SPICAサイエンス検討会最終報告書

SPICA サイエンス検討会メンバー

令和2年12月1日

目次

| 1 | SPI | CA サイエンス検討会の背景と履歴 | 4 |
|-----|-----|--|----|
| 1.1 | SPI | CA 計画の位置付け | 4 |
| 1.2 | SPI | CA サイエンス検討会の発足 | 5 |
| 1.3 | SPI | CA サイエンス検討会の活動履歴 | 7 |
| 2 | SPI | CA の概要 | 10 |
| 2.1 | 衛星 | 2概要 | 10 |
| 2. | 1.1 | 構成と所掌分担 | 11 |
| 2. | 1.2 | 望遠鏡 | 12 |
| 2. | 1.3 | 冷却系 | 12 |
| 2.2 | 観測 | 」装置 | 13 |
| 2.2 | 2.1 | SMI | 15 |
| 2.2 | 2.2 | SAFARI | 16 |
| 2.2 | 2.3 | В-ВОР | 17 |
| 2.3 | 科学 | 全運用 | 18 |
| 2. | 3.1 | 運用系構成 | 18 |
| 2. | 3.2 | 運用ポリシー | 19 |
| 2. | 3.3 | 観測プログラム | 20 |
| 3 | 銀河 |]ブラックホール進化 | 21 |
| 3.1 | この |)分野の概要 | 21 |
| 3. | 1.1 | 当該分野における <i>SPICA</i> サイエンスの方向性 | 22 |
| 3. | 1.2 | 班員構成、担当 | 22 |
| 3. | 1.3 | 主要研究題目 | 22 |
| 3.2 | 塵に | L埋もれた活動現象の発掘 | 22 |
| 3. | 2.1 | 合体銀河中の塵に埋もれた活動的な超巨大ブラックホール | 23 |
| 3.3 | 原始 | a銀河団探査 | 28 |
| 3. | 3.1 | 原始銀河団領域における <i>SPICA</i> 深宇宙探査 | 29 |
| 3. | 3.2 | 原始銀河団中の隠された AGN | 30 |
| 3. | 3.3 | 遠方電波銀河における星形成活動.................................... | 32 |
| 3.4 | 多層 | f空間スケールをつないだ活動銀河核アウトフローの理解 | 33 |
| 3.4 | 4.1 | CO 吸収線を用いた中心核近傍における分子ガスアウトフローの観測 | 34 |
| 3.4 | 4.2 | 銀河スケールでの OH アウトフロー | 37 |
| 3.5 | 高赤 | 方偏移銀河やクエーサーに見る星間物質の進化 | 38 |
| 3. | 5.1 | 宇宙のダスト形成進化理論の観測的徹底検証: 塵宇宙史の総合解明に向けて | 38 |
| 3. | 5.2 | 高赤方偏移クエーサーの星間物質観測 | 43 |
| 3. | 5.3 | High-z 銀河の分子ガス観測.................................... | 46 |
| 3.6 | 「近 | f 傍宇宙」で探る超遠方銀河の性質 - 宇宙再電離の理解に向けて | 48 |

| | 3.7 | 宇宙 | Gの古今にわたる星形成史の包括的解明 5 | 1 |
|---|------------|-----------------|--|--------|
| 4 | | 近傍 | き銀河・銀河系 6 | 1 |
| | 4.1 | この |)分野の概要 | 1 |
| | 4.1. | 1 | 班員構成、担当 | 1 |
| | 4.1. | 2 | 当該分野における SPICA サイエンスの方向性 | 1 |
| | 4.1. | 3 | 主要研究題目 | 2 |
| | 4.2 | 近傍 | 毎銀河円盤内における星間ガスの状態 6 | 5 |
| | 4.2. | 1 | 星形成フィードバックが銀河円盤内の星間ガスに与える影響6 | 5 |
| | 4.2. | 2 | 宇宙線による分子ガスの電離度 | 9 |
| | 4.2. | 3 | 宇宙の大半の星形成を担う銀河種族である高光度赤外線銀河の物理化学状態の解明 7 | 1 |
| | 4.3 | 銀河 | 可面外・銀河間物質 | 4 |
| | 4.3. | 1 | 銀河円盤外に広がる暖かな H ₂ ガス 7 | 4 |
| | 4.3. | 2 | 活動銀河とアウトフローの偏光観測 7 | 7 |
| | 4.4 | デー | - タ科学的方法による赤外線銀河進化の探求 | 0 |
| | 4.5 | 低金 | ≿属量銀河 | 5 |
| F | | 臣파 | | 2 |
| 5 | 51 | エル この | | 3 |
| | 5.1 | 1 | | 1 |
| | 5.9. | 」 分子 | 2 2 雪 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 | 5 |
| | 5.2 |)) J 1 | 会び11頁で至10次・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 5 |
| | 5.2 | 1 9 | 分子雪フィラメント 0 | 6 |
| | 5.2 | 2 | カナミノイノハシー・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 0 |
| | 5.2 | 0 4 | 分子雪磁場 10 | 3 |
| | 5.2 | ч 5 | カイ 空の 微細構造 10 11 10 10 10 10 10 10 10 10 | 5 |
| | 53.2. | 百足 | カリ 云の Wall Hele ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | ' 0 |
| | 0.0 5 २ | ///×≯∟ 1 | 国生/認生来日益とそのエンマローク | 9 |
| | 53 | 1 9 | 和国系田般部とけ異たる全届豊晴倍下における盾姶良/或良系田般の化学的多様性 11 | 0 |
| | 5.3 | 2 | | 3 |
| | 5.4 | 。 招爭 | | 5 |
| | 5.4 | ν⊡ ην 1 | 1年 · · · · · · · · · · · · · · · · · · · | 5 |
| | 5.4 | 2 | ニーニーニーニーニーニーニーニーニーニーニーニーニーニーニーニーニーニーニー | 5 7 |
| 6 | 0.1. | | | ' |
| 6 | 0.1 | 影生 | | 3 |
| | 6.1 | رە ئ م |)分野の概要 | 3 |
| | 6.1. | 1 | | 4 |
| | 6.1. | 2 | 当該分野における SPICA サイエンスの方回性 | 4 |
| | 6.1. | 3 | 土安研究退日 | 5 |
| | 6.2 | 円盤 | | 6 |
| | 6.2. | 1 | HD・H ₂ 輝線による原始惑星糸円盤ガス定量とガス散逸 | 6 |
| | 6.2. | 2 | 水輝線による H ₂ O スノーラインの探査12 | 8 |

| | 6.2.3 | 3 円 | ∃盤ガス組成分布と C/O 比 | | | | | | 130 |
|---|-------|------|----------------------------------|---------|------|---|---------|---|-----|
| | 6.2.4 | 4 惑 | §星形成領域における複雑な有機分子生成 | ••• | | | | | 131 |
| | 6.3 | 円盤固 | 司体物質 | • • | | | | | 132 |
| | 6.3.1 | 1 円 | ∃盤水氷の進化 | • • | | | | | 132 |
| | 6.3.2 | 2 円 | 3盤鉱物学 | • • | | | | | 134 |
| | 6.4 | デブリ |)円盤の太陽系黄道光雲レベルまでの探査 - 太陽系は一般的か? | ••• | | | | | 137 |
| | 6.5 | MIR- | -FIR 円盤偏光観測 - 微惑星形成過程の検証 | •• | | | | | 140 |
| | 6.6 | 形成中 | コの惑星からの熱放射 - 周惑星円盤の検出......... | ••• | | | | | 141 |
| | | | | | | | | | |
| 7 | | 太陽糸 | 会・糸外惑星 | | | | | | 146 |
| | 7.1 | この分 | }野の概要 | • • | | • | • • | • | 146 |
| | 7.1.1 | 1 班 | £員構成、担当 | • • | | | | | 146 |
| | 7.1.2 | 2 当 | á該分野における SPICA サイエンスの方向性....... | ••• | | | | | 146 |
| | 7.2 | 太陽系 | ミ:惑星・衛星大気 | | | | | | 151 |
| | 7.2.1 | 1 巨 | 巨大ガス・氷惑星大気の気温鉛直構造とその時間変化 | ••• | | | | | 151 |
| | 7.2.2 | 2 タ | マイタン大気における複雑な大気化学の制約 | •• | | | | | 153 |
| | 7.2.3 | 3 微 | 数量成分・同位体比をキーワードとした惑星大気の包括的理解 . | • | | | | | 155 |
| | 7.3 | 太陽系 | 系:彗星 | • | | | | | 156 |
| | 7.4 | 太陽系 | 系:小惑星 | | | | | | 162 |
| | 7.5 | 太陽系 | 系:黄道光 | • | | | | | 163 |
| | 7.6 | 系外惑 | §星:惑星大気 | • | | | | | 167 |
| | 7.7 | 系外惑 | §星:ガス惑星の視線速度 | • | | | | | 175 |
| | 7.8 | 系外惑 | §星:解体惑星のダストテイル | | | | | | 178 |
| | | | | | | | | | |

1 SPICA サイエンス検討会の背景と履歴

1.1 SPICA 計画の位置付け

SPICA (Space Infrared Telescope for Cosmology and Astrophysics) は、「宇宙が重元素と星間塵によ り多様で豊かな世界になり、生命居住可能な惑星世界をもたらした過程を解明すること」を科学目的とす る、次世代の大型冷却赤外線天文衛星計画である。2 章で詳述する通り、SPICA は中間赤外線観測装置 SMI (SPICA Mid-infrared Instrument) による中間赤外線観測および遠赤外線観測装置 SAFARI (SPICA FAR-infrared Instrument) による遠赤外線観測を通して圧倒的な感度の分光観測を実現し、また遠外線偏光 観測装置 B-BOP (Magnetic field explorer with BOlometric Polarimeter) により極めて高い効率での遠赤外 線広域偏光撮像観測を実現する。こうした革新的性能により赤外線天文学にブレイクスルーをもたらすことを 目的として、2020 年代末頃の打上を目指して日欧国際協力による SPICA の開発が進められてきた。

SPICA の基本仕様は、2000 年に宇宙理学委員会から SPICA WG の設置が認められて以降、長年に渡っ て様々な観点から検討が行われている。ほぼ現在の仕様に近い形が 2014 年頃に定まってからは、2015 年 1 月 に内閣府宇宙科学戦略本部の宇宙基本計画においてミッション検討が推奨され、2015 年 11 月には宇宙航空研 究開発機構 (JAXA) の戦略的中型ミッションとしてのミッション定義審査に合格した。日本学術会議が直近 に公表した大型研究マスタープラン 2020 においても、SPICA は学術大型研究計画のひとつとして選定され ている。一方、欧州においては、欧州宇宙機関 (ESA) の Cosmic Vision 計画における M クラス 5 号機 (M5) ミッションのひとつとして提案が行われ、応募のあった 25 件の計画に対する一次審査では、SPICA を含む 3 つの計画が 2018 年 5 月に採択された。これを受け、欧州側では Phase A 活動として概念検討・設計が精力 的に進められた。この 3 件の計画から 1 件を選定する ESA の Mission Selection Review (MSR) に向けて日 欧の協力によりサイエンス面での検討を深めるため、ESA は SPICA Science Study Team (SST)^{*1}を設置 し、この SST がリードする形でサイエンス分野ごとの Science Working Groups が組織された。SST の任務 の中でもとりわけ重要なアイテムが、MSR における重要な審査資料となる Yellow Book の編纂であり、この Yellow Book 作成に向けた各種サイエンス検討が SST および Science Working Groups によって精力的に進 められた。(ただし後述する通り、M5 ミッション選定に向けた Phase A 活動は 2020 年 10 月に打ち切られ、 SPICA は M5 ミッションの候補から取り下げられた。)

この SPICA 計画の推進を後押しするため、我が国の光学赤外線天文学コミュニティは継続的に SPICA 計画の支援を行ってきた。光学赤外線天文連絡会 (光赤天連) が 2003 年に設置した光赤外天文学将来計画検討 会では、2005 年に将来計画検討報告書を公表し、その中で「次世代大型地上・スペース計画として地上 30m 級望遠鏡 (現 Thirty Meter Telescope 計画) と SPICA を実現することが我が国の光赤外線天文学のロード マップである」と結論付けた。また光赤天連は 2016 年にも「2020 年代の光赤外天文学」と銘打った将来計画 検討報告書を公表し、2020 年代に光学赤外線天文学が取り組むべき 3 つの優先課題 (宇宙の加速膨張とダーク エネルギー・ダークマターの解明、物質宇宙の多様性とその進化の解明、惑星系形成および進化の解明と宇宙 における生命の探査) を明示した上で、その解明に向けて「赤外線スペース望遠鏡による超高感度撮像・分光 観測」が重要な研究手段のひとつであると報告した。さらに光赤天連は 2008 年に SPICA タスクフォース^{*2}

^{*1} SST に日本から参加している委員:金田英宏氏 (名古屋大)、河野孝太郎氏 (東京大)、長尾透氏 (愛媛大)、野村英子氏 (NAOJ)、 本田充彦氏 (岡山理科大)。以上の委員に加えて、尾中敬氏 (明星大学) が日本の SPICA チームのプロジェクトサイエンティスト として SST の会議や運営に参加している。

^{*&}lt;sup>2</sup> 2008 年発足の第1期 SPICA タスクフォース委員:市川隆氏 (東北大;委員長)、今西昌俊氏 (NAOJ)、泉浦秀行氏 (NAOJ)、川 良公明氏 (東京大)、河野孝太郎氏 (東京大)、斎藤智樹氏 (愛媛大;現兵庫県立大)、高見道弘氏 (ASIAA)、田村元秀氏 (国立天文台;

を設置してコミュニティの立場から *SPICA* チームに様々な提言を行い、2013 年 6 月には *SPICA* 計画の推進を関係各所に要望するための光赤天連声明文を発出している。

以上のように、*SPICA*は我が国の天文学の大型将来計画として極めて重要なミッションに位置付けられ、 *SPICA*チームとコミュニティの研究者が力を合わせて *SPICA*を実現させるための多様な活動が行われて きたという経緯がある。

1.2 SPICA サイエンス検討会の発足

前節で概観したような SPICA を取り巻く情勢を踏まえ、JAXA 宇宙科学研究所 (ISAS) は 2018 年に ISAS 所長の諮問機関として SPICA 研究推進委員会*³(以下、研究推進委員会) を設置した。設置目的は、プ ロジェクト外の国内研究者に SPICA プロジェクトへの積極的参加を促し、研究コミュニティ全体の意向を プロジェクトに反映させることである。ここで研究コミュニティ全体とあるのは、光学赤外線天文学分野に限 らず電波天文学分野や惑星科学分野など広範な研究分野における研究者コミュニティを指し、そのような委 員会とするべく委員選定のために光赤天連のみならず宇宙電波懇談会 (宇電懇) にも ISAS から委員推薦の依 頼を出している点が特徴的である。2018 年 8 月に発足した研究推進委員会において、特に日本国内における SPICA のサイエンス検討活動を推進するためにどうするかを議論した結果、以下のような目的・目標・体制 を持つ SPICA サイエンス検討会 (以下、検討会) を研究推進委員会の下部組織として設置することが決めら れた。

目的

- ESA における Cosmic Vision M5 selection に SPICA が勝ち抜くため、SPICA のサイエンスを強化 する必要がある。2021 年予定の最終選抜に先立ち、ESA の SPICA SST が Science Working Groups を組織して Yellow Book を編纂しようとしている。この Science Working Groups には日本からも 参加が期待されているが、より広いサイエンス検討を日本国内でも進め、日本から Science Working Groups に参加する研究者を通して ESA SST の Yellow Book 編纂に寄与する。
- これまで *SPICA* との接点が必ずしも多くなかった研究者も含め、広く国内の方々にこの検討会に加わってもらうことで、多くの国内研究者に *SPICA* についての理解と期待を深めてもらう。

目標

- 各分野ごとに SPICA が行うべきサイエンスを洗い出す。
- 洗い出したサイエンスについて、どのような観測をどの程度行えばどの程度のインパクトが期待できる かを明らかにする。
- SPICAの運用や装置仕様に対しての要望や提言があれば、とりまとめる。
- 以上の検討内容を、必要な図表と合わせて日本語でドキュメント化する。その際、記述内容の意図を理 解するために必要な程度の background についても記載する。

現アストロバイオロジーセンター)、山下卓也氏 (NAOJ)、渡部潤一氏 (NAOJ)。2014 年発足の第 2 期 *SPICA* タスクフォース 委員:小山佑世氏 (ISAS;現 NAOJ)、竹内努氏 (名古屋大)、長尾透氏 (愛媛大;委員長)、野村英子氏 (東工大;現 NAOJ)、本田 充彦氏 (神奈川大;現岡山理科大)、松田有一氏 (国立天文台)、宮田隆志氏 (東京大)、松尾太郎氏 (京都大;現名古屋大)。

^{*&}lt;sup>3</sup> SPICA 研究推進委員会の発足時の委員:安部正真氏 (ISAS)、今西昌俊氏 (NAOJ)、上田佳宏氏 (京都大)、江草芙実氏 (東京 大)、杉田寛之氏 (JAXA)、高田唯史氏 (NAOJ)、田村陽一氏 (名古屋大)、長尾透氏 (愛媛大;委員長)、野村英子氏 (東京工業大; 現 NAOJ; 副委員長)、福田盛介氏 (ISAS)、本原顕太郎氏 (東京大;現 NAOJ)、百瀬宗武氏 (茨城大)。なお SPICA 研究推進委 員会は 2020 年 7 月末に任期を完了した。

| S | SPICAサイ | エンス検討 | 会・班員体 | <u> </u> | (敬称略) |
|---|--|---|---|---|---|
| | 銀河BH進化 泉拓磨(NAOJ) | 近傍銀河・銀河系 <mark>江草芙実</mark> (東大) | 星形成・星間媒質 井上剛志(名大) | 惑星形成 <mark>本田充彦</mark> (岡山理大) | 太陽系・系外惑星 平野照幸(東エ大) |
| | 市川幸平(東北大) 今西昌俊(NAOJ) 梅畑豪紀(理研) 久保真理子(NAOJ) 竹内努(名大) 田村陽一(名大) 長峯健太郎(阪大) 橋本拓也(早稲田大) 播金石也(早稲田大) 播場俊介(NAOJ) 馬場俊介(NAOJ) 山下拓時(NAOJ) 和田武彦(ISAS) | 福見華恵(広島大) 金子紘之(NAOJ) 左近樹(東大) 竹内努(名大) 田村陽一(名大) 中西康一郎(NAOJ) 馬場淳一(NAOJ) 本原顕太郎(東大) 波邊祥正(日大) | 相川祐理(東大) 岩崎一成(NAOJ) 大屋瑤子(東大) 神鳥亮(ABC) 坂井南美(理研) 島尻芳人(鹿児島大) <u>下西隆</u> (東北大) <u>立原研悟</u> (名大) 野沢貴也(NAOJ) 日高宏(北大) 古家健次(筑波大) 古家健次(気波大) 古屋発(徳島大) 守屋尭(NAOJ) 山本智(東大) | 相川祐理(東大) 荒川創太(東工大) 石原大助(ISAS) 田崎亮(東北大) 橘省吾(東北) 補省吾(東大) 茅原弘毅(大産大) 中川貴雄(ISAS) 野津翔太(Leiden) 野村英子(NAOJ) 藤邦英子(NAOJ) 藤東英明(NAOJ) 松本侑士(ASIAA) 武藤恭之(工学院大) 百瀬宗武(茨城大) 森昇志(東大) | 日井寛裕(ISAS) 大坪貴文(ISAS) 大野和正(東工大) 奥住聡(東工大) 空羽源正(東工大) 笠羽源正(東北大) 川内紀代意(東大) 川島由依(SRON) 癸生川陽(七LP) 小林浩(名大) 依川英夫(京産大) 関根康人(東工大) 空華智子(NAOJ) 高橋葵(ABC) 寄居剛(NAOJ) 藤井友香(大阪所大) 水尾太郎(大阪大) 水林幸辛(ISAS) 数田ひろ(広馬大) 吉田二美(千葉工大) |

※ 赤字で示した方は ESA SST の Science WG にも参加

図 1.1 SPICA サイエンス検討会の班員体制。各班で一番上側に示されているのが班長。赤字で氏名が 示されている参加者は、ESA が設置する Science Working Group にも参加している。図内で表示されて いる所属は検討会発足時点でのもの。

体制

- 検討会の活動を実施するために5つの班(銀河ブラックホール進化、近傍銀河・銀河系、星形成・星間 媒質、惑星形成、太陽系・系外惑星)を設け、それぞれに班長を置く。
- ・ 班員は広く日本天文学会・光赤天連・宇電懇などのメーリングリストで募集すると同時に、班長や研究 推進委員会の委員からも個別に打診する。班員は大学院生やポスドクも可とする。
- ・ 班長および班員の一部の方々には、ESA の SST が編纂する Yellow Book の作成を目的とした Sceince Working Groups への参加も期待する。
- 研究推進委員会は、上記の班長を通して検討会の活動をモニターし、必要に応じて研究推進委員会と班長の間で相談や調整などの場面を設ける。

班員募集を開始する前に、研究推進委員会において検討会の5つの班の班長候補者について議論し、候補者 との調整などを経て以下の5名の班長を定めた。また、研究推進委員会の委員長・副委員長である長尾透氏 (愛媛大)と野村英子氏 (NAOJ) が検討会のとりまとめ役を担当することとし、班長5名と合わせ計7名で班 長団を構成して検討会の運営を行うこととした。

- 銀河ブラックホール進化班:泉拓磨氏 (NAOJ)
- 近傍銀河・銀河系班: 江草芙美氏 (東京大)
- 星形成・星間媒質班:井上剛志氏(名古屋大)
- 惑星形成班:本田充彦氏(岡山理科大)
- 太陽系・系外惑星班:平野照幸氏(東京工業大)

この検討会の班員を広く募るため、上記の検討会方針および班長リストを明示した班員募集案内を、日本天 文学会 (tennet)・光赤天連 (gopira)・宇電懇 (ryunet)・高エネルギー宇宙物理連絡会 (kouuren)・理論天文学 宇宙物理学懇談会 (rironkon)・日本惑星科学会 (oml) 宛に 2019 年 5 月上旬に配信した。その結果、多くの研 究者から検討会への参加希望連絡があり、図 1.1 に示す通り 29 機関の 75 名からなる班員体制が整った。

1.3 SPICA サイエンス検討会の活動履歴

検討会の基本的な進め方としては、各班ごとに定期的なテレコンを開催し、活動初期は各分野の問題点の整 理や SPICA に対する各班員の期待などを交流しつつ、次第に班員それぞれが担当するトピックを明確化さ せ、その上で overleaf を使って検討報告書の原稿執筆作業を進めるという形をとった。この進捗を確認しつ つ、作業の中で明らかになってきた問題点や要調整事項を相談するため、班長団は定期的な班長会議を zoom で行ってきた。班長会議の履歴と各回での主な議題は次の通りであった。なお、初回の班長会議(2019 年 5 月 27 日)の開始時間前には zoom を用いた検討会全体会議を行い、検討会の背景説明と SPICA の装置仕様の 説明、全体での質疑応答を行った。

- 2019 年 5 月 27 日 [第 1 回班長会議]:検討会の目的など全体像の確認、班構成の確認と議論、今後の進め方とスケジュールの確認
- 2019年7月24日 [第2回班長会議]:各班での班員構成や進め方の確認、中間報告会の相談、検討報告書のイメージ議論、天文学会企画セッション申請に向けた相談
- 2019年9月17日 [第3回班長会議]:各班での検討状況の確認、中間報告会の準備の相談 (プログラム相談、旅費補助)、天文学会企画セッションの基調講演など相談
- 2019年10月28日 [第4回班長会議]:中間報告会のプログラム確認、天文学会企画セッションの講演募集に向けた相談、検討報告書の体裁の相談
- 2020年1月7日 [第5回班長会議]:各班での検討状況の確認、班をまたぐトピックの取り扱いの相談、報告書執筆のスケジュール確認、SPICA 出版費補助の案内
- 2020年2月5日 [第6回班長会議]:各班の検討報告書の章立ての確認、検討報告書の送付先の相談、天 文学会企画セッションの相談 (旅費補助、当日の動きの確認)
- 2020年3月16日[第7回班長会議]:各班の検討報告書作成状況の確認、報告書の記述の体裁など相談、検討最終報告会開催の検討、天文月報 SPICA 特集の相談
- 2020年4月9日 [第8回班長会議]:各班の検討報告書作成状況の確認、検討最終報告会の開催中止の 決定、天文月報 SPICA 特集の相談

各班での検討が進むにつれ、装置の感度計算の詳細など追加情報が必要になる検討項目が明らかになり、そうした情報を班員が得るために班員と SPICA チームとが直接やりとりができるオンライン質問会を 2019 年8月29日に設定した。この機会を通して、特に系外惑星観測に関する S/N 計算の詳細について班員が SPICA チームと具体的な議論を行うことができた。また検討報告書の執筆時にも、記述の技術的妥当性を SPICA チームに確認してほしいという要望が班員から生じたため、特に確認を要する箇所を明示的にした上で技術的観点での確認を SPICA チームに依頼するという対応をとった。

検討報告書の執筆が本格化する前に、各班での検討状況について質疑応答や意見交換を行い、検討の方向性 が調整できると望ましいという動機から、2019 年 11 月 8 日の午後と翌 9 日の全日の 1.5 日間の日程で検討会 の中間報告会を開催した (図 1.2)。中間報告会の冒頭では、*SPICA* チームから望遠鏡仕様の最新状況・現状 での運用コンセプト案・JAXA と ESA における SPICA のステータス等について報告いただき、それに引き



図 1.2 2019 年 11 月 8 日 (金) と 9 日 (土) に ISAS 相模原キャンパスにて開催された、*SPICA* サイエンス検討会の中間報告会の様子。

続いて班ごとに個別トピックに関する検討状況について講演と質疑応答を行った。またプログラムの最後に 行った総合討論では、SPICA チームから SMI の exposure time calculator の使い方に関する紹介や、班ご とに SPICA サイエンスを 1 枚絵にどうまとめられるかといった議論を行った。zoom も活用した会とする ことで、40 名ほど (全体の半分以上) の班員に参加していただくことができた。なお、一部の参加者の国内旅 費を SPICA プロジェクトから支出していただいた。

また、検討報告書の執筆が佳境に差し掛かる頃に広くコミュニティに検討会の活動報告をしつつ様々な意見 を募って検討報告書の最終調整に反映させようという目的で、「SPICAが切り拓くサイエンス」と銘打って、 日本天文学会の 2020 年春季年会 (会場: 筑波大学) における企画セッション開催を申し込んだ。企画セッショ ンの世話人を検討会の班長団 7 名に SPICA プロジェクトサイエンティストの尾中敬氏 (明星大) を加えた 8 名で構成し、4 時間の企画セッションとして申し込んて承認された。そこで tennet などを通して講演募集を 行ったところ想定を上回る講演申込があり、何人かの講演申込者に講演形式の変更を依頼せざるを得なかっ た。そうした調整の結果、基調講演 3 件・a 講演 11 件・b 講演 14 件・c 講演 5 件の計 33 件の講演で本企画 セッションを行うことになった (基調講演者は名古屋大の金田英宏氏・NAOJの泉拓磨氏・東京工業大の平野 照幸氏)。ところが大変残念なことに、新型コロナウィルス感染症の拡大により年会開催が中止され、それに 伴って本企画セッションを行うことができなくなったことは大変残念だった。ただし 33 件の講演の全てにつ いて講演者から講演資料が提出され、日本天文学会のサーバ上でパスワードで保護された形で期間限定公開さ れることになった。しかし折角の検討資料が短期間のみ公開という扱いになるのは勿体ないと検討会の班長団 で考え、講演者の了承が得られた講演について講演資料を宇宙研のサーバにコピーして、パスワード保護をか けずに一般に広く公開することとした^{*4}。

検討会の検討結果を更に広く周知する方策として、日本天文学会の天文月報で特集を組むという案も検討会 の班長団で議論された。班長団が確認したところ、近い過去に SPICA を取り上げた記事がほとんど無かっ たということもあり、検討会の特集というよりも SPICA の特集として考えた方がよさそうだという結論に 至った。班長団などでの議論により、5 つの検討班のそれぞれが 1 つずつ記事を作成し、更に SPICA チーム に SPICA ミッション全体の記事と、日本が開発する装置である SMI の記事を用意し、更に巻頭言を加えた 計 8 編の記事を 2020 年 11 月号と 12 月号の 2 ヶ月間にわたって掲載するということになった。またこの天文 月報の特集に加え、検討会の最終報告会を開催し、シングルセッションとパラレルセッションを組み合わせて 広くコミュニティの研究者と検討会の検討結果について討議する場を設ける可能性についても議論の俎上に上

^{**} この資料は SPICA 研究推進委員会のウェブページ (https://www.ir.isas.jaxa.jp/SPICA/SPICA_HP/suishin/) から参照 可能である。

がったが、新型コロナウィルス感染症の拡大により検討会参加者の学務予定などを見通すことが困難になり、 断念せざるを得なかった。

以上のように行った SPICA サイエンス検討会の諸活動の結果を、本検討報告書としてとりまとめること ができたのは、ひとえに5名の班長を始めとする多くの班員による熱心な検討活動のおかげである。また、日 本の SPICA チームからは、本検討報告書に対しても内容の確認や詳細なコメントなどをいただいた。関係 各位に深く感謝したい。ただし極めて残念なことに、本検討報告書のとりまとめを行っている最中の段階であ る 2020 年 7 月に ESA 側での大幅なコスト超過が判明し、望遠鏡口径や装置仕様の変更を含む大幅な計画の 見直しが検討された。しかし最終的には、ESA Cosmic Vision M5 選抜に向けた SPICA の検討を打ち切る という判断が、ESA・JAXA・提案機関であるオランダ SRON の三者間で 2020 年 10 月に合意された。この 合意により、これまで検討されてきた日欧合同ミッションである SPICA が、検討されてきた形では実現し ないこととなった。だが、本サイエンス検討会の検討内容は、大型冷却赤外線天文衛星による高感度赤外線観 測の意義や重要性を定量的かつ多角的に検討した結果の資料として、我が国の天文学の将来計画を今後検討す る上で貴重な資料であると考え、当初の予定通りに発行することとした。本検討報告書の内容からは、高感度 赤外線観測を実現するミッションの科学的意義の高さは明らかであり、必ずや将来この検討結果を踏まえた新 たなミッションが検討され、そうしたミッションにより天文学・宇宙物理学・惑星科学のフロンティアが切り 拓かれると確信している。

2 SPICA の概要

2.1 衛星概要

SPICA は大口径 (2.5 m) の赤外線望遠鏡を 8 K 以下に冷却し、中間赤外線から遠赤外線領域において超高 感度の観測を行う宇宙天文台である。2030 年頃に日本の次期基幹ロケット H3 によって打ち上げられ、太陽– 地球の第 2 ラグランジ点周囲の軌道に投入される。冷媒を使わず、放射冷却と機械式冷凍機のみで冷却するこ とで大口径化と長寿命を実現する。ノミナル 3 年、目標 5 年の観測運用を予定している。3 種類の観測装置 が、波長 10–350 µm の中間~遠赤外線波長域をカバーする。

SPICA 計画は 2000 年前後に日本主導で始まったが、2014 年頃に開発コスト等の問題からミッションの 再定義が行われ、ESA が計画全体を主導する形となった。現在の SPICA 計画は、2016 年に ESA Cosmic Vision M-Class 5 号機 (M5) の公募に提案され、2018 年 5 月に 25 件の提案中 3 件の候補ミッションの一つ に選抜された。2021 年 6 月に予定されている最終選抜に向け、日欧共同で概念検討・設計を進めている。

図 2.1 に、最新の SPICA の概要図を示す。ミッション再定義に際して、ESA の Concurrent Design Facility (CDF; ミッションの集中検討を行う施設) による初期検討が行われた結果、宇宙背景放射観測衛星 Planck の 技術を踏襲する形で、衛星機軸に対して望遠鏡を横倒しにしたデザインがベースラインとして採用され、これ まで概念検討が進められてきた。しかし、2020 年 1 月、質量軽減と設計上の自由度向上を理由に、望遠鏡が 衛星基軸に平行な「縦置き」構成 (以前日本主導でミッション検討が進められていた時代の構成に近い) に変 更となっている。



図 2.1 SPICA の最新衛星概要図。望遠鏡縦置き構成。(ESA 提供)

2.1.1 構成と所掌分担

SPICA は、ESA-JAXA を軸とした日欧共同ミッションであり、両機関と日欧の観測装置コンソーシアム が各コンポーネントの開発を分担して行う。プロジェクト全体のとりまとめは ESA である。

図 2.2 に SPICA の衛星システムの構成を、図 2.3 には SPICA の開発・運用における日欧各機関の所掌分 担を図示した。衛星システム全体のとりまとめと、衛星としての機能 (姿勢制御、装置制御、コマンドやデー タの取り扱い、通信等)を司る Service Module (SVM) は ESA が担当する。一方、JAXA は SPICA の要 である、極低温冷却系を担当する。科学観測を行う機能はペイロードモジュール (Payload Module; PLM) に集約され、機械式冷凍機 (Mechanical Coolers; MCS) を含む極低温冷却システム (Cryo System; CRYO) と科学装置アセンブリ (Science Instrument Assembly; SIA) からなる。このうち、CRYO が JAXA の担当 範囲である。望遠鏡と SIA のとりまとめは ESA が、観測装置は日欧のコンソーシアムが担当する。打上げ は日本の次世代基幹ロケット H3 で行うことを予定している。また、後述の通り打上げ後の運用については ESA-JAXA および観測装置チームが責任を分担しつつ、協力して構築・運営にあたる。



図 2.2 SPICA の衛星システム構成要素。



図 2.3 SPICA の開発、運用に関する国際分担概要図。

2.1.2 望遠鏡

SPICA の望遠鏡 (Infrared Telescope Assembly; ITA) は主鏡有効口径 2.5 m、F 5.21 のリッチークレティ エン方式である。主鏡材料は炭化ケイ素 (SiC) を用いることで軽量化を図っている。望遠鏡全体は 8 K 以下 に冷却され、観測波長域における望遠鏡自体からの放射を、例えば Herschel(主鏡温度 80 K) に比べて 6 桁 以上低減し (図 2.4)、超高感度の観測を実現する。最新の仕様では、視野は半径 18 分角、波長 20 µm での Diffraction Limit と Strehl Ratio 0.8 が要求されている。



図 2.4 望遠鏡の温度とその放射スペクトル。SPICA では、8K 以下に冷却することで、Herschel よりも 6 桁程度放射を抑え、主要な観測波長域で天体からの放射よりも小さくすることが出来る。いずれも望遠鏡 の放射率を 0.1 と仮定して計算。

2.1.3 冷却系

SPICA の極低温冷却システム (CRYO) は、放射により受動的に冷却を行う構造体 (Thermal Insulation and Radiation Cooling System; TIRCS) と能動的に冷却を行う機械式冷凍機システム (MCS) からなり、い ずれも JAXA が開発を担当する。これまでの赤外線天文衛星は、冷却に液体ヘリウムなどの冷媒を用いてお り、冷媒の枯渇により観測寿命が決まってしまうこと、また大量の冷媒を衛星に搭載して打ち上げなければな らないことから、観測系機器の質量・容積に制約がかかってしまうという問題があった (これまでの赤外線天 文衛星のほとんどが有効口径 60-85 cm 程度である。一方 Herschel は口径 3.5 m だが、望遠鏡を極低温に冷 却していない)。日本は、1995 年に打ち上げられた多目的衛星 SFU に搭載された赤外線宇宙望遠鏡 (IRTS) 以来、国内における人工衛星搭載冷却系と機械式冷凍機の開発に取り組んできた。2006 年に打ち上げられた 「あかり」においては、機械式冷凍機と液体ヘリウムのハイブリッドで冷却を行うことで、それまでの他のミッ ションに比べ 1/10 以下の液体ヘリウムで同程度 (18 ヶ月) の冷却を達成した上に、液体ヘリウム枯渇後も機 械式冷凍機のみによる冷却で、近赤外線観測をさらに 20 ヶ月おこなった。

SPICA は日本が築いてきたこの冷却技術を基盤としている。「あかり」に搭載された 2 段式スターリング冷 凍機 (2ST) に加え、2009 年に国際宇宙ステーション「きぼう」で観測を行った SMILES 実験で実証された ジュールトムソン冷凍機 (JT) により、全機械式の冷却システムを構築し、冷媒寿命に影響されない観測期間 を提供する。図 2.5 に、SPICA の冷凍機構成を示す。予備も含め、8 台の 2ST 冷凍機と 1K 級、4K 級合わせ て 4 台の JT 冷凍機の組み合わせで、望遠鏡全体と観測装置を冷却する。SAFARI、B-BOP はさらに装置内 部に Sorption Cooler(吸着冷凍機) および ADR(断熱消磁冷凍機) をもち、検出器動作温度の 50 mK までの冷 却を行う。



図 2.5 SPICA の機械式冷凍機構成。

2.2 観測装置

SPICA には3種類の観測装置が搭載される。中間赤外線観測装置 SMI (SPICA Mid-infrared Instrument) は、中間赤外線領域での分光、撮像機能を、遠赤外線分光装置 SAFARI (SPICA Far-infrared Instrument) は遠赤外線領域の分光機能を、遠赤外線偏光撮像装置 B-BOP (Magnetic field explorer with BOlometric Polarimeter) は、遠赤外線領域の偏光撮像機能をそれぞれ提供する。

図 2.6 に焦点面における視野配置を示す。図 2.7 にこれら 3 つの装置の感度を、主要な観測天体の放射強度 と共に示した。SPICA はこれまでの赤外線天文衛星に比べて、およそ 2 桁あるいはそれ以上の高感度を実現 することが分かる。また、波長 10–230 µm を切れ目なく分光観測出来るのも大きなメリットである。



図 2.6 SPICA 焦点面観測装置の視野配置。

なお、以下に示す観測装置仕様は、サイエンス検討班における検討の際に参照したものである。その後の技 術検討や状況の変化により、観測装置仕様に変更がある場合があることに注意されたい。



図 2.7 SPICA の分光モードの検出感度 (上)、撮像モードの検出感度 (下)。SMI, SAFARI はいずれも 1 時間積分、5 σ の値。B-BOP は、1 時間で 1 deg² の領域を観測し、偏光度が 5% の場合。

2.2.1 SMI

SMI は、名古屋大学および JAXA 宇宙科学研究所を中心とし、国内の主要大学、台湾 ASIAA 等の海外機 関が参加するコンソーシアムによって開発が進められる、中間赤外線観測装置である (Kaneda et al. 2018)。 波長 10–36 µm を (1) 広視野の低分散分光 (LR)、(2) 高感度中分散分光 (MR)、(3) 高感度高分散分光 (HR)、 (4) 広視野撮像 (CAM) の 4 つのチャンネルでカバーする。SMI は、大口径冷却望遠鏡と低雑音検出器の採用 により、Spitzer 宇宙望遠鏡と比べて分光感度で 1.5–2 桁近く改善されている。また、JWST と比べても冷却 望遠鏡の効果で、感度に優れている。また、SMI は広視野を重視した装置設計となっており、分光サーベイ能 力は極めて高い。HR の提供する高分散分光機能も極めてユニークであり、成果が期待される。SMI の主要な 機能を表 2.1 にまとめる。

| Channel | LR | CAM | MR | HR |
|---|---------------|----------------|---------------------------|--------------------|
| 中心波長 (µm) | 27 | 34 | 27 | 15 |
| 波長範囲 (μm) | 17 - 36 | 34 | 18 - 36 | 12 - 18 |
| 波長分解能 R ^a | 50 - 150 | 5 | 1300 - 2300 | 33000 |
| スリット長 | 10 arcmin×4 本 | N/A | $1 \operatorname{arcmin}$ | $4\mathrm{arcsec}$ |
| 視野 $(\operatorname{arcmin}^2)$ | | 10×12 | | |
| 感度 (点源・連続光, µJy) ^b | 25 | 13 | 280 | 1400 |
| 感度 (点源・輝線, 10^{-20} W/m 2) b | 5 | | 2.8 | 1.0 |
| 感度 (拡散光・連続光, $MJy/sr)^b$ | 0.08 | 0.05 | | |
| 感度 (拡散光・輝線, 10^{-10} W/m ² /sr) ^b | | | 1.0 | 0.8 |

表 2.1 SMI の主要仕様

^a 点源の場合。

^b1 時間積分、 5σ 。

SMI Factsheet v12.1 に基づく。

図 2.8 に、SMI のブロックダイアグラムを示す。LR-CAM 系と, MR-HR 系でそれぞれ前置光学系の共通 化をはかることでサイズをコンパクトにしている。この前置光学系が、望遠鏡の像面湾曲と収差を補正する。 また、LR-CAM 系には検出器の暗電流測定のための低温シャッタを備え、MR-HR 系には高速分光マッピン グを行うため、Beam Steering Mirror (BSM) を配置する。自由曲面金属鏡を用いた反射光学系によって軽量 化をはかっている。

LR-CAM はマルチスリットミラーにより、スリットを通過した光は LR によって分光され、それ以外の光 は CAM で撮像される。従って、CAM は LR に対するスリットビュワーの機能も併せ持っている。MR-HR 系では、波長 18 µm を境に短い波長の光は HR へ、長い光は MR に進んでそれぞれ分散される。HR では、 イマージョン回折格子により、コンパクトかつ高分散の分光器を実現する。

LR, CAM および MR では、波長 30 μ m までを高感度に観測するため、Spitzer 宇宙望遠鏡で実績のある Si:Sb 検出器を採用している。ピクセル数は 1K×1K である。HR は、「あかり」や WISE などで 波長 18 μ m までの中間赤外線に実績のある Si:As 1K×1K 検出器を用いる。現在、検出器の低雑音化のための読み出し回 路の開発を進めている。



図 2.8 SMI のブロックダイアグラム。

2.2.2 SAFARI

SAFARI は、オランダの SRON が中心となって、欧州・カナダ等の研究機関からなるコンソーシアムが開発を進めている遠赤外線分光装置である。波長 34-230 µm を波長分解能 R ~ 300(LR; 低分散モード) あるいは、150-11000(高分散モード) で分光する。全波長域を一気に観測出来るのが SAFARI のユニークな機能である (Roelfsema et al. 2018)。SAFARI の主要な機能を表 2.2 にまとめる。

| Channel | SW | MW | LW | VLW |
|--|--------------|-------------|-------------|-------------|
| 波長範囲 (μm) | 34 - 56 | 54-89 | 87-143 | 140 - 230 |
| 波長分解能 (LR; 低分散モード) R | 300 | 300 | 300 | 300 |
| 波長分解能 (HR; 高分散モード) R | 11700 - 7150 | 7400 - 4500 | 4600 - 2800 | 2850 - 1740 |
| FWHM (arcsec) | 4.5 | 7.2 | 12 | 19 |
| 点源輝線感度 (LR; $10^{-20} \mathrm{W/m^2})^a$ | 7.2 | 6.6 | 6.6 | 8.2 |
| 点源輝線感度 $(HR; 10^{-20} \mathrm{W/m^2})^a$ | 13 | 13 | 13 | 15 |

表 2.2 SAFARI の主要仕様。

 a_1 時間積分、5 σ 。

Roelfsema et al. (2018) に基づく。

望遠鏡からの入射部には Beam Steering Mirror (BSM) があり、衛星を動かさずに観測視野の速やかな切 り替え、あるいは LR / HR モードの切り替えを可能にする。入射光は、波長ごとに分けられた 4 つのチャン ネルに dichroic ミラーにより分配され、それぞれに備えられた回折格子 (HR モードでは FTS+ 回折格子) に より分光され、同一視野の同時観測を可能にする。

SAFARI の検出器は、Transition Edge Sensor (TES) bolometer の 2 次元アレイと Superconducting Quantum Interference Devices (SQUID) 読み出し回路からなり、50 mK で動作する。この温度まで冷却す るために、吸着冷凍機 (sorption cooler) と断熱消磁冷凍機 (ADS) を備えている。

なお、SAFARI は、執筆時現在設計の見直し (SAFARI 4.0) が進行中である。これは、長波長側 2 チャン ネルを担当する予定だった JPL が NASA に提案した Mission of Opportunity (MoO) のプロポーザルが採 択されなかったことによる。この見直しにより、SAFARI は 3 チャンネルで構成される事になり、最長観測 波長は 210 µm 程度までとなる。観測性能の大きな低下はないとされている。

2.2.3 B-BOP

B-BOP は 3 つの波長帯 100, 200, 350 μm で偏光撮像を行う観測装置である。もともと SAFARI の一部と して開発が始まったが、現在では独立した観測装置として、フランスの CEA Saclay を中心としたコンソー シアムが開発を行っている (André et al. 2019)。

| Channel | 100 | 200 | 350 |
|---|----------------|---------------|--------------|
| 波長範囲 (µm) | 75 - 125 | 150 - 250 | 280-420 |
| 検出器 | 32×32 | 16×16 | 8×8 |
| ピクセルサイズ (arcsec) | 5 | 10 | 20 |
| FWHM(arcsec) | 9 | 18 | 32 |
| 検出感度 (点源・無偏光) (µJy) ^a | 160 | 320 | 650 |
| 検出感度 (点源・Q, U) (µJy) ^{a,b} | 230 | 460 | 920 |
| 検出感度 (拡散光・無偏光) $(MJy/sr)^a$ | 0.09 | 0.045 | 0.025 |
| 検出感度 (拡散光・Q, U) (MJy/sr) ^{a,b} | 2.5 | 1.25 | 0.7 |

表 2.3 B-BOP の主要仕様

^{*a*} 5σ, 1 平方度を 10 時間でマッピングした場合。

^b 偏光度 5% の場合。

André et al. (2019) に基づく。

B-BOP の主要な仕様を表 2.3 に示す。偏光成分を検出できるボロメーター 2 次元アレイ検出器は、ほぼ同 じ視野とそれぞれの波長での空間方向のナイキストサンプリングを達成するようにピクセル数が決められてい る。視野は 112 × 112 ~ 160 × 160 arcsec² である。空間分解能と広視野、そして高速のマッピング能力の組 み合わせで、3 桁に及ぶ空間的ダイナミックレンジをもつ偏光撮像画像を初めて提供する。B-BOP は SPICA の観測装置の中で最も長波長まで観測を行うため、光学系のほとんどは 2K 以下に冷却されている。ボロメー タ検出器は、SAFARI と同様に、吸着冷凍機と ADR で 50 mK まで冷却して観測を行う。

2.3 科学運用

2.3.1 運用系構成

衛星と車の両輪の関係にあるのが運用系 (地上系) である。ここで述べる運用系は打上げ後の衛星運用を司 るだけではなく、科学成果創出のためのさまざまなサポートも含む。SPICA 運用系の検討は、ESA、JAXA および観測装置チームが Science Ground Segment Working Group (SGSWG) を組織して、合同で進めてい る。現在検討されている構成案を図 2.9 に示す。大きな構成要素として以下がある。

- Mission Operation Centre (MOC) アンテナを介して衛星と通信を行い、コマンド送信、データ受信を行う。 また、衛星が正常に機能しているかの確認を行う。SPICA はサービスモジュール (SVM) が ESA 担 当のため、MOC も ESA の一部門である European Space Operation Centre (ESOC) が担当する。 データ受信に JAXA のアンテナを使う可能性も議論されているが、その場合もデータは一旦 ESOC に 送られ、系統的な処理を受けてからユーザーに配布される。
- Science Operation Centre (SOC) SPICA の科学運用全体を統括・遂行する。SOC はバーチャルな組織で あり、ESA と JAXA(国内関係機関と協力して) が合同で運用する。ESA 側は、European Space Astronomy Centre (ESAC) を拠点とする。SOC には以下の主要な機能がある。
 - 1. 観測提案から観測のスケジューリングを行い、観測装置を運用するコマンドを生成し MOC に送 る。MOC を担当する ESOC との親和性を鑑み、この部分は ESA が責任を分担する。
 - 2. 受信したサイエンスデータを処理し、科学解析が可能なデータとして、観測者に配布する。系統的 なデータ処理を実行し、品質管理を行う。この部分は JAXA が責任を分担する。
 - ユーザーサポートを行うヘルプデスク。この部分は ESA/JAXA が共同で運営する。ヘルプデス クは、日欧に窓口を設置する。日本の窓口では日本語での対応を可能とする予定である。ただし、 ヘルプデスクの機能は日欧でできる限り統合して、知見の共有と資源の有効活用を行う。



図 2.9 SPICA の運用系の構成案。(SGSWG/作成: Chris Pearson)

Instrument Control Centre (ICC) 各観測装置の運用を行うチーム。各観測装置コンソーシアムの中に設置され、MOC/SOC と緊密に連携して装置の運用を行う。ICC の主要な役割は以下の通りである。

• 観測装置のキャリブレーション。地上試験、軌道上でのキャリブレーション計画とその準備、打上

げ後データのキャリブレーションを行う。

- データ処理、補正等のソフトウェア作成。作成されたソフトウェアは SOC に送られ、全データの 系統的な処理に用いられる。また、ソフトウェア自身も SOC を通じて観測者に配布される。
- 観測装置のヘルスチェックを行う。初期運用では MOC で、観測運用期はそれぞれの拠点で SOC 経由で配布されるデータにより、装置の健全性確認と長期トレンドのモニタを行う。緊急時には MOC と直接連携して解決にあたる。

2.3.2 運用ポリシー

SPICA の科学運用のうち、観測時間の配分や公募枠などについては機関間の上位レベルで議論されることであり、現時点では未定である。ここでは実際の運用に関するポリシーについて述べる。

- Smooth Transition 衛星・観測装置開発中から並行して運用系ソフトウェア群の開発も進め、地上試験に参加することでソフトウェアを成熟させ、打上げ後速やかに成果につなげることを目指す。
- **配布するデータ** 表 2.4 に、データの処理段階についてまとめている。SOC によるデータ処理は、Level 2 す なわち観測装置に依存する補正や較正を施し、汎用のソフトウェアを用いて科学的な解析を行うことの 出来る状態までとする。データフォーマットは、汎用の天文データ解析ソフトで取り扱うことが出来 るように定義し、測光等の科学的測定は、汎用のソフトウェアを用いて行うことを想定する。ただし、 ユーザーによるソフトウェアの開発を妨げるものではない。
- **データ処理ソフトウェア**処理済みデータと同時に、その処理に用いたソフトウェアをユーザーに公開する。 処理パラメータの調整等により、ユーザーによるカスタマイズされたデータ処理が可能になるように する。
- Common platform ソフトウェアは、広く普及しているプラットフォーム上で開発する。また、仮想システム 等により機種・OS 等のプラットフォームに依存しない環境で動作するようにする。
- Target of Opportunity への対応 観測計画の変更にはおおむね1週間の時間を要する(緊急観測はこのタイムスケールでしか出来ない)。
- Central Observation Database SPICA 運用に関するすべての情報(プロポーザル、観測スケジュール、装置 コマンド、運用履歴、データ等)は、ESAC に設置したデータベースにより管理される。

表 2.4 SPICA の観測データ処理レベル (Science Operation Assumption Document より)

| Level | 説明 | 処理担当 |
|-------|---|----------|
| 0 | Raw compressed data files derived from TM, as delivered from MOC to SOC | MOC |
| 1 | Unpacked, uncompressed, time-ordered, meta-data rich raw science data | SOC |
| 2 | Calibrated science data, with all instrumental signatures removed | SOC |
| 3 | Enhanced science data products (catalogues, mosaics,) | SOC/ICCs |

2.3.3 **観測プログラム**

SPICA は天文台として運用される。すなわち、SPICA の観測プログラムは、観測提案を公募し、ピア レビューを行うことによって決定される。最終的に観測プログラムの策定に責任を持つのは、国際的に組 織される単一の OTAC (Observation Time Allocation Committee) である。SPICA の観測プログラムは、 SPICA のミッション目的を実現するために組織的に検討・立案される Key Programmes と、それ以外の General Programmes に大別される。一方、観測時間の枠組みとしては、装置コンソーシアムなどミッショ ン関係者に分配される優先観測時間 (Guaranteed Time) と、一般からの観測提案を受け付ける公募時間 (Guest Observing Time) がある。Key Programmes の多くは Guaranteed Time で行うことが想定される が、Guest Observing Time の中で行うこともあり得る。また、General Programmes も同様に Guaranteed Time, Guest Observing Time のいずれかで行われる。観測時間枠にはこれ以外に緊急観測などを行うため の Discretionary Time、装置等のキャリブレーションのための Calibration Time が確保される。それぞれ の時間配分については、今後ミッション関係者の議論によって決まるが、打上げ後約半年間の装置調整や試験 観測の後、2.5 年間は Key Programmes が中心となり、徐々に General Programmes の割合が増えていくも のと予想される。図 2.10 は、M5 プロポーザルに掲載した観測プログラムの配分案である。



図 2.10 SPICA の観測時間配分案。Guest Observing Time に相当量の観測時間を割り当てる。M5 プロポーザルより。

参考文献

André, P., et al. 2019, PASA, 36, e029

Kaneda, H., et al. 2018, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 10698, Space Telescopes and Instrumentation 2018: Optical, Infrared, and Millimeter Wave, 106980C

Roelfsema, P. R., et al. 2018, PASA, 35, e030

3 銀河ブラックホール進化

3.1 この分野の概要

宇宙の古今にわたって、いかにして銀河やブラックホールは成長してきたのか?現在の宇宙で観測されてい る、ブラックホール質量と銀河質量や銀河のバルジ速度分散との間の相関 (両者が互いに物理的影響を及ぼし ながら成長してきた = 共進化してきたことを示唆する; e.g., Kormendy & Ho 2013) はどのようにして成立 したのか? - この現代天文学の中心課題に正確に答えるためには、赤外線観測による「塵に埋もれた活動現 象」の理解が欠かせない。例えば、宇宙の星形成活動とブラックホールへの質量降着がピークを迎えるのは、 共に赤方偏移 $z \sim 2 - 3$ であると考えられているが (e.g., Madau & Dickinson 2014)、その時代の星形成活 動の大半は、星に温められた塵の熱放射(主に赤外線で輝く)を通じて観測される「埋もれた星形成」が担っ ており、静止系紫外線や可視光線で探査される「晴れ上がった」系の寄与は少ない。より最近では、ALMA による [C II] 天体やサブミリ波天体の観測により赤外線光度関数の faint-end が $z \sim 6$ まで調べられ、宇宙 の星形成率密度が z = 2 - 6 において平らである可能性も示唆されている (Rowan-Robinson et al. 2016a; Yamaguchi et al. 2019; Gruppioni et al. 2020)。この結果はガンマ線バーストによる独立な見積もりとも整 合的な結果であり (Kistler et al. 2009)、理論的にも以前から指摘されていたことでもある (e.g. Nagamine et al. 2004)。つまり、z > 4 においてもこれまで見えていなかった星形成を担う天体が存在していて、長波長 観測の重要性はさらに増していると言える。

従って、静止系紫外線や可視光線帯での撮像・分光観測(大規模サーベイとしては Sloan Digital Sky Survey = SDSS 等)の結果のみに依拠していては、銀河形成の本質的理解には至ることができない。また、冷たい暗 黒物質が支配する階層的構造形成に基づく銀河形成シナリオでは、銀河同士の合体時に超巨大ブラックホール ヘガスが流入することで活動銀河中心核 (Active Galactic Nucleus = AGN)が発現し、AGN に駆動された アウトフローを介したフィードバックで銀河の星形成を抑制する(この時に AGN 周辺の遮蔽物質も吹き飛ば されて「晴れ上がり」、静止系紫外線・可視光線で明るく輝くクエーサーと化す)ことで共進化関係が成立す るという説が標準的だが (e.g., Di Matteo et al. 2005; Hopkins et al. 2006)、その AGN の初期段階は大量 の星間物質(ガスと塵)に埋もれており、「AGN の発現環境・発現条件」や「フィードバック初期段階」を見 るには、やはり赤外線観測が重要となる。

静止系紫外線・可視光線を遮蔽する塵の研究自体も銀河進化を考察する上で非常に重要である。なぜなら 塵の生成・破壊機構には星形成活動が密接に関わり、銀河の熱収支にも影響するため、バリオン進化の包括 的理解には欠かせない存在だからである (e.g., Asano et al. 2013a)。既に宇宙誕生からわずか 10 億年以内に できたクエーサーやサブミリ波銀河(爆発的星形成銀河)には大量の塵が存在することが知られており (e.g., Venemans et al. 2017; Marrone et al. 2018; Riechers et al. 2013)、特に宇宙初期の塵形成過程の解明は喫緊 の課題である。また、塵の銀河内における空間分布は、大質量星からの電離光子が銀河間空間にどうやって脱 出するか、すなわち宇宙再電離を考える上でも重要な要素となる。

これらの課題の解決に向けて、これまで *IRAS、Spitzer、AKARI、Herschel、WISE* といった様々な赤 外線衛星が、近赤外から遠赤外にわたる波長で様々な観測を行なってきた。たとえばそれらの多バンド撮 像観測からは、銀河の星形成率 (Star Formation Rate = SFR) やブラックホールへの質量降着率 (Black Hole Accretion Rate = BHAR)、ならびにその空間密度の赤方偏移進化が議論されてきた (e.g., Le Floc'h et al. 2005; Mullaney et al. 2011; Gruppioni et al. 2013; Rowan-Robinson et al. 2016b)。ただし、これら は spectral energy distribution (SED)のモデル化や仮定する近傍テンプレート銀河の SED に大きく依存す る議論であり、かつ、*z* ≳ 2 においては極めて激しい星形成をしている銀河に観測がほぼ限定されている。 *z* ≳ 4 では *Herschel* ですら混入限界 (コンフュージョン限界) を迎え始める、といった問題を抱えており、宇 宙史における銀河・ブラックホール進化の包括的な理解には至っていないのが現状である。

輝線放射の分光観測による星間物質の物理的性質の決定も赤外線衛星を駆使して精力的になされてきた。た とえば中間赤外線帯の禁制線を用いることで、少なくとも AGN による狭輝線領域が形成されている銀河につ いてはその存在の有無が判定可能である (e.g., Spinoglio & Malkan 1992)。一方で母銀河全体に及ぶ空間ス ケールでは、遠赤外線帯の微細構造線の強度比をモデル化することで、星間物質の密度・温度・電離度といっ た重要パラメータを計測することが可能である (e.g., Díaz-Santos et al. 2017)。また *Herschel* を使った OH 分子吸収線の探査から銀河スケールのアウトフローを定量評価することも盛んになされており (e.g., Veilleux et al. 2013; González-Alfonso et al. 2017)、AGN フィードバックを研究する上での赤外線衛星の重要性も証 明されている。ただし、検出感度の問題から、これらの研究も比較的近傍の天体に限られており、さらなる高 感度衛星による遠方宇宙観測が求められている。

3.1.1 当該分野における SPICA サイエンスの方向性

先述の問題を解決する決定打となるのが SPICA 衛星である。SPICA は過去の赤外線衛星に比べて 2 桁に 及ぶ感度の向上と広い視野を活かした高いサーベイ能力を誇る (Spinoglio et al. 2017a)。これらを活かして、 遠方銀河における輝線・連続波両方の高精度観測とそれに基づく AGN・星形成銀河の診断や星間物質の物理 量評価、(原始) 銀河団のような大規模構造の高精度広域マッピング観測、高分散観測による銀河内のガスの力 学構造の探査、といった、過去の赤外線衛星観測では困難であった研究テーマを統計的確度をもって追求でき るようになり、宇宙の古今にわたる「塵に埋もれた活動現象」の定量的な理解が飛躍的に進むだろう (図 3.1)。

3.1.2 班員構成、担当

前節で概略を述べたテーマに取り組むため、我々は SPICA サイエンス検討会の中で「銀河ブラックホール 進化班」を設立して議論を続けてきた。本班の班員構成と、本報告書における担当箇所は表 3.1 の通りである。

3.1.3 主要研究題目

検討した研究テーマを表 3.2 にまとめた。銀河ブラックホール進化班の検討内容は SPICA の装置の中で も特に SMI (観測者系中間赤外) と SAFARI (同・遠赤外) を重点的に用いるものとなっている。本班は主に 高赤方偏移天体に注目しているため、天体は実効的に点源とみなしており、空間分解能への要求は強くない。 SMI の低分散モードを用いた高効率な多環芳香族炭化水素 (Polycyclic Aromatic Hydrocarbon = PAH) 観 測による銀河の熱源診断やその原始銀河団といった大規模構造への適用、逆に高分散モードを用いた AGN トーラススケールでのアウトフロー・インフローの研究、ダストフリークエーサーへの着目、近傍の矮小銀河 の星間物質の物理量の徹底評価に基づく超遠方銀河の電離光子脱出率の推定等、欧州側では進んでいない日本 の独自性が出た内容が多いという点が特筆に値するだろう。

3.2 塵に埋もれた活動現象の発掘

まとめ

現在主流の冷たい暗黒物質に基づく銀河形成理論において、合体銀河中の塵の奥深くに埋もれた活動的な超 巨大ブラックホール (AGN) の役割を観測的に正しく理解することは極めて重要である。SPICA 赤外線天文



図 3.1 銀河 BH 進化班の検討内容の総括図。SPICA を用いて Mpc スケールの銀河団から pc スケール AGN トーラスに至る様々な空間スケールにおける、塵に埋もれた活動現象の包括的理解を目指す。

衛星を用いて、塵による吸収の影響が小さな中間赤外線で、これまで手が届かなかった赤方偏移 0.5–2(銀河形 成がピークを示す時代)の遠方の合体銀河を系統的に観測し、本問いに対するもっとも明確な観測的回答を与 えることを目指す。

3.2.1 合体銀河中の塵に埋もれた活動的な超巨大ブラックホール

概要

SPICA 赤外線天文衛星 SMI 観測装置を用いた、合体銀河の低分散 (R=50-100) の中間赤外線分光観測か ら、塵に埋もれて見つけるのが非常に困難な AGN を系統的に探査し、そのエネルギー的役割、銀河形成への 影響を見積もる。

背景と目的

現在広く受け入れられている冷たい暗黒物質に基づく銀河形成理論によれば、ガスを豊富に持つ小さな銀河 が衝突/合体して、大きな銀河に成長してきたと考えられている。また、昨今の観測から、銀河の中心には、 太陽の数十万倍以上の質量の超巨大ブラックホールがほぼ普遍的に存在し、銀河の星と超巨大ブラックホール の質量の間には相関があることもわかっている。中心に超巨大ブラックホールを持つガスに富む銀河同士が衝 突/合体すれば、ガス雲の衝突によって活発に星が生成されるだけでなく、元々存在していた超巨大ブラック ホールに物質が落ち込み (質量降着し)、解放された位置エネルギーを放射に変換することによって、活動銀河 中心核 (AGN; Active Galactic Nucleus) として非常に明るく輝く。このようなガスを豊富に持つ銀河衝突/ 合体の数値計算によれば、これらの星生成や AGN 活動は、銀河中心に大量に集まった塵やガスの奥深くで発

| 氏名 | 所属 | 主な担当章節 |
|-------|---------------|---------------|
| 泉拓磨 | 国立天文台 | § 3.1, 3.4 |
| 市川幸平 | 東北大学 | § 3.3 |
| 今西昌俊 | 国立天文台 | § 3.2 |
| 梅畑豪紀 | 理化学研究所 | § 3.3 |
| 久保真理子 | 国立天文台 | $\S 3.3, 3.7$ |
| 竹内努 | 名古屋大学 | $\S 3.5, 3.7$ |
| 田村陽一 | 名古屋大学 | § 3.6 |
| 鳥羽儀樹 | 日本学術振興会/京都大学 | § 3.5 |
| 長峯健太郎 | 大阪大学 | § 3.4 |
| 橋本拓也 | 筑波大学 | § 3.6 |
| 播金優一 | 日本学術振興会/国立天文台 | $\S 3.5$ |
| 馬場俊介 | 日本学術振興会/国立天文台 | § 3.4 |
| 山下拓時 | 国立天文台 | § 3.3 |
| 和田武彦 | 宇宙科学研究所 | 装置性能について |

表 3.1 銀河ブラックホール進化班の構成

表 3.2 検討内容の概要

| 章 | テーマ | 対象天体 | 輝線/連続波 | 波長分解能 | 要求感度 | 観測時間 |
|-----|------------|--|---------|--|---|---------------------------|
| 3.2 | 埋もれた活動現象 | 赤方偏移 0.5–2 の銀河 | 輝線、連続波 | > 50 | ${\sim}50~\mu{\rm Jy}$ @ 12–38 $\mu{\rm m}$ | <1 hr/1 天体 |
| 3.3 | 原始銀河団探査 | 赤方偏移 2–3 の銀河 | 輝線、連続波 | > 50 | $1.5\mathrm{e}\text{-}16~\mathrm{erg/s/cm^2}$ | 20hr/1 領域 |
| 3.4 | アウトフロー | 赤方偏移 ~ 2 の HyLIRG 連続波/吸収線 > 10000 $< 1400 \mu$ Jy $@ 12 \mu$ m | | $<1400~\mu{\rm Jy}$ @ 12 $\mu{\rm m}$ | ~ 10 hr/1 天体 | |
| | | 赤方偏移 ~ 1 の ULIRG | 連続波/吸収線 | ~ 2000 | $\sim 20~\mu \rm{Jy}$ @ $230\mu \rm{m}$ | $\sim 1 \; {\rm hr}/1$ 天体 |
| 3.5 | 星間物質進化 | 広い赤方偏移範囲にある銀河 | 連続波 | 連続波 ~ 100 $\sim 25 \ \mu$ Jy @ 17 μ m | | $\sim 1~{\rm hr}$ |
| | | | 連続波 | ~ 2 | \sim 192 $\mu \rm{Jy}$ @ 72 $\mu \rm{m}$ | $\sim 1~{\rm hr}$ |
| | | 広い赤方偏移範囲にある銀河 | 輝線 | ~ 100 | (天体に依存) | < 10 hr/1 天体 |
| 3.6 | 再電離期の銀河の性質 | 赤方偏移 ~ 0 - 0.4 の銀河 | 輝線、連続波 | ~ 100 | $\sim 3\times 10^{-19}~{\rm W}~{\rm m}^{-2}$ | 1 hr/1 天体 |
| 3.7 | 星形成の包括的理解 | 広い赤方偏移範囲にある銀河 | 連続波、輝線 | ~ 50 | — | $\sim 2000~{\rm hr}$ |
| - | | | | | | |

生し、赤外線で明るい赤外線銀河として観測されると予想されている (e.g., Hopkins et al. 2005)。この時期 は、超巨大ブラックホールの質量成長に重要なフェーズになると見なされており、その結果生じるはずの激し い AGN 活動を観測的に確認することは極めて重要である。しかしながら、AGN 活動はサイズ的に小さいた め、合体銀河では中心核の大量の塵やガスの奥深くに埋もれてしまう (周囲の立体角のほぼ全てが隠される) と考えられており、従来の可視光線分光観測では見つけることができない (図 3.2)。塵に対する透過力が強い 波長で観測しなければならない。

また、昨今の銀河の観測から、大質量銀河は、小質量銀河に比べて系統的に赤い色を示すことがわかってお り、銀河を単に星を作る集団と考えるだけでは説明することができない。重い銀河ほどかつて AGN のフィー ドバックを強く受け、星生成活動を短い時間で終了させれば説明できるという理論が広く提唱されている (e.g., Di Matteo et al. 2005)。このような銀河に強い影響を与える AGN は、既に周囲の塵やガスが晴れ上 がって可視光線で検出できる種族ではなく、今まさに塵とガスに深く埋もれて明るく輝いている AGN であ る。この観点からも、合体銀河に深く埋もれた AGN をきちんと見つけることが欠かせない。

方法と実現可能性

3.2 塵に埋もれた活動現象の発掘



図 3.2 (左):トーラス状の塵とガスに囲まれた AGN。 AGN からの電離紫外線光子がトーラスと垂直方 向に漏れ出て、トーラスの外側にあるガス雲を電離する。この AGN に電離されたガス雲は、星生成に よって電離されたガス雲とは異なる可視光線の輝線強度比を示すため、可視光線分光観測から塵に隠さ れた AGN を見つけることができる。(右): 立体角のほぼ全ての方向が塵とガスに覆われた、「埋もれた」 AGN。従来の可視光線分光観測で見つけることはできない。NASA、及び、国立天文台 (石川直美)の図 (https://www.naoj.org/old/Pressrelease/2011/04/25/fig1.jpg) を改変。

合体銀河中に隠された、可視光線では見つからない埋もれた AGN を見つける方法として、中間赤外線分 光が広く用いられている。塵による吸収が可視光線に比べて小さいため、塵を透過して、吸収を受けた AGN からの光を検出できると期待されるからである。波長 5–30µm の中間赤外線には、様々な電離状態の禁制線 が存在する。低階電離の禁制線は星生成活動で普通に生じるものの、イオン化エネルギーが 100eV を超える ような高階電離の禁制線は、AGN が必要と考えられており (e.g., Spinoglio & Malkan 1992)、それが強く 検出されれば、明るい AGN の存在を意味する (図 3.3)。実際に、そのような中間赤外線での高階電離の禁制 線の検出から、光度の大きな AGN の存在が確認された合体銀河も数多く存在する (e.g., Armus et al. 2007; Veilleux et al. 2009)。

しかしながら、AGN 起源の高階電離の禁制線が強く放射されるには、AGN の近くに禁制線を放射できる ような、比較的低密度のガス雲が存在する必要がある。そのような AGN では、手前の母銀河の塵吸収を受け ていても、中間赤外線なら透過できるため、検出できる。しかしながら、AGN 周囲の立体角のほぼ全ての方 向が比較的高密度の塵/ガスで覆われた埋もれた AGN では、AGN 起源の高階電離の禁制線の光度が弱いた め、この手法で AGN の存在を確認することは難しい (図 3.3)。

埋もれた AGN をよりきちんと検出するためには、低分散 (R=50–100) の中間赤外線分光観測が有効であ る。星生成銀河では強い PAH(Polycyclic Aromatic Hydrocarbons; 芳香族炭化水素) 放射が観測されるのに 対し、埋もれた AGN では観測されず、代わりに AGN に温められた高温 (>100 K) の塵からの連続光放射と、



図 3.3 中分散 (R~1000) の中間赤外線分光による、可視光線では見落としている塵に隠された AGN の 探査法。(スペクトル中に赤四角で囲んだ) 高階電離の禁制線を AGN のサインとして使用している。(上): トーラス状の塵とガスに囲まれた AGN で、手前の母銀河中の塵による吸収のために可視光線分光で見逃 されている AGN。トーラスと垂直方向に、AGN からの電離紫外線光によって電離されたガス雲、いわゆ る NLR(Narrow Line Region) が発達し、AGN に特有の高階電離の禁制線が放射される。中間赤外線は 塵吸収の影響が小さくなるため、このような AGN は、赤外線中分散分光で初めて検出することができる。 (下): 立体角のほぼ全ての方向が高密度の塵とガスに覆われた、埋もれた AGN。強い禁制線が元々放射さ れないため、AGN 起源の高階電離の禁制線を狙った中分散の中間赤外線分光では見落としてしまう。右の スペクトルは、横軸が静止波長 (µm) で、縦軸が光量 (F_µ)。Armus et al. (2007) の図を改変。

手前の塵による吸収フィーチャーが強く観測されるからである (図 3.4)。これらのフィーチャーは波長的に広 がっているため、低分散分光観測からきちんと区別することができる (e.g., Imanishi et al. 2007, 2008, 2010; Nardini et al. 2010)。波長範囲の広い低分散分光観測が、埋もれた AGN を検出するのに有効なのである。

図 3.5 に、中間赤外線での、高階電離の禁制線を狙った中分散分光と、低分散分光による、合体銀河中に埋 もれた、光度の大きな AGN 探査結果の比較を示す。前者の手法で見つかった AGN は、可視光線分光で既に 見つかっている AGN に限定されているのに対し、後者の手法では、可視光線分光や高階電離の禁制線法では サインのない埋もれた AGN を数多く見つけられている。合体銀河中の放射場の性質を詳しく調べるために は、禁制線分光は非常に有効なものの、埋もれた AGN をきちんと検出するという観点からは、低分散分光の 方が有効なのだ。低分散分光は、感度的にも、より遠方の銀河に適用できるという利点もある。

期待される成果

赤方偏移が 0.3 より小さな近傍宇宙での赤外線銀河に対しては、*Spitzer や AKARI* 赤外線天文衛星を用い た低分散の赤外線分光観測から、星生成と区別し、塵に埋もれた高光度の AGN を数多く見つけることに成功 してきた (e.g., Armus et al. 2007; Imanishi et al. 2007, 2008; Veilleux et al. 2009; Imanishi et al. 2010;



図 3.4 低分散 (R=50-100) の中間赤外線分光 (静止波長 5.2–14.5 μ m) による合体赤外線銀河のエネル ギー源診断法。(左):星生成活動が支配的な銀河。強い PAH(Polycyclic Aromatic Hydrocarbons; 芳香族 炭化水素) 輝線が観測される。(右):埋もれた AGN が支配的な銀河。AGN からの強い X 線放射によって PAH が破壊されるため、PAH 放射は観測されない。代わりに AGN の周囲に存在する (PAH よりもサイ ズが大きくて壊されにくい) 塵が AGN 放射によって暖められ、高温 (>100 K) の塵からの連続光が、中 間赤外線では強く観測される。また、AGN ではエネルギー源がサイズ的にコンパクトで、周囲の塵に比べ て中心集中しているため、手前にある塵による吸収フィーチャー (ここでは、静止波長 9.7 μ m のシリケイ ト系塵吸収) が強く観測される。スペクトルの横軸は静止波長 (μ m)、縦軸は光量 (F $_{\nu}$)。星生成と埋もれ た AGN が共存する場合は、両者の重ね合わせのスペクトルとなる。Imanishi et al. (2007) の図を改変。

Nardini et al. 2010)。しかしながら、銀河形成がピークを迎える赤方偏移が 0.5 を超える遠方宇宙では、感度 的に、一部の中間赤外線で非常に明るいバイアスのかかった天体を除き、系統的な赤外線分光観測はできな かった。この時期での合体銀河中の塵に埋もれた AGN の役割を観測的に正しく理解することは、宇宙におけ る銀河形成過程を俯瞰する上でも極めて重要である。中間赤外線帯でこれまでの赤外線衛星に比べてはるかに 高い感度を持つ *SPICA* を用いれば、このような研究が初めて可能となる。塵吸収の小さな他の波長帯 (例え ば (サブ) ミリ波や硬 X 線) で合体銀河中に埋もれた AGN を探査するという試みもあるが (e.g., Teng et al. 2015; Izumi et al. 2016; Imanishi et al. 2016)、本低分散赤外線分光は、感度的に、現実的な観測時間で、銀 河形成のピーク時期の最も数多くの合体銀河に適用できるため、一番系統的な研究が可能であるという大きな 利点がある。

低分散の中間赤外線分光観測で AGN と星生成のエネルギー的寄与を明確に区別するためには、PAH 輝線 や塵による吸収フィーチャーの短長両波長側、静止波長で少なくとも 5.5–13.2µm をきちんとカバーすること が必要である。なぜなら、不充分な波長範囲の低分散赤外線スペクトルでは (e.g.; Genzel et al. 1998)、例え ば観測された右下がりのスペクトルが、PAH 輝線の長波長側を見ているからなのか (星生成が支配的)、ある いは、シリケイト系塵吸収フィーチャーが強いからなのか (埋もれた AGN が支配的) を区別できずに、はっき りとした結論が得られなかったという過去の例があるからである。従って、可能な範囲で、より波長範囲の広 い低分散分光が可能になることが望まれる。現在の *SPICA*/SMI の仕様では、18–36µm の低分散スペクトル を一度に取得することができる (e.g.; Kaneda et al. 2017)。赤方偏移 1.7 付近の狭い範囲の赤外線銀河に関し ては、エネルギー源診断に必要な静止波長をかなりカバーできるものの、それより手前の銀河に関しては、必

(6.2 µm EQW ^(%) (5) 98 50 94

| Armus+07 | TABLE 7 | AG | iN寄与の見 | し積もり | Armus+07 | TABLE 7 | AG | N寄与の見 | き積もり |
|--|--|---|---|--|--|--|---|---|--|
| 禁制線を狙ったR~10 分光は、可視光でIDa AGNを追確認している | 00中分散 されている るだけ。 | 禁作 | 線法 << | PAH法 ^{IRS} | PAH放射、ダスト吸収線 狙ったR=50-100の低分 分光は、可視光でIDでき | を 散 ない | 茶f | 削線法 << | PAH法 ^{IRS} |
| Овлест | OPTICAL/NIR CLASS | [Ne v]/[Ne п] (%) | [О гv/[Ne п] (%) | (6.2 μm EQW) (%) | () 埋もれたAGNを検出して OBJECT () | いる。 Optical/NIR Class | [Ne v]/[Ne II] (%) | [O rv/[Ne п] (%) | (6.2 μm l (%) |
| (1) | (2) | (3) | (4) | (5) | (1) | (2) | (3) | (4) | (5) |
| Mrk 231 Arp 220 05189-2524 Mrk 273 08572+3915 15250-3609 UGG 5101 22491-1808 12112+0305 12438-1447 | $\begin{array}{c} S1^{a} \\ 1^{s} \\ S2/51^{a} \\ S2 \\ L^{s} \\ SB \\ L^{i} \\ SB^{k,i} \\ L^{c,k} \\ L^{s,k} \\ L^{k,k} \end{array}$ | <10 <2 60 17 <10 <5 8 <5 <1 <1 | <10 <5 33 33 <10 <5 6 <5 <5 <5 <5 | 98 50 94 70 >95 96 65 <1 8 55 | Mrk 231 Arp 220 05189-2524 Mrk 273 0857273915 15550-3609 UGC 5101 12491-1808 12112-0305 14348-1447 | S1 ^a 1 ^c S2/S1 ^q S2 L ^c SB L ⁱ SB ^{4,1} L ^{s,k} L ^{s,k} | <10 <2 60 17 <10 <5 8 <5 <1 <1 | <10 <5 33 33 <10 <5 6 <5 <5 <5 <5 | 98 50 94 70 >95 96 65 <1 8 55 |
| Mrk 1014 Mrk 463e NGC 6240 | S1 ² S2/S1 ^c n L | 62 >99 2 | 50 >99 4 | 90 >99 15 | Mrk 1014 Mrk 463e NGC 6240 | S1 ² S2/S1 ² L | 62 >99 2 | 50 ≥99 4 | 90 >99 15 |

図 3.5 高階電離の禁制線を狙った中分散 (R~1000)の中間赤外線分光、低分散 (R=50-100)の中間赤外 線分光、可視光線分光による近傍の合体赤外線銀河中の AGN 検出の比較。左右の表とも、3-5 列目の数 値は、各手法で見積もられた「天体の全輻射光度に対する AGN のエネルギー的寄与」を意味する。(左): 中分散 (R~1000)の中間赤外線分光。高階電離の禁制線の検出を通して、エネルギー的に重要な AGN が 見つかった天体は、3、4列目に青い四角で囲っている。これらは、可視光線分光で AGN が既に見つかっ ている (2 列目で S1、S2 と分類され、青い四角で囲っている)。つまり、トーラス状の塵やガスに囲まれ、 NLR が発達している AGN のみが検出されている。(右):低分散 (R=50-100)の中間赤外線分光でエネル ギー的に重要な AGN が見つかった天体は、5 列目に緑の四角で囲っている。可視光線分光ではサインが 見つからない埋もれた AGN(2 列目で L、SB と分類) を多く検出できていることがわかる。Armus et al. (2007)の表を改変。

要な短波長側が充分カバーされない。連続光レベルの決定等に大きな不定性が生じ、エネルギー源診断の信頼 性が大きく低下することが危惧される。可能な限り、短波長側を 18µm から例えば 12µm 程度にまで伸ばすこ とで、より広い赤方偏移範囲の合体赤外線銀河に対して、信頼度の高いエネルギー源診断が可能になる。波長 12–18µm 帯は JWST でもカバーされるが、波長範囲の狭い中分散分光のモードしかなく、波長範囲の広い低 分散分光はできない仕様となっている。SPICA/SMI でより広い波長範囲の低分散中間赤外線分光が可能にな れば、非常にユニークで競争力のある研究成果が期待される。波長分解能を少し落として、例えば R~50 にす れば、短い側の波長範囲を広げることができ、充分実現可能であると考えられる。是非検討をお願いしたい。

他のプロジェクトとの関係

低分散の中間赤外線分光観測から、塵に埋もれて見つかりにくいけれど、元々の光度の大きな AGN の存在 を明らかにすることができる。しかしながら、それが銀河に実際にどのような影響を与えているかをより直接 的に見るには、SPICA のより長波長の観測装置 SAFARI や、(サブ) ミリ波の ALMA 等を用いた銀河風 (分 子ガスアウトフロー)の観測を、興味深い天体に対して、並行して実施することが望ましい。

3.3 原始銀河団探査

まとめ

階層的構造形成モデルに則ると、銀河および超巨大ブラックホールの形成・進化は宇宙大規模構造の進化と 密接に関連していることが示唆されている。銀河の密度超過領域としてその存在を知ることができる赤方偏移 にしておよそ2以遠の原始銀河団は、初期宇宙におけるこのような銀河、ブラックホールと「環境」の共進化、 相互作用を明らかにする上で欠かすことのできない観測対象である。本章では SPICA による原始銀河団探査 について概観し、どのように新しい地平が切り開かれうるのか、その期待を述べる。

3.3.1 原始銀河団領域における SPICA 深宇宙探査

概要

SPICA の中間赤外線観測装置 SMI を用いて、ある天域を無バイアスに探査する「深宇宙探査 (ディープ サーベイ)」を行なう。このような探査は銀河形成の平均的な描像を得るべく一般領域でも行なわれることが 想定されるが、ここでは特に既知の原始銀河団を狙った探査を提案する。

背景と目的

事前に対象天体を選択して行う観測ではその選択によるバイアスから逃れることができないが、深宇宙探 査という形で一定の領域を隈なく調べることで、事前選択による偏りやそれに起因する見逃しを避けて、そ の波長におけるより本質的な描像を得ることができる。実際に、2020年現在、サブミリ波、ミリ波において は ALMA による原始銀河団探査が精力的に進められており、ダスト連続光 (例 Umehata et al. 2015; 2018; Oteo et al. 2018) や分子ガス (例 Wang et al. 2018; Tadaki et al. 2019)の探査において長足の進展を見せて いる。一方で、原始銀河団を含め、銀河形成の包括的な理解に向けては、更なる全色的なサーベイによる多角 的な探査も欠かせない。特に、SPICA によってカバーされる中間赤外・遠赤外線帯は感度・分解能共に十分 なデータがあるとはいい難く、Spitzer, Herschel 両衛星の後を継ぐ次世代の観測装置が強く求められる状況に ある。そこで、SMI による無バイアス中間赤外線分光撮像観測に基づき、ダスト連続光および PAH 放射をプ ローブとした原始銀河団におけるダストに隠された星形成活動および活動銀河核の包括的な描像の獲得が自然 な目的として浮かび上がってくる。



図 3.6 赤方偏移 3.1 において 50Mpc スケールの大規模構造を持つ SSA22 原始銀河団 (左図) の中心 部 (0.45 Mpcx1.3 Mpc ほどの領域を切り出したもの) における各波長での深宇宙探査の様子 (Matsuda et al. 2005, Umehata et al. 2019 を改変)。波長によって見え方が大きく異なる様子がわかる。*SPICA* による深宇宙探査によって比較的高温のダストを持つ星形成銀河やダストに深く埋もれた AGN といった 種族が見えてくると期待される。

方法と実現可能性

ー般領域との公平な比較を行うべく、Kaneda et al. (2017) によって提案されている一般領域に対する観測 戦略を踏襲することを考える。SMI の撮像装置 (CAM) の視野は 10' × 12' であり、この範囲を低分散分光装 置 (LR) のスリットを 90 ステップ重ねることで、分光撮像ディープサーベイを達成する。この観測範囲は原 始銀河団の主要な部分を覆う上で概ね十分であろう (例 Chiang et al. 2017)。観測波長域が 17 μ m ~ 36 μ m であることから、6.2 μ m/7.7 μ m/8.6 μ m の PAH 放射を観測することができる z = 2 - 3.1 の原始銀河団 が第一の対象となる。Kaneda et al. (2017) ではステップあたりの積分時間が 20 分 (上述の一視野に要する 総観測時間にして 20 時間) の「DEEP」レイヤーで一視野あたり赤外線光度が $L_{\rm IR} \gtrsim 10^{12} L_{\odot}$ の z = 2.5-3 の赤外線銀河 15 個から PAH の検出を見込んでいる (赤外線光度が星形成活動、活動銀河核から同様の寄与 を受けている場合)。最適な対象の一つに水素 Ly α 輝線による宇宙網フィラメントが検出され、かつ最も深 い ALMA 深宇宙探査領域のある赤方偏移 3.1 の原始銀河団 SSA22 が考えられるが (図 3.6, Umehata et al. 2019)、この領域では中心部でおよそ 100-1000 倍の赤外線銀河の超過が報告されている。したがって大まか には一領域あたり数十 ~ 数百個の $L_{\rm IR} \gtrsim 10^{12} L_{\odot}$ を持つ原始銀河団銀河の検出が期待される。一般領域を 狙った観測との比較だけでなく、原始銀河団領域において当該の赤方偏移以外の部分についてはそれ自身が一 般領域のディープサーベイとして利用可能である。したがって、原始銀河団を狙う深宇宙探査は様々な環境を 調べることができる無駄のない効率的な観測であることも注目に値する。

期待される成果

星形成活動に由来する PAH 放射、活動銀河核に由来する連続光、双方を手がかりとして、(i) 比較的ダスト 温度が高い種族まで含めた、様々な赤外線銀河を包括的に検出し特徴づける、(ii) ダストを多く含む星形成銀 河の SED の正確な描出、およびダスト温度や遠赤外線光度の精度向上を実現する、(iii) ダストに隠された種 族を含め活動銀河核の全体像にこれまでになく近づく、ことができると予想される。さらに、赤方偏移 2 から 3 という銀河形成の最盛期において時代ごとの代表的な原始銀河団を複数選んで観測することで、「銀河と超 巨大ブラックホールは宇宙大規模構造とどのように共進化してきたのか」という問いに相対することが期待さ れる。

3.3.2 原始銀河団中の隠された AGN

概要

SAFARI 撮像・分光、SMI 分光を用いて原始銀河団に付随する AGN 探査を行う。すばる望遠鏡 HSC や AKARI を用いた統計解析によると原始銀河団は星形成銀河の想定と比べて中遠赤外線で明るく、AGN によ る温かいダストの存在を強く示唆している。SAFARI で個別の原始銀河団銀河の赤外線 SED を測定し、SMI による分光観測から AGN の有無を調べ、高密度環境下での銀河・ブラックホール進化を議論する。

背景と目的

原始銀河団では大質量銀河とともに超巨大ブラックホールも一般領域にさきがけて進化してゆくと考えられ る。*Chandra や XMM-Newton* 等の X 線天文衛星による観測から、原始銀河団では一般領域に比べ AGN の 超過があることが報告されている (Lehmer et al. 2009; Digby-North et al. 2010; Kubo et al. 2013; Lehmer et al. 2013; Krishnan et al. 2017; Macuga et al. 2019)。一方、ダストに埋もれた遠方の AGN は可視光観測 だけでは十分に検出できない。X 線はダストによる吸収の影響は比較的小さいが、既存の X 線天文衛星では 赤方偏移 z > 3 を超えて暗い AGN まで探査することは感度の問題から難しい。また、中性水素ガス密度が高 い場所ではガスによる X 線の吸収も無視できない (Geach et al. 2009)。AGN は典型的な星形成銀河よりも 高温にダストを温めるため、ダストの赤外線再放射から AGN を探すには、比較的高温のダストの放射に感度 を持つ中遠赤外線 (静止系 数 ~ 100 μm) での観測が必要である。

Spitzer/MIPS や ALMA による観測などから、原始銀河団には塵を豊富に伴う AGN が少なくないこと が報告されている (Kubo et al. 2013; Umehata et al. 2015)。図 3.7 はすばる望遠鏡 Hyper Suprime-Cam (HSC) 戦略枠観測による可視光超広域撮像探査が行なわれた約 120 平方度から選ばれた約 200 の $z \sim 4$ 原始 銀河団の、Planck、WISE、IRAS、AKARI、Herschel 宇宙望遠鏡によるアーカイブ画像のスタック解 析から求められた、原始銀河団丸々一つあたりの「平均的な」総赤外線 SED である (Kubo et al. 2019)。典型的な星形成銀河に比べて、中遠赤外線放射が明らかに強く、地上からの観測だけでは原始銀河団に付随する



銀河(団)からの放射の波長(マイクロメートル)

図 3.7 HSC-SSP によって発見された z ~ 4 原始銀河団の赤外線アーカイブデータスタック解析から得ら れた原始銀河団一つあたりの総赤外線 SED (Kubo et al. 2019、図はすばる望遠鏡プレスリリースより)。 HSC-SSP によって探査された約 200 の原始銀河団の *Planck、AKARI* 等の赤外線アーカイブ画像を平 均合成 (スタック解析) し、原始銀河団銀河の赤外線フラックス総和の平均値を得た (赤大丸点)。可視光探 査から検出された原始銀河団銀河から想定される赤外線フラックス総和 (灰色太線) から大きくオフセット している。可視光観測では同定が難しい、典型的な星形成銀河 (黒点線) とは異なる SED の天体が潜んで いることを示唆している。

銀河の真の特徴を捉えられていなかったことを示している。高温ダストの起源として、AGN や非常に若い活 発な星形成銀河 (遠方の星形成銀河ほどダスト温度が高いことが報告されている。(e.g., Magdis et al. 2012; Bouwens et al. 2016; Faisst et al. 2017; Liang et al. 2019) が考えられる。

以上から、原始銀河団における銀河・超巨大ブラックホール共進化を探る上で中遠赤外線は非常に重要であ る。SAFARI で個別銀河に分解し、SMI による輝線診断で AGN を同定し、原始銀河団という高密度環境で どれだけの規模・量のブラックホール成長が起きているのか、その真の姿を解明したい。また、Kubo et al. (2019) の SED では、ALMA の波長帯でも放射強度の半分が AGN 起源という解もありえ、星形成率を精度 良く測るにも中遠赤外線観測による AGN の同定が不可欠である点も注意しておきたい。

方法と実現可能性

輝線診断による埋もれた AGN の同定については、2.2 章を参考にしてほしい。ここでは SAFARI 多色撮像 観測で原始銀河団銀河の中遠赤外線 SED からダスト温度が高い天体を探査する方法の実現可能性について述 べる。ターゲットとしては、銀河形成最盛期の 2 < z < 4 の原始銀河団を想定する。図 3.7 は、原始銀河団に 付随する天体では典型的な星形成銀河の場合に比べて中遠赤外線での検出が容易であることを示唆している。 $z \sim 4$ の原始銀河団の場合、1 つの原始銀河団に付随する銀河のフラックス総和は、100 μ m で約 100 mJy 程 度ある。 $F_{100\mu m} \leq 10$ mJy 程度の深さで観測すれば、個別原始銀河団銀河の赤外線 SED を議論できるだろ う。これは、SAFARI の撮像モードで 1 バンドあたり > 10 分程度観測すれば容易に達成できる。

期待される成果

原始銀河団は同じ赤方偏移、同程度のハロー質量でも、付随する天体の性質にばらつきが多いという「個 性」の強い種族であるが、SAFARIなら10以上の原始銀河団を多色で効率よく観測可能であり、原始銀河団 進化の平均的描像を精度良く追えると期待できる。上述の赤外線アーカイブ画像を用いた原始銀河団研究は、 SPICA の登場までに LSST や WFIRST 等で、さらに幅広い赤方偏移の多様な原始銀河団について展開でき る。これは SPICA 単独では難しい原始銀河団自体の「発見」を助ける。その後、SPICA による詳細な解析 を行なうことで、原始銀河団における銀河・ブラックホール共進化の様子をこれまでにない精度で明らかにで きるだろう。

3.3.3 遠方電波銀河における星形成活動

概要

SPICA の SMI 分光、SAFARI 撮像・分光、及び B-BOP 撮像モードを用いた、遠方電波銀河 (z > 1) の統 計サンプルに対する観測を提案する。赤外線輝線の分光・撮像データそれぞれから、赤外線帯での AGN 活動 度及び星形成率の推定を行い、遠方宇宙での電波銀河に鎮座する AGN による星形成へのフィードバックを評 価する。

背景と目的

大質量銀河 $(M_{\star} > 10^{11} M_{\odot})$ の星質量は宇宙の若い時期 (z > 3) から急速に増加していることが知られて いる (Pérez-González et al. 2008)。しかし、観測された星質量関数を説明するにはそのような大質量銀河で 星形成を抑制する機構が必要であると考えられている。この有力な候補として、AGN から噴き上げる電波 ジェットが周囲の星間・銀河間ガスを加熱あるいは掃き出す機構である電波 AGN のフィードバック機構があ る (e.g., Bower et al. 2006)。この機構の有無を検証する一つの手段として、まさしくそのフィードバックが 始まり出した遠方電波銀河の星形成活動を測定することが挙げられるが、現状では発見された遠方電波銀河の サンプル数および遠赤外線観測の困難さから星形成活動の両方の情報が少なく、理解はまだまだ進んでいな い。現在、観測が進むすばる望遠鏡/HSC 広域探査により電波銀河の可視光線同定が急速に進展しており、そ の photo-z 測定から遠方電波銀河のサンプルは急激に増加している。HSC 広域探査完了時には可視光におけ る非常に深い観測のおかげで、約数万天体の電波銀河サンプルが構築され、その赤方偏移は0<z<7までカ バーすることが予想されている (Yamashita et al. 2018)。また、HSC 広域探査データの多波長解析により、 比較的中程度の赤方偏移 (1 < z < 2) における 電波銀河は WISE、Herschel によってある程度対応天体が 観測されており、近傍の電波銀河に比べて星生成が活発であり、ダスト減光を強く受けているという特異な性 質を示すことが分かった (図 3.8, Toba et al. 2019)。同様に z > 2 を超える遠方電波銀河に対しても、埋もれ た星生成活動を正確に見積もるためには赤外線、特に中間–遠赤外線における高感度観測が不可欠であり、そ の有用性は少数サンプルながらも Herschel 観測から強く示唆されているところである (Drouart et al. 2014; Falkendal et al. 2019)

また、極めてまれであるものの、電波銀河の中には可視光で非常に深い HSC 観測でさえ対応天体が見つか らないものが存在する ($m_i > 27$; optically dark radio galaxies)。このような天体の起源は 2 つの可能性が示 唆されているが、その 1 つは銀河全体が可視光で非常に深く埋もれているというものである。この場合は赤外 線での非常に強い塵の再放射が期待される。つまり、*SPICA* の深い撮像により、それらの対応天体が発見で きることが期待できる。もう 1 つの説は、対応銀河が z > 7を超える非常に高赤方偏移に存在するため、HSC がカバーする可視光線ではその連続光を捉えることができないというものである。この場合は、*WFIRST* な どでその対応天体が観測され、*SPICA* 時代にはその赤外線フォローアップを推進することとなるだろう。こ のように、*SPICA* が迎える時代には、LSST、*WFIRST*、VLASS などの次世代広域探査が進み、遠方電波 銀河の多波長観測情報がさらに豊富になると期待できる。特に赤方偏移 4 以下に位置する遠方電波銀河は、 ALMA ではダスト連続光の SED ピーク付近の波長を抑えることができないため、依然として *SPICA* が狙う べき格好のターゲットとなる。

方法と実現可能性



図 3.8 すばる HSC 広域探査と VLA FIRST 電波カタログから発見した電波銀河の減光量。色は i バン ドでの等級を示し、赤いほど暗い (17 等から 25 等)。右に i バンドで明るい (21.3 等以下,青) 電波銀河と 暗い電波銀河 (21.3 等以上,赤) の頻度分布とその平均値(点線)を示す。Toba et al. (2019) より改変。

赤方偏移 z < 4 に対する遠方電波銀河に対しては、ダスト連続光を SAFARI 及び B-BOP で観測し、可視光 線から遠赤外線、電波に至る広い波長範囲の SED を取得する。SED を星形成、AGN、電波ジェットを含む各 種放射成分に分解してモデル化することで遠方電波銀河の星形成率及び星質量を測定する。また、撮像観測と 同時に分光観測により、AGN 活動度と星形成率を測定し、SED 分解からの結果と比較することも可能である。 たとえば AGN 活動度は、静止系 10–20 μ m 帯の [NeV]14 μ m/[NeII]13 μ m 及び [OIV]26 μ m/[NeII]13 μ m 輝線比 (Spinoglio et al. 2017b) と PAH 等価幅の双方から多角的に評価できる。これらの輝線は赤方偏移 z < 1 に対しては SMI、z < 4 では SAFARI で観測可能である。一方で星形成率は、[NeII]13 μ m 強度から (先の AGN 活動度を元に) AGN の寄与を差し引いた値から算出できる (Gruppioni et al. 2017)。*SPICA* に より取得した星形成率と星質量を、一般的な星形成銀河と比較することにより、遠方電波銀河の星形成活動が 抑制されているか検証する。

期待される成果

ダストに覆われた遠方電波銀河の赤外線撮像・分光観測により、星形成率と AGN 活動度を正確に測定する ことができる。これにより、(過去の研究結果から帰結されていた)赤方偏移 *z* < 4 の電波銀河で AGN フィー ドバックによる星形成活動の抑制が、実際に作用しているか否かを直接検証することが可能になり、遠方宇宙 での大質量銀河形成に関する非常に重要な情報を得ることができる。

3.4 多層空間スケールをつないだ活動銀河核アウトフローの理解

まとめ

超巨大ブラックホールと銀河の共進化を制御するメカニズムとして、活動銀河核(active galactic nucleus; AGN)からのガスアウトフローが広く提唱されている。アウトウローは高速の高階電離ガスからそれより低 速の分子ガスまで、様々な運動・物理状態で観測されており、それぞれが異なる空間スケールで生じていると 考えられている (e.g. Veilleux et al. 2020)。様々な空間スケールでアウトフローを観測し、アウトフローが中 心核からどのように駆動されて伝播していくかを調べることで、AGN フィードバックを現象論ではなく物理 機構として正しく理解することができるようになる。本章では、SPICA を用いてどのような空間領域でどの ようなアウトフロー研究が可能なのかを例示する。

理論的背景

アウトフローの基本的なエネルギー源は、ブラックホールにガスが落ちる際の重力ポテンシャルエネルギー の解放による。そのエネルギーが熱エネルギーに変換され、一部が輻射としてトーラスや降着円盤付近から逃 げ出す。アウトフローの駆動機構としては、輻射圧、ガスの熱的圧力、宇宙線による非熱的圧力、磁場の圧力 などの様々な物理が考えられるが、その相対的な重要度については未解明である。アウトフローの詳細な観測 から、このような物理過程に制限をつけることが主目的の一つである。特に銀河形成を扱う宇宙論的流体シ ミュレーションでは、quasar & radio mode などの異なるフィードバック過程がサブグリッドモデルとして質 量降着率に依存する形で用いられているが、それらの切り替わる物理的基準については未解明な部分が多い。 ブラックホールへの質量降着が AGN のエネルギー源を提供し、AGN の明るさを決め、中心核から放出され るエネルギーがアウトフローを駆動している。すなわち、質量放出率を観測から決めることは、AGN が輝く 物理そのものに制限をつけることにも繋がる。

放出される輻射エネルギーは、ブラックホールへの質量降着率 \dot{M}_{acc} に放射効率 ϵ_r をかけて

$$L = \epsilon_r \dot{M}_{acc} c^2 \sim 6 \times 10^{45} \left(\frac{\epsilon_r}{0.1}\right) \left(\frac{\dot{M}_{acc}}{1 \, M_{\odot} \, \mathrm{yr}^{-1}}\right) \mathrm{erg \, s}^{-1}$$
(3.1)

と書ける。この輻射エネルギーの一部が周辺のガスとカップルしてアウトフローを駆動するが、そのフィー ドバック効率を ϵ_f とすると、フィードバックエネルギーは $E_f = \epsilon_f \epsilon_r \dot{M}_{acc} c^2$ となる。仮に質量降着が 10^8 yr の間続いてブラックホールが $10^8 M_{\odot}$ に成長したとすると、その間に放出されるフィードバックエネルギー は $E_f = 2 \times 10^{61} \epsilon_f \left(\frac{\epsilon_r}{0.1}\right) \left(\frac{M_{BH}}{10^8 M_{\odot}}\right)$ erg である。この値は典型的なバルジのポテンシャルエネルギー $E_{\text{bulge}} \sim M_{\text{bulge}} \sigma_*^2 \sim 2 \times 10^{59} \left(\frac{M_{\text{bulge}}}{10^{11} M_{\odot}}\right) \left(\frac{\sigma_*}{300 \,\text{km s}^{-1}}\right)^2$ erg と比べて 2 桁ほど高い(ここで σ_* はバル ジの速度分散)。つまりバルジの成長を強く妨げるようなフィードバックを実現するには 1% 程度の効率で輻 射がガスとカップルする必要がある。このような効率は幾何学的に薄い標準円盤モデル (Novikov & Thorne 1973) で実現可能と考えられている。

また、磁場や降着円盤風などによって駆動されている相対論的ジェットやアウトフローの場合は、輻射効率を経由せずに $\dot{E}_j \sim 6 \times 10^{57} \epsilon_j \left(\frac{\dot{M}_{acc}}{1 \, M_{\odot} \, {\rm yr}^{-1}} \right) \, {\rm erg \, s}^{-1}$ と書ける。最近の相対論的輻射輸送シミュレーションからは、ブラックホールスピンによっては 3-8% と言う高い効率も報告されている (Sadowski & Narayan 2016)。何れにせよ、これらの効率を第一原理的に理論的シミュレーションから完全に理解できている訳ではなく、観測と比較する事によって今後理解を深めていく必要がある。

3.4.1 CO吸収線を用いた中心核近傍における分子ガスアウトフローの観測

概要

SMI による高分散分光チャンネルを用いて、 $z \sim 2$ の AGN における CO の振動回転遷移 ($v = 1 \leftarrow 0$, $\Delta J = \pm 1$, $\lambda_{rest} \sim 4.67 \,\mu$ m)を観測する。この遷移では、 $\sim 0.01 \,\mu$ m の間隔で並ぶ数十の回転準位のラインを 同時測定でき、ガスの物理・運動状態を強く制限できる。またこれらのラインは、中心核に熱されたダストの 熱放射を背景光として、基本的に吸収線として観測されるので、分子ガスアウトフローのうち、最も中心核に 近い AGN トーラスに相当する領域を実効的に高い空間分解能でプローブできると期待される。

背景と目的

高エネルギーアウトフローによる母銀河星形成へのフィードバックは、銀河進化を理解する上で不可欠な要素である。アウトフローの質量の大部分は分子ガスによって占められており、また星は分子ガス中で生まれるので、分子ガスの運動状態を理解することは母銀河に対するフィードバックの影響を評価する上で重要である。近傍の超高光度赤外線銀河(ultra-luminous infrared galaxy; ULIRG)においては、分子ガスアウトフローの速度や質量放出率が AGN の光度と相関しており、アウトフローの発生源として AGN が支配的であることが示唆されている (Spoon et al. 2013; Cicone et al. 2014)。AGN が分子ガスアウトフローを駆動するという描像が、宇宙史において星形成が最も活発であった *z* ~ 2 の時代においても成立するのか調べることは、現在の大質量銀河がどのように形成されたのかを知るために重要である。AGN が分子ガスに直接影響を与えている空間スケールとして、まずは AGN トーラス近辺の領域(≲10 pc)が考えられるので、ここではこの領域における分子ガスの運動状態の評価を検討する。

方法と実現可能性

AGN トーラス近辺を観測する上で空間分解能の不足が問題となるが、それは静止波長近赤外線領域におけ る吸収線の分光観測によって解決できる。AGN ホスト銀河において支配的な近赤外線連続光は、中心核に熱 されダストが昇華しているような非常にコンパクトな領域からの熱放射と考えられるので、吸収線分光観測に おける実効的な空間分解能はその領域の大きさによって決まると期待される。実際、セイファート 2 型銀河 NGC 1068 においては、近赤外線ダスト連続光の光源が半径 0.2 pc のリングという小さな構造であることが、 干渉計観測から分かっている (Gravity Collaboration et al. 2020)。この原理に則った観測例として、CO の 基準振動回転遷移がある。これは振動準位 $v = 1 \leftarrow 0$ の遷移に $\Delta J = \pm 1$ の回転遷移が付随する遷移であり、 中心波長は 4.67 µm である。図 3.9 にこの観測の概念図と CO 振動回転吸収スペクトルの例を示した。この 吸収バンドにおいては、異なる回転準位に属するラインが ~0.01 µm の間隔で密集して観測される。サブミリ 波領域における純回転輝線と異なり複数の準位を同時観測できるので、物理状態を効率よく決定することが可 能である。



図 3.9 CO 振動回転吸収線による AGN トーラス領域の観測の概念図。CO 吸収スペクトルは、柱密度 $N_{\rm CO} = 10^{18.5} \, {\rm cm}^{-2}$ 、温度 600 K、速度幅 50 km s⁻¹ における例。

CO 振動回転吸収線の分光観測の例として、Spoon et al. (2004) や Baba et al. (2018) は近傍 ($z \leq 0.3$) の ULIRG を AKARIや Spitzer で観測している。これら従来のスペース観測では、装置の波長分解能が高く ないため ($R \sim 100$)、個別のラインが分解されていない。その欠点はありながらも、局所熱平衡ガスモデルと の比較によって、吸収を担っている CO ガスが $N_{\rm CO} \gtrsim 10^{19} \, {\rm cm}^{-2}$ 、水素分子換算で $N_{\rm H_2} \gtrsim 10^{23} \, {\rm cm}^{-2}$ とい う大きな柱密度を持っており、かつ、数百 K と高温であることが分かった。このような大きな柱密度のガスを 高温まで加熱する機構としては中心核からの X 線が最も有力と考えられ、CO 吸収が中心核近傍をプローブ するのに有効であるという予測を支持している。地上観測の例では、Shirahata et al. (2013) が z = 0.058 の ULIRG IRAS 08572+3915 をすばる望遠鏡 IRCS で観測している。上記のスペース観測とは対照的に波長分 解能は R = 5,000 と高く、個別のラインは明確に分解され、各ラインの速度プロファイルまで取得されてい
る。その結果、 $N_{\rm H_2} \sim 2.5 \times 10^{18} \, {\rm cm}^{-2}$ 、270 K で $-160 \, {\rm km \, s}^{-1}$ に青方偏移した成分と、 $N_{\rm H_2} \sim 10^{21} \, {\rm cm}^{-2}$ 、 700 K で $+100 \, {\rm km \, s}^{-1}$ に赤方偏移した成分が検出された。これらの 2 成分も上述の例と同様に X 線で加熱さ れたガスであり、異なる視線速度はアウトフローとインフローをそれぞれ反映していると考えられる。このよ うに CO 吸収線の速度分解は、中心核近傍の分子ガスの流れを議論するのに役立つ。しかしながら、地上望遠 鏡による高波長分解能観測は、大気の窓の狭さおよび透過率の低さのために、遠方の暗い銀河に対しては不可 能である。

既存の望遠鏡では不可能だった遠方銀河での CO 吸収線の速度分解は、*SPICA* の打ち上げによって初め て可能になる。中間赤外線観測装置 SMI の高分散分光チャンネル HR の波長範囲は 12–18 μ m であるから、 z > 1.6 の銀河が観測対象となる。波長分解能は R = 33,000 と十分に高いので、すばるで観測されたような 速度分解も可能である。ただし、感度の面では挑戦的な内容になる。HR の連続光に対する感度は、1 時間 積分に対する 5 σ レベルで、1400 μ Jy である。一方、CO 吸収を示す近傍の高光度の銀河の例として、IRAS 00397–1312 (z = 0.2617, $L_{IR} = 1 \times 10^{13} L_{\odot}$)がある。もしこの銀河がz = 2 にあった場合、10 時間の積分 で到達する S/N は、静止波長 ~5 μ m で 4.5 である。速度プロファイルの議論には次の段落で述べるような複 数ラインのスタッキングなどで S/N をあげるなどの方策をとることもできるが、まずは光度が $L_{IR} > 10^{13} L_{\odot}$ の hyper-luminous infrared galaxy (HyLIRG) クラスのターゲットを他のサーベイから見つけてくることが 肝要である。

ある質量放出率のアウトフローを例にとって、どのような観測スペクトルが期待されるのかを示す。ここで は、伝播の過程で速度が 200 km s⁻¹ から 50 km s⁻¹ に減速、温度が 800 K から 600 K に低下し、根元のガス 数密度が 10⁶ cm⁻³ で、開口角が 90 度、H₂ に対する CO の存在比が 10⁻⁵ であると仮定する。結果として質 量放出率は 30 M_☉ yr⁻¹ になる。このアウトフローによる吸収を連続光に対する S/N=4.5 で見たスペクトル が、図 3.10 左である。観測の視線はアウトフローと同じ方向を仮定している。この図が示すように、個別の ラインの形状を議論するのは困難である。しかし、振動回転遷移には多数のラインが含まれるので、それらを 平均すれば、速度構造は精度良く決められる。また、回転準位の励起レベルはガスの温度に対応するので、励 起レベルごとに平均し結果を比較すれば、温度変化に伴う速度プロファイルの変化を調べられる。図 3.10 右 は、低励起(0 < J < 15)および高励起(16 < J < 30)での平均速度プロファイルである。まず、両者の速 度プロファイルは平均によりノイズが減り、P-Cygni プロファイルを明確に示している(~200 km s⁻¹ での凹 みは、短波長側でライン間隔が狭まり隣のラインが混入したことによる偽の信号)。また、プロファイルにお ける –200 km s⁻¹ への集中の度合いは、高励起の方が低励起よりも高い(橙の方が青よりも幅が狭い)ことも 分かる。これは、ガスが高温から低温になるにつれ、すなわちアウトフローが伝播し中心から離れるにつれ、 低速になっていること(=減速アウトフロー)を示している。このように、現在の HR の感度でもラインの足 し合わせによりガスの全体的な速度プロファイルは調べることができ、また、伝播に伴う温度変化が顕著であ れば速度変化の議論も可能であると期待できる。このような予測をもとに HR へ要求するのは、(1) 波長分解 能は 33,000 ほど高くなくても良いが、P-Cygni を分解できるよう、すばる以上の波長分解能 R > 10,000 を 確保して頂きたいということ、また、(2) 現在のファクトシートの感度を確実に実現して頂きたい、というこ とである。

期待される成果

CO 振動回転吸収線の観測・解析は、これまで近傍の銀河では行なわれてきたが (Spoon et al. 2004; Shirahata et al. 2013; Baba et al. 2018)、*z* ~ 2の銀河に対しては行なわれていない。吸収線観測の利点を 活かせば、遠方の星形成が活発だった時代の銀河であっても、分子ガスアウトフローの根本を選択的に調べら れる。さらに、もし各ラインに P-Cygni プロファイルのような特異な速度成分の寄与が検出されれば、視線 外のガスの広がりも含めたアウトフローの 3 次元的な構造も議論できると期待できる。また、吸収線による観



図 3.10 (左)本文で説明したアウトフローを、連続光に対する S/N=4.5、進行方向と同じ視線方向で観 測した場合に期待されるスペクトル。(右)回転準位 J の異なる複数のラインを、低励起、高励起ごとに平 均した場合の速度プロファイル。

測はサブミリ波で行われるような輝線による観測と相補的である。両者の結果を組み合わせることによって、 分子ガスアウトフローがどのように駆動され、伝播していくのか、理解を深めることができる。

他のプロジェクトとの関係

SPICA/SMI と同じく、2021 年打ち上げ予定であるジェームズ・ウェッブ宇宙望遠鏡 (*JWST*) も、中間赤 外線領域の分光機能を備えている。しかし、その波長分解能は *SPICA* より 1 桁低い。CO 振動回転遷移に関 して言えば、異なる回転順位のラインの分離はできるものの、各ライン内部の速度プロファイルを得ることは 難しい。遠方銀河における CO 吸収線の速度分解は、*SPICA* で初めて可能となる独自のサイエンスである。

3.4.2 銀河スケールでの OH アウトフロー

概要

SPICA は従来 Herschel 等で観測されてきた銀河スケールでの OH アウトフローの探査をより高赤方偏移 まで拡張することを可能にする。このアウトフローはこれまで ULIRG 天体において発見されており、AGN と星形成活動の両方が駆動しうると理解されている。同時代に依然として最前線で活躍している ALMA が検 出する CO アウトフローとの比較も興味深い。

背景と目的

Herschel/PACS を用いた遠赤外線の OH 吸収線 (119 μ m, 79 μ m 等) のプロファイルを調べて、いわゆる P-Cygni プロファイルを検出することで高速アウトフローの存在が暴かれ、星間物質の密度分布等をモデル 化することでアウトフローレート (質量流出率)の計測がなされてきた (e.g., Fischer et al. 2010; Sturm et al. 2011; Veilleux et al. 2013; González-Alfonso et al. 2014, 2017)。この手法は近年では ALMA を用い て $z \gtrsim 5$ の銀河にも応用されている (e.g., Spilker et al. 2018)。一方で、*Herschel*による検出自体は感度の問 題から $z \leq 0.2$ に限られているのが現状であり、その間を埋める赤方偏移範囲は OH アウトフロー研究の観点 では全く手付かずの領域となる。そこで、従来の赤外線衛星を凌駕する線スペクトル検出感度を持つ *SPICA* を用いて、直接 $z \sim 1 - 2$ 程度までの OH アウトフロー検出を目指し、それが銀河進化に与える影響を見積 もる。

方法と実現可能性

SAFARI を用いた中・高分散分光観測 (R ~ 2000) を考える。SAFARI の観測可能波長範囲は最長で 230

µm なので、これまで近傍銀河で数多く観測されて知見が培われている OH 吸収線のうち、119 µm 吸収線に ついては、SPICA では z = 0.9 まで、79 µm 吸収線については z = 1.9 まで観測可能である。また、この波 長分解能は Herschel のもの ($R \sim 1500$) と同等以上であり、~ 2000 km s⁻¹ にわたる線幅をもちうる OH 吸 収線の分解や、OH 119.233 µm と 119.441 µm の二重線のガウシアンフィットを用いた分離も可能であるこ とが担保される。

さて、 $z \lesssim 0.2$ の ULIRG の観測からは、OH 119 μ m 線の吸収の深さは連続波強度の 30% 程度 (e.g., Herrera-Camus et al. 2020) であるので、ここでもその値を採用して検討を進める。過去の *Herschel* 観測の 結果を見ると、この吸収ピークが S/N = 10 程度で検出できれば十分に吸収線プロファイルのモデル化が可能 である。たとえば $L_{\rm IR} = 3 \times 10^{12} L_{\odot}$ の ULIRG 級天体を考えると、 $z \sim 1$ 程度では OH 119 μ m 線付近の連 続波強度はおよそ 120 mJy である。したがって、期待される吸収線の深さ(~30%)は、およそ 36 mJy に相 当する。これを上述の S/N = 10 ($R \sim 2000$) で検出する時間は、1 時間程度となる(点源感度を仮定)。した がって、数十天体級のサーベイ観測も十分に可能である。

期待される成果

すでに近傍 ULIRG における様々な遷移の OH 吸収線の観測ならびにそれに基づくモデル解析から、OH 119 μ m 吸収線の強度(等価幅で評価)と天体の赤外線光度(これも *SPICA* 観測から同時に求まる)を用いれば、アウトフローレートを推定可能なことが示されている(González-Alfonso et al. 2017)。この方法を用いて多くの天体でアウトフローレートを即座に測定することで、(1) どういった天体種族で分子アウトフローは卓越するのか?(2) アウトフローレートは星形成率に比べて大きいか?(負のフィードバックは効いているのか?)、(3) PAH 診断や禁制線診断で発掘した AGN とその光度は、この分子アウトフローを駆動するに足るか?(4) NIR CO 吸収線で見た中心核アウトフローに比べて、母銀河スケールの分子アウトフローの質量・エネルギーはどういう関係にあるか?(5)中心核から母銀河に至るまでに、各種アウトフロー間で保存している物理量は何か(エネルギー or 運動量)?といった諸問題について、現在より遥かに星形成活動の活発な $z \sim 1-2$ の宇宙においても、統計的確度をもって答えることができる。

3.5 高赤方偏移銀河やクエーサーに見る星間物質の進化

まとめ

宇宙に存在するダスト・分子ガスなどの星間物質は、星や銀河・活動銀河核の進化を理解する上での極め て重要な構成要素である。特に宇宙誕生から数億年の宇宙初期における星間物質の性質は SPICA で初めて明 らかになると期待される。SMI による撮像・分光観測および SAFARI による撮像観測では、 $z \sim 6$ のクエー サーに付随するダストの温度・組成・存在量を明らかにする。また、SAFARI による分光観測では、z = 2 - 7の遠方星形成銀河の分子ガスからの H₂ 輝線検出を通して、星生成効率を系統的に見積もる。特に SPICA の もつ $\lambda > 30 \ \mu m$ の波長 coverage および高い感度や重力レンズ効果を利用することで、近傍宇宙にみられる ような低光度の、より一般的な銀河やクエーサーの性質を 2 < z < 7の遠方宇宙や初期宇宙においても議論可 能な点が魅力である。

3.5.1 宇宙のダスト形成進化理論の観測的徹底検証: 塵宇宙史の総合解明に向けて

概要

ダストは宇宙最初の星形成から銀河形成、進化まで、実にさまざまな形で宇宙のバリオン進化史と密接にか かわる重要な存在である。よって、ダスト形成進化の理論構築は宇宙進化の理解のために不可欠な要素であ る。現在、ダストの形成と進化は総括的な理論体系が構築されるに至っているが、関連する素過程が非常に多 岐にわたるため、観測的検証が待たれる部分もまだまだ多く残っている。SPICA を用いたこれら各素過程の 観測的検証により、完備なダスト形成進化理論の確立を目指す。



図 3.11 星間物質中のダストの生成・破壊・成長の概念図。

背景と目的

銀河は宇宙初期の密度場におけるピーク領域で誕生する。その後、周囲の銀河間物質の降着や他の銀河との 合体によって成長し、進化していくと考えられている。同時に銀河内部では、ダークマターの作るポテンシャ ル中で星間ガス・星・重元素・ダストがお互いに相互作用しながら進化していく。このような組成の進化が化 学進化である。星間物質の構成要素のうち、特にダストは銀河の進化において特に重要な役割を果たす。

ダストは漸近巨星分枝 (AGB) 星や超新星による質量放出に伴って星間空間に供給された重元素が凝縮され て形成される。高密度で低温の星間ガス中では、このようにして形成されたダスト粒子に重元素が降着し、ダ スト自身が成長していく (grain growth)。一方、ダスト粒子は超新星爆発による衝撃波で破壊される。また星 間物質の乱流によって破砕 (shattering) や合体 (coagulation) が起こり、ダストのサイズ分布は変化する (図 3.11). ダストが存在するとその表面は 2 次元的な触媒として機能し、分子形成が著しく促進される。これが 初期の銀河に見られる爆発的星形成のトリガーになると考えられている (Hirashita & Ferrara 2002)。ダスト は星からの光を減光し、赤外線で再放射するため、銀河の SED も強く影響を受ける。この減光の影響は特に 高赤方偏移では電離光子脱出率にも及ぶと考えられている。ここで、各波長での減光量はダストの量やサイズ 分布、組成に依存するため、これらを化学進化と整合的に予言する理論が待たれていた。

この文脈の中、近年、ダストの化学進化の包括的なモデルが構築され、この分野は著しく進展した (Asano et al. 2013a,b, 以下 Asano model)。Asano model は上記の複雑な星間過程の全てを網羅できる銀河進化理 論初めての枠組みであり、ダストの関連する現象について強力な予言力を持つが、それぞれの素過程の全貌に ついては更なる詳細な観測的調査が待たれる状況である。一方で、各過程の理解が確立した上でも、遠方銀河 に見られるダスト量過剰問題 (dust budget crisis) などの新たな問題解決のためには、これまでに考慮されて こなかった物理過程を考慮する必要がある可能性もある (e.g. Tamura et al. 2019)。よって、宇宙の古今にわ たる銀河の星間物質の総合的理解のためは、SPICA を用いたダスト放射の超高感度観測に基づく詳細な理論 の吟味が不可欠である。

方法と実現可能性

ここでは Nozawa et al. (2015) に倣い、warm neutral medium (WNM; ガス温度 $T_{\text{gas}} = 6000$ K、数密度 $n_{\text{H,WNM}} = 0.3 \text{ cm}^{-3}$)、cold neutral medium (CNM; $T_{\text{gas}} = 100$ K、 $n_{\text{H,CNM}} = 30 \text{ cm}^{-3}$)、分子雲 (MC;



図 3.12 銀河年齢の関数としての重元素量およびダスト量の進化。実線が金属量の進化、点線がダスト粒 子成長および破砕 (shattering)の効果を考慮しない場合のダスト量進化、破線が破砕の効果を考慮しない 場合、一点鎖線が破砕も考慮した場合のダスト量進化を表す。縦軸は金属量およびガス-ダスト質量比を 100 倍した数値を示している。

 $T_{\text{gas}} = 25 \text{ K}, n_{\text{H,MC}} = 300 \text{ cm}^{-3}$)を考える。星形成率 (SFR) は Schmidt law (Schmidt 1959) (n = 1)を 仮定し、SFR = $M_{\text{ISM}}/\tau_{\text{SF}}$ (τ_{SF} : 星形成タイムスケール)の形で用いる。銀河内の星の総質量 M_* 、ISM 質量 M_{ISM} 、重元素 i の質量 M_i とすると、銀河の化学進化は

$$\frac{\mathrm{d}M_*(t)}{\mathrm{d}t} = \mathrm{SFR}(t) - R(t) + I(t) \tag{3.2}$$

$$\frac{\mathrm{d}M_{\mathrm{ISM}}(t)}{\mathrm{d}t} = -\operatorname{SFR}(t) + R(t) \tag{3.3}$$

$$\frac{\mathrm{d}M_i(t)}{\mathrm{d}t} = -Z_i(t)\,\mathrm{SFR}(t) + Y_i(t) \tag{3.4}$$

ここで、R(t) は寿命を迎えた星から ISM に変換される質量、I(t) は銀河外からの質量降着率である。 $Y_i(t)$ は星内部で核融合により新たに作られた重元素の質量、 $Z_i(t)$ は M_i/M_{ISM} で定義される金属量と呼ばれる値 である。 $R(t), Y_i(t)$ は以下の式で与えられる。

$$R(t) = \int_{m_{\text{cut}}(t)}^{100M_{\odot}} \left[m - \omega \left(m, Z \left(t - \tau_{m}\right)\right)\right] \phi(m) \operatorname{SFR}(t) \mathrm{d}m$$
(3.5)

$$Y_i(t) = \int_{m_{\text{cut}}(t)}^{100M_{\odot}} m_i\left(m, Z\left(t - \tau_m\right)\right) \phi(m) \operatorname{SFR}(t) \mathrm{d}m$$
(3.6)

 $(\phi(m): 初期質量関数 (IMF)、Salpeter IMF (Salpeter 1955) を採用; <math>\tau_m$: 質量 m の星の寿命 (Raiteri et al. 1996); $\omega(m, Z)$: 残存天体質量; $m_i(m, Z)$: 質量 m, 金属量 Z の星が放出する元素 i の質量)



図 3.13 星質量およびダスト質量の進化。左: 銀河年齢と星質量の関係、中央: 銀河年齢とダスト質量の関係、右: 星質量とダスト質量の関係をそれぞれ示す。破線がクローズドボックスモデルの場合、一点破線お よび点線がインフォールモデルの場合を表す。一点破線はインフォールタイムスケール _{7infall} = 1.0 Gyr, 点線は _{τinfall} = 5.0 Gyr の結果を示す。

サイズ a のダスト粒子の質量 $M_d(a,t)$ の進化は次のように書かれる。

$$\frac{d\Delta M_{d}(a,t)}{dt} = -\frac{\Delta M_{d}(a,t)}{M_{\rm ISM}(t)} + \Delta Y_{d}(a,t)
- \frac{M_{\rm swept}}{M_{\rm ISM}(t)} \gamma_{\rm SN}(t) \left[\Delta M_{d}(a,t) - m(a) \int_{0}^{\infty} \xi(a,a') \Delta a f(a',t) da' \right]
+ \eta_{\rm CNM} \left\{ m(a) \Delta a \frac{\partial [f(a,t)]}{\partial t} \right]_{\rm acc} + \eta_{\rm MC} \left[m(a) \Delta a \frac{\partial [f(a,t)]}{\partial t} \right]_{\rm acc}
+ \eta_{\rm WNM} \left[\frac{d\Delta M_{d}(a,t)}{dt} \right]_{\rm shat} + \eta_{\rm CNM} \left[\frac{d\Delta M_{d}(a,t)}{dt} \right]_{\rm shat} + \eta_{\rm MC} \left[\frac{d\Delta M_{d}(a,t)}{dt} \right]_{\rm shat}
+ \eta_{\rm WNM} \left[\frac{d\Delta M_{d}(a,t)}{dt} \right]_{\rm coag} + \eta_{\rm CNM} \left[\frac{d\Delta M_{d}(a,t)}{dt} \right]_{\rm coag} + \eta_{\rm MC} \left[\frac{d\Delta M_{d}(a,t)}{dt} \right]_{\rm coag}$$

$$(3.7)$$

 $(\Delta Y_d(a,t):$ 単位時間に星からサイズ範囲 [a, a + da]に供給されるダストの総質量; $M_{\text{swept}}:$ 衝撃波により掃かれるガス質量 (Yamasawa et al. 2011); $\gamma_{\text{SN}}(t):$ 超新星爆発頻度; $\xi(a, a'):$ 衝撃波によって $[a', a' + \Delta a']$ から $[a, a + \Delta a]$ にサイズが変化したダストの数割合; η_X : ISM 成分 X (WNM, CNM, MC) の質量割合) それぞれの過程についての具体的表式は Asano et al. (2013b) を参照されたい。質量降着率 I(t) としては

$$I(t) = \frac{M_{\text{infall}}}{\tau_{\text{infall}}} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{infall}}}\right)$$
(3.8)

というモデルを採用する (Inoue 2011)。M_{infall} は質量降着によって流入する質量で、全時間で積分すると銀 河質量となるように定めている。

ダスト進化のもっとも顕著な特徴は、重元素量進化に対してダスト量が極めて非線型な進化を示すことであ る (図 3.12: 銀河年齢に対して重元素は単調に増加していくが、ダスト量はある金属量に達したところで急激な 増大を見せる。この非線型性がダスト成長の効果であり、近傍銀河の観測でも確かめられている (Rémy-Ruyer et al. 2014)。この成長は主として質量あたりの表面積の大きい、サイズの小さな粒子 (*a* ~ 0.01 µm) が担っ ている。銀河進化初期のダストは星から供給されたサイズ分布を反映し、比較的大きな粒子 (*a* ~ 0.1 µm) が 卓越する。そして shattering の効果により、ダスト質量は小さな粒子に再分配される。そして、続くダスト 成長によって再び大きな粒子も出現し、小さな粒子と大きな粒子が並行して増大してゆくフェーズが現れる。 このシナリオは高赤方偏移の観測とも整合的であるが (Nagasaki et al. 2020, 準備中)、中間赤方偏移では観 測的検証は決して多くはなく、独立な検証が必要である。最近では、上記のようなダストの成長・破壊のモデ ルを実際の流体シミュレーションに組み込み、銀河の進化と共に解くことができるようになってきている。そ の結果、ダストのサイズ分布や減光曲線の進化を空間と時間の関数として具体的に示すことが可能となった (McKinnon et al. 2016; Aoyama et al. 2017; McKinnon et al. 2017; Aoyama et al. 2018; Hou et al. 2019; Aoyama et al. 2020)。

ダストの組成に注目すると、シリケイト系ダストの小さな粒子は紫外線での減光曲線の傾きを決定してい る。減光曲線は最初は波長依存性のない (gray) 形から始まり、そして紫外線の減光が強くなることで急な傾 きを持つように進化する。一方、炭素系ダストの小さな粒子が供給されると、減光曲線によく知られた 2170 Å バンプが現れる。炭素系小粒子が卓越するフェーズでは 2170 Å バンプが非常に強くなり、その後ダスト成長 とともに目立たなくなっていくという進化をする。つまり、遠方クェーサーで観測されるフラットな減光曲線 と銀河系や大マゼラン雲のバンプを持つ減光曲線の両方が同時に同じ理論モデルで説明できることを意味する (Asano et al. 2014)。しかし、中間赤方偏移での減光曲線の検証は赤外観測の難しさからむしろ立ち遅れてお り、バンプの有無や傾きについての議論は収束していない。

最近の進展として、質量降着の効果を考慮した結果が重要となってきている (Nagasaki et al. 2020, 準備 中)。図 3.13 に星質量およびダスト質量の時間進化を示した。最初に星質量の進化を見ると、質量降着タイム スケールが長いほど、星の質量進化がゆるやかになる傾向が見られた。一方ダスト質量の進化では、粒子成長 の生じる時間スケールが閉鎖系モデルと降着のある場合とでほぼ変わらない。この2つの進化の違いは興味深 い結果を生む。図 3.13 の右パネルに星の総質量とダスト質量の関係を示す。質量降着のタイムスケールが長 いほど、より星質量が少ない時期にダストの粒子成長による急激な成長が生じている。この理由は図 3.13 の 左および中央パネルに戻れば理解しやすい。粒子成長が生じる 0.2–0.3 Gyr では、星形成史によって星質量が 大きく異なるのに対し、ダスト質量の進化の振舞いが変わらないことが原因である。そして、質量降着を考慮 したシナリオでは、星質量に対してダストを多く持つことができるため、ダスト量過剰問題をかなりのところ まで解決することができる。

これらの理論的問題を SPICA によってアプローチするためには、星成分の進化とダスト量進化を直接観測 量に換算するステップが必要となる。ここでいう直接観測量とは、ダストからの近・中間赤外−遠赤外連続光、 PAH バンドの強度およびプロファイルなどを指す。これを可能にするのが輻射輸送モデルである。Asano model に立脚し、円盤銀河の ISM の非一様性による効果を扱う輻射輸送モデルが構築されている (Nishida et al. 2020)。ISM 中でダストは一様に存在しておらず、クランプ状に分布していることが示唆されている。 この場合、ダスト散乱の効果はクランプ全体がひとつの巨大なダスト粒子と近似することができる。これを メガグレイン近似 (mega-grain approximation) と呼ぶ (Városi & Dwek 1999; Inoue 2005)。一方ダスト吸 収は粒子の熱容量が重要となるためこの近似は有効ではなく (e.g., Takeuchi et al. 2003, 2005b)、本来のダ ストサイズに戻って計算する必要がある。この新しい輻射輸送のスキームを銀河の化学進化、そして Asano model のダスト進化および減光曲線進化に全て整合的に組み込んだ輻射輸送計算の結果を図 3.14 に示す。こ の新しい SED モデルは多くの非自明な理論的予言をし、先行研究では不可能であった銀河のダストについて の詳細な検証を可能にする。SPICAの得意とする中間赤方偏移 (0 < z < 3)の宇宙において、ダストの連続 光や中間赤外バンドスペクトルの分光観測と輻射輸送により、ダスト質量、サイズ分布、組成および星形成 史との関係を不定性なく明らかにすることができる。これを押し進め, 宇宙鉱物学 (astromineralogy) 的アプ ローチも可能になると期待される (e.g. Jiang et al. 2013; Rocha et al. 2017)。また、Hou et al. (2019) が宇 宙論的流体シミュレーションを用いて示したダストの統計量(例えばダスト–ガス比や大小ダスト比と、銀河 の金属量や星質量の関係)を赤方偏移の関数として SPICA 観測からも調べて比較することができれば、宇宙



図 3.14 Asano model に基づく輻射輸送によって計算した銀河の SED。電離 PAH (PAHion)、中性 PAH (PAHneu)、シリケイト系ダスト (Sil)、炭素系ダスト (Gra) のそれぞれの寄与、および星からの輻 射も含めた全 SED を示している。

論的な構造形成を制限することにも繋がる。

ここまで銀河の星形成とダスト進化について焦点を当ててきたが、赤外線放射源としてもうひとつ欠かせな い要素が活動銀河中心核 (AGN) である。AGN の標準モデルでは中心核をとりまく分子トーラスが重要な構 成要素である。このトーラスは大量のダストを含み、中間–遠赤外線での放射源となるため、特に高光度赤外 銀河となる主要因のひとつである。このダストの生成が AGN からの質量放出 (AGN wind) であるという新 しいシナリオが提唱されている (Sarangi et al. 2019)。*SPICA* 観測およびダスト理論により、このような新 たなダスト形成進化描像についても検証できるだろう。

期待される成果

このような研究により, 銀河進化におけるダスト進化、そして星間物質中の重元素進化まで含めた包括的体系に、確固たる観測的根拠を持たせることができる.

3.5.2 高赤方偏移クエーサーの星間物質観測

概要:

z > 6の初期宇宙に存在するクエーサーに焦点を当てる。 $-28 < M_{1450} < -22$ の幅広い光度のクエーサー に対して、静止系 0.1–40 µm の SED・スペクトル解析を行う。近年の観測によって、中心核の超巨大ブラッ クホールの質量や活動性、母銀河の星生成率などが、クエーサーの光度によって異なることが分かってきた。 極端に高いブラックホール活動や星生成活動を示す天体から、近傍宇宙にみられるような一般的な性質を持つ クエーサーを総合的に理解することが重要である。特に静止系 3–40 µm は低光度クエーサーにおいて SPICA で初めて開拓可能な波長域である。 SMI と SAFARI を併用することで、星間物質(特にダスト)の温度・組 成・存在量を見積もる。

背景と目的:

近年の可視光線・近赤外線による大規模探査により、150 個を超えるクエーサーが z > 6 (宇宙年齢 10 億 年未満)の初期宇宙においても見つかっている (e.g., Fan et al. 2003; Jiang et al. 2009; Willott et al. 2009; Mortlock et al. 2011; Venemans et al. 2013; Bañados et al. 2016; Matsuoka et al. 2016; Bañados et al. 2018)。その中でも比較的明るいクエーサー ($M_{1450} > -25$) については、*Spitzer*, *Herschel*, IRAM, VLA な どを用いた追観測により、静止系 0.5–100 μ m の Spectral Energy Distribution (SED)が調べらている (e.g., Wang et al. 2007; Leipski et al. 2014)。しかし、低光度クエーサーについては ALMA を用いたサブミリ波 帯の観測 (e.g., Izumi et al. 2018, 2019) は報告されているものの、静止系中間・遠赤外線域の観測は進んで いない。また、線スペクトルを用いた初期宇宙における星間物質の物理化学状態の理解は全く進んでいないの が現状である。本研究では、SMI と SAFARI の撮像・分光観測による幅広い光度におけるクエーサーの SED 解析やスペクトル解析を行い、初期宇宙におけるクエーサーに付随するダストの温度や組成・存在量の調査を 行うことを目的とする。

方法と実現可能性:

図 3.15 にこれまでに見つかっているクエーサーの SED を示す。尚、観測対象天体は *z* > 6 の遠方宇宙に 存在するため点源とみなして実現可能性を検討した。



図 3.15 z > 6 クエーサーの SED 例。上段は SDSS で見つかった高光度クエーサー (Leipski et al. 2014)。MIRI/JWST (黄色)・SMI および SAFARI (赤・橙・青色) はそれぞれ 2500 秒・3600 秒積分 における 5 σ 検出限界。下段は Subaru HSC で見つかった低光度クエーサー (Matsuoka et al. 2018)。赤線 (実線と波線) は近傍クエーサーの典型的な SED template (Polletta et al. 2007)。シアンは天体がダ ストフリー (降着円盤からの power-law 成分のみ) だった場合に期待される SED。

比較的高光度クエーサーについては、SMI の LR あるいは MR、SAFARI の $R \sim 300$ の分光モードで 1 時間積分すれば、SN > 10 で 連続光検出が期待できる。比較的低光度 ($M_{1450} < -25$) のクエーサーについ ては、 SMI・SAFARI の撮像モードで 1 時間積分すれば、SN > 5 程度での検出が期待できる。

期待される成果

1. クエーサーに付随するダストの性質

(1) 温度:静止系近赤外 – 中間赤外域における SED fitting からクエーサーに付随するダストの温度が分か る。観測系 25 μm まで しかカバーしていない JWST では高温度ダスト成分のみの SED fitting に限定され



図 3.16 z = 6の低光度クエーサーに対して HSC, VIKING, MIRI/JWST の data があることを想定 し、観測された SED を降着円盤 +1000K のダストからの放射の SED model で fitting した図。シリケ イトダスト (Draine & Lee 1984; Draine 2003)・炭素系ダスト (Zubko et al. 1996) の場合をそれぞれ赤 色・緑色で示している。

るが、 SPICA の波長帯も加えると、中・低温度ダスト成分も入れた 3 成分での SED fitting も可能となる。 (2) 組成:ダストトーラスの水素密度が 10⁷ cm⁻³ だと仮定すると、シリケイト・炭素質系ダストはそれぞ れ、1200・1600 K 以上で昇華温度に達するため (Nozawa & Kozasa 2013)、ダストの温度が分かるとその 組成にも制限がつく。また、静止系中間赤外線域ではダスト組成の違いによる SED の違いも顕著になるため (図 3.16)、SED 解析から直接ダスト組成について制限を与えることも可能である。スペクトルが取得可能な 高光度クエーサーについては、より詳細な鉱物診断が可能となる。

ダストの主要な供給源としては、AGB 星からの質量放出や 重力崩壊型超新星爆発が考えられる。しかし、 宇宙誕生 10 億年未満の初期宇宙 (z > 6) では、 後に炭素系ダスト放出の担い手となると考えられる低質量星 の多くはまだ主系列から AGB 星に進化していないと考えれるため、初期宇宙ではダストの組成が現在とは 異なることが期待される。一方で、初期質量が大きい種族 III では C-rich になる可能性もあるため (Nozawa et al. 2014)、初期宇宙におけるダスト組成比診断は、幅広い分野に影響を及ぼすと期待できる。

(3) 存在量:SED fitting から 中・高温度のダストの質量が求まる。低温ダストまで含めたダストの全質量 は静止系遠赤外線のデータが必要なため SPICA だけでは厳しいが、ALMA などのサブミリデータと組み合 わせることで算出可能である。静止系可視光線–遠赤外線までの SED が揃えば、ダストについてだけなく、母 銀河の星質量・星生成率、AGN 光度などの物理量が z > 6 クエーサーについて初めて系統的に求まる。

2. ダストフリークエーサーの発見

クエーサーをはじめとする活動銀河核の主要要素の1つであるダストトーラスが「いつ・どのように形成さ れたのか」を理解するのは活動銀河核を理解する上での最重要テーマの1つである。近年、トーラスの起源を 探るプローブの1つとして hot dust-free quasar (DFQ)が注目されている (Jiang et al. 2010)。これまで2 天体しか見つかっていない非常に稀な天体である。図 3.17 にあるように、DFQ は降着円盤起源の power-law 成分のみが SED を支配し、hot dust 起源の熱放射成分が見られない。ダストトーラスがこれから発達するよ うなフェイズに対応している可能性があるため、このような天体の系統的な探査とその素性調査が急務であ



図 3.17 通常のクエーサー(左)と DFQ(右)の静止系可視光-近赤外線域の SED(Jiang et al. 2010, 図 1 を改変)。

る。*SPICA* では、*JWST* よりも長波長をカバーしている利点を活かして、より温度の低い (数百 K) のダス トの有無も含めた議論が可能になる。

他のプロジェクトとの関係:

*M*₁₄₅₀ < -25 の低光度クエーサーについては、*SPICA* をもってしても詳細なスペクトル解析は困難を極め る。一方で撮像データから、ダストのおおよその温度や組成を推定することは可能である。*SPICA* だけが、 低光度クエーサーを含む幅広い光度を持つクエーサーについてダストの温度・組成・存在量を系統的に調べ ることが可能であり、初期宇宙のクエーサーに付随する星間物質について無バイアスな描像を得ることがで きる。

3.5.3 High-z 銀河の分子ガス観測

概要:

High-*z* 銀河の分子ガス観測は遠方宇宙における星形成活動の理解の上で本質的に重要である。SAFARI に よる静止系中間赤外(観測者系遠赤外)分光は、*z* = 2 – 7 の遠方星形成銀河の分子ガス H₂ 輝線観測を初めて 可能にする。重力レンズ効果による増光を利用し *L*_{*} ほどの典型的な銀河まで H₂ 輝線を検出することで、遠 方宇宙での星形成効率等を議論する。

背景と目的:

分子ガス雲は H₂ を主成分とする銀河の主要な構成要素の一つであり、星は分子ガスが集まった分子雲内で 形成する。そのため分子ガスの性質を調べることは星形成活動を理解する上で鍵となり、特に分子ガス質量 を星形成率で割った gas depletion time t_{depl} は、星形成効率を表す物理量として重要である。Tacconi et al. (2013) は z = 1 - 3 銀河の CO 輝線観測により、gas depletion time は $t_{depl} \propto (1 + z)^{-1}$ と遠方にいくにつ れ短くなること ($z \sim 3$ で $t_{depl} \sim 0.4$ Gyr)、つまり星形成効率が高くなることを報告している。一方最近の ALMA 観測 (Pavesi et al. 2019) によると、z = 5 - 6 銀河の gas depletion time は長く 1 Gyr ほどである ことが報告されている。このように遠方銀河の分子ガスの性質については不明な点が多く、さらなる観測が必 要とされている。

遠方銀河の分子ガス質量の推定には通常 CO 輝線光度が使われる。分子ガスは H₂ が主成分であるため、 CO 輝線から分子ガス総質量を求めるには CO – H₂ 変換係数 α_{CO} が使われる。しかし CO – H₂ 変換係数は 銀河によって分散が大きい上に、金属量に依存することが知られている (e.g., Bolatto et al. 2013)。また遠 方宇宙では金属量が少ないために、CO 輝線の検出も難しくなることが予想される。分子ガス質量を正確に推 定するには、CO 輝線観測とは相補的な、H₂ 輝線観測が必要になる。



図 3.18 予想される遠方銀河の H₂ 0-0 S(1) 輝線光度。赤丸は z > 4の dusty star forming galaxy (DSFG)、青丸は $z \sim 2-3$ の lensed star forming galaxy (lensed SFG) である。重力レンズ効果で増 光されている銀河に関しては、増光前の光度をバツ印、増光後の光度を二重丸印で描いた。灰色実線は、 SPICA/SAFARI の fact sheet を元に計算した、10 時間観測により輝線を 5 σ で検出できる光度。青領 域は z = 2-3における赤外の L_* (Gruppioni et al. 2013)から計算した典型的な光度。DSFG のサン プルは過去の文献 (Scott et al. 2008; Combes et al. 2012; Walter et al. 2012; Riechers et al. 2013; Strandet et al. 2016; Riechers et al. 2017; Marrone et al. 2018; Tadaki et al. 2018; Zavala et al. 2018; Pavesi et al. 2018) から、Lensed SFG は Richard et al. (2011) と Stark et al. (2014) より取得。

方法と実現可能性:

そこで我々は、遠方重力レンズ銀河の H₂ 純回転遷移輝線観測を提案する。H₂ 純回転遷移輝線は静止系 10 – 30 μ m に存在する水素分子の四重極放射による輝線であり、これまで近傍の ULIRG 等で検出されてき た (e.g., Higdon et al. 2006)。しかし遠方宇宙での観測は波長と感度の問題のために、Egami et al. (2006) における z = 0.3 の銀河における検出が最遠方であった。

SAFARI による遠赤外(静止系中間赤外)分光は、z = 2 - 7の遠方星形成銀河の分子ガス H₂ 輝線観測を 初めて可能にする。静止系 10 - 30 µm は z = 2 - 7で 30 - 240 µm に赤方偏移し、*SPICA*/SAFARI の観 測波長範囲に入る。また H₂ 輝線は $L_{\text{H}_2}/L_{\text{IR}} \simeq 5 \times 10^{-5}$ (Egami et al. 2006) と暗いが、*SPICA* による高感 度観測と重力レンズ効果による増光を組み合わせることで検出が可能になる。図 3.18 に既知の遠方銀河の予 想される H₂ 輝線光度を示した。図に示すように重力レンズ効果の増光のおかげで、多くの銀河で SAFARI による 10 時間未満の観測で H₂ 輝線を 5 σ 以上の精度で検出することができる。また重力レンズ効果により z = 2 - 3 では、大質量の銀河だけでなく L_* 程度の典型的な銀河も調べることが可能になる。

期待される成果:

SAFARI により遠方銀河の H₂ 輝線を検出することで、CO 輝線及び CO – H₂ 変換係数に依存しない形で 分子ガス質量の推定を行うことができるようになる。これにより、遠方銀河における gas depletion time の赤 方偏移進化の調査を行い、遠方宇宙における星形成活動を議論することが可能になる。H₂ 純回転遷移輝線は 励起温度が高いため、T > 100 K の比較的温かい水素分子に感度を持つ。暖かい水素分子は全体の 10 - 20 % であるが、複数の水素輝線を使い温度を推定することで、全体の分子ガス質量を推定する方法が提案されて いる (Togi & Smith 2016)。またこの観測の場合、他の輝線は高い SNR で検出可能であり (Egami et al. 2018)、観測した銀河におけるダストに隠された AGN 活動等も調査することができる。

重力レンズ天体は、今後もすばる/Hyper Suprime-Cam 戦略枠観測や Kilo Degree survey などの大型探査 が進むにつれサンプルが増えると予想される (e.g., Sonnenfeld et al. 2018; Petrillo et al. 2017)。さらに H₂ 観測は SPICA の波長・感度でしか達成不可能であり、JWST 観測が進んだ後も未踏で重要な研究対象として 残っているだろう。

3.6 「近傍宇宙」で探る超遠方銀河の性質 - 宇宙再電離の理解に向けて

概要

宇宙再電離の理解は現代天文学の重要課題の一つである。この過程を理解するためには、近傍宇宙にある遠 方銀河のアナログ天体の詳細な性質に基づいて、遠方銀河(特に再電離期の銀河)の性質を間接的に理解する ことが不可欠である。本研究では、SPICA に搭載される SAFARI を用いて、近傍宇宙にあるアナログ天体 (類似天体)の遠赤外線微細構造輝線やダスト連続光の観測を提案する。科学目標は(1)アナログ天体の星間 媒質の性質を多相に渡って明らかにすること、(2)得られた性質と電離光子脱出率の関係を確立し、遠赤外線 観測を宇宙再電離の文脈に位置付けること、である。

背景と課題点

宇宙誕生後およそ 2 – 10 億年 (赤方偏移 $z \sim 6 - 20$)に起きた銀河間空間 (IGM)の最後の相転移は宇宙 再電離と呼ばれ、現代天文学におけるフロンティアの一つである。再電離は紫外電離光子 (波長 912 Å 以短 の Lyman Continuum 光子; 以下 LyC)によって引き起こされ、その放射源は主に初代星・初代銀河等だと 考えられている。宇宙再電離の過程を定量的に評価する上で重要なのは、ある光度の銀河がどれだけ LyC を 生成し、そのうち何割が銀河外へ脱出したかを調べることである (Robertson et al. 2015)。残念ながら後者 の LyC 脱出率 (f_{esc})は観測からほとんど制限が付いていない。理想的には、宇宙再電離が完了する前の時代 (z > 6)の銀河で直接 LyC 放射を観測したい。しかし、z > 4 - 5では IGM によって LyC が吸収されてし まうため、LyC 透過率は実質的にゼロであり、観測することは現実的に不可能である (Inoue & Iwata 2008)。

そこで重要になるのが、LyC の観測が可能な z = 0 - 4 において、 f_{esc} と他の測定量や物理量 (例えば輝線の等価幅や銀河の質量など) との相関を調べることである。相関を確立できれば、z > 6 銀河の観測量や物理量から間接的に f_{esc} を推定することが出来、再電離の過程を定量的に検証することが可能になる。

逆に言えば、 f_{esc} と良い相関を持つ観測量を探し出すことができれば、それを利用して大規模データから効率良く z = 0 - 4 にある電離光子放射天体 (LCEs: LyC emitters) を探査できる。実は、z = 0 - 4 の宇宙で すら LCEs は 20 天体ほどしか発見されていない^{*5}ため、新い手法を確立すること自体が重要である。

^{*&}lt;sup>5</sup> ここでは分光観測によって LyC が検出された、信頼性の高い天体だけを考えている。その内訳は以下の通り。赤方偏移 z ≈ 0.02 - 0.05 で 3 天体 (Bergvall et al. 2006; Leitet et al. 2011, 2013; Leitherer et al. 2016); z ≈ 0.2 - 0.4 で 11 天体

これまで様々な観測量が f_{esc} と良い相関を持つと提案されている (e.g. Heckman et al. 2011; Verhamme et al. 2015; Nakajima & Ouchi 2014)。詳細は割愛するが、共通しているのは中性水素ガス量が少ない (=す なわち電離光子の脱出しやすい) 状態を反映する観測量を使うことである。例えば、Verhamme et al. (2015) は水素の Ly α 輻射輸送モデルの結果を用いて、Ly α 輝線プロファイルの特徴と f_{esc} を関連づけた。Ly α は中 性水素によって共鳴散乱されるため、輝線プロファイルが銀河内の中性水素量を良く反映するのである。この 手法は確かに近傍宇宙の LCEs 探査において強力であるが、z > 6の銀河に適用できないという重大な弱点が ある^{*6}。

もう一点、過去の研究で課題として残っているのは、LyC のダスト吸収の効果である (e.g. Inoue 2001; Zackrisson et al. 2013; Zackrisson & Inoue 2013) この効果を正しく考慮しないと f_{esc} の推定はファクター 4 程度も変わる可能性がある (Zackrisson ら準備中)。この問題点を解決するためには、ダスト連続光の観測 が決定的に重要である。

超遠方銀河観測の静止系遠赤外線観測

これまで ISO、Herschel、AKARI などの赤外線望遠鏡によって、 $z \approx 0-1$ 銀河の遠赤外線微細構造輝線 やダスト連続光の観測が進展した。その成果は多岐に渡るが、例えば (i) 微細構造輝線の光度と SFR の相関 の確立 (De Looze et al. 2014) や (ii) 近傍銀河の星間媒質 ([CII] 158 µm や [OI] 63/145 µm によってトレー スする中性ガス、および [OIII] 88 µm や [NII] 122µm 輝線などによってトレースする電離ガス) の物理的お よび化学的な性質理解 (e.g. Herrera-Camus et al. 2018; Cormier et al. 2019) は広く銀河進化において重要 な進展だと言えるだろう。

宇宙再電離期の星形成銀河の遠赤外線観測は ALMA の登場によって飛躍的に進展した (e.g. Capak et al. 2015; Inoue et al. 2016; Laporte et al. 2017; Hashimoto et al. 2018; Smit et al. 2018; Tamura et al. 2019; Bakx et al. 2020; Le Fèvre et al. 2019)。本検討書の執筆段階で最遠方となる z = 9.11 輝線銀河の観測が、[OIII] 88 μ m によって達成されたことは特筆に値する (Hashimoto et al. 2018)。

再電離期の銀河で観測可能な微細構造輝線は [CII] 158 μ m や [OIII] 88 μ m など一部に限定されるものの、 図 3.19 の通り $z \approx 7 - 9$ 銀河の多くが非常に大きな [OIII]/[CII] 光度比 (> 3 - 10) を持つことが明らかに なった (Inoue et al. 2016; Hashimoto et al. 2019; Tamura et al. 2019; Bakx et al. 2020)。この光度比は、 O/C 元素組成比や星間媒質 の中性ガス被覆率、電離パラメータなど様々な物理量に依存する (e.g. Cormier et al. 2019; Ferrara et al. 2019)。 [OIII] の電離ポテンシャルは 35eV で電離領域 (HII 領域) からのみ放射 される一方で、 [CII] の電離ポテンシャルは 11eV で中性ガスおよび HII 領域から放射されることが鍵とな る。Harikane et al. (2019) は星雲輝線モデル CLOUDY を用いて、 $z \approx 8 - 9$ の銀河で見られる極めて高い [OIII]/[CII] 光度比 (> 10) は中性ガス被覆率が小さい状態、または電離パラメータが高い状態を反映する可能 性が高いことを定量的に指摘した。これらの状況はいずれも電離光子脱出に適しており、 [OIII]/[CII] 光度比 が $f_{\rm esc}$ の新たなプローブとして使える可能性を表している。しかし前述の通り、これらの遠方銀河では LyC を直接観測できないため、 [OIII]/[CII] 光度比と $f_{\rm esc}$ の関係性を確立するには至っていない。また、Arata et al. (2020) は宇宙論的流体シミュレーションの解析から [OIII]/[CII] 光度比が金属量と相関することを見出 し、高赤方偏移銀河の金属量を見積もる上で有用な指標となり得る可能性を示唆した。さらに、時間とともに AGB 星からの carbon-rich な星風によって C の量が増加し、O/C が減少することも指摘されている。この ように [OIII]/[CII] 光度比は様々な物理過程に関して示唆を与えることが期待される。

本研究の目的

⁽Borthakur et al. 2014; Izotov et al. 2016a,b, 2018a,b); $z \approx 2 - 4$ で 4 天体 (de Barros et al. 2016; Shapley et al. 2016; Vanzella et al. 2018; Rivera-Thorsen et al. 2019)

^{*6}z>6では IGM によっても輝線プロファイルが変わってしまうため。



図 3.19 ALMA によって分かった遠方銀河の [OIII] 88µm/[CII] 158 µm 光度比 (Bakx et al. 2020) 図 中 LAE/LBG と分類される天体は再電離期にある典型的な星形成銀河。これらの天体では光度比が高く [OIII] が卓越している。本研究の科学目的は、この光度比を紫外電離光子脱出率と結びつけ、遠赤外線の 微細構造輝線の観測を宇宙再電離の文脈に位置付けることである。

本研究の科学目的は、遠赤外線観測を宇宙再電離研究の文脈に位置付けることである。前項で [OIII]/[CII] 光度比は f_{esc} の新いプローブとなる可能性を指摘した。これまで LyC の研究は紫外-可視域の観測に力点が置 かれてきたが、他の分野同様に、多波長による包括的な理解が重要であることは疑いようがない (2.7 章参照)。 LyC 研究における遠赤外線観測の利点は、(1) 微細構造の輝線比が近傍および遠方銀河で比較可能で、(2) 同 時にダスト連続光を観測し LyC のダスト吸収を考慮できる点である。

準備研究の状況

前述した約 20 天体の LCEs の多くは $z \approx 0.02 - 0.4$ という近傍宇宙にあるため、既に微細構造輝線の データが存在するのではないかと思われるかもしれない。しかし、意外なことにデータが存在するのは、 *Herschel*/PACS で観測された Haro 11 と呼ばれる 1 天体だけである ($z \approx 0.02$; Cormier et al. 2012)。これ は、Haro11 以外の LCEs の発見が 2014 年以降だった一方で、*Herschel* は 2013 年に観測運用停止している ためである。幸い、現在稼働中の成層圏天文台 (SOFIA) を用いて、さらに 2 天体の LCEs (Tololo 1247-232, Mrk 54; $z \approx 0.05$) で微細構造輝線線の観測を行うことが可能である。この 2 天体のデータは、日本の研究者 を中心としたグループが SOFIA/FIFI-LS を用いてデータを取得しており、準備研究は順調に進んでいる (橋 本ら準備中)。

しかし、3 天体の LCEs は f_{esc} が数 % と小さい。このため、3 天体だけでは物理量の範囲が狭く、相関を 調べる上で不十分である。 $z \approx 0.2 - 0.4$ にある多数の LCEs は $f_{esc} \approx 1 - 72\%$ であり、この問題を解決する 上で最適である。残念ながら、SOFIA の感度ではこれらの天体を観測することが不可能である。高感度な遠 赤外線望遠鏡が不可欠である。

方法と実現可能性

そこで本研究では、主に $z \approx 0.2 - 0.4$ にある LCEs を対象に、SAFARI で [CII] 158 μ m、[OIII] 88 μ m 輝線をはじめとした種々の微細構造輝線およびダスト連続光を観測する。 $f_{\rm esc}$ と光度比の相関を調べる上で、

コントロールサンプルとして LyC を放射していない銀河も扱う。ダスト吸収を考慮した f_{esc} の具体的な計算 方法は、Zackrisson ら準備中を参照されたい。SAFARI のカバーする波長であれば、両輝線を z ≈ 0.4 まで 取得することができる。これは前述の通り LCEs を発見しやすい赤方偏移帯であるため適している。

LCEs の典型的な SFR $(5M_{\odot} \text{ yr}^{-1})$ と光度距離 (1300Mpc) を仮定すると、天体 1 個あたり 1 時間程度 の積分時間で [CII]、[OIII] およびその周辺のダスト連続光を高い S/N 比 (> 10) で検出可能である。近傍 LCEs15 天体とコントロールサンプル 15 天体を用意したと仮定すれば、30 時間の積分時間で本研究が実行可 能である。

期待される成果

遠赤外線の観測を宇宙再電離の文脈に位置付けることが可能になる。LyC のダスト吸収の効果を考慮して 正確な f_{esc} を測定し、[OIII]/[CII] 光度比との相関を調べる。これによって、高光度比は高い f_{esc} を反映して いるという仮説を検証する。この相関が確立されれば、z > 6の ALMA 観測の結果をより宇宙物理学的に解 釈することが可能になる。さらに、相関を利用して近傍銀河の赤外線アーカイヴデータから新たな LCEs の候 補を効率良く探査することが可能になる。従来、当該分野は紫外もしくは可視光に重点が置かれていたことを 考えると、赤外線観測によって新たな局面を迎える可能性もある。

ここまで主に宇宙再電離にフォーカスした検討を行ったが、以下では広く銀河進化の観点で得られる成果に も手短に触れる。本観測提案では [CII]、[OIII] だけでなく種々の微細構造輝線を観測できるため、輝線光度 比から基本的な物理量 (紫外輻射場、ガス密度、電子密度、金属量など)を推定でき、アナログ天体の性質理解 が多面的に進むことが期待される。

また、近年の ALMA 観測によって [CII] 輝線のプロファイルや空間的な広がりからアウトフローなど物質 循環に制限を付ける試みも行われつつある (e.g. Fujimoto et al. 2019; Ginolfi et al. 2020)。近傍のアナログ 天体で同様の解析を行い遠方銀河の結果と比較することで、アウトフローの速度や mass-loading factor につ いて赤方偏移進化を調べることも可能だろう。

他のプロジェクトとの関係

国内の近傍銀河班が検討するサイエンスの一つに、低金属量矮小銀河のダストの性質に関する研究がある (左近、江草、田村)。低金属量矮小銀河は宇宙再電離期の典型的な銀河に似た性質を持つ近傍アナログ天体で あるため、観測ターゲットは本研究と重複することが予想される。両プロジェクトのシナジーによって、近傍 アナログ天体の星間媒質の理解が、多相 (電離ガス、中性ガス、ダスト)に渡って進展すると期待される。ま た、SPICA の打ち上げまでに LCE や低金属量矮小銀河のサンプル数が増えると期待されることも追い風で ある。

3.7 宇宙の古今にわたる星形成史の包括的解明

概要

宇宙の星形成史は銀河の化学進化理論とともに誕生した古典的研究対象であるが、現在でも銀河進化研究の 主要なテーマであり続けている。来るべき *SPICA* の時代には時代遅れになっているであろうという展望もあ るが、実は *SPICA* ならではの宇宙の星形成史検証ができる。本章ではこの点について議論する。

背景と目的

銀河の星形成史は、1970年代後半に Tinsley らが銀河の星種族の進化に基づく観測量の進化理論を提唱して以来、様々な観測量を用いて検証されてきた中心的課題である。初期の研究では星種族と重元素量の進化、



図 3.20 宇宙の星形成史における隠された星形成の割合 (Burgarella et al. 2013 より改変)。

いわゆる化学進化理論との関連で、銀河のカラーの進化が注目された。これは、星の寿命が星の初期質量に強 く依存することから、同時期に生まれた星種族のカラーが時間とともに変化するという顕著な特徴のためであ る (e.g. Larson & Tinsley 1974, 1978; Larson et al. 1980)。この頃、銀河はワンゾーンで古典的に時間進化 すると扱われていた。この場合、個々の銀河の進化が近似的に銀河の平均的進化を表すことになる。この視点 を推し進め、銀河の平均的進化を宇宙論的な体積平均で捉える「宇宙の星形成史」という概念を初めて提唱し たのは Tinsley & Danly (1980) である。宇宙の星形成史の概念が成熟したのは 1990 年代後半、ライマンブ レイク法の提唱による深い銀河探査の著しい向上がきっかけであった。赤方偏移 0 < z < 3 という、それまで の常識を覆す高赤方偏移にまで達する銀河の平均的進化を求めることが可能になり、爆発的な流行を呼ぶこと となった (e.g. Lilly et al. 1996; Madau et al. 1996; Madau & Dickinson 2014)。銀河のカラーの変化は概 して時間分解能が極めて低く、その年齢での星形成率を測定できない。特に長寿命の星からの輻射が卓越して くる銀河年齢 (> 数 Gyr) では顕著である。このため、90 年代以降の宇宙の星形成史研究では、寿命の短い大 質量星起源の物理量を用いる方法が用いられるようになった。

大質量星は高温のため電離光子を多く放射し、電離水素領域 (HII 領域) を形成する。HII 領域では水素の電 離再結合が生じるため、Lyman, Balmer, Brackett 系列など水素の再結合線が放射される。水素の再結合線 強度は電離光子の数から量子力学的に正確に計算できるため、第一原理に基づく不定性のない議論が可能であ る。観測から再結合線の強度を測定して電離光子の数に換算し、そして星の輻射の理論から大質量星 (OB 型 星)の数 (あるいは総質量) に焼き直す。これに初期質量関数を仮定することで、大質量星の総質量は全質量の 星の質量に換算できる。こうして得られた星の質量は、大質量星の寿命のタイムスケール (10⁶ yr) の時間に 形成された星の全質量、つまり星形成率を表している (Kennicutt 1983)。これが銀河の進化のタイムスケー ルに比べて十分短いことから、銀河進化を議論する主要なツールとして広く用いられている。これ以外に、非 電離紫外線連続光に重きを置いた SED フィッティングも、主として高赤方偏移銀河の星形成率推定法として 定着している。そしてそれは GALEX の全天探査以降は、近傍銀河においても重要な星形成率推定法として



図 3.21 SPICA による"wedding cake"型探査の一例 (竹内他、光天連 SPICA タスクフォース資料より)。

の地位を確立している。この場合の時間分解能は $\sim 10^7 - 10^8$ yr とやや長くなる。

ところが、水素再結合線や紫外線の強度による星形成評価は万能ではない。Kennicutt (1983) ですでに議 論されているように、銀河の星形成は必ずダストの生成を伴う。可視光線および紫外線はダストの減光の効果 を強く受けるため、観測量からそのまま算出した星形成率は常に過小評価である。この問題は早い時期から認 識されていたものの、銀河進化、特に紫外線に根拠を置く研究者の間では軽視され続け、その結果銀河の星形 成進化についての理解の混乱を引き起こすことになった。

ダスト粒子生成に関する最も短いタイムスケールは大質量星が超新星爆発を起こすまでの時間である。この ためダストは星形成領域には必ず存在している。さらに、中小質量星が AGB になり、惑星状星雲を形成する 段階でも有効なダスト供給が起きる。ダストが吸収した紫外線のエネルギーはダスト粒子からの熱放射として 主に中間–遠赤外線で再放射されるので、むしろ赤外線放射光度を大質量星からの電離光子の指標として活用 することができる (e.g. Kennicutt 1998)。ダストによる吸収が顕著な銀河では、この方法は星形成の指標と してより適切である。遠方宇宙においてダストで強い吸収を受け、巨大な赤外線光度を持つ銀河が発見された ことで、星形成率の指標としての赤外線はにわかに注目を集めるようになった (e.g. Hughes et al. 1998)。高 光度赤外銀河と呼ばれるこの種族は、1 個当たりの星形成率が極端に高い (100–1000 M_{\odot} yr⁻¹) ため、宇宙の 星形成率への寄与が大きい可能性が指摘され、星形成率はむしろ赤外線のみで測定すればよいという極端な見 方も出てきた。しかし、当然ながら紫外線のみ、赤外線のみではどちらも不十分な情報しか得られず、また系 統的不定性の評価もできないことは自明である。

Takeuchi et al. (2005a) は、0 < z < 1の宇宙で紫外線と赤外線の光度関数を推定し、これらを積分することで全星形成率への寄与を評価した。その結果、近傍宇宙ではほぼ同じ寄与となるものの、z = 1の宇宙では90%以上の星形成がダストで隠されており、赤外線でしか観測できないことを見出した。この結果はその後の研究により $z \simeq 4$ まで拡張され、1 < z < 4の宇宙ではこの隠れた星形成が支配的であることが確定的となった (Cucciati et al. 2012; Burgarella et al. 2013; Rowan-Robinson et al. 2016a)。とはいえ、双方の情報を用いた星形成率指標が理想的であることは言うまでもなく、現在ではそのような指標がいくつか提唱され、評価されている (e.g. Kennicutt et al. 2009; Takeuchi et al. 2010; Murphy et al. 2011)。このように、現在宇宙の星形成史はその不定性までを吟味して厳密に議論されるようになりつつある。高赤方偏移ではサンプル不足やダスト減光に起因する不定性がまだ非常に大きいものの、z < 5の宇宙での星形成史は定量的に議論するに耐えるデータが得られるに至っている (Burgarella et al. 2013: 図 3.20)。より最近では、ALMA による

[C II] 天体やサブミリ波天体の観測により赤外線光度関数の faint-end が $z \sim 6$ まで調べられ、宇宙の星形成 率密度がz = 2 - 6において平らである可能性も示唆されている (Rowan-Robinson et al. 2016a; Yamaguchi et al. 2019; Gruppioni et al. 2020)。この結果はガンマ線バーストによる独立な見積もりとも整合的な結果で あり (Kistler et al. 2009)、理論的にも以前から指摘されていたことでもある (e.g. Nagamine et al. 2004)。 つまり、z > 4においてもこれまで見えていなかった星形成を担う天体が存在していて、長波長観測の重要性 はさらに増していると言える。

方法と実現可能性

上記以外にも、独立な銀河の星形成史指標として X 線連星起源の光度、HII 領域からの禁制線 ([OII] など) の光度、PAH のバンド輝線光度、あるいは長波長電波連続波光度などが用いられており、それぞれの長所と 限界も精力的に研究されている。では、宇宙の星形成史研究は現状の観測を積み重ねていけば精密科学となり うるだろうか?客観的にみて、その答えは「否」であろう。既に触れたように、1 < z < 3 では、星形成はほ ぼ完全にダストで隠されている。この場合、赤外線よりも波長の長い放射を用いた星形成指標しか有効ではな い。現在、地上観測が可能な長波長電波観測で到達可能な赤方偏移は z < 1 にほぼ限られている。そして、最 も重要な赤外線波長域においてこの赤方偏移に届く有力な観測装置は SPICA しかないのである。このゆるぎ ない SPICA の優位性、というよりもユニーク性はいくら強調してもしすぎることはない。

SPICA による赤方偏移 1 < z < 3、いわゆる Cosmic Noon は宇宙年齢 2–6 Gyr に対応し、銀河進化の激 動期に対応することはよく知られている。ダストに隠された星形成のピークであるのみならず、銀河の形態の 出現、銀河合体頻度のピーク、AGN 活動性のピーク、環境依存性の発露等、この時代を解明することなく銀 河進化の完備な理解はありえない。SPICA の低-中分散分光探査ならば PAH の分光観測に加え、赤外輝線観 測による星質量-金属量-星形成率関係や輝線比診断といった方法を用いて星形成率の単なる測定にとどまらな い天体物理学的分析が可能になる。ALMA によって脚光を浴びている、[CII] 微細構造線などによる星形成率 および重元素量測定は、近傍 $z \sim 0$ と遠方宇宙 z > 5 の間をつなぐ calibration が乏しいままで議論が進んで おり、Cosmic Noon をはさむ赤方偏移での詳細な観測的検証が待たれる。星形成率そのものの calibration は 無論のこと、他の星形成率指標との calibration を通じた包括的議論も必要である。

これらを念頭に、ほぼ未開拓であった中間 (遠) 赤外線広帯域分光探査を考える (図 3.21)。このような探査 によって、連続的なスペクトルを高波長分解能 $(R \sim 10^2 - 10^3)$ で完備に観測でき、星間物質由来の主要輝線 を全て検出し、電離領域–PDR–分子雲に至るまでの物理診断を行うことができる。中分散 $R \sim 50$ の赤外線 分光探査の有効性がここでも明確に見て取れる。

SPICA のような赤外線宇宙望遠鏡で検出限界の評価に非常に重要になってくるのがコンフュージョン限界 (confusion limit) である。技術的制限から (現在のところ) 単一鏡型の望遠鏡にならざるを得ない赤外望遠鏡 では、対象天体の天球上面密度に対してビームサイズが大きくなり、検出限界以下の低フラックス天体の重ね 合わせによるノイズ、いわゆるコンフュージョンノイズの問題が深刻になる。多くの場合、赤外線銀河探査の 検出限界はコンフュージョン限界で決まっている (e.g. Takeuchi & Ishii 2004)。SPICA の望遠鏡の仕様を用 い、赤外銀河のクラスタリングを考慮した Takeuchi & Ishii (2004) の処方によって計算したコンフュージョ ン限界を図 3.22 に示す。SPICA の検出限界は $z \sim 2$ において $L_{IR} \sim a$ few × 10¹⁰ L_{\odot} に対応している。こ の赤方偏移での赤外銀河の光度関数を考慮すると、この光度は決して luminous end ではなく、光度関数の L_* よりも十分に低光度の銀河を捉えられることが分かる (Gruppioni et al. 2013)。これは、SPICA による探査 が極高光度の特殊な天体だけでなく、十分に統計的なサンプルを検出することができ、かつ MIR 探査ならで はのレア天体の発見も期待できることを意味する。



期待される成果

Cosmic Noon における宇宙の星形成史を確定し、この時代に固有の激動の銀河進化を他の物理量との関係 まで含め明らかにすることができる。中分散赤外探査を行えば、全数調査に近い赤外銀河サンプルが得られ、 環境効果などとの関連も解明できると期待される。これによって中間赤方偏移の宇宙の星形成史が精密科学に 昇華され、高赤方偏移宇宙の銀河進化研究へとシームレスに繋ぐことができるようになる。

参考文献

Aoyama, S., Hirashita, H., & Nagamine, K. 2020, MNRAS, 491, 3844

- Aoyama, S., Hou, K.-C., Hirashita, H., Nagamine, K., & Shimizu, I. 2018, MNRAS, 478, 4905
- Aoyama, S., Hou, K.-C., Shimizu, I., Hirashita, H., Todoroki, K., Choi, J.-H., & Nagamine, K. 2017, MNRAS, 466, 105

Arata, S., Yajima, H., Nagamine, K., Abe, M., & Khochfar, S. 2020, arXiv e-prints, arXiv:2001.01853 Armus, L., et al. 2007, ApJ, 656, 148

Asano, R. S., Takeuchi, T. T., Hirashita, H., & Inoue, A. K. 2013a, Earth, Planets, and Space, 65, 213

Asano, R. S., Takeuchi, T. T., Hirashita, H., & Nozawa, T. 2013b, MNRAS, 432, 637

—. 2014, MNRAS, 440, 134

Bañados, E., et al. 2016, ApJS, 227, 11

—. 2018, Nature, 553, 473

Baba, S., Nakagawa, T., Isobe, N., & Shirahata, M. 2018, ApJ, 852, 83

Bakx, T. J. L. C., et al. 2020, MNRAS, 493, 4294

Bergvall, N., Zackrisson, E., Andersson, B. G., Arnberg, D., Masegosa, J., & Östlin, G. 2006, A&A, 448,

513

- Bolatto, A. D., Wolfire, M., & Leroy, A. K. 2013, ARA&A, 51, 207
- Borthakur, S., Heckman, T. M., Leitherer, C., & Overzier, R. A. 2014, Science, 346, 216
- Bouwens, R. J., et al. 2016, ApJ, 833, 72
- Bower, R. G., Benson, A. J., Malbon, R., Helly, J. C., Frenk, C. S., Baugh, C. M., Cole, S., & Lacey, C. G. 2006, MNRAS, 370, 645
- Burgarella, D., et al. 2013, A&A, 554, A70
- Capak, P. L., et al. 2015, Nature, 522, 455
- Casey, C. M., et al. 2012, ApJ, 761, 140
- Chiang, Y.-K., Overzier, R. A., Gebhardt, K., & Henriques, B. 2017, ApJ, 844, L23
- Cicone, C., et al. 2014, A&A, 562, A21
- Combes, F., et al. 2012, A&A, 538, L4
- Cormier, D., et al. 2012, A&A, 548, A20
- —. 2019, A&A, 626, A23
- Cucciati, O., et al. 2012, A&A, 539, A31
- de Barros, S., et al. 2016, A&A, 585, A51
- De Looze, I., et al. 2014, A&A, 568, A62
- Di Matteo, T., Springel, V., & Hernquist, L. 2005, Nature, 433, 604
- Díaz-Santos, T., et al. 2017, ApJ, 846, 32
- Digby-North, J. A., et al. 2010, MNRAS, 407, 846
- Draine, B. T. 2003, ApJ, 598, 1026
- Draine, B. T., & Lee, H. M. 1984, ApJ, 285, 89
- Drouart, G., et al. 2014, A&A, 566, A53
- Egami, E., Rieke, G. H., Fadda, D., & Hines, D. C. 2006, ApJ, 652, L21
- Egami, E., et al. 2018, PASA, 35, 48
- Faisst, A. L., et al. 2017, ApJ, 847, 21
- Falkendal, T., et al. 2019, A&A, 621, A27
- Fan, X., et al. 2003, AJ, 125, 1649
- Ferrara, A., Vallini, L., Pallottini, A., Gallerani, S., Carniani, S., Kohandel, M., Decataldo, D., & Behrens, C. 2019, MNRAS, 489, 1
- Fischer, J., et al. 2010, A&A, 518, L41
- Fujimoto, S., et al. 2019, ApJ, 887, 107
- Geach, J. E., et al. 2009, ApJ, 700, 1
- Genzel, R., et al. 1998, ApJ, 498, 579
- Ginolfi, M., et al. 2020, A&A, 633, A90
- González-Alfonso, E., et al. 2014, A&A, 561, A27
- —. 2017, ApJ, 836, 11
- Gravity Collaboration et al. 2020, A&A, 634, A1
- Gruppioni, C., et al. 2013, MNRAS, 432, 23
- —. 2017, PASA, 34, e055
- —. 2020, arXiv e-prints, arXiv:2006.04974

- Harikane, Y., et al. 2019, arXiv e-prints, arXiv:1910.10927
- Hashimoto, T., et al. 2018, Nature, 557, 392
- —. 2019, PASJ, 71, 71
- Heckman, T. M., et al. 2011, ApJ, 730, 5
- Herrera-Camus, R., et al. 2018, ApJ, 861, 94
- —. 2020, A&A, 633, L4
- Higdon, S. J. U., Armus, L., Higdon, J. L., Soifer, B. T., & Spoon, H. W. W. 2006, ApJ, 648, 323
- Hirashita, H., & Ferrara, A. 2002, MNRAS, 337, 921
- Hopkins, P. F., Hernquist, L., Cox, T. J., Di Matteo, T., Martini, P., Robertson, B., & Springel, V. 2005, ApJ, 630, 705
- Hopkins, P. F., Hernquist, L., Cox, T. J., Di Matteo, T., Robertson, B., & Springel, V. 2006, ApJS, 163, 1
- Hou, K.-C., Aoyama, S., Hirashita, H., Nagamine, K., & Shimizu, I. 2019, MNRAS, 485, 1727
- Hughes, D. H., et al. 1998, Nature, 394, 241
- Imanishi, M., Dudley, C. C., Maiolino, R., Maloney, P. R., Nakagawa, T., & Risaliti, G. 2007, ApJS, 171, 72
- Imanishi, M., Nakagawa, T., Ohyama, Y., Shirahata, M., Wada, T., Onaka, T., & Oi, N. 2008, PASJ, 60, S489
- Imanishi, M., Nakagawa, T., Shirahata, M., Ohyama, Y., & Onaka, T. 2010, ApJ, 721, 1233
- Imanishi, M., Nakanishi, K., & Izumi, T. 2016, AJ, 152, 218
- Inoue, A. K. 2001, AJ, 122, 1788
- —. 2005, MNRAS, 359, 171
- Inoue, A. K., & Iwata, I. 2008, MNRAS, 387, 1681
- Inoue, A. K., et al. 2016, Science, 352, 1559
- Izotov, Y. I., Orlitová, I., Schaerer, D., Thuan, T. X., Verhamme, A., Guseva, N. G., & Worseck, G. 2016a, Nature, 529, 178
- Izotov, Y. I., Schaerer, D., Thuan, T. X., Worseck, G., Guseva, N. G., Orlitová, I., & Verhamme, A. 2016b, MNRAS, 461, 3683
- Izotov, Y. I., Schaerer, D., Worseck, G., Guseva, N. G., Thuan, T. X., Verhamme, A., Orlitová, I., & Fricke, K. J. 2018a, MNRAS, 474, 4514
- Izotov, Y. I., Worseck, G., Schaerer, D., Guseva, N. G., Thuan, T. X., Fricke, Verhamme, A., & Orlitová, I. 2018b, MNRAS, 478, 4851
- Izumi, T., et al. 2016, ApJ, 818, 42
- —. 2018, PASJ, 70, 36
- —. 2019, PASJ, 71, 111
- Jiang, B. W., Zhang, K., Li, A., & Lisse, C. M. 2013, ApJ, 765, 72
- Jiang, L., et al. 2009, AJ, 138, 305
- —. 2010, Nature, 464, 380
- Kaneda, H., et al. 2017, PASA, 34, e059
- Kennicutt, R. C., J. 1983, ApJ, 272, 54

Kennicutt, Robert C., J. 1998, ARA&A, 36, 189

- Kennicutt, Robert C., J., et al. 2009, ApJ, 703, 1672
- Kistler, M. D., Yüksel, H., Beacom, J. F., Hopkins, A. M., & Wyithe, J. S. B. 2009, ApJL, 705, L104
- Kormendy, J., & Ho, L. C. 2013, ARA&A, 51, 511
- Krishnan, C., et al. 2017, MNRAS, 470, 2170
- Kubo, M., et al. 2013, ApJ, 778, 170
- —. 2019, ApJ, 887, 214
- Laporte, N., et al. 2017, ApJ, 837, L21
- Larson, R. B., & Tinsley, B. M. 1974, ApJ, 192, 293
- -. 1978, ApJ, 219, 46
- Larson, R. B., Tinsley, B. M., & Caldwell, C. N. 1980, ApJ, 237, 692
- Le Fèvre, O., Béthermin, M., Faisst, A., Capak, P., Cassata, P., Silverman, J. D., Schaerer, D., & Yan, L. 2019, arXiv e-prints, arXiv:1910.09517
- Le Floc'h, E., et al. 2005, ApJ, 632, 169
- Lehmer, B. D., et al. 2009, ApJ, 691, 687
- —. 2013, ApJ, 765, 87
- Leipski, C., et al. 2014, ApJ, 785, 154
- Leitet, E., Bergvall, N., Hayes, M., Linné, S., & Zackrisson, E. 2013, A&A, 553, A106
- Leitet, E., Bergvall, N., Piskunov, N., & Andersson, B. G. 2011, A&A, 532, A107
- Leitherer, C., Hernandez, S., Lee, J. C., & Oey, M. S. 2016, ApJ, 823, 64
- Liang, L., et al. 2019, MNRAS, 489, 1397
- Lilly, S. J., Le Fevre, O., Hammer, F., & Crampton, D. 1996, ApJ, 460, L1
- Macuga, M., et al. 2019, ApJ, 874, 54
- Madau, P., & Dickinson, M. 2014, ARA&A, 52, 415
- Madau, P., Ferguson, H. C., Dickinson, M. E., Giavalisco, M., Steidel, C. C., & Fruchter, A. 1996, MNRAS, 283, 1388
- Magdis, G. E., et al. 2012, ApJ, 760, 6
- Marrone, D. P., et al. 2018, Nature, 553, 51
- Matsuda, Y., et al. 2005, ApJ, 634, L125
- Matsuoka, Y., et al. 2016, ApJ, 828, 26
- —. 2018, ApJ, 869, 150
- McKinnon, R., Torrey, P., & Vogelsberger, M. 2016, MNRAS, 457, 3775
- McKinnon, R., Torrey, P., Vogelsberger, M., Hayward, C. C., & Marinacci, F. 2017, MNRAS, 468, 1505
- Mortlock, D. J., et al. 2011, Nature, 474, 616
- Mullaney, J. R., Alexander, D. M., Goulding, A. D., & Hickox, R. C. 2011, MNRAS, 414, 1082
- Murphy, E. J., et al. 2011, ApJ, 737, 67
- Nagamine, K., Cen, R., Hernquist, L., Ostriker, J. P., & Springel, V. 2004, ApJ, 610, 45
- Nagasaki, S., Takeuchi, T. T., Nishida, K. Y., & Asano, R. S. 2020, to be submitted
- Nakajima, K., & Ouchi, M. 2014, MNRAS, 442, 900
- Nardini, E., Risaliti, G., Watabe, Y., Salvati, M., & Sani, E. 2010, MNRAS, 405, 2505
- Nishida, K. Y., Takeuchi, T. T., , & Asano, R. S. 2020, to be submitted

- Novikov, I. D., & Thorne, K. S. 1973, in Black Holes (Les Astres Occlus), 343-450
- Nozawa, T., Asano, R. S., Hirashita, H., & Takeuchi, T. T. 2015, MNRAS, 447, L16
- Nozawa, T., & Kozasa, T. 2013, ApJ, 776, 24
- Nozawa, T., Yoon, S.-C., Maeda, K., Kozasa, T., Nomoto, K., & Langer, N. 2014, ApJ, 787, L17
- Oteo, I., et al. 2018, ApJ, 856, 72
- Pavesi, R., Riechers, D. A., Faisst, A. L., Stacey, G. J., & Capak, P. L. 2019, ApJ, 882, 168
- Pavesi, R., et al. 2018, ApJ, 861, 43
- Pérez-González, P. G., et al. 2008, ApJ, 675, 234
- Petrillo, C. E., et al. 2017, MNRAS, 472, 1129
- Polletta, M., et al. 2007, ApJ, 663, 81
- Raiteri, C. M., Villata, M., & Navarro, J. F. 1996, A&A, 315, 105
- Rémy-Ruyer, A., et al. 2014, A&A, 563, A31
- Richard, J., Jones, T., Ellis, R., Stark, D. P., Livermore, R., & Swinbank, M. 2011, MNRAS, 413, 643
- Riechers, D. A., et al. 2013, Nature, 496, 329
- —. 2017, ApJ, 850, 1
- Rivera-Thorsen, T. E., et al. 2019, Science, 366, 738
- Robertson, B. E., Ellis, R. S., Furlanetto, S. R., & Dunlop, J. S. 2015, ApJ, 802, L19
- Rocha, W. R. M., Pilling, S., de Barros, A. L. F., Andrade, D. P. P., Rothard, H., & Boduch, P. 2017, MNRAS, 464, 754
- Rowan-Robinson, M., et al. 2016a, MNRAS, 461, 1100
- —. 2016b, MNRAS, 461, 1100
- Salpeter, E. E. 1955, ApJ, 121, 161
- Sarangi, A., Dwek, E., & Kazanas, D. 2019, ApJ, 885, 126
- Schmidt, M. 1959, ApJ, 129, 243
- Scott, K. S., et al. 2008, MNRAS, 385, 2225
- Shapley, A. E., Steidel, C. C., Strom, A. L., Bogosavljević, M., Reddy, N. A., Siana, B., Mostardi, R. E., & Rudie, G. C. 2016, ApJ, 826, L24
- Shirahata, M., Nakagawa, T., Usuda, T., Goto, M., Suto, H., & Geballe, T. R. 2013, PASJ, 65, 5
- Sadowski, A., & Narayan, R. 2016, MNRAS, 456, 3929
- Smit, R., et al. 2018, Nature, 553, 178
- Sonnenfeld, A., et al. 2018, PASJ, 70, S29
- Spilker, J. S., et al. 2018, Science, 361, 1016
- Spinoglio, L., & Malkan, M. A. 1992, ApJ, 399, 504
- Spinoglio, L., et al. 2017a, PASA, 34, e057
- —. 2017b, PASA, 34, e057
- Spoon, H. W. W., et al. 2004, ApJS, 154, 184
- —. 2013, ApJ, 775, 127
- Stark, D. P., et al. 2014, MNRAS, 445, 3200
- Strandet, M. L., et al. 2016, ApJ, 822, 80
- Sturm, E., et al. 2011, ApJ, 733, L16
- Tacconi, L. J., et al. 2013, ApJ, 768, 74

- Tadaki, K., et al. 2018, Nature, 560, 613
- Tadaki, K.-i., et al. 2019, PASJ, 71, 40
- Takeuchi, T. T., Buat, V., & Burgarella, D. 2005a, A&A, 440, L17
- Takeuchi, T. T., Buat, V., Heinis, S., Giovannoli, E., Yuan, F. T., Iglesias-Páramo, J., Murata, K. L., & Burgarella, D. 2010, A&A, 514, A4
- Takeuchi, T. T., Hirashita, H., Ishii, T. T., Hunt, L. K., & Ferrara, A. 2003, MNRAS, 343, 839
- Takeuchi, T. T., & Ishii, T. T. 2004, ApJ, 604, 40
- Takeuchi, T. T., Ishii, T. T., Nozawa, T., Kozasa, T., & Hirashita, H. 2005b, MNRAS, 362, 592
- Tamura, Y., et al. 2019, ApJ, 874, 27
- Teng, S. H., et al. 2015, ApJ, 814, 56
- Tinsley, B. M., & Danly, L. 1980, ApJ, 242, 435
- Toba, Y., et al. 2019, ApJS, 243, 15
- Togi, A., & Smith, J. D. T. 2016, ApJ, 830, 18
- Umehata, H., et al. 2015, ApJ, 815, L8
- —. 2018, PASJ, 70, 65
- —. 2019, Science, 366, 97
- Vanzella, E., et al. 2018, MNRAS, 476, L15
- Városi, F., & Dwek, E. 1999, ApJ, 523, 265
- Veilleux, S., Maiolino, R., Bolatto, A. D., & Aalto, S. 2020, A&A Rev., 28, 2
- Veilleux, S., et al. 2009, ApJS, 182, 628
- —. 2013, ApJ, 776, 27
- Venemans, B. P., et al. 2013, ApJ, 779, 24
- —. 2017, ApJ, 851, L8
- Verhamme, A., Orlitová, I., Schaerer, D., & Hayes, M. 2015, A&A, 578, A7
- Walter, F., et al. 2012, Nature, 486, 233
- Wang, R., et al. 2007, AJ, 134, 617
- Wang, T., et al. 2018, ApJ, 867, L29
- Willott, C. J., et al. 2009, AJ, 137, 3541
- Yamaguchi, Y., et al. 2019, ApJ, 878, 73
- Yamasawa, D., Habe, A., Kozasa, T., Nozawa, T., Hirashita, H., Umeda, H., & Nomoto, K. 2011, ApJ, 735, 44
- Yamashita, T., et al. 2018, ApJ, 866, 140
- Zackrisson, E., & Inoue, A. K. 2013, arXiv e-prints, arXiv:1310.2216
- Zackrisson, E., Inoue, A. K., & Jensen, H. 2013, ApJ, 777, 39
- Zavala, J. A., et al. 2018, Nature Astronomy, 2, 56
- Zubko, V. G., Mennella, V., Colangeli, L., & Bussoletti, E. 1996, MNRAS, 282, 1321

4 近傍銀河・銀河系

4.1 この分野の概要

4.1.1 班員構成、担当

| 氏名 | 所属 | 主な担当章節 |
|--------|--------------|---------|
| 江草 芙実 | 東京大学 | §4.2.1 |
| 馬場 淳一 | 国立天文台 | \$4.2.1 |
| 渡邉 祥正 | 芝浦工業大学 | §4.2.2 |
| 稲見 華恵 | 広島大学 | §4.2.3 |
| 金子 紘之 | 上越教育大学/国立天文台 | \$4.3.1 |
| 本原 顕太郎 | 国立天文台 | \$4.3.1 |
| 中西 康一郎 | 国立天文台 | §4.3.2 |
| 竹内 努 | 名古屋大学 | §4.4 |
| 左近 樹 | 東京大学 | §4.5 |
| 田村 陽一 | 名古屋大学 | §4.5 |

4.1.2 当該分野における SPICA サイエンスの方向性

星間物質の進化・輪廻を理解することは、銀河の進化ひいては宇宙の進化を理解する上で非常に重要であ る。近傍銀河は、現在の宇宙そのものを理解するために欠かせない天体であるのはもちろんだが、その近さゆ えに空間分解が可能であるため、銀河内部での物理過程を理解するためにも重要である。そして、局所的 (e.g. < kpc) な性質と銀河全体の大局的な性質を結び付けられるという点も近傍銀河研究の特徴である。

星形成の材料となる分子ガス・分子雲については、近年のミリ波望遠鏡 (特に ALMA) での観測によってそ の性質の理解が急速に進んだ。近傍銀河では渦巻腕や bar などの大局的構造が分子ガスに与える影響につい ての調査が行われ、分子雲の質量には違いがある (Koda et al. 2009) 一方で、ビリアル比の差は小さいこと (Colombo et al. 2014; Hirota et al. 2018; Sun et al. 2018) がわかってきている。分子雲スケール (≲ 100 pc) での星形成を理解する上では、分子ガスのうちの分子雲になっている割合 (Maeda et al. 2020) や、高密 度ガスの割合 (Jiménez-Donaire et al. 2019)、分子雲衝突の有無などが重要な指標として注目されている。ま た、銀河中心部では、爆発的星形成やアウトフローに関わる分子ガスの観測が様々な輝線を用いて精力的に行 われ、温度や密度などの測定精度が上がってきている (e.g. Salak et al. 2019) ほか、その励起の源についての 議論も始まっている (Mangum et al. 2019)。今後 10 年で、多輝線観測による星間化学的研究も進み、低温分 子ガス成分の理解はさらに深まると考えられる。

一方、銀河間空間、とくに銀河団や銀河群などの高密度環境では ALMA など電波観測で受かるような低温 の分子ガスは少ないと予想される。しかし実際には近傍銀河群などで 1000 K 程度の水素分子が存在してるこ とが観測で明らかになってきている (e.g. Appleton et al. 2017)。これらは銀河から放出されたガスが銀河間 相互作用に伴って圧縮されて光っているものと考えられているが、空間分解して観測された例は少ない。その ため、銀河間の高温プラズマなどとどのように共存しているか、また、上述の分子ガスアウトフローとの関連 性など、未解明の点は多い。SPICA による広視野・高感度スリット分光により、銀河間物質の理解を深める ことができると考えられる。

赤外線観測の分野では、AKARI, Spitzer, Herschel, WISE などの衛星によって、近赤外から遠赤外までの幅広い波長帯で近傍銀河を空間分解した観測が行われた。これらの撮像データを使った SED フィットに

よってダストの質量や温度の分布について、定性的には理解が進んできている (e.g. Mentuch Cooper et al. 2012; Galametz et al. 2012)。しかし、分光データの必要なガスの性質についてはまだ理解されていない点が 多く残っている。今後、SOFIA や JWST によって近傍銀河の赤外線観測は進むと期待されるが、SPICA は SOFIA より高感度で JWST より広視野という利点がある。

その一方で、銀河の形成と進化を理論的に理解するためのシミュレーションは、計算機の進歩に伴い計算 の質量・空間分解能が上がり、分子形成やダスト進化、これらの化学反応に伴う冷却・加熱過程といったよ り現実的な星間媒質の物理過程を考慮することが可能となりつつある (e.g. Baba et al. 2017; Aoyama et al. 2017; Richings & Schaye 2016; Fujimoto et al. 2019)。これにより、今後はシミュレーション結果から分子 輝線や微細構造輝線強度などの観測量を直接的に評価できるようになると期待される。しかしながら、星間媒 質の進化を支配する過程の一つのフィードバックのモデルは不定性が大きく、観測データとの比較により検証 する必要があるという課題は残る。

上記のように、星形成前や直後のガスの理解は進んできたが、星形成後のガスについてはまだ不明な点が多い。例えば近傍銀河 M83 での研究では、40 pc の空間分解能でも、星形成後のフィードバックによる低温分子ガスへの影響は確認できなかった (Egusa et al. 2018)。星間ガスに対するフィードバックの効果を知るためには、より低密度かつ高温度のガス成分を調べる必要があると考えられる。一方で、活動性が高く対象となる天体の少ない現象(爆発的星形成の条件や、アウトフローの生成・維持機構など)については不明な点も多い。さらに、低金属量銀河は初期銀河との類似性からも注目されているが、一般的に暗い天体が多いため、観測が難しいという状況であった。

また上で述べたダスト SED をより詳細に検証するためには、これまでのような現象論的な SED ではな く相応の物理過程を考慮した輻射輸送モデルが要求されるようになった。近年進捗のあったダスト進化理論 (Asano et al. 2013a,b; Nozawa et al. 2015)を基礎に、星間物質の非一様性を扱うことのできる輻射輸送モ デルが開発されている (銀河・ブラックホール進化班の項参照)。このような理論の精密化のためにも、赤外線 波長帯での詳細観測が期待されている。

そこで近傍銀河・銀河系班では、SPICA で得られる空間的にも波長的にも高分解能かつ高感度なデータを もとに、各天体でのガスやダストの物理状態を詳細に理解したいと考えている。対象天体は、近傍宇宙では大 多数を占める渦巻銀河、数は少ないが星形成の活発な高光度赤外線銀河 (LIRG)、特に活動的な銀河の中心部 や付随するアウトフロー、銀河群や銀河団内の暖かいガス、低金属量銀河など、多岐にわたる。さらに、対象 天体を選別せず、機械学習を使って近傍銀河を統計的に理解するという新たな試みも含まれている。

これら近傍銀河の研究は、edge-on でしか見えない銀河系内の天体(星形成・星間媒質班)と空間分解の難 しい遠方の天体(銀河ブラックホール進化班)との間を繋ぐという観点でも非常に重要である。

近傍銀河・銀河系班における検討項目の概念図と、それぞれの相互関係を図 4.1 に示す。

4.1.3 主要研究題目

近傍銀河・銀河系班における検討項目の一覧を表 4.1 に示す。



図 4.1 近傍銀河・銀河系班の検討項目とその相互関係。紺 = $\S4.2$ 、緑 = $\S4.4$ 、赤 = $\S4.3$ 、水色 = $\S4.5$ にそれぞれ対応。黄色のハイライトは他の班での検討項目を示し、黒の矢印で関連性の深い項目とのつな がりを表している。

| | 拍 泄 | 江 草 馬場 | 漢 | 七 | | | 金子 | 本原 | 中西 | 竹内 | 左近 | 田村 | | | | | | | |
|---------------------------|-------------------|---|---|--|-------------------------|--|---------------------|---|-------------------------------------|-----------|------------------------------|-----------------------|-------------------|---------------------|-------------------|----------------------|----------------------|-------------------------|-------|
| 表 4.1 「近傍銀河・銀河系」班での検討項目一覧 | 観測時間 | 10' × 10' を 12 時間 (SMI/MR) or 100 時間 (SAFARI) | 1' × 1' を 20 分 (SMI/MR) or 25 時間 (SAFARI) | 約 30 時間 (約 1 時間/天 体 × 30 天体程度, オン ソース) | 1'×1のサーベイにつ | き MR: ~ 30mins, SA- FAR: ターゲット舗線 | が第で数時間から数 10 | 時間 | 10'×12'を9時間 | (SMI/LR) | 20′ × 20′ を 1 時間 (オン ソース) | N/A | (1) 超新星 10 個:各 4h | (SMI) + 4h (SAFARI) | & WR, LBV 20 個: 各 | 4h (SMI) + $4h$ (SA- | FARI); (2) BCD 20 個: | 4 4h (SMI) + 4 h (SA- | FARI) |
| | 目標感度 | $\sim 1e-9$ [W/m ² /sr] | | $\sim 20 \mathrm{~mJy}$ | \sim 10 ⁻⁹ | $\mathrm{Wm^{-2}sr^{-1}}$ | | | 1e-19 | $[W/m^2]$ | 0.03 MJy/sr | N/A | 1e-19 | $[W/m^2]$ | $(18-36\mu m),$ | 5e-19 | $[W/m^2]$ | $(36-60\mu m)$ | |
| | 撮像波長 帯域 | NA | | $60-180$ μm | N/A | | | | 18 - 36 | μ m | $100 \ \mu \mathrm{m}$ | N/A | 18^{-} | $200 \mu { m m}$ | | | | | |
| | 波長分解能 | ≈ 1000 | | $\gtrsim 2000$ | \gtrsim 100 | (PAH), > 1000 (翁 | ○ 1000 (M) 細構造線) | | ~ 100 | | N/A | N/A | >600 (ダス | トフィーチ | ヤー部分は | $R~\sim~50$ | 程度に de- | $\operatorname{grade})$ | |
| | 分光対象輝線 or 波長帯域 | 18–230 μm | $18{-}50\ \mu\mathrm{m}$ | ОН ⁺ , H ₂ O ⁺ , H ₃ O ⁺ | PAH, | [NeIII]16 μ m, [NeII]13 μ m | $[OI]63\mu m,$ | $[\text{OIII}]88\mu\text{m},$ $[\text{CIII}]158\mu\text{m}$ | $H_2(0-0) \equiv \#_{\vec{\Delta}}$ | 遷移 | N/A | (可能な全ての 輝線) | $18-60\mu m$ | | | | | | |
| | 空間分解能 | $\begin{array}{l} 1)\sim 1 \ \mathrm{kpc} \\ (23^{\prime\prime}) \end{array}$ | $2) \sim 200 m \ pc$ $(5'')$ | $\sim 100 \ { m pc}$ | $\lesssim 1{ m kpc}$ | | | | $\lesssim 1~{ m kpc}$ | | $150~{ m pc}\sim$ | $\sim 100 \text{ pc}$ | 2-4'' | | | | | | |
| | 対象天体 | 近傍 $(D \lesssim 10$ Mpc) 渦巻銀河 | | 近傍銀河の中心核 | 高光度赤外線 | | | | 銀河群、銀河団 | | 近傍活動銀河 | 近傍赤外銀河 | (1) 系内、LMC、超 | 近傍銀河内の超新 | 星、WR、LBV; (2) | 近傍 Blue Com- | pact Dwarf 銀河 | | |
| | 7-7 | 星形成フィードバック | | 宇宙線による分子雲の電 離 | 星形成主系列銀河の進化 | 過程に直結する星間ガス ンダストの物理化学状能 | | | 銀河面外の温かい分子ガ | К | 活動銀河の偏光観測 | 赤外線銀河進化 | 低金属量銀河 | | | | | | |
| | | 4.2.1 | | 4.2.2 | 4.2.3 | | | | 4.3.1 | | 4.3.2 | 4.4 | 4.5 | | | | | | |

4.1 この分野の概要

4 近傍銀河・銀河系

4.2 近傍銀河円盤内における星間ガスの状態

4.2.1 星形成フィードバックが銀河円盤内の星間ガスに与える影響

概要: 典型的な星形成効率(分子雲の自由落下時間あたりに星になるガスの割合)は、観測から数%程度と 見積もられている。この低い星形成効率を説明する1つの案として、星形成によるフィードバック(星形成後 の HII 領域や超新星爆発によって周囲のガスでの星形成活動が変化すること)が有力視されている。近傍銀河 の円盤内で実際に星形成フィードバックの影響を受けていそうなガス(HII 領域や若い星団、超新星残骸の周 辺にあるガス)とそれ以外のガスの物理状態を比較することで、星形成フィードバックを定量的に理解する。

背景と目的:星間物質 (ISM) から星が生まれ、その星からの星風や輻射、その後の超新星爆発などから周囲の ISM が受ける影響は、星形成フィードバックと呼ばれ、次世代の星形成 (=星形成史) を制御する重要な 過程であると考えられている。

銀河形成シミュレーションでは計算機資源などの制約により、個々の星の形成進化過程を追うことができな い。そのため星形成過程とそれに続く星形成フィードバック過程をサブグリッドモデルとして考慮する。その 際に星形成効率に関連するパラメーターと、星形成フィードバックに関連するパラメーターを仮定する必要が ある。前者は近年の観測でおおよその値がわかっており (Krumholz & Tan 2007; Krumholz et al. 2012)、そ の値によって ISM の統計的な熱的性質や星形成則 (Schmit-Kennicutt 則) は大きく変化しないことも数値シ ミュレーションから示唆されている (Saitoh et al. 2008; Hopkins et al. 2011)。一方、後者は星の質量や進化 段階に応じて、星風による力学的フィードバック、紫外線による光電離と加熱 (HII 領域や PDR) による熱的 フィードバック、星間ダストへの輻射圧による力学的フィードバック、超新星爆発による力学的・熱的フィー ドバックなど様々なフィードバック過程が存在し、これらの強さや、そのエネルギーの配分などの選択にはま だ恣意的な部分も多い。1990年代の銀河形成シミュレーションの黎明期には II 型超新星爆発 (SNII) による フィードバックのみを想定していたが (e.g. Katz 1992; Navarro & White 1993; Steinmetz & Mueller 1994; Abadi et al. 2003)、恒星進化のタイムラグにより SNII フィードバックは分子雲中で星団が形成されてから 3-4 Myr 後から効き始める。しかしこの間、分子雲は自由落下収縮 (典型的な自由落下時間は数 Myr 程度) を 続けるため、SNII フィードバックでは星形成を抑制できないという問題があった。その後、2010 年代頃より 銀河形成シミュレーションに、大質量星からの紫外線による光電離加熱や加熱されたダストからの遠赤外線再 放射からの輻射圧フィードバックなどを取り入れられ始めた (Agertz et al. 2013; Stinson et al. 2013)。これ らのフィードバックは大質量星形成直後から働くため、分子雲中の星形成を抑制できることが高分解能の銀河 シミュレーションから示唆されている (Hopkins et al. 2012; Baba et al. 2017)。しかしながら、銀河全体で の大局的な星形成率や ISM の性質が観測と合っていても、分子雲と星形成領域の位置関係などの局所的な観 測結果に関しては再現できていないとの指摘もある (Fujimoto et al. 2019)。

一方、これまでの ISM の観測は、HI 21cm 輝線による原子ガスと CO などの分子輝線による低温分子ガス の探査が主であった。そのため、数 100 K 程度の"warm gas"や電離ガスの分布、運動などはまだ観測的に 制限されていない。これらのガスは、質量としては原子ガスや低温分子ガスより少ないが、星形成フィード バックを受けたガスという観点で非常に重要であると考えられる。電離ガス成分については、近年可視光帯域 での面分光観測が進んでおり、Hα/Hβ 比を用いて吸収を補正した星形成率の測定 (e.g. Medling et al. 2018) や、空間分解した BPT diagram によるガスの加熱源の診断 (e.g. Venturi et al. 2018) などが行われている。

しかし中間・遠赤外線波長帯では、近傍銀河の面分光データは限られており、銀河円盤全体を観測した例も 希であった。ここでは、もっとも多くの観測がされていると思われる、近傍の渦巻銀河 M51 (*D* ~ 7.6 Mpc; Sabbi et al. 2018)の結果を紹介する。Dale et al. (2009)は Spizter/IRS で取得した 10–37 μm のスペクト

| | SMI/MR | $\mathbf{SAFARI}/\mathbf{SW}$ | SAFARI/MW | SAFARI/LW | SAFARI/LLW |
|--------------------------------------|----------------------------|-------------------------------|-------------|-------------|-------------|
| 波長帯域 [μm] | 18 - 36 | 34 - 56 | 54-89 | 87-143 | 140-230 |
| R^{\dagger} | 1400 - 1100 | 11000-6000 | 6000 - 4000 | 4000 - 3000 | 3000 - 1500 |
| 帯域中心 PSF [arcsec] | 2.7 | 4.5 | 7.2 | 12 | 19 |
| 感度 \ddagger [W/m ² /sr] | 4e-10 | 5e-9 | 1e-9 | 3e-10 | 8e-11 |
| †: SMI/MR では、diffus | e source に対 | する分解能を採用 | (SAFARI の場) | 合は、天体の構造 | によって大きく変 |

表 4.2 SMI/MR と SAFARI/HR での diffuse mapping 感度(Fact Sheet より抜粋、再計算)

化しない)

‡: 1′ × 1′ の視野を 1 時間観測した場合の、diffuse source に対する 5σ 輝線感度(空間分解能は帯域中心 PSF サイズを想定)

ル ($R \sim 600$)を公開しているが、M51 でデータがあるのは中心と円盤部の 11 箇所のみである。円盤部の 地点も全て渦巻腕上にあり、星形成活動の弱い腕間領域のデータは無い。また、これらの輝線強度の比較か ら物理量の導出を行った論文は無い。Parkin et al. (2013)は Herschel の PACS と SPIRE で取得した中心 2′ + α の領域のスペクトルから、輝線比を中心と腕、腕間領域で比較した。[C II]158 と [O I]63 の 2 つの輝 線を見る限りでは、中心とそれ以外で差は見られるが、腕と腕間領域に差は見られなかった。視野をより外側 まで広げれば、もしくはより多くの輝線を比較すれば、差が見られる可能性がある。Pineda et al. (2018)は SOFIA/FIFI を用いて銀河全面での [C II] 画像を取得した。[C II] は SFR や TIR と良い相関を示し、腕と 腕間領域でその相関関係に大きな違いは見られなかった。以上のことから、銀河円盤内における電離ガスの物 理状態とその場所による依存性は未だ解明されていないと言える。SOFIA での観測例は今後増えていく可能 性があるが、この観点で SPICA が果たすべき役割は大きい。

SPICA は、Herschel や SOFIA と比較すると、望遠鏡の口径は同程度だが感度は 100 倍以上向上する予定 である。(Spitzer と比較すると、口径は 4 倍程度で感度は 10 倍程度。)従って、空間分解能の向上は短波長側 (Spitzer の波長帯)に限定されるが、感度の向上により弱い輝線を広い範囲で検出できれば、物理量の推定が より正確になると考えられる。その一例として、図 4.2 に PyNeb (Luridiana et al. 2015)を用いて計算した、 SMI/MR と SAFARI の波長帯にある禁制線の emissivity の比を示す。このように数多くの輝線比を組み合 わせることにより、温度や密度が大きく異なる幅広い環境でもその物理量を正しく導出できると期待できる。

<u>方法と実現可能性</u>:近傍の face-on に近い渦巻銀河に対して SMI/MR (18–36 μ m) と SAFARI/high-R (34–230 μ m) で面分光観測を行い、複数の禁制線の強度比から、ISM の温度や密度などの空間分布を得る (c.f. §4.2.3) ことを目的とする。ただし、波長範囲が広く、それに伴って空間分解能も大きく変わる (表 4.2)。 そのため、1) 全ての波長のデータを用いた低分解能での研究と、2) 短い波長のみのデータを用いた高分解能 での研究の 2 通りについて検討する。

1) 全ての波長のデータを用いる場合、空間分解能は最も波長の長いデータに合わせる必要があり、230 μm で約 23" となる。これは M51 の距離では約 800 pc に相当し、幅が約 500 ~ 1000 pc の腕と、腕間領域を分 離するのが難しい可能性もある(図 4.3 左)。そこで、ここでは銀河中心からの距離による違いに着目し、議 論を進める。銀河の中心と外側では、星形成率や金属量、分子/原子ガス比など、様々な物理量が異なってい る。SPICA で得られる、warm gas の性質とこれらの物理量との相関から、星形成フィードバックが星間物 質に与える影響を大局的に(~ 1 kpc のスケールで)調査する。

表 4.2 の感度は、帯域中心 PSF に代表されるそれぞれの波長での解像度での感度なので、PSF を 23" に揃えることにより、短波長側での感度は向上する。この PSF smoothing の効果が PSF のサイズに比例



図 4.2 PyNeb を用いて計算した、SMI/MR と SAFARI の波長帯にある禁制線の emissivity の比を電 子密度(横軸)と電子温度(縦軸)の関数として表示。行は分子が同じで列は分母が同じ輝線。分子の輝線 の方が必ず波長が長くなるように表示してある。(画像データは、http://www.ioa.s.u-tokyo.ac.jp/ ~fegusa/data/spica/spica_pyneb_log.png より取得できる。)

する (sensitivity_{smoothed} = sensitivity_{original} * PSF_{original}/PSF_{smoothed}) ことを考えると、23" 分解能での SMI/MR, SAFARI/SW, MW, LW, LLW の感度はそれぞれ、5e-11, 1e-9, 4e-10, 1e-10, 6e-11 [W/m²/sr] となる。

先行研究によると、M51 で観測された輝線の面輝度は、1e-8 から 1e-9 [W/m²/sr] のオーダー (Dale et al. 2009; Parkin et al. 2013) である。従って、目標感度を 1e-9 [W/m²/sr] とすると、SAFARI では表 4.2 の通 り 1' × 1' の視野を 1 時間観測すれば良い。一方、SMI/MR では 1 時間積分の感度より 20 倍悪くてもよい計 算になるが、短時間積分では感度が $t^{-0.5}$ に比例しない場合がある。そこで、SMI_TimeEstimator (v3.2) を 使ったところ、1' × 1' の視野あたり 7.5 分の積分時間が必要と推定された。

Herschel で近傍銀河のサーベイをした KINGFISH (Kennicutt et al. 2011) のサンプルには、 $D \lesssim 10$ Mpc の渦巻銀河が約 20 天体ある。これらのほとんどが 10' 以下の大きさなので、20 天体を 10' × 10' の視野で観



図 4.3 M51 の H α 画像を、23"(左)と 5"(右)に smoothing したもの。黒線の四角は 10'×10'の視野を表す。

測する場合、SMI/MR では 250 時間、SAFARI では 2000 時間が必要となる。この観測時間を短縮するため には、観測視野の大きさを銀河によって適切に調整する、または、方位角方向にデータを平均して動径依存性 だけを議論することとして要求感度を下げる、などの工夫が必要となる。

2)短い波長のみのデータを用いる場合、必要となる空間分解能に合わせて使える波長範囲が決まる。例え ば、5″分解能(M51の距離で約 200 pc;図 4.3 右)を目指すとすると、使える波長帯はおよそ 50 µm 以下と なる。図 4.2 の上から 8 行目が、[O III]52 とそれより短波長の輝線との比でなので、1 行目~8 行目までの計 36 の輝線比が利用できることがわかる。そこで、ここでは星形成の活発な腕と腕間領域との比較に重点を置 く。星形成活動によって周囲の星間物質にどのような影響があるかを、より直接的に調べることができる。一 方、先行研究でよく用いられてきた [O I]、[N II]、[C II] などの輝線は使えないことに注意が必要である。

5'' 分解能で 1) と同様の 1e-9 [W/m²/sr] 程度の感度を達成するためには、SMI/MR で 1' × 1' の視野を 20 分程度 (10' × 10' の視野なら 33 時間)、SAFARI/SW では 1' × 1' の視野を 25 時間程度 (10' × 10' の視野 なら 2500 時間) 観測する必要がある。従って、1) よりも銀河の数や観測する視野を縮小する、もしくは要求 感度を下げる必要がある。この場合の観測対象としては、上述の M51 のほか、M83 ($D \sim 4.5$ Mpc; Thim et al. 2003) など、他波長のアーカイブデータが豊富に存在する近傍の有名渦巻銀河が最適だと考えられる。 要求感度を下げる場合には、円盤部領域では輝線の弱い [O IV]26 や [Fe II]26 など (Dale et al. 2009) が検出 されないと想定される。

期待される成果:今まで十分に観測的性質(量や運動状態)が明らかになっていなかった暖かいガス成分を 調べることで、銀河の中の様々な温度・密度などの物理状態の ISM の状態に関する総合的な知見を得られる と期待できる。特に、CO や HI から得られる低温分子ガスや原子ガスとの比較が重要だと考えており、23″ 分解能の観測からは、1 kpc スケールでの ISM の層変化(方位角方向:腕の上流側 → 腕での星形成 → 腕の 下流側、半径方向:密度が高く分子ガスが優勢な中心 → 密度が低く原子ガスが優勢な外側)を調査できる。 また、5″ 分解能の観測では数 100 pc の構造を分解できるため、腕内部での変化や個々の巨大星形成領域とそ の周囲での ISM の状態を捉えることができる。このような高分解能観測から得られる情報は、数値計算との 比較、特に星形成フィードバックモデルへの制限を与える上で、非常に重要であると考えられる。

他のプロジェクトとの関係: 本研究では主に銀河円盤内の星形成によるフィードバックを対象にしている

が、銀河中心部での AGN フィードバック(銀河進化 BH 班)との比較によって、フィードバック機構による 星間ガスの性質の違いを議論できる。また、本研究よりも高い空間分解能で観測できる銀河系内やマゼラン雲 中の HII 領域や SNR(星形成 ISM 班)との比較からは、異なる空間スケールでのフィードバックの影響を調 査できる。

技術的な観点では、本研究 1) は SMI/MR と SAFARI の全波長域でのマッピング観測なので、禁制線以外 の観測(例えば、HD (56 μ m と 112 μ m) による CO-dark gas の探査 (van der Tak et al. 2018) など) も同 時にできる。

4.2.2 宇宙線による分子ガスの電離度

概要:分子雲内部は完全に中性状態ではなく宇宙線により微小に電離している。その結果、イオン分子反応 によって様々な星間分子が形成されるのみならず、電離したガスと磁場の相互作用により星形成に影響を及ぼ すことが知られている。そのため、この分子雲における電離度は、これらを理解するうえで重要なパラメータ である。この電離度を測定する方法としては、OH⁺、H₂O⁺、H₃O⁺ などの酸素を含むイオン分子の組成を 利用した方法がある。そこで、SPICA の SAFARI による OH⁺、H₂O⁺、H₃O⁺ の分光観測から、近傍銀河 における分子雲の電離度を調べることを検討している。SAFARI の観測波長帯にはこれらのイオン分子の回 転遷移が数多くあり、多輝線観測による励起解析から正確に分子の存在量を推定することができる。観測ター ゲットは主にスターバースト銀河や活動銀河核として、SPICA の観測感度とこれまでの観測例を比較した結 果、近傍銀河でのサーベイ観測が可能である。

背景と目的:分子雲は紫外光が透過しない内部であっても宇宙線により弱く電離している。その結果、分子 ガスは周囲の磁場と相互作用するため、磁場が星形成過程に多大な影響をあたえることが知られている。ま た、宇宙線強度の高い領域では、宇宙線により分子雲が加熱された結果、形成される恒星の初期質量関数が通 常の分子雲と異なることが示唆されている (e.g.: Klessen et al. 2007; Hocuk & Spaans 2010)。そのため、宇 宙線による分子ガスの電離度を理解することは、星形成研究においてとても重要である。さらに、気相中の分 子生成反応はイオン中性反応が主な反応であり、星間化学の観点からも分子雲の電離度の理解は必要である。

宇宙線による分子雲の電離度の測定方法として、OH⁺、H₂O⁺、H₃O⁺のイオン分子を用いた方法がある。 酸素原子の電離エネルギーは 13.618 eV で水素の電離エネルギーよりもわずかに高いため、分子雲内部では通 常電離されることはない。そのため、OH⁺、H₂O⁺、H₃O⁺のイオン分子は、主に宇宙線によって電離した水 素や水素分子と中性の酸素原子との反応で形成される。

まず、水素原子は宇宙線 (cr) と H + cr → H⁺ + e の反応により電離される。その後、水素イオンは酸素原 子と反応し、H⁺ + O → O⁺ + H により酸素イオンが形成され、水素分子との反応 (H₂ + O⁺ → OH⁺ + H、 H₂ + HO⁺ → H₂O⁺ + H、H₂ + H₂O⁺ → H₃O⁺ + H) により OH⁺、H₂O⁺、H₃O⁺ を生成する。同 様に水素分子も宇宙線と H + cr → H⁺ + e の反応によって電離される。その後、水素分子との反応 H₂⁺ + H₂ → H₃⁺ + H により、H₃⁺ 分子を生成する。H₃⁺ は酸素原子と反応し (H₃⁺ + O → OH⁺ + H₂、 H₃⁺ + O → H₂O⁺ + H)、OH⁺ と H₂O⁺ を生成する。それぞれのイオン分子の存在量比は宇宙線の電離率に よって変化するため、化学モデルを介することで宇宙線による電離度を推定することができる (e.g. Bruderer et al. 2009)。

<u>方法と実現可能性</u>: SAFARI を用いた分光観測により、60-180 μm 帯の OH⁺、H₂O⁺、H₃O⁺の回転遷移 を捉える。この波長帯の回転遷移は高いエネルギー準位での遷移のため輝線での検出は難しいが、連続光を背 景にした吸収線の観測は可能である。実際、Herschel では Arp220 と NGC 4418 の中心核で連続波源を背景 にして、これらのイオン分子が吸収線として検出されている (図 4.4: González-Alfonso et al. 2012)。この観 測結果とモデルを使い見積もられた電離度は $\eta \sim 10^{-13}$ s⁻¹ であり、太陽近傍の値 ($\eta \sim 10^{-17}$ s⁻¹) と比較し



図 4.4 Herschel で観測された NGC 4418(緑線) と Arp220(赤線) の OH⁺、 H_2O^+ 、 H_3O^+ の吸収線 (González-Alfonso et al. 2012)。縦軸は連続波で規格化した値である。

て 3-4 桁高い値である (González-Alfonso et al. 2013)。

そこで、近傍 500 Mpc 程度の AGN や Starburst を持つ銀河の中心核領域における分子ガスの電離度を調べるために、Herschel による観測と同様に中心核の連続光を背景にした OH⁺、H₂O⁺、H₃O⁺ の吸収線の観測について検討する。SAFARI MW、LW、LLW band の HR モードでの点源に対する 1 時間の分光観測の感度は 17-19 mJ (5 σ) である。観測対象として Arp220 を考えた場合、Herschel の観測により、OH⁺($2_2 - 1_1$: 152.369 μ m)、H₂O⁺($2_{123/2} - 1_{011/2}$: 182.915 μ m)、H₃O⁺($7_7^- - 7_7^+$: 172.396 μ m) の吸収線がそれぞれ ~ 12 Jy、~ 7 Jy、~ 3 Jy で十分な S/N 比で検出可能である。ただし、SAFARI の LLW の saturation limit は 87 Jy であるため、背景光の連続波強度が高い Arp220(~ 80 Jy at 150 μ m) を観測するは注意が必要で ある。

同様に NGC 4418 を例とした場合、OH⁺($2_2 - 1_1$: 152.369 μ m) はが ~ 2 Jy 検出されている。典型的に Arp220 の 1/10 程度で flux で吸収線が検出されているので、Herschel では検出されていない H₃O⁺($7_7^- - 7_7^+$: 172.396 μ m) と H₂O⁺($2_{123/2} - 1_{011/2}$: 182.915 μ m) の吸収線の flux は、~ 0.7 - 0.2 Jy 程度である。これ を SAFARI を使い 10 σ で検出するのに必要な感度は 20 mJy であり、観測時間は約 1 時間となる。この感度 で近傍の感度で近傍の 30 程度の中心核を観測した場合、観測は中心核領域の 1 点のみの分光観測のため合計 で 30 時間程度の観測時間が必要である。

また、この観測では銀河中心核領域の連続波を背景光源とした観測であるので、望遠鏡の空間分解能は観測 に関係しない。そのため SPICA/SAFARI の空間分解 (最も分解能の低い LLW で 19″) が銀河中心核と比べ 大きいことは、観測や解析結果にほとんど影響しない。

一方で、SAFARIの波長分解能は 2000 程度であり、比較的線幅の広い中心核 (数 100 km/s) の吸収線は検 出可能である。一方で、銀河円盤における分子ガスの電離度の観測は重要なサイエンスターゲットであるが、 SAFARIの波長分解能が不十分であり検出することは難しいと考えられる。

<u>期待される成果</u>: cosmic-ray dominant region (CDR) を持つスターバースト銀河や ULIRG と、AGN な どの他の活動性を持つ銀河の中心核領域の分子ガスの電離度の違いの有無を明らかにできる。一方で、AGN がある場合 X 線による電離と宇宙線による電離が切り分けられないことが予想される。しかし、電離源が宇 宙線の場合は電離源が X 線であった場合と比較して、OH⁺/OH 比と H_2O^+/H_2O 比が高いことが予測されて おり (Meijerink et al. 2011)、電離源を特定することもできる可能がある。そのため、OH⁺、 H_2O^+ 、 H_3O^+ の観測により、新たな中心核活動性の診断方法を確立できる可能性もある。

さらに、ALMA などの観測から明らかにした様々な分子の組成と SPICA の観測で得られた電離度の情報を総合し、化学反応ネットワークを用いた数値モデル (e.g.: Papadopoulos et al. 2011; Hollenbach et al. 2012) を介して銀河中心核における星間化学の理解を深めることにつながる。

また、最近では ALMA を用いて z ~ 3.63 の銀河で本観測てターゲットとしている H₂O と H₂O⁺ の輝線 が検出されている (Yang et al. 2019)。そのため、近傍銀河で分子プローブを利用した分子ガスの電離度を推 定する手法を確立することで、高赤方偏移の銀河における分子ガスの電離度を推定することにもつながる。そ のため、本観測の結果が初期宇宙における星形成研究の新たな研究手法となる可能性がある。

4.2.3 宇宙の大半の星形成を担う銀河種族である高光度赤外線銀河の物理化学状態の解明

概要:宇宙での星形成の大半を占める星形成主系列銀河がどのようにして星の原材料であるガスを獲得し、 どのようなプロセスを経て星を誕生させ、生まれた星々の周辺にどのような影響を与え、進化してくのか、未 知である。宇宙最盛期の星形成銀河と類似した近傍宇宙にある星形成銀河を詳細に空間分解した分光観測によ り、ダストやガスといった銀河の星間物質の電離度や温度を直接的に捉え、これらの銀河進化過程を解明でき ることが期待される。

<u>背景と目的</u>:宇宙最盛期にあたる赤方偏移 z = 2 - 3の星形成率密度の大半を占めるのは、ダストに覆われ た赤外線銀河である (Madau & Dickinson 2014)。また、これらの銀河は星形成率と星質量の間に良い相関関 係を持つことが知られ、星形成主系列銀河と呼ばれており (e.g., Noeske et al. 2007; Whitaker et al. 2012; Schreiber et al. 2016)、少なくとも z = 6まではこの関係が存在することが確認されている (Salmon et al. 2015)。ALMA などの登場により、遠方宇宙の赤外線銀河の姿は少しずつ明らかになりつつあるが、空間分解 して詳細にその物理化学状態を調べることはできていない。近傍宇宙にある赤外線光度 L_{IR} が $10^{11-12} L_{\odot}$ の 銀河、高光度赤外線銀河 (Luminous Infrared Galaxies, LIRGs) は、これらの銀河に類似している天体だと考 えられている。SPICA を用いることで、近傍宇宙の LIRGs の銀河核中心のみならず、それを取り巻く銀河全 体におけるガス等の状態を空間分解して観測することができる。

上述の主系列銀河が存在することから、どの時代でも大多数の銀河の星形成進化は比較的安定した状態で あって、急激な変化がほとんど見られないことが分かる。だが、これらの銀河の星形成率は年間 100*M*_☉ を超 える大きなものであり、どのようにしてこれだけの大きな星形成率を維持しているのかはまだ分かっていな い。遠方銀河に関しては、銀河間ガスが流入し clumpy な星形成領域を作ることが主な要因として考えられて いるが (e.g., Dekel et al. 2009)、SPICA を用いて空間分解したガスの運動を調査することで、観測的にこの 仮説の検証ができるだろう。また、約 2% の星形成銀河は単位星質量あたりの星形成率に超過が見られ、主系 列銀河の相関関係の上方に存在することも知られている (Rodighiero et al. 2011)。これらのスターバースト 銀河は、乱れた銀河形態をもつ天体の割合が比較的多い (50-70%) ことから、銀河相互作用や銀河合体により 星形成率が大きくなっているのではないかと予想されているが (Kartaltepe et al. 2012)、この仮説だけでは、 残り 30-50% の安定した銀河形態をもつスターバースト銀河を説明することができない。また、現在のシミュ レーションでは、例え主系列銀河どうしを衝突させても、実在するスターバースト銀河の星形成に到達する前 に星の原材料であるガスが枯渇するという報告もある Wang et al. (2019)。SPICA の赤外線帯で空間分解し た観測能力によって、宇宙のほとんどの星形成を担う銀河種族を詳細に調査することで宇宙における星形成の 要因とその進化を探る。こういった銀河の進化過程を明らかにするためには、ガスやダストを空間分解した 観測が有効であり、近傍銀河でのターゲットが必須となる。特に近傍 LIRGs は遠方宇宙の主系列銀河ともス
ターバースト銀河とも同程度の星形成率と星質量を持っている近似系であるゆえ、上記の大規模な星形成の起 源とメカニズムを明らかにするために適したターゲットとなる。

赤外線領域の微細構造線等を用いて近傍 LIRGs のガスの物理状態を Spitzer や Herschel で調査した先行研 究があるが (e.g., Inami et al. 2013; Sturm et al. 2010)、空間分解された情報は限られた天体でしか得られ ていない上に数 kpc 程度でしか分解されていない (図 4.5 参照; e.g., Pereira-Santaella et al. 2010)。例えば、 星形成が支配的な銀河の中心核付近では [NeIII]/[NeII] 比が小さく、銀河中心から離れるほど大きくなる傾向 が観測されている (e.g., Beirão et al. 2008, ; ただし、AGN では逆の傾向)。これらの輝線比はガス電離度の みならず、ガスの金属量、ガスを励起する星年齢、ガス密度の制限とも関連しているので、SPICA が得意と する多数輝線の同時観測によって初めて銀河ガスの状態を解明することが期待される。他にも、Haan et al. (2011) が NGC6621 で見つけたように、銀河中心から離れた場所で急激に大きな輝線比が見られるようなこ ともあるが、その原因は未解明である。また、[NeIII]16 μ m と [NeII]13 μ m の合計した放射はは星形成率と 良く相関するゆえ (Ho & Keto 2007; Inami et al. 2013)、ダストの影響を受けずに星形成領域を同定するこ とが可能である。Spitzer より長い波長をカバーする Herschel では [CII] 輝線の観測が盛んに行われた (e.g., Díaz-Santos et al. 2013, 2014; Sturm et al. 2010; Contursi et al. 2013)。この輝線はガスの主力 cooling 輝 線であり、赤外線領域で最も強い放射を持つゆえ (0.1 – 1% *L_{FIR}* 程度)、ALMA を用いた遠方銀河の分光観 測にも使われている ([OIII] も同様)。だが、その放射機構はよく分かっておらず、近傍銀河において SPICA による解明が待たれる。

<u>期待される成果</u>:まず、ダストを大量に持ち赤外線で非常に明るい近傍 LIRGs の観測には SPICA が欠か せない。また、銀河の物理化学状態の調査には分光観測が必須である。これらの銀河は当然 JWST による分 光観測の対象にもなっているが、JWST の大きくても 6.9″ × 7.9″ という限られた IFU 視野 (MIRI Ch4) で は、せいぜい銀河核中心の観測しかできない。一方で、SPICA は slit scan mapping モードを持っており、 銀河全体をカバーすることができ、銀河の広範囲にわたる物理化学状態を調べることが可能である。例えば、 Rich et al. (2011) による可視光線での面分光観測では、銀河どうしの合体による衝撃波を銀河の広範囲で捉 えている。しかし、ダスト吸収の影響を受ける可視光線のよる観測であったため、その全体像を捉えきれてい るとは言えない。

SMI($12 - 36\mu$ m) と SAFARI($35 - 230\mu$ m) がカバーする波長領域では、さまざまな励起状態から放射さ れる原子やイオンの微細構造線と水素分子の輝線が多く含まれていることから、銀河ガスの性質を突き止め ることができる。例えば、同じ種族で同じ電離度を持つ 2 本の輝線比からガスの密度を求めることができる。 SPICA の波長領域では、[SIII] (18μ m と 33μ m)、[OIII] (51μ m と 88μ m)、[NII] (122μ m と 205μ m) が比 較的光度が大きく観測しやすい輝線として挙げられる。また、同じ種族で異なる電離度をもつ輝線比を用い ることで、ガスの電離度を突き止めることができる。例えば、[NeIII] 16μ m と [NeII] 13μ m、[SIV] 11μ m と [SIII] 33μ m、[NIII] 57μ m と [NII] 205μ m、[OI] 63μ m と [OIII] 88μ m が観測できる。これらの輝線比は金属量 の影響を受けるが、金属量の測定も ([OIII]52+[OIII]88)/[NIII]57の輝線比を用いた測定で制限をつけられる (Nagao et al. 2011)。微細構造線の他にも、水素分子の輝線を複数使うことで、温かい (数 100K) の水素分子 ガスの温度、密度、質量に制限をつけることができる (第 4.3.1 章参照)。また、PAH との強度比から水素分 子ガスの電離メカニズム (紫外線放射、衝撃波、X 線放射) を解明することで、ガスが存在する位置や銀河形 態と電離を起こすメカニズムを関連づけることが可能となる (第 4.3.1 節参照)。

SPICA の中分散分光器もガスの運動を調べるために強力なツールとなる。近傍 LIRGs は単一の渦巻銀河、 ペア銀河、衝突途中の銀河、衝突後の銀河とさまざまな形態をもつ。銀河相互作用が見られない銀河がどのよ うにして激しい星形成を実現させているのか、観測した輝線の静止系波長からのずれを測定し、銀河面におけ るガスの流入・流出・衝撃波を直接的に捉えることで、どのようにしてガスが集まり、ガスのフィードバック



図 4.5 近傍 LIRG の 1 つである NGC3256 に SMI のスリットおよび SAFARI のビームを重ねた。参考 に Spitzer/IRS の high-res のスリットも右下に示している。SPICA は Spitzer よりも格段に良い感度を もつだけではなく、効率的に slit scan mapping 観測を行うことができることが強みである。

が起きているのか等、星形成の効率を調べることが出来る。一方で、スターバースト銀河の多くは乱れた形 態を持っており、銀河相互作用によって激しい星形成を誘発されたと考えられている。SPICA により実際の 観測結果と銀河衝突シミュレーションを比較することで、激しい星形成の起源と銀河衝突・合体の関係を探 ることができる。現時点でも銀河衝突シミュレーションは多数存在するが (e.g., Privon et al. 2013; Moreno et al. 2019)、限られた視野での分光観測や可視光線領域ではダスト吸収の影響で、観測的な制限をつけるのは 困難であった (e.g., Rich et al. 2011; Mortazavi & Lotz 2019)。赤外線領域を観測する SPICA ではこれらの 問題点を克服できると期待される。現在のモデルの一例として、銀河衝突の各ステージで誘発・増大された星 形成と、星生成の原料となる星間ガスの温度と密度とガスの流入と流出を関連を調べたものがある (Moreno et al. 2019)。空間分解した赤外線分光観測の結果と、こういったシミュレーションと比較することで、星形 成の進化に制限をつけることができる。

上記の結果は、空間分解が困難な宇宙初期のLIRGsを調査する際の重要な評価基準になる。第3章で期待 されるサイエンス・ケースと合わせて、銀河形成と進化を統合的な理解を得ることができる。

<u>方法と実現可能性</u>: SMI および SAFARI での slit scan mapping 観測を行うことで、上記の科学目標を達成できる。しかし、SMI/LR と MR では slit scan mapping が保証されており、目標とする観測を実現することできるだろう。SAFARI でも slit scan mapping 観測の可能性を探っているようだが、詳細は現時点では未定である。SMI で可能なので、原理的には衛星の姿勢制御で観測できるかも知れないが、AOT は用意されるのか現時点では不明である。SAFARI での slit scan mapping 観測がオフィシャルとなることを期待する。

微細構造線をターゲットとするゆえ、少なくとも $R \sim 1000$ (およそ 300 km s⁻¹ に対応) の波長分解能による観測を行いたい。ゆえに、SMI/MR および SAFARI での観測が必要である。SMI/MR では 32 ステップの 観測で 1' × 1' の範囲をカバーすることができ、近傍 LIRGs の視直径とほぼ一致する (図 4.5)。Spitzer/IRS の high-res で近傍 LIRGs の銀河核を約 250 個ほど観測した結果 (Inami et al. 2013) とそれぞれのスリットの 大きさから (SH=4.7"×11.3", LH=11.1"×22.3")、これらの銀河核の微細構造輝線の面輝度の中央値を求め ることができる。Spitzer で主に観測された輝線のうち、最も明るい輝線は [NeII] で~3×10⁻⁷ Wm⁻² sr⁻¹、 最も暗い輝線は [OIV] または [NeV] で~1×10⁻⁸ Wm⁻² sr⁻¹ である。銀河核外縁部では強度が 1/10 程度 であり diffse であると仮定すると、銀河核外で [NeV] 輝線を 5 σ で検出できる 1"×1"の MR の slit scan mapping 観測では、SMI estimator によると on-source で 33 分の積分時間 (合計観測時間 39 分) が必要と なる。

一方で、SAFARI が観測する波長領域で捉えられる最も明るい輝線である [CII]158 の面輝度を同じく近傍 LIRGs の銀河核を Herschel(160µm で beam=11") でサーベイした結果 (Díaz-Santos et al. 2017) から求め ると、~ 2.4×10^{-7} W m⁻² sr⁻¹ である。同様に銀河核外での輝度は 1/10 と仮定し、表 4.2 の SAFARI/LLW での mapping 感度を参考にすると、1′×1′ 領域での [CII] の検出は数分以下で 5 σ を達成できる。また、 [OI]63 は [CII] の 1/10 から 1 倍程度の幅をもち、MW では 1beam(7.2") につき 15 分の積分時間で銀河核 外での輝線を 5 σ で検出可能である。銀河面全面 (1′×1′) をカバーするには、beam の半分を重ね合わせた mapping をすると仮定すると、13×13 のモザイクが必要となり、合計で 42 時間を要する。ゆえに、銀河の 最外縁部も含めたモザイクを多数の天体で行うコストは非常に大きい。

他のプロジェクトとの関係: 近傍銀河で詳細に調べられた銀河の性質は、銀河ブラックホール進化班で議論 されている、星間物質の進化、銀河と AGN の共進化、アウトフローの機構といった観測結果を議論する上で の評価基準となる。一方で、SPICA 以外のプロジェクトに目を向けると、SPICA/SMI がカバーする波長域 の一部はジェームズ・ウェッブ宇宙望遠鏡 (JWST) でもカバーされている上に面分光という強力な観測装置 をもつ。しかしながら、JWST の中間赤外線面分光装置の視野は最大でも 6.9" × 7.9" 程度であり、銀河面を サーベイするには適さず、SPICA でしか銀河スケールの調査ができない。

4.3 銀河面外・銀河間物質

4.3.1 銀河円盤外に広がる暖かな H₂ ガス

概要: 温かい分子ガスはその加熱方法がよくわかっていないが、銀河内部だけではなく、銀河団や相互作用 銀河の銀河間空間にも分布している。過去の観測では、ほとんど空間分布を抑えられていないことから、その 質量や温度など、物理環境の理解はできていない。比較的近傍の宇宙の様々な環境で温かい分子ガスを撮像観 測することにより、銀河進化に対してどのように温かい分子ガスが影響を及ぼすのか、定量的に理解する。

背景と目的:

銀河団内は高温ガス・プラズマで満たされていることが知られている。銀河間高温ガスは水素原子 H_I ガスの 選択的剥ぎ取りや冷たいガスの降着を妨げる "銀河の窒息"現象を引き起こし、その結果、銀河団ではフィー ルドの銀河に比べ星形成活動は抑圧される。こうした銀河環境の違いは形態の違いにも表れており、銀河団 のような高密度環境では進化が進み、ガスが少ない楕円銀河が増えることが古くから知られている (図 4.6; Dressler 1980)。このことからも、銀河団、銀河の進化には銀河間ガスが重要な役割を果たしていることがわ かる。

X 線観測により、銀河間高温ガスには、酸素、窒素、鉄などが含まれることが明らかとなっている。従って、 銀河内で超新星爆発により合成された元素が銀河間空間へと放出されたことが示唆される。こうしたガスの供 給メカニズムとしては、銀河からのアウトフロー、AGN ジェット、銀河衝突等が考えられる。実際、このよ うな構造に付随した低温ガス、高温ガスが観測されている。

一方、これらの現象の駆動源でもあるスターバーストで形成される光電離領域や銀河衝突に伴う衝撃波、あ るいは高温環境は、水素分子 H₂ を励起することができる。水素分子は宇宙空間で最も多い分子であるが、永



図 4.6 銀河の個数密度と銀河形態の関係 (Dressler 1980 を一部改変)

久双極子モーメントがないため、通常、低温下では直接観測できない。しかし、このような環境下では熱的あ るいは蛍光放射の形で水素分子の純回転遷移を観測しうる。SPICA/SMI を用いた場合、表 4.3 のような水素 分子の回転輝線が観測可能な波長域に入る。

| 回転遷移 | 静止波長 $[\mu m]$ | 励起温度 [K] | 観測可能赤方偏移 |
|----------------|----------------|----------|----------------------------------|
| $H_2(0-0)S(0)$ | 28.2 | 510 | z > 0 |
| $H_2(0-0)S(1)$ | 17.0 | 1015 | z > 0 (LR), $z > 0.059$ (MR) |
| $H_2(0-0)S(2)$ | 12.3 | 1682 | z > 0.382 (LR), $z > 0.463$ (MR) |
| $H_2(0-0)S(3)$ | 9.7 | 3475 | z > 0.752 (LR), $z > 0.856$ (MR) |

表 4.3 H₂ 輝線の静止波長、励起温度と SPICA/SMI で想定される観測可能赤方偏移範囲

H₂回転輝線の系外銀河に対する観測は、ISO/SWS を用いた NGC 6946 からの検出が最初である (Valentijn et al. 1996)。この後も銀河の一点観測によるものが大半を占め (Ogle et al. 2007; Egami et al. 2006; Ogle et al. 2012)、撮像観測は Stephan's Quintet (コンパクト銀河群:図 4.7; Appleton et al. 2017) や NGC 4258 (セイファート銀河: Ogle et al. 2014), Taffy I (衝突銀河: Peterson et al. 2012) など極めて少ない。

しかしながら、観測された例を見ると、銀河間ガス供給源として予想されたようなアウトフローや AGN ジェット、銀河衝突など銀河の活動性に伴って、確かに銀河間空間にも温かい H₂ 分子が存在しており、しか もそれらは前述の低温分子ガスや星形成領域とも共存している。このような共存を可能にする物理、あるいは どのように、どれくらいの量の銀河中のガスが銀河間空間へ放出されていき、高温ガス・プラズマを供給する のか、という定量的な研究は未だ不十分である。

そこで、SPICA/SMIを用いて、過去に観測例の少ない温かい H₂ 分子から出る複数本の回転励起輝線を銀 河団から銀河群まで様々な環境について空間分解して分光撮像し、その物理状態の空間分布を探るとともに、



図 4.7 コンパクト銀河群として知られる Stephan's Quintet の可視 (グレースケール) に温かい水素分子 ガス H₂(0-0)S(1) 輝線 (青) と低温分子ガスをトレースする CO(*J*=1-0) 輝線 (赤) をそれぞれ等高線で重 ねたもの (Appleton et al. 2017 より一部改変)

銀河の形態や星形成との関係を明らかにすることを提案する。AGN ジェットや銀河衝突のような銀河の活動 性は、銀河環境にも依存する。例えば、コンパクト銀河群のような高密度環境では銀河衝突による影響が強く 出ることが期待される。一方、銀河団になると、銀河衝突による星形成活動の活発化よりも、ラム圧によって 低温の H_I ガスがはぎとられて環境全体では星形成活動が抑制される効果が強く効く。そのような異なる環境 下で温かい H₂ 分子は存在するのか、存在した場合に周囲にどのような影響を及ぼすのかを理解することは、 銀河進化の理解において本質的に重要である。

方法と実現可能性:

比較的近傍から z = 0.5 付近までの銀河間空間、とくに中高密度環境である銀河群から銀河団までの SMI-LR あるいは MR によるスリットスキャン観測を行う。遠方 (z > 0.1) 銀河団のサイズは典型的に 10 分角程 度、近傍の銀河群でも同様のサイズであることから、LR スペクトルマッピングを中心に観測を行うことと なる。光源は広がっているため、観測限界は面輝度感度だけで決定される。Appleton et al. (2017) による と、Stephan's Quintet での H₂(0-0)S(0), S(1), S(2), S(3) の輝線強度は 3."7×3."7 あたり (2–10)×10⁻¹⁹ (W/m²) である。LR の 10[′] × 12[′] の 9 時間マッピング感度が 1 × 10⁻¹⁹ (W/m², 5 σ) であることから、一天 体当たり、9 時間の積分で複数輝線が十分に検出可能である。Cosmological dimming の効果は z = 0.2 で $1/(1 + z)^4 ~ 1/2$ 程度であるから遠方天体についても若干 S/N が低くなるものの観測可能である。

期待される成果:

これまでには限られたサンプルしかなかった銀河や銀河間空間における温かい H₂ ガスの量や分布は、 SPICA/SMI を用いることで現実的な時間で空間分解した分布が明らかにできる。また、H₂ 輝線は冷却時間 が非常に短いことから、その場での加熱が必要となる。複数輝線の観測により、モデル依存ではあるが物理状 態の縮退を解くことが期待でき、その加熱メカニズム (温度、衝撃波速度)の特定ができうる。さらに、異な る高密度領域 (銀河団や銀河群) での観測で同様の解析を行っていくことで、銀河間空間における温かい銀河 間物質の進化、ひいては銀河進化がどのように行われてきたのかに迫ることも可能になる。

4.3.2 活動銀河とアウトフローの偏光観測

概要

SPICA 搭載予定の B-BOP (a.k.a. SPICA-POL) を用いて、近傍活動銀河 (スターバースト、AGN) のア ウトフローに付随したダストが放射する遠赤外連続光の偏光観測を提案する。目的はアウトフローに付随し た磁場構造の検出であり、アウトフローの特に低温成分の発生・維持機構解明に貢献できる可能性がある。 SPICA/B-BOP は高い遠赤外線偏光観測感度を持っており、初めてこの種の観測が可能になる見込みであ る。これは他波長・他手法によるアウトフロー観測とは相補的であり、また将来計画 (特に Origins Space Telescope) による観測に先んじることができると期待される。

背景と目的

銀河の内部から外部へ大規模に星間物質を噴き出すアウトフロー (銀河風、スーパーウィンド) は活動銀河 においては頻繁に観測される現象である。アウトフローは銀河の活動 (スターバースト and/or AGN) によっ てトリガされる。アウトフローは銀河とその周辺環境の進化において大きな影響を及ぼす。銀河内の星間物質 (バリオン)を銀河外に放出することは、その活動の原材料を放出することに他ならないため、活動の抑制ない しは停止に寄与する。銀河の星質量関数を数値実験によって再現するためには、このアウトフローによる負 のフィードバックが必要不可欠であることは既に共通の理解となっている (e.g. Benson et al. 2003; Baldry et al. 2008)。銀河内の星形成で生成された金属の放出は、銀河間物質の金属「汚染」の原因ともなる (e.g. Aguirre et al. 2001)。

銀河からのアウトフローはガンマ線・X 線から、可視光赤外線、電波 (サブミリ波、ミリ波、センチ波) ま で、あらゆる波長の観測で検出されている (see Rupke 2018, for review)。多波長観測の進展は、アウトフ ローが複数の異なる形態・状態・相の星間物質を含むことを明らかにした。すなわち、多様な物理状態 (低温 から高温、低密度から高密度) と相 (中性/電離) のガスに加えて、固体微粒子 (星間ダスト) がアウトフロー には含まれる。近傍銀河の代表的なアウトフロー銀河 M82(e.g. Leroy et al. 2015) や NGC 253(e.g. Bolatto et al. 2013) の多波長観測は、アウトフロー中で星間物質が複数の層を持つ円錐状に分布することを示唆して いる (Westmoquette 2013)。すなわちアウトフローの「芯」には X 線を放つ非常に熱い (10⁶ K) 星間物質が あり、それを取り巻くように水素再結合線を放つような熱い (10⁴ K) 星間物質、さらに外側に CO 輝線などを 放つ低温 (< 100 K) の星間物質がある、という構造である (図 4.8 左)。これを再現しようとする数値実験も行 われている (e.g. Thompson et al. 2016)。

ここ 10 年間で研究が急速に進んだ低温星間物質 (分子ガス、ダスト)をターゲットとした観測によって、 アウトフローに付随する分子ガスは決して珍しくはないことが明らかになった (Veilleux et al. 2020, for review)。アウトフローに付随するいわゆる「高密度分子ガス」の観測例も増加しており (e.g. Walter et al. 2017)、アウトフロー中の低温の星間物質も塊状 (分子雲的な構造)をしているものと考えられている。アウト フロー中の低温星間物質の起源としては、活動領域付近に元々存在したものが高温・高速のアウトフローに よって銀河面外の引きずり出されたとする考え方がある。ここで問題になるのは、高温のアウトフロー中で低 温星間物質の「塊」が壊されず加速され、最終的には銀河面外まで達するメカニズムは何か?である。そのメ カニズムに磁場が寄与しているとする説がモデル計算によって唱えられているが (e.g. McCourt et al. 2015; Banda-Barragán et al. 2018)、寄与は限定的であるとする研究もある (Cottle et al. 2020)。

数値実験や解析的な研究を通して、磁場はアウトフローの駆動に一定の役割を果たしている可能性も指摘されている。Henriksen & Irwin (2016) は円盤部とハローの境界領域でガスやダストの運動を制御しているこ



図 4.8 (左) アウトフロー内の星間物質分布の概念図。中心に X 線を放射する非常に熱いガスがあり、そ れを取り巻くように水素再結合線を放つような熱いガス、さらに外側にはミリ波サブミリ波 CO 輝線など を放つ低温の星間物質がある。Westmoquette (2013) fig 1 を改変。(右) シンクロトロン放射の偏波観測 から推定された NGC 253 アウトフローの磁場構造。アウトフロー円錐に巻き付くような磁場の存在が示 唆されている。Heesen et al. (2011) fig 15 を改変。

とを指摘している。Bernet et al. (2013) はアウトフローが銀河磁場と銀河間磁場を結合する役割を果たしていることを主張している。

磁場が銀河のアウトフローで果たす役割、ことにアウトフロー中に存在する低温星間物質の維持や加速メカ ニズムを解明していく過程で、数値モデルにおいて導入される磁場、低温星間物質に付随した磁場構造に観測 から制限を与えることは基本的な要請である。かように観測による状況把握が期待される状況であるが、実際 の観測例は多くはない。Jones et al. (2019) はスターバースト銀河 M 82 に対して SOFIA/HAWC+ による 偏光観測を行い、銀河円盤に鉛直な偏波を検出しているが (図 4.9)、感度の制約もあり kpc スケールのアウト フローに付随した偏光は非検出である。もう一つの代表的な近傍スターバースト銀河 NGC 253 も観測してい るが、こちらでもアウトフロー中のダスト放射からの偏光は検出されていない。これに対して、電波 (センチ 波) 観測によるアウトフローからのシンクロトロン放射の偏波観測例としては、例えば Heesen et al. (2011) があり、アウトフロー円錐面に巻き付くような磁場の存在が示唆されている (図 4.8 右)。

方法と実現可能性

SPICA 搭載予定の B-POP(André et al. 2019) を用いて、アウトフロー中のダストが放射する遠赤外線の 偏光観測を行う。

SPICA/B-BOP はこの分野の状況を一変させる強力なプレイヤーになり得る。SPICA/B-BOP は SOFIA/HAWC+ と比較して 2 桁以上 Stokes Q/U に対する感度が良い、すなわちアウトフロー中のダ ストによる微弱な偏光信号を検出できる可能性がある。また、その広い視野は近傍 (< 数 10 Mpc) の近傍銀 河の空間的に広がったアウトフロー観測に有効である。

具体的な計画として NGC 253 ハロー部のダスト放射に対する SPICA/B-BOP 偏光観測を検討する。 Kaneda et al. (2009) は、AKARI/FIS(90/140μm) による NGC 253 の観測を行い、ハロー部 (銀河中心から 6–9 kpc) に二つの放射源を検出した。彼らはこの放射はスターバーストがドライブしたアウトフローによっ て放出されたダストの熱放射である可能性が高いと結論付けている。このハロー部ダスト放射のフラックス の表面輝度は、それぞれおよそ 12 MJy/sr および 21 MJy/sr (100 μm) と換算される (*AKARI* の 90 および



図 4.9 SOFIA/HAWKC+ によるスターバースト銀河 M 82 の遠赤外線偏光画像 (左 53 µm、右 154 µm の偏波率)。ベクトルの向きは観測に対して 90 度回転されている、すなわち想定される磁場の向きを表し ている。ベクトルの長さは偏波率に比例しており、スケールは図右上角に表示。Jones et al. (2019), Fig 1 を改変。

140 μ m フラックスを単純内挿し、表面輝度に換算)。アウトフローダストからの偏光の確実な検出は未だ報告 されておらず、数値実験による予測も進んでいないため、ここでは銀河円盤部で報告されているガス (原子+ 分子)の柱密度 (N(HI + H₂))と偏光率の間にある相関関係 (e.g. Jones et al. 2019; Lopez-Rodriguez et al. 2020)がアウトフロー中でも成り立つと仮定して偏光率を推定する。過去の中性水素輝線および CO 分子輝線 観測 (Boomsma et al. 2005; Sorai et al. 2000)の結果から、ハロー部ダスト放射が検出された付近のガスの 柱密度はどれほど高くても 1 × 10²¹ cm⁻² 程度であろうと見積もられる。これを先述のガス柱密度と偏光率 の関係にあてはめれば、100 μ m での偏光率は最高で 10%以上に達するものと想定されるが、ここでは控えめ に偏光率として 5% を仮定する。André et al. (2019)の感度早見表を参照すれば、20 × 20 arcmin²の領域 (ハロー部を十分にカバーする)をオンソース 1 時間でマッピングしても、ハロー部放射からの偏光を 5- σ 以 上で検出できると予想される。B-BOP は 3 波長同時観測が可能であるので、当然 200 および 350 μ m でも偏 光観測を実施するが、100 μ m での装置の感度と角度分解能がいずれも他波長に対して優れていることを考慮 すれば、もっぱら 100 μ m が観測と解析の中心となるであろう。

近傍の代表的なスターバースト銀河 M82 のアウトフローも多岐にわたる観測が行われている (e.g. Leroy et al. 2015, and the references therein)。アウトフロー部からの遠赤外線放射もすでに検出されていて (Kaneda et al. 2010; Jones et al. 2019)、その放射の表面輝度は 100 μ m で 20 MJy/sr を超えると見積も られる。アウトフロー領域でのガスの柱密度はやはり高々 1 × 10²¹ cm⁻² 程度であることから (Salak et al. 2013; de Blok et al. 2018)、方向の揃った磁場構造が存在すれば偏光率は 5% 程度が期待され、NGC 253 と 同様にオンソース 1 時間程度の観測で検出が可能と見積もられる。

NGC 253 と M82 のほかにも、アウトフローに起源を持つと考えられる銀河面外のダスト連続波放射が観 測されている NGC 1569(Kreckel et al. 2014)、NGC 2146(Suzuki et al. 2018) などの近傍活動銀河も偏光観 測のターゲットとなり得る。いずれも高い赤外線放射表面輝度があり、オンソース数時間以内の観測で偏光シ グナルの検出ができると予想される。

期待される成果

まず、アウトフローに付随したダストを含めた低温星間物質の銀河面内外、ハロー部を含めた空間分布が明 らかになると期待される。M82(Leroy et al. 2015) や NGC 253(Westmoquette 2013) で提唱される構造、異 なる相の星間物質が多層の円錐状に分布している、という構造は普遍的に存在するであろうか。

アウトフローに含まれるダスト放射の偏光が検出され、その空間分布ひいては付随する磁場構造が描き出さ れた場合、まず比較されるべきはシンクロトロン放射の偏波観測で見えた磁場構造 (Heesen et al. 2011) であ ろう。ダスト熱放射でトレースされる低温の星間物質、シンクロトロン放射でトレースされる高温低密度ガ ス、それぞれの磁場構造が似ていても異なっていても、新しい知見であり、それを再現する数値モデルの構築 が待たれることになるであろう。

"背景と目的"で述べたように、高温のアウトフロー中で低温星間物質からなる分子雲が壊されず加速され、 最終的には銀河面外まで達することを可能にするメカニズムについては未だ議論は収束しておらず、そのメカ ニズムにおいて磁場が果たす役割は (もしあったとして) 未解明である。アウトフローに含まれるダストに付 随する磁場構造を明らかにできれば、それはアウトフローの数値モデルにおいてカギとなる前提条件であり、 確実にモデル計算の信頼度を向上させるであろう (e.g. Zhang 2018)。なお、B-BOP によるダスト偏光観測 では磁場の方向を得ることは可能だが、磁場の強度を推定することは困難である。

本観測計画が実現すれば、アウトフローのホスト銀河本体およびそのハローを含む周辺天域の非常に深いダ スト連続波マップと偏光マップも得られる。それがもたらす科学的成果を見逃せない。従来の銀河円盤部の偏 波観測はシンクロトロン放射、すなわち高温 ISM の磁場構造をとらえていた。B-BOP 観測はダストの偏光 を観測しており、すなわち低温で星形成に直接関連する星間物質の磁場をとらえられる。André et al. (2019) が指摘するように、銀河円盤部における分子雲形成そして星形成において、円盤部の大スケールの磁場が果た す役割についての理解は B-BOP 観測によって大きく進むと期待される。

他のプロジェクトとの関係

現存の望遠鏡では SOFIA 搭載の HAWC+ が遠赤外線偏光撮像機能を持っている (図 4.9)。SPICA/B-BOP の角分解能と視野は SOFIA/HAWC+ と比較して同程度ではあるが、偏光シグナル (Stokes Q/U) に対 する感度が大きく勝っている。アウトフロー部からの微弱な偏光シグナル検出を目標とする本観測計画には SPICA/B-BOP の実現が不可欠である。

SPICA/B-BOP とは観測波長は異なるものの、ダスト連続波放射の高感度偏波観測を既に実現しているの が ALMA である。ALMA は非常に高い角分解能を持つ一方で、視野が非常に狭く広がった放射の観測は不 得手である。ALMA は近傍銀河中心部の詳細なダスト連続波偏波観測を行うのに対して、SPICA/B-BOP は 近傍銀河全体から銀河面外・銀河間空間を含めた広い領域の観測を行うことで、互いに相補的なサイエンスを 展開できる。

アウトフローは将来計画 Origins Space Telescope(OST) の重要なサイエンステーマのひとつとされて いる。その高い分光性能を活かした原子・分子輝線による観測が構想されている (Mission Concept Study Report, 1.1.4 節)。OST は遠赤外線偏光撮像機能を持つ予定であり、その高い感度と高い角分解能のみなら ず広い視野と高い偏光検出精度は、アウトフローからの微弱な偏光シグナルの検出を目指す際に大きなアドバ ンテージとなるであろう。SPICA/B-BOP による偏光観測は活動銀河アウトフローを解明するための新しい 切り口となり、OST による多彩な観測にも先んじることができると期待される。

4.4 データ科学的方法による赤外線銀河進化の探求

概要

現在、銀河進化は非常に多くの物理量に依存する複雑な過程であることが分かっている。よって、これを記



図 4.10 多波長光度空間において星形成銀河の系列が星質量の関数として現れる銀河多様体の射影。星形 成銀河主系列の研究に用いられる。星形成活動の停止にともなう強い非線型性が見て取れる (Siudek et al. 2018、Fig 7 より改変).

述する支配方程式は、書き下せたとしても非常に高次元の連立方程式系となる。優に100次元を超える特徴空間において、銀河が占める部分多様体を銀河多様体と呼ぶ。銀河多様体の形状を特定し、これを物理量でパラメータ表現することが新たなアプローチからの銀河進化方程式構築の第一歩である。本研究ではSPICAによって探査される銀河の測光・分光データを用い、位相的データ解析の一つである多様体学習を適用して赤外線銀河の多様体を発見することを目標とする。積分データを用いて、爆発的星形成を含む銀河のグローバルな進化を特徴づけ、空間分解データからは進化を駆動するメソスケールでの星間物質の物理の特定を目指す。

■背景と目的

銀河進化を物理法則から定量的に説明する試みは 1970 年代に始まった。当時は、銀河は単一の巨大なガス 塊から形成されたと仮定した上で、星形成とそれに伴う重元素合成史を扱う理論(化学進化)を構築すること が試みられた。この方向の研究は 80 年代前半に基本的な部分が完成したが (e.g., Tinsley 1980) これで銀河 進化理論の研究は完了とはならなかった。同時期に進展してきた宇宙論的研究は、銀河が合体して成長するこ とを明らかにした。これは、銀河の進化が内的物理過程だけではなく、周囲の銀河の密度やガス密度など、銀 河の置かれた環境にも強く依存する極めて複雑な過程であることを意味する。近代的銀河探査が提供する銀河 の特徴量の空間は往々にして 100 次元を超える。このため、もはや銀河進化の特徴づけは物理的直感に頼った 旧来の方法では不可能である。銀河進化の定式化のためには、このような巨大な方程式系を決定する必要が ある。

宇宙物理学者はこれまで第一原理的に物理法則から支配方程式を構成してきたが、対象となる特徴量空間が 10次元を超えるとこのような方法は現実的ではない。80年代中半には、主成分分析 (PCA) など古典的多変 量解析の方法によって、高次元空間における銀河の物理量を結びつける様々な (対数) 線型関係、いわゆる銀 河のスケーリング則が発見された。スケーリング則を統一し、本質的な関係を見出そうとする研究から、銀河 多様体 (galaxy manifold) という概念が誕生した (Djorgovski 1992)。しかし、古典的 PCA は線型関係しか 扱えないため、限定された種族にしか適用できない不完全な概念に留まり、一旦は忘れ去られた。

21 世紀に入り、現代的方法によって探索的に銀河進化を特徴づける試みが始まった (e.g. Siudek et al. 2018)。Siudek et al. は、紫外線から近赤外線 (波長 150 nm-2.2 μm) にわたる 12 波長で測定した光度、およ

び赤方偏移が張る 13 次元空間を構成し、Fisher Expectation-Maximization (FEM) アルゴリズムによる教 師なし学習 (Bouveyron & Brunet 2012) を適用することで、銀河進化の系列を客観的に再定義し、銀河進化 の基本を表現する銀河多様体を発見した (Fig. 4.10)。この銀河多様体は強く非線型な空間構造のため、古典的 な PCA などに基づいた先行研究で発見され得なかったことも理解できる. その構造を十分に理解し、銀河 進化の物理を司る (おそらくは高々数個の) パラメータ依存性を解明するためには、単なる分類を超えたより 洗練された方法が必要である。そこで注目するのが位相的データ解析 (topological data analysis: TDA, e.g., Wasserman 2018) である。

本研究では SPICA によって探査される銀河の測光 · 分光データを用い、TDA を適用して赤外線銀河の多 様体を発見し、その進化を司る素過程を特定することを目的とする。Siudek et al. で用いたデータは可視光で あるが、今や銀河進化の主役はむしろ赤外線銀河であることが常識となっている (e.g., Takeuchi et al. 2005; Burgarella et al. 2013; Spinoglio et al. 2017, 図 4.11)。この点をもう少し詳しく述べる。 赤外線は暖められ たダストから放射され、そのエネルギー源は主として星形成と活動銀河中心核 (AGN) である. 特に遠赤外線 では星形成によるエネルギーが卓越している。紫外線-可視光線で直接観測できる星形成とダストで隠された 星形成の割合は近傍宇宙でほぼ半々であるのに対し、 $z \sim 1$ の宇宙では 90 % 以上がダストで隠されたおり、 赤外線でしか観測できない (Takeuchi et al. 2005)。その後の Herschel などによる追検証によって、この「ダ ストで隠された時代」は $z \sim 3$ 前後まで続いていることが分かっている (Burgarella et al. 2013)。それ以前の 宇宙では数の上では紫外線で見える銀河が多くなるが、同じ時代に ALMA による観測などで大量のダストを 持つ銀河が続々と発見されており、隠れた星形成は宇宙初期においても重要であることが明らかになってきた (e.g. Tamura et al. 2019)。即ち、宇宙年齢のほとんどの時期において赤外線銀河は本質的な役割を果たす。

SPICA による赤外線観測で得られる銀河のデータは積分データと空間分解データに大別される。ここで積 分データとは、銀河全体をカバーする観測をし、空間的に積分した値としたデータを意味する.表面輝度や面 密度などの物理量では銀河全体についてとった平均値となる。空間分解データとは、空間的に分解された銀河 のそれぞれの位置について局所的な物理量を測定した量を指す。まず、積分データに TDA を適用することで 銀河のグローバルな進化を特徴づける。そして空間分解データからは星間物質の性質が張る特徴量空間の中で 「星間物質多様体」を発見する。これを通じ、銀河進化を駆動するメソスケールでの星間過程の特定を目指す。

■方法と実現可能性:多様体学習による銀河進化の記述

データ空間は、人間がデータを取得する方法によって座標が規定される。本研究の例で言えば、電磁波によ る観測が天文学の主な手法であることから、様々な波長での銀河の光度 (monochromatic luminosity) が直接 的なデータとなりやすい。しかし、銀河の物理を支配する素過程が光度に簡単な形で反映される根拠はなく、 本来の物理過程に従うため、データは多波長光度空間で複雑な分布を持つことになる。そこで、データ空間 内で座標系を取り直し、データの本質的構造が表現されるような埋め込み多様体を構成する方法が今世紀に 入って精力的に研究されてきた。根拠になっているのは、一般にデータ空間内での実際のデータの分布は低 次元の埋め込み多様体をなすという仮定 (多様体仮説)である。これが一般に非線型次元縮小法と呼ばれる方 法で、Wasserman (2018) の総説論文に従えば、TDA のひとつである。代表的な例が多様体学習 (manifold learning) である。

多様体学習には様々な方法が提唱されている。目標はデータの「近さ」あるいは「類似性」を適切に扱う座 標に取り直すことであるが、アルゴリズムによってその出力は大きく異なる。ある方法では連結した多様体が 連結した座標で表現され、別の方法ではグローバルな情報を保持せず、類似性によって判別された非連結な部 分集合に分解される。本研究の目的は銀河の分類ではなく銀河進化のパラメータ化であり、多様体の連結性が 鍵となるので、多様体のグローバルな情報を保持する isomap や locally linear embedding (LLE)、modified



図 4.11 宇宙の星形成史における直接観測可能な星形成とダストに隠された星形成の寄与 (Spinoglio et al. 2017 より改変)。

LLE、Hessian LLE 等のアルゴリズムを用いる。これにより、連続的ではあるものの強く非線型な構造を持っ たデータ多様体を「広げ」ることができ、支配的なパラメータを記述することが容易になる (e.g., Roweis & Saul 2000, 図 4.12)。

本研究では、SPICA による銀河の積分データおよび空間分解データについて多様体学習の方法を適用する。 SPICA ではまず、ダストの赤外線放射という重要な観測量が得られる。そして SPICA の強みである赤外線 分光データは星間物質の物理状態について測光データよりもはるかに多くの情報をもたらす。赤外線撮像デー タや分光データに多様体学習を適用し、波長横断的な銀河進化の支配方程式を見出す。分光データを含む多様 体学習は、古典的な星形成率・星質量だけでなく星間物質が関わる進化的特徴を融合し、記述することに対応 している。

空間分解データからは星間物質の性質、特に分光データを含む特徴量空間の中で「星間物質多様体」を発見 する。星間物質は、これまで進化という観点から捉えられることは多くなかった。しかし、積分された銀河の 物理量に比べ、星間現象では進化効果の現れる時間スケールがずっと短く、また超新星爆発などの激しい現 象の影響を強く受ける。これまでの系外銀河における星間物理の検証はごく近傍の銀河に限られ、その結果 対象とする空間スケールは ~ a few × 10 pc ときわめて小さかった。これはグローバルな銀河進化のスケー ル (~ a few kpc)とは大きく乖離しており、その結果星間物理による銀河進化への有機的貢献は限定的であっ た。本研究では、星間物質多様体のパラメータ化により、進化的観点からの星間物質の物理過程を特徴付ける ことができる. 当然、空間分解能は観測波長や対象天体によって異なっている。また (表面輝度) 検出限界も天 体によって異なることが予想される。このような種類のデータを扱う一般的方法論はないが、データの質に応 じて重みをつけるなどの解析法が考えられる。このような新しい方法論は現在も研究されており、データ科学 的進展とともに進むテーマとなると期待できる。

SPICA の観測時間は限られており、銀河探査で観測される銀河の個数、あるいは空間分解できる銀河の独立な観測点の数が限定されるような場合について検討しておくことは重要である。SPICA の場合、分光デー



図 4.12 "スイスロールモデル"の名で知られるデータ多様体の一例。この多様体はロール状に巻き込まれ た形状を "広げる"ことによってパラメータ化することができる (Roweis & Saul 2000 より改変)。

タを活用することで星間物質の物理についての議論を著しく深化、精密化することができる。しかし、分光 データをベクトルとみなすと、波長分解できる要素数が 100–1000 のオーダーとなる。対象とする特徴量に よっては、サンプル数 n に比べ特徴量ベクトルの次元 d をはるかに上回るような場合 ($n \ll d$)が想定できる。 従来の天文学ではこのような問題は不良設定問題とみなされ、その解決は諦めざるを得ないと考えられてき た。ところが、他の研究分野、たとえばゲノム解析では遺伝子の標本数 $n \sim 100$ に対し塩基配列の次元数が $d \sim 10^5$ といった問題は特殊ではなく、そのための新しい統計学が開発されている (e.g., Aoshima 2018)*7。 すなわち、観測時間、観測点数に応じた銀河多様体、星間物質多様体の解析を考えることができ、深刻な問題 とはならない。

■期待される成果

上述のように、SPICA ではダストの赤外線連続波放射および赤外線分光データが得られる。これらにより、 星間物質の物理状態について可視光では決して得られない重要な情報がもたらされる。赤外線撮像・分光デー タが張る高次元特徴量空間に多様体学習を適用し、赤外銀河多様体の構造を特徴付ける。これにより、波長横 断的な銀河進化の支配方程式を見出すことができる。銀河のダストからの赤外線は爆発的星形成のような時間 スケールの短い星形成エピソードを捉えることができ、Siudek et al. では現れなかった爆発的星形成銀河の多 様体が発見されると期待される。

空間分解データに多様体学習を適用すると、特徴空間における星間物質多様体を構築することができる。こ のような解析はこれまでに全く例がなく、本研究が初めての試みとなる。グローバルな進化を記述する銀河多 様体と星間物質多様体の比較、総合研究によって、銀河進化を駆動する星間物理がグローバルな進化へと繋が る「メソスケール」物理の特定が可能になる。

■他のプロジェクトとの関係

本研究ではまず、可視光サーベイとのシナジーは自明であり、また不可欠である。サブミリ波、電波帯での サーベイとのシナジーもまた、銀河多様体、星間物質多様体の構造をより詳しく特定する重要な意味を持つ。

TDA は新しい分野であり、画像認識やマテリアルインフォマティクスなど応用研究での例は現在でも毎日 のように膨大な数の研究が発表されている。しかし、理学の基礎研究での応用例は決して多くない。2020 年 現在、多様体学習の銀河物理学への応用例は我々の知る限りほとんどなく、銀河のスペクトルへのフィッティ

^{*&}lt;sup>7</sup> ただし、古典統計で用いられる多くの極限定理で仮定される条件を満たさないため、直感に反する法則が多々導かれるという特徴がある。

ング問題におけるパラメータ数縮小問題への応用 (Hemmati et al. 2019)、およびクェーサーの種族の自動分 類への応用 (Nakoneczny et al. 2019) が数少ない例である。今後注目されていくであろう方法論であるが、当 面の競合は考えなくてよいと思われる。

4.5 低金属量銀河

■概要 本観測では、中間赤外線および遠赤外線の分光組成診断の手法によって、遠方銀河の星間物質環境を 知る上で鍵となる研究対象である近傍の低金属量 Blue Compact Dwarf 銀河内の超星団 (super star cluster) の星間物質の性質の中に、大質量星を起源とするダストの痕跡を探し、初期宇宙の星間物質の化学進化過程に 描像を得ることを狙う。

■背景と目的

ビッグバンから現在に到るまでの宇宙の歴史において、星間ダストがいかに供給され銀河の星間環境を特徴 づけるのか、という問に対して、十分な観測的証拠に基づく理解は得られていない。サブミリ波の観測から z = 6を超える高赤方偏移の遠方銀河に大量の星間ダストの存在が分かり (e.g., Venemans et al. 2017) 中小 質量星が恒星進化の過程で合成した重元素を星間空間に放出するに至ることができないほど若い銀河の星間空 間に、いかにして星間ダストが供給されたのかという疑問が呈されるようになった。主系列寿命の短い大質量 星は、そうした若い銀河の星間空間に、重元素を含む星間ダストを供給することができ、特に超新星爆発やそ れに至るまでの恒星進化段階(e.g., Wolf-Rayet 星)におけるダスト形成過程の理解が問題解決の鍵となるが、 観測的な理解は不十分である。これまで、星間ダストの供給源としての超新星の役割を探る試みは、超新星爆 発によって形成されたダストの質量評価に基づいて、Spitzer 望遠鏡やあかり衛星、Herschel 宇宙望遠鏡を用 いて、数多くなされてきたが (Sakon et al. 2009; Matsuura et al. 2011, 2015; Barlow et al. 2010)、星周空 間に拡散し冷える過程で、既存の星周ダストや掃き集められた星間ダストとの分離は困難であり、またダスト の質量獲得過程や破壊過程についても観測的に捉えることが難しい。一方で、大質量星が排出するダストと中 小質量星が排出するダストの種類は、ダストの凝縮に関わるガスの化学組成や恒星風の密度・温度進化の違い を系統的に違うと考えられており、例えば未同定赤外バンドの担い手である星間有機物は主として後者が排 出すると考えられている (Galliano et al. 2008)。また、いくつかの系内の超新星残骸の観測から、超新星ダ ストに特徴的な 21 μm feature が検出されたりするなど、化学組成の特徴に言及した研究があるものの (Rho et al. 2008)、依然として様々な終焉期の大質量星が、どのような種類のダストをどういった規模で星間空間 に供給し、銀河の星間物質のメンバーとなるかについて、観測的な理解は不十分である。したがって、各種終 焉期の天体の星周ダストの熱放射の分光学的特徴を整理し、物質理解が進展すれば、ダストの化学組成の観点 から、銀河の星間ダストの供給源を特定することができる。

低金属量銀河は、一般的に恒星進化による重元素供給サイクルの世代累積が浅い。特に、近傍の低金属量 の矮小銀河のうち、blue compact dwarf 銀河 (BCDG; Thuan & Martin 1981) と呼ばれる銀河には、数千 の O-type 星で構成される super star cluster (SSC) を有するものがあり (e.g., Vanzi 2003)、それらは大質 量星が供給するダストで特徴付けられ、初期宇宙の銀河の星間物質環境を知る極めて重要な研究対象である。 Martín-Hernández et al. (2006) は、近傍の NGC3256、II Zw 40、Henize 2-10 について、励起レベルの高 い星団において観測される PAH 放射の連続光に対する強度が低いことを指摘し、その要因として、PAH は HII 領域内に存在しない一方で、continuum を担うダストは HII 領域内に存在することから、後者のダストが 先に FUV 光子を吸収し、PDR 領域にいる PAH に届かなくなるという解釈を挙げた。また、すばる望遠鏡 COMICS を用いた Henize 2-10 の中間赤外線分光観測から、SSC において明白に PAH-continuum 比が低下 する傾向が見られる (図 4.13 参照)。しかしながら、これまでの研究において SSC 内におけるダストの組成と 供給源の特異性すなわち大質量星を起源とするダストの化学的および物理的性質は十分に考慮されていない。 このことは、低金属量の銀河の星間物質の観測結果を、初期の宇宙および遠方の銀河の星間物質の性質理解に 転用する上で、欠落した重要な観点となっている。

本研究では、大質量星の終焉期に形成されるダストの化学組成に着目しその熱放射に見られる分光学的特徴 を観測的に明らかにした上で、大質量星が供給する星間ダストの熱放射で特徴付けられる低金属量銀河(特に BCD 銀河)内の SSC の放射スペクトルを調べ、共通する特徴を見つける事を目的とする。これによって、初 期宇宙における星間ダストの供給源を同定し、宇宙の物質進化の歴史の起点を解明する。これまでの大質量星 の終焉期に形成されるダストの物性研究は、主として凝縮温度に近い短波長(波長 20 µm 程度まで)での観 測に基づくものであった。一方で、それらが冷えて星間空間に到達する頃には熱放射のピークは遠赤外線波長 域に移動するため、ダストが星周空間から星間空間に至る過程を観測的に追うには中間赤外線から遠赤外線に かけての広帯域の分光観測が必要となる。したがって、SPICA/SMI および SAFARI は、高感度の赤外線広 帯域分光観測により本研究を実現できる初めてで唯一の観測装置である。



図 4.13 (a) すばる望遠鏡 COMICS で取得した代表的な blue compact dwarf 銀河の一つである Henize 2-10 の中間赤外線画像。銀河を構成する SSC を横切るように長スリットをあて分光観測を実施した。(b) 観測された 11.2 µm の未同定赤外バンドと 11.7 µm 付近の連続光成分の強度比の長スリット上での変化 の様子。SSC の場所において、未同定赤外バンドの連続光に対する強度比が顕著に低くなる傾向が見られ る (Sakon 2008)。

■方法と実現可能性

本研究は、(1) dusty WR 星や超新星爆発など大質量星の終焉期に形成されるダストの化学組成および物性 を分光学的に識別する手法を確立することと、(2) 恒星進化による重元素供給サイクルの世代累積が浅い低金 属量矮小銀河の SSC を特徴付けるダスト放射の赤外スペクトルを捉えることにより初期宇宙におけるダスト の化学組成とその供給源を特定することの、2 つの階層での観測を実施する。

JWST/MIRIの観測から、終焉期の大質量星によって形成されるダストの化学組成と物性の理解の進展が期 待されるが、一方 JWST/MIRI カバーされる波長が 28 µm より短いところに限られるため、星周空間を離れ 星間空間に至る過程で、温度が下がり熱放射のピークが 28 µm より長い波長域にレンジアウトしてしまうた め、ダスト化学組成を判別するための分光学的な指紋情報は得ることができない。したがって、JWST/MIRI の観測では星周空間から星間空間に至る過程は観測的に追いきれず、高感度の分光能力によって 18–36 μm を カバーする SPICA/SMI および遠赤外線をカバーする SPICA/SAFARI が、星周空間を離れ星間空間に至る までダストの化学組成および物性を追うことができる唯一の観測手段となる。同時に、SPICA/SMI および SAFARI は、中間赤外線および遠赤外線の波長域において、近傍の Blue Compact Dwarf 銀河の SSC を各銀 河の別の構造から空間的に分解し、優れた分光感度を以って組成分析を行うことを可能とする初めての観測装 置である。

初期宇宙におけるダストの供給源を特定する目的のために、以下の2階層の手法を適応する。

Tier2: Dust formation by SNe and WR stars

SPICA/SMI および SPICA/SAFARI を用いて、爆発から数年~数十年以内のダスト形成を示す特に近傍 (<10 Mpc)の超新星の 18–200 µm の分光観測を行い、温度 100–150 K 程度に冷えた超新星ダストに特徴的な ダスト種を特定し、その赤外スペクトルを収集する。また、SPICA/SMI および SPICA/SAFARI を用いて、 ダスト形成を伴う系内および LMC 内の WR 星 (主として WC+O 型連星系)や LBVs に対して、18–200 µm の分光マッピング観測を行なう。数 Kpc に位置する天体の場合、SAFARI の視野である 120″ の空間距離は おおよそ数百年から 1000 年の時間をかけて拡散するダストの分布領域に相当し、それらはいずれ超新星爆発 が起こった場合の既存の星周ダストを特徴づけると考えられる (図 4.14 参照)。この観測によって、大質量星 が超新星爆発に至る前に形成するダストに特徴的なダスト種を特定し、その赤外スペクトルを収集する。これ らの観測の際には、電離ガスからのライン放射を識別するために波長分解能 1000 程度を要する。

観測対象としては、LMC を含む超近傍銀河内の爆発後数十年程度以内の超新星または超新星残骸約 10 天体 に対して、各天体 8h 程度 (SMI; 4h, SAFARI; 4h) の分光マッピング観測を実施し、温度が 100–150 K に冷 えた $M_{dust} > 10^{-4} M_{sun}$ 規模の超新星ダストの赤外分光特性を測る。また、系内および LMC 内の WR 星や LBV など約 20 天体に対して、各天体 8h 程度 (SMI; 4h, SAFARI; 4h) の分光マッピング観測を実施し、数 百年から 1000 年スケールで星周空間を離れるダストの赤外分光特性を測る。

Tier1: Dust in SSCs in BCDs

SPICA/SMI および SPICA/SAFARI を用いて、近傍の低金属量 BCDs 中の SSCs の 18–200 µm の分光観 測を行い、そのダスト放射の分光学上の特性に、超新星ダストおよび WR 星ダストと共通する特徴を探す。 これによって、初期宇宙の銀河の星間空間を特徴づけるダストの主たる供給源が超新星や終焉期の大質量星で あることへの観測的な証拠を得るとともに、その組成および物性さらには供給源の内訳を特定する。この観測 の際には、電離ガスからのライン放射を除去するとともに、Tier2 の結果との比較を行う目的で、波長分解能 1000 程度を要する。

観測対象としては、近傍の低金属量の Blue Compact Dwarf 銀河を約 20 個程度 (e.g., Izotov & Thuan 2016) について、各天体 8h 程度 (SMI; 4h, SAFARI; 4h) の分光マッピング観測を実施し、SSC を他の銀河内の構 造から間的に分離し、SSC 内の星間空間に特徴的なダスト放射の分光データを得る。

■期待される成果 本観測では、系内および LMC における WR 星や LBV など終焉期の大質量星および LMC や近傍銀河の若い超新星または超新星残骸を対象とする観測から、大質量星に起源をもつダストの分光 学特性を系統的に理解する。さらに、その情報を元に、それらのダストに特徴付けられる近傍の blue compact dwarf 銀河の super star cluster のダストの赤外分光特性を調べ、両者に共通点を探る。これによって、初期 宇宙の銀河が有するダストの起源とその性質を理解することができ、遠方銀河の星間物質の性質、すなわち、



図 4.14 すばる望遠鏡 COMICS で、近日点通過より 29 ヶ月後に取得した WR140 の赤外線画像。 WR140 は、7.93 年周期で、Wolf-Rayet 星の周りを O 型星が周回し、近日点通過のたびに活発な恒星風 衝突を原因とするダスト雲の生成が観測される。

宇宙の星間化学進化の開闢期の姿を解釈するためにもっとも基礎的な知見を得ることができる。

■他のプロジェクトとの比較 SPICA を用いた本観測では波長 20 μ m を越える範囲のダストの分光情報を 獲得することを基本的な手法とする。一方、JWST の ERS プログラムの一つである "Establishing Extreme Dynamic Range with JWST: Decoding Smoke Signals in the Glare of a Wolf-Rayet Binary" (PI: Ryan Lau) では、JWST/MIRI および NIRIS の観測に基づき、WR140 などを対象として、Wolf-Rayet 星周囲 で合成されるダストの組成、質量、形成過程の解明を狙う。したがって、Wolf-Rayet 星の観測については、 JWST/MIRI および NIRIS のカバーする波長域の情報は、本観測と極めて相補的であり、特に有機物を含め た組成の特定を行う上で、鍵となる情報が得られる。一方、Blue Compact dwarf 銀河の SSC 内部の星間空 間におけるダスト放射の性質と比較を行う上では、星周空間を離れ、100–150 K 以下の温度に低下するダスト の放射を捉える事が重要であり、このためには、SPICA を用いた本観測の遂行が不可欠である。

参考文献

Abadi, M. G., Navarro, J. F., Steinmetz, M., & Eke, V. R. 2003, ApJ, 591, 499
Agertz, O., Kravtsov, A. V., Leitner, S. N., & Gnedin, N. Y. 2013, ApJ, 770, 25
Aguirre, A., Hernquist, L., Katz, N., Gardner, J., & Weinberg, D. 2001, ApJ, 556, L11
André, P., et al. 2019, PASA, 36, e029
Aoshima, M. 2018, Journal of the Japan Statistical Society, Japanese Issue, 48, 89
Aoyama, S., Hou, K.-C., Shimizu, I., Hirashita, H., Todoroki, K., Choi, J.-H., & Nagamine, K. 2017, MNRAS, 466, 105
Appleton, P. N., et al. 2017, ApJ, 836, 76

- Asano, R. S., Takeuchi, T. T., Hirashita, H., & Inoue, A. K. 2013a, Earth, Planets, and Space, 65, 213
- Asano, R. S., Takeuchi, T. T., Hirashita, H., & Nozawa, T. 2013b, MNRAS, 432, 637
- Baba, J., Morokuma-Matsui, K., & Saitoh, T. R. 2017, MNRAS, 464, 246
- Baldry, I. K., Glazebrook, K., & Driver, S. P. 2008, MNRAS, 388, 945
- Banda-Barragán, W. E., Federrath, C., Crocker, R. M., & Bicknell, G. V. 2018, MNRAS, 473, 3454
- Barlow, M. J., et al. 2010, A&A, 518, L138
- Beirão, P., et al. 2008, ApJ, 676, 304
- Benson, A. J., Bower, R. G., Frenk, C. S., Lacey, C. G., Baugh, C. M., & Cole, S. 2003, ApJ, 599, 38
- Bernet, M. L., Miniati, F., & Lilly, S. J. 2013, ApJ, 772, L28
- Bolatto, A. D., et al. 2013, Nature, 499, 450
- Boomsma, R., Oosterloo, T. A., Fraternali, F., van der Hulst, J. M., & Sancisi, R. 2005, A&A, 431, 65
- Bouveyron, C., & Brunet, C. 2012, Statistics and Computing, 22, 301
- Bruderer, S., Doty, S. D., & Benz, A. O. 2009, ApJS, 183, 179
- Burgarella, D., et al. 2013, A&A, 554, A70
- Colombo, D., et al. 2014, ApJ, 784, 3
- Contursi, A., et al. 2013, A&A, 549, A118
- Cottle, J., Scannapieco, E., Brüggen, M., Banda-Barragán, W., & Federrath, C. 2020, ApJ, 892, 59
- Dale, D. A., et al. 2009, ApJ, 693, 1821
- de Blok, W. J. G., et al. 2018, ApJ, 865, 26
- Dekel, A., Sari, R., & Ceverino, D. 2009, ApJ, 703, 785
- Díaz-Santos, T., et al. 2013, ApJ, 774, 68
- —. 2014, ApJ, 788, L17
- -. 2017, ApJ, 846, 32
- Djorgovski, G. S. 1992, Astrophysics and Space Science Library, Vol. 178, Galaxy Manifolds and Galaxy Formation, ed. G. Longo, M. Capaccioli, & G. Busarello, 337
- Dressler, A. 1980, ApJ, 236, 351
- Egami, E., Rieke, G. H., Fadda, D., & Hines, D. C. 2006, ApJ, 652, L21
- Egusa, F., Hirota, A., Baba, J., & Muraoka, K. 2018, ApJ, 854, 90
- Fujimoto, Y., Chevance, M., Haydon, D. T., Krumholz, M. R., & Kruijssen, J. M. D. 2019, MNRAS, 487, 1717
- Galametz, M., et al. 2012, MNRAS, 425, 763
- Galliano, F., Dwek, E., & Chanial, P. 2008, ApJ, 672, 214
- González-Alfonso, E., et al. 2012, A&A, 541, A4
- —. 2013, A&A, 550, A25
- Haan, S., et al. 2011, ApJS, 197, 27 $\,$
- Heesen, V., Beck, R., Krause, M., & Dettmar, R. J. 2011, A&A, 535, A79
- Hemmati, S., et al. 2019, ApJ, 881, L14
- Henriksen, R. N., & Irwin, J. A. 2016, MNRAS, 458, 4210
- Hirota, A., et al. 2018, PASJ, 70, 73
- Ho, L. C., & Keto, E. 2007, ApJ, 658, 314
- Hocuk, S., & Spaans, M. 2010, A&A, 522, A24

- Hollenbach, D., Kaufman, M. J., Neufeld, D., Wolfire, M., & Goicoechea, J. R. 2012, ApJ, 754, 105
- Hopkins, P. F., Quataert, E., & Murray, N. 2011, MNRAS, 417, 950
- —. 2012, MNRAS, 421, 3488
- Inami, H., et al. 2013, ApJ, 777, 156
- Izotov, Y. I., & Thuan, T. X. 2016, MNRAS, 457, 64
- Jiménez-Donaire, M. J., et al. 2019, ApJ, 880, 127
- Jones, T. J., et al. 2019, ApJ, 870, L9 $\,$
- Kaneda, H., Yamagishi, M., Suzuki, T., & Onaka, T. 2009, ApJ, 698, L125
- Kaneda, H., et al. 2010, A&A, 514, A14
- Kartaltepe, J. S., et al. 2012, ApJ, 757, 23
- Katz, N. 1992, ApJ, 391, 502
- Kennicutt, R. C., et al. 2011, PASP, 123, 1347
- Klessen, R. S., Spaans, M., & Jappsen, A.-K. 2007, MNRAS, 374, L29
- Koda, J., et al. 2009, ApJ, 700, L132
- Kreckel, K., et al. 2014, ApJ, 790, 26
- Krumholz, M. R., Dekel, A., & McKee, C. F. 2012, ApJ, 745, 69
- Krumholz, M. R., & Tan, J. C. 2007, ApJ, 654, 304
- Leroy, A. K., et al. 2015, ApJ, 814, 83
- Lopez-Rodriguez, E., et al. 2020, ApJ, 888, 66
- Luridiana, V., Morisset, C., & Shaw, R. A. 2015, A&A, 573, A42
- Madau, P., & Dickinson, M. 2014, ARA&A, 52, 415
- Maeda, F., Ohta, K., Fujimoto, Y., Habe, A., & Ushio, K. 2020, MNRAS, 495, 3840
- Mangum, J. G., Ginsburg, A. G., Henkel, C., Menten, K. M., Aalto, S., & van der Werf, P. 2019, ApJ, 871, 170
- Martín-Hernández, N. L., Schaerer, D., Peeters, E., Tielens, A. G. G. M., & Sauvage, M. 2006, A&A, 455, 853
- Matsuura, M., et al. 2011, Science, 333, 1258
- —. 2015, ApJ, 800, 50
- McCourt, M., O'Leary, R. M., Madigan, A.-M., & Quataert, E. 2015, MNRAS, 449, 2
- Medling, A. M., et al. 2018, MNRAS, 475, 5194
- Meijerink, R., Spaans, M., Loenen, A. F., & van der Werf, P. P. 2011, A&A, 525, A119
- Mentuch Cooper, E., et al. 2012, ApJ, 755, 165
- Moreno, J., et al. 2019, MNRAS, 485, 1320
- Mortazavi, S. A., & Lotz, J. M. 2019, MNRAS, 487, 1551
- Nagao, T., Maiolino, R., Marconi, A., & Matsuhara, H. 2011, A&A, 526, A149+
- Nakoneczny, S., Bilicki, M., Solarz, A., Pollo, A., Maddox, N., Spiniello, C., Brescia, M., & Napolitano, N. R. 2019, A&A, 624, A13
- Navarro, J. F., & White, S. D. M. 1993, MNRAS, 265, 271
- Noeske, K. G., et al. 2007, ApJ, 660, L43
- Nozawa, T., Asano, R. S., Hirashita, H., & Takeuchi, T. T. 2015, MNRAS, 447, L16
- Ogle, P., Antonucci, R., Appleton, P. N., & Whysong, D. 2007, ApJ, 668, 699

- Ogle, P., Davies, J. E., Appleton, P. N., Bertincourt, B., Seymour, N., & Helou, G. 2012, ApJ, 751, 13
- Ogle, P. M., Lanz, L., & Appleton, P. N. 2014, ApJ, 788, L33
- Papadopoulos, P. P., Thi, W.-F., Miniati, F., & Viti, S. 2011, MNRAS, 414, 1705
- Parkin, T. J., et al. 2013, ApJ, 776, 65
- Pereira-Santaella, M., Alonso-Herrero, A., Rieke, G. H., Colina, L., Díaz-Santos, T., Smith, J.-D. T., Pérez-González, P. G., & Engelbracht, C. W. 2010, ApJS, 188, 447
- Peterson, B. W., et al. 2012, ApJ, 751, 11
- Pineda, J. L., et al. 2018, ApJ, 869, L30
- Privon, G. C., Barnes, J. E., Evans, A. S., Hibbard, J. E., Yun, M. S., Mazzarella, J. M., Armus, L., & Surace, J. 2013, ApJ, 771, 120
- Rho, J., et al. 2008, ApJ, 673, 271
- Rich, J. A., Kewley, L. J., & Dopita, M. A. 2011, ApJ, 734, 87
- Richings, A. J., & Schaye, J. 2016, MNRAS, 458, 270
- Rodighiero, G., et al. 2011, ApJ, 739, L40
- Roweis, S. T., & Saul, L. K. 2000, Science, 290, 2323
- Rupke, D. 2018, Galaxies, 6, 138
- Sabbi, E., et al. 2018, ApJS, 235, 23
- Saitoh, T. R., Daisaka, H., Kokubo, E., Makino, J., Okamoto, T., Tomisaka, K., Wada, K., & Yoshida, N. 2008, PASJ, 60, 667
- Sakon, I., et al. 2009, ApJ, 692, 546
- Salak, D., Nakai, N., Miyamoto, Y., Yamauchi, A., & Tsuru, T. G. 2013, PASJ, 65, 66
- Salak, D., Nakai, N., Seta, M., & Miyamoto, Y. 2019, ApJ, 887, 143
- Salmon, B., et al. 2015, ApJ, 799, 183
- Schreiber, C., Elbaz, D., Pannella, M., Ciesla, L., Wang, T., Koekemoer, A., Rafelski, M., & Daddi, E. 2016, A&A, 589, A35
- Siudek, M., et al. 2018, A&A, 617, A70
- Sorai, K., Nakai, N., Kuno, N., Nishiyama, K., & Hasegawa, T. 2000, PASJ, 52, 785
- Spinoglio, L., et al. 2017, PASA, 34, e057
- Steinmetz, M., & Mueller, E. 1994, A&A, 281, L97
- Stinson, G. S., Brook, C., Macciò, A. V., Wadsley, J., Quinn, T. R., & Couchman, H. M. P. 2013, MNRAS, 428, 129
- Sturm, E., et al. 2010, A&A, 518, L36+
- Sun, J., et al. 2018, ApJ, 860, 172
- Suzuki, T., Kaneda, H., Onaka, T., Yamagishi, M., Ishihara, D., Kokusho, T., & Tsuchikawa, T. 2018, MNRAS, 477, 3065
- Takeuchi, T. T., Buat, V., & Burgarella, D. 2005, A&A, 440, L17
- Tamura, Y., et al. 2019, ApJ, 874, 27
- Thim, F., Tammann, G. A., Saha, A., Dolphin, A., Sandage, A., Tolstoy, E., & Labhardt, L. 2003, ApJ, 590, 256
- Thompson, T. A., Quataert, E., Zhang, D., & Weinberg, D. H. 2016, MNRAS, 455, 1830

Thuan, T. X., & Martin, G. E. 1981, ApJ, 247, 823

Tinsley, B. M. 1980, Fund. Cosmic Phys., 5, 287

- Valentijn, E. A., van der Werf, P. P., de Graauw, T., & de Jong, T. 1996, A&A, 315, L145
- van der Tak, F. F. S., et al. 2018, PASA, 35, e002
- Vanzi, L. 2003, A&A, 408, 523
- Veilleux, S., Maiolino, R., Bolatto, A. D., & Aalto, S. 2020, A&A Rev., 28, 2
- Venemans, B. P., et al. 2017, ApJ, 851, L8
- Venturi, G., et al. 2018, A&A, 619, A74
- Walter, F., et al. 2017, ApJ, 835, 265
- Wang, L., De Lucia, G., Fontanot, F., & Hirschmann, M. 2019, MNRAS, 482, 4454
- Wasserman, L. 2018, Annual Review of Statistics and Its Application, 5, 501
- Westmoquette, M. 2013, Nature, 499, 416
- Whitaker, K. E., van Dokkum, P. G., Brammer, G., & Franx, M. 2012, ApJ, 754, L29
- Yang, C., et al. 2019, A&A, 624, A138

Zhang, D. 2018, Galaxies, 6, 114



図 5.1 本分野の概要図

5 星形成・星間媒質

5.1 この分野の概要

本分野は「分子雲の性質と星形成」、「原始星/原始惑星系円盤とそのエンベロープ」、「超新星」の3つのサ ブカテゴリーから構成されている。「分子雲の性質と星形成」では、星形成の現場となる分子雲の形成からそ の進化、そして星形成の直前段階天体である分子雲コアに至るまでのサイエンスケースが展開される。分子雲 ダイナミクスに関するこれまでの多くの理論研究では、分子雲は絶対温度10Kの等温ガスと仮定されてきた。 しかしながら、近年の高分解能シミュレーションや観測的研究の進展から、分子雲を多相媒質(低温高密度分 子ガスと高温低密度原子ガスの混相系)として扱うことが、超音速乱流や内部構造の起源を理解する上で重要 であることが明らかになってきている。特に、§5.2.1 や §5.2.5 の提案では、分子雲が本質的に多相構造をもっ ていることの観測的検証を目指している。分子雲が多相構造に特徴的な非一様構造を持っているとすると、分 子雲が超新星爆発等を起源とした衝撃波に圧縮される際に高密度なフィラメント状構造が形成されることが知 られており、実際に近年のHerschel宇宙望遠鏡による観測では高密度フィラメントと星形成領域の強い相関 が示されている。§5.2.2 では、観測される高密度分子雲フィラメントが持つ磁場構造を観測することで、星形 成にとって重要なフィラメント状構造の起源を探ることを目指した議論が展開される。自己重力不安定の臨界 線密度を超えるようなフィラメント状構造は自己重力による分裂と崩壊を経て星形成を開始する。§5.2.3 で検 討される分子雲コアと呼ばれる天体は、そのような自己重力的フィラメントが分裂した星形成直前の天体と言 える。このような分子雲の動的な進化を決定付けていると考えられる大きな要素の一つが磁場である。上述し たフィラメント状の形態は磁場が分子雲ガスに及ぼすローレンツ力が起源と考えられており、さらにフィラメ ントの臨界線密度は、フィラメントを貫く磁場の強さに大きく依存することが知られている。§5.2.4 では、分 子雲の動力学的運命を決めるとも言える磁場構造をどう捉えるかについての検討がなされている。

星の形成はそのまま惑星の形成へとつながる。「原始星/原始惑星系円盤とそのエンベロープ」では、分子雲 の化学的性質や原始惑星系円盤内の物質的な性質を観測的に深く理解することで、惑星形成の解明に迫るため の検討がなされている。§5.3.1 や §5.3.2 では、分子雲を原始惑星系円盤の原材料物質として捉え、特にその化 学的多様性を紫外線環境や金属量という観点から理解することを目標にしている。さらに、§5.3.3 では、分子 雲や原始惑星系円盤に存在する星間塵氷マントルに注目し、例えば氷の相構造を観測的に検証することで惑星 の原材料物質の理解に迫る提案がなされている。星間塵氷マントルの成分の違いによって、星間塵同士の合体 (吸着)のしやすさは異なるため、塵の合体成長理論においても重要な情報となる。これは、原始惑星系円盤内 での惑星形成過程解明において必要不可欠なものである。

星の中でも特に質量の大きな星は超新星爆発を起こすことによってその寿命を終え、物質を再度星間空間に 放出している。「超新星」では宇宙の物質循環に大きな役割を果たしている超新星爆発と星間ダストの関係を キーワードとしたサイエンスケースが検討されている。§5.4.1 では、超新星残骸におけるダストの形成と破壊 を観測的に明らかにするための提案がなされている。超新星におけるダストの形成は長年論争の対象になって いるが、SPICA によるダスト熱放射の時間進化観測によって、ダストの輪廻転生に新たな知見がもたらされ ると期待される。また、§5.4.2 では、重力崩壊型超新星の前駆体である赤色超巨星の周辺ダストに注目した検 討がなされている。これまでとは異なる中間赤外域で赤色超巨星を観測することによって、従来の可視光観測 結果と星の進化理論の間に存在している超新星爆発を引き起こす赤色超巨星質量推定に対する齟齬が埋まるこ とが期待される。赤色超巨星の周辺環境は、大きな未解明問題である赤色超巨星の質量放出機構の理解にも重 要であり、これを解明することは宇宙線加速等の周辺分野の進展にも大きな影響を与えることになると考えら れる。

| 氏名 | 所属 | 主な担当章節 |
|------|-------------------|----------------|
| 相川祐理 | 東京大学 理学系研究科 | §5.1 |
| 井上剛志 | 名古屋大学 理学研究科 | \$5.1, \$5.2.2 |
| 岩崎一成 | 国立天文台 科学研究部 | \$5.2.1 |
| 大屋瑤子 | 東京大学 理学系研究科 | \$5.3.1 |
| 神鳥亮 | アストロバイオロジーセンター | \$5.2.3 |
| 坂井南美 | 理化学研究所 | \$5.1 |
| 島尻芳人 | 国立天文台 アルマプロジェクト | \$5.2.2 |
| 下西隆 | 新潟大学 研究推進機構 超域学術院 | \$5.3.2 |
| 立原研悟 | 名古屋大学 理学研究科 | \$5.2.5 |
| 野沢貴也 | 国立天文台 科学研究部 | \$5.4.1 |
| 日高宏 | 北海道大学 低温科学研究所 | \$5.3.3 |
| 古家健次 | 国立天文台 科学研究部 | \$5.3.1 |
| 古屋玲 | 徳島大学 教養教育院 | \$5.2.4 |
| 守屋尭 | 国立天文台 科学研究部 | \$5.4.2 |
| 山本智 | 東京大学 理学系研究科 | \$5.3.1 |

5.1.1 班員構成、担当

5.2 分子雲の性質と星形成

5.2.1 分子雲の形成と大域的性質

概要

分子雲は星間媒質の中で最も濃密で冷たい成分であり、星形成の舞台となる天文学的に極めて重要な天体で あるにもかかわらず、超音速乱流等の起源が十分に解明されているとは言い難い物理的性質を持った天体であ る。原子ガスから分子雲への進化過程を追跡した数値流体シミュレーションによると、分子雲 ($T \simeq 10$ K)の 周囲には温度が数千 K にも及ぶ温かいガスが取りまいており、温かいガスの運動が分子雲の進化に重要な影 響を与えることがわかってきた。これまでの観測でも H₂の回転輝線が検出され、分子雲に付随する温かいガ スの存在が示唆されている。本研究課題では、*SPICA*の高感度観測を駆使して、H₂の回転輝線の観測をおこ ない、分子雲における温かいガスの役割を観測的に解明する。

背景と目的

星は分子雲の中で生まれるため、星形成の初期条件を明らかにするためには、分子雲自体がどのように作ら れ進化するのかを明らかにする必要がある。星形成には、分子雲内の超音速乱流や磁場が重要な役割を果たす と考えられているが、磁場の観測が極めて困難であることから、特に磁場の役割についてはよくわかっていな い。詳細は次章に詳しいが、SPICA に搭載される B-BOP で可能となる高感度偏光観測により、星形成にお ける磁場の役割への理解が進むと考えられる。我々は分子雲形成に必要な物理過程(磁場、輻射輸送、化学反 応、自己重力)を取り入れた第一原理的な数値流体シミュレーションにおいて、原子ガスから分子雲への進化 過程を計算機内に再現し、分子雲の形成とその中での星形成過程についての研究を押し進めている (Inoue & Inutsuka 2012; Iwasaki et al. 2019)。近年のスーパーコンピュータの大規模化・高速化により、複数のグルー プで同様の分子雲形成シミュレーションが精力的におこわれている (e.g., Valdivia et al. 2015; Clark et al. 2019)。



図 5.2 分子雲形成シミュレーション (Iwasaki et al. (2019) に自己重力を加えたシミュレーション) で得 られた面密度分布 (左) と H₂ の存在量で重みづけした面密度分布 (中央)、CO の存在量で重みづけした面 密度分布 (右) である。CO で同定できるのは高密度領域のみで,その周囲には温かい低密度ガスが広がっ ている。

分子雲形成シミュレーションによって得られる分子雲は,これまで考えられてきた分子雲の古典的描像 (温度 10 K の等温一相ガス) とは大きく異なる。分子雲は主に CO などを用いて観測されているが, CO で同定 できる分子雲は高密度領域のみである (図 5.2 左と 5.2 右を比較のこと)。その周囲を低密度の温かいガスが取

り囲んだ多相構造をしている。温かいガスのもつ運動エネルギーは, CO で同定できる分子雲の運動エネル ギーよりも大きく,周囲の温かいガスが分子雲の動力学に多大な影響を与えていることがわかってきている (Inoue & Inutsuka 2012; Iwasaki et al. 2019)。分子雲が普遍的にもつ超音速乱流の駆動にはこの温かいガス が重要な役割を果たしている。

これまで星形成と直接関連する高密度領域に注目して詳細に研究されてきたが、その周囲の温かいガスも分 子雲の形成・進化の観点からは不可欠な要素である。本研究課題の目的は,*SPICA*の高感度観測を活かして, 分子雲に付随する温かいガスから放射される輝線を調べるすることで,温かいガスの動力学に迫り,分子雲形 成・進化への温かいガスの役割を明らかにすることである。

方法と実現可能性

本研究課題では、500 K 以上の大きなエネルギー幅をもつ H₂ 純回転輝線を温かいガスのトレーサーとし て利用する。化学平衡を考えると、低密度環境では H₂ の形成時間スケールは非常に長く、仮に H₂ を破壊す る遠紫外線が自己遮蔽されていたとしても、温かいガス中に H₂ はほとんど存在しないはずである。しかし、 化学反応を含む分子雲形成シミュレーションによると温かいガス (T > 100 K) には CO はほとんど含まれな いが、H₂ は含まれていることがわかってきた (図 5.3)。面密度分布をみると H₂ は CO よりも広範囲に分布 していることがわかる (図 5.2 右と 5.2 中央を比較のこと)。高密度領域で効率的に作られた H₂ が乱流混合に よって温かいガス中に拡散されるために、温かいガス中にも H₂ が存在しているのである。この温かいガスの 温度は 100 K 以上あるので, H₂ 純回転遷移をトレーサーとして使うことができる。

すでに H₂ の純回転輝線の観測から,星形成を伴っていない領域に付随する温かいガスの存在が指摘されて いる。励起状態にある H₂ の吸収線 (e.g., Gry et al. 2002; Lacour et al. 2005) が FUSE を用いて,また H₂ の純回転輝線が ISO-SWS や Spizer-IRS を用いて検出されている (Falgarone et al. 2005; Goldsmith et al. 2010)。これらの観測から得られる励起状態は、紫外線による励起だけでは説明できないことが示唆されてい る。分子雲形成に伴って作られる温かいガスは、吸収線観測から得られる H₂ の励起状態の占有率をよく説明 することが判明している (Valdivia et al. 2015)。

このように先行研究によって,温かいガスの存在は理論と観測の両面から示唆されてきたが,輝線強度が弱 いため詳細な空間分布と動力学までは捉えることができず、分子雲へどのような影響を与えているのか不明で あった。Spitzer-IRS による Taurus 分子雲の観測では,分子雲の境界付近において約 0.2MJy/sr 程度の強度 をもつ S(0) 輝線 ($\lambda = 28.2\mu$ m) が検出されているが,高感度で高分散の SPICA-SMI の中分散分光器 (MR) を使えば,Spitzer-IRS でできなかった S(0) 輝線の効率的で高分散なマッピングが,Taurus 分子雲だけでな く他の分子雲でも可能になるだろう。その結果,分子雲に付随する温かいガスの位置-位置-速度データを取得 できると期待される。また高分散分光器 (HR) で観測可能な S(1) 輝線 ($\lambda = 17.0\mu$ m) を組み合わせて,温か いガスの物理状態に制限を与えることもできる。さらに H2 輝線データと CO などの高密度トレーサーの輝線 データとを直接比較することによって,温かいガスと分子雲との相互作用の調査が可能となり,分子雲の超音 速乱流駆動への理解が深まると期待される。この研究が完成すれば,温かいガスの影響を加えた多相流体とし ての分子雲の力学状態といった大域的な性質にまで迫る第一歩になる。

5.2.2 分子雲フィラメント

背景と目的

現在生まれている星が分子雲の中で形成されていることは、電波による宇宙の観測が盛んになった 1970 年 代に確立されている (Wilson 2015)。しかしながら、最終的に分子雲から星へと変換される質量は元の分子雲 の質量の高々数パーセント程度に過ぎないことや、分子雲における星形成を議論する上で欠かせない物理的性



図 5.3 分子雲形成シミュレーション (Iwasaki et al. (2019) に自己重力を加えたシミュレーション) から 得られた各温度における H₂(黒線) と C⁺(赤線), C⁰(青線), CO(緑線) の平均存在量。

質である超音速乱流や磁場の起源が不明であることなどの謎が重なり、分子雲の中で星形成がどのように始ま るのかは、理論的にも観測的にも諸説が入り乱れた状態が続いている。

この状況に大きな進展をもたらすと考えられている発見が Herschel 宇宙望遠鏡によるグールドベルト領域 の分子雲サーベイによってなされている。それは、分子コアと呼ばれる星形成の直前段階の天体や原始星が、 分子雲の中でもとりわけフィラメント形状の高密度領域と強く相関しており、さらに、星形成は重力不安定の 臨界線密度を超えたフィラメントで起きているという事実である (André et al. 2014)。このような背景から、 分子雲の中でどのように重力的に不安定なフィラメント状の高密度領域が形成されるのかを問えば、それがそ のまま星形成の開始条件の理解につながると言える状況にある。

方法と実現可能性

分子雲の中にフィラメント状の構造が形成される可能性については、上記の大きな観測的示唆が得られる前 からすでにいくつかの理論が提唱されており、現在までの多くの研究を総合すると、フィラメントの形成メカ ニズムは大雑把には次に述べる3つのタイプに大別される。i) 衝撃波圧縮層等で生成されるシート状分子雲の 自己重力による分裂 (Nagai et al. 1998; Balfour et al. 2015)。ii) 超音速乱流で生成されたシード状構造同士 の衝突交差面の構造 (Padoan & Nordlund 1999; Chen & Ostriker 2015; Matsumoto et al. 2015)。iii) 分子 雲クランプの衝撃波による爆縮形成 (Inoue & Fukui 2013; Vaidya et al. 2013)。詳細は各論文に譲るが、こ れら3つの機構の概略を図 5.4 に示す。これらの形成機構の全ては分子雲が衝撃波に圧縮されることを引き金 としていることが重要である。分子雲が存在する星間媒質は非常に動的にであり、例えば超新星爆発は平均的 には概ね 100 万年に一度という (分子雲の寿命に比べれば) 高頻度で分子雲に作用する。他にも大質量星の放 射によって駆動される電離領域の膨張に伴う衝撃波や、分子雲同士の衝突に伴う衝撃波、銀河の渦状腕衝撃波 などにも分子雲はさらされ続けている。

上述した3つに大別される形成機構を理論的に区別するための最近の研究成果によれば、分子雲を圧縮す る衝撃波の強度(速度)が最も重要なパラメータとなっており、衝撃波の速度が概ね5 km/s を越えると上記 (iii) の機構がフィラメント形成を支配し、それよりも小さな速度では (ii) の機構によるフィラメント生成が顕 著に現れる (Abe et al. 2021 投稿準備中)。(i) の機構と関連する自己重力は (ii),(iii) に比べて遅いプロセス であり、(ii) もしくは (iii) の機構でフィラメントが形成された後に働き出し、例えば複数のフィラメントを束 ねて太らせる効果を持っている。

重要となるのはこれらの理論的理解の観測的検証であるが、SPICA に搭載される B-BOP を用いた磁場構 造の観測がこの目的の達成に不可欠となる。観測的にフィラメントは 0.1pc 程度の幅を持っているが、B-BOP の分解能であれば Herschel で観測されたフィラメント内部の磁場構造を知ることができる。また、B-BOP の 感度があれば、濃密なフィラメント内部のみでなく、その周辺の磁場構造も同時に観測が可能である。図 5.4 を見れば分かるように、上記 (iii) のフィラメント形成機構ではフィラメント周辺で磁場がたわむことを予言 する。この構造はフィラメント軸と視線が垂直なときには現れないが、2つのなす角が小さいほど顕著になる と予測される。(iii) の機構は線密度が 50 M_{sol}/pc 以上になるような大質量フィラメントの形成で特に顕著に なるので、Herschel で同定された線質量の大きなフィラメント周辺の磁場構造を B-BOP で観測することが重 要になる。(i) や (ii) のプロセスではフィラメント周辺の磁場構造はより単純な直線状ものが予測されている。

(ii)や(iii)のプロセスで形成されたフィラメントは、形成された直後は線質量が小さく自己重力が無視でき る内部構造を持ち、その後にフィラメントに向かう降着流によって質量を獲得し、最終的に自己重力による分 裂崩壊で分子雲コアへと進化すると考えられる。このような場合、形成後の若い段階ではフィラメントは中心 部と表面で大きな密度コントラストを持たないことが予測される。一方で、自己重力が支配的になった以降は 中心集中した密度構造が期待される。Tomisaka (2015)による平衡フィラメント構造の解析的計算によれば、 フィラメントが中心集中した構造を持つ場合、磁力線もフィラメント内で中心に向かった構造を取る。これに よって、フィラメント内部の磁力線の向きを様々な視線方向から観測した時の頻度分布は、フィラメントの中 心密度と表面の密度の比によって大きく変化することになる。例として図 5.5 に Tomisaka (2015)で計算さ れた、中心と表面の密度比が 10 の場合と 300 の場合の分布関数を示す。B-BOPの空間分解能が Herschel と 同程度であることを考慮すれば、数百本近くのフィラメントの内部磁場の方向を計測することが可能であり、 線質量毎のフィラメント内磁場の分布関数を観測的に示すことによってフィラメントの起源の理解に迫ること ができる。特に (iii)のような機構で形成されたフィラメントは、強い磁場によって有効臨界線質量が古典的 臨界線質量 (~ 17 M_{sol}/pc)を大きく超えていることが予言されており、古典的臨界線質量よりも大きな線質 量のフィラメントでも小さな中心表面密度比が保たれていることを示すことによって理論を検証することがで きる。

近年の観測から、高密度領域における星形成効率が、星形成から銀河スケールにおいてほぼ一定であること が明らかになっている (Shimajiri et al. 2017)。これは、高密度ガスから星への形成則が普遍であることを示 唆している。さらに、大質量星形成領域のフィラメント状構造も、低質量星形成領域のフィラメント状構造と



図 5.4 フィラメント形成機構の概略図

同様の過程を経て形成されていると示唆されている (André et al. 2016; Shimajiri et al. 2019)。しかし、主 に低質量星形成領域に対する観測研究の成果をもとに提唱されたフィラメントにおける星形成シナリオの普 遍性の解明には、より多くの大質量星形成領域におけるフィラメント形成および進化の過程の解明が重要と なる。

観測により、フィラメントにおける星形成過程を解明するためには、フィラメント自体を十分空間分解し、 フィラメントと周辺環境の関係を探るために広がった天体の構造を抑えた観測が重要となる。Herschel に よる近傍星形成領域に対する探査観測から、フィラメントは、0.1pc の幅を持つことが明らかになっている (Arzoumanian et al. 2011, 2019)。SPICA/B-BOP を用いて、200 µ m の波長で観測した場合、約 18 秒角の 空間分解能を達成することができる。つまり、SPICAを用いれば、400 pc 以内の距離にある天体は、0.04pc 以下の空間分解能を得ることができ、フィラメントを十分空間分解し、広がった構造を抑えた観測が可能で となる。しかし、大部分の大質量星形成領域は、400 pc より遠方にあり、SPICA では、それらの領域にある フィラメントを空間分解することができない。そこで、考えられる手法の1つが、現在建設計画が練られてい る Large sub millimeter Telescope (LST) や Atacama Large Aperture Submm/mm Telescope (AtLAST) といった大口径の地上望遠鏡に B-BOP と同じカメラを搭載して観測をし、SPICA/B-BOP により取得され たデータと足し合わせることである。空間分解能は、アンテナロ径が大きければ大きいほど、良くなる。その ため、宇宙赤外線望遠鏡のように打ち上げに重量制限のない地上望遠鏡の方がアンテナロ径が大きく、より高 い空間分解能を得ることができる。例えば、30m クラスの地上望遠鏡であれば、~3 秒角といった高い空間分 解能のデータを取得することができ、2.5 kpc 以内の距離にある 30 以上の大質量星形成領域のフィラメント の空間分解能が可能となる。 一方で、地上望遠鏡による観測では、大気雑音を取り除く際に、広がった構造 を持つ天体からの放射も一緒に取り除かれてしまい、広がった構造が再現できないという問題点がある。宇宙 赤外線望遠鏡である SPICA による観測は、大気の影響を受けないため、広がった構造を再現することが可能 であるが、アンテナロ径が小さいため、空間分解能が小さいという問題点がある。そこで、両者のデータを足 し合わせることで、高い空間分解能かつ広がった構造を抑えたイメージを作成する。この手法の有効性は、既





図 5.5 フィラメント内部の見かけの磁場とフィラメントの軸のなす角の分布関数。フィラメントの中心と 表面の密度比が 10 の場合と 300 の場合 (Tomisaka 2015 より改変)。

に Herschel 宇宙赤外線望遠鏡に搭載された SPIRE と APEX 望遠鏡に搭載された ArTeMiS カメラで取得さ れたデータで実証されている (André et al. 2016)。このように、お互いの強みを活かすことで、初めて、大質 量星形成領域におけるフィラメントにおける星形成の過程を明らかにすることが可能となる。

5.2.3 分子雲コアの磁場構造

SPICA に搭載される究極の磁場マッピング装置である B-BOP (B-field explorer with BOlometric Polarimeter) のキーサイエンスとしての偏光マッピング観測は、Herschel 衛星により行われたグールドベルト 雲(近傍分子雲)の広域遠赤外撮像サーベイ (André et al. 2010)をガイドマップとして行われることになる だろう。B-BOP では Herschel 衛星で検出された構造 ($A_V > 1$ mag)の 1% 偏光を測るという強力な観測が 可能であり (波長は 70/200/350 μ m, 分解能は ~ 6"/18"/32")、~ 1500 時間の望遠鏡時間の投入で、~ 500 deg² という広大な領域のサーベイを完了できる (André et al. 2019)。これにより、分子雲コアはもとより、 統計的な数の分子雲の磁場マップも確保でき、分子雲形成からコア形成・進化までの理解を一挙に進められる だろう。以下は、B-BOP による分子雲から分子雲コアまでの大サーベイ時代に、我が国がコア磁場の研究の 主導権を取っていくことを見据えた、サイエンスの積み上げと展開についてまとめる。

恒星の形成母体は、高密度の分子ガスと塵の塊(分子雲コア)である。この母体コアの性質がのちに形成さ れる恒星の物理量を決めると考えられている。ひとたび自己重力が他の対抗力(熱・乱流・磁場)に打ち勝っ たとき、その後の収縮を止めるメカニズムは存在しない。したがって、母体コアが重力収縮を始めた瞬間に持 つ物理量が、星形成過程の初期物理状態を決める。この分野の研究は「星形成の初期条件問題」と呼ばれ、観 測と理論的検討が急速に進んでいる(例えば、McKee & Ostriker 2007; Crutcher & Kemball 2019)。

分子雲コアの性質について知るためには、コアの前段階、すなわち、より大きな構造からのコアの分裂機構 や、ひいては分子雲そのものの形成過程まで遡って理解を深める必要があるだろう。したがって、10 パーセ クスケールの大きな構造からサブパーセクスケールの小さな構造へ、低密度(10² – 10³ cm⁻³)から高密度 (> 10⁴ cm⁻³) へ、横断的に物質移動の履歴を辿っていく必要がある。

分子雲形成から雲内構造形成(コアの形成と進化)までを理解する際に本質的なのは、星間物質が重力 により濃集する際に凍結磁場を引きずって歪める過程(重力湾曲=物質移動の履歴)の検出である(例 えば、Schleuning 1998; Pattle et al. 2017)。分子雲コアにおける磁場の湾曲は、マイルドに濃密な領域 ($A_V = 5 - 20$ mag)に現れるのが特徴で、SPICA の存在しない現時点でこれを検出できるのは、近赤外域で の塵の2 色性吸収偏光だけである(Kandori et al. 2017b, 図 5.6 左)。なぜなら、可視域での星間偏光測定で は、 $A_V = 5$ mag を見通すことができず、地上からのサブミリ波での塵の放射偏光測定では、非常に濃密な領 域 ($A_V > 20$ mag)を貫く直線磁場成分しか検出できないからである。

磁場の湾曲の現れ方の典型例は、物質が凍結磁場を引きずりながら等方的に収縮した場合である。このとき は、収縮コアの周りに砂時計型に歪んだ磁場構造が現れる(Mestel 1966; Myers et al. 2018; Kandori et al. 2020a)。砂時計は入れ子になっていることもあるだろう(大規模な分子雲形成と小規模な分子雲コア形成。例 えば、Li et al. 2015)。衝撃波と物質との衝突相互作用によるフィラメント分子雲形成モデルでは、フィラメ ントの長軸に対してこれを取り巻くように湾曲した磁場構造が予想されており(Inoue & Fukui 2013)、この 描像を裏づける観測も報告されはじめている(Arzoumanian et al. 2018; Tahani et al. 2018, 2019)。コア形 成モデル(例えば、Myers et al. 2018; Matsumoto & Hanawa 2011)や磁気平衡解モデル(Tomisaka et al. 1988, 2014)やフィラメント分裂モデル(例えば、Hanawa et al. 2017, 2019; Kudoh & Basu 2014)や分子 雲形成モデル(例えば、Inutsuka et al. 2015; Iwasaki et al. 2019)をツールとして、観測された磁場マップ を読み解くことができる。

分子雲内の乱流により励起されアルフベン速度で伝播するローカルな磁力線の乱れは、湾曲磁場に対する

偏光角揺らぎとして観測されるが、この量は領域の磁場強度と密接に関係しており、Davis-Chandrasekhar-Fermi 法として定式化されている(DCF 法: Davis 1951; Chandrasekhar & Fermi 1953)。この手法は実際 よりも強く磁場強度を見積もることがシミュレーションを用いた研究から分かっており、補正係数が提案さ れている(例えば、Ostriker et al. 2001)。また、修正 DCF 法の提案もある(Cho & Yoo 2016; Yoon & Cho 2019)。偏光角揺らぎの測定方法には、湾曲磁場成分の差し引きにより分離する方法(Girart et al. 2006; Kandori et al. 2017b)と構造関数による方法(Houde et al. 2009; Hildebrand et al. 2009; Cho 2019)とが ある。これらの方法で求まるのは、天球面成分の磁場強度であり、全磁場強度を知るためには、磁場の視線方 向の傾き角を知る必要がある。

磁場の視線方向の傾き角を求める方法は少ない。磁場の天球面成分を測る DCF 法と視線成分を測るゼーマ ン効果観測を組み合わせる方法(Myers & Goodman 1991)などもあるが、異なる手法で得られたデータの 組み合わせには困難も多い。観測と理論シミュレーションとを比較する手法(Gonçalves et al. 2008; Frau et al. 2011)は決めるベきパラメータが多く、また簡単な適用が難しい。コアに砂時計型の磁場構造が付随す る場合は、シンプルな3次元パラボリック関数や解析的な砂時計モデルをフィットに用い、磁力線分布の軸 対称を仮定するだけで、比較的少ない計算量で磁場の傾き角を決めることができる(Kandori et al. 2017a; Kandori et al. 2020a)。これにより分子雲コアに対して全磁場強度を用いた議論が可能になる。磁場の傾き角 を知るすべがないこれまでの研究では、多数のコアを観測し、傾き角に関するランダム分布を仮定した上で、 ようやく1つの統計的平均的な磁場に関する量を得ていた。分子雲コア個別に3次元磁場構造を得られるよう になったことにより、研究の次の段階である、コアの磁場構造の普遍性と多様性の議論へ進むことができるだ ろう。

全磁場強度の測定に基づき、質量磁束比(理論値で規格化:Nakano & Nakamura 1978)を求めたり、分子 雲コアの観測質量を、磁気平衡解を形成するための理論的臨界質量(Tomisaka et al. 1988; McKee 1989)と 比較することで、コアの力学的安定性を議論できる。磁場強度の密度依存性や、コアの質量磁束比の動径分布 も議論できる(Kandori et al. 2018b)。これらは星形成の初期段階における磁場の役割を理解するための最も 基本的なデータとなるだろう。

Myers et al. (2018) による解析的な砂時計型磁場構造モデルは、凍結磁場と対称性を保った収縮を仮定して おり、一様磁場・一様密度の初期状態から Bonnor–Ebert ライクな密度構造の最終状態にいたるまでの磁束管 問題を解いている。観測と砂時計モデルとの比較からは、コア形成の初期半径 R_0 ,初期密度 ρ_0 ,初期磁場強 度 B_0 の情報が得られ、分子雲コアの起源や進化過程について議論できる(Kandori et al. 2020a)。例えば、 半径 R_0 で B_0 の磁気を帯びた臨界フィラメントの密度と ρ_0 とを比較して、フィラメント分裂と分子雲コア 形成との関係を議論することなどができる。分子雲コアの初期パラメータを決めることができるのは、おそら くこの方法だけだろう。

上で述べたように、現状においてコア磁場の湾曲をトレースできる観測手法は、近赤外域での2色性吸収 偏光のみである。北半球においては Mimir 赤外偏光器(Clemens et al. 2007)による広視野観測(例えば、 IC5146 分子雲: Wang et al. 2017, L1544 コア: Clemens et al. 2016)が、南半球においては SIRPOL 赤外 偏光器(Kandori et al. 2006)による広視野観測(例えば、 ρ Oph 分子雲: Kwon et al. 2015; Serpens-South 分子雲: Sugitani et al. 2011; B68 コア: Kandori et al. 2020b)が行なわれている。日本の立ち位置として は、SPICA/B-BOP が稼働し始めるまでの約 10 年を使って太陽系近傍の分子雲複合体やコアの赤外偏光に よる大サーベイを行い、磁気的環境から星形成の初期物理状態を俯瞰する様々な研究を展開し、これにより B-BOP 時代の研究においても独自性と主導権を維持していくべきだろう。

B-BOP が動き出すまでに研究しておかなければならない課題に、磁場に対する塵粒子の整列問題がある。 観測された偏光度と柱密度(A_V)との相関関係を調べることは重要である。この研究は、観測がコア深部で



図 5.6 (左) 星なし分子雲コア FeSt 1-457 の近赤外(Hバンド)偏光ベクトル分布(黄色線)。背景は Stokes I 画像(Hバンド)。白線は、砂時計型磁場構造のモデルによる観測データのベストフィット。視野 の1辺は、コアの直径と同じ 0.19 pc。図は Kandori et al. (2017b)より改変。(右)背景星の偏光(P_H) と減光(A_V)の相関図。 $P_H/\delta P_H \ge 10$ の星を用い、周辺偏光の差し引き解析と消偏光・視線傾き角補正 を行った後のデータをプロットした。破線は直線フィット。相関係数は 0.85 である。図は Kandori et al. (2020a)より改変。

の塵の偏光を捉えているかどうかの検証に留まらず、塵の整列機構の素過程の理解に大きなインパクトを与える(Andersson et al. 2015)。分子雲コアにおける近赤外波長での相関関係は、 $A_V \sim 25$ mag ほどの深い領域まで直線関係であることがわかっている(Kandori et al. 2018a, 2020a, 図 5.6 右)。このことは、冷たく濃密なコア中心近傍においてさえも塵粒子は磁場に整列しており、その偏光が検出されていることを示す。なぜ冷たく濃密で外部からの輻射も遮断されているコア中心近傍までの領域で塵粒子が磁場に整列できるのかは大きな謎である。一方で、サブミリ波での相関関係を調べると、その偏光度は A_V の増加に対して右肩下がりになる事例が多く("Polarization Hole": Matthews et al. 2009; Hull et al. 2014; Alves et al. 2014)、これは、サブミリ波領域では、分子雲深部の塵は偏光していないというのが1つの解釈である。しかしながら、解析手法の改良に基づいてこれに反論する報告もある(Pattle et al. 2019; Kandori et al. 2020a)。これらは、将来のSPICA/B-BOPでの大サーベイデータの解釈に大きく影響するため、理論と観測の両面から研究を進めておくべきである。観測面では、構造が単純でモデリングのしやすい孤立した分子雲コア(ボック・グロビュール)を複数使って、遠赤外偏光と近赤外偏光の比較研究を十分に進めておくべきである。理論面では、塵粒子の整列に関する現在の標準的理論である輻射トルクモデルを使って、多波長偏光観測データを説明する研究を進めておくべきだろう。

SPICA/B-BOP による分子雲コアの磁場構造の研究は、他の観測装置による研究と完全に相補的である。 B-BOP による磁場マッピングは、その広さと感度の点で圧倒的であるが、一方で、分解能は、近傍分子雲コ アは解像できるものの、それほど高くない。ALMA 望遠鏡やすばる望遠鏡、TMT などに搭載される偏光装 置を用いた高解像度観測は、B-BOP で見つかった興味深い天体を詳しく研究するのに威力を発揮するだろう。 B-BOP での観測により、分子雲コアとそれを取り巻く磁場の豊かな構造が切り開かれていくことを期待する。 日本の独自性としては、観測面では、近赤外広視野偏光器 SIRPOL による分子雲や分子雲コアの大サーベイ を B-BOP に先駆けて進められることなどが挙げられる。将来的には、近赤外偏光と遠赤外偏光との比較研究 なども重要になるだろう。理論的研究においては、星形成や分子雲形成、分子雲コア形成などの分野で日本の 研究者の寄与が目立っており、研究の大きな流れを主導しているといえるだろう。理論の検証や制限という観 点から見ても、観測と理論の研究者が協力して B-BOP 時代の巨大データに取り組んでいくことが必要だと思われる。

5.2.4 分子雲磁場

【背景と目的】

希薄な原子ガスから分子雲を形成し、そのなかで (多重) 圧縮やさまざまな不安定性により、局所的に密度 の高い領域ができ、その領域の自己重力が他の力を凌駕すると原始星の形成に至る。数 10 pc スケールから数 AU スケールに至る, 圧縮プロセスにおいて、どのスケールでも自己重力と拮抗する力として乱流と磁場に起 因する力が挙げられる。磁場に関しては、一義的には前述のようにガスの圧縮を妨げる役割をするが、条件に よってはガスの圧縮や集積を促す役割もすると考えられている。そこで、さまざまな空間スケールと密度ス ケールにおけるガス・ダイナミクスにおける磁場の寄与を具体的に明らかに必要がある。この状況において、 SPICA で計画されている偏波観測装置 BPOP による科学的観測から決着のついていない諸問題について知 見を深めることが強く期待される。

【方法と実現可能性】

SPICA では波長 100–350 µm 帯において角度分解能 9" – 32"の偏波観測を実現する。そこで、対象天体 までの距離に応じて研究目標を整理する。おうし座分子雲など近傍 (≤ 200 pc)の小質量形成領域においては、 分子雲コア全体の磁場構造を俯瞰するだけでなく、もっとも近い領域においては約 1000 AU の空間分解能を 達成できるので、分子雲コアの内部や原始星星周エンヴェロープの磁場構造を撮像できる。距離 400 pc を超 えると、オリオン座分子雲などの大質量形成領域がターゲットに入り、そこでは大旨 0.1 pc を切る分解能を達 成できるので、フィラメント状分子雲が網目状に分布する分子雲など、分子雲全体の磁場構造を俯瞰できよ う。1 kpc を超える遠方天体に対しては、分子雲における構造形成や分子雲の形成における磁場の役割に立ち 入ることができる。以上は個別観測を念頭においたものであるが、ある程度まとまった望遠鏡時間を投入でき る広域偏波サーベイが可能となった場合、プランク衛星よりもおよそ 1 桁高い分解能で研究を進めることがで きるので、ひろく受け入れられているダイナモ理論による銀河磁場の生成・維持機構と乱流による消滅機構を 検証するなど、観測能力の制限から手つかずであった研究を推し進められよう。

前述のように SPICA ではプランク衛星による偏波観測よりもおよそ1桁高い空間分解を達成できるため、 磁場構造をより詳細に撮像できる。他の望遠鏡データと比較して研究を展開することも想定すると、SPICA 偏波観測における系統誤差を統計誤差と同程度以下まで追い込めれば理想的である。このため、偏波較正の シュミレーション研究や、条件は異なるものの、地上や航空機搭載の既存望遠鏡で較正経験の蓄積を系統 的に積むことが望まれる。以下では、分子雲において柱密度 10²² cm⁻² の領域に対して、偏波角の決定精 度 $3\sigma_{\chi} \leq 3^{\circ}$ 、偏波率の精度 $3\sigma_{\rm P} \leq 0.9\%$ を想定する。これらは地上サブミリ波偏波撮像において最高性能 を有する、ジェームズ・クラーク・マクスウェル望遠鏡 (JCMT) での 850 μ m および 450 μ m 帯での経験 にもとづく,現実的であるが野心的な要求精度である。なお、JCMT における偏波観測は、地球大気の影響 をうけ (SPICA は受けない)、回転半波長板を用い (SPICA では使用しない)、TES アレイ (SPICA では生じな い) ため、スキャン観測を行わざるを得ず、これが低い空間周波数成分を受信できない、2 つ目の理由となっ ている.また、850 μ m および 450 μ m 帯同時観測を実現したものの、TES アレイの特性から両バンドを別ア レイで受光しているため光学的経路が異なり、これが両バンド間に見られる偏波特性の発生要因のひとつと考 えられている。BPOP ではこれらの阻害要因がすべて解消される見込みであり、遠赤外線・サブミリ波偏波 観測の本質的な改善が期待できる。

【期待される成果】

■構造形成における役割 (≥10 pc および ≤0.1 pc スケール) 分子雲から原始星へ至る過程は 2 回の構造形成 を経る. 1 回目は分子雲スケールでおこり、フィラメント状分子雲に代表される分子雲の内部構造から、原始 星形成の母体となる分子雲コアの形成が研究の焦点となる。2 回目は分子雲コアにおける構造形成で、原始星 の形成が主題である。これらの構造形成は、分子雲 → ハブ・フィラメント状構造に代表される分子雲内部構 造 (以下,簡単のためフィラメント) → 分子雲コア → 原始星という階層構造の理解に直結する。ある階層の 天体の密度場、速度場、磁場の情報は、ひとつ下の階層の天体を形成する際の初期条件および境界条件だから である。したがって、SPICA を用いた研究が果たすべき役割は第一に高い空間的ダイナミックレンジ (画像 サイズを分解能で除した指標) を活かして階層構造の理解を深めることである。

SPICA の強みが発揮されるであろう、分子雲 → フィラメントの構造形成において重力は主役ではない。 ≳10 pc スケールの希薄な分子雲において 1 – 0.1 pc のフィラメントを形成するのは、衝撃波の通過などによ る多重圧縮プロセスであり、そこに磁場構造が関与する。分子雲 → 分子雲コアの階層遷移に関わる問いは、 ≳10 pc スケールから ≲ 1 pc スケールのフィラメント・ハブ構造あるいは網の目状構造が如何に形成されたの かであるが、プランク衛星による偏波観測では空間分解不足、地上サブミリ波偏波観測はひろがった放射に感 度がないことから、観測研究は理論予測に対して強い制限をつけることができていない。SPICA が果たすべ き役割のひとつは、ここにある。

分子雲コア → 原始星に関しては、SPICA の空間分解能を考えたとき、研究の焦点は十分な数のサンプルを 構築して、磁場込みの分子雲コアの形成条件を明らかにすることである。ハーシェル衛星による観測から、原 始星形成に至るであろう、分子雲コアを含むフィラメントが同定され、自己重力収縮に至る臨界面密度が提示 されている。しかしながら、ハーシェル衛星には偏波撮像機能がないことや空間分解能がやや不足するため、 柱密度 10²³ cm⁻² を超えるガスの磁場構造は手つかずであった。きわめて最近、JCMT による観測から柱密 度 10²⁴ cm⁻² 程度のフィラメント最深部における磁場構造が一部の天体で明らかにされ、論文投稿されてい る。そこからわかったことは、希薄ガスに対する、近赤外線吸収偏光観測やプランク衛星による放射偏波観測 から明らかにされている描像(フィラメントに直交するストライエーションと局所磁場は平行であり、局所磁 場に沿って物質は集積する)とは異なる。感度と分解能の点だけから判断すると、SPICA による系統的な追 観測が期待される。しかしながら、これらの研究が広がった放射を検出しない、という地上サブミリ波偏波観 測の弱点を活かしてなされた研究であることを踏まえると、SPICA による系統観測を行ったとしてもすべて の星形成領域でブレークスルーが期待できないことがわかる。言い換えれば、「広がった放射を検出してしま う」SPICA の強みは、SPICA 偏波観測の弱点にもなる。したがって、対象天体の距離を適切に選び、多波長 観測の利点を活かした観測計画を具体的に検討する必要がある。

「あかり」などに比べ、SPICA では、広がった放射に対する感度の向上と高空間分解能化がなされ、偏波撮 像機能が追加されるので、分子雲コア磁場の大局構造だけでなく、分子雲コア内部の磁場構造や自己重力束縛 状態にない、相対的に希薄な分子雲コア候補天体や分子雲コア間ガスの磁場構造を初めて明らかにすることが 期待できる。希薄なガスが自己重力で崩壊 (収縮) する初期条件と境界条件を明らかにすることは、原始星の 直接的な材料物質である、高密度ガスへの質量降着過程の多様性を理解するために必須である。分子雲コア → 原始星への構造進化の最短時間スケールは自由落下時間程度と考えられるが、磁場はこれをどれほど遅延 させているのを多数のサンプルを用いて決着することが望まれる。

ここで強調しておきたいことは、地上サブミリ波望遠鏡による偏波観測に対する SPICA の有意性である。 地上観測では大気の熱輻射を差し引く際、天体起源の低い空間周波数成分も同時に差し引かれてしまい、広 がった放射の偏波撮像が原理的にできない。SPICA における偏波観測ではこの制限がないため、希薄な分子 雲コア候補天体や分子雲コア間ガスの磁場構造の研究ができる。希薄でひろがったガスの力学的進化を磁場込 みで評価し直すことは、分子雲を構成する質量のうち、何割が最終的に星に転換されるかという星形成効率の 詳細な理解に繋がり、星形成分野だけでなく、銀河システムにおける物質進化を理解するうえで欠かせないパ ラメタのひとつを精度良く決めることにつながる。

■星形成のトリガーにおける役割(1pc – 0.1pc スケール) 分子雲コアが自己重力によって収縮する契機を 知ることは、その後に進行する降着過程の様相や原始星が形成されるまでのタイムスケールを論ずるうえで、 本質的である。ここでいう「契機」とは、分子雲コアが自己重力を開始した際の速度場、密度場および磁場の 空間構造を集約した初期条件および境界条件、さらに研究対象の領域がその条件を持つに至った環境要因を指 す。分子雲コアやコア間希薄ガスのエネルギー密度を力の起源ごとに評価できれば理想的であるが、現状は自 己重力、(磁気)乱流、磁場に起因するものに加え、外圧も含め、積分量をビリアル定理を用いて評価すること が多い。多くの場合、もっとも精度の悪いのは磁場に関する項である。数多くの星なし分子雲コアが磁場込み のジーンズの臨界質量を超えた質量を持ち、磁気的超臨界にあると推定されているが、このような分子雲コア では磁気圧勾配力による支えが働いてなければならない。しかし、磁場構造の具体的な調査は不十分である。 さらに質量磁束比の推定精度 [磁束に関しては DCF 法(後述)やゼーマン効果による] は、かなり悪い。この ため臨界質量磁束比と実測質量磁束比の比はほとんどの場合、≃1であり、その分子雲コアが磁場で支えられ ているとも支えられていないとの結論される。この議論は1980年代から続く議論ではあるが、隔靴掻痒の感 を拭えない論文が出版されつづける理由のひとつに「比の比」を評価するという手法に限界があるのかもしれ ない。この状況を打破するためには、もはやそれぞれの力に対してエネルギー密度の空間分布を明らかにする ことが避けて通れないであろう。

以上は、星形成における「強い磁場 vs. 弱い磁場」論争の一面である。仮に「強い磁場」のもと、角運動量 を保存しながら分子雲コアが収縮した場合、その帰結として「砂時計」形状の磁場の存在が予想され、0.1 pc – 0.01 pc スケールで多く見られるはずである。代表的とされる 2000 年代後半になされた明るい天体に対する 観測は、そのシナリオの有意性を伺わせるものが多かったが、2010 年代後半に大きく進展したサブミリ波偏 波観測が明らかにしたものは寧ろ多様性である。さらにガス同士の力学的相互作用によっても砂時計状構造が 形成されうるという観測研究も報告されるに至ると、もはや積分量や「比の比」の測定にもとづく観測研究で は理論研究の「強い磁場 vs. 弱い磁場」論争には何ら制限を与えられないことは明白となってきた。

このような状況下で登場する、SPICA が狙うべき discovery space はどこであろうか?前段の指摘とは一 見矛盾するが、SPICA の初期サイエンスでは、まず「密度 vs. 磁場強度」図を刷新するという「本丸への道」 (のひとつ)を先ず進むべきである。「密度 vs. 磁場強度」図に多数の点を打てるようになったら、上述によう に空間分解へと解析を進める(ひとっ飛びに空間分解できない場合、動径方向分布など一次元分布でもよい)。 「密度 vs. 磁場強度」の縮退を解く作業は、空間軸だけでなく、進化段階や母体ガスの総質量や物理状態 (e.g., 超音速・亜音速状態) などの点からサブサンプルを構築し、分子雲コアが重力収縮に至る契機を「本当に」明 らかにしたいものである。

ここで「強い磁場 vs. 弱い磁場」における SPICA データの優位性を改めて強調しておく。この論争で用い られてきたデータは、個別研究のコンパイルであったり、きわめて小数の標本にもとづく議論であった。その ため前者においては系統誤差の大きさが常に問題になるだけでなく、「磁束測定と質量測定は本当に同じガス に対して行われたものか?」という批判に常に晒されてきた。これに対し、SPICA では多波長連続波偏波撮 像が可能なので、測定対象のスペクトル・エネルギー分布 (SED)の高精度推定が可能となる。このため「磁 束測定と質量測定は同じガスに対して行われたものか?」との批判はある程度かわせるであろう。しかし、少 し考えると SPICA データでも注意深い検証が必要となることがわかる。SPICA の観測波長域 100–350 µm は、視線上の「暖かい」星間物質に敏感であるが、原始星形成の母体となる大部分の星間物質は「冷たい」。 このため大部分の星間物質の磁場構造をトレースしているはずの「(サブ) ミリ波帯で観測される偏波構造と 100–350 µm 帯で観測される偏波構造は同じであり、どちらも真の磁場構想を反映している」との仮定が要請 される。SPICA の偏波観測がブレークスルーをもたらすことは間違いないが、上述のような小さな課題をひ とつひとつ解決することが求められる。

■若い星の分子流によるフィードバック機構における役割 (> 10 pc - 0.01 pc スケール) 誕生する星の質量 は、母体分子雲の質量に対して、わずか数パーセントに留まることから、星形成過程は効率が悪いと言われ る。この低効率性は、形成途上の若い星からの分子流による質量降着の阻害や降着する物質の散逸であった り、OB 型星の輻射による星周物質の破壊など(まとめてフィードバックと呼ぶ)に起因する。 <> 0.01 pc ス ケールなど、原始星形成に直接与るガスに着目する。磁気制動によって分子流は降着する物質が持ち込む角運 動量を両極上空へ輸送し、質量降着を促進するのであるが、皮肉にもこれが母体分子雲を散逸させ、質量降着 を停止させる。この加減を知ることが、誕生する星の質量を決める機構を理解するうえで、もっとも重要であ り、今もって観測的研究の中心課題である。

視線に沿った積分量ではあるが、SPICA による偏波観測は近傍の小中質量星形成領域について 10 pc 四方 を超える視野を 0.01 pc の分解能で磁場構造を明らかにできる。≳1000 AU スケールの干渉計偏波観測などを 総合すると、このスケールでは分子流の軸と大局的な磁場の方向はランダムであるとわかってきたが、その物 理的要因については踏み込み切れていない。すなわち、進化や幾何的な効果を除去し、分子流システムの磁場 構造の多様性だけにランダムさの要因を帰着させたとは言い切れない。SPICA 偏波観測は空間分解能の点で ALMA 等と discovery space を棲み分けるが、分子雲中のすべての分子流近傍の磁場構造と母体雲の磁場の 向きの完全性の高いサンプルを構築できる点で有利である。このようなサンプル構築は地上望遠鏡でも不可能 ではないが、データの均質性で評価した場合、衛星望遠鏡が有利である。十分な数のサンプルを構築できれ ば、進化段階や捉えている空間構造や降着流の有無あるいは降着率などの視点からサブサンプルを構築し、質 量降着と質量放出のバランスを決める際の磁場の役割について、問題の所存を現在の研究よりも具体的も論じ ることができよう。

■ダスト粒子整列機構における役割 (> 10 pc – 0.01 pc スケール) 非対称形状のダスト粒子は、輻射によっ て回転し、回転方向に内部磁場が生じる。磁化したダストは星間磁場に対してラーモア歳差運動すると考えら れ、回転方向と磁場の向きに何らかの相関が見られるはずである。ダストをさまざまな方向に回転させるトル クのうち、慣性能率が最大となる単軸方向とダストの角運動量ベクトルが平行なとき、もっとも安定な回転 を実現する。最終的にダストの短軸方向が星間磁場と平行になることが期待される。これは輻射トルク機構 (RAT)と呼ばれ、現在、もっとも有力視されている整列機構である。ダストサイズよりも長い波長での観測 を行う *SPICA* では、ダストからの熱輻射は光学的に薄い場合が殆どであり、分子雲を透視して磁場構造を観 測することになる。近赤外線偏光観測を中心とする、これまでの結果を総合すると、星間ガスにおいて柱密度 の高い領域では、ダスト熱輻射の偏波率が下がることが知られている。これは高密度領域ではダスト整列に寄 与する輻射量が低減するためと説明されることが多い。しかしながら、ALMA による、100 AU スケールの空 間分解能による偏波撮像観測によると 10⁴−10⁵ cm⁻³ を超える高密度分子ガスにおいても、(散乱起源ではな く磁場起源と考えられる)よく整列した偏波構造が観測される場合もあり、近赤外線偏光観測から外挿される 解釈に疑問を投げかけている。

したがって、外部輻射場の強弱や分子雲内部の輻射源 (一般に若い星)の有無など、さまざまな環境の分子ガ スに対して多色偏波撮像観測を行うことは本質的である。ダスト偏波観測における測定量は、塵の光学特性や 偏波特性、サイズ分布や化学組成や化学進化など、多数の変数が縮退したものであるため、解くべき変数の数 をできるだけ減らせるような問題設定(観測領域の選定等)が要求される。このため3色偏波観測が可能とな る、B-POP には大きな期待が寄せられている。具体的には偏波率の波長依存性や温度依存性の決定精度を上 げ、塵粒子のサイズ分布や偏光特性、さらにはサイズごとの生成・破壊環境についても制限を与えられる観測 研究が可能となろう。2000 年代の地上サブミリ波偏波観測から波長 350 µm 付近で偏波率は極小値を取ると の考え方が主流となったが、近年、SOFIA など、飛翔体による偏波観測から疑問が投げかけられている。つ まり、従来の大きなダストと小さなダストの存在という二面性の仮定は絶対のものではなくなりつつある。こ の極小値に対して、B-POP は短波長側の偏波率スペクトルを精度良く決定できる強みがあり、まっさきに取 り組みたい課題のひとつである。

星間磁場のトレーサーとしてダスト熱輻射の偏波成分を利用しつつ、ダストの偏波特性の理解を深めるという研究は両輪をなし、それは SPICA の時代においても変わらない。

5.2.5 分子雲の微細構造

概要

星間雲の微細構造の密度やサイズ分布、速度分散などの観測から、星間ガスの3つの相(電離ガス・原子ガ ス・分子ガス)の間で起きる相転移を支配する物理現象を理解し、分子雲形成の初期条件を明らかにする。

背景と目的

星間雲の構造は定義しにくいものであり、はっきりとした境界を持たない。また観測的にも分解能が十分で なかったため、一次元球対称な構造や、密度や温度などの物理量が滑らかに変化する構造が仮定されてきた。 しかし前章で述べられたように、実際の分子雲は 0.1 pc 程度の幅を持つフィラメント状の構造が卓越してお り、それらが分裂することで分子雲コアを形成されると考えられている。一方でより高い分解能で観測する と、分子雲はより小さな微細構造からなることが示唆されている (Heithausen 2002, 2006; Falgarone et al. 2009)。これは以下の点において本質的に重要である。1つは超音速の星間乱流の起源と、それが維持され る機構を理解すること、もう1つは光解離領域 (PDR) のと分子ガスの分布から、分子雲形成の初期条件や、 Dark gas の正体を明らかにすることである (Grenier et al. 2005)。

星間分子輝線は一般的に、熱的な線幅より大きな速度分散を示す。この超音速乱流と呼ばれる広い線幅は、 幅広い密度レンジにおいて観測され、分子雲の力学的な進化を抑制しうると示唆されている。この星間乱流 を、分子雲進化のタイムスケールに渡って維持する機構として、二相乱流のモデルが提案されている。放射に よる冷却がよく効いた媒質中では、密度の摂動に対して熱的な不安定がおき、高温低密度の Warm Neutral Medium (WNM) と、低音高密度の Cold Neutral Medium (CNM) の2つの相に分かれる。数値シミュレー ションの結果、CNM は小さな粒状構造を持ち、WNM の中をランダムに運動することで超音速的な速度分散 が観測され、また衝撃波による乱流の散逸を逃れることが可能となることが示され (Inoue & Inutsuka 2012)、 実際に分子雲の縁方向の観測から、数 1000 AU スケールの分子雲が観測されている (Tachihara et al. 2012)。 しかし、これらの構造がどのサイズや密度スケールまで存在するのか、乱流エネルギーは初期条件として WNM から与えられるが、それらがどのように散逸し高密度ガスが形成され、星形成に至るのかは、解決すべ き重要な問題である。WNM の冷媒としては主に [CII] 輝線が、分子ガスは回転量子数 J =4-3 程度の CO 輝 線がその役割を担っている (Goldsmith & Langer 1978)。

一方で従来の PDR のモデルとして、平行平板構造が提案されてきた (Tielens & Hollenbach 1985)。外部 からの紫外線放射にさらされた分子雲は、外側が電離ガスや WNM、内側には CNM である分子ガスが存在 し、その中間層の $A_V \sim 1$ -3 等の領域に PDR が存在すると考えられてきた。しかし PDR のトレーサーで ある中性炭素 CI 輝線の分布は、CO で観測される分子雲とよく似ており、両者はよく混ざって存在している ことが報告されている (Kamegai et al. 2003; Kramer et al. 2008; Shimajiri et al. 2013)。この解釈として、 粒状に存在する CNM の周囲を PDR が取り囲んで存在しているというモデルが提案されている (e.g. Röllig
et al. 2006; Wolfire et al. 2010)。分子雲が粒状の構造を持つことで、紫外線は分子雲の内側までよく浸透し、 分子雲内部でも PDR を形成、さらにはガスの電離度をあげる効果が期待される。星間雲の電離度は、特に星 間ガスの磁場への凍結を理解するうえで重要である。この PDR 層にはまた、CO は光解離されるが H₂ 分子 は自己遮蔽することにより、CO 輝線では観測されない分子ガスが存在する可能性が提案されている (Pringle et al. 2001)。これは CO-free 分子ガスと呼ばれ、直接観測されない星間ガスである、いわゆる Dark gas の候 補の一つと考えられている。分子雲周囲の PDR の厚みにより、CO-free 分子ガスの総量が決まるため、これ が星間物質の総質量のうち、Dark gas として過小評価された分を説明しうるかを検証するためには、分子雲と PDR の微細構造を高い分解能で観測する必要がある。一方で、光学的に厚い HI ガスが、Dark gas の主たる ものであるとの主張もあり (Fukui et al. 2015)、論争となっている。また分子ガス形成は、高密度な CNM の 中で進むため、このような粒状 CNM の温度・密度構造、サイズ分布などは、分子雲形成や星間乱流の初期条 件を考える上でとても重要である。熱的不安定性による WNM から CNM へ、さらに CNM は原子ガスから 分子ガスに相転移し、高密度ガス形成を経て星形成に至るが、それぞれの過程でのエネルギー収支の解明が、 星間物質の進化の理解に必須である。またこれらの異なる環境化で振る舞いもまた、興味深いテーマである。

方法と実現可能性

CO 輝線による分子ガスの観測は、野辺山 45m 鏡や ASTE 10m 鏡のようなミリ波・サブミリ波の単一鏡、 および ALMA に代表される高分解能電波干渉計で観測可能である。特に ALMA は、非常に高い分解能と感 度を有しており、近傍の分子雲では数 100 AU スケールの微細構造が検出可能である。また PDR は、サブミ リ波帯 (492 GHz および 809 GHz) に中性炭素 [C I] の微細構造線が存在し、ALMA ACA で十分高い分解能 が得られる。一方で様々な環境下にある分子雲の、単一鏡による [C I] サーベイ観測は立ち遅れており、オリ オンやカリーナ分子雲など一部の大質量星形成領域、および近傍の分子雲などに限られている高銀緯分子雲の ような分子雲形成領域、銀河系外縁部や小マゼラン雲 (SMC) のような低金属量の雲など、今後は様々な環境 下における CO/[C I] の網羅的研究が必要である。ALMA や ASTE, APEX、さらに現在建設が進んでいる CCAT-prime などの望遠鏡により、観測データの拡充が期待できる。

一方で星間ガス中の炭素の多くは電離した (C⁺) 状態にあるはずで、遠赤外線 158 μ m の [C II] 輝線の観測 で捉えることができる。しかしこれまでの観測は不十分で、過去には BICE などの気球望遠鏡が、銀河面の銀 経 35 度に及ぶ範囲を 12 分角の分解能でサーベイ観測し (Nakagawa et al. 1998)、最近では SOFIA 望遠鏡が オリオン B 分子雲の、およそ 50 平方分を 16 秒角程度の分解能で観測した (Pabst et al. 2017)。しかし高分 解能かつ広範囲をカバーする観測はこれまで得られておらず、*SPICA* に対する期待は大きい。

SPICA の SAFARI spectrometer による raster mapping では、およそ 19 秒角の角分解能が得られ、これ は近傍の分子雲 (距離 150 pc 程度) では、3000 AU 程度に相当する。これは 45m 鏡による CO 観測の分解 能と同程度である。数値計算によると、星間雲で期待される [C II] 輝線の分布は、[C I] や CO とは異なり、より広がった構造を持つと期待され、理論的予想を検証するのに十分である。また高い感度を持つことから、SMC などの近傍銀河からの微弱な [C II] 輝線の検出も可能であり、様々な環境にある分子雲における C⁺ を 定量、またその運動を調べることができる。

期待される成果

SPICA による [C II] の観測を、45m 鏡, ASTE, ALMA, ACA などによる CO/[C I] のデータと組み合わ せることで、星間雲中の炭素の3つの相の存在比や分布の違いを、数1000 AU のスケールで議論することが 可能となる。これらの観測から、分子雲微細構造の内部と外部で温度・密度を知ることができ、乱流のエネル ギー密度を明らかにできる。これまで、星間空間に広く存在する WNM を観測するには、主に HI 21 cm 輝 線が用いられてきた。しかし空間分解能が悪く、また多量に存在するため、コンタミネーションや光学的厚み の問題から、小さな構造の検出は困難であった。 また数 kpc 程度以上離れた分子雲では、上記のような細かい構造を調べることは難しいが、3 つの相にある 炭素原子の存在比を求めることは可能である。理論的進化モデル計算と比較することで、特に金属量のことな る分子雲において、星間ガスの化学的進化を調べることができる。また各進化段階で星間ガスが持つ運動力学 的温度を求め、初期に WNM が持つ乱流エネルギーが放射により散逸することで、高密度ガスが形成される 様子を調べる。この過程において、分子雲コアの内部はビリアル平衡に近づく。分子雲の初期乱流量や乱流散 逸のタイムスケールを、様々な環境下で求めることで、星形成の初期条件に制限を与えることが期待される。

5.3 原始星/惑星系円盤とそのエンベロープ

5.3.1 原始星天体の化学組成多様性の起源

概要

原始星の形成に伴う化学組成の進化を理解することは、後に作られる惑星系の物質的環境に迫る上で不可欠 である。SPICA/SAFARIにより分子雲スケールでの [CII] と [OI] の分布を明らかにすることで、紫外線環境 と原始星天体の化学組成との関係を探る。これにより、原始星形成に伴う化学進化の多様性について、分子雲 から円盤スケールまで繋ぐ理解の端緒を与えることが期待される。

背景と目的

星間分子雲の中でも特に密度の高い領域 (分子雲コア)の自己重力収縮で原始星が形成される。大きな角運 動量を持ったガスは原始星に直接降着できず,星周円盤を形成し,やがてその中で惑星系が形成される。この ような一連の星・惑星系形成過程は,構造形成の過程であると共に,分子雲で観測される星間物質から惑星系 物質への物質進化の過程でもある。この2つの過程を結びつけることは,星・惑星系形成過程の理解に不可欠 であると同時に,我々の住む太陽系がもつ豊かな物質的環境の起源に迫る上でも重要である。

原始星天体における物質進化は,星間物質が降着により円盤に持ち込まれ,その後の惑星系物質への進 化につながるため重要である。原始星天体のもつ物質的環境については,1990年代から活発に観測的研究 がなされてきた。2010年頃には,低質量原始星を取り巻くエンベロープガスの化学組成に多様性があるこ とが分かってきた。図 5.7 に,IRAM 30 m 電波望遠鏡を用いて取得された2つの異なる Class 0-I 低質量 原始星天体 (NGC1333 IRAS 4A および L1527) におけるスペクトル線の観測結果を示す。二天体の1,000 au スケールのガスの化学組成は大きく異なる。NGC1333 IRAS 4A ではメタノール (CH₃OH) などの飽和 有機分子の輝線が多く検出されている。一方,L1527 では飽和有機分子は検出されず,c-C₃H₂ などの不飽 和炭素鎖関連分子の輝線が強く検出されている。これらの化学的特徴はそれぞれ,Hot Corino Chemistry と Warm Carbon-Chain Chemistry (WCCC) と呼ばれる (e.g., Cazaux et al. 2003; Bottinelli et al. 2004; Sakai et al. 2008; Sakai & Yamamoto 2013)。さらに,近年の ALMA の本格稼働により,エンベロープガス に埋もれた原始星円盤 (~100 au スケール以下)の詳細な観測が可能になった。それにより,エンベロープス ケールから円盤スケールまでの物理的・化学的描像が明らかにされつつある (図 5.8)。

一方で,そもそもこのような化学的多様性がいつ.どのようにして生まれるのかについては,十分に理 解されていない。星間空間に存在する氷の分子組成は紫外線環境によって異なることが知られており (e.g., Boogert et al. 2015),上記の多様性の起源についても,星なしコア時代に生成される氷マントル組成の多様性 にまで遡ることが提唱されている (Sakai & Yamamoto 2013)。そうであるならば,我々の住む太陽系がもつ 豊かな物質的環境の起源が,星形成過程のごく初期まで遡ることになり興味深い。一方,近年の観測により, 同一の分子雲複合体の中でも,原始星天体ごとに化学組成の違いが見られることが報告されている (Higuchi et al. 2018)。天球面上で分子雲複合体の中心付近に存在する原始星天体は,エッジ付近に存在する原始星天 体に比べて,飽和有機分子に富み不飽和炭素鎖分子に欠乏している傾向が示唆されている。分子雲複合体の中 心付近がエッジ付近に比べ紫外線の遮蔽が強いと考えると,分子雲スケールでの紫外線環境の違いが原始星天 体の化学組成の多様性に反映されているのかもしれない。したがって,原始星エンベロープ,円盤スケールで 見られる化学組成の多様性の起源に迫るには,その母体である分子雲スケールでの環境との関係を探ることが 不可欠である。

方法と実現可能性

分子雲中の原子・分子は、近傍の星からの紫外線によって電離・解離される。このため、紫外線遮蔽の度合 いが分子組成を決める重要なパラメータとなる。分子雲スケールの紫外線環境が星・円盤形成スケールの化学 組成に与える影響を探るため、SPICA/SAFARIを用いたペルセウス分子雲複合体での炭素イオン (C⁺) 輝線 ([CII]; 158 μm) と酸素原子 (O) 輝線 ([OI]; 63 μm および 145 μm) のマッピング観測を提案する。

ISO 衛星による L1689N 分子雲の観測によると、 [CII] 158 μ m, [OI] 63 μ m および 145 μ m の強度はそれ ぞれ 4×10⁻¹⁵ W m⁻², 8×10⁻¹⁶ W m⁻², 3×10⁻¹⁶ W m⁻² である (Caux et al. 1999)。以下, L1689N 分子雲とペルセウス分子雲複合体の距離の違い (140 pc vs 235 pc) を勘案して,後者では 3 倍弱い輝線強度を 仮定する。ペルセウス分子雲複合体に含まれる NGC 1333 分子雲は 15′×15′程度のサイズである。この領域 で,SPICA/SAFARI の HR モードを用いて上記の 3 輝線をマッピング観測することを想定すると,SPICA の高い観測感度をもってすれば 1 輝線当たり 15 分の観測で十分である (≫10 σ)。Higuchi et al. (2018) で 観測された分子雲複合体中の他の 4 領域はいずれも NGC1333 よりもサイズが小さく (~10′×10′),これら についても同様の観測を行うと,225 分以下の観測で実現できる。この本観測時間に,30 % 程度のオーバー ヘッドを加えて,必要な観測時間は計 300 分程度と見積もられる。

期待される成果

[CII] と [OI] の観測研究は、大質量星近傍の光解離領域でよく行われてきた。一方で、このような分子雲ス ケールで見られる紫外線輻射の環境効果が、将来形成される星・円盤にどの程度影響を与えるのかについて は、いまだ理解が不十分である。ペルセウス分子雲複合体に含まれる若い原始星天体は、前述のように、有 機分子の組成による化学的多様性がすでに調べられている (Higuchi et al. 2018)。この領域について [CII] と [OI] の分布を明らかにすることで、紫外線環境と原始星天体の化学組成との関係を探りたい。これにより、原 始星形成に伴う化学進化の多様性について、分子雲から円盤スケールまで繋ぐ理解の端緒を与えることが期待 される。

また,分子雲における酸素原子の存在量の解明も期待される。分子雲において,ダスト,一酸化炭素ガスお よび氷に含まれる酸素の総存在量は,星間空間の酸素存在量の半分ほどであり,残りの酸素がどのような形態 で存在しているかは分かっていない (Whittet 2010)。酸素原子存在量は WCCC の効率にも影響を与えるた め,星形成領域における分子進化の理論モデルの不定性となっている。したがって,分子雲における酸素原 子の存在量を明らかにすることで,原始星形成に伴う化学進化の多様性に関する理論研究への寄与も期待さ れる。

5.3.2 銀河系円盤部とは異なる金属量環境下における原始星/惑星系円盤の化学的多様性

概要

SPICA/SAFARI を用いた高励起 CO・H₂O・HD 輝線の観測は、原始星に付随する高温ガスの正確な定量 化を可能にする。SAFARI の有する高い分光感度により、マゼラン雲、銀河系外縁部、銀河系中心部などの多 様な金属量環境下の原始星の観測が可能になり、これらのデータと ALMA や JWST により得られる固相・ 気相の様々な分子種の情報を組み合わせることで、太陽系近傍とは異なる金属量環境下における物質の化学進 化について新たな描像が得られることが期待される。また、SPICA/SMI による高分散分光は、原始惑星系円



図 5.7 IRAM 30 m (Institut de Radioastronomie Millimétrique) 望遠鏡を用いた,若い低質量原始星 天体 NGC1333 IRAS 4A(橙) と L1527(青) におけるスペクトルサーベイ (Lefloch et al. 2018)。



図 5.8 低質量原始星天体の 1,000 au スケール(左)と 100 au スケール(右)の構造の概略図。

盤のスノーラインより内側の化学組成を探る有効な手段となる。マゼラン雲や銀河系外縁部などの低金属量環 境下に存在する円盤の高温分子ガスの観測は難しいものの、銀河系円盤部に位置する惑星形成領域について は、その化学的多様性の理解が大幅に進展することが期待される。

背景と目的

宇宙空間における物質の化学的多様性を理解する上で、太陽系近傍とは異なる環境下の星間物質の研究は興味深い。特に銀河系円盤部とは異なる金属量環境下における星間物質の性質は、高赤方偏移銀河または過去の始原的な銀河系環境における物質の化学進化を探る上で重要である。近年、マゼラン雲をはじめとした近傍の低金属量銀河に存在する大質量原始星およびそれらに付随する星間分子の観測的研究が進展しつつある (e.g., Shimonishi et al. 2016a,b, 2020; Sewiło et al. 2018, 2019)。ここでは、*SPICA*の有する強力な遠赤外線・中間赤外線分光能力を用いた2つのサイエンスケース、1. 異なる金属量環境下における原始星の化学、2. 異なる金属量環境下における原始感星系円盤の化学、について検討を行う。

方法と実現可能性、期待される成果

1. 星間物質の化学的多様性を調査する上で、化学的に豊かな性質を持ち、多種多様な分子種が検出される ホットコアの研究は重要である。ホットコアとは大質量星の形成に伴い原始星の周囲に形成される高密度で暖 かい分子ガスを含む領域である。天体の化学組成は、一般的に水素に対する存在割合で議論されることが多い ため、ガス密度の高い天体の化学組成を理解する上では、視線方向の水素分子柱密度の定量化が極めて重要で ある。特に、金属量の異なる天体間で化学組成の比較研究を行う場合は、水素分子柱密度で規格化した分子存 在比の導出が重要となる。これまでの研究においては、ダスト連続波や低励起の CO ガス輝線を用いた水素柱 密度の導出が一般的に行われていたが、これらの手法はダスト/ガス比や X ファクターなどの仮定に伴う不確 定要素を持つ。さらに、視線方向の成分を全て積分しているため、ホットコア起源の分子が存在する暖かい領 域 (数百 K 程度)を選択的にトレースすることは難しい。

SPICA/SAFARI がカバーする遠赤外線の波長域には、高励起の CO ガス輝線や HD ガスの輝線が存在す る。これらの輝線は原始星近傍の暖かい領域を選択的にトレースすることが可能である。さらに、HD 輝線の 場合は、比較的不定性の少ない水素分子ガスの D/H 比の仮定から水素分子柱密度を導出することができる。 これらを用いることで、原始星近傍の分子存在比をこれまでよりも遙かに正確に導出することが可能になるこ とが期待される。

また、SAFARIのカバーする遠赤外線域には、高励起の H₂O ガスの輝線も含まれている。ホットコア段階 での星間化学は、氷マントルの昇華がトリガーとなっているため、その主成分である水に対する分子存在比の 議論も重要である。ホットコアの前段階 (分子雲コアや埋もれた原始星) においては、赤外線観測により水を 含む固相の分子種の組成を探ることができる。SPICA による H₂O ガスの定量化、ALMA などを用いた多様 な有機分子の観測、そして JWST などを用いた固相の分子種の観測を効果的に組み合わせることで、分子雲 から原始星へと至るまでの星形成過程に伴う水や有機分子の化学的な進化史を明らかにすることが可能となる であろう。

加えて、SPICA/SMI のカバーする中間赤外線の波長域には、二酸化炭素やアセチレンなどの回転遷移によ る観測が難しい分子種の振動遷移も含まれている (e.g., Boonman et al. 2003)。温度の高いホットコア領域 ではこれらのガス輝線の検出も期待され、得られる柱密度や温度等の情報は星形成領域の星間化学モデルの精 密化に大きく貢献する。

Herschel の活躍により、遠赤外線域の高励起 CO および H₂O ガス輝線は銀河系内の複数の星形成領域に対 して検出されている (e.g., Karska et al. 2014)。これらの輝線の検出は R ~ 数千程度の波長分解能で可能で あることが Herschel/PACS の観測で示されており、SPICA/SAFARI による分光においても同様の検出が期 待される (ホットコア起源のガスの線幅は 5–10km s⁻¹ 程度であるため、ラインプロファイルを分解すること はできない)。

SPICA の有する高い分光感度により、これらの観測を銀河系内のより小質量の天体に拡張するだけでなく、 銀河系円盤部とは環境の大きく異なる銀河系内外の星形成領域に拡張することも可能となる。大マゼラン雲 (距離 = 50 kpc) に存在する大質量原始星の 50-200 µm 付近の明るさは 10 Jy 程度であり (e.g., Shimonishi et al. 2020)、SPICA/SAFARI HR モードの感度 (5σ/1 時間積分で 20 mJy 程度) を考慮すると、大小マゼラ ン雲や銀河系外縁部・銀河系中心部に存在する大質量・中質量原始星に対する大規模なサーベイ観測も現実的 な観測時間で可能となる。大マゼラン雲程度の距離において大質量の星形成コアを空間分解するには、少なく とも 0.5 秒角ほどの分解能が必要であるため、SPICA/SAFARI による観測では原始星周囲の低温分子ガスも 含めた分光情報が取得される。しかしながら、数百 K 程度の温かい分子ガスは原始星のごく近傍にのみ存在 するため、得られる高励起の輝線データに関しては、低温分子ガスからの寄与は少ないことが予想される。

SPICA を用いて銀河系内外の様々な星形成環境下にある原始星の化学的多様性の統計的研究を行うことで、 金属量をはじめとした銀河環境が星間物質の化学進化に与える影響を、大規模データに基づき明らかにするこ とが可能になると期待される。

2. 惑星系の材料となる物質の化学組成を理解する上で、原始惑星系円盤内に存在する星間物質の理解は極めて重要である。円盤内のスノーラインより内側 (< 数 au) においては、氷マントルの昇華に伴い、様々な分子種が高温のガス (数百 K 程度) として観測される (Carr & Najita 2008)。これらの分子ガスには、水、二酸化炭素、アセチレンやシアン化水素といった有機分子など、現在の太陽系内の惑星及び彗星にも存在が確認されている分子種が含まれている。高温かつ中心星近傍のコンパクトな領域にのみ存在し、線幅の狭い (< 数十 km s⁻¹) これらのガスの検出には、中間赤外線の波長域における高分散分光が重要な手段となる。

Spitzer によるこれまでの研究では、原始惑星系円盤に付随する高温分子ガスの観測は、おうし座分子雲 (距離 = 140 pc) などの太陽系近傍の星形成領域にサンプルが限られていた (Carr & Najita 2011)。高温分 子ガスが観測されているおうし座分子雲内の原始惑星系円盤について、12 μ m から 16 μ m における分子輝 線のラインフラックスは、おおよそ 10⁻¹⁷ W m⁻² 程度である (Carr & Najita 2011)。銀河系中心部 (約 8 kpc)、銀河系外縁部 (約 10 kpc)、大マゼラン雲 (約 50 kpc) の距離でフラックスをスケールすると、それぞ れ約 3×10⁻²¹ W m⁻²、2×10⁻²¹ W m⁻²、8×10⁻²³ W m⁻²、となる。SPICA/SMI の高分散モードの分解 能 (R ~30000) のライン感度は、5 σ /1 時間積分で 1×10⁻²⁰ W m⁻² であるため、太陽系近傍とは大きく環境 の異なるこれらの領域における原始惑星系円盤の分子ガスの観測は難しい。

一方で、3 kpc 以内の天体であれば、SPICA/SMI により原始惑星系円盤の分子ガスの検出が可能となる。 既存の装置による観測限界が、数百 pc 以内の天体であったことを考慮すると、大幅な天体サンプルの増加に つながる。金属量をはじめとした銀河環境との対応関係の調査は難しいものの、SPICA/SMI により、惑星形 成領域内の分子ガスの化学組成についての統計的な研究が可能になることが期待される。なお、Spitzer で観 測された分子輝線は、複数の輝線成分がブレンドしたものも多く含まれているため、より正確な見積もりのた めには、HITRAN 等のデータを用いた詳細な検討が必要となる。

5.3.3 **氷ダスト**

概要

分子雲や原始惑星系円盤内に存在する,氷星間塵と呼ばれるサブミクロンサイズの氷微粒子は,鉱物微粒子 の周りを H₂O を主成分とした比較的蒸発温度の低い様々な分子によって構成された氷マントルに覆われた構 造をしている.この氷マントルは,気相からの分子吸着や塵表面上での化学反応で生成された分子が,水素結 合やファンデルワースル結合で結びついてでできている柔らかい固体(分子性固体)である.これら分子性固 体の結晶状態である,水素結合結晶やファンデルワールス結晶の特徴として,分子内結合力と分子間力の区別 が明確であるため,分光学的に結晶状態に関する研究に適している.結晶状態の特徴を反映する格子振動エネ ルギーは遠赤外線領域に対応するため,SPICA が有する遠赤外線領域観測の強みを生かし,星間塵氷マント ルの観測で結晶状態が関与するサイエンスを展開するという考えのもと,以下の3つのテーマ,1.「氷 XI の 検出」,2.「氷星間塵の熱履歴の推定」,3.「窒素個体の検出」について検討を行った.

背景と目的

1. 「氷 XI の検出」:日常的に目にする氷結晶の状態として知られる氷 Ih の酸素原子配置はそのままに,水 素原子位置も一方向に秩序化した,氷 XI と呼ばれる結晶状態が低温・常圧下において存在するといわれてい る.氷 Ih から氷 XI への転移速度は非常に遅いと言われているが,低温環境下で,かつ長い時間スケールで氷 が保持されている宇宙環境では,氷 XI が多く存在している可能性がある.氷 XI は,極性分子である H₂O の 配向が揃った構造をしているため強誘電性を示す.つまり,もし星間塵氷マントル内に一定量の氷 XI が存在 すれば、氷星間塵表面電位構造に影響を与え、塵の合体成長等に関わるサイエンスに大きな影響を与える. そ こで、星間塵氷マントル内における氷 XI の存在を検出を試みる.

2.「氷星間塵の熱履歴の推定」:分子雲や星周エンベロープにおいて,星間塵氷マントルの形成や進化の過程 を理解するための一つのアプローチとして,星間塵が経験した熱の履歴を調べるという方法が考えられる.な ぜなら,その星間塵が経験した熱の履歴を知ることは,その進化過程に制約を与えることができためである. 星間塵氷マントル内には H₂O だけでなく様々な分子種が含まれており,それら分子の結晶化温度はもちろん, 分子種に依存して様々な値をもつ.そこで,結晶化温度の異なったいくつかの分子種に対して結晶化を示す吸 収ピークの観測を行い,星間塵が経験した熱の履歴を調べる.

3.「窒素固体の検出」:分子雲内には、いくつかの窒素原子を含んだ分子が観測によって見つかっている.しかし、これらから見積もられる窒素原子の量は、窒素原子の全宇宙存在度と比較すると圧倒的に少ないことが知られている.つまり、窒素原子は今現在において我々が観測できていない、何かしらの状態で分子雲内に存在していると考えられる.この未検出な、窒素原子の主要なリザーバーとして期待されているのは N_2 分子であるが、気相の N_2 分子は永久双極子を持たないため電波観測や赤外線観測では検出できない.一方、分子雲内は低温環境にあるため、 N_2 分子は固体として存在している可能性が高い.固体の N_2 は、遠赤外領域に非常に鋭い吸収ピークを持つことが知られているため、もし、多量の固体 N_2 が星間塵上に存在していて、吸収ピークを検出することができれば、 N_2 存在量の見積もりが可能になり、窒素原子欠乏の問題を解決できる可能性がある.そこで、固体 N_2 の検出を試みる.

方法と実現可能性

1. 「氷 XI の検出」:氷 Ih は 28~100µm の波長領域に分子間の並進振動運動に由来する複数の吸収ピーク が現れることが知られている (Bertie & Whalley 1967). この領域における氷 XI の吸収ピーク形状は,その 構造類似性からほぼ同様であることが想像されるが,実際には,氷 XI の構造として考えられている Cmc21 構 造は,氷 Ih には存在する 67µm 付近に現れるサブピークを持たないことが理論的に指摘されている (Profeta & Scandolo 2011). そこで,上記波長領域において星間塵氷マントルの吸収スペクトル測定を行い,67µm の ピーク強度から氷 XI の存在を推察する.測定する氷星間塵には氷 Ih が形成されていることが必要であるた め,比較的温度の高い領域 (120–140K) が観測の対象となる.実際にこのテーマを研究するときに問題にな ると予想される点は,アモルファス氷の存在である.観測対象となる氷マントルに,ある割合でアモルファス 氷が含まれていた場合には,アモルファス氷も上記波長領域にブロードなピークを持つことから,氷 XI の存 在により 67µm のピークが無いにも関わらず,アモルファス氷のブロードなピーク成分が,あたかも 67µm にピークがあるかのように偽装してしまう可能性がある.こういった効果を取り除いて氷 XI の存在の推定を 行うためには,他の波長帯における測定からアモルファス氷の混入量の推定,および,室内実験にて上記波 長帯を含む広域な波長帯で詳細な氷 Ih およびアモルファス氷のスペクトルを取得し,それを用いたデコンボ リューション等の作業が必要になると考えられ,容易ではない可能性が高い.

2.「氷星間塵の熱履歴の推定」:星間塵氷マントルには様々な分子が存在していることが明らかになってい るが、観測を容易にするため、比較的存在度が高いことが知られている H₂O, CH₃OH, NH₃ を対象として 測定を行う.こっら分子の結晶化温度はそれぞれおおよそ、140K、120K、100K であるため、この温度領域 おいて温度分解能をもつ温度計になる.それぞれの分子種において、結晶状態時に特徴的に表れるピークを 観測対象とすることで、容易に結晶状態の有無を確認できるようにする.観測するピーク波長は、H₂O は 44µm(Smith et al. 1994), CH₃OH は 29µm, NH₃ は 24µm(Giuliano et al. 2014) である. これらのピーク が持つ吸収係数に極端に小さいものは無いため,比較的観測しやすいものと考えられる. 現状考えられる懸念 事項は,上述したピークは室内実験で得られたそれぞれの分子種単体で測定されたスペクトルをもとにしてい るため,実際の氷マントルのように混合された固体に対しても,同様なピーク強度や形状の変化が保証される かどうか定かではない. それを確かめるためには,室内実験による,混合状態におけるスペクトル測定が事前 に必要となると考えられる.

3.「窒素固体の検出」:窒素個体は 35K 以下では α という結晶構造が安定相である. この α 相は遠赤外領域 において、200 μ m に非常に鋭い吸収のピークを持ち、また、139 μ m 付近にはブロードな弱い吸収ピークを持 つ (Ron & Schnepp 1967).よって、35K 以下の温度領域に存在する星間塵氷マントルを測定対象とし、ピー ク形状が鋭く、ピークの検出がしやすい 200 μ m のピークの検出を試みる.しかしながら、先行研究で得られ たピーク強度から粗く見積もった吸光係数は 3×10^{-22} cm molec⁻¹ と非常に小さな値であるため、吸収ピーク の検出は非常に困難である。また、吸収ピークが得られたとしても、氷マントルに比較的多量に存在している CO 固体も 198 μ m に吸収ピークを持つため、CO との判別も必要となる可能性がある。上記吸収ピークの波 長は、室内実験による純 N₂ 固体および純 CO 固体に対する測定から得られた値であるため、測定ピークの同 定を行うためには、混合氷を用いた室内実験によるスペクトルデータの事前取得が必要になると考えられる。

5.4 超新星

5.4.1 超新星爆発によるダスト形成と破壊

概要

超新星爆発は、「その放出ガス中での新たなダストの形成」と「衝撃波による既存のダストの破壊」を通し て、星間ダストの輪廻転生に決定的な役割を果たす。本研究では、超新星によるダストの形成量と破壊効率を 明らかにするために、近傍銀河で起こった超新星からのダスト熱放射の時間進化を SPICA によって観測する ことを提案する。本観測により、長年論争となっている超新星でのダスト形成量と形成時期の問題を解決でき るだけでなく、得られた破壊効率から星間ダストの寿命や進化の理解を大きく進展させることができる。

背景と目的

重力崩壊型超新星は、星間ダストの主要な供給源であると考えられている。この有力な証拠は、爆発後 23 年目の SN 1987A の放出ガス中において *Herschel* が発見した 0.5 太陽質量もの低温ダストの存在である (Matsuura et al. 2011)。しかしその一方で、近中間赤外線による系外銀河の超新星の観測では、爆発 1–3 年 後のダスト形成量はたかだか 10⁻⁴ 太陽質量程度と見積もられている (e.g., Kotak et al. 2009)。それゆえこ れらの観測から、超新星でのダスト形成は爆発の数年後から始まるが、ダスト形成量は爆発の 10 年後以降に 劇的に増加すると解釈されている (Gall et al. 2014)。これに対し、超新星でのダスト形成の理論計算は、爆 発の 1–3 年後にはすでに 0.1 太陽質量ほどのダストが形成されると予想しており (Nozawa et al. 2003)、超新 星でのダスト形成量と形成時期の関係については観測と理論で大きな食い違いが生じている。

一方星間空間に存在するダストは、超新星爆発が引き起こす衝撃波中においてスパッタリングによって破壊 される。衝撃波に掃かれた高温プラズマ中では、ダストは高エネルギーイオンとの衝突によって固体中の原子 が弾き出されそのサイズと質量を減少させていく。ただし現在使用されているスパッタリングの効率は、バル ク物質に対する地上実験の結果に基づいており、サブミクロンサイズのダストに直接適用できるかは必ずしも 自明ではない。特に現状のスパッタリング効率では、星間ダストの寿命が短く見積もられ銀河系の星間ダスト の総量を説明できないことが知られている (Jones & Nuth 2011)。従って、スパッタリングによるダストの破 壊効率を種々の観測から制限し、地上実験や理論計算の結果と整合的かどうかを検証する必要がある。

本研究の目的は、超新星爆発時に放出されたガス中でダストが形成されている現場、および衝撃波中でダストが破壊されている現場を SPICA で継続的に観測し、超新星によるダスト形成量と衝撃波によるダストの破壊効率を明らかにすることである。

方法と実現可能性

(1) 超新星爆発時におけるダスト形成量の時間進化

超新星爆発時に放出されたガス中において、どれほどの量のダストがいつ形成されるかを明らかにするため には、爆発後数年にわたって超新星を観測し形成されたダストからの熱放射量の進化を捉えればよい。しかし このような観測は、観測機器の性能の制限によりこれまで大マゼラン雲で起こった SN 1987A に対してのみ しか行われていなかった。そこでサンプル数を増やすためにも、高感度の SPICA によって近傍銀河で起こっ た超新星ダストからの熱放射を検出し、ダスト形成量の時間進化の質の良いデータの取得を目指す。

ダスト熱放射の検出可能性を探るため、例として図 5.9 に距離 5 Mpc の超新星爆発時に形成されたダスト熱 放射の観測される赤外線スペクトルを示す。これよりたとえ 5 Mpc という極近傍の銀河であっても、爆発か ら 10 年以上が経過した超新星ダストの熱放射を捉えることは困難である。また爆発の 2–3 年後においては、 観測される熱放射量はダスト形成量が 0.1 太陽質量でも 10⁻⁴ 太陽質量でもほとんど変わらない。これは、0.1 太陽質量の場合にはダストの熱放射が光学的に厚くなり、そのほとんどが自己吸収されてしまうためである。 しかし観測される熱放射スペクトルの進化には違いがあり、10⁻⁴ 太陽質量(点線)では時間とともに急激に 減少して爆発の 5 年後では SMI/LR でも検出できなくなるのに対し、0.1 太陽質量(破線)であれば熱放射量 の減少は遅く爆発 5 年後でも検出できる。さらに、0.1 太陽質量の場合では爆発後 5 年程度まで SAFARI/LR で検出可能である。それゆえ、爆発後 1–2 年から 5 年まで超新星を定期的に観測し、ダスト熱放射スペクトル の進化を追うことによってダスト形成量の進化に制限を与えることができる。

(2) 衝撃破によるダストの破壊効率

観測的にダストの破壊効率を決定するためには、衝撃波に掃かれたダスト量の時間進化を捉えることが必要 である。そこで、爆発後 20–50 年の若い超新星残骸を年一回程度の頻度で観測し、今まさに衝撃破で掃かれ加 熱されている星周および星間ダストからの熱放射量の進化から、ダスト量や温度の時間進化を見積もる。高 温プラズマ中で加熱されたダストの温度は 200 K 程度であるため、*SPICA* の SMI/LR であれば 10 Mpc の 距離でも 10⁻⁴ 太陽質量のダスト熱放射を検出できる。このような非常に若い超新星残骸は、大マゼラン雲の SN 1987A をはじめ、極近傍銀河で起こった SN 1978K、SN 1995N、SN 1993J、SN 2005ip などがあり、候 補天体も含めれば 10 天体程度におよぶ。

期待される成果

本節で提案する「爆発後5年以内の超新星ダストの観測」については、これまで論争となっている超新星で のダストの形成量と形成時期の問題に決着をつけることができる。また本観測により、星間ダストの供給源と しての超新星の役割について議論でき、宇宙初期から現在までのダストの起源に洞察を与えることができる。

一方「衝撃波によるダスト破壊の観測」については、いくつかの若い超新星残骸の観測から導き出したダス トの破壊効率と理論的な見積りとの整合性から星間ダストの破壊効率を決定することができ、星間ダストの寿 命や進化を再評価する理論モデルの構築を可能とする。さらには本観測から、破壊前の星周ダストの量や空間 分布も推定できるため、大質量星の質量放出史や星周ダストによる爆発前の星の減光量を推定できる。星周ダ



図 5.9 超新星爆発時に形成されたシリケイトダスト(左)と非晶質炭素ダスト(右)から期待される熱放 射スペクトルエネルギー分布。SPICAの中間赤外線装置(SMI/LR)、遠赤外線装置(SAFARI/LR)の 感度(5 σ , 1hr)は赤で示される。超新星までの距離は5 Mpcとし、0.1 太陽質量(破線)と10⁻⁴太陽 質量(点線)の二通りのダスト質量が考えられる。また熱放射量の計算では、Dwek et al. (2019)にした がってダスト熱放射が光学的に厚くなる効果も考慮している。ダストの温度は時間のべき乗で減少すると 仮定しており、630 K (2 年後)、340 K (3 年後)、160 K (5 年後)、56 K (10 年後)である。

ストによる中心星の減光は、次節で述べるように、爆発時の星の質量、特に超新星爆発を引き起こす赤色超巨 星の質量の上限値(赤色超巨星問題)について重要な示唆を与えることができる。

5.4.2 赤色超巨星とその周辺ダストの性質

概要

赤色超巨星の超新星親星が同定されるようになって久しい。爆発した赤色超巨星の質量分布を見ると、爆発 する赤色超巨星の最大質量は17太陽質量程度であると見積もられている。しかし、赤色超巨星は25太陽質 量程度までのものが観測されており、恒星進化論的にも25太陽質量程度まで赤色超巨星として超新星爆発を 起こすと考えられている(「赤色超巨星問題」)。この質量差の原因として、爆発前の可視光域の画像を用いた 赤色超巨星超新星親星の質量推定方法に問題がある可能性がある。特に質量の大きい赤色超巨星は中間赤外線 域で明るいため、可視光域の情報だけでは正確な質量推定が難しい。なるべく多くの赤色超巨星を中間赤外域 で観測することで、赤色超巨星の可視光域での明るさと中間赤外線域での明るさの関係性を系統的に明らかに し、可視光域のデータを用いた赤色超巨星の質量推定の精度を向上させる。これにより、観測される赤色超巨 星超新星親星が本当に最大17太陽質量程度なのかを明らかにする。また、未解明の赤色超巨星の質量放出機 構にも制限を与える。

背景と目的

ハッブル宇宙望遠鏡の打ち上げから30年近く経ち、近傍銀河の撮像データが蓄積されてきた。この結果、 超新星爆発の発生した場所が偶然爆発前にハッブル宇宙望遠鏡で撮像されているケースが増えてきており、爆



図 5.10 超新星親星として同定された赤色超巨星の例。「あ」が爆発前の画像、「い」が超新星の画像、「う」 が超新星が消えた後の画像である。Smartt (2015) より抜粋し、改変した。

発前の画像から超新星爆発の親星を特定することが可能となっている(図 5.10)。特に赤色超巨星の爆発であ る II 型超新星に関しては、これまで約 25 個の親星が爆発前の画像から確認されている (Smartt 2015)。

爆発前の親星の明るさの情報を元にその質量を推定すると、赤色超巨星として爆発する星の質量は最大でも 約 17 太陽質量であることが示されている (Smartt 2015)。しかし、恒星進化理論では約 25 太陽質量まで赤色 超巨星として超新星爆発を起こすと考えられており、実際に観測されている赤色超巨星の最大質量も約 25 太 陽質量である。なぜ観測される赤色超巨星超新星親星の最大質量が小さいのかは恒星進化理論の大きな問題の 1 つと考えられており、「赤色超巨星問題」と呼ばれている。

赤色超巨星問題を起こしている原因として、観測された赤色超巨星超新星親星の質量推定の方法に問題があ る可能性がある。多くの場合、ハッブル宇宙望遠鏡により与えられる可視光域の限られたバンドの情報を元に 総輻射光度を推定し、それを元に親星質量を見積もっている。しかし、特に大質量の赤色超巨星ではダストの 影響により多くの輻射が中間赤外線域にあるため、可視光域の情報だけを元に総輻射光度を見積もることは難 しい (図 5.11)。これまで可視光域での明るさを元に質量が見積もられていた赤色超巨星の中には、実際には 中間赤外域で強く放射しており、質量が過小評価されているものが多く存在している可能性がある。そこで、 近傍の赤色超巨星を中間赤外線域で多く観測し、その可視光域での明るさと中間赤外線域での明るさの関係を 求める。これにより、超新星親星として観測された赤色超巨星の質量評価を見直し、本当に大質量の赤色超巨 星が超新星爆発を起こしていないのかを確かめる。

方法と実現可能性

近傍の赤色超巨星、特に距離の分かっている大マゼラン雲、小マゼラン雲、アンドロメダ銀河の赤色超巨星 をなるべく多く SMI を用いて観測する。観測された中間赤外線域での赤色超巨星の明るさと可視光域での明 るさを比較し、その関係を明らかにする。例えば大マゼラン雲にある赤色超巨星の中間赤外線域での明るさは 約 0.1 Jy、アンドロメダ銀河にある赤色超巨星の中間赤外域での明るさは約 1 mJy であると予想される。十 分明るいターゲットであるため、観測は比較的容易である。なるべく多くの赤色超巨星を観測することで、系 統的に赤色超巨星の可視光域と中間赤外線域の明るさの関係を明らかにする。

期待される成果

超新星親星として爆発する赤色超巨星の最大の質量が判明する。特に今得られている最大約 17 太陽質量と いう値が過小評価かどうかという問題に決着がつき、恒星進化理論との比較を正確に行うことができるように なる。また、赤色超巨星の質量放出機構は恒星進化論の大きな未解決問題である。赤色超巨星周りの中間赤外 線域でのデータが蓄積されることで赤色超巨星を囲むダストの性質が解明され、特にダストが赤色超巨星の質 量放出にどのような寄与をしているのかを知ることができる。これにより、赤色超巨星の質量放出機構に対す



図 5.11 現在知られているもっとも質量の大きい赤色超巨星の1つ、VY CMa のスペクトル。中間赤外域にピークがあることが分かる。Shenoy et al. (2016) より抜粋し、改変した。

る理解がより深まると考えられる。

参考文献

Alves, F. O., Frau, P., Girart, J. M., Franco, G. A. P., Santos, F. P., & Wiesemeyer, H. 2014, A&A, 569, L1

Andersson, B. G., Lazarian, A., & Vaillancourt, J. E. 2015, ARA&A, 53, 501

André, P., Di Francesco, J., Ward-Thompson, D., Inutsuka, S. I., Pudritz, R. E., & Pineda, J. E. 2014, in Protostars and Planets VI, ed. H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, & T. Henning, 27

André, P., et al. 2010, A&A, 518, L102

- —. 2016, A&A, 592, A54
- —. 2019, PASA, 36, e029

Arzoumanian, D., Shimajiri, Y., Inutsuka, S.-i., Inoue, T., & Tachihara, K. 2018, PASJ, 70, 96

Arzoumanian, D., et al. 2011, A&A, 529, L6

—. 2019, A&A, 621, A42

Balfour, S. K., Whitworth, A. P., Hubber, D. A., & Jaffa, S. E. 2015, MNRAS, 453, 2471

Bertie, J. E., & Whalley, E. 1967, The Journal of Chemical Physics, 46, 1271

Boogert, A. C. A., Gerakines, P. A., & Whittet, D. C. B. 2015, ARA&A, 53, 541

- Boonman, A. M. S., van Dishoeck, E. F., Lahuis, F., Doty, S. D., Wright, C. M., & Rosenthal, D. 2003, A&A, 399, 1047
- Bottinelli, S., et al. 2004, ApJ, 615, 354

Carr, J. S., & Najita, J. R. 2008, Science, 319, 1504

—. 2011, ApJ, 733, 102

- Caux, E., et al. 1999, A&A, 347, L1
- Cazaux, S., Tielens, A. G. G. M., Ceccarelli, C., Castets, A., Wakelam, V., Caux, E., Parise, B., & Teyssier, D. 2003, ApJ, 593, L51

- Chandrasekhar, S., & Fermi, E. 1953, ApJ, 118, 113
- Chen, C.-Y., & Ostriker, E. C. 2015, ApJ, 810, 126
- Cho, J. 2019, ApJ, 874, 75
- Cho, J., & Yoo, H. 2016, ApJ, 821, 21
- Clark, P. C., Glover, S. C. O., Ragan, S. E., & Duarte-Cabral, A. 2019, MNRAS, 486, 4622
- Clemens, D. P., Sarcia, D., Grabau, A., Tollestrup, E. V., Buie, M. W., Dunham, E., & Taylor, B. 2007, PASP, 119, 1385
- Clemens, D. P., Tassis, K., & Goldsmith, P. F. 2016, ApJ, 833, 176
- Crutcher, R. M., & Kemball, A. J. 2019, Frontiers in Astronomy and Space Sciences, 6, 66
- Davis, L. 1951, Physical Review, 81, 890
- Dwek, E., Sarangi, A., & Arendt, R. G. 2019, ApJ, 871, L33(5pp)
- Falgarone, E., Pety, J., & Hily-Blant, P. 2009, A&A, 507, 355
- Falgarone, E., Verstraete, L., Pineau Des Forêts, G., & Hily-Blant, P. 2005, A&A, 433, 997
- Frau, P., Galli, D., & Girart, J. M. 2011, A&A, 535, A44
- Fukui, Y., Torii, K., Onishi, T., Yamamoto, H., Okamoto, R., Hayakawa, T., Tachihara, K., & Sano, H. 2015, ApJ, 798, 6
- Gall, C., et al. 2014, Nature, 511, 326
- Girart, J. M., Rao, R., & Marrone, D. P. 2006, Science, 313, 812
- Giuliano, B. M., Escribano, R. M., Martín-Doménech, R., Dartois, E., & Muñoz Caro, G. M. 2014, A&A, 565, A108
- Goldsmith, P. F., & Langer, W. D. 1978, ApJ, 222, 881
- Goldsmith, P. F., Velusamy, T., Li, D., & Langer, W. D. 2010, ApJ, 715, 1370
- Gonçalves, J., Galli, D., & Girart, J. M. 2008, A&A, 490, L39
- Grenier, I. A., Casandjian, J.-M., & Terrier, R. 2005, Science, 307, 1292
- Gry, C., Boulanger, F., Nehmé, C., Pineau des Forêts, G., Habart, E., & Falgarone, E. 2002, A&A, 391, 675
- Hanawa, T., Kudoh, T., & Tomisaka, K. 2017, ApJ, 848, 2
- —. 2019, ApJ, 881, 97
- Heithausen, A. 2002, A&A, 393, L41
- —. 2006, A&A, 450, 193
- Higuchi, A. E., et al. 2018, ApJS, 236, 52
- Hildebrand, R. H., Kirby, L., Dotson, J. L., Houde, M., & Vaillancourt, J. E. 2009, ApJ, 696, 567
- Houde, M., Vaillancourt, J. E., Hildebrand, R. H., Chitsazzadeh, S., & Kirby, L. 2009, ApJ, 706, 1504
- Hull, C. L. H., et al. 2014, ApJS, 213, 13
- Inoue, T., & Fukui, Y. 2013, ApJ, 774, L31
- Inoue, T., & Inutsuka, S.-i. 2012, ApJ, 759, 35
- Inutsuka, S.-i., Inoue, T., Iwasaki, K., & Hosokawa, T. 2015, A&A, 580, A49
- Iwasaki, K., Tomida, K., Inoue, T., & Inutsuka, S.-i. 2019, ApJ, 873, 6
- Jones, A. P., & Nuth, J. A. 2011, A&A, 530, 44A(12pp)
- Kamegai, K., et al. 2003, ApJ, 589, 378
- Kandori, R., et al. 2006, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series,

Vol. 6269, SIRPOL: a JHK $_s\mbox{-simultaneous imaging polarimeter}$ for the IRSF 1.4-m telescope, 626951

- —. 2017a, ApJ, 848, 110
- —. 2017b, ApJ, 845, 32
- —. 2018a, ApJ, 857, 100
- —. 2018b, ApJ, 865, 121
- —. 2020a, ApJ, 888, 120
- —. 2020b, PASJ, 72, 8
- Karska, A., et al. 2014, A&A, 562, A45
- Kotak, R., et al. 2009, ApJ, 704, 306
- Kramer, C., et al. 2008, A&A, 477, 547
- Kudoh, T., & Basu, S. 2014, ApJ, 794, 127
- Kwon, J., Tamura, M., Hough, J. H., Nakajima, Y., Nishiyama, S., Kusakabe, N., Nagata, T., & Kandori, R. 2015, ApJS, 220, 17
- Lacour, S., Ziskin, V., Hébrard, G., Oliveira, C., André, M. K., Ferlet, R., & Vidal-Madjar, A. 2005, ApJ, 627, 251
- Li, H.-B., et al. 2015, Nature, 520, 518
- Matsumoto, T., Dobashi, K., & Shimoikura, T. 2015, ApJ, 801, 77
- Matsumoto, T., & Hanawa, T. 2011, ApJ, 728, 47
- Matsuura, M., et al. 2011, Science, 333, 1258
- Matthews, B. C., McPhee, C. A., Fissel, L. M., & Curran, R. L. 2009, ApJS, 182, 143
- McKee, C. F. 1989, ApJ, 345, 782
- McKee, C. F., & Ostriker, E. C. 2007, ARA&A, 45, 565
- Mestel, L. 1966, MNRAS, 133, 265
- Myers, P. C., Basu, S., & Auddy, S. 2018, ApJ, 868, 51
- Myers, P. C., & Goodman, A. A. 1991, ApJ, 373, 509
- Nagai, T., Inutsuka, S.-i., & Miyama, S. M. 1998, ApJ, 506, 306
- Nakagawa, T., Yui, Y. Y., Doi, Y., Okuda, H., Shibai, H., Mochizuki, K., Nishimura, T., & Low, F. J. 1998, ApJS, 115, 259
- Nakano, T., & Nakamura, T. 1978, PASJ, 30, 671
- Nozawa, T., Kozasa, T., Umeda, H., Maeda, K., & Nomoto, K. 2003, ApJ, 598, 785
- Ostriker, E. C., Stone, J. M., & Gammie, C. F. 2001, ApJ, 546, 980
- Pabst, C. H. M., et al. 2017, A&A, 606, A29
- Padoan, P., & Nordlund, Å. 1999, ApJ, 526, 279
- Pattle, K., et al. 2017, ApJ, 846, 122
- —. 2019, ApJ, 880, 27
- Pringle, J. E., Allen, R. J., & Lubow, S. H. 2001, MNRAS, 327, 663
- Profeta, G., & Scandolo, S. 2011, Phys. Rev. B, 84, 024103
- Röllig, M., Ossenkopf, V., Jeyakumar, S., Stutzki, J., & Sternberg, A. 2006, A&A, 451, 917
- Ron, A., & Schnepp, O. 1967, The Journal of Chemical Physics, 46, 3991
- Sakai, N., Sakai, T., Hirota, T., & Yamamoto, S. 2008, ApJ, 672, 371
- Sakai, N., & Yamamoto, S. 2013, Chemical Reviews, 113, 8981

- Schleuning, D. A. 1998, ApJ, 493, 811
- Sewiło, M., et al. 2018, ApJ, 853, L19
- —. 2019, ACS Earth and Space Chemistry, 3, 2088
- Shenoy, D., et al. 2016, AJ, 151, 51
- Shimajiri, Y., André, P., Ntormousi, E., Men'shchikov, A., Arzoumanian, D., & Palmeirim, P. 2019, A&A, 632, A83
- Shimajiri, Y., et al. 2013, ApJ, 774, L20
- —. 2017, A&A, 604, A74
- Shimonishi, T., Dartois, E., Onaka, T., & Boulanger, F. 2016a, A&A, 585, A107
- Shimonishi, T., Das, A., Sakai, N., Tanaka, K. E. I., Aikawa, Y., Onaka, T., Watanabe, Y., & Nishimura, Y. 2020, ApJ, 891, 164
- Shimonishi, T., Onaka, T., Kawamura, A., & Aikawa, Y. 2016b, ApJ, 827, 72
- Smartt, S. J. 2015, PASA, 32, e016
- Smith, R. G., Robinson, G., Hyland, A. R., & Carpenter, G. L. 1994, MNRAS, 271, 481
- Sugitani, K., et al. 2011, ApJ, 734, 63
- Tachihara, K., Saigo, K., Higuchi, A. E., Inoue, T., Inutsuka, S.-i., Hackstein, M., Haas, M., & Mugrauer, M. 2012, ApJ, 754, 95
- Tahani, M., Plume, R., Brown, J. C., & Kainulainen, J. 2018, A&A, 614, A100
- Tahani, M., Plume, R., Brown, J. C., Soler, J. D., & Kainulainen, J. 2019, A&A, 632, A68
- Tielens, A. G. G. M., & Hollenbach, D. 1985, ApJ, 291, 722
- Tomisaka, K. 2014, ApJ, 785, 24
- -. 2015, ApJ, 807, 47
- Tomisaka, K., Ikeuchi, S., & Nakamura, T. 1988, ApJ, 335, 239
- Vaidya, B., Hartquist, T. W., & Falle, S. A. E. G. 2013, MNRAS, 433, 1258
- Valdivia, V., Hennebelle, P., Gerin, M., & Lesaffre, P. 2015, in EAS Publications Series, Vol. 75-76, EAS Publications Series, 393–394
- Wang, J.-W., Lai, S.-P., Eswaraiah, C., Clemens, D. P., Chen, W.-P., & Pandey, A. K. 2017, ApJ, 849, 157
- Whittet, D. C. B. 2010, ApJ, 710, 1009
- Wolfire, M. G., Hollenbach, D., & McKee, C. F. 2010, ApJ, 716, 1191
- Yoon, H., & Cho, J. 2019, ApJ, 880, 137

6 惑星形成

6.1 **この分野の概要**

惑星形成過程の理解は、この数 10 年で理論的・観測的に飛躍的な進歩を遂げた。理論的には 1980 年代の 太陽系形成論に始まり、観測的には惑星形成現場である原始惑星系円盤の発見、惑星材料物質の残骸円盤の発 見が赤外線や電波観測からもたらされた。その後、1995 年の系外惑星の発見は、惑星系の普遍性・一般性と 同時に、その多様性を人類が知ることとなった。また、2000 年代に入ると、惑星形成現場である原始惑星系 円盤の詳細観測が、すばる望遠鏡を含む8mクラス光赤外線望遠鏡により進み、やはり多様な形成過程が示唆 されることとなった。さらに、2010 年代には電波干渉計 ALMA により、さらに詳細な物理的・化学的な円盤 進化の理解が進みつつある。また、理論的にも 1980 年代に確立した太陽系形成論ともいうべき理論モデルか ら、多様な系外惑星系や惑星形成過程を統一的に理解する汎惑星系形成モデルの構築も進められてきている。 そのような状況の中で、これまでの

「惑星系はどのようにできたのか?」

という大きな問いだけではなく、

「太陽系のような惑星系は一般的か?」 「地球型惑星にはどのように水がもたらされるのか?」 「生命を宿す水惑星にはどのような物質化学的多様性がもたらされるのか?」 「生命の存在は普遍的か?」

などのより具体的かつ根源的な疑問も生まれている。

これらの問いに答えるには、SPICA のカバーする中間~遠赤外線領域がキーとなる。なぜならば、赤外線 領域には、上記の問いに関連した物質科学的情報をもたらしうる分子の振動回転遷移輝線や、固体物質の格 子振動に由来した分光的特徴が豊富に存在するからである。46 億年前の太陽系で何が起きたのか?は現在の 我々は直接観測できない。しかしながら、今太陽系外の若い形成中の星の周りの惑星形成現場を赤外線分光観 測をすることで、惑星形成時の豊富な物質進化の様子を、まるでタイムマシンに乗っているかのように"見 る"ことが出来るのである。

こうして得られるであろう惑星形成過程の詳細な物質進化の様子は、系外惑星系や太陽系の様々な特徴を、 形成から現在の姿まで統一的に理解する上で重要であることは論を待たない。逆もまた真なりで、太陽系や系 外惑星の詳細な知見は、惑星形成過程を起源とするものもあり、惑星形成・太陽系・系外惑星は三位一体とし て究極的には理解されるべきものであろう。

SPICA はこれらの知見の更なる統合をもたらし、「生命居住可能な惑星世界をもたらした過程を解明すること」に大きな一歩をもたらすと期待される。

| 6.1.1 班員構成、 | 担当 |
|-------------|----|
|-------------|----|

| 氏名 | 所属 | 主な担当章節 |
|------|-----------------|-----------|
| 本田充彦 | 岡山理科大学 | §6.3 §6.4 |
| 野村英子 | 国立天文台 | §6.2 §6.6 |
| 野津翔太 | ライデン大学 & 理化学研究所 | §6.2 §6.3 |
| 森昇志 | 東京大学 | §6.2 §6.6 |
| 松本侑士 | 中央研究院 | $\S6.3$ |
| 荒川創太 | 東京工業大学 & 国立天文台 | $\S6.3$ |
| 百瀬宗武 | 茨城大学 | $\S6.2$ |
| 相川祐理 | 東京大学 | $\S6.2$ |
| 橘省吾 | 東京大学 | $\S6.2$ |
| 田崎亮 | 東北大学 & 工学院大学 | $\S6.5$ |
| 武藤恭之 | 工学院大学 | §6.6 |
| 藤井悠里 | 名古屋大学 | §6.6 |
| 石原大助 | ISAS/JAXA | §6.4 |
| 小林浩 | 名古屋大学 | §6.4 |

6.1.2 当該分野における SPICA サイエンスの方向性

惑星形成過程における豊富な物質進化の様子の解明に向けて、SPICA は惑星の材料であるガスとダストそ れぞれに深い知見を与えることが期待される。

まず、ガスについてであるが、SPICA は原始惑星系円盤のガス質量を、もっとも系統誤差が少ない信頼で きる手法で計測できると期待される。主要なガス質量を担う H₂ は、その観測の難しさから、様々な波長帯で 別のトレーサーである CO やダスト連続波などから推測されてきたが、様々な系統誤差要因が指摘され、真の ガス質量の推測が難しかった。この状況に、SPICA は HD や H₂ 輝線を用いた系統誤差の最も少ないガス質 量の定量が可能である。これにより、円盤ガス質量という最も基本的な物理量の定量が可能となると期待され る。また、赤外域に存在する多くの分子輝線 (H₂O、CO、CO₂、HCN、C₂H₂、OH、O)の観測から、原始惑 星系円盤における様々な物質の分布を明らかにし、ひいては円盤の C/O 比の動径分布の導出も期待でき、系 外惑星大気の C/O 比の観測と比べることで、系外惑星の形成場所(中心星からの距離)の手掛かりを与える ことも可能となる。さらには、H₂O 輝線の高分散分光観測により、惑星形成過程において理論的に注目され ているスノーラインの位置を観測的に決めることも可能である。これは惑星への水の供給を考える上で重要な 手掛かりとなる。

次にダスト(固体微粒子)についてであるが、固体の分光的特徴(solid state features)はほぼ赤外域にし かなく、固体物質の特徴を検出するのは赤外線観測の独壇場である。これまでの氷観測は近赤外波長が多く、 必然的に吸収でとらえる観測手法となり、観測できる円盤は edge-on 円盤が多いなどのバイアスがあった。 SPICA では、これまで観測的に難しかった H₂O 氷の放射フィーチャをとらえることで、円盤の geometry に 依存せず、原始惑星系円盤での H₂O 氷の存在形態(結晶か?非晶質か?)を無バイアスに調べることが初め て可能となる。また、原始惑星系円盤の結晶質オリビン(シリケイト)の 69 µm feature は、彗星が形成され たぐらいの低温領域にこのような結晶質オリビンが存在するかどうかを確認できるユニークなプローブであ り、太陽系形成時に起こった円盤内物質循環過程の普遍性を、初めて一般の惑星形成現場で検証できる。さら に、SPICA は太陽系黄道光雲レベルまでのダスト放射を検出でき、太陽系の黄道光のような微弱なデブリ円



図 6.1 惑星形成班サイエンスの概要図。円盤ガスの観測を通じて、その散逸タイムスケールおよびガス惑 星形成史を明らかにする。また、水分子輝線および水氷の観測を統一的に行い、地球型惑星への水の供給 史を理解する。これらは、複雑な有機分子の観測と合わせて生命誕生の初期条件を制約する。遠赤外ダス ト分光観測により、円盤での物質循環史を明らかにし、さらには偏光観測によりダストのサイズや空隙率 計測、そして高精度 SED 観測は形成中の惑星に迫ることが出来る可能性がある。

盤が、主系列星で一般的かどうかを検証できる可能性がある。また、中間〜遠赤外域の偏光観測機能は、原始 惑星系円盤中のダストアグリゲイトの空隙率を計測でき、微惑星形成シナリオ(合体集積か重力不安定か)を 検証する重要な手がかりを与える。そして、高精度の SED 観測により、形成中の惑星の周りに存在する周惑 星円盤を検出できるかもしれない。

これらのサイエンス概要をまとめたものが図 6.1 である。SPICA の赤外線観測により、惑星形成過程での ガス・ダストの物質的詳細情報を得て、惑星形成過程の観測的理解を新たな段階に導くと期待できる。

6.1.3 主要研究題目

- 円盤ガス輝線観測 ガス定量と散逸・スノーライン・C/O 比・有機物形成
- 円盤ダスト 水氷と円盤鉱物学
- デブリ円盤の太陽系黄道光雲レベルまでの探査 太陽系は一般的か?
- MIR-FIR 円盤偏光観測 微惑星形成過程の検証
- 形成中の惑星からの熱放射 周惑星円盤の検出

6.2 円盤ガス観測

6.2.1 HD・H₂ 輝線による原始惑星系円盤ガス定量とガス散逸

概要

円盤ガスの空間分布の進化および散逸機構の理解は、惑星系の形成・進化過程の解明に欠かせない。 SPICA/SAFARI, SMI-HR を用いた HD 分子輝線、H₂ 輝線、及び [Ne II] 12.8µm 輝線などの分光観測を 様々な年齢・物理構造の円盤に対して実施し、その結果を組み合わせる事で、円盤進化初期から散逸期までの 円盤質量分布・及びその散逸過程を明らかにする。

背景と目的

惑星形成の母胎である原始惑星系円盤 (以下"円盤") 中のガスは巨大ガス惑星・氷惑星の大気の源であり、 また一方で形成された惑星の軌道進化に大きな影響を及ぼす。従って円盤ガスは惑星系形成を制御する重要な 要素であり、その空間分布の進化および散逸機構の理解は惑星系の形成・進化過程の解明に欠かせない。

ここで円盤ガスの大部分は水素分子 (H₂) であり、その純回転遷移線は中間赤外線領域に現れる。しかし、 H₂ は等核分子であり双極子遷移が禁じられているため、スペクトル線強度は弱い。その為円盤の質量や散 逸時間の観測は、これまで主に放射強度の強いダスト放射の統計的観測にもとづいてきた (e.g., Hernández et al. 2007; Ansdell et al. 2016; Cazzoletti et al. 2019)。最近では、アルマ望遠鏡 (ALMA) を用いた一酸化 炭素分子 (CO) 輝線の統計的観測も行われ始めている (e.g., Ansdell et al. 2017; Miotello et al. 2017)。また ALMA では一部の明るい円盤に対して、¹³C¹⁸O や ¹³C¹⁷O といった非常に稀な CO の同位体の観測を通じ、 円盤赤道面も含めたより精度の高いガス質量測定も行われている (e.g.,Zhang et al. 2017; Booth et al. 2019; Booth & Ilee 2020)。

一般に星間物質や分子雲内では、水素分子に対するダストや CO の比がほぼ一定であることが知られてお り、これらの放射はガス質量のトレーサーとしてよく用いられている。しかし、星間物質や分子雲に比べて非 常に高密度な円盤内では、ダストは合体成長して円盤内を移動し、最終的には微惑星や惑星を形成する。従っ て、円盤内では水素分子に対するダストの比は一定ではなく、ダスト放射はガス質量のトレーサーにはならな い。また CO に関しても、中心星からの強い紫外線の影響で円盤内縁・上層の CO は光解離する。さらに、円 盤外縁赤道面付近の低温高密度領域においては、CO はダストに凍結し、より複雑な分子へと化学進化する (e.g.,Bosman et al. 2018)。従って、水素分子に対する CO の比もまた円盤内で一定ではなく、CO によるガ ス質量測定は大きな不定性を伴う (e.g.,Zhang et al. 2020)。したがって、円盤ガス質量のより精密な測定に は、水素分子輝線の観測を行う必要がある。

近年の地上望遠鏡による高分散分光観測や Spitzer 宇宙望遠鏡による高感度観測により、中間赤外線の水 素分子の純回転励起線の観測も明るい天体では可能になってきている (e.g., Bitner et al. 2008; Najita et al. 2010)。中間赤外線ではダストの吸収係数が大きいため、円盤質量が大きい場合は、ダスト連続波は光学的に 厚くなる。従って、水素分子輝線がトレースできるのは、円盤上層のダスト連続波が光学的に薄い領域のガス のみである。しかし円盤進化が進みガス散逸期を迎え、ダスト連続波が光学的に薄くなった円盤では、ガス 質量のよいトレーサーになると期待される。SPICA/SMI-HR による水素分子輝線 (S(1) 17.0 μm, S(2) 12.3 μm)の高感度・高分散観測は、散逸期の円盤ガス質量の統計的精密測定を可能にすると期待される。

一方で、遠赤外線領域では水素分子が重水素化した HD 分子の純回転輝線の観測が可能である。遠赤 外線では中間赤外線に比べダストの吸収係数が小さいため、円盤質量がやや大きい場合のガス質量の測定に も適している。さらに、中間赤外線の水素分子輝線に比べ、励起温度が低く、円盤内のより低温の領域をト レースできるという利点もある。近年の Herschel 宇宙望遠鏡の観測により、近傍の明るい円盤数天体に対し て、HD 分子輝線の検出が進んでいる (e.g., Bergin et al. 2013; McClure et al. 2016; Kama et al. 2020)。 SPICA/SAFARI による HD 分子輝線 (J=1-0 112µm, J=2-1 56µm) の高感度分光観測によって、様々な質 量・年齢の円盤において HD 分子輝線の観測が可能になると期待される (e.g., Trapman et al. 2017)。

円盤ガスの散逸機構について、理論的には円盤ガスが中心星からの強い紫外線・X 線照射により加熱さ れ、中心星の重力を振り切って系外に逃れる光蒸発と呼ばれる過程や、円盤を貫く磁場に沿って円盤ガスが放 出される磁気円盤風などが考えられている。これらの過程については、流体シミュレーションなどの手法を 用いた理論研究が盛んに行われている (e.g., Suzuki & Inutsuka 2009; Suzuki et al. 2016; Nakatani et al. 2018a,b)。観測的にも、円盤上層の電離・解離領域をトレースする [Ne II] 12.8µm などのガス輝線を用いた 速度場の観測が行われつつある (e.g., Pascucci et al. 2011; Baldovin-Saavedra et al. 2012)。SPICA/SMI により水素分子輝線に加え [Ne II] 12.8µm 輝線などの高分散・高感度分光観測が可能になれば、円盤ガス散 逸の流体シミュレーションとの比較により、質量散逸率の見積もりなどと合わせ、円盤ガス散逸機構の理解が 大きく進展すると期待される。

方法と実現可能性

SPICA/SAFARI による HD 分子輝線 (J=1-0 112 μ m, J=2-1 56 μ m) の高感度分光観測により、多数の円 盤に対して円盤ガス質量の精密測定を行う。ここで Trapman et al. (2017) では、異なる物理構造・質量の円 盤モデルに対して HD 輝線強度の変化を調べ、質量決定精度などを議論している。すると、SPICA/SAFARI の観測では近傍 (~ 140pc) において、1 時間の積分時間で 10⁻³ 太陽質量程度、10 時間の積分時間で 10⁻⁴ 程 度の太陽質量程度の円盤を持つ天体の HD 輝線を検出可能であるとわかった。(図 6.2 参照)

また SPICA/SMI-HR では水素分子輝線 (S(1) 17.0 μ m, S(2) 12.3 μ m) 及び [Ne II] 12.8 μ m 輝線などの高 感度・高分散分光観測により、円盤進化散逸期の円盤ガス質量定量を行うと共に、電離・解離領域の物理構造 に制限を加える。更に、SPICA/SAFARI で観測可能な [O I] 63.2 μ m, 145.5 μ m, [C II] 157.7 μ m などの輝 線も円盤上層のガスからの放射が卓越する為 (Kamp et al. 2011; Dent et al. 2013)、これらの輝線の観測を 通じ円盤上層の物理構造の理解や、遷移円盤の質量定量に繋げる。

期待される成果

SPICA/SAFARI, SMI-HR を用いた HD 分子輝線、H₂ 輝線、[Ne II] 12.8µm 輝線、[O I] 63.2µm 輝線な



図 6.2 モデル計算結果に基づく、円盤ガス質量と HD 分子輝線 (J=1-0 112µm, J=2-1 56µm) のフラッ クスの依存性 (Trapman et al. 2017 より引用)

どの分光観測を様々な年齢・物理構造の円盤に対して実施し、その結果を組み合わせる事で、円盤進化初期から散逸期までの円盤質量分布・及びその散逸過程を明らかにする。また各年代において円盤質量を正確に見積 もる事で、惑星系形成・進化過程に制限を加える。

6.2.2 水輝線による H₂O スノーラインの探査

概要

H₂O スノーラインを太陽系外の様々な円盤に対して観測的に同定する事は、微惑星・惑星形成過程や、地 球上の水の起源を考える上で重要であると言える。SPICA によって中間赤外線水輝線の高分散分光観測が可 能になれば、円盤赤道面内縁から放射される水輝線のプロファイルの解析を通じ、様々な年齢・物理構造の円 盤に対して H₂O スノーラインの位置を同定できると期待される。

背景と目的

原始惑星系円盤の H₂O スノーラインは水の昇華温度に対応する円盤赤道面の半径であり、古くから形成後 の惑星を特徴付ける重要な要素であると考えられてきた (e.g., Hayashi 1981; Hayashi et al. 1985)。H₂O ス ノーラインの内側では、惑星の材料であるダストが主に岩石 (ケイ酸塩) から構成されるため、地球型の岩石 惑星が形成すると考えられている。一方外側ではダスト粒子が氷を纏うことでダスト総量が増加し、さらに岩 石ダスト粒子に比べ破壊されにくくなるため、氷惑星やガス惑星の固体コアを形成すると考えられている。さ らに最近の研究では H₂O スノーライン付近にダストが濃集することで、局所的に微惑星・惑星が形成された と考えるモデルなども提案されている (Morbidelli et al. 2016)。更に H₂O スノーライン外側で形成される氷 微惑星や彗星は、地球型惑星の水・有機物の起源とも考えられている (Sato et al. 2016)。また理論計算に基 づくと、中心星や円盤の物理構造の進化と共にスノーラインの位置も変化する (Oka et al. 2011)。よって惑 星形成段階で H₂O スノーラインの位置やその進化を知ることは、微惑星・惑星形成過程や地球上の水の起源 を解明する上で不可欠である。

一方でこれまで多くの惑星形成の理論研究で、円盤の温度モデルから H₂O スノーラインの位置が計算され てきたが、依然として不定性が大きい。古典的な円盤モデルでは、円盤内の乱流が円盤降着を駆動し、降着時 に発生したエネルギーが円盤ガスを効率よく加熱する (Shakura & Sunyaev 1973)。一方で近年の磁気流体数 値計算により、乱流源として期待されていた磁気回転不安定は十分に発達せず、円盤は層流であることが示さ れた (e.g., Bai & Stone 2013)。そのような層流円盤では降着加熱が非効率であり、古典的な乱流円盤に比べ て H₂O スノーラインの位置は大きく異なると考えられる (Mori et al. 2019)。このように H₂O スノーライン 位置は円盤内側領域の降着機構をも反映しており、H₂O スノーラインの位置を知ることで円盤の加熱機構や 円盤進化の駆動機構が明らかになると期待できる。

 H_2O スノーラインの位置を観測的に特定するには、円盤赤道面付近から放射される水輝線放射の検出が必要である。近年、Spitzer(中間赤外線)・Herschel(遠赤外線)宇宙望遠鏡などを用いて、円盤から放射される水輝線が検出された (e.g., Carr & Najita 2008; Hogerheijde et al. 2011; van Dishoeck et al. 2014; Blevins et al. 2016)。しかし、これらの輝線は主に円盤表層の高温部や H_2O スノーライン外側の円盤外縁低温部に存在する H_2O ガスから放射されたものであり、円盤赤道面の H_2O スノーライン位置を直接同定するには至っていない。

そんな中近年、Notsu et al. (2016, 2017, 2018) により、アインシュタインの放射 A 係数が小さく、励起温 度が比較的高い輝線が円盤赤道面の H₂O スノーラインの位置同定に適していること、さらにこれらの特徴を 持つ水輝線が SPICA(SMI,SAFARI)の波長帯に多数存在することが示された。そこでこれらの研究成果に基 づき、SPICA では中間赤外線水輝線の高分散分光観測を行い、得られた円盤赤道面内縁から放射される水輝 線のプロファイルの解析を通じ、H₂O スノーラインの位置を同定することを目指す。

方法と実現可能性

円盤赤道面において、H₂O スノーラインは中心星から数 ~ 十天文単位付近にあると予想されている (Oka et al. 2011)。その為 H₂O ガス輝線の空間分解観測でその構造を分解することは難しく、円盤水輝線プロファ イルの解析が有効である。ここで円盤はほぼケプラー回転しているため、ドップラーシフトした輝線のプロ ファイルを解析することで、輝線放射領域を特定することができる。SPICA では SMI の高分散分光観測装置 (HR)を用い、ortho-H₂¹⁶O 17.75µm 輝線など H₂O スノーライン同定に適した輝線の観測を多数の円盤に対 して行い、得られた輝線プロファイルの解析から赤道面の H₂O スノーライン位置を導出する。また SAFARI の観測を通じても、H₂O スノーライン同定に適した多数の水輝線 (ortho-H₂¹⁶O 37.98µm 輝線など)の放射 の検出が期待される。SAFARI の波長分解能は H₂O スノーラインの詳細位置決定には不十分であるが、輝線 の強度比から円盤赤道面の温度構造に制限をかけるなど、SMI の観測結果と合わせ円盤物理構造に制限を加 える事が期待される。なお、これらの水輝線は比較的強度が小さく、過去の Spitzer や Herschel では感度が 足りなかった為、SPICA の高感度観測によって初めて検出が期待されるものである。

ここで、執筆者 (野津) らは Antonellini et al. (2015, 2016) の円盤モデル計算を応用し、円盤質量・中心星 光度・ダストサイズ分布など物理構造を様々に変えた円盤モデルのもとで SPICA の観測可能性の詳細検討を 行っている。その結果近傍 (140 pc 程度) の天体については幅広い物理構造・年齢の天体においてこれらの水 輝線の検出が可能であり、H₂O スノーライン位置決定が期待されると分かった (図 6.3 参照)。

期待される成果

様々な物理構造・年齢の天体において水輝線の観測を行い、H₂O スノーラインの位置を決定する。また得られた結果を理論研究の結果と比較する事により、H₂O スノーライン位置の時間進化過程を観測的に解き明かし、円盤進化と惑星形成過程に強い制限を加える。

なお、H₂O スノーライン同定に適した水輝線はサブミリ波帯にも存在し、ALMA を用いた観測もここ数年 試みられている (Carr et al. 2018; Notsu et al. 2019)。しかし輝線強度に対する感度の不足から、ALMA で は近傍の明るい Herbig Ae 星や年齢がより若い (Class I) 星など、あくまで一部の限られた天体の観測が期待 されるのみである (Notsu et al. 2018)。それに対して SPICA はその高感度を生かし、T Tauri 星など中心 星質量が太陽程度以下の天体も含めて、様々な年齢・円盤物理構造の天体に対して H₂O スノーライン位置の サーベイ観測が可能であると考えられる。



図 6.3 円盤ガス質量を様々に変えた場合の、ortho-H₂¹⁶O 17.75 μ m 輝線のフラックスの変化。赤線が T Tauri 星、青線が Herbig Ae 星の場合を表す。(野津らのモデル計算結果に基づく。)

6.2.3 円盤ガス組成分布と C/O 比

概要

系外ガス惑星大気の C/O 比と円盤内の C/O 比を比較する事により、惑星が円盤内のどの領域で形成され たかに制限が与えられる可能性がある。SPICA/SMI・SAFARI を通じた観測により、様々な物理構造・年齢 の円盤において、各分子種の輝線プロファイル形状や励起温度の異なる輝線の強度比などを元に、円盤の半径 方向のガス分子組成分布や C/O 比の同定が期待される。

背景と目的

近年の太陽系外惑星大気の観測により、木星型の巨大ガス惑星大気中の CO や H₂O、CH₄ などの比較的単純な分子が検出され始めた。最近ではそれらの分子輝線・吸収線の観測を元に、まだ不定性はあるものの、元 素組成比なども見積もられ始めている (e.g., Konopacky et al. 2013; Madhusudhan 2019)。これらの系外惑 星大気のガス分子検出・元素組成決定については、TMT や JWST, そして SPICA 中間赤外線分光観測の貢 献も含め、今後より多くの天体に対して高い精度で実行されると期待される。

惑星 (特に巨大ガス惑星) の大気の元素組成は、大気形成時の原始惑星系円盤ガスの元素組成を反映してい ると考えられる。円盤内で炭素や酸素を多く含む分子としては、H₂O、CO、CO₂、HCN などがある。また CH₄ も炭素のみを含む分子の中で最も存在量の多い分子の1つである。これらの分子は、各々のスノーライ ン (内側から H₂O、HCN、CO₂、CH₄、CO の順にスノーラインが存在すると考えられる)の外縁ではダスト に凍結する。そのため、円盤ガス・ダストにおいて、半径方向に炭素-酸素元素組成比 (以下、C/O 比)の勾 配が生じる。その中でも水は酸素を含む主要な分子なので、円盤ガス中の C/O 比は H₂O スノーライン前後 で値が大きく変化する (Öberg et al. 2011; Eistrup et al. 2016, 図 6.4 参照)。従って、系外ガス惑星大気の C/O 比と円盤内の C/O 比を比べる事により、惑星が 円盤内のどの領域で形成されたかに制限が与えられる 可能性がある。例えば、系外ガス惑星大気の C/O 比が 1 を超える場合については、H₂O スノーラインの外側 で大気ガスを獲得した事が期待される。

方法と実現可能性

これまで Spitzer(中間赤外線)・Herschel(遠赤外線) 宇宙望遠鏡観測や地上赤外線高分散分光観測により、 H₂O、CO、CO₂、HCN、C₂H₂、OH、O などの輝線・吸収線が多数の原始惑星系円盤から検出されている (e.g., Pontoppidan et al. 2010a,b; Carr & Najita 2011; Fedele et al. 2012)。双極子放射が禁止されている CH₄ や CO₂, C₂H₂ などはアルマ望遠鏡などのサブミリ波での観測ができず、赤外線でのみ観測が可能であ



図 6.4 円盤半径方向の C/O 比分布の例。黒実線が円盤ガスの値 (Öberg et al. 2011 より改変)

る。

SPICA では従来の観測に比べて 100 倍以上感度が向上することもあり、様々な物理構造・年齢の原始惑星 系円盤について、上記分子からの中間・遠赤外線遷移線の観測を進めることが可能になる。このうち中間赤外 線帯に存在する H₂O 輝線、CO₂ 15 μ m 輝線、HCN 14 μ m 輝線などについては、SMI-HR では高分散分光 観測を通じ輝線プロファイル形状が詳細に得られると期待されるので、その速度構造の解析から円盤内での 放射領域の特定を目指す。また CO₂ については通常の ¹²CO₂ 輝線に加え、¹³CO₂ 輝線の検出も期待される 為、これらの輝線の観測から赤道面の CO₂ スノーライン付近のガス分布についても制限をかけることを目指 す (Bosman et al. 2017)。

期待される成果

SMI・SAFARI を通じた観測により、様々な物理構造・年齢の円盤において、H₂O、CO、CO₂、HCN、 C₂H₂、OH、O などの輝線・吸収線の検出が期待される。また輝線プロファイル形状や、励起温度の異なる輝 線の強度比などを元に、円盤の半径方向のガス分子組成分布や C/O 比の同定が期待される。

6.2.4 惑星形成領域における複雑な有機分子生成

概要

原始惑星系円盤における有機分子の生成過程の解明は、生命起源分子種の生成過程解明に関連する、重要な テーマである。星間空間における複雑な有機分子の生成過程は、主に明るい大質量星形成領域で研究されてき た。Herschel 宇宙天文台では、大質量星形成における複雑な有機分子の遠赤外線高分散分光観測が行われ、多 数の輝線が検出された。SPICA による中間・遠赤外線観測は Spitzer 宇宙望遠鏡や Herschel 宇宙天文台に比 べ感度が2桁近く高く、円盤内の惑星形成領域における複雑な有機分子の観測を可能にする。これにより、そ の生成過程、ひいては生命起源分子種との関連を明らかにすると期待される。

背景と目的

これまで原始惑星系円盤では、Spitzer 宇宙望遠鏡による 15 μ m 帯の観測や大型地上望遠鏡による 3 μ m 帯の 観測により、HCN, C₂H₂,CH₄ といった、小さな有機分子が円盤内縁で検出されてきた (e.g., Carr & Najita 2008; Mandell et al. 2012)。最近ではアルマ望遠鏡を用いた高感度観測により、ミリ波・サブミリ波の波長 帯において、HC₃N, c-C₃H₂, CH₃CN, CH₃OH, HCOOH, H₂CS といった、大きな有機分子も検出されるよ うになった (e.g., Öberg et al. 2015; Walsh et al. 2016)。ALMA 望遠鏡で検出された分子輝線は、主に冷た い円盤外縁部から放射されていた。このような低温領域では、質量の小さい水素のみが塵表面で移動可能であ



図 6.5 (左図) 原始惑星系円盤内の CH₃OH 遠赤外線輝線のモデル計算の結果と SPICA/SAFARI によ る検出可能性。(右図)ALMA で観測された CH₃OH 輝線の放射領域と SPICA で検出可能な輝線の放射 領域 (Walsh et al. 2014 改変)。SPICA により、高温の惑星形成領域をトレースすることが可能となる。 り、水素付加反応が進む。また、塵表面で生成された分子が熱的に気相に蒸発することはできないため、中 心星からの紫外線や星間空間からの宇宙線など、非熱的な過程で気相に脱離したと考えられる。これに対し SPICA では、円盤内縁の高温から放射される大きな有機分子の赤外線輝線の観測が可能になる。高温領域で は質量の大きな分子も塵表面で移動可能となり、光解離により生じたラジカル同士の塵表面反応でさらに複雑 な有機分子が生成される。すなわち SPICA では、惑星形成領域における複雑な有機分子生成過程が明らかに なると期待される。

方法と実現可能性、期待される成果

原始惑星系円盤からの遠赤外線 CH₃OH 輝線のモデル計算の結果は、数時間程度の積分時間で SPICA/SAFARI により輝線の検出が可能であることを示している (図 6.5 左)。またモデル計算は、ALMA 望遠鏡で観測された CH₃OH 輝線が円盤外縁の低温度領域をトレースしていたのに対し、SPICA による赤 外線観測では、円盤内縁の高温領域、すなわち惑星形成領域をトレースする輝線の検出が可能となることを 示した (図 6.5 右)。SPICA/SAFARI がカバーする遠赤外線領域には、CH₃OH の他にも HC₃N, CH₃CN, HCOOH などの遷移線が存在する。また、SPICA/SMI がカバーする中間赤外線領域にも、HC₃N, CH₃CN などの遷移線が存在する。SPICA を用いた円盤内の様々な分子種の赤外線輝線の観測により、惑星形成領域 における複雑な有機分子生成過程が明らかになると期待される。

6.3 円盤固体物質

6.3.1 円盤水氷の進化

概要

惑星形成において水の氷は様々な重要な役割を果たすと考えらえれているが、実は観測的にはよくわかって いないことが多い。SPICA により、遠赤外線の水氷の feature を初めて数 100 天体以上の多数の原始惑星系 円盤から観測可能となると考えらえる。これにより、惑星形成における様々な水の役割や、その熱史を観測的 に検証し、ひいては生命誕生条件の一つと考えられている水が惑星にどの程度普遍的にもたらされるかを明ら かにする。

背景と目的

惑星形成過程において、水の氷の重要性は多く指摘されている(スノーライン以遠での巨大ガス惑星形成、 水氷によるダスト合体集積の促進、地球型惑星への水の供給、など)。しかしながら、惑星形成現場である原 始惑星系円盤における水氷の存在量や分布については、観測的情報が不足しているのが現状である。これは、 水氷の観測が様々な理由により難しいからである。これまでは近赤外域の3µm帯のOH振動モードの観測が 良く使われてきた。しかしながら、波長3µmのfeature は熱放射 feature でとらえるには、ダストの温度が 高くなる必要があり (>~1000K)、そのような温度では水氷は固体ではなく気体となってしまう。よって、水 氷の3µm feature は基本的に吸収 feature としてしか観測されないが、その場合は背景光源が必要であり、中 心星や円盤内縁高温領域を光源として円盤が自己吸収を起こしうる edge-on disk での観測が主であった (e.g., Terada & Tokunaga 2017)。これに対して、円盤散乱光に刻まれるアルベド効果を用いて、近赤外散乱光で 水氷の分布をとらえる試みも行われているが (e.g., Honda et al. 2009, 2016)、感度的な問題からまだ数例し か成功しておらず、統計的な議論からは程遠い状況である。

方法と実現可能性

水氷は近赤外線以外にも分光 feature を持つが、遠赤外線の 44 μ m, 63 μ m に格子振動モードによる feature が存在する。この波長の光を出す熱放射は十分に低温であるので、遠赤外線の feature は放射 feature として 観測されている (e.g. Malfait et al. 1998)。つまり、近赤外線のように円盤 geometry に制限も無く、多数の 円盤における水氷の有無や存在量を初めて無バイアスに観測可能である。

また、遠赤外 feature は水氷のピーク波長は結晶状態(非晶質/結晶質)についての情報を与え、それらか ら水氷ダストの熱史についての示唆も得ることが出来る。分子雲中で最初に形成された水氷は非晶質と考えら れており、それらがそのまま取り込まれたものであれば、円盤の水氷も非晶質であると期待される。しかしな がら、原始惑星系円盤では様々な加熱イベントや物質循環が期待されており、それらの効率が高ければ、多 くの結晶質水氷が観測されるであろう。図 6.6 は 0.7 太陽質量の T Tauri 型星まわりの原始惑星系円盤から のモデルスペクトルであり、結晶質/非晶質の違いや、非晶質からの加熱により結晶化した場合、一旦昇華 し再凝集して結晶化した場合などの異なる熱史に応じた場合のスペクトルの違いを表している (Kamp et al. 2018)。このように、水氷の存在量だけではなく、その熱史までも探ることができる

期待される成果

遠赤外 44µm 帯は、1990 年代の ISO 以来、Spitzer や Herschel では観測できなかった、いわば 20 年以上 取りこぼされてきた観測波長帯であり、SPICA により数十年ぶりにようやく観測可能となる。また、SPICA の圧倒的な高感度により、数 100 天体以上の T Tauri 型星の遠赤外線スペクトルを得ることが可能となり、 円盤における水氷の存在量の無バイアスな統計的な議論が初めて可能となるだろう。これは、惑星への水の供 給史を理解する上で重要な手掛かりとなる。液体の水は生命の重要な媒質であり、生命誕生の条件の一つと考 えられている。よって、惑星への水がどの普遍的に供給されたかを理解することは、生命の起源の初期条件を 理解する上で重要な基礎的情報を提供できるとも言える。



図 6.6 0.7 太陽質量の T Tauri 型星原始惑星系円盤からの遠赤外線スペクトルシミュレーション。異な る氷の熱史を考慮して比較している。まず、reference model は 140K の結晶質氷を含むモデルである (黒 実線)。これに対して、Cool down model は、氷ダストが温かい領域で形成し (結晶)、低温領域に移動し たモデルで、多くの結晶質シリケイトを含み、かつ低温で光っているのでピーク波長がより短波長側にな る。一方で Direct deposit model は、T<<140K のその場で形成したモデル、warm up model はさら に低温領域で形成し内側に移動してきたモデルで、どちらも非晶質 (amorphous) が支配的である。このよ うに、44 μ m feature を用いることで、低温領域の氷の熱史を探ることが出来る。(Kamp et al. (2018) か ら改変)



図 6.7 原始惑星系円盤で様々に想定されている動径物質循環プロセス。星間空間には見られない結晶質 シリケイトは、円盤内縁の約 1000K に達する領域で結晶化し、diffusion や wind (X-wind and/or disk wind) により外側に運ばれたという説がある。また、低温領域でも衝撃波などにより局所的短時間に高温 に加熱されうるとの主張もある。いずれにせよ円盤低温領域における結晶室シリケイト (forsterite) の存 在は、観測的にはよくわかっていないので、低温領域の forsterite ダストからの熱放射である forsterite 69um feature の観測が非常に重要となる。上のスペクトルは Maaskant et al. (2015) による 10% の forsterite を含んだダストが 0–50 AU に均質に分布した場合のモデルスペクトルである。中間赤外線領域 は Spitzer, JWST がとらえるが、太陽系の彗星が出来たような低温領域は SPICA/SAFARI の forsterite 69 μ m feature の分光観測が唯一の方法である。

6.3.2 円盤鉱物学

概要

原始惑星系円盤には、星間空間には見られない結晶質シリケイトが、円盤の温かい領域 ($T \sim a$ few 100 K) で多く観測されている。これらは、もともとは非晶質であった星間空間のシリケイトが、内側の中心星近傍の 高温領域 (T > 1000 K) で結晶化した後、外側の低温領域に運ばれたと考えられている。このことは、我々の 太陽系の彗星のダストにかなり普遍的に結晶質シリケイトが含まれていることと整合的である。しかしなが ら、原始惑星系円盤の中にはほとんど結晶質シリケイトを示さない天体もあり、高温領域で結晶化したシリケ イトの輸送史は多様であることも観測的に示唆されている。太陽系において惑星系形成期に結晶質シリケイト が彗星形成領域 ($T \sim 50$ K) へと輸送された過程を検証するには、円盤低温領域における結晶質シリケイトの 観測を統計的に行い、原始惑星系円盤中の結晶質シリケイト輸送過程を明らかにする必要がある。T ~50 K の円盤低温領域 (彗星形成領域) での結晶質シリケイトの探査には、遠赤外線の silicate feature を観測するこ とが重要である。これまでの遠赤外線観測衛星 Herschel では限られたサンプル数、限られた S/N のデータ しか得られていないが、Herschel に比べ数桁感度が向上する SPICA であれば、数 100 個の天体の原始惑星 系円盤の遠赤外線スペクトルを高精度で観測することができる。この観測結果から結晶質シリケイトの形成と 低温領域への外側輸送過程を制約し、原始惑星系円盤での物質循環・混合過程の一般性・普遍性を明らかにす ることができると期待される。

背景と目的

星間物質に含まれるシリケイトダストはほぼ完全に非晶質である一方 (Kemper et al. 2004)、原始惑星系 円盤には結晶質シリケイトが観測されている (e.g., Malfait et al. 1998; Honda et al. 2003)。また隕石や彗 星の観測あるいはサンプルからも結晶質シリケイトが確認されている (e.g., Scott 2007; Harker et al. 2002; Nakamura et al. 2008)。これらは惑星形成過程に伴う非晶質シリケイトの結晶質化を示唆している。非晶質 ダスト粒子が結晶化するためには、約 1000 K 程度以上の高温を経験する必要がある。この温度条件を満たす 軌道領域は観測された円盤内のシリケイトダストの温度 (Maaskant et al. 2015) や彗星の軌道 (Harker et al. 2002) よりも内側に存在したと考えられるため (Oka et al. 2011; Mori et al. 2019)、その場で何らかの加熱 が発生したか、あるいは結晶質シリケイトは高温の内側領域で形成した後より外側の領域へ運ばれたと考えら れる (図 6.7)。その場での加熱メカニズムとしては、氷ダストの化学反応熱 (Yamamoto et al. 2010; Tanaka et al. 2010) や、アウトバーストと呼ばれる FU Ori and EX Lup で観測されている短期間に高い降着率で円 盤が進化することに伴う衝撃波加熱 (e.g., Hartmann et al. 2016) が挙げられる。

結晶質シリケイトダストの外側輸送として考えられる過程は、円盤中心面付近での輸送、円盤上空を経 由した輸送、円盤の粘性拡散による輸送の3つに分類される。円盤中心面付近では、円盤ガスの粘性 (e.g.,



図 6.8 円盤での高温領域からの forsterite の動径分布 (radial mixing) に応じた中間〜遠赤外線スペク トルシミュレーション。0–5 AU のダストの 10% が forsterite の場合、中間赤外線スペクトルには強い feature が見られるが、遠赤外の 69 μ m feature は弱い。しかし forsterite が 0–20 AU, 0–50 AU とより 遠方の低温領域に増すにつれて、69 μ m feature が強くなる傾向が見られる。つまり 69 μ m feature は、 低温領域における直接的な forsterite のトレーサーとなる (Maaskant et al. (2015) を改編)。 Takeuchi & Lin 2002; Ciesla 2009)、あるいはダストとガスの角運動量交換 (Bai & Stone 2010) による外 向きの流れが示唆されており、この流れによってサイズの小さいダストが外側へ輸送される。ダストはまた 円盤風と呼ばれる磁気乱流に駆動されたガスの流れにより円盤上空へと輸送され、~10 µm サイズのダスト はそのまま上空に留まる (Miyake et al. 2016)。これらのダストは中心星の輻射圧を受けて外側へ輸送され る (Takeuchi & Lin 2003; Tazaki & Nomura 2015)。あるいは円盤ガスそのものが外側へ運ばれ (e.g., Bai 2014)、ダストもガスと共に外側へ輸送される可能性も指摘されている。円盤ガスは粘性進化により中心星方 向へ落下するが、この角運動量輸送を受けて外側の一部のガスはより外側へ移動する。初期に半径の小さく面 密度の高い高温な円盤ガス内で結晶化したダストの一部はガスによって外側へ運ばれた後、中心星方向へ落下 する (Dullemond et al. 2006; Yang & Ciesla 2012)。

これらダストの外側輸送過程は円盤ガスの運動と進化に強く依存する。円盤の観測により結晶質シリケイト のサイズや円盤内の分布を精度良く求めることで、結晶質シリケイトの組成のみならず、円盤のダイナミクス についても制約することができる。Maaskant et al. (2015) による Herschel と Spitzer で観測された 23 個の Herbig Ae/Be 星の解析の結果、6 個の天体からは結晶質シリケイトである forsterite の 69 μ m のスペクトル の検出された。輻射輸送モデルと比較の結果、forsterite のサイズ、温度、及び組成についての縮退は残るが、 HD 141569 では ~ 1 – 10 μ m 程度の forsterite が ~ 100 K 以下で存在するときによく観測を説明すること がわかっている。図 6.8 は、Herbig Ae/Be 型星の円盤を想定し、結晶化した forsterite が中心から 5 AU, 20 AU, 50 AU まで伝搬したときに、中間~遠赤外線スペクトルにどのような変化がみられるかをシミュレー ションしたものである。 69 μ m feature は 20–50 AU の低温領域にまで forsterite が伝搬したときに強く表 れる。つまり、69 μ m feature は低温領域の forsterite のトレーサーとして使えることが分かる。SPICA で は同様の観測を T タウリ星周りで行い、T タウリ型星周りの原始惑星系円盤における forsterite の分布につい ての解析を統計的に行うことを目指す。この解析により円盤内の forsterite の外側輸送過程を制約する。

方法と実現可能性

SAFARI を用いた分光観測を行い、主に forsterite の 69 µm feature の観測を行う。また、中間赤外線波長 域もカバーするため、SMI による分光観測も行い、中間〜遠赤外までの幅広く連続的な低分散スペクトルを得 る。既に Spitzer/IRS 及び Herschel/PACS を用いた観測が Herbig Ae/Be 型星周りで行われているが、デー タの S/N やサンプル数が限られているのが現状である。これらよりも数桁高い感度を持つ SPICA であれば、 Herbig Ae/Be 型星に加えて、数 100 天体以上の T Tauri 型星のスペクトルの取得が初めて可能となる。

期待される成果

T Tauri 星周りで得られた forsterite の 69 μm feature についての十分なサンプル数の観測が得られること により、T Tauri 型星において彗星が形成されたような低温領域まで高温領域の物質が伝搬するイベントが、 どのくらい普遍的に起こり得るかを初めて統計的に議論できるようになる。特に、T Tauri 型星の観測は我々 の太陽系との直接比較という意味で重要である。

また、低温 forsterite の観測量を、恒星あるいは原始惑星系円盤の他の観測量との相関をとることで、理 論的に様々に提唱されている物質輸送メカニズムのどれがもっともらしいかについて制限を与えることが出 来る。特に、先行研究で得られている中間赤外線観測に含まれる forsterite のスペクトル (e.g. Honda et al. 2006)と比較することで、円盤内の forsterite の動径分布についても観測から明らかにすることが期待される。 本研究で彗星ができるような低温領域まで forsterite (結晶質シリケイト)が運ばれる事がどのくらい普遍的な のかを初めて明らかにでき、太陽系内始原物質研究や、太陽系の形成史の普遍性・特殊性について、汎惑星形 成論の観点から初めて議論することが出来る。



図 6.9 Spitzer と AKARI で検出されたデブリ円盤 (Beichman et al. 2005, 2006; Bryden et al. 2006; Chen et al. 2005a,b; Hillenbrand et al. 2008; Trilling et al. 2008, Ishihara et al. 2017) の波長 20 μ m での fractional luminosity (Fdisk/F_{*}) の時間進化(中心星の年齢)を表したもの。点線は理論的な進化 予想 (Kobayashi & Tanaka 2010) である。我々の太陽系のデブリ円盤(黄道光)は下側の地球の位置に 相当し、現在の観測精度では同等のものが太陽系外に存在しても検出できていない事が分かる。

6.4 デブリ円盤の太陽系黄道光雲レベルまでの探査 - 太陽系は一般的か?

概要

太陽系には黄道光を構成するダストが存在し、デブリ円盤といえる。しかしながら、これまでの観測では黄 道光レベルのデブリ円盤は、観測感度限界から検出されておらず、黄道光雲が一般的な現象かどうかは明らか ではない。これには感度限界を打ち破る新手法が必要であり、SPICA/SMIを用いた分光的手法でこれを打ち 破り、初めて太陽系黄道光雲レベルまでの探査を行い、デブリ円盤の進化の中で太陽系を位置づける。

背景と目的

デブリ円盤は惑星形成の最集段階に相当すると考えられており、最終的な惑星系がどのように完成するかを理解する上で重要であり、ひいては完成した系外惑星系とのつながりとの観点からも重要である(実際に、 デブリ円盤を持つ系外惑星系も見つかってきている)。デブリ円盤の観測的研究は、IRASの最初の検出以来、より暗いターゲットまで広がり、数そのものも増加している。近年のSpitzer 宇宙望遠鏡や AKARI 衛星の観測結果を、波長 20 μ m での fractional luminosity (Fdisk/F_{*}) の時間進化(中心星の年齢)として表したものが、図.6.9 である。一方で我々の太陽系にも、黄道光というデブリ円盤が存在するが、その fractional luminosity のレベルは Fdisk/F_{*} ~ 10⁻⁴ に近く、現在の観測限界の Fdisk/F_{*} ~ 10⁻² と比べると 2 桁弱不足していることが分かる。つまり、我々の太陽系もデブリ円盤を持つが、それが一般的な現象かどうかはまだよくわかっていないと言える。

また、これまでのデブリ円盤分光観測では、赤外線ダストフィーチャを出すサンプルが限られているため、 そのデブリ円盤ダストの進化もよく理解されているとは言い難い。よって、これまでよりも多数のデブリ円盤 分光観測により、赤外線ダストフィーチャの検出を目指す必要がある。

以上から、次世代のデブリ円盤研究の目的として以下が挙げられる。

1. 我々の太陽系黄道光レベルの非常に暗いデブリ円盤の検出・探査



図 6.10 太陽系黄道光の 5 倍のレベル (5 zodi.) のデブリ円盤の検出シミュレーション。(a) 10pc 先の G2V 星の周りの黄道光とし、スペクトルの形は黄道光と同じとした (Ootsubo et al. 1998, 2005, Reach et al. 2003)。較正誤差を 0.1%, 積分時間を 1 時間とした。(b) デブリ円盤放射スペクトル (黒) と フィッティング結果 (赤)。スペクトル分解能は R=20 とした。デブリ円盤放射は 10 σ で検出されて いる。

- 2. デブリ円盤ダストの組成・サイズ・結晶化度・温度などの分光的な検出・探査
- 3. 多数のサンプル (>100 個) の効率的な取得(サーベイ的な)

方法と実現可能性

上記の3つの目的を達成するのに、SPICA は大変適している。

- 1. 我々の太陽系の黄道光レベルのデブリ円盤をとらえるためには、これまでの単純な測光的な赤外超過の 検出では観測的に難しい。というのは太陽系レベルの赤外超過は、例えば波長 20 ミクロンにおいて光 球放射に対して 10⁻⁴ レベル、つまり 0.01% の絶対測光精度が要求され、これを実現するのは大変難し いためである。そこで、SPICA に搭載される 高い安定性を持つ分光器 (SMI, SAFARI) を活かし、光 球面放射とは異なる分光的特徴 (ダストフィーチャ等)を分光的にとらえることで、黄道光レベルのデ ブリ円盤をとらえる (図 6.10,6.11 参照)。これは単一波長での絶対測光による赤外線超過の検出よ りもより効率的である。
- デブリダストからの λ = 17 100μm の連続的なスペクトルを用いることで、様々な固体物質(ケイ酸 塩、含水鉱物、炭酸塩、水氷等)の分光フィーチャの検出が可能となり、円盤ダストの物質進化を明ら かにすることが出来る。
- 3. SPICA/SMI-LR の高い分光マッピングスピードにより、多くの主系列星の中間赤外線分光データが取 得できる。また、SAFARIの高感度フォローアップ分光観測により、中間~遠赤外までの切れ目のない 連続的なスペクトルの取得が可能となり、ダストスペクトルの議論において強力なデータとなる。

具体的な観測の戦略は以下である。まず、宇宙論研究のための 10 平方度および 1 平方度の SMI を用いた 分光サーベイが計画されており、そのデータを用いることで、本研究目的のために別の時間を確保すること なく、~ 17,000 個もの主系列星の R=50, $\lambda = 17 - 36\mu m$ スペクトルが得られる。これに加えて、(1) 100



図 6.11 10pc. 20pc, 100pc 先にある G2V 型星周りのデブリ円盤光度を黄道光 (zodi.) を単位として、 期待される S/N 比をプロットしたもの。積分時間を 1 時間, 較正精度を 0.1% と仮定している。0.1% の 較正精度は Spitzer や AKARI の観測経験から達成可能である。



図 6.12 (左) SMI を用いた分光サーベイ計画が計画されており、それらを活用することで副次的にデブ リ円盤分光観測データも得られる。期待される FGK 型星の観測数を、円盤光度の関数 (zodi. を単位。1 zodi. の場合 Ldisk/L_{*}=10⁻⁷) として表したものである。10 deg² cosmological survey (緑), 1 deg² cosmological survey (青), cluster surveys (茶色) そして個別指向観測 (マゼンタ)、そして赤線が 総数 である。黒線は Spitzer/IRS で既に得られているものである (Chen et al. 2014)。 (右) この見積もりで 仮定したデブリ円盤を持つ星の割合を、円盤光度の関数として表したもの。

個程度の近傍主系列星を指向し、それぞれ積分時間1時間程度の SMI-LR 分光観測を行い、数 zodi level の デブリ円盤の検出を目指す。(2) 近傍 <100pc の星団に対して SMI-LR サーベイ観測を行い、様々な環境 (metallicity, UV strength, age etc.) による影響を調べる。(3) これらの観測でデブリ円盤が分光的に検出 されたサンプルに対して、フォローアップの R~600 程度の SMI 中間赤外分光観測、および R~300 程度の SAFARI 遠赤外分光観測を行い、詳細なダストの情報を得る。

デブリ円盤進化を様々な円盤光度で調べるためには、円盤光度が 5 ~ 100 zodi. で 0.2 dex 幅にそれぞれ > 10 個のサンプルが欲しい。上記の観測戦略をそれを満たすように立案されている (図 6.12)。

期待される成果

SPICA を用いて、上記の観測戦略に従って観測することで、以下のことを明らかにできる。(1) 我々の太

陽系のデブリ円盤(黄道光)レベルまでのデブリ円盤を初めて検出することが出来、太陽系の一般性を検証で きる。(2) デブリ円盤ダストの特性/進化を、多くのサンプルで観測し、中心星年齢、 metallicity、UV 強度 等の依存性・影響を統計的に議論できる。(3) 太陽系のような生命を宿す惑星系の初期条件は何かを、宇宙史 の中で位置づける。

6.5 MIR-FIR 円盤偏光観測 - 微惑星形成過程の検証

概要

SPICA/B-BOP を用いて原始惑星系円盤の遠赤外線偏光観測を行い、微惑星形成過程を究明する。まず円 盤の偏光観測とダストの光散乱特性の理論を組み合わせることで、ダストの情報を観測的に取り出すことが期 待できる。次に、SPICA/B-BOP と ALMA を組み合わせた広波長範囲の偏光観測を実施することで、微惑 星形成の理解に必須なダストの空隙率を観測的に究明する。

背景と目的

惑星形成の第一歩は、円盤内においてダストから微惑星を形成することである。微惑星形成過程には大きく 分けて二種類の有力なシナリオが存在する。一つは、ダスト同士が円盤内で衝突・合体を繰り返すことで微 惑星を形成する直接合体説である (Okuzumi et al. 2012; Kataoka et al. 2013; Windmark et al. 2012a,b)。 もう一つは、円盤内でダストの集団が濃集し、重力不安定性によって微惑星を形成する重力不安定説である (Youdin & Goodman 2005; Johansen & Youdin 2007)。どちらのシナリオで微惑星が形成されたかは未決 着である。

ニつシナリオを区別するためには、ダストの空隙率を観測的に調べることが有効である。ダストの空隙率 は、ダストの衝突・合体の効率に影響するだけでなく、流体中におけるダストの運動にも影響することが実 験・理論的に指摘されている (e.g., Blum 2018)。そのため、ダストの空隙は微惑星形成過程にとって重要な 役割を果たす。例えば、ダストの空隙率が十分に大きい場合には、直接合体説による微惑星形成が可能である ことが理論的に指摘されている (Okuzumi et al. 2012; Kataoka et al. 2013)。一方で、ダストの空隙率が小 さい場合には、衝突したダスト同士が跳ね返ってしまう問題が生じ (Wada et al. 2011)、合体成長が困難とな る。この場合、重力不安定説が有力なシナリオになると考えられる。このように、円盤ダストの空隙率を制限 することが微惑星形成過程を解明する鍵となるのである。そこで、SPICA/B-BOP を用いて、原始惑星系円 盤の遠赤外線での多波長偏光観測を行い、ダストの性質(サイズや空隙率)を明らかにし、微惑星形成過程を 明らかにすることを目指す。

方法と実現可能性

ダストの空隙率を調べるには、ダストによって散乱された光を観測することが有効である。なぜなら、散乱 光の強度や偏光はダストの大きさや空隙率に強く依存するためである (Min et al. 2016; Tazaki et al. 2016)。 そこで、SPICA/B-BOP を用いた円盤の遠赤外線の偏光観測が重要となる。偏光観測を行うことで、熱放射 の成分に埋もれた(偏光した)散乱光の成分を抽出することができ、ダストのサイズや空隙率を制限すること が可能となる。こうした散乱偏光は、ダストによる熱放射が別のダストによって散乱される自己散乱によって 生じると考えられる (Kataoka et al. 2015)。自己散乱による偏光は、円盤が観測者に対して傾いていれば、偏 光角が円盤の短軸方向に揃う性質がある (Yang et al. 2016)。そのため、円盤を空間分解しなくとも、消偏光 効果があまり起こらず、SPICA の口径でも十分に検出が期待できるのである。

図 6.13(左) に 3 次元輻射輸送計算による原始惑星系円盤の遠赤外線散乱偏光の観測予測の結果を示す。偏 光度は円盤に存在する最大ダスト半径に依存し、軌道傾斜角が 60°の場合、最大約 1% 程度の偏光度が期待で きる。この値は SPICA/B-BOP の検出感度であれば十分に検出が期待できる。更に、偏光度の波長依存性を



図 6.13 左図: 自己散乱によって生じる波長 350 μ m での円盤の遠赤外線偏光の最大ダスト半径依存性。 実線と破線はそれぞれ、輻射輸送計算による観測予測と SPICA/B-BOP の検出感度 (5 σ , 10 hours, 1 deg²) を示す。右図 (Tazaki et al. (2019) を改編): ダストの散乱偏光特性の波長依存性。実線が空隙率 90% の粒子、破線は空隙率のない粒子の結果を示す。SPICA/B-BOP による観測によって空隙率の縮退 が解けることが期待できる。

調べることでダストの空隙率を制限することができる(Tazaki et al. (2019); 図 6.13 右)。空隙を持つダスト は、偏光度の波長依存性が緩やかになる傾向が期待される。ALMA による偏光観測のみでは空隙率は縮退す るが、SPICA/B-BOP を用いたより短波長側での偏光観測を実施することで、縮退を解くことが可能となる。 このように、SPICA/B-BOP による観測は、ALMA による偏光観測とのシナジーを生み出し、両者を組み合 わせることで円盤ダストのサイズや空隙率を明らかにすることが期待できる。

期待される成果

SPICA/B-BOP による偏光観測により、円盤ダストの最大サイズや空隙率が明らかになり、ここから2つの微惑星形成シナリオを判別することが期待できる。

6.6 形成中の惑星からの熱放射 - 周惑星円盤の検出

概要

ここでは、SPICA による原始惑星系円盤に形成中の惑星の観測を議論する。円盤において形成中の惑星は、 ガス降着エネルギーの解放によって最大で 1000 K 程度にまで温められる。この時、周惑星円盤は、SPICA の波長帯である中間赤外線の領域で明るく輝く。この放射を捉え、かつ、他の望遠鏡によるイメージング観測 を組み合わせることで、周惑星円盤を検出することができる。

背景と目的

巨大ガス惑星の形成の標準的なモデルであるコア集積シナリオでは、原始惑星系円盤において 10 地球質量 程度にまで成長した岩石コアの重力により、周囲のガスが暴走的に降着をすることで巨大ガス惑星が形成され ると考えられている。この時、ちょうど形成中の星の周囲に原始惑星系円盤が形成されるように、ガス降着を する惑星の周囲に周惑星円盤が形成されると考えられる。周惑星円盤は、惑星の衛星の形成現場であると考え られている。我々の太陽系の惑星にも多くの衛星があるが、その一部は液体の水が存在していることが示唆さ れているなど、単に惑星系の起源を解明するというだけでなく、宇宙における生命を考察する上でも衛星は重 要な研究対象である。近年、ガス降着をしていると思われる惑星が原始惑星系円盤中に発見され (e.g. Haffert et al. 2019)、周惑星円盤の研究は理論と観測を比較できる段階に入りつつある。

方法と実現可能性

周惑星円盤は、ガスの重力エネルギーの解放によって暖められ、原始惑星系円盤よりも高温になる。その温 度はおよそ 1000 K を超える可能性がある。原始惑星系円盤の温度は、中心星からの距離によっても異なる が、地球の場所でも 300 K 程度、より遠くになればより温度は下がる。したがって、ガス降着を起こす惑星 は、「冷たい円盤の中の点源」であると捉えることができる。このような天体は赤外線の波長帯で熱放射で明 るく輝く。この波長帯は、SPICA に感度がある波長帯であるので、SPICA を用いてこの波長域の放射を調 べ、他の観測とも組み合わせることによって周惑星円盤の存在を明らかにする。

期待される成果

図 6.14 には、半径 4 天文単位より内側の領域が穴になっている遷移円盤天体(中心星付近の密度が薄い円 盤)において、中心星から 3.5 天文単位の位置に 1 木星質量の惑星が存在する場合に予測されるスペクトルエ ネルギー分布(SED)の例を示す。距離は、近傍の星形成領域までの典型的な値として 140 pc としている。 10 µm 帯において、SED を支配するのが周惑星円盤であり、さらに 100 µm 帯にいたる長波長の領域で、主 となる放射が原始惑星系円盤からの放射であることがわかる。つまり、SPICA のカバーする波長帯である中 間~遠赤外線は、周惑星円盤の放射から原始惑星系円盤の放射に入れ替わる部分であり、SPICA は周惑星円 盤と原始惑星系円盤を同時に捉えることができる装置としての意味がある。

図 6.14 に示す放射パターンと似たような傾向を示す系として、遷移円盤天体において、中心星のごく近傍 に薄い円盤(inner disk)が存在している系が挙げられる。これは、周惑星円盤の存在する系と SED のみで は区別がつきにくい。また、このモデルでは半径 10 天文単位程度の中心の穴構造を持つ遷移円盤天体を考え たが、もし、原始惑星系円盤に穴構造が存在しない場合には、円盤からの放射はより短波長側でも存在し、周 惑星円盤からの放射よりも明るい可能性がある。そこで、SPICA の観測に加えて、系全体の構造を明らかに するような地上の大型望遠鏡を用いた高解像度の撮像観測が必要になる。例えば、ALMA を用いた撮像観測 により、遷移円盤天体としての原始惑星系円盤の構造が空間分解して得られ、かつ、(空間分解は不可能であ るにせよ)中心星付近に星以外の放射源が存在しないことが明らかになれば、SPICA で観測した SED が周 惑星円盤・原始惑星系円盤から成る系によるものであることを確信を持って言えるだろう。



図 6.14 星・遷移円盤・周惑星円盤から成る系の SED の一例。星の放射(緑)、周惑星円盤の放射(オレ ンジ)、原始惑星系円盤の放射(青)がそれぞれ描かれており、それらを合わせたスペクトルが黒で示され ている。

参考文献

- Ansdell, M., Williams, J. P., Manara, C. F., Miotello, A., Facchini, S., van der Marel, N., Testi, L., & van Dishoeck, E. F. 2017, AJ, 153, 240
- Ansdell, M., et al. 2016, ApJ, 828, 46
- Antonellini, S., et al. 2015, A&A, 582, A105
- —. 2016, A&A, 585, A61
- Bai, X.-N. 2014, ApJ, 791, 137
- Bai, X.-N., & Stone, J. M. 2010, ApJ, 722, 1437
- —. 2013, ApJ, 767, 30
- Baldovin-Saavedra, C., Audard, M., Carmona, A., Güdel, M., Briggs, K., Rebull, L. M., Skinner, S. L., & Ercolano, B. 2012, A&A, 543, A30
- Bergin, E. A., et al. 2013, Nature, 493, 644
- Bitner, M. A., et al. 2008, ApJ, 688, 1326
- Blevins, S. M., Pontoppidan, K. M., Banzatti, A., Zhang, K., Najita, J. R., Carr, J. S., Salyk, C., & Blake, G. A. 2016, ApJ, 818, 22
- Blum, J. 2018, Space Sci. Rev., 214, 52
- Booth, A. S., & Ilee, J. D. 2020, MNRAS, 493, L108
- Booth, A. S., Walsh, C., Ilee, J. D., Notsu, S., Qi, C., Nomura, H., & Akiyama, E. 2019, ApJ, 882, L31
- Bosman, A. D., Bruderer, S., & van Dishoeck, E. F. 2017, A&A, 601, A36
- Bosman, A. D., Walsh, C., & van Dishoeck, E. F. 2018, A&A, 618, A182
- Carr, J. S., & Najita, J. R. 2008, Science, 319, 1504
- —. 2011, ApJ, 733, 102
- Carr, J. S., Najita, J. R., & Salyk, C. 2018, Research Notes of the American Astronomical Society, 2, 169
- Cazzoletti, P., et al. 2019, A&A, 626, A11
- Ciesla, F. J. 2009, Icarus, 200, 655
- Dent, W. R. F., et al. 2013, PASP, 125, 477
- Dullemond, C. P., Apai, D., & Walch, S. 2006, ApJ, 640, L67
- Eistrup, C., Walsh, C., & van Dishoeck, E. F. 2016, A&A, 595, A83
- Fedele, D., Bruderer, S., van Dishoeck, E. F., Herczeg, G. J., Evans, N. J., Bouwman, J., Henning, T., & Green, J. 2012, A&A, 544, L9
- Haffert, S. Y., Bohn, A. J., de Boer, J., Snellen, I. A. G., Brinchmann, J., Girard, J. H., Keller, C. U., & Bacon, R. 2019, Nature Astronomy, 3, 749
- Harker, D. E., Wooden, D. H., Woodward, C. E., & Lisse, C. M. 2002, ApJ, 580, 579
- Hartmann, L., Herczeg, G., & Calvet, N. 2016, ARA&A, 54, 135
- Hayashi, C. 1981, Progress of Theoretical Physics Supplement, 70, 35
- Hayashi, C., Nakazawa, K., & Nakagawa, Y. 1985, in Protostars and Planets II, ed. D. C. Black & M. S. Matthews, 1100–1153
- Hernández, J., et al. 2007, ApJ, 671, 1784
- Hogerheijde, M. R., et al. 2011, Science, 334, 338
- Honda, M., Kataza, H., Okamoto, Y. K., Miyata, T., Yamashita, T., Sako, S., Takubo, S., & Onaka, T. 2003, ApJ, 585, L59
- Honda, M., et al. 2006, ApJ, 646, 1024
- —. 2009, ApJ, 690, L110
- -. 2016, ApJ, 821, 2
- Ishihara, D., Takeuchi, N., Kobayashi, H., Nagayama, T., Kaneda, H., Inutsuka, S.-i., Fujiwara, H., & Onaka, T. 2017, A&A, 601, A72
- Johansen, A., & Youdin, A. 2007, ApJ, 662, 627
- Kama, M., et al. 2020, A&A, 634, A88
- Kamp, I., Scheepstra, A., Min, M., Klarmann, L., & Riviere-Marichalar, P. 2018, A&A, 617, A1
- Kamp, I., Woitke, P., Pinte, C., Tilling, I., Thi, W. F., Menard, F., Duchene, G., & Augereau, J. C. 2011, A&A, 532, A85
- Kataoka, A., Tanaka, H., Okuzumi, S., & Wada, K. 2013, A&A, 557, L4
- Kataoka, A., et al. 2015, ApJ, 809, 78
- Kemper, F., Vriend, W. J., & Tielens, A. G. G. M. 2004, ApJ, 609, 826
- Kobayashi, H., & Tanaka, H. 2010, Icarus, 206, 735
- Konopacky, Q. M., Barman, T. S., Macintosh, B. A., & Marois, C. 2013, Science, 339, 1398
- Maaskant, K. M., de Vries, B. L., Min, M., Waters, L. B. F. M., Dominik, C., Molster, F., & Tielens, A. G. G. M. 2015, A&A, 574, A140
- Madhusudhan, N. 2019, ARA&A, 57, 617
- Malfait, K., Waelkens, C., Waters, L. B. F. M., Vand enbussche, B., Huygen, E., & de Graauw, M. S. 1998, A&A, 332, L25
- Mandell, A. M., Bast, J., van Dishoeck, E. F., Blake, G. A., Salyk, C., Mumma, M. J., & Villanueva, G. 2012, ApJ, 747, 92
- McClure, M. K., et al. 2016, ApJ, 831, 167
- Min, M., Rab, C., Woitke, P., Dominik, C., & Ménard, F. 2016, A&A, 585, A13
- Miotello, A., et al. 2017, A&A, 599, A113
- Miyake, T., Suzuki, T. K., & Inutsuka, S.-i. 2016, ApJ, 821, 3
- Morbidelli, A., et al. 2016, Icarus, 267, 368
- Mori, S., Bai, X.-N., & Okuzumi, S. 2019, ApJ, 872, 98
- Najita, J. R., Carr, J. S., Strom, S. E., Watson, D. M., Pascucci, I., Hollenbach, D., Gorti, U., & Keller, L. 2010, ApJ, 712, 274
- Nakamura, T., et al. 2008, Science, 321, 1664
- Nakatani, R., Hosokawa, T., Yoshida, N., Nomura, H., & Kuiper, R. 2018a, ApJ, 857, 57
- —. 2018b, ApJ, 865, 75
- Notsu, S., Nomura, H., Ishimoto, D., Walsh, C., Honda, M., Hirota, T., & Millar, T. J. 2016, ApJ, 827, 113
- —. 2017, ApJ, 836, 118
- Notsu, S., Nomura, H., Walsh, C., Honda, M., Hirota, T., Akiyama, E., & Millar, T. J. 2018, ApJ, 855, 62

- Notsu, S., et al. 2019, ApJ, 875, 96
- Oberg, K. I., Guzmán, V. V., Furuya, K., Qi, C., Aikawa, Y., Andrews, S. M., Loomis, R., & Wilner, D. J. 2015, Nature, 520, 198
- Öberg, K. I., Murray-Clay, R., & Bergin, E. A. 2011, ApJ, 743, L16
- Oka, A., Nakamoto, T., & Ida, S. 2011, ApJ, 738, 141
- Okuzumi, S., Tanaka, H., Kobayashi, H., & Wada, K. 2012, ApJ, 752, 106
- Pascucci, I., et al. 2011, ApJ, 736, 13
- Pontoppidan, K. M., Salyk, C., Blake, G. A., & Käufl, H. U. 2010a, ApJ, 722, L173
- Pontoppidan, K. M., Salyk, C., Blake, G. A., Meijerink, R., Carr, J. S., & Najita, J. 2010b, ApJ, 720, 887
- Sato, T., Okuzumi, S., & Ida, S. 2016, A&A, 589, A15
- Scott, E. R. D. 2007, Annual Review of Earth and Planetary Sciences, 35, 577
- Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, A&A, 24, 337
- Suzuki, T. K., & Inutsuka, S.-i. 2009, ApJ, 691, L49
- Suzuki, T. K., Ogihara, M., Morbidelli, A. r., Crida, A., & Guillot, T. 2016, A&A, 596, A74
- Takeuchi, T., & Lin, D. N. C. 2002, ApJ, 581, 1344
- —. 2003, ApJ, 593, 524
- Tanaka, K. K., Yamamoto, T., & Kimura, H. 2010, ApJ, 717, 586
- Tazaki, R., & Nomura, H. 2015, ApJ, 799, 119
- Tazaki, R., Tanaka, H., Kataoka, A., Okuzumi, S., & Muto, T. 2019, ApJ, 885, 52
- Tazaki, R., Tanaka, H., Okuzumi, S., Kataoka, A., & Nomura, H. 2016, ApJ, 823, 70
- Terada, H., & Tokunaga, A. T. 2017, ApJ, 834, 115
- Trapman, L., Miotello, A., Kama, M., van Dishoeck, E. F., & Bruderer, S. 2017, A&A, 605, A69
- van Dishoeck, E. F., Bergin, E. A., Lis, D. C., & Lunine, J. I. 2014, in Protostars and Planets VI, ed. H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, & T. Henning, 835
- Wada, K., Tanaka, H., Suyama, T., Kimura, H., & Yamamoto, T. 2011, ApJ, 737, 36
- Walsh, C., Millar, T. J., Nomura, H., Herbst, E., Widicus Weaver, S., Aikawa, Y., Laas, J. C., & Vasyunin, A. I. 2014, A&A, 563, A33
- Walsh, C., et al. 2016, ApJ, 823, L10
- Windmark, F., Birnstiel, T., Güttler, C., Blum, J., Dullemond, C. P., & Henning, T. 2012a, A&A, 540, A73
- Windmark, F., Birnstiel, T., Ormel, C. W., & Dullemond, C. P. 2012b, A&A, 544, L16
- Yamamoto, T., Chigai, T., Kimura, H., & Tanaka, K. K. 2010, Earth, Planets, and Space, 62, 23
- Yang, H., Li, Z.-Y., Looney, L., & Stephens, I. 2016, MNRAS, 456, 2794
- Yang, L., & Ciesla, F. J. 2012, Meteoritics and Planetary Science, 47, 99
- Youdin, A. N., & Goodman, J. 2005, ApJ, 620, 459
- Zhang, K., Bergin, E. A., Blake, G. A., Cleeves, L. I., & Schwarz, K. R. 2017, Nature Astronomy, 1, 0130
- Zhang, K., Schwarz, K. R., & Bergin, E. A. 2020, ApJ, 891, L17

7 太陽系・系外惑星

7.1 この分野の概要

7.1.1 班員構成、担当

| 氏名 | 所属 | 主な担当章節 |
|-------|----------------|----------------|
| 臼井寛裕 | 宇宙科学研究所 | §7.2 |
| 大坪貴文 | 宇宙科学研究所/国立天文台 | §7.3、§7.4、§7.5 |
| 大野和正 | 東京工業大学 | §7.6、§7.8 |
| 奥住聡 | 東京工業大学 | §7.8 |
| 奥谷彩香 | 東京工業大学 | §7.8 |
| 笠羽康正 | 東北大学 | §7.2 |
| 川内紀代恵 | 東京大学 | §7.6 |
| 川島由依 | オランダ宇宙研究所 | §7.6、§7.7 |
| 癸生川陽子 | 横浜国立大学 | §7.4 |
| 小林仁美 | 京都虹光房 | §7.3 |
| 小林浩 | 名古屋大学 | §7.5 |
| 佐川英夫 | 京都産業大学 | §7.2 |
| 関根康人 | 東京工業大学 | §7.1、§7.2 |
| 空華智子 | 国立天文台 | §7.6 |
| 高橋葵 | アストロバイオロジーセンター | §7.5 |
| 寺居剛 | 国立天文台 | §7.4 |
| 平野照幸 | 東京工業大学 | §7.1、§7.6、§7.7 |
| 藤井友香 | 東京工業大学/国立天文台 | §7.6、§7.7 |
| 前澤裕之 | 大阪府立大学 | §7.2 |
| 松尾太郎 | 名古屋大学 | §7.1、§7.6、§7.7 |
| 水木敏幸 | 宇宙科学研究所 | §7.6 |
| 薮田ひかる | 広島大学 | §7.3、§7.4 |
| 吉田二美 | 千葉工業大学 | §7.4 |

7.1.2 当該分野における SPICA サイエンスの方向性

我々はどこから来たのか、我々は宇宙で孤独な存在か—これら人類普遍の問いに答えることは、自然科学に おける究極の課題の一つであろう。太陽系においては、惑星や衛星の形成・進化のみならず、物理学や化学か ら、地質学、生物学に至るまでの分野融合により、生命生存可能な環境、さらには生命自体の存否を地球外に 探る試みが世界的に進められつつある。サンプルリターンを含む太陽系における生命の探索は、その化学・環 境の理解と対になることで、単なる地球外生命の発見・非発見に留まらず、より一般的な宇宙における生命の 誕生条件や、生命持続の条件の解明をその射程に含むことが可能となり、より一層の発展を見せるだろう。こ のような惑星環境の理解は、他方面では、水などの資源獲得や人類の居住可能性の検討を通じて、人類の宇宙 進出・惑星移住にも本質的な貢献をなす。太陽系外に目を転ずれば、系外惑星は発見の時代から、大気組成な ど物質科学情報を含む特徴づけの時代に突入している。今後、大型地上/宇宙望遠鏡の登場により、系外惑星 の地表環境の観測・推定が行われ、地球に似た環境を持つ惑星を探索する時代が訪れる。さらに将来には、こ の潮流は宇宙における文明の探索へと発展しつつ、文明論を巻き込むことで、地球人類の文明の普遍性を宇宙 に問う試みへと続いていくだろう。さらに、原始星から惑星系まで時空間にまたがる天体群を整理すること で、星形成から原始円盤の進化、惑星系の形成・進化までをシームレスにつなげ、多様な惑星系が誕生する根 本原因を理解しようとすることも世界的潮流となりつつある。多様な円盤・惑星系の発見は、改めて、なぜ太 陽系が現在の姿になったのかという問いを我々に想起させるものであり、それに答えようとする太陽系の始原 的天体の精査を加速させる結果となっている。このように太陽系内外のサイエンスが目指すものは、生命の普 遍性、太陽系・地球の普遍性を宇宙に問うことに他ならず、これに対する我々の探求のビジョンは 100 年を超 える壮大なものとなるに違いない。

そのような視点に立った時、今後 20 年程度で惑星系科学が目指す方向性は、以下の二つに集約されるだろ う。一つは生命を育む環境がいかに形成し、維持されているのかという「生命生存可能環境の普遍性」への問 いである。これは太陽系では地球、火星や氷衛星のみをその対象とせず、現在灼熱の惑星となった金星や、巨 大ガス惑星、巨大氷惑星のダイナミックスや化学をも含むものである。それらを含むことにより、広い座標空 間の中で多様な惑星が持つ環境を包括的に理解し、地球を含む太陽系の惑星・衛星群の詳細な観測結果をその 座標空間に投影することで、上記の問いに初めて迫ることができる。加えて、今後、情報量が多いが天体数の 限られる太陽系天体と、情報量が少ないものの数的に豊富な系外惑星は、惑星環境の形成・進化の理解におい て相補的な役割を担うことになるだろう。すなわち、系外惑星は惑星環境の理解に対してより広い座標空間を 提示し、太陽系天体は情報量の少ない系外惑星の表層および周辺環境推定のためのベンチマークとなる。この ような太陽系内外の惑星環境研究は、今後 20 年内で融合され、太陽系天体観測も系外惑星研究を巻き込みつ つ発展すると期待される。

もう一つの方向性は、我々の太陽系や地球がいかにして現在の姿になったとかという「太陽系・地球の普遍 性」への問いである。太陽系に存在する小惑星、彗星、外縁天体は、原始太陽系円盤中心面での物理化学過程 を保存した始原的天体である。言い換えれば、太陽系始原的天体の現在の姿を精査することで、各天体が経験 した温度や化学進化などの円盤環境をつまびらかにすることができる。一方、現在の太陽系内の始原的天体の 空間分布は、初期太陽系の惑星移動に伴う力学的相互作用の帰結であり、現在の太陽系の大構造がいかにデザ インされたかを知るためには、これら小天体の広域かつ詳細な空間分布を知ることが鍵となる。加えて、今後 は、太陽系の始原的天体の研究と、系外に存在する原始惑星系円盤群や形成直後の若い惑星系の観測は、惑星 系形成の理解において相補的に発展するだろう。原始惑星系円盤群の豊富な観測は、円盤環境が中心星からの 距離に応じてどのように変化しうるかを実証的に明らかにするものであり、太陽系に存在する始原的天体が 元々円盤のどこで形成したのかという位置情報の制約に資する。一方、系外の原始惑星系円盤等の観測では、 円盤中心部やそこでの微惑星形成をとらえることは原理上難しく、太陽系の始原的天体の理解は直接観測でき ない情報を補うものとなる。このような太陽系内外の原始円盤や惑星系の初期進化の研究も今後 20 年内で融 合し、多様な惑星系のなかでの太陽系形成の特徴が明確になると期待される。

A. 太陽系科学における SPICA の果たす役割

そのような今後 20 年の潮流のなかで、太陽系天体の望遠鏡観測、特に SPICA が果たすべき役割は何であ ろうか。「生命生存可能環境の普遍性」、「太陽系・地球の普遍性」の対象である太陽系の惑星・衛星、そして 始原的天体に対しては、今後も継続的に探査機による精査が行われる予定である。今後 10 年の間にも C 型小 惑星、火星本体やその衛星からサンプルリターンが行われ、木星系では巨大ガス惑星本体や衛星系の物理、化 学、地質を明らかにする探査が行われる。今後 20 年というスパンでは、NASA decadal survey や ESA white paper に明らかなように、エウロパ、タイタン、セレスなど氷天体への着陸探査、巨大氷惑星系の探査、彗星 核のサンプルリターン、有人火星探査も検討され始めている(e.g., 日本惑星科学会「惑星科学/太陽系科学 研



図 7.1 太陽系・系外惑星班のサイエンス。

究領域の目標・戦略・工程表」*1)。

そのような中、SPICA には、超高感度・高波長分解能という SPICA の誇る能力を最大限に発揮し、探査機 で得ることが難しい観測情報を得ることで「生命生存可能環境の普遍性」、「太陽系・地球の普遍性」への問い に答えるサイエンスを牽引することが、太陽系天体の観測を行う研究者のみならず、惑星科学・天文学コミュ ニティ全体からも強く望まれている。太陽系探査計画とこうした衛星観測計画を同時期に並行して進めていく ことは、サイエンス提案・実施においてタイムリーなフィードバックを可能にし、相乗効果をもたらす。以下 では、上記の二つの潮流に対して、SPICA が行う太陽系のサイエンスについて具体的な例をまとめる。前者 の「生命生存可能環境の普遍性」については、惑星・衛星の高感度・高波長分解観測が、後者の「太陽系・地 球の普遍性」については多数の小天体・彗星の統計的観測が、それぞれその核心をなすサイエンスとなってい くだろう(図 7.1)。

A-1.「生命生存可能環境の普遍性」へのアプローチ:惑星・衛星のサイエンス(7.2節)

惑星・衛星の持つ大気や海洋は、生命を育む要素といわれる。大気や海洋が生命に対して果たす本質的な役 割は、大気圏や水圏で生じる化学反応による様々な生成物が、物理循環を経て生命の元へ運ばれる点にある。 生命は物質循環により供給されるこれら化合物を使って代謝を行い、化学非平衡状態からエネルギーを獲得す ることで生命活動を維持できる。大気や海洋で生じる反応生成物種や物質循環の強度は、天体ごとに異なり、 それが各天体での生命圏の多様性を生む根本原因となると予想される。したがって、惑星の置かれた条件によ り、大気循環物理や化学反応ネットワークがどのように変わるのかを広い座標空間のもと理解することは、太 陽系内外における生命存在可能性の理解にとって本質的である。

惑星の大気を観測する上で、波長分解能は本質的に重要な観測性能である。波長分解能が高ければ、微量 成分のスペクトルを正確に測ることが可能となり、これらから大気物理量や、化学反応ネットワークを明らか にすることができる。さらに、微量成分自体にも、生命の代謝に使われる、あるいは代謝で生成される生命指 標(バイオマーカー)が含まれる可能性もある。周回探査機は天体を高空間分解で観測でき、かつ地表の地質 活動も観測可能である一方、測器の波長分解能には限界がある。他方、地上大型望遠鏡は分光性能を拡張可能 だが、地球大気の影響を常にこうむる。これに対して SPICA は、空間分解能は劣るものの高波長分解能・超 高感度を誇り、周回探査機や地上大型望遠鏡と相補的かつユニークな観測を行うことができる。具体的には、 巨大ガス惑星、巨大氷衛星、タイタンにおける詳細な化学反応ネットワークや大気物理量の決定は、SPICA

^{*1} https://www.wakusei.jp/~RFI_kaitei2019/for_all/wakusei_RFI2019_Main.pdf

で行うべき重要なテーマとなるだろう。JUICE、Dragonfly、Europa Clipper など、外側太陽系探査が次々 と行われる今後 20 年において、これと相補的な観測を行う SPICA の役割は大きい。また、近年、火星では メタンなど還元的ガスが勃発的に噴出し、エンセラダスやエウロパでは、地下海が宇宙空間に噴出しているこ とが探査機などにより発見されている。これら既知あるいは今後探査機が発見する地質活動に伴い放出される ガス分子も、SPICA の観測対象となる。噴出される分子種には、火星や氷衛星の地下海や地下水圏、マグマ 活動、さらには地下生命圏の情報も含まれると期待され、SPICA の武器である超高感度により、その化学組 成のみならず、同位体組成も測ることができる。同位体比は、分子が経験した温度圧力や化学的・生物学的反 応経路を反映しており、SPICA はそれを観測できる極めて重要なツールとなるだろう。

A-2.「太陽系・地球の普遍性」へのアプローチ:小天体・彗星のサイエンス(7.3 節, 7.4 節, 7.5 節)

小惑星、彗星、外縁天体たちは、原始太陽系円盤で形成した(氷) 微惑星の生き残りであり、円盤温度など の物理状態や化学進化の情報を、物質として留める始原的天体である。では、これら天体のどのような物質が 円盤の記録を留めているのだろうか。具体的には、氷の結晶質/非晶質比、高分子有機物や炭化水素の存在比、 鉱物組成、結晶質/非晶質比などがそれに含まれ、これらの値は各天体が経験した温度のトレーサーとなるこ とが知られる。これらの値をダスト、小惑星、彗星、外縁天体でそれぞれ明らかにすることができれば、それ はすなわち、太陽系の各領域に残る始原的天体群が経験した温度を統計的に復元することになる。特に、経験 した温度が惑星移動の前の微惑星の形成環境を反映するのであれば、異なる経験温度を持つ始原的天体が現在 の太陽系に統計的にどう分布するかという観測事実は、現在の太陽系の大構造をデザインした惑星移動の実体 を知る唯一の手がかりとなる。赤外線観測、特に SPICA の得意とする中間・遠赤外線での分光観測は、温度 のトレーサーである上記の値を網羅的に調べることが可能であり、SPICA によるこれらの統計的観測は、そ れを解釈する惑星形成論と両輪をなすことで、第一級サイエンスとして発展するだろう。

また、SPICA は、始原的天体に対して、これまで本格分光観測が行われなかった中間・遠赤外領域での 高波長分解分光観測を行う。これにより、有機物、氷、鉱物の表面物質同定を行う。彗星や外縁天体で同定さ れる氷やガス分子の化学・同位体組成は、ALMA などによる原始惑星系円盤の観測結果と対比され、始原的 天体の円盤内での形成環境の推定や、氷微惑星内での化学進化の理解につながる。また、小惑星においては、 近赤外領域では不活性で同定困難だった鉱物(e.g.,磁鉄鉱)も、中間・遠赤外では同定可能となるなど、水-岩石反応の産物である二次鉱物組成の詳細が SPICA により明らかになることも期待される。二次鉱物組成の 決定要因は、微惑星の出発物質組成と到達温度であり、それぞれ円盤環境と微惑星の形成時期がこれらを支配 する。すなわち、小惑星の詳細な二次鉱物組成が明らかになれば、元々の微惑星が形成した環境や時期を推定 することが可能となる。これまでこのような詳細な二次鉱物組成の決定は、サンプルリターン探査でしか行え なかった。SPICA により詳細な二次鉱物組成の推定を数多ある小惑星群に展開することは、我が国が行うサ ンプルリターン探査の科学成果を数倍、数十倍に高めることを意味し、我々の微惑星の起源・進化の理解が個 別論から次のステージである統計的議論へ到達することを可能にする。

B. 系外惑星科学における SPICA の果たす役割

系外惑星系の観測では、上述したように、個別の天体で得られる情報の分解能・量ともに少ない一方、観測 対象天体が無数にあり、系外惑星系の統計的な性質からボトムアップ的に太陽系を含む惑星系の起源に迫る 事が可能である。また、観測対象となる天体は全て異なる年齢を持つため、さまざまな進化段階の惑星を直 接観測で調べることができるという意味でも太陽系にはない多様性を持つ。原始惑星系円盤の観測の進展に 加えて、近年のトランジット惑星探査により形成直後の若い惑星が続々と発見されており、惑星系の時間発 展、多様性の起源・分岐点を議論する上でのバックグラウンドが着々と整備されつつある。SPICA の打ち上 がる 2020 年代は広視野測光宇宙望遠鏡の TESS および PLATO によって近傍のトランジット惑星系の発見 が加速すると同時に、JWST および ARIEL などの中-大口径の宇宙望遠鏡による分光観測によって系外惑星 の大気の探査が飛躍的に進展すると期待される。さらに、SPICA が稼働する 2030 年代の同時期には、地上 の 20-40m 級の口径を持つ超大型望遠鏡によって木星型惑星や低質量惑星の反射光の観測が期待されている。

こうした状況の中、系外惑星科学において SPICA が積極的に果たすべき役割は大きい。特に波長 10 μm 以 遠での前例のない高感度かつ高波長分解能の分光観測による系外惑星の特徴付けは他のミッションにはないユ ニークな観測を可能にし、上記のような同時期に実施される地上・宇宙からの試みとも相補的になる。ここで は、図 7.1 に示したような系外惑星科学における SPICA によるサイエンスを例示し、系外惑星の観測を通し た「生命生存可能環境の普遍性」、「太陽系・地球の普遍性」の探求における SPICA の独自性・優位性を概観 する。

B-1.「生命生存可能環境の普遍性」へのアプローチ(7.6節, 7.7節)

系外惑星の代表的な特徴付けとして、惑星大気の組成や構造の推定が挙げられる。トランジット惑星系にお いてトランジット中の惑星大気による中心星光の追加吸収の有無を調べる「透過光分光」観測に加えて、近年 では比較的高温の惑星からの放射光を直接検出する「放射光分光」観測も地上の大型望遠鏡を用いて実施され ている。鍵となるのは、高波長分解能の分光観測によって中心星由来の吸収線(主に原子線)を惑星由来の分 子線と分離するという方法論である。この方法論は惑星と中心星のフラックスコントラストが 10⁻⁴ 程度まで 高まる近赤外域を中心に展開されているが、その応用はホットジュピターなど惑星の平衡温度が高い極めて短 周期の惑星に限定されている。

一方より長波長の中間赤外領域に注目してみると、平衡温度の低い長周期惑星の中心星に対するコントラ ストもさらに高くなり、例えば赤色矮星など低質量星のハビタブルゾーン付近に存在する惑星の放射光分光観 測も射程圏内に入ってくる。地上からの観測ではたとえ大口径の望遠鏡を用いても地球大気や望遠鏡自身の放 射光によって妨害され、波長 10 µm 以遠の高感度観測は実質的に不可能である。SPICA に搭載される SMI は、史上初めて宇宙からの中間赤外線域での高分散分光観測を可能にし、これにより温暖な惑星の放射光観測 という点で系外惑星科学において重要な一里塚となるようなブレークスルーがもたらされると期待される。温 暖な惑星の放射光観測では、巨大惑星の大気を構成する分子の組成比、「系外衛星」の存在や自転速度への観 測的な制限に加えて、ハビタブルゾーン付近に存在する地球型惑星の大気の制限を通じて「バイオマーカー」 の探査にも SPICA は中心的な役割を果たすポテンシャルを秘めている。例えば、地上観測では変動する地球 大気の影響により困難であった系外惑星大気中の水分子(水蒸気)の探査を例にとっても、SPICA は宇宙か らの高感度・高波長分解能観測によりこれを最小限の系統誤差で制限できる可能性がある。また地球型惑星に 限らずとも、温暖なスーパーアース、海王星型惑星等の大気の観測を通じて、生命が存在するための環境を系 統的に調査することが可能になる。このように、惑星系における「生命生存可能環境の普遍性」に迫る上で、 SPICA は特筆すべき独自性・優位性を持っている。

B-2.「太陽系・地球の普遍性」へのアプローチ(7.6節, 7.8節)

中間赤外域での系外惑星観測は、温暖な惑星の探査に加えて、波長 10 µm 以遠の波長帯にある特定の分子 や鉱物由来の吸収の探査を可能にする。中間赤外域でのトランジット惑星系の透過光分光観測や熱輻射分光観 測を通じて分かる情報の中には、水・アンモニアなど大気中の代表的な分子の存在量や D/H 比等の同位体比 に加えて、無機物によって形成される雲の存在も制約できる。また、赤外域では岩石中の「鉱物」のフィー チャーが多数存在することから、系外惑星における鉱物の制約にも SPICA は重要な役割を果たすと期待され る。太陽系内の惑星を含め、一般的に惑星コアの組成を「直接」調べるというのは容易ではなく、特に系外惑 星に対しては質量や半径等の間接的な証拠から惑星コアの組成を推測するというのが一般的なアプローチであ る。一方、系外惑星の中には軌道進化の帰結として中心星近傍に極めて近付き、岩石コアが蒸発しつつある惑 星 (解体惑星)のコアから分離したダストテイルがトランジット法で観測されているものがある。SPICA に よる中間赤外域での透過光分光観測により解体惑星のダストテイルの組成を調査することで、惑星コアの組成 を直接制限することにもつながる。

言うまでもなく、惑星大気・岩石コア等の制限を通じて得られるこうした情報は惑星形成時の周辺環境や形 成後の進化史を色濃く反映していると考えられる。それらの系統的な調査は、「惑星系がどのように形成され どのようにして多様性を持つに至ったのか」という系外惑星科学における中心命題の一つに対する科学的な答 えを与え得る。SPICA によるこうした独自性の高い観測は、「太陽系・地球の普遍性」を系外惑星の観測を通 じてボトムアップ的に明らかにする上でも極めて有効であろう。

7.2 太陽系:惑星·衛星大気

概要

太陽系内には大気を持つ惑星・衛星が複数存在するが、地球大気と「同一の」大気を有する天体は存在しない。これは、地球大気の姿が惑星大気のスタンダードでは無いことを意味しており、太陽系外における惑星系の研究が進む現在、それら系外惑星大気の比較参照情報として、太陽系内の個々の惑星大気を精緻に理解しておくことが本質的に重要となる。

惑星大気の研究は単なる気象学(大気力学、大気化学、大気放射学)的な見地からだけでは無く、その惑星 がどのような環境に置かれているのか、また、どのように進化してきたのかという惑星科学的な問いに答える 上でも重要である。例えば、気温構造や大気循環の観測は、大気中の物質やエネルギーの輸送を理解するのみ ならず、宇宙空間への大気散逸過程の下端境界条件を制約することとなり、惑星大気の進化についての議論に 繋がる。また、大気組成の詳細観測は、大気の起源を制約するとともに、中心星からの紫外線フラックスや高 エネルギー粒子の降り込み、あるいは銀河宇宙線などといった外からの干渉に対して惑星の大気がどのように 応答・変動するのかを理解する鍵となる。そうした応答・変動の一つには、大気化学の複雑化も挙げられる。 実際、タイタン大気では紫外線フラックスや磁気圏由来電子の降り込みなどをエネルギー源として、炭化水素 化合物の有機分子を形成する大気化学が存在していると考えられている。

こうした惑星大気の研究において、SPICA がカバーする赤外線領域は強力な武器となる。下記では、特に SPICA での新規サイエンスが期待される、(1) 巨大ガス・氷惑星大気の気温鉛直構造とその時間変化、(2) タ イタン大気における複雑な大気化学の制約、(3) 微量成分・同位体比をトレーサーとした惑星大気の包括的理 解、というテーマに関して詳細を述べる。これらのテーマを通じて、生命の根幹となる有機分子の合成の場、 および生命存在環境を守る場としての惑星大気を理解していく。然る後に、太陽系惑星に関する理解を系外惑 星系の惑星大気研究と連携させ、太陽系・地球の普遍性や宇宙における生命存在可能環境の普遍性といった問 いに大気科学的視点からアプローチする道筋を拓く。

7.2.1 巨大ガス・氷惑星大気の気温鉛直構造とその時間変化

背景と目的

気温は惑星大気における最も基本的な物理量の一つであり、惑星大気の物理・化学的性質を知る上で不可欠 な観測対象である。特に、気温構造の緯度や時間(季節)方向の変化は惑星大気中に存在する様々な物理現象 の駆動要因となっている。惑星大気の気温構造を知る最も確実な方法は温度計を惑星大気の中まで持って行く ことであろう。実際、火星や金星大気の気温構造は着陸船(Viking 火星探査機、Venera 金星探査機など)や 降下プローブ(Pioneer Venus ミッションなど)によって計測されており、その後の火星・金星大気研究の根 幹データとなっている。一方で、現地に到達する難易度が数段と難しくなる木星以遠の惑星大気に関しては、 このような「その場計測」はほぼ皆無である(木星大気に投下された Galileo プローブとタイタンに着陸した





図 7.2 SPICA/SMI で観測される天王星スペクトル(但 し、観測雑音成分は含まない)。上軸と下軸にはそれぞれ波 長と波数を示した。

図 7.3 天王星大気の気温観測に関する各波 長での寄与関数。波長 9.8 µm および 18.2 µm では H₂ の連続吸収から気温が推定で きる。

Cassini-Huygens 探査機のみ)。そうした状況で外惑星の気温構造をリモートで調べる手段として用いられて きたのが、大気自身の熱放射を観測する赤外線観測である。

本星・土星の上層大気(対流圏上部から成層圏にかけて)や天王星・海王星の気温構造は、過去に Voyager 探査機のフライバイ探査時の電波掩蔽観測および赤外分光観測によって調べられている (Lindal et al. 1981, 1985, 1987; Lindal 1992)。後者の赤外分光観測は赤外マイケルソン干渉計 IRIS を用いて波長領域 4–55 μ m での分光観測を行ったものであり、その波長域に連続的に存在する水素分子(H₂)の連続吸収を用いるこ とで対流圏上部の気温が導出されている (e.g. Conrath & Pirraglia 1983; Conrath et al. 1998; Conrath & Gautier 2000)。IRIS では H₂ の四重極モーメントによる S(0) と S(1) のラインスペクトルも観測されてい る。これらのラインの強度は気温分布および H₂ の原子スピン異性体のオルト(ortho)とパラ(para)の比 に依存し(S(0) は para-H₂、S(1) は ortho-H₂ によって作られるため)、H₂ のオルトパラ比を常温常圧下で の値(3:1) に仮定することで、S(0) と S(1) のライン強度から成層圏の気温が推定されている。Voyager 探 査機のフライバイ探査以降、赤外線宇宙天文台 (Infrared Space Observatory, ISO)(Lellouch et al. 2001) や Cassini 探査機 (e.g., Coustenis et al. 2013; Fletcher et al. 2016)、Spitzer 宇宙望遠鏡 (Orton et al. 2014) などによる観測が行なわれているものの、木星以遠の惑星大気の気温場の観測的知見、特に時間(季節)方向 の変動の情報は未だ限定的である。また、時折突発的に発生する気象現象(巨大嵐など)に関する観測事例も 乏しい。こうした背景の中、SPICA による観測では、時間(季節)方向の観測的知見が拡充されるとともに、 高波長分解能・高感度観測によって、従来よりも広い高度範囲での気温構造の制約が期待される。

方法と実現可能性

過去の赤外分光観測で用いられた H₂ の連続吸収や四重極モーメントのスペクトルが SPICA においても観 測可能である。例として、図 7.2 に SPICA/SMI の観測波長における天王星大気放射スペクトルを示した。 SMI は観測波長によって波長分解能の異なる分光器(低分散分光装置 LR、中分散分光装置 MR および高分 散分光装置 HR)が用いられ、図中の黒色部分(波長 18–36 µm)が MR、青色(波長 12–18 µm)が HR に 相当する。特に、HR の波長分解能 R~33000 は大気分子の吸収線スペクトルを検出するのに非常に適した観 測性能である。図 7.2 からは、波長 17.03 μ m(587.19 cm⁻¹)に H₂ の S(1) のラインが明瞭に観測されるの が分かる。波長 16 μ m よりも短波長域では、C₄H₂、C₂H₂、C₂H₆ などの分子のラインが観測される。

図 7.2 のスペクトルに対応する例として、図 7.3 に天王星大気の赤外放射の寄与関数を示した(Orton et al. (2014)のデータを基に作図)。寄与関数とは各波長での放射スペクトルからどの高度(気圧)領域の気温構造が制約されるのかを示したものであり、光学的に厚いラインほど高高度の気温に対する感度が得られる。波長方向に広がったスペクトル構造として観測される H₂の連続吸収からは対流圏上部(~0.1 気圧)の気温が推定される(図 7.3 の波線)のに対して、H₂の S(1)、S(2)などのライン観測からは上部成層圏(~ $10^{-3}-10^{-7}$ 気圧)の気温推定が可能となる(図 7.3 の実線)。

SPICA/SMI の高い波長分解能の利点として、波長 12.28 μ m に存在する H₂ の S(2) のラインが従来の観 測よりも精度良く検出できるという点が挙げられる。この波長域には C₂H₆ のラインが多数存在しており(図 7.2 の 800 cm⁻¹ 付近に見られる無数のラインが該当)、Spitzer 望遠鏡の天王星観測でも C₂H₆ のラインの混 在による S(2) データの不確かさが問題となっていた (Orton et al. 2014)。SPICA/SMI では S(2) のライン を正確に分離することができ、より高い高度領域(図 7.3 参照)の気温分布も制約可能となる。また、SMI の 観測可能波長域の下限が延びるのであれば、9.62 μ m(1038.15 cm⁻¹)に存在する、光学的に厚い H₂ の S(3) の検出も可能となり、より広い高度領域での気温構造の制約が期待できる。

期待される成果

過去の先行研究に SPICA による新規観測が加わることの利点の一つは、外惑星大気の気温構造の時間変動 に関して新たな知見が得られることである。外惑星の中でも天王星や海王星は公転周期が長く、大気における 季節変動の1サイクルを通して観測することが未だできていない。これらの天体に関しては、異なる時期にお ける観測データを可能な限り増やしていくことが本質的な重要性を持つ。さらに、SPICA の観測結果を基に、 現在開発が進められている各惑星の大気大循環モデルの信頼性を検証することができる。大気大循環モデルを 用いた数値実験は、大気内の物質・エネルギー輸送プロセスを理解する上では欠かせない研究手法であるが、 観測による信頼性の検証が不可欠である。SPICA による高精度観測と大気大循環モデルの数値実験の両者を 合わせることで太陽系惑星大気の気象学的理解を精緻化し、その知見を系外惑星大気の議論に繋げていく。

また、木星成層圏は 2030 年代の欧州の木星圏探査ミッション JUICE に搭載されるサブミリ波放射分光計 SWI の観測ターゲットにも挙げられており、SPICA との連携観測で互いに相補的な議論を行なうことが期待 される。JUICE/SWI ではサブミリ波帯にラインを持つ CH₄ の観測から、木星成層圏上部までの気温構造や ドップラーシフトを利用した風速の測定が行なわれ、SPICA ではアクセスできない大気物理量の情報が得ら れる。一方、SPICA/SMI では、JUICE/SWI では測定感度が低下する成層圏最下部の気温が制約できるとと もに、サブミリ波帯にラインが存在しない C₂H₂ や C₂H₆ といった微量成分(赤外線の吸収・放射を介して成 層圏の温度構造にも影響を及ぼす)が測定できる(§7.2.3 も参照)。

7.2.2 タイタン大気における複雑な大気化学の制約

背景と目的

土星の衛星タイタンは半径が 2500 km 程度しか無いにも関わらず、地球大気よりも多い 1.4 気圧もの大気 を保持している。その大気は N₂ を主成分としており、~1 気圧の存在量で N₂ 大気を有しているのは地球以 外にタイタンのみであることからも、その大気環境や大気形成過程に関して強い興味が注がれている。

タイタン大気には微量成分として CH_4 が存在し、Cassini 探査機の赤外分光撮像装置 CIRS の観測(図 7.4) からは、窒素–炭素結合を含む分子(HCN、HC₃N、 CH_3CN など)や炭化水素化合物(CH_4 、 C_2H_2 、 C_2H_4 など)といった有機分子も多数存在していることが観測されている (e.g. Coustenis et al. 2007, 2010)。これ



図 7.4 Cassini/CIRS よって観測されたタイタン大気スペクトル (Coustenis et al. (2007) の図を基に 作図)。SPICA/SMI の中分散 (MR) と高分散 (HR) の観測範囲をそれぞれ矢印で示した (波線部分は、 一つの可能性として観測波長域の延長を示したものである)。

らの複雑な有機分子は活発な光化学反応によって生成・消滅していると考えられており、「惑星大気の化学実 験室」とも呼ばれるその化学反応系の全容を理解することは惑星科学における重要な研究テーマである。ま た、タイタン大気中にはエアロゾルが上層まで存在し (Waite et al. 2007)、その粒子表面での不均一反応もタ イタンを理解する上で重要な鍵となっている (Sekine et al. 2008a,b)。

近年の Cassini/CIRS による観測では、タイタン大気中の微量成分の空間分布に大きな時間変動が確認さ れている (e.g. Coustenis et al. 2013, 2016, 2018)。これは大気循環による輸送と光化学の影響によるものと 考えられるが、Cassini の探査ではタイタンの季節変動(土星の公転周期 29 年)を完全にはカバーできてい ない。また、タイタンの大気化学では太陽紫外線によって駆動される光化学反応だけではなく、磁気圏由来 の電子や銀河宇宙線の降り込みによって駆動される化学反応の存在も提案されている (Dobrijevic & Loison 2018)。これらの異なる化学反応エネルギー源の中には生成される分子に同位体比分別効果をもたらすプロセ スが存在し、同位体比の計測から化学反応経路を制約することが可能となる (Iino et al. 2020)。

方法と実現可能性

図 7.4 に示されるように、SPICA/SMI がカバーする観測波長域では $C_2H_2 \approx C_3H_4$ 、 C_4H_2 などの炭化水 素化合物のラインが複数観測でき、HCN や HC₃N、 C_2N_2 、 C_4N_2 などの有機分子も観測できる。仮に SMI の観測波長が 12 μ m よりも短波長側に延びるのであれば、 C_2H_4 (10.5 μ m)の観測も可能となる。これらの 分子は大気化学で互いに関係しているため、複数の分子種を同時に観測するような、広い波長域でのライン サーベイ観測が有効である。

SPICA の空間分解能ではタイタンを空間分解することは不可能であり、タイタン大気からの放射が周囲の 深宇宙からの冷たい放射と混ざり希釈化される効果を考慮する必要が有る。しかし、その影響を考慮しても、 SPICA では Cassini/CIRS よりも遥かに高感度でタイタンの全球平均スペクトルを取得することが実現され る。また、タイタンは季節とともに SPICA から見える緯度帯が変化する。従って、タイタンを空間分解でき ない SPICA の観測でも、定期的な観測を繰り返す(数ヶ月から半年に一度の頻度)ことで、タイタンの異な る緯度帯の情報を取得することができる。SPICA で解像できない空間スケールの情報に関しては、TMT な



図 7.5 太陽系天体における D/H の分布 (Genda (2016) に掲載されたデータを基に作図)。

どの次世代大口径地上望遠鏡の高空間分解能観測と組み合わせて議論を行なうことも重要となる。

期待される成果

SPICA によってタイタン大気中の炭化水素化合物や炭素-窒素結合を含んだ主要な分子を網羅的に観測で き、タイタン大気の複雑な大気化学の理解が大きく前進する。また、Cassini 探査機による 2010 年代の観測 結果と比較することで、タイタン大気の季節変化を制約することも可能となる。タイタンにおける大気化学の 理解は、従来の地球型の大気化学(水蒸気や酸素、オゾンなどが中心的な役割を担う化学サイクル)をより普 遍的な惑星大気化学に発展させるための重要なステップとなる。

7.2.3 微量成分・同位体比をキーワードとした惑星大気の包括的理解

背景と目的

前項目ではタイタン大気に注目したが、タイタン以外の惑星大気の微量成分観測も惑星科学において重要な 意味を持つ。まず、外惑星大気は主成分が H₂ であり、タイタン大気の窒素化合物とは異なる炭化水素化合物 系の大気化学が存在している。それらの分子の中には放射を介して惑星大気の温度構造に寄与する分子も存 在し、特に成層圏での気温構造決定の一旦を担っている (Zhang et al. 2013)。また、木星や土星といった巨 大ガス惑星の上層大気は、1994 年のシューメーカー・レヴィ第 9 彗星 (SL9)の木星衝突に見られるように、 外的要因(彗星衝突や、環・衛星由来の粒子あるいは惑星間ダストの降り込みなど)の干渉を常に受けてい る。SL9 衝突時には、木星成層圏に彗星由来物質(H₂O、HCN、CS など)が注入されており、その後の追加 観測では、それらの外部由来分子が成層圏内で水平・鉛直方向に拡散していることも示されている(Lellouch et al. 2002; Cavalié et al. 2013)。惑星大気がこうした大気外部からの干渉をどの程度受けているのかは、ト レーサーとなる微量成分を定期的に観測することで明らかにできる。

トレーサーとして特に重要な意味合いを持つのが、D/H や ¹⁸O:¹⁷O:¹⁶O、¹⁵N/¹⁴N などの同位体比であろ う。分子の同位体比は、その分子が経験した物理・化学的プロセスによって値が僅かであるが変化する(同 位体分別効果)。それ故、太陽系天体における各元素の同位体比はその元素を含む分子の起源を少なからず反 映していると考えられ、太陽系形成時の環境を理解するための貴重な手がかりとなる。中でも D/H は、地球 の水の起源、軌道タイプの異なる彗星の起源を調べる重要な指標とされ (Genda 2016)、図 7.5 に示されるよ うに、惑星や小天体の D/H の比較研究がこれまでなされてきた (e.g., Hartogh et al. 2011; Altwegg et al. 2015)。しかし、図 7.5 に示した外惑星大気の D/H の値は過去の ISO や Herschel などによる極めて限られた 頻度での観測結果であり、空間的・時間的にその天体を代表する値である保証はない。SPICA の高感度の観 測性能をもって高頻度に観測し、太陽系天体の D/H に関してより正確かつ詳細な測定が求められている。ま た、彗星や小天体における同位体分別は、水-岩石-有機物反応においても大きな影響を受ける。従って、赤外 スペクトルから有機物のフィーチャーが観測可能な SPICA では、太陽系における D/H 観測を有機物の分布 と組み合わせることができ、同位体分別のミクロな要因と太陽系全体での D/H のマクロな分布の両者を制約 することができる(詳細は後述の §7.3 も参照)。

D/H 観測から惑星の形成過程に迫る研究としては、例えば、天王星と海王星の内部構造の推定が挙げら れる (Feuchtgruber et al. 2013)。この先行研究では、Herschel を用いて両惑星大気中の HD/H₂ を観測し、 内部構造モデルと合わせることで、両惑星内部の大半が岩石で占められている(氷の部分は多くても 30% 程 度)ことが指摘されている。しかし、議論の元になっている Herschel の観測データの不確かさも無視できず、 SPICA の高精度観測による検証が期待される。

方法と実現可能性

存在量が少ない微量成分やその同位体を十分な精度で定量するには、SPICA の高感度の観測性能が不可欠 となる。D/H を制約する際には、SMI の中分散分光装置 MR で観測可能な 28.05 μ m に存在する HD の R(3) ラインが重要な観測対象となる。例として、図 7.6 に木星大気および海王星大気における HD R(3) の模擬ス ペクトルを示した。強度が微弱な海王星の場合でも期待されるラインの積分強度は ~10⁻⁷ [W m⁻² sr⁻¹] 程 度であり、現状の SMI の観測性能を想定すると数分から 10 分程度の積分時間で十分な S/N での検出が可能 となる。なお、仮に SMI の観測波長域が 7 μ m 帯付近まで延長される場合、7-8 μ m 付近の CH₄ および 8.6 μ m の CH₃D のラインの観測が可能となる。木星や土星大気中の H₂ と CH₄ には、両分子間の化学平衡にお ける同位体交換や大気力学の影響から D/H の値に差があると考えられており、過去の理論的な研究では CH₄ における D/H の方が H₂ における D/H よりも数 10% 大きくなることが示唆されている (Smith 1998)。しか し、既存の観測データではこの差異を確認する精度が達成されておらず、SPICA の高感度観測が必須となる。

期待される成果

SPICA の高感度観測を通して、太陽系惑星の大気組成とその進化に関する網羅的な理解がもたらされる。 さらに、様々な惑星の同位体比の観測からは、太陽系天体の形成位置や形成環境物質分布を結び付けた包括的 な理解が得られる。こうした太陽系惑星の形成・進化の実証的な議論を通じて、生命の根幹となる有機分子の 合成の場および生命存在環境を守る場としての大気を理解していく。

7.3 太陽系:彗星

概要

太陽系小天体の1つである彗星は、約46億年前に原始太陽系円盤内で形成された微惑星の残存物であると 考えられている。彗星の本体である彗星核に含まれる氷および固体微粒子は、太陽系形成過程における様々な 物理状態の変化や化学進化を経て彗星へと取り込まれたものである。そのような氷および固体微粒子と、氷が 昇華して放出されたガスの観測結果を元に、理論およびシミュレーションなどのモデルを介して原始惑星系円 盤や分子雲などの環境にも制限を加えることができる。また、小惑星や衛星など、他の太陽系天体と彗星を比



図 7.6 (左)木星および(右)海王星大気における HD R(3) スペクトル(28.05 µm)。SMI の波長分 解能を考慮したもの。それぞれの惑星の気温・気圧鉛直構造によって、吸収線となるか輝線となるかが決 まる。

較することで、太陽系の過去から現在までの幅広い時間スケールにおける進化過程の包括的な理解につながる と期待される。

中でも、彗星における有機分子の組成や同位体比、氷および固体微粒子、特にケイ酸塩鉱物(シリケート)の結晶化度から、分子種の形成温度や物質の輸送過程、軌道進化、化学反応ネットワーク等への制限を加える ことができる。このようなアプローチはこれまでの地上観測でも行われてきたが、地球大気に阻まれて十分な 観測成果が得られていないものが多い。SPICA による中間~遠赤外線領域での高感度観測はこれら地上観測 の問題点を解決するだけでなく、新たなサイエンスを展開するためのデータを提供するものと期待される。

背景と目的

彗星の本体である彗星核は、水、一酸化炭素、二酸化炭素および様々な有機分子の氷と固体微粒子から成 る、直径数 km~数 10 km の天体である。彗星核は、約 46 億年前に太陽から 5~30 au 程度の領域で形成さ れた後、巨大惑星の軌道変化に伴う重力散乱 (Morbidelli et al. 2005) などの何らかの力学的プロセスにより、 太陽系外縁部へと散乱されたと考えられている。それらが再び太陽系の内側へ向かう軌道へ進化すると、近日 点接近に伴い表面温度が上昇することで氷が昇華し、彗星核から H₂O および有機分子のガス・固体微粒子が 放出され、コマや尾などの構造が見られるようになる。地球近傍からはコマに覆われた彗星核の直接観測は難 しいため、彗星核からの放出物を観測することが一般的である。

彗星核は形成後の長い期間を太陽系外縁部で過ごすため、太陽光による変性をほとんど受けることなく、 太陽系形成時の種々の進化過程の結果を保存した始原的な天体であるといえる。そのため、特に彗星核に含ま れる物質の化学組成や形成温度から、星・惑星系形成過程における化学進化・力学進化に対しても制限を加え ることができると期待される。さらに彗星核は現在の太陽系においても様々な天体と関連があり、たとえば土 星や木星などの氷衛星における噴出物との比較、木星トロヤ群に多く含まれる D 型小惑星との比較、惑星間 塵との比較、さらに小惑星帯における活動的小惑星・メインベルト彗星との比較対象として重要とされてい る。これらの比較研究は、近年の探査機による成果や観測技術の向上に伴い進展してきたものであり、今後の 探査・大型望遠鏡計画でも重要な研究テーマになると考えられる。

彗星ガスは紫外線から電波における幅広い波長域で観測されており、彗星核から直接放出された分子

(H₂O・CO・CH₃OH・H₂CO・CH₄・C₂H₆・C₂H₂・NH₃・HCN、親分子と言う) とその同位体、およびそ れらが太陽紫外線によって壊された各種ラジカル・原子・イオンなどが検出されている。それらの組成(対 H₂O存在比)や同位体比は彗星核や分子種の形成温度を反映していると考えられるため、分子雲や原始惑星 系円盤とも比較される(Willacy et al. 2015 など)。有機分子の組成は彗星によってかなりばらつきがあるが、 観測天体は数 10 個程度しかなく、今後さらに観測天体数を増やした統計的な議論が必要である (Dello Russo et al. 2016)。また、同位体比はこれまで D/H、¹⁴N/¹⁵N、¹²C/¹³C 等が求められており、彗星に含まれる分 子種は太陽組成に比べて D や ¹⁵N が濃集していることがわかっている (Mumma & Charnley 2011)。組成も 同位体比も主として地上観測から得られた結果であり、とりわけ組成は多種の親分子を同時に観測できる近赤 外線での高分散分光観測が広く用いられている。一方、この波長域では地球大気の影響が大きく、含有量の少 ない分子種や輝線強度の弱い分子種(C_2H_2 や NH_3 、同位体)は特にその影響を受けやすい。同様に C_2H_6 の 形成過程における中間生成物である C₂H₄ も、検出可能な量が含まれていると予想されるものの、大気吸収の 影響によりこれまで未発見である (Kobayashi et al. 2017)。電波領域でも彗星ガス分子は観測できるものの、 赤外線観測に比べて広い周波数範囲を一度にカバーすることが難しく、対称性のよい分子はそもそも観測がで きない。そこで中間赤外線の観測が期待されているが、既存の低分散分光器(R ~ 数 100)ではシリケートの フィーチャー(後述)の影響によりガス分子の検出が難しいという問題があり、中間赤外線の高分散分光器 (R > 10,000) が必要である。また、近年ロゼッタ探査機 (Rosetta) に搭載された質量分析器によって、チュ リュモフ・ゲラシメンコ彗星(67P/Churyumov-Gerasimenko)の彗星核からの放出物に、N₂、O₂ および P 原子などが含まれていることが新たに明らかになり、それらの同位体組成もこれまでの観測値や理論予想値と 異なっていることがわかった (Altwegg et al. 2016)。特に P 原子は生命体において重要な元素の1つであり、 アストロバイオロジーの観点からも重要な元素である。ただし、これらの分子種および原子の発見はまだ1例 のみであり、今後の宇宙望遠鏡や探査機による追観測が待たれる。

彗星固体微粒子の鉱物組成や結晶状態、形状などは、原始惑星系円盤内の固体成分の生成・合体・成長・物 質輸送プロセスを解明するのに有用な手がかりである。主要な構成物質が氷であり低温環境で形成されたはず の彗星核にも、非晶質(アモルファス)だけでなく高温生成物の結晶質シリケートが存在している。固体微粒 子の結晶質/アモルファス比は、原始惑星系円盤内における動径方向の物質循環の指標になると考えられてい る。彗星に含まれる固体微粒子の主成分は Mg に富むシリケート、例えばフォルステライト (Mg2SiO4) やエ ンスタタイト (MgSiO₃) などであり、それらは特に中間赤外線波長域に特徴的な Si-O 間の振動バンドフィー チャーを見せる。地上からは主として大気の窓である 8–14 μm 付近のフィーチャーの形状により、鉱物種お よびその状態をモデルを介して明らかにするという手法が用いられている (Ootsubo et al. 2007; Shinnaka et al. 2018; Ootsubo et al. 2020)。しかし、フォルステライト・エンスタタイトをはじめ、SiO4 を基本単位 とする様々な鉱物種が Si-O の振動放射を近い波長で出すため、8–14 μm 付近の観測だけでは鉱物種の分離が 難しいという問題点がある。一方、地球大気の影響で地上観測が困難な 15 μm よりも長波長側、特に 23 μm、 33 μm、69 μm 付近では、フォルステライトが顕著なフィーチャーを示すため、これを検出できればフォルス テライト・エンスタタイトを明確に分離することも可能である (図 7.8、図 7.11)。

彗星やケンタウルス族小惑星の中には、現在の太陽系の H₂O の雪線である 3 au 近辺より遠方で揮発性 ガスを昇華してコマ構造を示し、時にはホームズ彗星 (17P/Holmes) のようにバーストを起こして活発な彗 星活動を見せるものがある (Watanabe et al. 2009; Reach et al. 2010; Shinnaka et al. 2018)。遠方での彗星 活動のメカニズムは未だ議論が続いているが、特にバースト現象に関しては、アモルファス氷の結晶化がトリ ガーになるという仮説が提案されている (Prialnik et al. 2004)。彗星の主成分である氷の大部分は H₂O 氷が 占めているが、そもそも彗星核が形成される際に、H₂O 氷がどういう結晶状態で取り込まれるのかはよく分 かっていない。これらの検証のために、地上望遠鏡で氷雪線以遠の彗星核近傍、あるいは探査機で彗星核表面 の氷の吸収バンドを直接観測し、H₂O 氷の結晶状態を観測的に明らかにする試みがなされてきた。しかし、 探査機・望遠鏡観測の両方を含めても、近赤外線領域の H₂O 氷吸収バンド(1.6 μ m、2 μ m)の検出例は数 例しかなく、結晶状態は未だ決着がついていない (Davies et al. 1997; Kawakita et al. 2004; Sunshine et al. 2006; Protopapa et al. 2014; Yang et al. 2014)。H₂O 氷を直接観測するにはコマが発達しない遠方での観測 が必要となるが、彗星核自身の近赤外散乱光が暗いことがその理由である。H₂O 氷をとらえるには、遠赤外 線輝線バンド (~44、62 μ m) も重要な手がかりになると考えられる。しかし、これまでに比較的大きな彗星 核を持つヘール・ボップ彗星 (C/1995 O1)の ISO 衛星による観測例はあるが、こちらも決定的な結果は得 られなかった (Lellouch et al. 1998)。彗星氷の結晶状態の解明には、SPICA の高感度を生かした遠赤外線分 光観測が期待される。

以上を踏まえ、SPICA では彗星氷・ガスおよび固体微粒子の組成や同位体比、結晶質/アモルファス比か ら、彗星そのものへの理解を深めるとともに、彗星を手がかりに星・惑星系形成の化学進化・物理進化および 現在の太陽系における物質輸送過程を明らかにすることを目的とし、以下の諸量に注目した彗星コマの観測を 提案する。

1. ガス分子の組成(HCN、NH₃、PH₃、C₂H_X系分子)

- 2. 窒素を含むガス分子の同位体比(¹⁴N/¹⁵N)
- 3. シリケートの結晶質/アモルファス比
- 4. シリケートの組成(エンスタタイト、フォルステライト)
- 5. 彗星氷の結晶質/アモルファス比

1. および 2. の観測については以下の「方法と実現可能性 1」、3. および 4. は「方法と実現可能性 2」、5. は「方法と実現可能性 3」にて述べる。

方法と実現可能性 1: ガス分子の観測

観測には、固体微粒子の輝線放射などの背景光の影響を下げるために、SPICA/SMI の高分散モード ($R \sim 25,000$)を用いる。今回着目したい分子種は 8~15 μ m の範囲に輝線強度の強いバンドが現れるため、 その波長範囲における地球・太陽から 1 au にある彗星(H₂O 生成率= 1×10²⁹ [個/sec]、 T_{rot} = 100 K を想 定)から放出される各分子のフラックスと波長の関係を図 7.7 に示した。ここでは放出されたガス分子の太陽 光による励起と自然放射を想定しており、衝突は含んでいない (Kobayashi et al. 2010 など)。また各分子の 組成は一般的な組成 (Mumma et al. 2003)を想定し、¹⁴N/¹⁵N 比は 150 を仮定した。1 au 程度にある彗星 コマは 1 分角以上に広がるが、図 7.7 はその広がりによる flux loss も考慮している。この条件では、C₂H₆ 以 外の分子種は 1 時間積分で SMI/HR での 5 σ 検出レベルを超えており、現実的な観測が可能である。さらに フラックスは H₂O 生成率に比例しており、H₂O 生成率が 1~2 桁低い(暗い)彗星も十分観測が可能であ る。このような観測条件を満たす彗星は 1 年に 2~3 天体程度の頻度で現れ、SPICA の稼働期間内には 1 0 個程度の彗星が観測ができると考えられる。現在 SMI 高分散モードの観測波長は 9.7–18 μ m が想定されてい るが、8 μ m の短波長にまで観測波長を拡張すると、PH₃の輝線バンドを広くカバーした観測も可能になる。

方法と実現可能性 2: シリケートの観測

中間赤外線で低〜中分散分光観測をおこない、彗星ダストの熱放射モデルによるフィッティングによって 鉱物組成や結晶状態を明らかにする。例えば中間赤外線における広波長範囲の分光観測の先行研究例として、 ISO 衛星によるヘール・ボップ彗星が挙げられる (Crovisier et al. 1997) が、そのスペクトルおよび鉱物の 熱放射モデル (Ootsubo et al. 2007) を用いたフィッティング結果を図 7.8 に示す。23 µm、33 µm 付近に



図 7.7 8~15 μ m の範囲に見られる彗星有機分子の波長およびフラックス。地心距離 1 au、日心距離 1 au における彗星 ($Q(H_2O) = 1 \times 10^{29}$ [個 photons⁻¹]、 $T_{rot} = 100$ K)を仮定した。図中の青破線は SMI/HR における感度を表している。

は、エンスタタイトには見られない結晶質フォルステライトのフィーチャーが現れる。17 μ m 付近のアモルファスのフィーチャーはなだらかであるため、SMI/LR もしくは MR では 10 μ m 付近の地上観測だけでは難しかったこれらの分離が可能である。さらに HR の観測も組み合わせると、9.7–36 μ m の広い波長範囲で鉱物のフィーチャーを観測することが可能になる。ヘール・ボップ彗星は一般的な彗星に比べ彗星核が大きく(~50km、一般的な彗星は~数 km)、前節で述べたような彗星では、フラックス密度は2桁程度小さく数100 mJy~数 Jy 程度になると予想される。シリケート・フィーチャーの形状を正確にとらえるには、S/N 比>30 程度のスペクトルが要求されるが、1 時間積分で SMI/LR における 5 σ 検出レベルは数 10~数 100 μ Jy であり、さらに1 桁暗い彗星でも十分観測可能である。

方法と実現可能性 3: 彗星氷の観測

遠赤外線分光観測 (40–80 µm 付近) で H₂O 氷の輝線フィーチャーをとらえる。H₂O 氷は、近赤外線波長域 以外に、44 µm と 62 µm 付近に輝線バンドを示す。これらのバンドは結晶質の H₂O 氷由来のものであり、ア モルファスの H₂O 氷は 44 µm 付近に幅広いフィーチャーを持つ (Lellouch et al. 1998)。太陽から遠方にあ る彗星の場合、近赤外線での太陽光散乱光の明るさは暗くなるが、熱放射スペクトルのピーク波長は ≥ 20 µm にくるため SPICA での中間・遠赤外線での観測が有効である。SPICA は ISO 以来初めて 40–60 µm 帯での 本格的な分光観測が可能な赤外線衛星であり、貴重な遠赤外線スペクトルが取得できると期待される。以前に ISO/LWS によって観測されたヘール・ボップ彗星のスペクトル例を図 7.9 に示す (Lellouch et al. 1998)。前 節でも述べたように、ヘール・ボップ彗星は彗星核が大きいため、フラックス密度が通常の彗星より 2 桁程度 大きい。一般的な彗星では遠赤外線強度は 1 Jy 以下になると予想されるが、1 時間積分で SAFARI の 5 σ 検 出レベルは 0.3~0.4mJy 程度なので、氷のフィーチャーの検出が十分可能である。



図 7.8 ISO によるヘール・ボップ彗星の中間赤外線観測スペクトル(左、点線は熱放射成分、Crovisier et al. 1997) およびスペクトルのモデルフィッティング結果(右)。なお、モデル計算は Ootsubo et al. (2007) を用い、鉱物組成比は Harker et al. (2002) に基づいている。SMI がカバーする波長域であれば、 シリケートの組成、結晶状態の分離が容易である。



図 7.9 ISO/LWS によるヘール・ボップ彗星の観測スペクトル (Lellouch et al. 1998)。長鎖線は熱放射 成分であり、下の実線は H₂O 氷の輝線モデルスペクトルで、これらを足し合わせたものと実際の観測スペ クトルとが重ねて示されている。青点線は H₂O 輝線のピーク波長(~44 µ、~62 µm)を示している。

期待される成果

SMI/HR を用いた彗星ガス分子の観測からは、これまで地上観測では検出が難しかったマイナーな分子種 および同位体の定常的な検出が可能となるだけでなく、C₂H₄ や PH₃ などの新しい分子種の検出が期待され る。SMI/LR を用いたシリケートの観測からは、様々な鉱物種の分離が可能になるほか、地上観測では困難で あった結晶質鉱物とアモルファス鉱物のピーク波長の明確な分離が可能となり、温度の指標となる結晶質/ア モルファス比を用いた物質輸送メカニズムへの詳細な制限が可能になると期待される。SAFARI を用いた彗 星氷の観測では、ISO 以来の 40-60 µm 帯での本格的な分光観測データを複数の彗星に対して取得する貴重 な機会であり、近赤外線波長域では困難であった結晶質 H₂O 氷の輝線バンドの検出と定量化ができると期待 される。

これらの組成や同位体比、鉱物および氷の結晶質/アモルファス比が明らかになると、彗星に含まれる物質 の形成温度と物質輸送過程を明らかにすることができ、分子雲および原始惑星系円盤内での彗星核形成領域お よび物質の輸送過程などに制限が与えられる。また、各種進化モデルを介することで、彗星および太陽系の進 化過程のさらなる深い理解へとつながる。太陽系天体および系外の惑星系の全般的な観測結果との比較から、 今後の大型望遠鏡や探査計画へとつながることが期待される。

7.4 太陽系:小惑星

概要

彗星と同様に、小惑星も原始太陽系円盤内で形成された微惑星の残存物であると考えられている。小惑星は 地球近傍やメインベルトから太陽系外縁部まで太陽系の幅広い領域に存在しているが、現在の空間分布は惑星 移動による散乱の影響を受けた結果であり、その特性を詳しく調べることが原始太陽系の惑星形成過程を制約 する大きな手がかりとなると期待されている。木星トロヤ群小惑星は木星のラグランジュポイントにある小惑 星群であり、特に有機物や氷など比較的揮発性の高い成分を多く含むため、雪線以遠の物質進化過程を理解す る鍵となるが、現在我々はその物質的情報をほとんど持っていない。

SPICA は 12–230 µm をカバーした分光観測が可能であり、水氷、炭酸塩、PAH、グラファイト、シリケートなど様々な物質の組成や結晶状態をとらえることができる。SPICA の分光観測により構成物質の詳細な情報を得ることで、木星トロヤ群小惑星の形成場所を制約し、原始太陽系円盤中の物質進化と惑星移動過程に関する知見を大きく発展させることを目指す。

背景と目的

木星トロヤ群小惑星は、木星のラグランジュポイント (L4、L5) 上にある小惑星群である。スペクトル型は、 暗く有機物が多いとされる D/P 型が多くを占めており (DeMeo & Carry 2014)、メインベルト小惑星よりも 揮発性成分に富み、始原的な天体であると考えられている。これらの天体は、C 型 (炭素質) 小惑星と彗星の 中間的な天体とも考えられ、特に有機物や氷などの比較的揮発性の高い成分に関して、雪線以遠の小天体の物 質進化過程の包括的な理解の鍵となることが期待される。また、木星トロヤ群の起源は、木星軌道付近の微惑 星が木星に捕獲されたものと考えられてきたが (e.g., Marzari & Scholl 1998)、ニース・モデルなどの比較的 新しい惑星形成理論によると、太陽系外縁天体 (trans-Neptunian object, TNO) と同じ起源をもつ始原的な 天体が巨大惑星の移動に伴い散乱されたものであると示唆されている (Morbidelli et al. 2005)。そこで、木星 トロヤ群小惑星が、木星軌道よりも遠方の領域で形成されたのか、あるいは現在の木星軌道領域で形成された のか (したがってメインベルト小惑星の延長上の天体とみなせる)を調べることにより、惑星形成過程の制約 が可能である。

このように惑星形成や物質進化の鍵となる天体であるにもかかわらず、木星トロヤ群小惑星の物質的情報 を我々はほとんど持っておらず、これらの天体についてはわかっていないことが多い。多くの隕石はメイ ンベルト小惑星由来であるが、D/P型由来とされている物質は非常に限られており、タギッシュ・レイク (Tagish Lake) 隕石がほぼ唯一の D型小惑星由来と考えられている隕石である (Hiroi et al. 2001)。地上観測 や Spitzer などによる木星トロヤ群の可視~赤外領域のスペクトルからは、3.1 µm (OH) や 10 µm (シリケー ト)のフィーチャーが観測されているが (e.g., Emery et al. 2006, 2011; Brown 2016)、それら以外の情報は 乏しく、木星トロヤ群を構成する物質についてはほとんどわかっていない。木星トロヤ群小惑星の組成特定に 有用な中間赤外波長域の観測が、SPICA によって初めて可能になる。

そこで、複数の木星トロヤ群小惑星について SPICA で中間遠赤外線分光観測を行うことにより、表面物質 の情報から物質進化の段階の制約を行い、これらの天体の起源やその多様性を明らかにする。さらに、メイン ベルト小惑星から木星トロヤ群、ケンタウルス族、TNO までを含めた、始原的小天体の包括的な観測を行う ことにより、雪線以遠の小天体の物質進化過程のシームレスな理解を目指す。また、SPICA の観測は、2020 年代に実施が予定されている火星衛星探査計画(MMX)による火星衛星のその場観測・サンプル採取の成果 を発展させるものでもあり、始原的小惑星の総合的理解が深まるものと期待される。

方法と実現可能性

SPICA では、SMI により 12–36 µm、SAFARI により 34–230 µm までの波長領域の高感度分光が可能で あり、この波長領域には、水氷 (44、62 µm)、炭酸塩 (30–100 µm)、PAHs (12.7、13.5、14.2、15.9、17、 18.9 µm)、グラファイト (30 µm)、かんらん石 (23、33、69 µm)、輝石 (28、37、43 µm)、アモルファスシ リケート (18 µm) などのフィーチャーが含まれる。特に、(1) シリケートの結晶化度による起源の制約、(2) 氷の有無や二次鉱物 (炭酸塩) の有無による水質変成の評価、(3) 有機物の特徴 (分子構造や組成)、等に着目し た観測を行う。

木星軌道付近の天体の場合、1 時間程度の積分で直径 10 km 未満の小型の天体から上記のフィーチャーが 検出されるスペクトルデータを十分な精度で取得することが可能である (図 7.10)。これにより木星トロヤ群 の多くを占めるが観測例の少ない小型の天体から、大型の天体まで包括的に観測することができる。木星ト ロヤ群の表面温度は 150 K 程度のため 10 µm 付近のシグナルは弱いものの、20 µm より長波長域では感度 が高い。また、木星トロヤ群の表層は細かく、空隙率の高いレゴリスに覆われていると考えられているため (Vernazza et al. 2012)、放射率が高くなりこれらのフィーチャーが観測しやすいと期待される。観測の対象 天体は、D 型、P 型、C 型などなるべく多様なスペクトル型から選び、軌道要素も考慮すると、木星トロヤ群 の全貌を網羅するには合計 20 個以上の観測が望ましい。

さらに、直径数 100 km の TNO などの中間遠赤外線スペクトルから氷分子種 (H₂O、CH₃OH、NH₃、CO₂ など) の含有量・結晶化度・構造を調査することによって天体表層における熱・化学進化を探り、微惑星の形 成・進化過程の総合的な理解を目指す。

期待される成果

木星トロヤ群小惑星を構成する物質の詳細な情報を得ることにより次の成果が期待される。(1) 太陽系の初 期形成過程における物質進化に関する知見を広げることができる。(2) 構成物質の情報から木星トロヤ群小惑 星の形成場所を制約することにより、惑星系の形成・進化過程を制約することができる。

さらに、メインベルト小惑星から木星トロヤ群、ケンタウルス族、TNO までを含め、雪線以遠の小天体の 物質進化過程の包括的な理解が深まることが期待される。

7.5 太陽系:黄道光

概要

太陽系の惑星間空間には、彗星や小惑星以外にも太陽系小天体として惑星間塵が広く分布している。惑星間 塵は、可視・近赤外線波長域で吸収した太陽光エネルギーを、熱放射として主に中間赤外線波長域で再放射し



図 7.10 木星トロヤ群小惑星のフラックス強度分布。木星軌道付近の天体の場合、1 時間程度の積分で直径 10 km 未満の天体のスペクトルを十分な精度で取得することが可能。

ており、それが黄道光・黄道放射として観測される。惑星間塵の主要な供給源は彗星及び小惑星であり、過去 の黄道光の観測は惑星間塵がその供給源の違いによって異なる空間分布を持つことを明らかにしてきた。今後 は、空間分布だけでなく、供給源の異なる惑星間塵の鉱物学的性質を詳細に切り分けながら調べていく段階に きている。

SPICA の中間遠赤外線分光観測は、シリケート(フォルステライトやエンスタタイト)が様々な波長で示 す特徴的なスペクトルフィーチャーをとらえることが可能である。特に 15–70 µm 領域をカバーすることによ り、過去の 10 µm 周辺の黄道光分光観測では難しかった異なる鉱物のフィーチャーの分離が容易となる。惑 星間塵の鉱物組成・結晶化度・結晶粒子形状をより詳細に調べることで、供給源となった彗星・小惑星による 惑星間塵の性質の違いをとらえ、原始太陽系円盤中のガス-ダスト間の蒸発・凝縮過程にも迫っていく。

背景と目的

惑星間塵は、惑星間空間に拡散して浮遊するサブミクロン〜ミリメートルサイズの塵であり、ケイ酸塩(シ リケート)を主成分とする。その軌道は基本的には太陽を中心とするケプラー回転運動であるが、太陽放射と の相互作用により徐々に角運動量を失い、太陽年齢より十分に短い時間スケールのうちに太陽に接近し蒸発す ると予想される。そのため、惑星間塵は小惑星や彗星といった微惑星残骸の内部または表層から衝突や昇華に よって連続的に供給されていると考えられる。

惑星間塵は可視・近赤外域で吸収した太陽光エネルギーを中間赤外域で熱放射として再放出する。地球近傍 から中間赤外域で観測される空の表面輝度のうち最も支配的な成分は、視線方向に含まれる惑星間塵からの熱 放射の足し合わせであり、これを黄道光と呼ぶ。これまで、起源天体から供給後の惑星間塵の力学軌道進化計 算と、広い天域にわたる黄道光輝度分布の観測の両面から、各起源天体より供給された惑星間塵の空間分布お よび絶対量が明らかにされてきた。特に全天サーベイ型赤外線天文衛星 COBE、「あかり」で取得された全天 輝度マップからは、惑星間塵の3次元空間分布モデルが構築された (Kelsall et al. 1998; Kondo et al. 2016)。 彗星の昇華によって供給された惑星間塵は黄道面を中心として全天に広がって分布し惑星間塵の大部分を占め る一方で、小惑星の衝突により供給された惑星間塵は黄道面付近の特定の黄緯に集中して分布し帯状の微細構 造を示すことがわかっている。このように、惑星間塵は供給源の違いによって特徴的な異なる空間分布を持つ ことが知られているが、惑星間塵粒子の鉱物学的性質については従来供給源によって区別することなく議論さ れてきた (Reach et al. 2003)。今後は、供給源の異なる惑星間塵の鉱物学的性質を詳細に切り分けて調査し ていく段階にある。その中で特に以下の2つの鉱物学的性質が太陽系形成過程を知る上で重要な手がかりと なる。

惑星間塵の鉱物組成・結晶化度

惑星間塵の鉱物組成や結晶化度は、供給源となった小惑星や彗星の形成・進化過程を反映している可能性が 高い。原始太陽系円盤内では、塵の動径方向移動の結果、日心距離によって塵の鉱物組成や結晶化度が変化す るため (Gail 2004)、近傍の塵が集積して形成された微惑星の鉱物組成もまた、日心距離に依存すると考えら れる。従って、惑星間塵の鉱物組成や結晶化度を供給源ごとに切り分けて調査することで、その供給源となっ た微惑星残骸が形成された領域を制限することができる。また推定された形成領域と現在の小惑星・彗星の軌 道分布を比較することで、太陽系進化段階初期の惑星移動により微惑星がどのような重力散乱を受けたかにつ いても議論できるようになる。

• 惑星間塵中の鉱物結晶粒子の形状

惑星間塵に含まれる結晶粒子の形状からは、原始太陽系段階においてどのような環境下でガスとダストの間 の蒸発・凝縮が起こったかを推定できる。従来、原始太陽系円盤に取り込まれた星間塵の一部が原始太陽の近 傍で一度蒸発して円盤ガスとなった後、再度ゆっくりと冷やされながら平衡凝縮することで球形状に近いエン スタタイト粒子が生成されると考えられていた。しかし、大気圏で採集した惑星間塵の実験室測定や「あか り」による黄道光分光観測の結果から、惑星間塵中に球形状からかけ離れた特異な形状を持つエンスタタイト 粒子の存在が示唆されている (Bradley et al. 1983; Takahashi et al. 2019)。このような特異な形状を持つエ ンスタタイト粒子は円盤ガスの急冷などによる非平衡凝縮でできたと考えられるため (Bradley et al. 1983)、 原始太陽系内で円盤風や磁気ジェットなどにより円盤ガスが急速に外側へ運ばれる中で凝縮した可能性があ る。特異な形状のエンスタタイト粒子が普遍的なものであるか否かを調べることが塵の凝縮過程を探る上で重 要である。

加えて、フォルステライト粒子形状は星間塵が原始太陽系内で受けた蒸発過程についての情報を与える。 フォルステライトは結晶軸によって蒸発速度が異なるため、星間塵の結晶化により生じたフォルステライトの 一部が蒸発する際に異方性が生じるが、周囲のガス圧によって蒸発後に残るフォルステライト粒子の形状が変 化することが室内実験で示されている (Takigawa & Tachibana 2012)。このことから、フォルステライト粒 子の形状を調べることで、星間塵の蒸発が起こった原始太陽近傍でのガス圧環境を制限できると言える。

方法と実現可能性

惑星間塵からの熱放射には、鉱物に由来するスペクトルフィーチャーが見られ、フィーチャーの形状は塵の 鉱物組成や結晶化度、結晶粒子形状に依存する。従って、黄道光を分光観測しスペクトルフィーチャーの形状 を捉えることで、視線方向に含まれる惑星間塵の鉱物学的性質を包括的に議論することができる。ただし、従 来の赤外線天文衛星 IRTS, ISO や「あかり」による黄道光分光観測では波長 10 µm 周辺のフィーチャーしか カバーしておらず、この波長域には複数の鉱物に由来するフィーチャーが混在して見られるため(図 7.11)、 惑星間塵の性質を定量的に決めることが困難であった。従来より長波長かつ広い波長域で黄道光の分光観測を 行い、異なる種類の鉱物に由来するフィーチャーを切り分けて検出することが不可欠である。 SPICA では、SMI/LR を用いて波長 17–36 µm の、SAFARI/SW を用いて波長 34–56 µm の黄道光スペ クトルを取得することができる。この波長域では、波長 10 µm 帯と異なりアモルファス粒子がフィーチャー を示しにくい一方で、結晶粒子であるエンスタタイトとフォルステライトは複数の波長でフィーチャーを示す ため、これまでの 10 µm 帯の観測結果と合わせることで結晶化度を強く制限できる。また、波長 23, 33 µm 周辺にはフォルステライトに特有のフィーチャーが見られるため(図 7.11)、複数のフィーチャーの強度比か ら結晶粒子についての鉱物組成比を制限することが可能となる。さらに、この波長域に見られるフィーチャー の強度比およびピーク波長は、惑星間塵中の結晶粒子形状の調査に対して有効である(図 7.12)。



図 7.11 各鉱物の吸収係数スペクトル。上から順に、アモルファスオリビン、アモルファスパイロキシン、フォルステライト、エンスタタイトについて示す。青線はあらゆる粒子形状を含む鉱物サンプルに対する 測定値で、紫、赤、緑、黄色の線はそれぞれ粒径 0.1, 1, 10, 100 µm の球状粒子を仮定しミー理論に基づいて計算した理論値。

期待される成果

太陽系内の惑星間塵の鉱物組成や結晶化度、結晶粒子形状について知ることで、供給源である彗星・小惑星 の形成領域および形成後の力学軌道進化を制約できる上、原始太陽系円盤内でのガス-ダスト間の蒸発・凝縮



図 7.12 エンスタタイトおよびフォルステライトの吸収係数スペクトルの粒子形状による違い。3つの結 晶軸のうち、b 軸および c 軸方向の長さを 1 µm に固定し、a 軸方向の長さを 0.1 µm (黒線) から 100µm (赤線) まで段階的に変化させながらローレンツモデルに従って算出した。

過程に関する知見が得られる。

また、本研究は黄道光分光観測により視線方向に含まれる惑星間塵の鉱物学的性質を包括的に捉えるもので あるが、地球近傍に飛来した個々の惑星間塵について詳細に調査できる採集塵の顕微鏡測定、あるいは探査機 搭載型のダストカウンターによる「その場」での質量分析などで得られる情報と相補的な役割を担う。

7.6 系外惑星:惑星大気

概要

系外惑星の大気組成は、現在の大気の状態を知るためのトレーサーであり、惑星の形成や進化の過程を読み 解く上でも非常に重要な鍵である。SPICA の SMI で高分散分光が可能な波長帯(12-18 μm)では、H₂O や NH₃、HCN、C₂H₂、CO₂ などが強い吸収帯を持つ。ガス惑星大気中のこれらの分子を検出できれば、そこ から推定される C/O 比などの元素存在比から惑星の形成場所を制約したり、現在大気中で起こっている光化 学反応や大気の混合を調べたりすることができる。また、より長波長側では、ウォームネプチューンなどで生 成していると考えられる鉱物雲が特徴的なフィーチャー(スペクトル形状)を持つ。このフィーチャーで鉱物 雲の存在を検出あるいは制限できれば、上記の大気組成への制約と合わせて、系外惑星の雲またはヘイズの正 体の解明に大きく寄与すると期待される。(なお、ヘイズは、タイタン大気中の有機物ヘイズや金星大気中の 硫黄ヘイズのように光化学的に生成されるエアロゾルを指す。一方、雲は、地球大気中の水蒸気雲のように凝 縮により生成されるエアロゾルを指す。)これらは、トランジット惑星に対しては透過光分光によって検出す ることができる。一般の系に対しては、主星の光と惑星の光の合計の高分散スペクトルの中から惑星の熱輻射 中の大気ガスのフィーチャーを検出することが原理的には可能である。ただし、低質量星周りのハビタブル惑 星など、主星に対する惑星の光の比が 10⁴ 程度以下であるような場合は、長い観測時間が要求される。

背景と目的

系外ガス惑星、特に中心星近傍を公転するホットジュピターに対して、これまで数多くの大気分光観測が行 われてきた。ガス惑星の大気観測を行う大きな動機として、それらの形成過程を明らかにしたいというものが ある。ガス惑星大気は、原始惑星系円盤ガスを重力的に束縛することで形成され、形成場所の化学組成を反映 していると期待されている。例えば、炭素と酸素の存在比 (C/O) は原始惑星系円盤の場所によって異なるこ とが示唆されており、C/O 比などのガス惑星大気の元素存在度比を観測的に制約することで、その天体が円 盤内のどこで形成されたのか制限できると期待される。ただし、このような大気組成の観測を行う上で系外惑 星大気中の雲の存在が障害になっている。現行のガス惑星のトランジット透過光の低分散分光観測では、大気 分子の吸収が微弱であるという報告が頻繁にされており、系外惑星に雲が普遍的に存在することが示唆されて いる。透過光スペクトルにあらわれるこれらの雲がどのように形成されているのかは未だ明らかとなっていな い。大気観測がよく行われる高温な短周期惑星においては、地球で見られるような水雲でなく、ケイ酸塩やア ルカリ金属といった鉱物成分の雲が形成される可能性が示唆されている。一方で、炭化水素分子の光化学反応 によって、土星の衛星タイタンに見られるような有機物エアロゾルが生成されているという可能性も示唆さ れている。大気観測の結果を適切に解釈する上で、系外惑星の雲の正体を明らかにすることも重要な課題で ある。

一方、近年では、より小さな地球型惑星のフォローアップ分光観測も徐々に始まっている。温暖な地球型惑星は、低質量星周りの方が検出しやすい*2 が、そのような低質量星周りの惑星は一般に非常に長い前主系列段階を経験し、その後も主星からの高エネルギー放射線により大気が散逸しやすい。彼らが実際に大気を保持しているのか,また保持しているとしたらどういう組成が一般的なのかは、未知である。それらを知ることは、地球型惑星の一般的な進化や生命存在の可能性に迫る上で重要なステップである.

これらの謎の解明に向けて、SPICA の中間赤外領域 (12-18 μm) における高分散分光と波長 20 μm より長 波長の高感度観測は、ユニークな貢献が期待されている。

系外惑星のトランジット透過光の高分散分光では、惑星大気由来の吸収フィーチャーの詳細な構造を分解 することによって、吸収波長帯が重なる分子を区別し、比較的少量の分子にも感度を持つことができるため、 効率的な検出が可能である。SPICA の SMI の高分散分光の波長域 (12-18 μm) に大きな吸収の特徴を持つ、 CO₂ と HCN、C₂H₂ の存在量は、大気中の C/O 比に大きく依存する。(例えば、HCN や C₂H₂ は、C/O 比が高いほど生成されやすい。)大気中の C/O 比は、大気を獲得した場所における原始惑星系円盤のガスの C/O 比を反映していると考えられるが、それは H₂O や CO₂、CO などの雪線を境に変わるため (e.g., Öberg et al. 2011)、C/O 比から惑星の形成位置を探れると考えられている。また、HCN と C₂H₂ は光化学的にも 生成されるため、これらの分子の存在量を観測することで、惑星大気の UV 環境や、大気循環による鉛直混合 の強度についても示唆を得ることが出来る。(恒星の UV スペクトルの直接観測は、星間吸収の影響により、 太陽系近傍のごく限られた恒星に対してしか行えない。)また、これらの分子は、地上望遠鏡による高分散観 測が可能な可視・近赤外線領域では比較的吸収の特徴が弱いため、SPICA による中間赤外線領域の高分散観 測を行うことで、より確固な検出が期待される。

また上述した、透過光観測で示唆されている雲の正体の解明に向けても、以下のような SPICA ならでは のアプローチが考えられる。もしこれらが光化学反応によって形成されたエアロゾルであれば、その過程で HCN、C₂H₂ などの分子も大気の上層で生成されていると考えられる。一方、上層の光化学反応ではなく下層 からの凝結雲である場合は、そのような雲の構成物質と考えられている鉱物成分の多くは波長 10 μm より長

^{*&}lt;sup>2</sup> 低質量星周りの温暖な惑星は太陽型星周りのそれと比べて、主星の視線速度に与える影響が大きい、トランジット確率が高い、透 過光分光において惑星の大気由来の分光特性の主星光に対する割合が大きい、コントラストが小さい、など観測的に有利である。 また、もともと低質量星の方が豊富にあり大教近傍でターゲットが見つけやすいということもある。

波長に特徴的な吸収フィーチャーを持つため、SPICA による長波長観測でその有無を検証することができる。 このように、SPICA の観測で、系外惑星におけるエアロゾル・雲形成の理解を大きく前進させることができ ると期待される。



図 7.13 曲線は、主星光に対する惑星熱輻射の典型的なコントラスト。y 軸沿いの水平線は、同等の天体 を透過光観測した場合の惑星大気由来のフィーチャーの典型的なコントラスト。赤線は木星型惑星を仮定 し、半径は地球の 10 倍、木星の平均分子量、木星重力を仮定した。青線は海王星型惑星を仮定し、半径は 地球の 4 倍、海王星の平均分子量、海王星の重力を仮定した。黒線は地球型惑星を仮定し、地球半径、地 球の平均分子量、地球の重力を仮定した。また、透過光のフィーチャーはスケールハイトの 4 倍程度と仮 定した。

また、SPICA の波長帯と波長分解能は、主星光と惑星光を合わせた光の高分散スペクトルの中から惑星大 気由来の成分を検出するにも有利と期待される。この方法は、トランジットしているかどうかにかかわらず適 用可能である。このような観測では一般に主星光と惑星光のコントラストが小さい方が良いが、コントラスト は惑星光の熱輻射のレイリージーンズ側で急激に改善するため(図 7.13)、300 K 程度の惑星の熱輻射の検出 においては SPICA による長波長域での観測が有利となる。この節では、主星光と惑星光を合わせた光の高分 散分光による(トランジットしていない)地球型惑星の大気組成検出についても議論する。同じ方法は、より 大きな惑星にももちろん適用可能である。木星型ガス惑星の大気組成検出については、力学的なキャラクタリ ゼーションの対象でもあるとして次節の §7.7 で別途検討する。

方法と実現可能性1:中間赤外線領域での高分散観測による分子の検出

ウォームネプチューン GJ 1214b とホットジュピター HD 209458b を例として、SMI/HR の観測波長帯で ある波長 12 – 18 μ m に吸収バンドが存在する H₂O、NH₃、HCN、C₂H₂、CO₂ に注目し、SMI/HR による 検出可能性を検討した。

理論スペクトルとして、GJ 1214b については光化学反応計算で得られた分子の鉛直分布 (Kawashima & Ikoma 2019, Figure 3(a))を、一方 HD 209458b については熱化学反応計算で得られた分子の鉛直分布を仮定し、透過光スペクトルを計算した。温度構造については、GJ 1214b については Guillot (2010)のモデルを、HD 209458b については Parmentier & Guillot (2014)のモデルを用いて計算した。なお、放射光スペクトルに比べると、透過光スペクトルに対しては、仮定する温度構造の影響は少ない。実際の惑星の温度構造を探るには、放射光スペクトルの観測が重要である。また、どちらの場合についても、元素存在度は太陽組成を仮定し、また大気中で高度に依らず一定の渦拡散係数 $K_{zz} = 10^7 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ を仮定した。吸収線の計算にはHITRAN 2012 (Rothman et al. 2013)を用い、H₂-H₂とH₂-Heの衝突誘起吸収(CIA)についても考慮した。透過スペクトルの計算結果を図 7.14 に示す。

その後、各分子の吸収線の検出可能性を調べるため、模擬観測を行った。恒星のスペクトルには BT-Settl



図 7.14 GJ 1214b(左) と HD 209458b(右) の透過光スペクトル。黒線は全分子吸収を含んだ透過光スペクトルを示し、色線は各分子のみの透過光スペクトルを示す。

model (Allard et al. 2013) を用い、SPICA SMI のファクトシートに従って黄道光の影響も考慮した。得ら れた模擬データと分子ごとの理論スペクトルの相互相関を、波長方向のオフセット(視線速度速度)を変えな がら求めることで、惑星の視線速度の場所にピークが表れるか調べた (e.g., Birkby et al. 2013)。透過光スペ クトルの解析の結果、10 回のトランジット (GJ 1214b: 3000 秒×10, HD 209458b:11400 秒×10)の観測に おいて、GJ 1214b では H₂O、 NH₃、HCN は 5 σ 以上で検出が可能であるが、C₂H₂ は ~4 σ で検出可能、 CO₂ は検出不可能という結果が得られ (図 7.15)、HD 209458b では H₂O は 10 σ 以上、NH₃ は 5 σ 以上で検 出が可能であるが、HCN, C₂H₂, CO₂ は検出不可能という結果が得られた (図 7.16)。

また、大気の鉛直方向の光学的厚みを考えると、もし上層(0.1 – 10⁻⁶ bar 程度)で温度勾配がついていれ ば、熱輻射スペクトルにおいても(NH₃ と H₂O に加えて)HCN の吸収線のうち強いもの(12.5 – 16 μm)の 特徴があらわれる可能性がある。GJ1214 b に関しては、透過光スペクトルのフィーチャーの深さが主星光の 0.2% 程度に対し、熱輻射スペクトルで期待されるフィーチャーの深さは 0.1% 弱程度以下となり、透過光ス ペクトルによる観測の方が有利であるが、トランジットしていない惑星やより重力が強い惑星などでは熱輻射 で光化学反応由来の HCN を狙うことも考えられる。

方法と実現可能性 2: 鉱物雲の検出

GJ1214b のような平衡温度 500-1000 K の系外惑星に対して、雲の存在を示唆するフィーチャーの微弱な スペクトルが頻繁に報告されており (e.g., Crossfield & Kreidberg 2017)、雲の発生機構を突き止める事が急 務となっている。雲の候補として、凝縮温度が近い KCl や Na₂S などの鉱物雲があげられる (図 7.17 左上)。 これらの鉱物雲はフィーチャーを 30-60 µm 付近に持ち、観測波長域が短波長側にある JWST では検出が望 めない (図 7.17 右上)。一方、これらの吸収特徴は SAFARI/SW の観測波長域内に存在しており、条件によっ



図 7.15 GJ 1214b における 10 回のトランジットを足し合わせた模擬観測スペクトルと個々の分子にお ける理論スペクトルの相互相関図。

ては検出できる可能性がある。

我々は GJ1214b を例として、大気中の鉱物雲 (KCl、Na₂S) に着目し、SAFARI/SW による検出可能性を 検討した。具体的には、雲なし大気及び鉱物雲を持つ大気の理論透過光スペクトルを計算し、雲の吸収特徴の 相対的な大きさを調べた。大気の吸収は H₂、H₂O、CH₄、CO、CO₂、NH₃の吸収線を HITRAN2016 を用 いて計算し、雲の鉛直構造は雲粒の重力落下と渦拡散の釣り合いから決定した (図 7.17 左下)。

計算された理論スペクトルを図 7.17 右下に示す。本稿では雲粒サイズを 0.1 μ m とした場合の結果のみ紹介する。雲が存在する場合、可視–近赤外線領域 (0.3–3 μ m) では大気分子による吸収フィーチャーが弱められ、平坦に近いスペクトルとなる。一方、40 μ m 付近においてトランジット深さの増大が見受けられるが、これは上述した雲の吸収フィーチャーに起因する。渦拡散係数 K_z が比較的低い場合 ($K_z = 10^7$ cm² s⁻¹)、雲は大気上層まで到達できず、吸収フィーチャーの大半が大気吸収に覆い隠される。雲なし大気のスペクトルに対する雲の吸収フィーチャーの大きさは、KCl 雲の場合で ~ 20 ppm、Na₂S 雲の場合で ~ 40 ppm ほどになる。KCl 雲の吸収フィーチャーが Na₂S 雲より小さいのは、K の元素存在率が Na より 1 桁程度低いことに起因している。渦拡散係数 K_z が比較的大きい場合 ($K_z = 10^9$ cm² s⁻¹)、雲は上層まで到達し、相対的な吸収フィーチャは KCl 雲の場合 ~ 300 ppm、Na₂S 雲の場合で ~ 500 ppm と比較的大きくなる。このように、雲の吸収フィーチャーの大きさは雲を上層に巻き上げる渦拡散が強い時により顕著になる。したがって、雲の吸収フィーチャーを検出できた場合、系外惑星における大気循環といった大局的な性質についても迫ることができる可能性がある。今後は、どの程度の観測時間でこれらの吸収フィーチャーを検出可能であるか検証する必要がある。



図 7.16 HD 209458b における 10 回の トランジットを足し合わせた模擬観測スペクトルと個々の分子における理論スペクトルの相互相関図。C₂H₂ についてはスペクトルがほとんど見えなかったため省略した。

方法と実現可能性 3: 最近傍の地球型惑星の大気組成の検出

2016年に太陽系から最も近傍の恒星系である Proxima Centauri 星の周りで、ハビタブルゾーンにあると 考えられる地球の 1.3 倍の質量を持つ地球型惑星候補が発見された (Anglada-Escudé et al. 2016)。(先行観 測によれば、その惑星のトランジットは観測されていない。) Proxima Centauri b の大気組成を検出する方法 として、Snellen et al. (2017) は、JWST の中分散分光によって、恒星と惑星の合計のスペクトルを観測し、 その中から惑星大気(具体的には CO₂)のフィーチャーを理論モデルとのフィットにより検出することを提 案した。5 日程度の積分時間で検出できる見積もりとなっている。ただし、この検討では主星のスペクトルは 既知としていた。実際には、低質量星のスペクトルはフィーチャーに富んでおり、中分散分光では主星スペク トルと惑星スペクトルのフィーチャーは分離することはできないため、惑星の大気分子の検出は難しいと考え られる。

一方、SPICA の高分散分光では、(軌道傾斜角が十分大きい場合は)公転による惑星の視線速度の変動で惑 星スペクトルの主星スペクトルに対して相対的に移動するため、惑星由来のフィーチャーを切り分けることが 原理的には可能である。具体的には、惑星がさまざまな公転位相にあるときに主星と惑星の合計のスペクトル を観測した上で、その平均のスペクトルを主星のスペクトルとみなし、各公転位相におけるスペクトルとの差 分を惑星光由来として取り出すことが考えられる。しかし、温暖な惑星の中間赤外領域のスペクトル中の大気 分子のライン幅は波長分解能に比べて十分大きいため、上記の「平均のスペクトル」の中に惑星光の一部も混 入する。これを考慮して、観測と同様の処理をした理論モデル(つまり、異なる公転位相のスペクトルを計算 し、平均を求め、その差分を新たに理論モデルとしたもの)で観測データをフィットし、惑星大気由来を検出 することを考えた。



図 7.17 左上: ウォームネプチューンの温度構造。緑線と橙色線はそれぞれ KCl 雲と Na₂S 雲の凝縮温度 を示している。右上: KCl 雲と Na₂S 雲の Extinction opacity(単位質量あたりの減光断面積)。粒子半径 0.1 μ m の完全球を仮定。左下: 仮定した雲の鉛直質量分布。雲粒半径 0.1 μ m を仮定。実線と点線はそれ ぞれ渦拡散係数 $K_z = 10^9$ 、 10^7 cm² s⁻¹ における雲鉛直構造を示している。右下: Warm Neptune の 大気透過光スペクトル。波長分解能は R = 50 まで落としている。また、赤色領域は SPICA/SAFARI の 観測波長域を図示している。灰色線は雲なし大気におけるスペクトル、緑線と橙色線はそれぞれ KCl 雲と Na_sS 雲が存在する場合のスペクトルを示しており、波長 40 μ m 付近に雲の吸収フィーチャーが現れてい ることが分かる。これらの計算では、大気重元素量が太陽組成の 80 倍であることを仮定している。

以上を踏まえて、以下のような手順で模擬データを作り、Proxima Centauri b の大気分子のフィーチャーの SMI/HR による検出可能性を検討した。

まず、惑星のスペクトルについては、地球の大気構造("US standard"と呼ばれるもの)で雲がない場合を仮 定したものと、簡単のため成層圏を 150 K で一定にして CO₂ のみ考慮したモデルを用意し、波長 13-17.5 μm の熱輻射スペクトル(波長分解能 30000)を計算した(図 7.18 と図 7.19 の左上)。地球大気の熱輻射のスペク トルでは、SMI/HR の波長付近では、CO₂、H₂O, O₃ の吸収フィーチャーが見られる。この惑星スペクトル を、惑星の公転による視線速度を Proxima Centauri のスペクトル (Meadows et al. 2018) を足し合わせた。 ただし、惑星の真の軌道傾斜角を 60 度とし、観測は公転位相角 90 度から指定の積分時間継続的に観測した と仮定した。ノイズは、主星光と黄道光、そしてリードノイズを考慮した。黄道光の明るさは波長に無依存と して 15 MJy/Sr で固定し、その波長での空間分解能に含まれる黄道光のフォトンノイズが各波長のデータに おけるノイズ成分へ寄与すると考えた。また、本評価においては、光子統計がポアソン統計からのずれを表す ボーズ因子を考慮してノイズを計算した。

模擬データの解析として、まず、各公転位相における模擬スペクトルの平均をとった。(上述のように、この「平均のスペクトル」はほとんど主星スペクトルであるが、惑星スペクトルも一部混入している。)そして、 各公転位相の模擬スペクトルから平均のスペクトルを差し引き、差分を求めた。この模擬データを、コントラ ストと軌道傾斜角をパラメータとする理論モデルでフィットした。このときの理論モデルも、仮定した軌道傾 斜角に対応した視線速度で各公転位相における惑星スペクトルを求め、平均からの差分をとったものである (図 7.18 と図 7.19 の左下; 分子のフィーチャーの深さが小さくなっていることに注意)。今回は、簡単のため、 模擬観測データの作成に使用した理論モデルをそのまま解析に使い、最も理想的な場合でパラメータがどれだ け制限できるかを検討した。

得られたコントラストと軌道傾斜角の制限を、図 7.18 と図 7.19 の右に示す。このような解析の場合、軌道 傾斜角とコントラストの縮退が大きいことが分かる。見ようとする惑星のシグナルが元々小さいこともあり、 10-20 日程度の積分で初めて惑星の存在が示唆されることが分かった。十分な精度で検出するためには、かな りの積分時間が要求される。



図 7.18 Proxima Centauri 星を周回する地球型惑星候補の波長 13-17.5 μ m の高分散の理論スペクトル モデル (左上) と、各公転位相の理論モデルから公転位相に関する理論モデルの平均を差分した結果 (左下) である。右図はその模擬観測データと理論モデルの、軌道傾斜角とコントラスト空間の事後確率分布であ る。実線、破線、点線は 1 σ 、2 σ 、3 σ で制限される領域をそれぞれ表す。右図のグラフにおける星マーク は、本評価において使用した惑星のパラメータである。軌道傾斜角は 60 度とした。

期待される成果

SPICA ならではの中間赤外領域での高分散分光観測は、系外惑星大気の解明、さらには惑星の形成・進化 過程の解明を大きく前進させることが可能である。地上から可能な可視・近赤外線領域での高分散分光観測に より検出が報告されている H₂O や HCN に加え、NH₃ や CO₂、C₂H₂ といった、中間赤外線領域に大きな吸



図 7.19 Proxima Centauri 星を周回する地球型惑星候補の波長 13-17.5 μ m の高分散の理論スペクトル モデル (左上) と、各公転位相の理論モデルから公転位相に関する理論モデルの平均を差分した結果 (左下) である。右図はその模擬観測データと理論モデルの、軌道傾斜角とコントラスト空間の事後確率分布であ る。実線、破線、点線は 1 σ 、2 σ 、3 σ で制限される領域をそれぞれ表す。右図のグラフにおける星マーク は、本評価において使用した惑星のパラメータである。軌道傾斜角は 60 度とした。

収特徴を持つ分子の検出が期待される。特に、C/O 比のトレーサーである CO₂ や HCN、C₂H₂ の検出は、 惑星形成過程の制約に非常に重要である。また、HCN や C₂H₂ などの非平衡分子の検出は、惑星大気の UV 環境や混合の強度に大きな示唆を与えることが出来る。加えて、これらの非平衡分子は有機エアロゾルの前駆 物質であることも示唆されており、系外惑星における有機物エアロゾル生成を駆動する大気化学に迫ることも 可能である。さらに、近年の系外惑星大気観測の妨げとなっている雲の組成の解明にも、SPICA は大きく寄 与すると期待される。特に SPICA では、比較的低温度の惑星に存在すると考えられている KCl や Na₂S な どの、JWST の観測波長外に吸収の特徴をもつ鉱物雲についても、同定することが出来る。

これらのフィーチャーは、トランジット惑星の透過光分光によって調べることができる。それだけでなく、 トランジットしていない天体についても、惑星光スペクトルのドップラーシフトを用いて恒星と惑星の合計の 光の中から惑星の光を検出するという方法でも調べることができる。後者を利用すれば、太陽系のもっとも近 傍にある地球サイズの惑星 Proxima Centauri b(トランジットしていない)の観測も狙うことができるが、 検出にはかなりの積分時間が要求される。

7.7 系外惑星:ガス惑星の視線速度

概要

SPICA の高分散分光を用いると、近傍の温暖な木星型ガス惑星の大気を検出することが可能である。この際、大気分子の検出とともに、そのラインの波長方向のシフトから、惑星の軌道傾斜角(そして真の質量)や、 大きな衛星・連惑星の検出が可能になる。

背景と目的

一般に惑星光の高分散分光においては、大気組成を同定する際、惑星自身の視線速度によるドップラーシフトも、同時に推定することになる。惑星の視線速度が分かると、(恒星光の)視線速度観測と組み合わせることによって、惑星の軌道傾斜角と真の質量が求まることになる (e.g., Snellen et al. 2010)。これまでの系外



図 7.20 ウォームジュピター (平衡温度 ~ 500 K)の大気モデルの例。

惑星の高分散分光観測は、地上望遠鏡で可視 ~ 近赤外領域においてのみ可能であり、この波長帯で主星と惑 星のコントラストが小さくなる高温の惑星のみがターゲットであった (e.g., Snellen et al. 2010; Brogi et al. 2012; Snellen et al. 2014; Bryan et al. 2018)。しかし、SPICA によって宇宙から中間赤外領域で高分散分光 が可能になれば、その波長帯でコントラストが改善する、比較的低温("温暖な"; ~ 300 – 500 K 程度)な惑 星の惑星光も検出できるようになる。これらの温暖(比較的低温)な惑星は、主星から 0.2–1 au 程度離れた ところにあり、視線速度は(太陽型星の周りで)30–50 km s⁻¹ 程度である。これを検出するには、波長分解 能 10000 以上が原理的に必要であり、JWST などで可能になる中分散分光にはない SPICA ならではのサイ エンスとなる。

また、このような主星から離れた惑星の周りでは、ホットジュピターのような主星近傍の惑星に比べて、衛 星が安定的に存在できる軌道上の領域が広いため、視線速度の公転運動からの微小なずれから衛星、あるいは 理論的に予想されている連惑星 (Ochiai et al. 2014)の探査が期待される。

方法と実現可能性

太陽型星周りの、温暖な木星型惑星大気スペクトルの中の吸収線の検出可能性について検討した。

まず、以下のように理論スペクトルを作成した。惑星大気の鉛直温度構造は、質量と半径を木星と同じ、金属量を太陽と同じとして、Parmentier & Guillot (2014) による温度構造 (平衡温度は 500 K あるいは 300 K) を仮定した (図 7.20 の上段左)。分子混合率の鉛直構造については、平衡温度が 500 K の場合の温度構造を 仮定し、Kawashima & Ikoma (2019) に基づいて、熱化学反応と渦拡散 ($K_{zz} = 10^7 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$)を考慮して求 めた(図 7.20 の上段右)。平衡温度が 300 K の場合でも同じ分子混合率を仮定した。これらの温度や分子混 合率の鉛直構造に基づいて、熱輻射スペクトルを計算した。ただし、簡単のため、惑星大気の構造は水平方向 には一様だとした。また、惑星の自転周期は木星と同等の 10 時間を仮定して、自転によるラインの広がりを 考慮した。図 7.20 の中段に、平衡温度が 500 K の場合の理論スペクトルを示す。SPICA/SMI の観測波長帯 (12–18 μ m) では、上記の GJ 1214b の場合(図 7.14)と同様、H₂O の吸収線が顕著で、波長 <16.5 μ m で は NH₃ も卓越することが分かった。

次に、この理論スペクトルに基づいて、BT-Settl model (Allard et al. 2013)に基づく太陽型星の恒星スペ クトルと SMI ファクトシートに基づく黄道光を背景光として考慮し、有効温度 500 K と 300 K の木星型惑 星の模擬観測を行った。

この模擬観測データの解析の手始めとして、模擬観測データと惑星の理論モデルの相互相関を用いて、NH₃ や H₂O の分子が検出に必要な時間を見積もった。ターゲットまでの距離は、10 pc を仮定した。模擬観測 データと、 NH₃ と H₂O を両方入れた理論モデル(黒線)、H₂O のみ考慮した理論モデル(青線)、NH₃ のみ 考慮した理論モデル(赤線)との間でそれぞれ相互相関を取った結果を、図 7.21 に示す。NH₃ と H₂O を両 方入れたモデル(模擬観測に使ったモデルと同じもの)との相互相関がもっとも短い積分時間で有意なピーク を生じ、必要な積分時間は、有効温度 500K と 300K の場合では、それぞれ、1.8 時間と 90 時間程度である。 また、NH₃ のみや H₂O の検出については、平衡温度 500 K の場合は 9 時間程度で、300 K の場合は 180 時 間程度で、それぞれ有意なピークとなる。

これを踏まえて、以下では、「H₂O と NH₃ を両方含むモデル」を基準として、視線速度の決定精度を詳しく 調べた(つまり、これはベストケースシナリオである)。具体的な手順は、以下である。まず、(「H₂O と NH₃ を両方含むモデル」で)自転によるラインのを考慮しないスペクトルを作成した(これを以下では「スペクト ルテンプレート」と呼ぶ)。次に、スペクトルテンプレートといくつかの自転周期の場合での観測ノイズのな い惑星の理論スペクトルとの間で、波長方向にずらしながら相互相関を計算した(以下「相互相関テンプレー ト」と呼ぶ)。これにより、ノイズのない場合の相互相関の形が求められる。その後、今度は観測ノイズを入 れた模擬観測スペクトルに対して、「スペクトルテンプレート」との間で、波長方向にずらしながら相互相関 を計算した。ここで求めた相互相関の形を、「相互相関テンプレート」でフィットし、そのピーク位置から視 線速度を見積もった。そして、模擬観測スペクトルの相互相関の誤差(ピーク外における標準偏差)に基づい て、ピーク位置の誤差を見積もった。

図 7.22 に、そのシミュレーション結果を示す。1 σ で制限できる視線速度の幅は、太陽型星の周りで 0.25 au にある惑星(平衡温度 500 K)と 0.7 AU にある惑星(平衡温度 300K 程度)に対して、それぞれ、1.1 km s⁻¹ と 2.5 km s⁻¹ である。これらの公転速度の振幅は、軌道傾斜角が 90 度のとき、 \pm 30–60 km s⁻¹ 程度で あるため、軌道傾斜角(そして真の質量)はよく決まることが分かる。

衛星による惑星の視線速度は、たとえば木星の周りのイオの軌道に地球サイズのものあるいは海王星サイズのものが回っていた場合、それらによる木星の視線速度の変動の振幅はそれぞれ 50 m s⁻¹、900 m s⁻¹ 程度である。また、Ochiai et al. (2014) で予言されているような連惑星の場合、17 km s⁻¹ 程度になる。したがって、1 AU 程度以内の惑星であれば、連惑星の検出が可能であり、現実的な観測時間で海王星サイズの惑星検出の可能性がある。

期待される成果

SPICA/SMI による中間赤外領域の高分散分光は、これまでの検出器では難しかった、比較的低温の木星型 惑星の力学的キャラクタリゼーションが可能になる。主星+惑星の光を同時に観測し波長方向に分離するた め、惑星がトランジットしている必要や空間的に分解する必要はなく、大部分の惑星系に適用可能である。10



図 7.21 太陽型星周りの有効温度 500 K (上段) と 300 K (下段)の木星型惑星大気の推定。惑星系まで の距離は 10 pc、自転周期は 10 時間に固定した。惑星の軌道長半径は有効温度 500 K の場合に 0.25 AU、 有効温度 300 K の場合に 0.7 AU にそれぞれ設定した。水蒸気とアンモニアの両者を含む大気モデルが最 も良く推定できている。

パーセク程度以内の太陽型星周りでは、500 K 程度の「暖かい」惑星の場合、10 時間程度の積分で大気組成 が検出でき、視線速度の決定精度は数 km s⁻¹ 以下と見積もられた。軌道傾斜角の決定はもちろん、重い衛星 や連惑星の検出も視野に入ってくる。

7.8 系外惑星:解体惑星のダストテイル

概要

系外惑星のバルク組成を明らかにすることは、惑星の形成環境や進化史の解明につながる。SPICA SMI と JWST MIRI を組み合わせた赤外分光観測により、岩石惑星を構成するような様々な鉱物の識別が可能とな る。解体 (蒸発) する系外惑星のダストテイルに対して、これらの装置で透過光分光を行うことで、テイルの組 成の制約が可能になり、テイルを生成する解体惑星の岩石コアの組成に、直接迫ることができると期待される。 背景と目的

惑星のバルク組成は形成環境・進化史を反映しており、これを明らかにすることは惑星形成論を検証するう えで重要である。また、系外固体惑星のバルク組成・内部構造が、地球と類似しているかという問いに答える ことは、生命生存可能性の議論の進展にもつながる。

現在までの系外惑星の観測では、惑星の平均密度や大気組成から、間接的に内部組成の推定を行なってき た。惑星の平均密度は、観測により得られた惑星の半径・質量から求められるが、異なる組成で同じ惑星半 径・質量が説明できる(縮退がおこる)ことが知られている (e.g. Seager et al. 2007)。縮退がおこらない場 合についても、組成の違いが生み出す半径・質量の違いは微小であり、現在の観測精度での厳密な識別は困難 である。惑星の大気組成に関しては透過光分光観測により調べられている。しかし、ホットジュピターやスー



図 7.22 太陽型星周りの有効温度 500K と 300K の木星型惑星の視線速度の決定精度。主星と惑星のパラ メータは、図 7.21 での設定と同じである。積分時間が長くなるにつれて、その決定精度は改善されている。

パーアース等と比較して、惑星のサイズが小さく、岩石の脱ガス由来の平均分子量が大きい大気をもつような 岩石惑星においては、惑星大気由来のシグナルはオーダーで小さくなる。仮に大気組成が決定できたとして も、大気組成とバルク組成を結びつけるうえでは理論モデルを経由する必要があり、不定性が多く残る。

一方、近年 Kepler 宇宙望遠鏡により、「解体惑星」と呼ばれる、超短周期の軌道にあり固体部分が蒸発中と みられる惑星が M-K 主系列星周りに 3 天体発見された (e.g. Rappaport et al. 2012)。いずれも軌道周期は 10-20 時間 (軌道長半径は星半径の数倍程度) で、惑星の平衡温度は ~ 2000 K と高温である。従って、これら の惑星は XUV を含む強い中心星放射により、岩石コアが蒸発していると推定されている。岩石蒸気は流体力 学的散逸 (Parker-type wind) を通じて惑星から流出し、宇宙空間で断熱膨張に伴い冷却され、ダストとして 再凝縮したものが彗星状のテイルを形成していると考えられている。その後、ダストは再びその軌道における 平衡温度に達し、短いタイムスケールで蒸発して消失すると考えられている。トランジット深さの観測値より 見積もられた、解体惑星候補の KIC 1255b と K2-22b の質量損失率は 0.1-1 M_⊕ Gyr⁻¹ である (Rappaport et al. 2012; Sanchis-Ojeda et al. 2015)。K2-22b の岩石コア質量については、月の約 2 倍 (0.02 M_⊕) 以下 だと予測され、数 10-100 Myr のうちに完全に蒸発してしまうと見積もられている (Perez-Becker & Chiang 2013)。

解体惑星の光度曲線は非対称な形をしており、トランジット後半に尾を引く減光が観測されていることが 特徴である。また、トランジット深さは時間変動しており、最大で 1.4% (KIC 12557548b), 1.3% (K2-22b), 0.053% (KOI 2700b)をとる。特に前二つの系について、岩石コアのサイズから予想されるトランジット深さ よりも、オーダーで大きい値となっている。このため、テイルは岩石コア本体よりも空間的に大きく広がって いて、主にテイル由来の減光が見えているのだと考えられる。

以上より、透過光分光観測からダストテイルの組成を推定できれば、解体惑星の岩石コアの組成に直接迫る ことができる可能性がある (e.g. Bodman et al. 2018)。特に、JWST と SPICA がカバーする近赤外ー中間赤 外波長域には、岩石惑星を構成する元素を含む様々な鉱物の吸収ピークが存在している。本セクションでは、 JWST や SPICA を用いた将来の透過光分光観測によって、解体惑星のダストテイル組成を推定できるかど うかを検討した。

方法と実現可能性 1: JWST と SPICA 波長域における各鉱物のスペクトル

岩石惑星を構成する主要元素は Fe, Si, Mg である。惑星から蒸発した岩石蒸気が、再凝縮してダストを生
成していると仮定すると、ダストの組成は岩石蒸気中の Fe, Si, Mg 比に依存して決定する。地球における、地 殻、マントル、コア中の Fe, Si, Mg 比に基づくと、地殻が主に蒸発すると SiO₂ が、マントルが主に蒸発する と Mg₂SiO₄, MgSiO₃, Fe₂SiO₄, FeO が、コアが主に蒸発すると Fe のダストが生成すると考えられる。Fe, Si, Mg 以外の元素として、地球の地殻は Al, Ca (海洋地殻), Na に富むため、これらを含む Al₂O₃, CaTiO₃, NaCl を成分とするテイルについても計算を行う。炭素/酸素 (C/O) 比が ~ 1 以上の惑星は炭素惑星と呼ばれ る (Kuchner & Seager 2005)。このタイプの惑星から蒸発したガスからは、SiC や TiC、グラファイト (C) からなる鉱物粒子がテイルを形成すると考えられる (e.g., Woitke et al. 2018)。系外固体惑星の C/O 比は明 らかでないため、このような惑星も考慮する。以上、生成されるダストテイルの組成の候補についてのイメー ジを図 7.23 にまとめた。

上述の 12 種類の鉱物に対して、Mie 理論に基づいてダストの減光断面積を計算した。その際、各鉱物の複 素屈折率のデータは、Kitzmann & Heng (2018) の Table1 中に集められた文献のデータを用いた。ダスト粒 子のサイズは、可視光域における前方散乱やトランジット深さの波長依存性から、0.1–1 μ m と見積もられて いるため (Rappaport et al. 2014; Sanchis-Ojeda et al. 2015), ここでは 1 μ m の球形のダスト粒子を仮定し ている。これを用いて、解体惑星 K2-22b の光度曲線を再現するようにテイルの空間構造を決定したうえで、 各波長におけるダストテイルの光度曲線を求め、透過光観測を行った際の理論スペクトルを計算した。鉱物 の吸収フィーチャーは波長方向にブロードであるため、JWST と SPICA の低分散分光を用いて吸収フィー チャーを拾うことが可能である。ここでは、JWST MIRI/LRS (5–12 μ m, R = 100) と SPICA SMI/LR (17–36 μ m, R = 50-150) による観測を想定する。

各望遠鏡の波長域のピークの有無に従い、スペクトルは4グループに分けられる。それぞれのグループごと に分類したスペクトルを、図 7.24 に示す。各波長域のピークの有無を観測することにより、そのようなスペ クトルを示す鉱物が、対応するグループに属する鉱物のいずれかであることがわかる (表 7.1 a-d)。

以下、図 7.24 の左列をもとに、各鉱物のスペクトルが示す吸収の特徴を述べる。グループ (a) は、SiO₂ は JWST 波長域の 8.8 μ m に深いピークを、Fe₂SiO₄ は 10.5 μ m 付近に深いピークをもつ。また、Mg₂SiO₄, MgSiO₃ は、10 μ m 付近にピークを示す。さらに、これら 4 種類の鉱物は、SPICA の中間赤外波長域でふる まいが大きく異なる。SiO₂ は 22 μ m 付近にピークを持つ一方で、Fe₂SiO₄ は 25–30 μ m 間にも複数のピー クを持つ。Mg₂SiO₄ MgSiO₃ は両方とも 17 μ m 付近にピークを持っている。(b) では、JWST 波長域におい て、SiC が 10.8 μ m のピークを、Al₂O₃ が 12 μ m のピークを持つ。(c) では、JWST の波長域のみでは区別 できない FeO と CaTiO₃ が、SPICA 波長域で 20 μ m、21.1 μ m と異なるピークを示す。(d) のグループに 含まれる NaCl は、50 μ m 付近にピークを持っているため、これに向けて 30 μ m 付近より右肩上がりのスペ クトルを示す。

ノイズを下げてピーク検出の可能性を高めるため、波長分解能を落とした場合のスペクトルについても考 えておく。図 7.24 の右側に、例として、分解能領域ごとに R = 10 でプロットしたスペクトルを示し、どの 程度鉱物が識別できるかを見る。R > 10 であれば、FeO と CaTiO₃ のピークは波長方向に分解できる一方 で、10.5 μ m の Fe₂SiO₄ のピークは識別できなくなる。そこで、Fe₂SiO₄ については SPICA 波長域における 25–30 μ m 間に位置するユニークなピークが R=10 でも見えることを利用して識別する。また、 Mg₂SiO₄, MgSiO₃ は 17 μ m 付近のピークがとれなくなるため、JWST 波長域の方のピークを組成の制約に利用すれば よい。Al₂O₃ と SiC については、JWST 域の 7–12 μ m にかけてスペクトルが右肩上がりになる傾向を検出 できれば、グループ (d) からの区別が可能になるかもしれない。

方法と実現可能性 2: 鉱物の制約可能性

ノイズに対する、鉱物のフィーチャーの優位性を定量的に評価するため、F/N (feature-to-noise ratio) とい う量を導入し、ダストの組成が制約可能な観測条件を評価する。F は、フィーチャーの相対的な高さ (フィー チャー内の極大値-フィーチャー外の極小値)、N は観測ノイズ (極大値、極小値それぞれの波長におけるノイズの二乗和の平方根) である。今回は R = 10 の場合について、図 7.24 をもとに F/N を計算した。なお、複数のピークを持つ Fe₂SiO₄ に関しては、25–30 μ m のピークについて F/N を計算した。図 7.25 に、F/N 等高線を、可視光におけるトランジット深さ δ_{vis} と系までの距離 d の関数として示す。なお、トランジット深さの変化は、テイルの物理的なサイズを変化させることで生じるものとしている。このとき、トランジット期間は変化しないため、K2-22b の 1 回のトランジット時間 (~0.8 hr) 観測を行なったと仮定し、F/N を計算する。

R = 10の波長分解能で、JWST 波長域にピークが見える鉱物は、SiO₂, Mg₂SiO₄, MgSiO₃ であり、SPICA と比較して F/N の値が大きくなる。この5 鉱物の中で、SiO₂ はディープなピークを持つので一番見えやすい。 JWST のノイズは ~ 10 µm をこえると大きくなるため、SiO₂, MgSiO₃, Mg₂SiO₄ の順に検出が厳しくなっ ていく。200 pc において、F/N > 3 での検出が可能となる条件は、 $\delta_{vis} \gtrsim 0.25\%$ (SiO₂)— 1% (Mg₂SiO₄) である。JWST と比べると F/N は低いが、SPICA 波長域を使うことで、SiO₂, Fe₂SiO₄, FeO, CaTiO3 な どの鉱物が識別できるようになる。これらの鉱物ではピークの高さがほぼ同じであるため、ほぼ同じような F/N 等高線の分布を示す。例えば、50 pc であれば $\delta_{vis} \gtrsim 0.5\%$, 100 pc で $\delta_{vis} \gtrsim 2\%$, 200 pc で $\delta_{vis} \gtrsim 8\%$ を満たせば、F/N > 3 での検出が可能である。

なお、系が黄道面に存在する場合のノイズは、図 7.25 の約 2 倍になる (Sakon et al. 2016)。最近傍の解 体惑星 K2-22b は黄道面に存在しており、d = 225 pc, $\delta_{vis} = 0.55$ % であるため (Sanchis-Ojeda et al. 2015)、JWST で検出できる鉱物について、SiO₂ に関しては F/N> 3 でのピークの検出が可能である。また、 Mg₂SiO₄, MgSiO₃ に関しても複数回のトランジットを観測することで、F/N> 3 での検出が可能になること が期待される。ただし、SPICA での鉱物のピーク検出に関しては、困難である。一方で最近検出された地球 から 129 pc に位置する解体惑星候補は黄道面に存在し、 $\delta_{vis} = 2 - 8$ % をとる。したがって、SPICA 波長 域にフィーチャーをもつ鉱物に関する観測条件も満たしており、ダスト組成の制約が可能であることが期待さ れる。

期待される成果

SPICA SMI が観測する中間赤外波長域には、岩石惑星を構成するような鉱物の吸収線が多く存在している ため、この波長域での分光観測はダストテイルの組成制約にむけて有用である。特に、JWST の波長域では フィーチャーを示さない一方で、SPICA 波長帯でのみフィーチャーを示すような、FeO や CaTiO₃ を識別で きる可能性がある。また、SPICA 波長帯でユニークなフィーチャーを示す Fe₂SiO₄ の識別も可能になるだろ う。したがって、SPICA の観測を、JWST の観測と組み合わせることで、制約できる鉱物の種類が格段に増 えることが期待される。

観測可能性についても、100–200 pc 以下の近傍に位置し、可視光でのトランジット深さが 0. 数–数 % の解 体惑星であれば、本研究で提案するダスト組成制約法の最適なターゲットになりうる。現在トランジット法 による惑星検出が行われている宇宙望遠鏡 TESS では、発見される約 70% の系外惑星が 200 pc 以下に存在 すると予測されている (Barclay et al. 2018)。これに加え、2026 年打ち上げ予定の宇宙望遠鏡 PLATO によ り、本手法のターゲットとなりうる、近傍の解体惑星候補の発見が期待される。解体惑星はトランジット周期 が数時間程度と非常に短いため、限られた時間で複数回トランジット観測を行うことができる。これにより、 ノイズをファクター程度下げることができる。図 7.25 は 1 回のトランジット観測を想定して観測可能性を評 価したものだが、例えば、10 回観測を行えば F/N は $\sqrt{10} \sim 3$ ほどよくなるだろう。また、解体惑星のトラ ンジット深さは時間変動することが観測されているため (K2-22b では 0–1.3% 間を変動)、トランジット深さ が最大になるようなタイミングで観測を行えば大きなフィーチャーを得られる可能性がある。以上より、F/N の値がファクターで改善し、図 7.25 で示したダスト組成の制約可能領域は、 $\delta_{vis} - d$ 平面上で拡大する可能性 がある。



図 7.23 地球型惑星 (左) と炭素惑星 (右) から生成されるダストテイルの組成の候補。それぞれ上から下 に向かって解体 (蒸発) が進んでいく様子を示しており、地殻が蒸発している場合 (上)、マントルが蒸発し ている場合 (中)、コアが蒸発している場合 (下) に生成される鉱物を記してある。

ダストテイルの組成が、岩石コアの組成と関連づいているのならば、このような観測は、系外惑星のバル ク組成を直接観測することができる、現段階で唯一の方法となる。惑星のバルク組成は、形成環境・進化史 を反映していると考えられているため、これを明らかにすることで惑星形成論の検証に貢献する。例えば、 惑星のバルク組成は形成環境の C/O 比に応じて変化する。C/O 2 1 の環境で形成される地球質量の炭素惑 星は、SiC や TiC からなるマントル・グラファイト (C) からなる地殻を持つと考えられている (Kuchner & Seager 2005; Bond et al. 2010)。C/O 2 1 の環境は、例えば炭素に富んだ星周りの原始惑星系円盤や、炭素 を多量に含む粒子が局所的に濃集されることで実現しうる (Kuchner & Seager 2005)。解体惑星が炭素惑星 であった場合には前述のように SiC や TiC, C からなる鉱物粒子がテイルを形成すると考えられるため、これ らの鉱物を検出した場合に、惑星の形成された環境が C/O 2 1 であった可能性が示唆される。なお、地球や 炭素質コンドライトは、太陽や星間分子雲に比べて、炭素が桁で枯渇していることが知られる (Pontoppidan et al. 2014)。これは、惑星形成前段階に高温な円盤内側領域で炭素が除去されたためだと考えられている (Lee et al. 2010)。したがって解体惑星が炭素惑星であることが観測から制約されれば、太陽系外の惑星形成 過程における炭素除去プロセスを理解するうえで貴重なサンプルにもなるだろう。

さらに、得られたダストテイルの組成より、岩石蒸気の由来が地殻、マントル、コアのいずれに由来するも のであるか制約できる可能性がある (図 7.23 参照)。もし惑星が表層から順に蒸発していくのならば、これを もとに、惑星が解体 (蒸発) を経験している期間や、蒸発が起こる程の中心星近傍の軌道に移動してきたタイ ミングについて、議論できるかもしれない。

| グループ | JWST 波長域のピーク | SPICA 波長域のピーク | ダスト組成 |
|------|--------------|---------------|---|
| (a) | 有り | 有り | SiO_2 , Fe_2SiO_4 , Mg_2SiO_4 , $MgSiO_3$ |
| (b) | 有り | 無し | Al_2O_3 , SiC |
| (c) | 無し | 有り | FeO, $CaTiO_3$ |
| (d) | 無し | 無し | Fe, C, TiC, NaCl |

表 7.1 ピークの有無に応じた鉱物のグルーピング



図 7.24 各鉱物の透過光スペクトル。JWST MIRI/LR と SPICA SMI/LRS が観測する波長域を、水色 (5–12 μ m)、オレンジ色 (17–36 μ m) でそれぞれ表す。 左列パネル a-d は、波長分解能 R $\rightarrow \infty$ の理論 透過光スペクトル。右列パネル a'-d' は、R = 10 の波長間隔でスペクトルをプロットしたもので、図中 の 2 つのエラーバーは、地球から 100 pc の距離に位置する解体惑星について、トランジット 1 回の観測 (~ 0.8 hr) を行なった際の JWST 波長域における 1 σ ノイズ (左), SPICA 波長域における 1 σ ノイズ (右) を、参考に示している。図 a-d は、表 7.1 のグループ (a)-(d) に対応している。



図 7.25 1回の transit 観測を行った場合の、各鉱物の Feature-to-Noise ratio (F/N)。 縦軸は可視光で のトランジット深さ δ_{vis} , 横軸は系までの距離 dを表す。上3つのパネルは JWST での観測、下4つのパネルは SPICA の観測に関して、それぞれの観測波長帯に存在する鉱物ピークの F/N を示している。

参考文献

Allard, F., Homeier, D., Freytag, B., Schaffenberger, , W., & Rajpurohit, A. S. 2013, Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi, 24, 128Altwegg, K., et al. 2015, Science, 347, 1261952

- —. 2016, Science Advances, 2, e1600285
- Anglada-Escudé, G., et al. 2016, Nature, 536, 437
- Barclay, T., Pepper, J., & Quintana, E. V. 2018, ApJS, 239, 2
- Birkby, J. L., de Kok, R. J., Brogi, M., de Mooij, E. J. W., Schwarz, H., Albrecht, S., & Snellen, I. A. G. 2013, MNRAS, 436, L35
- Bodman, E. H. L., Wright, J. T., Desch, S. J., & Lisse, C. M. 2018, AJ, 156, 173
- Bond, J. C., O'Brien, D. P., & Lauretta, D. S. 2010, ApJ, 715, 1050
- Bradley, J. P., Brownlee, D. E., & Veblen, D. R. 1983, Nature, 301, 473
- Brogi, M., Snellen, I. A. G., de Kok, R. J., Albrecht, S., Birkby, J., & de Mooij, E. J. W. 2012, Nature, 486, 502
- Brown, M. E. 2016, The Astronomical Journal, 152, 159
- Bryan, M. L., Benneke, B., Knutson, H. A., Batygin, K., & Bowler, B. P. 2018, Nature Astronomy, 2, 138
- Cavalié, T., et al. 2013, A&A, 553, A21
- Conrath, B. J., & Gautier, D. 2000, Icarus, 144, 124
- Conrath, B. J., Gierasch, P. J., & Ustinov, E. A. 1998, Icarus, 135, 501
- Conrath, B. J., & Pirraglia, J. A. 1983, Icarus, 53, 286
- Coustenis, A., Jennings, D. E., Achterberg, R. K., Bampasidis, G., Nixon, C. A., Lavvas, P., Cottini, V., & Flasar, F. M. 2018, ApJ, 854, L30
- Coustenis, A., et al. 2007, Icarus, 189, 35
- —. 2010, Icarus, 207, 461
- —. 2013, ApJ, 779, 177
- —. 2016, Icarus, 270, 409
- Crossfield, I. J. M., & Kreidberg, L. 2017, AJ, 154, 261
- Crovisier, J., Leech, K., Bockelee-Morvan, D., Brooke, T. Y., Hanner, M. S., Altieri, B., Keller, H. U., & Lellouch, E. 1997, Science, 275, 1904
- Davies, J. K., Roush, T. L., Cruikshank, D. P., Bartholomew, M. J., Geballe, T. R., Owen, T., & de Bergh, C. 1997, Icarus, 127, 238
- Dello Russo, N., Kawakita, H., Vervack, R. J., & Weaver, H. A. 2016, Icarus, 278, 301
- DeMeo, F. E., & Carry, B. 2014, Nature, 505, 629
- Dobrijevic, M., & Loison, J. C. 2018, Icarus, 307, 371
- Emery, J. P., Burr, D. M., & Cruikshank, D. P. 2011, AJ, 141, 25
- Emery, J. P., Cruikshank, D. P., & Van Cleve, J. 2006, Icarus, 182, 496
- Feuchtgruber, H., et al. 2013, A&A, 551, A126
- Fletcher, L. N., Irwin, P. G. J., Achterberg, R. K., Orton, G. S., & Flasar, F. M. 2016, Icarus, 264, 137
- Gail, H. P. 2004, A&A, 413, 571
- Genda, H. 2016, Geochemical J., 50, 27
- Guillot, T. 2010, A&A, 520, A27
- Harker, D. E., Wooden, D. H., Woodward, C. E., & Lisse, C. M. 2002, ApJ, 580, 579
- Hartogh, P., et al. 2011, Nature, 478, 218
- Hiroi, T., Zolensky, M. E., & Pieters, C. M. 2001, Science, 293, 2234

- Iino, T., Sagawa, H., & Tsukagoshi, T. 2020, ApJ, 890, 95
- Kawakita, H., Watanabe, J.-i., Ootsubo, T., Nakamura, R., Fuse, T., Takato, N., Sasaki, S., & Sasaki, T. 2004, ApJ, 601, L191
- Kawashima, Y., & Ikoma, M. 2019, ApJ, 877, 109
- Kelsall, T., et al. 1998, ApJ, 508, 44
- Kitzmann, D., & Heng, K. 2018, ¥mnras, 475, 94
- Kobayashi, H., Hidaka, H., Lamberts, T., Hama, T., Kawakita, H., Kästner, J., & Watanabe, N. 2017, ApJ, 837, 155
- Kobayashi, H., et al. 2010, A&A, 509, A80
- Kondo, T., et al. 2016, AJ, 151, 71
- Kuchner, M. J., & Seager, S. 2005, arXiv e-prints, astro
- Lee, J.-E., Bergin, E. A., & Nomura, H. 2010, ¥apjl, 710, L21
- Lellouch, E., Bézard, B., Fouchet, T., Feuchtgruber, H., Encrenaz, T., & de Graauw, T. 2001, A&A, 370, 610
- Lellouch, E., et al. 1998, A&A, 339, L9
- —. 2002, Icarus, 159, 112
- Lindal, G. F. 1992, AJ, 103, 967
- Lindal, G. F., Lyons, J. R., Sweetnam, D. N., Eshleman, V. R., Hinson, D. P., & Tyler, G. L. 1987, J. Geophys. Res., 92, 14987
- Lindal, G. F., Sweetnam, D. N., & Eshleman, V. R. 1985, AJ, 90, 1136
- Lindal, G. F., et al. 1981, J. Geophys. Res., 86, 8721
- Marzari, F., & Scholl, H. 1998, Icarus, 131, 41
- Meadows, V. S., et al. 2018, Astrobiology, 18, 133
- Morbidelli, A., Levison, H. F., Tsiganis, K., & Gomes, R. 2005, Nature, 435, 462
- Mumma, M. J., & Charnley, S. B. 2011, ARA&A, 49, 471
- Mumma, M. J., DiSanti, M. A., Dello Russo, N., Magee-Sauer, K., Gibb, E., & Novak, R. 2003, Advances in Space Research, 31, 2563
- Öberg, K. I., Murray-Clay, R., & Bergin, E. A. 2011, ApJ, 743, L16
- Ochiai, H., Nagasawa, M., & Ida, S. 2014, ApJ, 790, 92
- Ootsubo, T., Kawakita, H., Shinnaka, Y., Watanabe, J.-i., & Honda, M. 2020, Icarus, 338, 113450
- Ootsubo, T., Watanabe, J.-i., Kawakita, H., Honda, M., & Furusho, R. 2007, Planet. Space Sci., 55, 1044
- Orton, G. S., et al. 2014, Icarus, 243, 494
- Parmentier, V., & Guillot, T. 2014, A&A, 562, A133
- Perez-Becker, D., & Chiang, E. 2013, MNRAS, 433, 2294
- Pontoppidan, K. M., Salyk, C., Bergin, E. A., Brittain, S., Marty, B., Mousis, O., & ¥"Oberg, K. I. 2014, in Protostars and Planets VI, ed. H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, & T. Henning, 363
- Prialnik, D., Benkhoff, J., & Podolak, M. 2004, Modeling the structure and activity of comet nuclei, ed. M. C. Festou, H. U. Keller, & H. A. Weaver, 359
- Protopapa, S., et al. 2014, Icarus, 238, 191

- Rappaport, S., Barclay, T., DeVore, J., Rowe, J., Sanchis-Ojeda, R., & Still, M. 2014, ApJ, 784, 40
- Rappaport, S., et al. 2012, ApJ, 752, 1
- Reach, W. T., Morris, P., Boulanger, F., & Okumura, K. 2003, Icarus, 164, 384
- Reach, W. T., Vaubaillon, J., Lisse, C. M., Holloway, M., & Rho, J. 2010, Icarus, 208, 276
- Rothman, L. S., et al. 2013, J. Quant. Spec. Radiat. Transf., 130, 4
- Sakon, I., Kaneda, H., Oyabu, S., Ishihara, D., Wada, T., & Fujishiro, N. 2016, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 9904, Sensitivity estimates for the SPICA Mid-Infrared Instrument (SMI), 99043V
- Sanchis-Ojeda, R., et al. 2015, ApJ, 812, 112
- Seager, S., Kuchner, M., Hier-Majumder, C. A., & Militzer, B. 2007, ApJ, 669, 1279
- Sekine, Y., Imanaka, H., Matsui, T., Khare, B. N., Bakes, E. L. O., McKay, C. P., & Sugita, S. 2008a, Icarus, 194, 186
- Sekine, Y., Lebonnois, S., Imanaka, H., Matsui, T., Bakes, E. L. O., McKay, C. P., Khare, B. N., & Sugita, S. 2008b, Icarus, 194, 201
- Shinnaka, Y., Ootsubo, T., Kawakita, H., Yamaguchi, M., Honda, M., & Watanabe, J.-i. 2018, AJ, 156, 242
- Smith, M. D. 1998, Icarus, 132, 176
- Snellen, I. A. G., Brandl, B. R., de Kok, R. J., Brogi, M., Birkby, J., & Schwarz, H. 2014, Nature, 509, 63
- Snellen, I. A. G., de Kok, R. J., de Mooij, E. J. W., & Albrecht, S. 2010, Nature, 465, 1049
- Snellen, I. A. G., et al. 2017, AJ, 154, 77
- Sunshine, J. M., et al. 2006, Science, 311, 1453
- Takahashi, A., Ootsubo, T., Matsuhara, H., Sakon, I., Usui, F., & Chihara, H. 2019, PASJ, 71, 110
- Takigawa, A., & Tachibana, S. 2012, ApJ, 750, 149
- Vernazza, P., et al. 2012, Icarus, 221, 1162
- Waite, J. H., Young, D. T., Cravens, T. E., Coates, A. J., Crary, F. J., Magee, B., & Westlake, J. 2007, Science, 316, 870
- Watanabe, J.-I., et al. 2009, PASJ, 61, 679
- Willacy, K., et al. 2015, Space Sci. Rev., 197, 151
- Woitke, P., Helling, C., Hunter, G. H., Millard, J. D., Turner, G. E., Worters, M., Blecic, J., & Stock, J. W. 2018, ¥aap, 614, A1
- Yang, B., Keane, J., Meech, K., Owen, T., & Wainscoat, R. 2014, ApJ, 784, L23
- Zhang, X., Nixon, C. A., Shia, R. L., West, R. A., Irwin, P. G. J., Yelle, R. V., Allen, M. A., & Yung, Y. L. 2013, Planet. Space Sci., 88, 3