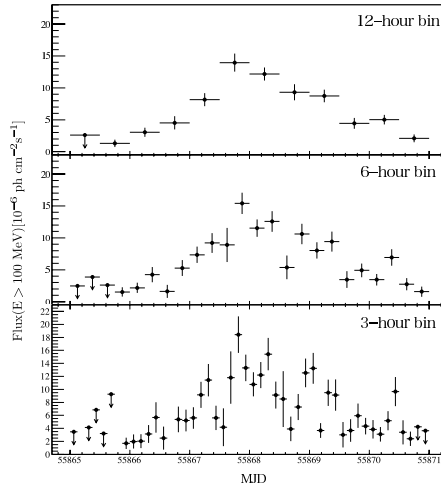


図 41 PKS1510-089(FSRQ) フレア時におけるガンマ線フラックスの時間変化 [4]。上段から、12 時間ビン、6 時間ビン、3 時間ビン。

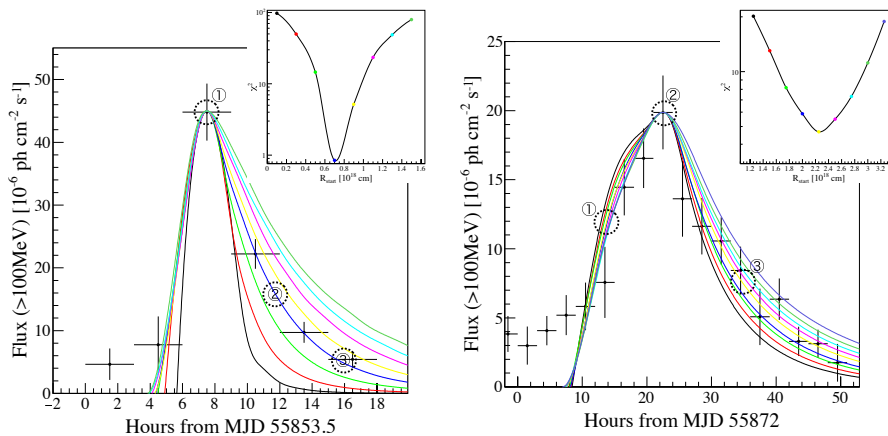


図 42 PKS1510-089 のフレアの 0.1-300GeV 帯域での時間変動のシミュレーション結果。シミュレーションで仮定したフレアの発生位置ごとに色分けしている。フェルミ衛星で観測した 3 時間ビンのデータ点もあわせて示す。データ点とのカイ 2 乗検定を行い、最適なフレアの発生位置を求めた。

間スケールの変動が他の FSRQ から見つかり、いまやブラックホール極近傍の空間構造に観測からアプローチすることが可能になりつつある [5, 6, 7]。

得られた短時間変動の観測結果からジェットの放射機構へ制限を与えるため、フェルミ衛星で観測した短時間変動を示したフレアを内部衝撃波モデルに基づいてモデル化した。ジェットの開口角と放射領域の位置のパラメータ空間上に制限を与え、いずれの場合でも放射領域が中心大質量ブラックホールから 0.3-3pc 程度に位置することを示唆する結果を得た (Saito et al., submitted to ApJ) (図 42)。さらに、フレアにおいて立ち上がりの時間より立ち下りの時間が長くなる現象 (フレアの非対称性) に関して、ジェット断面の見込み角の違いによるドップラー因子の不均一性が大きな影響を与えていることを示した。また、可視光、X 線、TeV ガンマ線などの波長帯での時間変動をシミュレーションによって予測した。今後、フレアの多波

長完全同時観測によって放射強度の変化を追跡することで、モデルパラメータの不定性を除去し、より精密な解釈を行うことが可能になると期待できる。

参考文献

- [1] J. P. Hughes, S. Safi-Harb, A. Bamba, *et al.*, 2014, arXiv:1412.1169.
- [2] K. S. Long, A. Bamba, F. Aharonian, *et al.*, 2014, arXiv:1412.1166.
- [3] F. Aharonian, Y. Uchiyama, D. Khangulyan, *et al.*, 2014, arXiv:1412.1175.
- [4] S. Saito, L. Stawarz, Y. Tanaka, *et al.*, *ApJ* **766** (2013) L11.
- [5] B. Rani, B. Lott, T. P. Krichbaum, L. Fuhrmann and J. A. Zensus, *A&A* **557** (2013) AA71.
- [6] A. M. Brown, *MNRAS* **431** (2013) 824.
- [7] L. Foschini, G. Bonnoli, G. Ghisellini, G. Tagliaferri, F. Tavecchio and A. Stamerra, *A&A* **555** (2013) A138.

空間構造の解明

原田 知広・小林 努・横山 修一郎

1 はじめに

本研究チームは A-3, B-3 の空間構造の解明というテーマの下、主に理論宇宙物理学のアプローチから研究を進めている。本研究チームのメンバーは、2014 年 4 月の研究開始時には原田知広・小林努によって構成されていたが、2014 年度途中から横山修一郎が参加し合計三名となった。本研究チームでは、原田・小林・横山が、それぞれブラックホール物理学・修正重力理論・初期宇宙の観測的検証という研究テーマを持ちながら、週一回合同の研究打ち合わせを持つなどして、互いに有機的に連携して空間構造の解明を目指して研究を進めている。

2 研究成果

2.1 ブラックホールとそれに関連する宇宙物理学

通常天体は非常に大きな角運動量を持っているため、そのまま重力収縮すると Kerr ブラックホールにはなれず、裸の特異点になってしまう。これは宇宙検閲仮説に反するため、大きな角運動量を持つ物体は収縮できないとされている。原田は、中尾憲一（大阪市立大）・木村匡志（ケンブリッジ大）・Mandar Patil（IUCAA）・Pankaj S. Joshi（TIFR）とともに、回転物体がどこまで小さくなれるのかを、一般相対論に基づいて解析した。回転する球殻による重力場が一般相対論の初期データの拘束条件を満たすことができるかに注目した。そして、Kerr 限界を超える角運動量をもつ球殻が見かけの地平線を伴わずに時空特異点に非常に近くなるような初期データを数値的に構成することに成功し、地平線を伴わずに時空特異点近傍の計量が顕になる可能性を示唆した [1]。

原田は、木村匡志（ケンブリッジ大）とともに、高速回転するブラックホールが地平線付近の慣性系の引きずりの効果で粒子を加速し、他の粒子と高エネルギー衝突を引き起こすという Banados-Silk-West 過程とそれに関するここ数年来の原田らの研究成果や他の研究者の研究成果による知見を総説する論文を著した [2]。

原田は、國分隆文（立教大）とともに、負の張力をもつブレーンによるワームホールを研究した。任意の次元で電磁場・宇宙項の存在下での Einstein 理論における球対称・面対称・円筒対称・双曲対称の静的ワームホール解の全てを構築しその安定性を完全に解析した。その結果、いくつかの場合に安定な静的ワームホール解が存在することを示した [3]。

原田は、柳哲文（名大）・中間智弘（東大）・古賀泰敬（立教大）とともに、宇宙論的長波長解を種々の時間スライスにおいて対称性を仮定せずに構築し、それらの対応関係式を与えることに成功した。それを元に、宇宙論的非線形密度揺らぎからの原始ブラックホール形成の球対称数値シミュレーションを行うとともに、これまで行われていた数値シミュレーション結果とともに統一的に議論することに成功し、原始ブラックホール形成のための密度揺らぎの振幅の閾値の下限を、原田らによって 2013 年に導かれた解析的公式がかなり一般的な状況にわたっ

て与えることを示した [4]。

2.2 新しい重力理論に基づく宇宙論・宇宙物理学

小林は、場の方程式が 2 階となる最も一般的なスカラー・テンソル理論 (ホルンデスキー理論) の枠組みで、球対称静的な解に対する摂動論を定式化した。すでに奇パリティモードの解析は済んでおり、本年度は偶パリティモードの解析をおこなった [5]。

多くのスカラー・テンソル理論では、スカラー場はブラックホールの周囲に非自明な配位を持っていないことが知られている (無毛定理)。特に、ガリレオン場のようにシフト対称性を有するスカラー場に関して、無毛定理が証明されている。しかしながら、スカラー場が時間に関して線形の依存性を持つときにはその証明は適用されず、実際に静的なブラックホールの周囲にスカラー場が非自明な配位を持つような解が最近発見された。小林は、論文 [6] で、既存の解を一般化し、シフト対称性と反転対称性を持つようなホルンデスキー理論のサブクラスでこの種の解を構成することに成功した。

ホルンデスキー理論は場の方程式が 2 階という条件のもとで作られた最も一般的な理論であるが、最近、場の方程式は高階であるにも関わらず伝搬する物理的自由度の数はホルンデスキー理論と同じであるような拡張が見出された。小林は、このような拡張をおこなった際にラグランジアンに加えることが許される新たな項が、太陽の周囲などの弱い重力場にどのような変更をもたらすのかを調べた [7]。ホルンデスキー理論では一般にスカラー場の遮蔽機構がはたさず、短距離重力のふるまいは一般相対論を再現することが知られていた。ホルンデスキーを超えた拡張をおこなった場合には、太陽の外側の重力は一般相対論に帰着する一方で、内側の重力のふるまいは一般相対論を再現しないことが判明した。

非自明な運動項を持つスカラー場は、光的エネルギー条件を安定に破ることが可能である。このことを利用して、ミンコフスキー時空から宇宙が膨張を開始するような、初期特異点のないシナリオ (ガリレオン宇宙創世シナリオ) が提唱されている。論文 [8] では、小林は、既存のすべてのガリレオン宇宙創世シナリオを包含する上にさらに一般的なラグランジアンを同定した。観測と整合的なほぼスケール不変な曲率揺らぎを生成することができないという既存のモデルの問題点を解決し、スケール不変な揺らぎを生成可能なガリレオン宇宙創世モデルが存在することを示した。

その他、小林は、有質量重力子理論に関する研究もおこなった [9]。

2.3 宇宙論的観測で探る初期揺らぎの非線形性と初期宇宙モデルの検証

Planck 衛星などの近年の宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) 温度揺らぎ/偏光の観測により、インフレーションをはじめとした初期宇宙についての詳細が徐々に明らかになってきている。一方で素粒子理論の発展により、初期宇宙における暗黒物質やバリオン生成について様々なシナリオが提唱されている。横山と共同研究者は、“sneutrino curvaton model” と呼ばれるシナリオに着目し、そのシナリオが予言する暗黒物質とバリオンの生成量やそれらの密度揺らぎを解析し、現在の CMB 観測と無矛盾であるためのモデルパラメータを精査した [10]。

上で見たように、暗黒物質やバリオンといった現在の宇宙の構成要素が持つ密度揺らぎについての情報は、その生成メカニズムに対して強い制限を与える。特にこれら物質の揺らぎが断

熱的でない場合を等曲率揺らぎと呼ぶ。横山と共同研究者は、この等曲率揺らぎの統計性がガウス分布から有意にずれる場合に着目し、将来期待されている宇宙マイクロ波背景放射のプランク分布からのずれに対する詳細な観測への影響を調べ、初期宇宙の新たなプローブとなることを指摘した [11]。

標準的なインフレーションシナリオでは、原始重力波は時空の量子揺らぎが起源であると考えられている。このシナリオに基づく、原始重力波の振幅を観測で決定できれば、直ちにインフレーションのエネルギースケールが決まる。一方でアインシュタイン方程式に基づけば、重力波は物質の非等方ストレスからも生成される可能性がある。現在の観測と矛盾なく、この物質の非等方ストレスから将来観測可能な程度の原始重力波を生成することができれば、上で述べた、原始重力波の振幅の決定 → インフレーションのエネルギースケールの解明という見方が崩れる。横山と共同研究者は、スカラー場が作る非等方ストレス (非線形項) に着目し、そこから生じる原始重力波の振幅を詳細に計算した。その結果として、スカラー場が作る非等方ストレスからは十分な原始重力波を生成することができないことを一般的な場合について示した [12]。

初期宇宙の非線形密度揺らぎの振幅には上限があるが、それを与えるのは分離宇宙条件であると長年思われてきた。しかし最近それを否定する論文が現れた。原田は、Bernard J. Carr (QMUL) とともに宇宙分離条件について研究を行った。そして、宇宙分離条件は密度揺らぎの振幅の上限を与えないが、正の密度ゆらぎの領域の固有距離に対する上限を与えることを示した。また従来の減速膨張宇宙の解析を加速膨張宇宙に一般化したところ、正曲率領域がブラックホールではなく赤ん坊宇宙になるなど、状況が大きく変更されることを示した [13]。

3 まとめ

本研究チームは、宇宙の空間構造の解明のために、理論宇宙物理学からアプローチした。ここでは、ブラックホール・重力理論・宇宙論という三つがキーワードになっている。本研究チームでは、2014年度に大きな成果が得られ、国際的学術誌への査読付き論文の掲載や国際会議での口頭講演なども多数にのぼった。これらの成果をさらなる研究発展の礎として2015年度以降の研究へとつなげていきたい。

参考文献

- [1] K. i. Nakao, M. Kimura, T. Harada, M. Patil and P. S. Joshi, *Phys. Rev. D* **90** (2014) 12, 124079.
- [2] T. Harada and M. Kimura, *Class. Quant. Grav.* **31** (2014) 243001.
- [3] T. Kokubu and T. Harada, arXiv:1411.5454 [gr-qc].
- [4] T. Harada, C. M. Yoo, T. Nakama and Y. Koga, “Cosmological long-wavelength solutions and primordial black hole formation,” *Phys. Rev. D* **91** (2015) 8, 084057.
- [5] T. Kobayashi, H. Motohashi and T. Suyama, *Phys. Rev. D* **89** (2014) 8, 084042.
- [6] T. Kobayashi and N. Tanahashi, *PTEP* **2014** (2014) 073E02.
- [7] T. Kobayashi, Y. Watanabe and D. Yamauchi, *Phys. Rev. D* **91** (2015) 6, 064013.

- [8] S. Nishi and T. Kobayashi, *JCAP* **1503** (2015) 03, 057.
- [9] X. Gao, T. Kobayashi, M. Yamaguchi and D. Yoshida, *Phys. Rev. D* **90** (2014) 12, 124073.
- [10] K. Harigaya, T. Hayakawa, M. Kawasaki and S. Yokoyama, *JCAP* **1410** (2014) 10, 068.
- [11] A. Ota, T. Sekiguchi, Y. Tada and S. Yokoyama, *JCAP* **1503** (2015) 03, 013.
- [12] T. Fujita, J. Yokoyama and S. Yokoyama, *PTEP* **2015** (2015) 043E01.
- [13] B. J. Carr and T. Harada, “Separate universe problem: 40 years on,” *Phys. Rev. D* **91** (2015) 8, 084048.