

## 第5章 銀河系における星間物質と星形成

### 5.1 この分野の現状と未解決問題の概要

この章では銀河系内の星間物質と星形成過程に関して、LSTで目指すサイエンスについて説明する。この章の前半は主に分子雲と星形成過程について、まず太陽系近傍の標準的な星形成領域に関するテーマを様々なスケールにおいて論じ、更に銀河中心や銀河系外縁部などの異なる環境や、星団形成や分子雲衝突などの異なるモードでの星形成過程の研究についても検討する。後半では巨星や超新星爆発と星間物質の相互作用、そして星間空間における高エネルギー現象に関するテーマについて論じる。本章の内容の一部は第7章で扱う星間化学とも密接に関連しているため、そちらも参照されたい。

銀河の形成と進化、そして宇宙全体の進化を理解するためには、銀河内での物質の循環すなわち銀河系内の星間物質の性質や、分子雲の形成とその中で進行する星形成過程、そして巨星段階及び超新星爆発を理解する必要がある。これらの過程はより大きな銀河スケールの研究においては「素過程」である一方、より小さいスケールの個々の星形成から原始惑星系円盤、惑星形成の研究においては初期条件・境界条件を与えるものであり、大スケールと小スケールの研究を接続する重要な領域である。

これまで分子雲と星形成の研究は、感度と分解能の制限から太陽系近傍の星形成領域を中心として進められてきた。近年でこそ主にALMAによって大小マゼラン雲や銀河中心などの異なる環境の観測も可能になってきたが、分子雲の内部構造を分解できる高分解能の研究ははまだ太陽系近傍に限られており、我々の星形成の理解は「太陽系近傍の」「太陽程度の金属量を有する」「主に低質量星が形成される」環境を基準に構築されている。しかし、銀河系の内部には高密度かつ高金属量な銀河中心部から低密度かつ低金属量な外縁に向かって多様な星形成環境が存在する。また分子雲衝突や銀河衝突のような非常に強い圧縮によっても星形成活動は駆動される。特に高密度な星団の形成には、このような特殊な星形成環境が必要となる。初期宇宙から現在に至る多様な銀河の形成・進化を理解するには、このような多様な環境での星形成を詳細かつ系統的に観測し、星形成の環境依存性を解明することが不可欠である。そのためには高分解能・高感度での広域マッピングが必要であり、LSTによる観測が大きな威力を発揮する。

銀河スケールでは幅広い密度レンジに渡って星形成率と高密度ガスの密度の間にべき乗則の関係、いわゆるKennicutt-Schmidt則が経験的に知られている。この関係は高密度ガスが星形成に直接的に関与していること、一

方である程度大きなスケールで平均して見た時に星形成過程が自由落下時間あたり数%という効率の悪い（あるいはゆっくりと進行する）過程であることを示しているが、その起源は十分に明らかになっていない。また、このような関係が典型的な銀河環境以外の、例えば初期宇宙や銀河衝突のような異なる状況で成立するかも自明ではない。近年の観測により、高分解能で個々の星形成領域を観測すると小スケールでは若い星と高密度分子ガスの空間分布にはずれがあり、小スケールでは高密度ガスと星形成過程に単純な1:1関係は成立していないことが見えてつある (Kruijssen et al., 2019)。Kennicutt-Schmidt 則の起源を明らかにするには、銀河スケールの観測と個々の星形成領域の間を接続する必要があり、多数の領域を高分解能で観測する必要がある。このような、特に銀河系内の分子雲・星形成の研究には ALMA のような干渉計よりも大口径単一鏡による観測の方が適している。また、暖かい原子ガス (WNM) から冷たい原子ガス (CNM) を経て分子雲へと進化する過程を理解するにはそれぞれの領域で異なる多数の分子・原子の放射を分光観測する必要があり、LST の広帯域と高い分解能はこれまでにない効率的かつ詳細な観測を可能にするであろう。

Herschel 宇宙望遠鏡や地上電波望遠鏡の観測により、星形成領域の分子雲内にはフィラメント状の構造が普遍的に存在し、個々の星形成の母天体と考えられている分子雲コアや若い原始星の分布と良い相関を示すことが明らかになった。また、様々な領域に渡って、フィラメントの太さが0.1pc程度という特徴的なスケールを持つことが指摘されている (Arzoumanian et al., 2011, 2019)。これはフィラメントが星形成過程に何らかの役割を果たしていることを示唆しているが、フィラメントの形成過程やその特徴的なスケールを決定する機構、小スケールの星形成過程への影響は十分には理解されていない。また、分子雲には磁場や乱流が普遍的に存在しており、これが分子雲コア内に持ち込まれることで個々の原始星・原始惑星系円盤の構造や進化に影響していると考えられている。そのため、これらの分子雲の内部構造は ALMA で観測されるような個々の星・原始惑星系円盤形成過程の初期条件・境界条件として極めて重要である。LST による多数の分子線を用いた分子雲スケールの系統的かつ網羅的な観測と、ALMA による個々の分子雲コア・原始惑星系円盤スケールの高分解能観測を組み合わせることで、分子雲から円盤に至る星形成過程の統一的な描像が得られると期待される。また、高感度な偏光観測を行うことができれば、視線方向の磁場を測定する Zeeman 効果や Faraday 回転の観測と天球面方向の磁場を測定するダスト偏光の観測を組み合わせることで分子雲内の3次元的な磁場構造を明らかにできる可能性があり、形成過程における磁場の役割の理解が飛躍的に進展することが期待できる。

これまでの研究で比較的の進んでいる低質量星の形成に対し、大質量星形成領域は遠方にしか存在せず、また大質量星は高密度な集団の中で形成されるため、個々の天体を分解することが難しい。また、大質量星は進化が速く、その強烈な輻射フィードバックにより母体分子雲を破壊してしまう。これらの事情により、大質量星形成過程の観測的な理解は低質量星と比べて限定的である。大質量星の形成が低質量星のスケールアップ版として理解できるのか、それとも例えば強力な輻射フィードバックの影響によって定性的に異なるかは、近年の大質量星形成研究の中心的テーマである。また、大質量星は集団の中で生まれるため、周囲の環境との相互作用も考慮した研

究が不可欠である。大質量星からの強力な輻射やアウトフローのフィードバックは、星団の構造や進化にも大きな役割を果たすと考えられている。LST の高分解能観測により、大質量星形成の舞台である Infrared Dark cloud の構造を空間分解したり、若い星団におけるフィードバックの様子を調べることで、未だ謎の多い大質量星形成・星団形成の理解に切り込むことができると期待される。

銀河における物質循環の理解には、星形成だけでなく形成された星からのガスの還流も重要であり、赤色巨星からの質量放出や超新星爆発の理解が必要となる。LST の高い感度と広い視野を活かして多数の巨星に対するモニタリングを行うことで、巨星の進化と質量放出の関係を調べるこれまでにない系統的な観測が可能になる。これは超新星爆発の母天体や超新星残骸と星周物質の相互作用を理解する上で、重要な研究となるだろう。また、星間物質の重要な構成要素であるダストは超新星爆発によって放出されたガス中で形成されると考えられるが、形成されるダストの量は理論予測と観測の間に大きな齟齬があり、ダスト形成はまだ十分に理解されていない。LST により超新星残骸中のダストやその材料となる分子の分布を詳細に観測することで、この問題を解決してダストの起源を明らかにすることができると期待される。超新星残骸は大きく広がった天体であるため、このような観測には LST の広い視野と高い感度が威力を発揮する。



















星間物質は比較的低エネルギーで熱的な現象のみならず、高エネルギーの天体現象とも密接な関係がある。超新星爆発やコンパクト天体からのジェットと星間物質の相互作用で生じる衝撃波では高エネルギー宇宙線が加速される。また近年では原始星フレアやジェットなどでも高エネルギー宇宙線加速が起こっている可能性が指摘されている。このような現象を理解するには幅広いエネルギーレンジに渡る多波長観測が必要であり、また宇宙線による電離で生じたイオンやその化学反応生成物の観測も有力な観測手段となるため、ミリ波からサブミリ波にかけて幅広い帯域を有する LST は極めて有用であり、この分野に新たな知見をもたらすことができると期待される。

近年、銀河内部及び銀河と銀河間空間の間での物質の循環を理解することが、銀河形成・進化の研究において重要なテーマとなっている。Fermi/eRosita バブルは、銀河中心付近からの質量放出の証拠であり、LST による広視野・高感度のマッピング観測によってその物質の性質や運動を定量化することはこの分野の研究の精密化に大いに役に立つはずである。また、LST の性能ならば銀河中心付近の Central Molecular Zone (CMZ) に対する物質の流入・流出を定量的に測定することが可能であり、銀河中心領域での物質の循環や、通常の銀河空間とは異なる環境での星形成を明らかにできると期待される。

ALMA によって分子雲コア以下のスケールで進行する個々の星形成過程や、原始惑星系円盤の内部構造、あるいは系外銀河における分子雲の研究は大いに進展したと言える。一方で系内の分子雲スケール、特にフィラメントやコアといった内部構造や分子雲と銀河環境との関係などの研究には、主に Herschel 宇宙望遠鏡や JCMT、野辺山 45m 電波望遠鏡などの単一鏡による観測が用いられてきた。ALMA は個々の天体を高い分解能で観測するには極めて強力な装置であるが、一方でその干渉計の特性から広がった天体を観測するには missing flux の問題があり、また観測帯域が限られているため、ACA や Total Power Array を用いたとしても広い領域を効率的に観

測するには向いていない。ALMA といえども万能の装置ではなく、分子雲や星間物質といった広がった天体を観測するには最適な装置ではないのである。Herschel の運用が終了した今、この分野の研究には JCMT などの地上望遠鏡が用いられているが、この分野の研究をより強力に推進するには ALMA と相補的になるような、広帯域で高い感度を持ち空間的にも周波数的にも高分解能を実現する次世代の大口径単一鏡望遠鏡が必要である。また、偏光も含めて分子雲や星間磁場などのダスト連続波を用いた観測について、サブミリ波の大口径単一鏡望遠鏡はキャンセルされた SPICA で行われるはずだったサイエンスのかなりの部分をカバーすることができるため、この点でも LST の果たす役割は非常に大きい。

表 5.1: 班員構成, 担当

氏名	所属	主な担当章節
Doris Arzoumanian 	国立天文台	第 5.2.4, 5.2.5, 5.3.1 および 5.3.2 節
岩崎 一成 	国立天文台	第 5.2.3, 5.2.4, 5.2.5, 5.3.1 および 5.3.2 節
榎谷 玲依 	慶応大学	第 5.2.8 および 5.2.9 節
大橋 永芳 	中央研究院	第 5.3.3 節
神鳥 亮	アストロバイオロジーセンター	第 5.3.1 節
小林 将人 	ケルン大学/国立天文台	第 5.2.1 および 5.2.2 節
佐野 栄俊 	岐阜大学	第 5.4.3 および 5.5.1 節
島尻 芳人 	九州共立大学	第 5.2.4 および 5.2.5 節
下井倉 ともみ 	大妻女子大学	第 5.2.2 および 5.2.3 節
高棹 真介 	大阪大学	第 5.5.2 節
田中 圭 	東京工業大学	第 5.2.7 および 5.3.5 節
塚越 崇 	足利大学	第 5.3.3 および 5.3.4 節
徳田 一起 	九州大学/国立天文台	第 5.2.11, 5.3.1, 5.3.2 および 5.3.5 節
富田 賢吾 	東北大学	第 5.1 および 5.7 節
野沢 貴也 	国立天文台	第 5.4.1 および 5.4.2 節
福島 肇 	筑波大学	第 5.2.6 および 5.2.7 節
古屋 玲 	徳島大学	第 5.2.5 および 5.6 節
守屋 堯 	国立天文台	第 5.4.1 および 5.4.2 節
山本 宏昭 	名古屋大学	第 5.2.10 節

## 5.2 分子雲

### 5.2.1 銀河系内の分子雲の分布と性質

銀河は星と星間媒質と暗黒物質で構成される天体である。中でも銀河内の星間媒質から星が形成される現象（＝星形成活動）は、銀河の力学的・熱的・化学的進化を駆動する最も重要な過程である。宇宙の歴史において、星がいつ・どのような過程で・どのような性質を持って誕生するかは、宇宙の再電離史・金属汚染史・生命誕生史など多岐に影響を与えるため、宇宙史の解明において本質的な課題の一つである。

銀河の星間媒質は、複数の物理状態からなるガスの混相状態にある。この中でも特に分子雲とは、密度  $\gtrsim 100 \text{ cm}^{-3}$  ・温度  $\lesssim 50 \text{ K}$  で主に水素分子からなるガス雲である。分子雲の高密度領域（フィラメント・分子雲コア）が重力分裂・重力崩壊することで星が誕生するため、分子雲は銀河の星形成活動を決定する重要な天体である。同時に分子雲の形成・進化過程は、分子雲周囲から集積する星間媒質の密度・速度・金属量などに依存しているため、分子雲での星形成活動もそのような星間媒質の物理状態（すなわち銀河環境）と密接に関係すると考えられる。さらに分子雲で誕生する大質量星からの輻射フィードバック・超新星爆発フィードバックは、銀河円盤の力学的・熱的・化学的進化を駆動している。したがって分子雲は、個別の星の形成と銀河全体の進化の両方を駆動する重要な天体である。近年の大型観測装置の開発・運用により、系外銀河、特に赤方偏移 2-4 程度の遠方銀河でも分子雲の存在が次々と明らかになっており (Tadaki et al., 2018), 分子雲進化の理解は天の川銀河から遠方銀河までの星形成活動を包括的に理解するために必須である。また分子雲は銀河円盤内の力学にも重要な影響を与えており、分子雲の空間分布は太陽系の銀河内での軌道進化 (Fujimoto et al., 2023) を明らかにするうえでも重要である。

一方で銀河の星形成効率は、分子雲の自由落下時間で分子雲が星に転換される効率と比べて、1%程度と極めて非効率であることが観測的に知られており (Bigiel et al., 2008), これは銀河進化の理解における大きな未解決問題となっている。したがって天の川銀河での分子雲研究における最重要課題は、その形成・進化・終焉を解明することにある。

以下ではまず個別の分子雲について現状の理解をまとめたのち、分子雲の集団としての統計的性質と銀河構造との対応関係について現状の観測的知見をまとめる。最後に LST への期待を述べる。

### 分子雲の形成・進化・終焉

以下では形成・進化・終焉の三観点を概観する。

#### (1) 形成

銀河の中性ガスの体積の大半は、Warm Neutral Medium (WNM) と呼ばれる希薄な温かい中性水素原子ガスに占められている。したがってこの WNM から、熱不安定性と呼ばれる暴走的冷却機構を介して、Cold Neutral Medium (CNM) と呼ばれる冷たい中性水素原子ガスや分子雲が誕生する過程の理解が重要である (詳細は、第 5.2.1 節参照)。その多くは、超新星残骸や HII 領域の膨張・銀河渦状腕による WNM に対する  $20 \text{ km s}^{-1}$  程度での超音速圧縮が重要と考えられる (Koyama & Inutsuka, 2002)。一方でマゼラン雲などでは、銀河間相互作用によって銀河脱出速度  $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$  に相当する大規模な中性水素原子ガス流が誘発され、10 Myr 以内に急速に分子雲が形成されている可能性が指摘されている (Tsuge et al., 2019)。さらに太陽系近傍の星形成分子雲は、複数の超新星残骸により形成されたと考えられる super bubble 構造の表面に、すべからく存在していることが、近年の Gaia 衛星を用いた減光の三次元マップから示唆されている (Zucker et al., 2022)。したがって、超新星残骸や HII 領域・銀

河渦状腕・銀河潮汐フローと分子雲との空間的な付随関係を調査し、形成過程を明らかにすることが極めて重要である。

### (2) 進化

$1M_{\odot}$ 以下の小質量から  $10^5 M_{\odot}$ を超える大質量分子雲へと進化する過程は、星間媒質の質量集積が必要である。銀河円盤全体の体積平均としては超新星残骸などの膨張による圧縮が100万年に一度程度の高頻度で発生しており、一回の膨張イベントで  $10^4 M_{\odot}$ 程度の質量が集積するため、このような圧縮過程による質量集積を1000年以上に渡り繰り返すことが重要と考えられる (Inutsuka et al., 2015a; Kobayashi et al., 2017, 2018)。一方で近傍銀河の大質量分子雲の空間分布から、大質量分子雲が銀河渦状腕に局在している様子も明らかになっており (Koda et al., 2009; Colombo et al., 2014a)、銀河渦状腕による星間媒質の集積も重要と考えられる。またマゼラン雲の分子雲探査から、より大質量の分子雲は周囲に纏う中性水素原子ガスの質量もより大きい傾向が見えており (Fukui et al., 2009a)、分子雲質量成長への星間媒質集積の重要性が示唆されている。また、形成された分子雲同士の衝突合体も、分子雲質量成長や大質量星形成の誘発に重要と考えられている (第 5.2.8 節を参照)。

これらを総合すると、大質量分子雲への進化には大規模な中性水素原子ガス・分子ガスの集積が必要であるが、いずれの過程がこの質量集積に重要であるか、それは銀河環境に依存するのかが、十分明らかにはなっていない。また、分子雲スケールでの星形成効率が質量集積過程ごとに変わるのか、大質量星フィードバック (電離・解離による母体分子雲の破壊) を乗り越えるほどの高圧の質量集積が起きるかなどは、理論的な理解も限られており (Goldbaum et al., 2011; Kobayashi et al., 2020)、観測的解明が望まれている。

### (3) 終焉

分子雲の一生は破壊によって終焉を迎える。この破壊機構としては、大質量星からの輻射フィードバックや銀河シアによる引き伸ばしなどがある (Jefferson & Kruijssen, 2018)。孤立分子雲における大質量星からの輻射フィードバックシミュレーションが進展しており、光電離・光解離と輻射圧により数 Myr 以内に母体分子雲が破壊できることが示されている (Hosokawa & Inutsuka 2006; Kim et al. 2018; Fukushima et al. 2020a; 詳しくは第 5.2.6 節を参照)。しかし、母体分子雲を完全に破壊可能な激しい大質量星形成が、分子雲進化のいつの段階で発生するかについて、まだ明確な理解が得られていない。これは未だ解明されていない分子雲の寿命について、短寿命説 (数 10 Myr 以内: Meidt et al. 2015) と長寿命説 (100 Myr 以上: Koda et al. 2009) の二つを切り分けるための不定要素となっている。異なる進化段階にある分子雲を観測的にサンプルし、大質量星形成が発生する条件が整っているか統計的に検証する大規模観測が求められる。

## 天の川銀河内の分子雲の空間分布とその質量関数

前述のライフサイクルについて銀河環境依存性を解明するためには、天の川銀河全体・系外銀河にわたる大規模な分子雲観測が重要である。しかし ALMA などの干渉計を用いても、分子雲の内部構造を pc スケールまで空間解像できるのは大小マゼラン雲など極めて近傍の銀河に限られている。その一方で分子雲の空間分布・質量分布には、形成・進化・終焉過程が反映されており、LST の高感度・広視野性能を活用してサンプル数を拡大し議論できる。本章では観測的に得られる統計量の中でも、特に分子雲質量関数に着目する。

天の川銀河内における  $^{12}\text{CO}(1-0)$  の大規模サーベイは、古くは FCRAO 14m 鏡を用いた Massachusetts-Stony Brook サーベイ (Solomon et al., 1985) や、Cerro Tololo 観測所チリ望遠鏡を用いたサーベイ (Dame et al., 1987) が行われ、近年では NANTEN2 による銀河面サーベイが行われている。また観測領域はより狭いものの、 $^{13}\text{CO}$  や  $\text{C}^{18}\text{O}$ 、 $^{12}\text{CO}$  の high-J 遷移をターゲットとしたサーベイが、次々と進展している (GRS, FUGIN, SEDIGISM, CHIMPS, ThrUMMS, CHaMP, COHRS, MWISP など; 詳細は Schuller et al. (2021) を参照されたい)。天の川銀河内では分子雲の視線速度のみを用いた距離推定では近点・遠点を確定できない問題があるものの、これらの大規模観測により、天の川銀河内の分子雲の空間分布も、近傍銀河と同様に明らかになりつつある。

これらの観測を総合すると、すでに 1000 個以上の分子雲が同定されている。太陽系軌道内側では、 $10^6 M_{\odot}$  を超える大質量分子雲は渦状腕構造に付随するものが多く、分子雲の質量関数は冪関数  $dn/dm \propto m^{-1.6}$  に従うことがわかってきた。一方で太陽系軌道外側では大質量分子雲が極めて少なく、分子雲質量関数は  $dn/dm \propto m^{-2.2}$  という急峻な冪関数に従うことがわかってきた (Rice et al., 2016)。

このような冪指数は、主に進化過程と終焉過程のバランスで決定されている (Kobayashi et al., 2017)。例えば冪指数が小さい (緩い冪関数)、すなわち大質量分子雲が多い領域では、質量集積が効率よく働いていること (ないしは終焉させる破壊機構が非効率であること) が示唆される。逆に冪指数が大きい (急峻な冪関数)、すなわち大質量分子雲が少ない領域では、質量集積が非効率 (ないしは破壊が効率的) であることが示唆される。Kobayashi et al. (2017, 2018) らの半解析的な分子雲質量関数時間発展モデルにより、冪指数は分子雲進化と破壊の時間スケール比で決まることがわかった。ここでの進化時間は質量成長の e-folding 時間、破壊時間は大質量星形成までに必要な時間と大質量星フィードバックにより分子雲が破壊される時間の合計である。近年の観測から、大質量星はハブ・フィラメント構造中で形成すると考えられるが (参照 5.2.4)、ハブ・フィラメント構造が分子雲進化のどのタイミングで発生するかはまだ明らかではない。ハブ・フィラメント構造も分子雲質量集積の機構である超音速圧縮により形成される可能性があるため、大質量星形成までに必要な時間は「(2) 進化」で議論した質量集積の典型時間 1000 万年 (10 Myr) と同程度と以下では仮定して考える。さらに大質量星フィードバックで分子雲が破壊される時間には、「(3) 終焉」に示した輻射シミュレーションなどで示唆される 4 Myr を採用すると典型的な破壊時間は  $10 \text{ Myr} + 4 \text{ Myr} = 14 \text{ Myr}$  と考えられる。これに基づいて観測された分子雲質量関数の冪指数を説明するために

は、分子雲進化時間が太陽系軌道内側で 10 Myr 程度、太陽系軌道外側では 18 Myr 程度とわかる。また系外銀河でも同様の解析から、渦状腕領域で形成時間が短くなる傾向が示唆されている (Colombo et al., 2014a; Kobayashi et al., 2017)。これらの解釈としては、渦状腕領域の中でも、特に進化時間が 10 Myr 以下と示唆される領域では、渦状腕を通じた大規模な質量集積が効率よく発生していることを示唆する。一方、進化時間が  $\sim 10$  Myr の領域では、超新星残骸による星間媒質の他数回集積が重要であることを示唆し、また進化時間が  $\gg 10$  Myr である領域は、電離領域や超新星残骸などが発達していないため、星間媒質の集積が非効率となっていることが考えられる。

### 残された課題と LST への期待: 低質量分子雲と中性水素分子ガスの探査

しかしながらこれまでの観測で得られた分子雲質量関数は、観測の completeness limit よりも優位に大きい  $10^5 M_{\odot}$  以上の大質量分子雲に限られており、小質量側 ( $< 10^5 M_{\odot}$ ) でも大質量側と同じ冪指数の頻度分布になっているかはまだ未解明である。一方で 5.2.3 節で後述の通り、分子雲は  $< 10^5 M_{\odot}$  の小質量で誕生し巨大分子雲へと成長するので、分子雲進化の完全な解明には、高感度・高空間分解能のサーベイ観測によって、低質量から大質量まで幅広い質量範囲での質量関数を取得することが必須である。系外銀河での同定は感度の点で難しいため、LST の高感度マッピング能力を活用した天の川銀河内のサーベイに期待が大きい。また  $< 10^5 M_{\odot}$  の分子雲の数は、大質量星形成にも寄与する分子雲衝突の衝突体として重要である (参照: 5.2.8 節)。冪指数が前述の過程によるものであるか、あるいは分子雲衝突による成長や破壊であるか明らかにするためにも、 $< 10^5 M_{\odot}$  の分子雲の探査が非常に重要である。

LST の高感度・高解像度観測から、分子雲の質量が小さく個数も少ないと考えられる渦状腕間領域や銀河系外縁部も網羅した分子雲同定ができれば、分子雲質量関数の空間依存性を明らかにできる。例えば低質量側まで含めた分子雲質量関数が得られた結果、渦状腕領域で進化時間が 10 Myr より優位に短い (分子雲がより大質量へ急速に成長するため冪指数が緩くなり、 $-1.6$  よりも緩い) と示されると、渦状腕内部での質量集積による速い分子雲形成・進化が重要であることが示される。また進化時間が 10 Myr より優位に長い (冪指数が  $-1.6$  よりも急峻) と示されると、超新星残骸・電離領域の膨張による遅い分子雲形成・進化が重要であると示すことができる。さらに、銀河系中心部から外縁部にかけて分子雲質量関数の遷移を調査することで、質量関数の金属量依存性に示唆を与えることが可能となる。

また分子雲としては同定されない、薄く広がった CO ガスの存在量の測定も、太陽系近傍で LST により実現したい。これまでの系外銀河における研究で、星形成率と分子ガス量との相関や分子雲寿命を議論する際は、そのほとんどが  $^{12}\text{CO}$  などを用いて分子ガス量や分子雲位置を議論してきたが (Chevance et al., 2022)、その分子ガスのうち分子雲に含まれて実際に星形成に寄与している割合は今なお未解決の問題である (Koda et al., 2009)。



### 5.2.2 分子雲の全体的性質 (100-10pc スケール)

分子雲における中心的な課題は「分子雲ライフサイクルの解明」である。分子雲は、超新星爆発や HII 領域の膨張・渦状腕衝撃波・分子雲衝突といった様々な質量集積過程を経て成長し、その内部で星形成を起こして大質量星フィードバックにより破壊される。第 5.2.1 節では、このような分子雲の進化・破壊の平均的な性質は、分子雲の統計量である質量関数の形状に反映されることを述べた。

本節では、分子雲ライフサイクルにおいて、本質的な役割を果たす星形成と分子雲の関係に着目する。銀河系の星形成過程の重要な未解決問題は、星形成の非効率性の起源である。銀河系の分子雲 (太陽軌道以内での総質量は  $\sim 10^9 M_{\odot}$ ) が、自由落下時間 (分子雲の典型的な数密度  $10^2 \text{ cm}^{-3}$  の場合  $\sim 4 \text{ Myr}$  程度) で星に変換されるとすると、予想される星形成率は  $\sim 10^9 M_{\odot}/4 \text{ Myr} = 250 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  となる。実際の観測で見積もられている星形成率は  $\sim 2 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  程度 (Chomiuk & Povich, 2011) で、予想値よりも極めて小さく、星形成は非常に非効率であることがわかっている (Zuckerman & Evans, 1974)。

我々の銀河系だけでなく近傍の多数の渦巻銀河において、ガスから星への変換効率の指標として、星形成率面密度 ( $\Sigma_{\text{SFR}}$ ) と星間媒質の質量密度 ( $\Sigma_{\text{HI}+\text{H}_2}$ ) の相関 (Kennicutt & Schdmit 則) がよく用いられる (Kennicutt, 1998)。 $\Sigma_{\text{SFR}}$  と  $\Sigma_{\text{HI}+\text{H}_2}$  の間には  $\Sigma_{\text{SFR}} \propto (\Sigma_{\text{HI}+\text{H}_2})^N$  の相関関係が存在し、冪指数  $N$  は典型的に 1.4 程度とされている (Kennicutt, 1998)。これは単純に星間雲質量 (HI と  $\text{H}_2$  を合わせた質量) に比例して星形成している ( $N = 1$ ) だけでなく、星間雲同士が衝突して星形成を誘発する過程 ( $N = 2$ ) も重要であることの示唆と考えられている (Bigiel et al., 2008) さらに  $\Sigma_{\text{gas}}/\Sigma_{\text{SFR}}$  は、星間媒質が星形成のために消費される枯渇時間 (depletion time と呼ばれる) であり、観測的にはおおよそ  $10^9 \text{ yr}$  程度である。

Kennicutt-Schdmit 則は HI と  $\text{H}_2$  ガスを合わせた総密度を横軸にとるが、より星形成に関係すると思われる HCN ( $J = 1 - 0$ ) 分子輝線などの高密度ガスを用いて推定した質量 ( $M_{\text{dense}}$ ) を横軸にすると、この冪指数  $N$  は 1 に近く、高密度ガスから星への変換に要する時間はおおよそ  $\sim 20 \text{ Myr}$  程度となる (星形成率  $\text{SFR} = 4.6 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} (M_{\text{dense}}/M_{\odot})$ ) (Lada et al., 2012)。ここでの高密度ガスの密度は  $> 10^4 \text{ cm}^{-3}$  程度で、第 5.2.4 および 5.2.5 節で議論するフィラメント状構造に対応している。ただし、天の川銀河内の個別の星形成領域の観測から、HCN 分子輝線は光学的に厚く、捉えられた構造は、ダスト放射から同定された星形成領域と空間的には一致しない場合があるが、Shimajiri et al. (2017) は、局所的遠紫外線フラックスによる補正によって HCN ( $1 - 0$ ) 輝線が高密度ガスの良い指標になることを示した。その結果、補正された高密度ガス質量を使って、近傍分子雲から系外銀河にわたる 8 桁以上にも及ぶ広い質量範囲 ( $10^2 M_{\odot} < M < 10^{10} M_{\odot}$ ) で、星形成効率が普遍的な値 (星形成率  $\text{SFR} = (4.5 \pm 2.5) \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ) となることが示され、高密度ガスから星への変換時間  $M_{\text{dense}}/\text{SFR}$  はおおよそ  $20 \text{ Myr}$  である。高密度ガスの密度  $> 10^4 \text{ cm}^{-3}$  に対応する自由落下時間は  $0.4 \text{ Myr}$  である。したがって、高密度ガスから星への変換時間は、自由落下時間よりも約 100 倍長く、非効率であることを示す。

このように幅広い密度スケールにおいて、星形成は非常に非効率であることが知られているが、分子雲の全体スケールでは、その原因として、分子雲に普遍的に存在する超音速乱流と磁場が有力視されている。また  $10^5 M_{\odot}$  を超える巨大分子雲では、形成された大質量星によるフィードバック (電離光子や輻射圧, 星風) により母体の分子雲が破壊され、全ての分子雲質量が星になる前に星形成が止まる。以下にそれぞれの過程について簡単にまとめる。

### (1) 超音速乱流

分子雲の内部乱流は、分子輝線の線幅や中心速度の分散で測定され、乱流速度 ( $\sigma$ ) と分子雲のサイズ ( $L$ ) には  $\sigma \simeq 1 \text{ km s}^{-1} (L/1 \text{ pc})^{0.5}$  の関係がよく成立し、Larson 則と呼ばれる (Larson, 1981; Heyer & Dame, 2015)。星形成が起こるスケールである  $0.1 \text{ pc}$  を超えるスケールでの乱流速度は、分子雲の典型的な音速 ( $\sim 0.2 \text{ km s}^{-1}$ ) を超える速度をもつため、超音速乱流が存在している。Heyer & Brunt (2004) の図 1 に、 $^{12}\text{CO}(J=1-0)$  から求めた 27 個の太陽近傍分子雲の大局的なサイズ-速度関係が黒丸で表されている。空間サイズや環境・星形成活動が大きく異なるにもかかわらず、普遍的なサイズ-速度関係に従っていることがわかる。さらに、個々の分子雲内部の密度構造と速度構造を position-position-velocity 図から同定し、主成分解析 (Brunt & Heyer, 2002) からサイズ-速度関係を導出したのが、同図の白丸である。分子雲の大局的なサイズ-速度関係と、個々の分子雲内部のサイズ-速度関係は同じ普遍的な関係に従っている。

このような普遍的なサイズ-速度関係は、太陽近傍と環境が極端に異なる領域、例えば銀河系中心部や銀河系外縁部では成り立っていないことが知られている。銀河系中心部では同じサイズに対して、速度分散が系統的に高く (Oka et al., 2001)、銀河系外縁部では同じサイズに対して、速度分散が系統的に小さい (Heyer et al., 2001)。しかし、これらの領域によって異なるサイズ-速度関係は、質量  $M_{\text{MC}}$  の分子雲において、重力エネルギー  $\sim -GM_{\text{MC}}^2/L$  と、乱流エネルギー  $\sim M_{\text{MC}}\sigma^2/2$  が等分配になっていると考えると説明できることが知られている。この両者の比はビリアル・パラメータと呼ばれ、 $\alpha \sim GM_{\text{MC}}/\sigma^2 L$  と定義され、速度分散は  $\sigma \sim \sqrt{G\alpha^{-1/2}\Sigma_{\text{MC}}^{1/2}L^{1/2}}$  と表される。ここで  $\Sigma_{\text{MC}}$  は分子雲の平均的な面密度である。サイズ-速度関係の横軸を  $L \times \Sigma_{\text{MC}}$  に変更すると大きく相関が改善し、比較的大きな分散が存在するが、おおよそ  $\alpha \sim 1-10$  の範囲に分布する (Heyer et al., 2009; Miville-Deschênes et al., 2017)。ただし、質量の小さい分子雲 ( $< 10^{4-5} M_{\odot}$ ) ではビリアル・パラメータと質量は反相関する ( $\alpha \propto M^{-0.4}$ , 例えば Miville-Deschênes et al., 2017, 系外銀河でも同様の傾向が見られる)。

超音速乱流により低い星形成率を説明するモデルとして、分子雲のビリアル・パラメータが 1 のオーダーで、上記のサイズ-速度に従う定常的な乱流場を元にした乱流星形成理論がある (初めに星形成率を定量的に求めたのは Krumholz & McKee, 2005)。超音速乱流により多数の衝撃波が生じ、密度が大きな擾乱を受け、低密度領域や高密度領域が確率的に生じる。重力不安定の条件を満たした局所的な高密度領域が重力崩壊して星を形成するというモデルである。しかし、定常的な乱流を元にしたモデルだが、超音速乱流は外部からの注入がないと速度分散が分子雲を横切る時間程度ですぐに減衰してしまう (Stone et al., 1998)。したがって、乱流をどのように駆動するのかを明らかにする必要がある。また、分子雲のビリアル・パラメータがなぜ 1 のオーダーなのか、まだ明らかになっ

ていない。

分子雲が局所的に星形成を起こしつつ、大局的に重力収縮しているというモデルがある (Ballesteros-Paredes et al., 2011; Vázquez-Semadeni et al., 2019a). 分子雲が自由落下時間で重力収縮している場合、 $\alpha \sim 2$  となるため、ピリアル・パラメータだけでは観測的に大局崩壊しているかどうかは区別ができない。このモデルではピリアル・パラメータがオーダ 1 に分布することは説明可能だが、最終的な重力崩壊によって星形成率が増加することが予想され、低い星形成率を実現するためには、大質量星からのフィードバックによって雲を破壊する必要がある。分子雲が重力的に束縛されているかどうかは、いまだに論争が続いている。

### (2) 磁場

星間媒質は磁場に貫かれてることが知られている。ローレンツ力は、磁力線を横切る流体の運動を妨げるように働く。磁場の直接定量は極めて困難ではあるが、様々なスケールにおいて、様々な手法で観測が行われてきた。

分子雲全体をトレースする低密度領域 ( $A_V < 2$ ) の磁場については、ダスト減光された背景星の可視光および近赤外偏光観測から、その天球面に射影した磁場方向の情報が得られている。例えば、太陽近傍分子雲 13 領域の大局的な柱密度分布の長軸の方向 (分子雲は大局的に伸びた構造をしている) と、偏光観測から得られた磁場方向を比較すると、分子雲全体を含むスケールにおける磁場の方向が、柱密度分布の伸びた方向に平行な分子雲と、垂直な分子雲に二分されること指摘されている (Li et al., 2013). さらに Li et al. (2017) は、磁場方向と柱密度分布の伸びた方向の違いによって星形成率が異なることを発見した。磁場と柱密度分布の伸びた方向が平行な分子雲の方が、垂直な分子雲よりも星形成率が高い傾向がある。これは磁場が個々の分子雲の星形成率に影響を与えている可能性を示唆しているが、その起源はわかっていない。

Luk et al. (2022) は、Taurus 分子雲において、CO 観測により導出した速度分散の非等方性の方向と Planck 衛星により求めた磁場の方向の成す角が、低柱密度では  $\sim 45^\circ$  未満となりおおよそ沿っていたのに対して、高柱密度では大きくズレることがわかった。これは低密度部では磁気乱流が磁場と速度方向を決め、高密度部では重力が支配的であることを示唆していると考えられている。Planck 衛星によるダスト連続波の偏光観測でも、天球面に射影した分子雲の磁場の方向が広域で見積もられている (Planck Collaboration et al., 2016b).

しかしこれらの結果は限定された近傍星形成領域の結果であることから、今後より遠方の分子雲 (特に大質量星形成をホストしている分子雲) まで網羅的に、100–10pc スケールの磁場観測が必要である。しかし Planck 衛星の分解能では、100–10pc の分子雲スケールのデータが少なく、また Herschel を始めとする赤外線衛星ではトレースできていない大スケールであるため、今後、より遠方の分子雲 (特に大質量星形成が起こっている分子雲) まで網羅的に、100–10pc スケールの磁場観測が必要である。

### (3) 大質量星によるフィードバック

大質量星によるフィードバック (電離光子放射, 星風, 超新星爆発) は, 巨大分子雲において星形成を終わらせると同時に, 分子雲を破壊する. また, 時間がたち十分勢いの弱まったフィードバック過程は, ガスを集積して次の分子雲の形成を引き起こす. このためフィードバックは星形成と分子雲ライフサイクルを駆動する極めて重要な過程である.

直接, Young Stellar Object (YSO) を観測できない遠方での星形成率の測定には, 大質量星の周囲の電離領域から放射される  $H\alpha$  が星形成の指標としてよく用いられる. 例えば, 天の川銀河から約 2Mpc にある渦巻銀河 NGC300 における, 星形成領域 ( $H\alpha$  により同定) と星間媒質の空間分布は, 大スケールで平均化した場合には良く相関するが, 50 pc 以下の小スケールでは反相関するという報告がある (Kruijssen et al., 2019). 彼らのモデルによると, 観測された反相関を説明するためには, 分子雲が 1.5 Myr の時間スケールで, 破壊される必要がある. これは一旦大質量星形成が始まると, 母体の分子雲は速やかに破壊されることを示唆する. 一方で Kawamura et al. (2009a) は, マゼラン雲において, 分子雲を大質量星形成活動の度合いに応じて 3つのカテゴリに分類 (Type I: 星形成活動がない分子雲, Type II: 小さな HII 領域が付随する分子雲, Type III: HII 領域と若い星団の両方が存在する分子雲) し, 星形成活動が活発な Type III 分子雲は, Type I と Type II 分子雲よりも大きな質量をもつ傾向があることを示した. さらに, Fukui et al. (2009b) は, 分子雲を取り巻く HI ガスの質量も星形成活動が活発な Type III で大きいことを示した.

母体分子雲の破壊が始まるまでの時間スケールは, 分子雲質量への依存性がある可能性がある (すなわち分子雲ごとに時間スケールが異なる). したがって, トレーサー間の空間的反相関を調べる統計的手法のみでは, 真の時間スケールを求めることは困難であると考えられる. 分子雲全体のライフサイクルの理解には, 分子雲がどのように質量を得て成長するかの理解が引き続き不可欠である.

### 残された課題と LST への期待: 複数輝線による分子雲ライフサイクルの描像

LST では, 天の川銀河内の分子雲サーベイにより, 分子雲の乱流速度と Larson 則について, 分子雲の性質との対応関係を調べるのが期待される. 分子雲は質量が大きいほど星形成活動が活発な傾向にあるが, そこには大きな分散があり,  $10^5 M_{\odot}$  ほどの大質量分子雲でも大質量星形成が起きていない例もある (Shimoikura et al., 2018a). LST を用いて  $C^{18}O$  分子輝線などによるサーベイ観測を実行することにより, 分子雲内の乱流速度やその空間相関を詳細に調査し, 分子雲質量と星形成率への依存関係を明らかにすることが必要である. 大質量星形成領域では YSO によるアウトフロー現象や衝突現象などが起きており, 速度構造は複雑である. 速度構造の調査のためには熱運動を分解可能な  $0.1 \text{ km s}^{-1}$  程度の速度分解能が求められる.

さらに分子雲の内部は階層的な密度構造・乱流構造になっていることが知られており (Kobayashi et al., 2022),

従来の  $^{12}\text{CO}$ ,  $^{13}\text{CO}$ ,  $\text{C}^{18}\text{O}$  だけでなく、臨界密度がより高い HCN 分子輝線なども含めたサーベイが、LST の高感度な性能に期待される。これまでの天の川銀河サーベイは、第 5.2.1 節で述べた通り多数行われている。とりわけ、日本コミュニティとしては LST と同等の口径をもつ野辺山 45m 鏡の FUGIN による経験を活かし、より高感度なサーベイを南天で実現できることが強みである。FUGIN では  $J = 1 - 0$  での  $\text{C}^{18}\text{O}$  と  $^{12}\text{CO}$  とで見積もられるそれぞれの質量比 (“dense gas fraction”) が、分子雲質量に占める星形成フィラメントの質量割合に近いという傾向があり (Torii et al., 2019), これを大規模に検証するサーベイが LST には望まれる。一般的に、 $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$  分子輝線は、分子雲の低密度領域を観測する良いトレーサーとなる。一方、 $\text{C}^{18}\text{O}(J=1-0)$  分子輝線については、Herschel 衛星によって捉えられたフィラメントよりも低密度のガスをトレースするとの報告があることから (Torii et al., 2019),  $J = 2 - 1$  や  $J = 3 - 2$  といったより高い遷移の観測が必要となる。よって、LST には、 $^{12}\text{CO}(J = 1 - 0)$  と、例えば  $\text{C}^{18}\text{O}(J = 3 - 2)$  等を同時観測が可能な受信機が求められる。

さらに連続波の偏波装置を実装し、ダストの整列起源と思われる 10–100pc スケールの偏波から磁場構造を推定することが、分子雲全体から個別の星形成誕生をつなぐ重要な観測になる。上で述べた通り、分子雲の大局的な密度構造と磁場の相関が分子雲の星形成率の大小に関係するという結果が得られているが、太陽近傍の分子雲に限られている。LST により同様の観測が遠方の大質量星形成領域や、系外銀河で可能になれば、多様な環境下での星形成における磁場の役割への理解が深まると期待される。また速度の非等方性との相関を調べた研究は、太陽近傍の中でも一部の分子雲に限られており、さらに多くのサンプルを基にした検証が望まれる。

さらに、特に 850  $\mu\text{m}$  よりも短波長側に複数バンド設けることで、全強度・偏光度・偏光強度の波長依存性を調べることで、ダストサイズの空間分布を解明できる可能性もある (例えば Fanciullo et al., 2022)). これはダストサイズが分子雲のどの密度構造でどのように進化するか、Mathis-Rumpl-Nordsieck(MRN) サイズ分布の起源は何か、惑星形成の初期条件モノマーサイズの制限に極めて重要と考えられる。

最終的には、これらの観測結果を総合した分子雲ライフサイクルの描像を確立することが LST での 10–100pc スケールでのサイエンスゴールになる。特に、分子雲の進化段階のいつ大質量星形成がおこり、それが母体分子雲の完全な破壊に至るのか、を解明することが望まれる (Chevance et al., 2022). LST では単一鏡の特徴を活かして数千オーダーでの分子雲をサンプルが期待される。よって、大質量形成や星団形成の母体となる分子雲内のクランプのサンプルも増やすことができる。Shimoikura et al. (2018a) では、野辺山 45m 鏡を用いた星団形成領域の統計的観測によって、星団付随の有無によるクランプ分類から星団形成の進化の追跡を試みている。野辺山 45m 鏡で得られたサンプルに、LST による南半球でのサンプルを増やすことにより銀河系内の大質量形成・星団形成の進化・過程の解明が期待できる。

### 5.2.3 分子雲の形成と進化

第 5.2.1 節および 5.2.2 節で述べたとおり、分子雲のライフサイクルは銀河進化の要であり、その中で分子雲の形成と進化・破壊は主要な過程である。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極めて重要なガス雲である。分子雲の材料となるのは銀河円盤の赤道面から約 400 pc(太陽位置での値)の厚みで分布する電氣的に中性な原子ガスである (Kalberla & Kerp, 2009)。中性原子ガスは数桁に及ぶ広い密度・温度範囲で存在し、低密度 ( $n \sim 0.1 - 1 \text{ cm}^{-3}$ ) では輻射冷却効率が低く高温 ( $\sim 8000 \text{ K}$ ) の温かいガス (Warm Neutral Medium, WNM) となるが、高密度 ( $n \sim 10 - 100 \text{ cm}^{-3}$ ) では効率的な冷却により低温 ( $\sim 100 \text{ K}$ ) の冷たいガス (Cold Neutral Medium) となる。その結果、原子ガスは密度が大きく異なる多相が同じ圧力になり隣接して存在するという多相星間媒質となる。

分子雲形成は、原子ガスが超新星爆発やスーパーバブル・銀河渦状腕が引き起こす衝撃波によって圧縮されることで引き起こされる。衝撃波により圧縮された原子ガスは熱的に不安定となり、暴走的に冷却・凝縮する。Koyama & Inutsuka (2002) は、先駆的な 2 次元流体シミュレーションにより、衝撃波圧縮された領域は、熱的不安定性により形成された塊状の低温高密度なガス雲と、それを取り囲む衝撃波加熱された温かい原子ガスが入り乱れた多相乱流状態になることが示した。温かいガスの音速程度の乱流は、低温雲にとっては超音速であるため、低温ガス雲は、温かいガス中を自身の音速よりも大きな速度で運動する。このガスの運動を CO などのガス雲のトレーサで見ると、超音速乱流 (Larson, 1981) として観測される (Koyama & Inutsuka, 2002)。この小さな低温雲が、原子ガスの集積や合体により成長し、分子雲へと進化する。多数の微細分子雲が超音速の相対速度で運動していることは、観測的にも確かめられている (Tachihara et al., 2012)。

#### 磁場によって制御される初期分子雲形成・進化

分子雲の形成時間は、観測的な例では、大マゼラン雲内の巨大分子雲の周囲に付随する原子ガスの運動から、約 10 Myr と見積もられている (Fukui et al., 2009b)。このとき分子雲周囲の原子ガスの密度は、希薄な WNM よりも高密度 ( $n \sim 10 \text{ cm}^{-3}$ ) である。我々の銀河系でも、分子雲の近傍に存在する原子ガスにおける CNM の割合は、平均的な星間空間での値よりも高いことが知られている (Stanimirović et al., 2014)。銀河大域シミュレーションにおいても、分子雲へと進化する直接の材料は高密度な原子ガス ( $n \sim 20 \text{ cm}^{-3}$ ) であることが示されている (Baba et al., 2017)。過去の流体シミュレーションでは、希薄な WNM を、その平均の減光量  $A_V$  が 1 mag になるまで集積するには非常に長い時間  $\gg 10 \text{ Myr}$  がかかる (also see Hartmann et al., 2001) と考えられてきた。したがって、観測的および理論的な観点から、平均密度の高い CNM を含む二相の原子ガスを材料にした分子雲形成プロセスがもっともらしい。

磁場は分子雲形成にどのような役割を果たすのだろうか？ Iwasaki et al. (2019) は、自己重力を考慮しない分子

雲形成シミュレーションをおこない、高密度原子ガスの集積方向と磁場方向によって、分子雲形成効率と分子雲の性質がどのような影響を与えるかを調べた。磁場にほぼ沿って集積した場合は、集積方向の速度分散が卓越した非等方な超 Alfvénic 乱流が駆動され、乱流が卓越した分子雲へと進化する (Inoue & Inutsuka, 2012, など参照)。磁場に対して  $10^\circ$  程度傾けて集積した場合、衝撃波圧縮で増幅された磁場によって乱流が抑制され、磁場に沿って集積した場合よりも高密度な分子雲が形成される。さらに角度をつけて原子ガスを集積した場合、磁気圧により分子雲形成が妨げられる。このように磁場は、分子雲の物理的な性質を決めている可能性がある。Iwasaki & Tomida (2022) は、さらに自己重力を考慮した分子雲形成シミュレーションをおこない、磁場に対して少し傾けて原子ガスが集積した場合に、フィラメント状の構造が形成されることを明らかにした。原子ガスの集積方向が磁場に対してランダムとすると、磁場にほぼ沿った集積が起こる確率は無視できるので、分子雲において、フィラメント状構造が普遍的にみられるという観測結果と整合的である (André et al., 2010)。また、 $\sim 10^5$  yr の若い星団が付随する暗黒星雲の観測から、その内部のフィラメント状分子雲に対して垂直に貫く磁場の存在が確認された (Shimoikura et al., 2019; Kusune et al., 2019)。これは、磁場が分子雲形成後のフィラメントの形成とその進化にも重要な役割を果たしていることを示している。

局所分子雲形成シミュレーションにより、温度が 10K の分子雲のみが空間的に充填されているのではなく、原子ガスが塊状の分子雲を埋めるように存在していることが明らかとなった。これは原子ガスの集積によって、乱流が駆動されるとともに、その乱流によって原子ガスが分子雲内部まで取り込まれるためである。実際に分子雲内部の方向に二相原子ガスの吸収線が同定されている (Stanimirović et al., 2014; Nguyen et al., 2019)。

化学反応にも分子雲の多相乱流の影響が表れる。 $\text{H}_2$  のダスト上での形成時間は、分子雲の平均的な密度  $10^2 \text{ cm}^{-3}$  のとき、10 Myr 程度 (形成時間は密度に反比例して減少する Hollenbach et al., 1971) と見積もられ、流体運動の影響を強く受ける。高密度な領域で効率的に形成された  $\text{H}_2$  は乱流拡散し、平衡状態ではほとんど  $\text{H}_2$  が存在しない高温低密度な領域に温かい  $\text{H}_2$  が存在できる (Valdivia et al., 2016)。その他、温かいガスの生成機構として、超音速乱流による衝撃波加熱がある (Myers et al., 2015)。実際に温かく励起された  $\text{H}_2$  は、遠紫外線の吸収線として検出されている (例えば Gry et al., 2002)。このように衝撃波加熱されたガスや分子雲内部に存在する温かい原子ガスは、高い吸熱温度をもつ化学反応で生成される  $\text{CH}^+$  の過剰な存在量 (Lambert & Danks, 1986) を説明する可能性がある (Myers et al., 2015)。このような温かいガスに存在する分子は主に吸収線で同定されている。これまで、Taurus 分子雲の縁での  $\text{H}_2$  輝線の検出 (Goldsmith et al., 2010) や、分子雲内部の星形成に関連しない領域での中間回転励起 CO 輝線の検出 (Larson et al., 2015) がなされているが、詳細な空間構造まではわかっていない。

## 巨大分子雲への進化

多相ガスの微細構造まで分解する高解像度での計算が可能な、局所分子雲形成シミュレーションによって、少なくとも形成初期の分子雲の内部には大量の原子ガスが存在し、原子ガスの乱流エネルギーは、COで同定される分子ガスの乱流エネルギーを凌駕することがわかっている (Inoue & Inutsuka, 2012; Iwasaki et al., 2019). 第 5.2.2 節で述べたとおり、巨大分子雲の重力エネルギーは乱流エネルギーに匹敵するほど大きい、そのような場合でも、原子ガスを含めた多相ガスとしては、重力的に束縛されていないという可能性を示唆している。しかし、数 10 pc の計算領域をもつ局所シミュレーションで到達できる分子雲質量はせいぜい  $10^4 M_{\odot}$  程度で、まだまだ小さく、巨大分子雲 ( $M > 10^{4-5} M_{\odot}$ ) への進化を追うためには、銀河規模でのシミュレーションが必須となる。

巨大分子雲への進化は、超新星爆発やスーパーバブルによる圧縮、銀河渦状腕やバー構造による圧縮、分子雲同士の衝突などが複合的に働いて起こると考えられている。その質量獲得の過程で、原子ガスが分子雲へと降着し、また分子雲同士が衝突することで分子雲内部乱流が駆動される。近年では、星間ガスの多相構造を考慮した準大域シミュレーション (例えば Hennebelle & Iffrig, 2014; Walch et al., 2015; Kim & Ostriker, 2017, がある。1kpc 程度の計算領域で銀河円盤を切り取り、超新星爆発を始めとした大質量星からのフィードバックが駆動する分子雲ライフサイクルを捉える) や、銀河円盤全域を考慮した大域シミュレーション (例えば Wada et al., 2011; Dobbs et al., 2011; Baba et al., 2017) が行われている。

## 原子ガス集積による超音速乱流駆動

上記の通り、星形成過程で重要と思われている超音速乱流は、分子雲の質量獲得の際に起こる原子ガスの集積や、分子雲同士の衝突合体に伴って駆動される。先行研究では、分子雲の大局的な重力崩壊を妨げるのに十分な超音速乱流を駆動可能であるという結果 (例えば Padoan et al., 2016; Ganguly et al., 2022) と、大域重力収縮するという結果 (例えば Baba et al., 2017; Jeffreson et al., 2020) が得られており、分子雲の大局的な物理状態については、未だ論争が続いている。このような不一致の考えられる大きな原因の一つは、大質量星からのフィードバックのサブグリッドモデルの違いである。それに加えて、多相乱流を捉えるためには極めて高分解能の計算が必要なのも原因の一つである。Kobayashi et al. (2020) は、原子ガスの集積によって駆動される乱流を捉えるためには、少なくともガスの冷却過程を十分分解する必要があることを示し、例えば、太陽金属量で典型的な集積条件のもとでは、少なくとも  $\sim 0.02$  pc の分解能が必要となる。銀河構造を考慮した数値シミュレーションは分子雲ライフサイクルを追うことができる反面、フィードバックのサブグリッドモデルの不定性が大きく、多相乱流を分解することが困難で、分子雲進化における超音速乱流駆動プロセスはまだ理論的には未解明である。



## 残された課題と LST への期待

### 微小分子雲の観測

熱不安定性は、熱伝導による抑制が効くスケール (Field 長と呼ばれる。分子雲形成時の Field 長はおおよそ 10 au 程度。Field, 1965) 近くまで大きな成長率を持つため (Koyama & Inutsuka, 2000), 分子雲は極めて細かな構造として誕生し、成長することが期待されている。Field 長を空間解像して観測的に検証することは困難であるが、星形成領域の縁で星間ガスが圧縮された領域において、約 0.1  $M_{\odot}$  の微小な分子雲が存在することが観測的に知られており (例: Pegasus 領域の NANTEN 望遠鏡による観測 Yamamoto et al., 2006a), 熱不安定性による微小分子雲形成が起こっていることの観測的示唆であると考えられている。同様の微小分子雲は高銀緯分子雲 (Sakamoto, 2002) や、Taurus 分子雲周囲の低柱密度領域 (Sakamoto & Sunada, 2003), Polaris Flare (Falgarone et al., 2009) などで見つかっている。Tachihara et al. (2012) は、HII 領域に接している分子雲の縁で、互いに超音速の相対速度をもつ大きさ  $10^3$  au– $10^4$  au の微小分子雲を発見した。高感度観測かつ広い視野観測により、低柱密度領域 ( $A_V < 1$ ) から分子雲本体の高柱密度領域までの密度構造と速度構造を明らかにすることで、実際にこのような微小構造が分子雲本体の内部まで普遍的に存在しているか、また、乱流状態が進化の過程で分子雲の力学状態にどのように引き継がれているか、の観測的検証が望まれる。

### 複数密度・温度トレーサと偏光観測による低星形成率の起源の解明

分子雲の形成・進化を追い、低い星形成率の起源と考えられている超音速乱流駆動と磁場構造をとらえるためには、原子ガスから分子雲に至る幅広い密度・温度範囲のガスを網羅的に観測する必要がある。特に局所分子雲形成シミュレーションによると、原子ガスと分子ガスは空間的に入り乱れて存在し、原子ガスのほうが大きな乱流エネルギーをもっていること (Inoue & Inutsuka, 2012), そして超音速乱流駆動の効率は、原子ガスの密度構造に依存することが示唆されている (Kobayashi et al., 2020)。LST により、CI や CO (とその同位体) その他様々な密度・温度トレーサーによってこれまで観測が難しかった低密度領域も含めた高感度かつ広域のマッピングができれば、超音速乱流の駆動源である原子ガス集積の運動エネルギーがどのように分子雲の超音速乱流に転換されているか、に迫ることができる。それに加え LST の偏光観測 (直線偏光・可能ならば Zeeman 観測) により、広い密度範囲で磁場構造が得られれば、磁場が流体運動にどの程度影響を与えているかがわかるだろう。

### 衝撃波の検出による分子雲乱流構造の同定

前述のとおり、多相ガス中の超音速乱流により、至る場所で衝撃波が生じて乱流の散逸が起こる。これまで衝撃波による散逸を示唆する分子輝線として、中間励起 CO 輝線が提案されている (Pon et al., 2012)。Larson et al. (2015) は、Herschel-SPIRE を用いて Taurus 分子雲を観測し、星形成活動に付随しない中間励起 CO 輝線 ( $J = 8$  までの励起) を検出しているが、感度不足は否めない。LST の高感度観測によって、衝撃波散逸起源の中間励起 CO

輝線やその他の衝撃波トレーサで衝撃波加熱領域をとらえ、その空間構造が描ければ、密度・温度をトレースする輝線観測結果と比較することで、速度勾配の原因が推定可能となり、より詳細な速度構造解明につながる。輝線観測と PDR モデルと合わせることで、密度と磁場に制限が与えられると考えられる。分子雲の進化に対する示唆も、乱流の散逸率に対する制限と、周囲からの原子ガス集積によるエネルギー注入率との比較により得られる。

#### 5.2.4 分子雲中の高密度構造形成

Herschel 宇宙望遠鏡がおこなった近傍分子雲のダスト連続波広域観測により、分子雲には細長い円柱状の高密度構造 (以下フィラメントと呼ぶ) が普遍的に存在し、星を生む分子雲コアは、単位長さあたりの質量が臨界質量を超えるフィラメント内に存在していることが明らかとなった (例えば [André et al., 2014](#))。また中・小質量形成領域だけでなく、大質量星および星団形成領域や、大小マゼラン雲などの低金属量環境下においても、フィラメントの重要性が指摘されており、様々な環境における広い質量範囲の星形成においてフィラメントが重要な役割を果たしている可能性がある。フィラメントにおける星形成パラダイムは、星形成研究の連鎖的星形成 ([Elmegreen & Lada, 1977](#)) と分子雲衝突 ([Fukui et al., 2021a](#), 第 5.2.8 も参照のこと) と並び、星形成 3 大パラダイムの一大潮流となっており、現在世界中で活発に研究がなされている。

フィラメント構造はどのように形成されたのだろうか? 第 5.2.3 節で述べたとおり、分子雲自体は、原子ガスが超新星爆発やスーパーバブル・銀河渦状腕衝撃波で圧縮された結果形成される。その結果、分子雲中では超音速乱流が駆動され、その内部でフィラメント状構造が形成されたと考えられている。これまでハーシェル宇宙望遠鏡による観測の前から、様々なフィラメント形成メカニズムが提案されてきた。代表的な説として、衝撃波で圧縮されたガス層の重力不安定性によりフィラメントに分裂したという説 (例えば [Miyama et al., 1987](#)) や超音速乱流により階層的に形成されるシート状の構造が重なることでフィラメントが形成されたという説 (例えば [Pudritz & Kevlahan, 2013](#))、非一様な密度構造を衝撃波が通過したときに衝撃波後面に生じる収束流により形成されたという説 ([Inoue & Fukui, 2013](#)) がある。フィラメント状分子雲は複数のメカニズムにより形成される構造である。どの説がフィラメント形成過程として最も有力かを明らかにするためには、それぞれの形成メカニズムにより作られるフィラメントの特徴を理論的に明らかにし、それらを観測的に実証する必要がある。

提案されているフィラメント形成過程は、分子雲において衝撃波圧縮や乱流・自己重力といった重要な物理過程が原因となるもので、どの形成過程が有効に働くかは、様々な要因に依存すると考えられる。例えば、近年の理論研究 ([Abe et al., 2021](#)) は、衝撃波圧縮によるフィラメント形成過程は、衝撃波速度によってそのメカニズムが変わることを明らかにした。ある臨界速度よりも衝撃波速度が小さい場合は乱流と自己重力によるフィラメント形成が主に働き、また、衝撃波速度が大きい場合は衝撃波後面の収束流によるフィラメント形成が主に働くことを示した。彼らは、フィラメントが星を形成するまでのタイムスケールとフィラメントの単位長さあたりの質量の進

化が衝撃波速度の関数として変化することを示した。この結果は、衝撃波速度は分子雲の星形成活動に重要な影響を与えることを示唆している。さらに、シミュレーションから、この衝撃波速度の違いによる2つの星形成メカニズムでは、速度構造が異なることが予測されている (図 5.1 参照)。これらの予測は、観測データからフィラメントの軸に対して直交方向の位置-速度図を解析することで検証することが可能である (例えば [Arzoumanian et al., 2018, 2022](#))。

### フィラメント形成の観測的示唆

おうし座分子雲の星形成フィラメント周辺の数値構造の観測により、フィラメント本体を介して両側に、それぞれ赤方偏移と青方偏移した2つの速度成分検出された (図 5.2 右を参照のこと。 [Palmeirim et al., 2013; Shimajiri et al., 2019b](#))。これらの観測は、周辺ガスがフィラメントに流れ込んでいることを示している。おうし座分子雲は、ペルセウス OB2 association によって形成された遠方に位置するバブル状構造の端と手前側に位置するローカルバブルの端にまたがって分布していることから、これらバブルの両側から圧縮されているのであろう ([Shimajiri et al., 2019b; Zucker et al., 2022](#))。つまり、理論モデルで提唱されているように、衝撃波圧縮がシート状の雲を形成し、フィラメントに垂直な方向に沿ってガスが流れ込んでいると解釈できる。

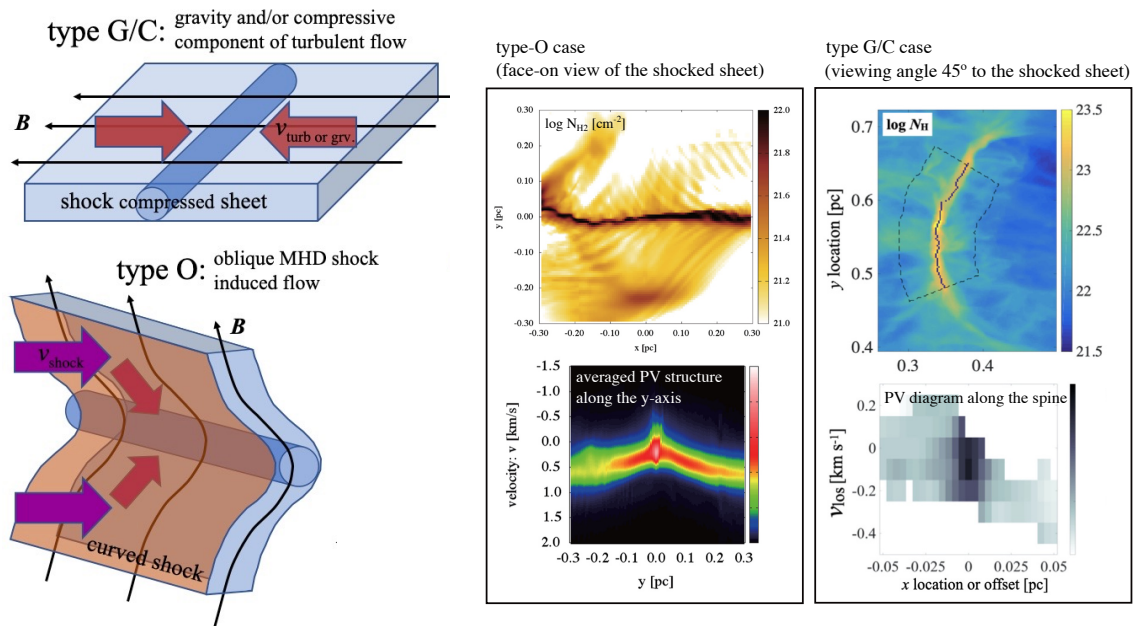


図 5.1: 左) 異なる2つのフィラメント形成メカニズム (タイプ G/C, タイプ O) の模式図。淡青の平板状の構造は、フィラメント形成がおこる衝撃波圧縮層を表す。黒実線は磁力線の向きを表し、赤と紫の太い矢印はガス流の向きを表す ([Pineda et al., 2022](#))。右) 上段には、タイプ G/C とタイプ O を想定したフィラメント形成シミュレーションで得られた柱密度分布を図示している。下段には、各形成メカニズムで作られたと思われる観測されたフィラメントの位置-速度図 ([Inoue et al., 2018; Arzoumanian et al., 2018; Abe et al., 2021](#))

この解釈を確認し、また、フィラメント形成過程を理解するためには、以下の3点が重要である。

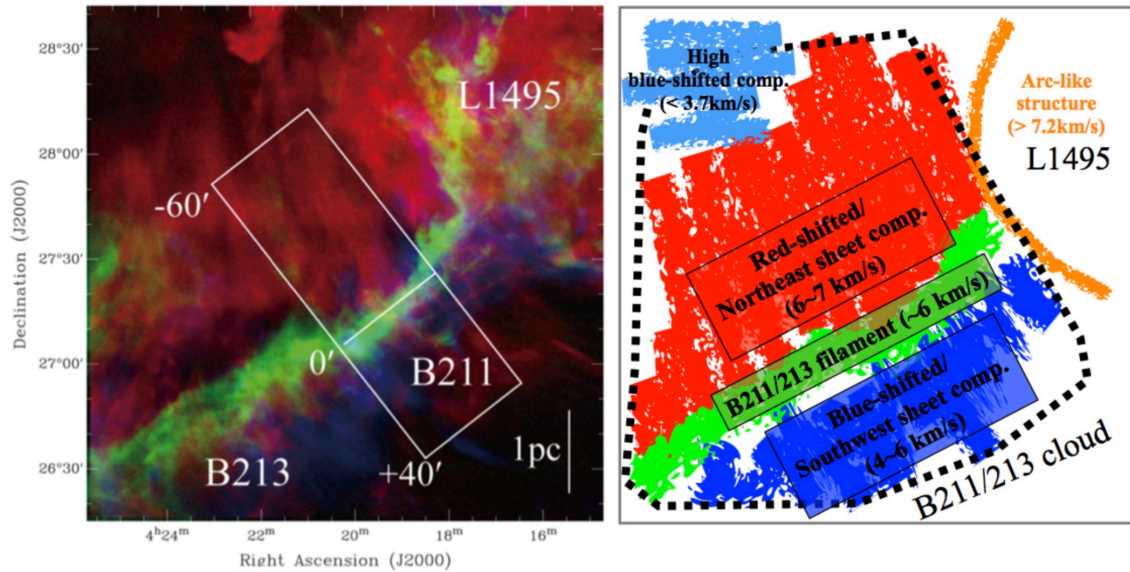


図 5.2: 左) おうし座分子雲にある B211/B213 フィラメント付近における CO 輝線の積分強度図 (赤と青: $^{12}\text{CO}(1-0)$ , 緑: $^{13}\text{CO}(1-0)$ ) (Goldsmith et al., 2008; Palmeirim et al., 2013). 右) フィラメント付近の速度構造を表した模式図. フィラメントに相当する中間的な速度成分をもつ領域を緑で示し, 赤方偏移した速度成分と青方偏移した速度成分をもつ領域をそれぞれ赤と青で示す. この速度構造は, ガス層の中に存在する B212/B213 フィラメントへのガス降着流として解釈されている (Shimajiri et al., 2019b). フィラメント形成過程と, 周囲からのガス降着による進化過程を明らかにするためには, このような観測を多くの系統的なフィラメントのサンプルに対しておこなうことが必要である. Reproduced with permission from Astronomy & Astrophysics, ©ESO

1. 多くのフィラメントと分子雲をサンプルし, フィラメント軸の天球面に対する傾き角がランダムだと仮定し, projection effect によるバイアスを統計的に取り除く.
2. フィラメントの両側をカバーする数パーセクスケールの速度マップを取得し, フィラメント形成におけるタイプ G/C(重力 (Gravity) および乱流による圧縮 (Compression) によるフィラメント形成) とタイプ O(斜め (Oblique)MHD 衝撃波によるフィラメント形成) のプロセスの再現性を系統的に評価する.
3. 異なる環境下にあるフィラメントおよび分子雲を観測し, 衝撃波圧縮の起源やフィラメント形成・進化過程への環境の影響を検討する.

一般的に観測から得ることができるのは post-shock であり, 衝撃波の速度の情報を直接的に得ることができない. しかし上記 3 点の観測から, 圧縮の起源となった衝撃波の速度を間接的に得ることができる可能性がある.

### LST の役割

(1) 広い周波数カバレッジ, (2) ガスの音速を分解可能な  $0.1 \text{ km s}^{-1}$  の速度分解能, (3) 効率よく数平方度の広域観測を行うためのマルチビーム受信機を兼ね備えた LST は, フィラメント研究に必要な, 低密度域から高密度域のガスを捉えることを可能とする複数の分子線遷移のデータの取得を可能とし, 以下について調べることができる.

- 分子雲中の乱流を調べ、分子雲が垂/遷移/超音速運動をしているか、いつどこでこれらの異なる領域間の遷移があるかを明らかにする.
- フィラメントに沿った速度勾配, フィラメントの進化, 質量降着率の推定, 進化のタイムスケール (フィラメントが重力的に不安定になりコアに分裂するまでにどれくらいかかるか). フィラメントの周辺を観測するためには, 低密度トレーサー (CO など) での広域観測が必要となり, 高密度ガストレーサーでのフィラメント内部 (0.1 pc 以下) の速度構造の分解には, LST の高空間分解能が必要となる.

### 5.2.5 分子雲中の高密度構造の性質

#### 太陽近傍 (距離 < 500 pc) におけるフィラメントの性質と小・中質量星形成

##### 質量収支

第 5.2.2 節で述べたように, 星形成率は高密度ガスの質量に比例することが観測的に示唆される. この高密度ガスの約 60-90% がフィラメント構造にあるため (Arzoumanian et al., 2019; Roy et al., 2019; Kumar et al., 2020a), 星形成率はフィラメント質量に比例していると考えられる. したがってフィラメントの何割のガスがどれだけの時間で星になるのかが分かれば, 銀河円盤スケールや分子雲スケール観測される星形成効率や星形成率をフィラメントから明らかにすることができる.

観測的には, 分子雲中全体におけるフィラメント構造の割合は星形成領域によって大きく異なる. その一方で, フィラメントのうち将来星形成を起こすと思われる重力的に束縛された分子雲コアになるのは約 15-20% であることがわかっており, 分子雲コアが星形成を起こすまでの時間スケール ( $\sim 1\text{Myr}$ . Class II の YSO との数量比から推定) とコアから星への変換効率 ( $\sim 0.4$ . コア質量関数と星初期質量関数のピーク質量の比から推定) と合わせると, 星形成率が  $\sim 2 \times 10^{-8} (M_{\text{fil}}/1M_{\odot}) \text{ yr}^{-1}$  と予想される (Könyves et al., 2015, 2020). ここで  $M_{\text{fil}}$  はフィラメントの質量である. この星形成率は, 観測値と整合的である (例えば Lada et al., 2012; Shimajiri et al., 2017).

しかしこれらの結果は, 詳細なフィラメント構造観測が可能な太陽近傍にある分子雲 (距離が 450 pc 以下) に対する観測から得られたものである. そのため, 銀河系中心部や銀河外縁部, HII 領域をすでにもった大質量星形成領域, 孤立した分子雲など, 異なる環境下において, フィラメントを介した星形成率がどのように決まっているのかを調べるのが非常に重要となる.

##### 動径分布 (フィラメント幅)

ハーシェル宇宙赤外線望遠鏡によるダスト連続波観測で同定されたフィラメント状構造は, 多様な長さで中心柱密度, 線密度 (単位長さあたりの質量) をもっていることが明らかになっている (Arzoumanian et al., 2019; Schisano

et al., 2020). 一方で、動径方向の柱密度分布の詳細な解析により、少なくとも Gould Belt 近傍の分子雲 (距離 450 pc 以内) では、図 5.3 左に示すように、フィラメント幅の頻度分布は、幅がジーンズ長で決まっていると仮定したときの頻度分布と比較して非常に狭い分布をしており、約 2 倍の分散があるものの典型的な値は 0.1 pc であることが明らかになっている (Arzoumanian et al., 2011; Koch & Rosolowsky, 2015; Arzoumanian et al., 2019). ただし、このとき幅はフィラメントの軸に対して垂直な方向に沿った面密度プロファイルで Plummer 関数でフィッティングしたときのフィッティング関数の半値幅を表す。この頻度分布は同定したそれぞれのフィラメントの軸に沿って平均した幅に対する統計分布であり、個々のフィラメントの軸に沿って幅は 0.1 pc の周りに約 2-4 倍程度の分散をもっている (例えば Juvela et al., 2012; Ysard et al., 2013).

一方で、分子輝線の観測で得られたフィラメント幅はダスト連続波の観測結果と一致せず、大きな分散を持つことが報告されている (例えば Pineda et al., 2011; Panopoulou et al., 2014; Hacar et al., 2018). このダスト連続波から得られた値との違いは、分子輝線による観測では、異なる分子がトレーサーとして用いられており、各分子輝線が捉えることができる密度域が連続波と比べて狭いことに起因している (Shimajiri et al., 2023, および図 5.3-中参照). またダスト表面への凍結の度合いもトレーサにより異なり、幅推定に影響を与える。つまり、フィラメントの幅のダスト連続波による測定と分子輝線による測定の結果の違いは、トレーサーの違いによるバイアスに起因する。幅 0.1 pc が普遍的な値であるならば、ダスト連続波で測定された近傍の分子雲内のフィラメントの幅の中央値である 0.1 pc は、フィラメント構造における真の共通スケールを反映していると考えられる。もし、この結果が多様な星形成領域において確認されれば、この特徴的なスケールが、重力的分裂によって形成されるコアの質量とコア間の間隔・コアの密集度・コアの角運動量など、コアの物理的性質に重要な影響を与えられ、その後の星形成過程において重要な影響を星形成に与えることになる。そのためには、高空間分解能・高感度かつ広がった構造をとらえることができるサブミリ波連続波による大規模観測が要求される。

もし、幅 0.1 pc が幅広い線密度範囲で普遍的に成り立っているとすると、フィラメント構造に対して大きな謎が生まれる。フィラメント状の構造には、臨界の線密度 (単位長さ当たりの質量) が存在し、線密度がこの臨界値より小さい場合は、外圧により平衡状態を保つことが可能である。ちょうど線密度が臨界値と等しいとき、無限に広がったフィラメント平衡解が存在する (Stodólkiewicz, 1963; Ostriker, 1964). 線質量が臨界値より大きい場合 (超臨界)、熱的圧力ではフィラメント構造を支えることができず、自己重力により動径方向に収縮する (Inutsuka & Miyama, 1992). 臨界線密度は  $2c_s^2/G \sim 17 (T/10 \text{ K}) M_\odot \text{ pc}^{-1}$  と表され、おおよそ 10 K の等温が実現される分子雲では定数となる。

星形成が起こっているフィラメントは、線密度が臨界値を超えた超臨界状態にあり、理論的には、熱圧力以外の重力に抗する力がなければ、自己重力で暴走的に収縮してしまう。この暴走収縮が十分速ければ、フィラメント内で分子雲コアがフィラメントの長さ方向に分裂できない (Inutsuka & Miyama, 1992, 1997). しかし、観測的にはフィラメント幅は線密度に依存せず典型値 0.1 pc 程度と示唆されており、どのように自由落下のタイムスケールで

動径方向に崩壊せず、コアに分裂できるかを明らかにすることは、星形成を理解する上で非常に重要となる。

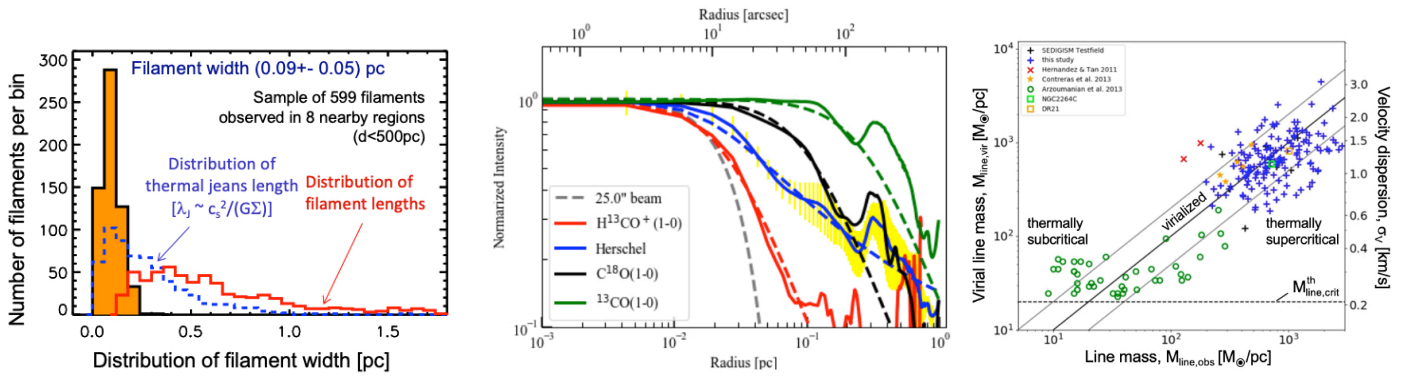


図 5.3: 左) フィラメント幅の頻度分布 (オレンジ). フィラメントの長さやジーンズ長と比べて非常に狭い分布となっている (Arzoumanian et al., 2019). 中) NGC 2024S フィラメントを複数の分子輝線で観測して得られた強度の動径分布. 青はハーシェル宇宙望遠鏡によって得られた柱密度分布, 赤は  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  輝線強度, 黒は  $\text{C}^{18}\text{O}$  輝線強度, 緑は  $^{13}\text{CO}$  輝線強度であり, 全て同じ角度分解能 (25 秒角  $\sim 0.048$  pc, 灰色破線はビームを表す) に合わせている. 破線はそれぞれの輝線強度に対するベストフィットの Plummer モデルである (Shimajiri et al., 2023). 異なる分子輝線によって得られるフィラメントの動径分布や幅は, それぞれの臨界密度とダストへの凍結の度合いによって影響を受けることに注意されたい. フィラメントの動径分布を明らかにするためには, フィラメントの全密度範囲において光学的に薄いダスト連続波を用いることが最も重要である. 右) 多くのフィラメントサンプルから得られた, ビリアル質量 ( $M_{\text{line,vir}} = 2\sigma_v^2/G$ ) の線密度依存性. 右縦軸に対応する 1 次元速度分散 ( $\sigma_v$ ) を示す (Arzoumanian et al., 2013; Mattern et al., 2018, より). Reproduced with permission from Astronomy & Astrophysics, ©ESO

### フィラメント中の速度構造

重力に抗する力として, 熱的圧力の他に, 乱流圧と磁場によるローレンツ力がある. その一つである乱流の速度分散は分子輝線の観測により求めることが可能である. 実際, 超臨界フィラメントに対する観測から, 速度分散がフィラメントの中心柱密度 (または単位長さあたりの質量) の関数として,  $M_{\text{line}} \sim M_{\text{line,vir}} = 2\sigma_v^2/G$  に従い増加していることが示された (図 5.3 右). ここで,  $M_{\text{line,vir}}$  は, フィラメントのビリアル線質量 (速度分散で支えられる最大の線密度),  $M_{\text{line}}$  はフィラメントの線密度で,  $\sigma_v$  はフィラメント内の一次元方向の速度分散である. この結果は, 超臨界フィラメントが熱的に不安定である一方で, 乱流が動径方向に有効なサポートを与え, 重力的な自由落下を防ぎ, ほぼ平衡状態にあることを示唆している (Arzoumanian et al., 2021a). この提案は, 近傍領域では超臨界フィラメントの統計量は少ないため, 限られた観測から導き出されたものである. しかし, これらのデータはフィラメントの内部を十分に空間分解していないデータも含み, かつ, 必ずしも高密度ガスを捉えない  $^{13}\text{CO}$  や  $\text{C}^{18}\text{O}$  が用いられている. そのため, より遠いフィラメントに対する観測で得られた速度分散も同様の傾向を示してしまう (図 5.3 右の青色データ点). つまり, この結果を確定するためには, より多くの超臨界フィラメントを空間分解した高密度ガストレーサーによる観測により, 正確な速度分布を求めることが求められる. 50m という大口径電波望遠鏡の LST であれば, 高角度分解能を得ることが可能となり, 従来の観測より遠方のフィラメントでも

十分空間分解できるため<sup>1</sup>, より多くの超臨界フィラメントを観測することで, この問題の解決が期待される.

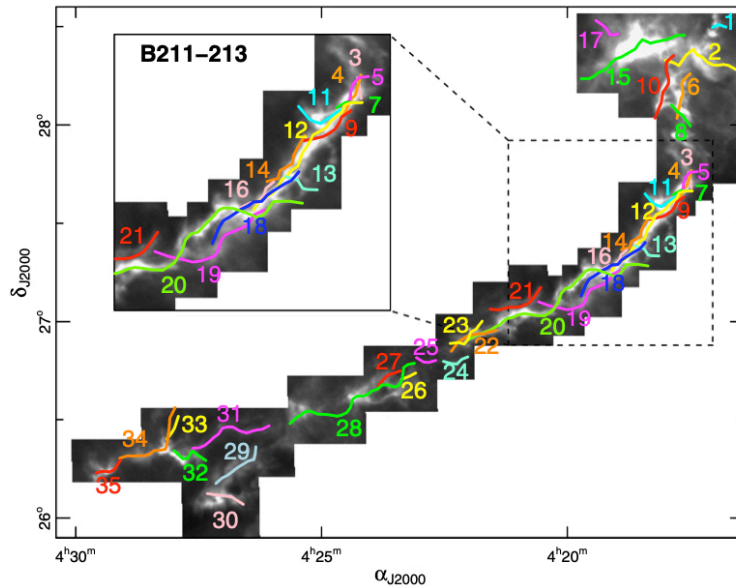


図 5.4: おうし座分子雲の B211/B213 フィラメントの *Herschel* SPIRE 250  $\mu\text{m}$  ダスト連続波の画像に  $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$  FCRAO と,  $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$  IRAM-30m で同定されたコヒーレントな速度構造を番号付きの実線として, 重ねて描いた図 (Hacar et al., 2013). このフィラメントは, その内外の小スケールの速度構造と大スケールの速度構造の両方が観測されている数少ない天体の一つである. そのため, フィラメントの形成や進化の明らかにするためには, フィラメントや分子雲のサンプルを LST による観測により増やす必要がある. Reproduced with permission from Astronomy & Astrophysics, ©ESO

さらに注目すべきこととして, このおうし座分子雲にある 0.1 pc 幅程度のフィラメントの内側には, 複数の異なる速度をもったフィラメント状構造 (ファイバー) が検出されている (図 5.4 右, Hacar et al., 2013). このようなフィラメント内部の異なる速度成分の起源として, (1) フィラメントが分裂して形成された, (2) フィラメントに物質が降着してできた, (3) 分子雲の中で複数のフィラメントが独立して形成し, それらが集まって大きな 1 つのフィラメントになった, などのアイデアが提唱されているが, 明らかではない. しかし, このように 0.1 pc 程度の幅のフィラメントの内部でファイバーが観測されたのは, ごく一部のフィラメントに限られており, どの程度の割合で存在するのかを推測するには, 更なる観測研究が必要である.

### フィラメントの偏波 (磁場) 構造

**磁場観測の全体像:** フィラメント形成とその後の進化における磁場の役割は, 近年, 観測的に検証されつつある (例えば Wang et al., 2019a; Doi et al., 2020, 2021; Arzoumanian et al., 2021a; Kwon et al., 2022). フィラメントには, 銀河スケールから 100 pc スケールにおける星間物質の構造形成の帰結という側面と分子雲における星形成の初期条件を与えるという 2 つの面があり, 銀河研究と星・惑星系研究をつなぐ重要性がある.

<sup>1</sup>0.1 pc 幅のフィラメントを空間分解するには, 0.05 pc 以下の空間分解能が必要となる. 例えば, 15m 口径の JCMT を使用した場合,  $\text{C}^{18}\text{O}(3-2, 329.331 \text{ GHz})$  の観測で得られる空間分解能は  $15''$  である. そのため, 距離が 600 pc までのフィラメントしか空間分解することができない. 50m 口径の LST であれば, 2kpc の距離にあるフィラメントも空間分解することが可能となる.



ミリ波サブミリ波帯では、星間ダストの整列を利用した直線偏波撮像、電波スペクトル線の Zeeman 効果 (Zeeman, 1897) による円偏波や電波輝線の直線偏波である Goldreich-Kylafis 効果 (以下, GK 効果; Goldreich & Kylafis, 1981) の指向観測を通じ、星間磁場の研究が展開されている。ダスト偏波撮像からは、天球面における磁場の方向がわかる。視線と平行な成分に限定されるが、ゼーマン効果を用いれば磁場強度を直接測定できる。

単一鏡を用いたゼーマン効果測定は、主に較正技術の制限から OH や HI など、センチ波帯での低密度ガスにおける観測が主であり、HI 輝線や OH メーザー線を用いて  $n \sim 10^2 \text{ cm}^{-3}$  の希薄な星間雲の磁場が求められている (例えば Crutcher & Kemball, 2019)。ミリ波帯では CCS や CN 輝線を用いた、分子雲コアに対するゼーマン効果を測定も試みられているが、試行的段階の域を出ていない (Crutcher et al., 1996; Shinnaga et al., 1999; Levin et al., 2001; Falgarone et al., 2008; Nakamura et al., 2015, 2019)。GK 効果は、輝線の光学的厚さ  $\tau$  が  $\sim 1$  程度でガス速度場が揃ったいる (coherency がある) 場合に起こり (例えば Cortes et al., 2005)、分子流の周キャビティー構造などがその条件を満たす。しかし、単一鏡での検出例は少なく (例えば Forbrich et al., 2008)、星形成研究のトレーサーとして広く使われるには至っていない。

したがって、LST での星間磁場研究は、大規模な偏波撮像で磁場構造を明らかにする研究が軸となり、ターゲットを絞ったゼーマン効果測定が展開されるであろう。大口径の地上単一鏡を用いた偏波撮像観測が、もっとも強みを発揮する観測対象はフィラメントである。そこで、フィラメントからのダスト直線偏波撮像を軸に LST に求められる性能を考える。

**角度分解能：** 成層圏遠赤外線天文台 SOFIA<sup>2</sup> に搭載された直線偏波撮像装置 HAWC+ と口径 15 m の地上単一鏡であるジェームズ・クラーク・マクスウェル望遠鏡 (JCMT) の POL-2 を用いた研究が進展を見せている (例えば Pattle & Fissel, 2019)。HAWC+ の観測波長帯は 53, 63, 89, 154 および 214  $\mu\text{m}$ , POL-2 は 450 および 850  $\mu\text{m}$  である。両者の角度分解能は 5–18 秒角、基本的な観測モードをとる場合、視野サイズあるいは検出できる最大の空間スケールは直径 2.5 分角である。フィラメントは幅 0.1 pc 程度、長さはその数倍以上を持つ構造である (図 5.3 および 5.4 参照)。サブミリ波偏波観測は放射を捉えるため、天体の偏波構造を望遠鏡のビーム内で平均した情報しか得られず、ビーム内消偏波 (depolarization) を起こす。これを低減する唯一の方法は、高分解能化である。主鏡口径 50 m の場合、波長 850  $\mu\text{m}$  での回折限界は 3.5 秒角である。飛翔体による波長 250  $\mu\text{m}$  の偏波観測で 3 秒角程度の分解能を実現するためには、口径 14 m が必要となるため、LST の優位性を十分確保できる。ALMA の森田アレイとの接続性の観点からも、回折限界 3 秒角は合理的であり、距離 120 pc 程度の近傍フィラメントにおける分子雲コアおよびその内部構造 (0.01 pc スケール) を十分に分解できる。多波長偏波観測において、波長を 850  $\mu\text{m}$  を基準にビーム内消偏波効果を同等にすることを優先するならば、波長 450  $\mu\text{m}$  での実効口径は約 25 m, 350  $\mu\text{m}$  では約 20 m が求められる。

**検出すべき最大空間スケール：** 地上望遠鏡でのボロメーター撮像は、空間フィルターとして働く。したがって、フィ

<sup>2</sup>“Pathways to Discovery in Astronomy and Astrophysics for the 2020s”の勧告を受け、2022年9月に運用停止された。

ラメント撮像や分子雲コア抽出など、目的に応じて、偏波撮像と組み合わせられる望遠鏡掃天スピードにも選択肢を持たせ、観測ごとに検出可能な最大構造長を最適化できる機能を有することが望ましい。Herschelによる連続波撮像データからフィラメントに沿った柱密度分布を解析した研究 (Roy et al., 2015) によれば、その1次元パワースペクトルの冪指数は、分子雲コアの質量頻度分布 (CMF) の大質量側の冪指数と一致する。これは分子雲コアの質量頻度分布が、少なくとも大質量側についてはフィラメント状分子雲の密度揺らぎ分布に起源することを示唆する (Inutsuka, 2001)。また、磁場に関する諸量 (フィラメント軸とのなす角など) のパワースペクトル指数も同様の値を示す (Arzoumanian et al., 2021a) ことから、CMF については IMF の起源に磁気乱流の統計的性質が深く関与していることが示唆される (Misugi et al., 2019)。これは POL-2 による観測にもとづくが、その空間的ダイナミックレンジはわずか1桁超であり、より低密度ガスにサンプルを広げることが本質的である。

フィラメントは広がった構造をもつ天体の代表ではあるが、構造長としてどれほどの大きさまでを LST で検出すべきであろうか？まず、狭義のフィラメントに分類されるかは議論の余地があるが、へびつかい座分子雲のストリーマー構造なども、星形成パラダイムの統合 (Inutsuka et al., 2015a) の視点から degree スケールの構造検出が望ましい。広がった放射については「考え始めたらきりが無い」が、ひとつの目標として銀河系中心部の Central Molecular Zone (CMZ) の広がり、約 1.5 度を挙げたい。CMZ にはフィラメント状分子雲だけではなく、さまざまな構造と現象が見られる。CMZ の星形成率は円盤部に比べて低い (Baganoff et al., 2003a)。星形成研究の視点からは、「CMZ では、そもそも 0.1 pc スケールの構造が少ないから星形成率が低い」 (Battersby et al., 2020a) という指摘がある。この指摘の検証を含め、磁場で律速された銀河系円盤部の星形成 (Inutsuka et al., 2015a) と CMZ における星形成を統一的に理解するためには、0.1 pc (3.5 秒角) の分解能でフィラメント状分子雲を含め、 $\gtrsim 200$  pc ( $\gtrsim 1.5$  度) の CMZ を空間周波数に欠損なく偏波撮像することが求められる。

**感度と偏波較正精度：**偏波観測にもとづく、磁場構造の研究は、偏波観測の精度によって規定される。したがって、偏波観測で求められる精度については p.205 で述べる。

### フィラメントにおけるコア形成

将来星を形成すると期待される重力的に束縛されたコア (Prestellar Core) は、主に、超臨界フィラメント内に存在する。そのため、コアの質量やコア間の間隔、コアの密集度、コアの角運動量といったコアの性質は、フィラメントと密接に関係していると考えられる。

フィラメントの重力不安定性の線形理論によれば、臨界線質量をもつフィラメントは、直径の2倍以上の波長を持つ軸対称の摂動に対して、不安定になるとされている (Larson, 1985)。この場合、最も速く成長する波長はフィラメントの幅 ( $W_{\text{fil}}$ ) の4倍 ( $\sim 4W_{\text{fil}}$ ) であり、分裂片の間隔も  $\sim 4W_{\text{fil}}$  となる。しかし、観測されたコア間の間隔はフィラメントの重力分裂から予想される値とは異なっている。観測では、 $M_{\text{line}} \sim M_{\text{line,vir}} = 2\sigma_v^2/G$  のビリアル平衡状態にあると思われるフィラメントでは、コア間の間隔は有効ジーンズ長  $\lambda_{\text{fil}} = \sigma_v^2/G\Sigma$  ( $\Sigma$  はガス表面密

度,  $\sigma_v$  は速度分散) とほぼ同じ ( $\sim 0.1$  pc) である. このことは, コア間の間隔は, フィラメントの柱密度や単位長さあたりの質量の影響を受けず,  $\lambda_{\text{fil}}$  に等しいことを意味し, ビリアル状態のフィラメントの幅は  $W_{\text{fil}} = 0.1$  pc に等しいことを示唆している (Arzoumanian et al., 2013).

フィラメントの重力不安定性の線形理論によると, フィラメント幅程度のゆらぎは成長できないが, フィラメント重力ポテンシャルの潮汐の影響を無視できるほどの非線形なゆらぎが小スケールであれば, 最大成長スケールよりも小さなスケールで分裂することは可能である. いくつかの分子雲では, フィラメント幅程度の小スケールの分裂と, フィラメント幅数倍の大スケールの分裂が階層的に起こっている兆候が見られている (例えば Hacar et al., 2013; Takahashi et al., 2013), 磁場なし孤立フィラメントの分裂過程を追ったシミュレーションによって同様の特徴が得られることが示されている (Lee et al., 2017) が, 磁化したフィラメント分子雲の進化の過程でこのような階層的な分裂が一般的に起こるのかはまだわかっていない.

今のところ, フィラメントの特性 ( $W_{\text{fil}}, M_{\text{line}}, \sigma_v$  など) とフィラメントの分裂の詳細 (コアの間隔) の両方を調査できる観測データは非常に少ない. これは, より多くのサンプルを取得するためには効率的な広域観測が必要であり, さらに, 典型的なフィラメントの幅 0.1 pc を十分に空間分解し, フィラメントの速度幅を十分速度分解した観測が必要のため, 膨大な観測時間が必要とされるためである.

### 遠方分子雲 (距離 $> 500$ pc) におけるフィラメントの性質と大質量星と星団形成: ハブ・フィラメント構造

第 5.2.4 節で述べたとおり, 太陽近傍の低・中質量星の主要な形成現場は, フィラメント状分子雲である. では, 大質量星と星団形成はフィラメント構造とどのような関係にあるのであろうか? 近年の観測から, 2 本以上のフィラメントが合体してできた「ハブ」と呼ばれる領域が星団や大質量星の誕生場所であることが示唆されている (Schneider et al., 2012; Kumar et al., 2020a). このようなハブ・フィラメント構造では, フィラメントに沿って速度勾配が観測されている. この速度勾配はハブに向かっているため, フィラメントに沿ったガス流によるハブへの質量供給により大質量星や星団が形成されたと解釈されている. 単に質量を供給するだけでなく, ガス流は乱流を駆動することで, 分裂したコアが質量が小さい段階で重力収縮し星形成してしまうのを防ぎつつ大質量星が形成できるほどの大量の質量を供給することができる (Peretto et al., 2014). いくつかの研究では, 様々な大質量クランプやハブにおける乱流と重力の役割を調査しているが (Traficante et al., 2018), 単一の雲において大きなスケールから小さなスケールまでの速度, 磁場, 密度構造を一貫して捉えた観測は不足している. 特に, ハブとフィラメント間の磁場の 3 次元構造はこれまで研究例がない.

ハブ・フィラメント系全体の運動を研究するためには, 分子雲周辺部の低密度ガスから超高密度の星団形成クランプまでの広い密度域を抑えることが不可欠である. 高密度クランプ, ハブ, フィラメントは高密度ガストレーサー ( $\text{N}_2\text{H}^+$ ,  $\text{H}^{13}\text{CN}$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  など) を用いて捉えることができ, その周辺の広がった低密度の分子雲は CO 同

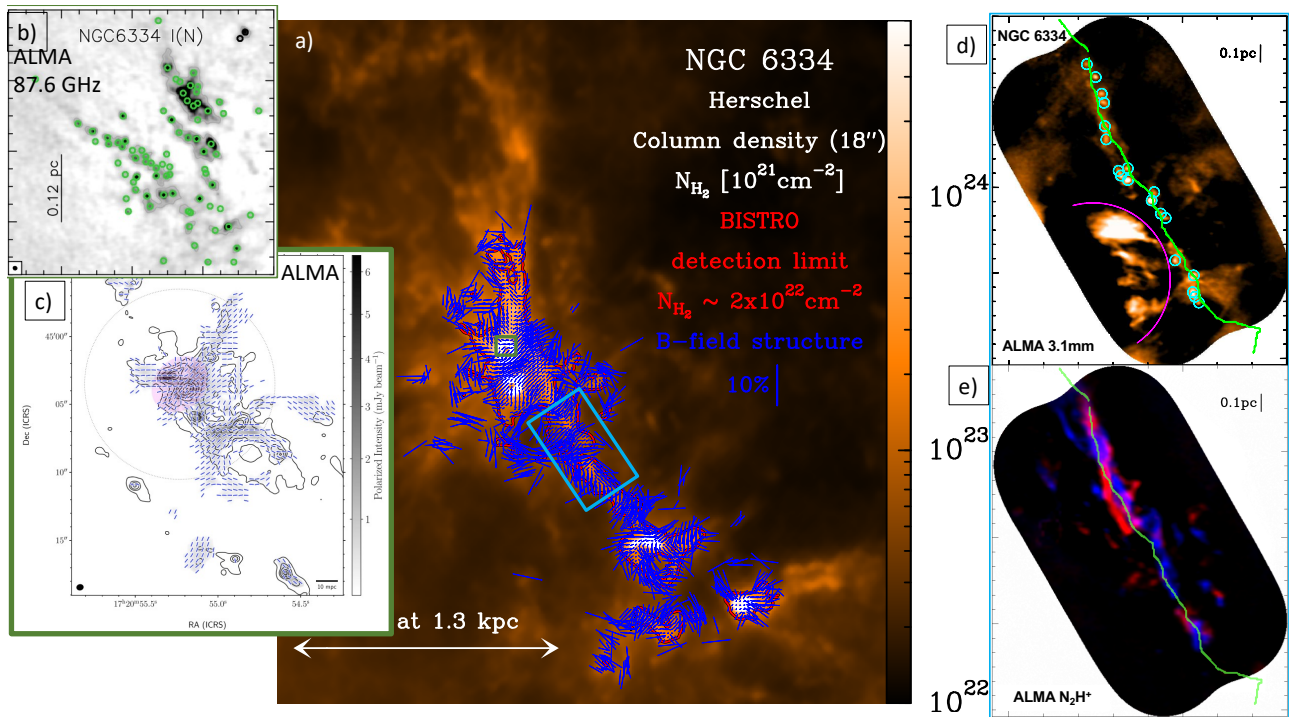


図 5.5: a) カラーマップは、ハーシェル宇宙望遠鏡による連続波観測から得られた、NGC6334 大質量星形成ハブ・フィラメント系の柱密度図 (Arzoumanian et al., 2021a, 2022, より). 青い線分は JCMT/POL2 観測 ( $\gtrsim 10^{22} \text{ cm}^{-2}$  のガスをトレースする, より広がった成分はフィルターアウトしている) から得られた点球面上の磁場の向きを表す. b & c) 星団形成領域 NGC6334 I(N)ALMA の微細構造を分解した, ALMA によるダスト連続波観測結果 (Sadaghiani et al., 2020; Cortés et al., 2021). LST によるダスト連続波観測により, ハブ・フィラメント系の全領域に渡って, 放射の全強度と偏光強度の両方のマップを描くことができる. それにより, 星団形成の現場を, 大きなダイナミックレンジで観測ができる. JCMT や Herschel(角度分解能  $\sim 14'' - 20''$  で) は到達できない, ALMA の秒角の分解能に達するという意味でも LST は重要である. d) 大線密度フィラメントの一部にある高密度コアの ALMA 観測結果. e) (d) と同じ領域の  $\text{N}_2\text{H}^+$  観測結果. フィラメントに沿って2つの速度成分が見られる. (Shimajiri et al., 2019a, より). このような複数の速度成分の起源を明らかにするためには, このようなフィラメントの大域的な環境を観測できる LST が必要である. ガスの流入によるフィラメントの形成と質量増加過程を調べるには, フィラメント周囲の薄いガスを含んだ大スケールのマップが必要である. Reproduced with permission from Astronomy & Astrophysics, ©ESO, ©AAS. Reproduced with permission.

位体などの低密度ガストレーサーを用いて捉えることが可能である. さらに, 同じ分子の複数の遷移の観測をすることで, 密度や温度を推定することができる. これらは, 連続波の SED 解析から得られる柱密度やダスト温度と相補的な情報である.

### 分子雲の磁場とその観測プローブ：ダストの整列機構とゼーマン効果

フィラメントの形成と進化における磁場の役割を明らかにすることは, 将来の観測とモデルにおいて主要な課題の一つである. しかし, 磁場は観測によって定量することが難しい物理量である. 星形成中の分子雲では, 磁場の三次元的な構造と強度を単一の観測手法で明らかにすることは不可能である. p.198 以降で述べたように, ダスト

熱放射の直線偏波観測により天球面成分  $B_{\text{pos}}$  の向きがわかり、後述のように CN, CCS, SO といった分子のゼーマン効果により視線成分  $B_{\text{los}}$  の強度と符合がわかる.. 個々の星形成現象における Goldreich-Kylafis 効果 (GK 効果) の検出は, 出現条件の低さから限定されるであろう (p.199 参照). なお, M33 銀河における巨大分子雲におけるサーベイで, GK 効果は多数の巨大分子雲で検出されており (Li & Henning, 2011), LST を用いた銀河系内の分子雲に対する系統的な観測が期待される. したがって, 研究対象によっては天球面成分の推定に GK 効果が利用されるであろう. つまり,  $B_{\text{pos}}$  と  $B_{\text{los}}$  の両方を高空間分解能・高感度で観測することが全 3 次元 (方向, 符号, 強度) を推定するために必要である. 近年, さまざまな方法で分子雲磁場の 3 次元構造の推定が試みられている [レビュー論文 Tahani (2022) を参照]. 解析方法の進展が著しい分野であるので, それを注視しつつ, LST の役割を適宜最適化して開発を進める必要がある.

### 磁場の天球面成分 ( $B_{\text{pos}}$ ) の観測

天空面成分  $B_{\text{pos}}$  は, 近年, BLASTPOL, JCMT/POL-2, SOFIA/HAWC+, NIKA2-pol などによって精力的に観測されている. 例えば, ダスト熱放射の偏波は, これまで複数の空間スケールで調べられ, 特に幾つかの太陽近傍の分子雲に対しては大域スケールは Planck 衛星で, 分子雲コア以下のスケールは, サブミリ波干渉計と CARMA 干渉計がサーベイ観測の先鞭を付け (Zhang et al., 2014a; Hull et al., 2014), 近年は ALMA でも観測されている (例えば Hull & Zhang, 2019). Planck 衛星と結合型干渉計ではカバーされない中間的なスケールは JCMT/POL-2 や SOFIA/HAWC+ で観測されている. これらのダスト放射観測と可視・近赤外のダスト減光の偏光観測を合わせることで, 広い空間スケールに渡って, 磁場構造がどのように変遷するかを調べることができる (例えば Doi et al., 2020). 一方で, 直線偏波観測による磁場構造推定の限界も明確に指摘され始めた (Doi et al., 2021). LST では, JCMT/POL-2 と比べて 5 倍ほど高い空間分解能で, 近傍の星形成領域では小さいスケール構造まで空間分解し, kpc の距離にある大質量星形成領域ではフィラメント, コア, ハブなど 0.1 pc スケールまで空間分解することを可能とする.

**ダストの整列機構研究の現状:** ダストの整列機構を検証し, 理論モデルの改善につなげることは, サブミリ波での放射偏波観測に限らず, 可視・近赤外域での吸収偏光観測にも共通する星間物理学の基盤的な課題である. 宇宙背景放射の  $B$  モード偏光検出を目指す, 宇宙論実験 (第 3.4 節参照) ではそれ自身のデータから前景放射である星間物質からの放射を差し引くことが確立しつつある. 「プランク」以降の宇宙論実験<sup>3</sup>において, 除去された前景放射データは, 観測波長数が多いこと, データの均質性が高い (例えば Guan et al., 2021a) ことから, ダストの整列モデルへの制限をにおいて大きな役割を担いつつある (Hensley & Draine, 2021). 一方, 宇宙論実験では空間分解能の向上は, 現時点では二義的となっているため, 宇宙論実験と LST を用いた星間物質研究の交流が重要となる. ダスト粒子の常磁性緩和によって粒子が整列する (Davis Greenstein 機構; Davis & Greenstein, 1951) という原型が提唱

<sup>3</sup>例えば, アタカマ宇宙論望遠鏡 (Atacama Cosmology Telescope). 「プランク」実験では, 「プランク」のデータを用いて前景放射除去を行っていない.

されてから、多数の修正モデルが提案された。しかし、いずれもモデルが予測する整列に要する時間スケールと天体形成のそれが桁で合わず、観測から否定されている。今のところ、観測と無矛盾とされるのが、放射トルク機構 (RAT) である (Dolginov & Mytrophanov, 1976; Draine & Weingartner, 1997; Cho & Lazarian, 2007; Lazarian, 2007; Andersson et al., 2015; Tram & Hoang, 2022a). RAT 機構は、希薄な星間空間では概ね成立していると考えられているが、分子雲コア最深部 (例えば Alves et al., 2014) での成立は検証 (Vaillancourt & Andersson, 2015; Jones et al., 2015; Fanciullo et al., 2022) が十分でない。

**ダスト整列の評価に求められる偏波率の測定精度:** ダスト整列機構の研究の前段階として、ダスト粒子がどれほど整列しているかを評価しなければいけない (Whittet et al., 2008; Jones et al., 2015). ある波長  $\lambda$  における偏波率  $P_\lambda$  は、全放射強度ストークス  $I_\lambda$  の冪乗で表現でき、その冪指数がマイナス  $1^4$  でなければ、何らかの整列機構が働いていることが示唆される (例えば Pattle et al., 2019).  $I_\lambda$  vs.  $P_\lambda$  関係の検証に必要な  $I_\lambda$  のダイナミック・レンジは、 $I_\lambda$  の  $S/N$  比が 30 程度以上の信号に対して 2 桁以上である<sup>5</sup>. もっとも厳しい観測と考えられるのは、おうし座分子雲の星なし分子雲コアの周縁部 ( $N \sim 10^{20.5} \text{ cm}^{-2}$ ) で、 $I_\lambda$  への要求感度は波長 850  $\mu\text{m}$  帯で 0.1 mJy  $\text{beam}^{-1}$  のオーダーとなる。十分な精度で偏波率スペクトル  $P(\lambda)$  (後述) が得られれば、 $I_\lambda$  vs.  $P_\lambda$  関係を  $N$  vs.  $P$  関係に焼き直して、ダスト整列効率を評価できよう。偏波率測定の誤差要因として、 $^{12}\text{CO}$  分子輝線などの混入がある (Drabek et al., 2012; Coudé et al., 2016).  $\text{CO}$  輝線で明るく、ダストで暗い分子雲周縁部では、 $I_\lambda$  への分子輝線の混入が  $P_\lambda$  の過小評価につながる。 $^{12}\text{CO}$  分子が GK 効果を起こすことがある、分子流の周キャビティ構造などでは、過大評価につながる。したがって、LST では  $\text{CO}$  輝線との分離を可能とする、フィルターの導入は必須である。

**ダスト整列機構の研究に求められる偏波率スペクトルの測定精度:** ダストの整列機構は、サブミリ波から遠赤外線において偏波率を測定し、そのスペクトル [偏波率スペクトル  $P(\lambda)$ ] を理論予測と照合し、検証する (Hildebrand et al., 1999). 目的によっては、二波長間での偏波率スペクトル指数でもよい。偏波率スペクトル指数とは、任意の波長間での偏波率の比であるから、その精度を評価するためには、 $I_\lambda$  vs.  $P_\lambda$  関係を検証するのに必要な精度を上回る較正が求められる。 $P_\lambda$  はダストの光学特性および偏光特性 (サイズ分布, 形状, 組成比)  $p_{\text{dust}}$ , 整列効率  $R$ , 磁場と視線のなす角 ( $\cos \gamma$ ) の積からなる量に比例するため、多波長での偏波率測定から、この積における縮退を解きたい。ダスト熱放射を特徴づける 3 つの基本量 (質量吸収係数  $\kappa_\lambda$  とその波長依存性  $\beta$  および温度  $T_d$ ) とあわせ、妥当と思われる問題設定<sup>6</sup>をすれば、4 番目の未知数は  $R$  であろう。すなわち、必要な波長数は 4 つで、1100, 850, 450, 350  $\mu\text{m}$  帯が考えられる。 $P_\lambda$  は、波長 350  $\mu\text{m}$  帯付近で最小値を取ることが示唆されており、2 つのサイズ分

<sup>4</sup> $PI$  を偏波強度、 $I$  をストークス  $I$  の強度とすると、偏波率は  $P = \frac{PI}{I}$  である。今、無偏波天体あるいは  $PI$  の検出がないときの偏波率  $P_0$  を考える。 $\Delta PI$  を偏波強度の雑音レベルとすれば、このとき  $P = P_0 \frac{\Delta PI}{P_0 I}$  なので、 $\Delta PI$  が画像内やストークス  $I$  強度に対して一定値を取ることが確かめられれば、 $P \propto \frac{1}{I}$  を得る。

<sup>5</sup> $S/N(I_\lambda) \gtrsim 30$  を要求するのは、星形成領域での偏波率は典型的に数%であるから、その波長での放射強度  $PI_\lambda$  の  $S/N$  比として 3 程度を想定するためである。なお、冪指数が整列効率のどれほど良い指標であるかは、議論となっている。

<sup>6</sup>多波長観測でビームサイズを実効的に揃え、平行な偏波セグメントを選び、空間的消偏波項を消去する、など。

布を持つダストの存在やダストの化学組成や化学組成ごとの整列効率の違いが議論されている (Vaillancourt et al., 2008; Vaillancourt & Matthews, 2012; Gandilo et al., 2016; Shariff et al., 2019; Michail et al., 2021). 化学組成とは、シリケート化合物か、炭素化合物か、あるいは両者の混合かであり、これは偏波観測が唯一の検証手段となっている (Guillet et al., 2018; Hensley & Draine, 2021). 以上のような展開と RAT モデルの鍵となるパラメータは温度 (すなわち、輻射場強度) であることを踏まえ、450, 350  $\mu\text{m}$  帯では狭帯域偏波撮像機能をもたせ、波長方向の測定点数を増すべきである.

**ダスト整列機構の研究に求められる感度：**他の観測手段と合わせて「どのような状況において、サブミリ波偏波観測は磁場を見ているのか？」を検証する際、求められる感度について、もっとも高い感度が要求されるケースをもとに考える. 現状では、可視・近赤外線での吸収偏光観測とサブミリ波での放射偏波観測でカバーしきれない、 $n \sim 10^2 - 10^3 \text{ cm}^{-3}$  の密度域が依然としてギャップとなっている. LST による高感度サブミリ波偏波観測が実現した場合、吸収偏光測定がなされた星々に対して放射偏波観測が初めて可能となろう.

星間磁場研究の基礎である、ダスト整列機構の研究において、偏波角分散関数 (polarization angle dispersion function,  $S$ ) と偏波率  $P$  の積も重要な手がかりとなる. これはもともと Lee & Draine (1985) で示されていたアイデアだが、観測的応用は近年の進展を待つ必要があった. Planck Collaboration et al. (2015b); Le Gouellec et al. (2020) などの結果を総合すると、 $S \times P$  は分子雲のスケールから原始星エンヴェロープのスケールまで、ほぼ一定値をとり、いずれかの共通機構のもと、星間ダストが整列していることを示唆する (Reissl et al., 2020). この議論に必要な  $S$  を求めるためには、精度が高く、広視野のストークス  $Q$  および  $U$  マップの取得が本質的である. 分子雲の低密度領域において期待される測定精度を今後の研究から、定量評価する必要がある.

近年、「サブミリ波偏波観測は磁場を見ているのか？」が偏波観測に依らない手法で検証されつつある. CO などの分子輝線観測から  $n \sim 10^2 - 10^3 \text{ cm}^{-3}$  のガスの速度場 (本質的には速度勾配) からプランク衛星が観測した磁場構造を再現されている (Hsieh et al., 2019; Hu et al., 2019). さらに  $\text{NH}_3$  輝線などのデータから  $n \sim 10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$  の磁場構造の推定 (観測された偏波構造の検証) も試みられており、偏光特性と整列に関する、より精度の高い知見を提供することが LST には期待される.

### 磁場の視線成分 ( $B_{\text{los}}$ ) の観測

LST では、ゼーマン分離を検出し、 $B_{\text{los}}$  を測定することが期待される. 星形成中のフィラメントやハブ・コアに対するゼーマン効果の観測は一握りしかない. 星形成領域では、主に CCS および CN 分子を用いて熱的輝線のゼーマン効果の測定により  $B_{\text{los}}$  の定量に成功している (Crutcher & Kemball, 2019, によるレビュー参照). 信頼性の高い測定を系統的に行うことが、今後の星形成研究の前進にとって必須であり (Crutcher, 2012; Pattle et al., 2022, などのレビュー参照), 既存の望遠鏡では困難であった超高感度円偏波観測を、LST では実現してほしい. これにより、分子雲の進化における磁場の役割や星形成理論モデルにより強い制約を与えられるからである.

**分子雲におけるゼーマン効果測定の実況と LST を用いた研究の方向性** 星間雲の磁場強度を直接測るためには、原子や分子のスペクトル線における Zeeman 効果 (Zeeman, 1897) の測定が有用である。原子や分子のエネルギー準位は、磁場によって縮退が解け (Zeeman 分離)、スペクトル線には右旋円偏波と左旋円偏波の  $\sigma$  成分が生じる。僅かであるが、両  $\sigma$  成分には周波数差があり、差をとるとスペクトル線の微分形状が検出される。その大きさと左右両成分の平均強度比から、星間磁場の視線方向成分の大きさが求まる。信頼度の高い測定を行うためには、(1) ラジカル分子のように不対電子をもつ分子など、Zeeman 分離幅が大きい原子や分子を選択し、(2) 量子力学計算によると、低いエネルギー順位の遷移のほうがゼーマン分離  $Z$  値が大きくなる (例えば Shinnaga & Yamamoto, 2000, の表 3 および 4 参照) ので、ミリ波帯の観測が有利である<sup>7</sup>。(3) できるだけ高い周波数分解能 (表 5.2 のゼーマン分離  $Z$  値を参照) が必要である。これは差分スペクトル線の形状から Zeeman 分離検出を判定するからである。さらに (4) できるだけ強度の高い輝線、(5) 速度構造ができるだけシンプルで、輝線線幅が小さい天体を選ぶことも実際の検出条件となる。(3) はできるだけ高い感度、すなわち大口径主鏡の必要性を意味する。大口径主鏡は、ビーム内消偏波を軽減するためにも有利である。

条件 (1) および (2) を満たすものとして、OH や HI 輝線がこれまで広く用いられてきた。しかしながら、OH や HI 輝線は臨界密度が低いため、星を生む直接の母体ガスの磁場を捉えられないことに加え、前景放射の混入の問題もある。また、輝線の線幅がフィラメントや分子雲コアの典型的な幅に比べ大きいこと、低周波数の観測ゆえ空間分解能が悪く、空間的消偏波も適切に評価しなければいけない。したがって、(2) の点で不利になること、(4) の点から選択バイアスを持ち込んでしまう重大な弱点を差し引いたとしても、LST でフィラメント状ガス雲や分子雲コアにおける磁場強度の直接測定に先ずは挑戦する意義は大きい。

そこで、表 5.2 に LST での観測が期待できる熱的分子輝線をまとめた。直線偏波撮像観測から間接的に推定されている、フィラメントや分子雲コアにおける磁場強度は、 $10\text{--}10^3 \mu\text{G}$  のオーダー (Liu et al., 2022) で、期待されるゼーマン分離は 1 kHz 以下となる。したがって、実行的な周波数分解能として 10 Hz のオーダーが求められる。参考までに、アレシボ 305 m 鏡で多くの観測がなされてきた OH 分子  $J = 3/2, F = 1 - 1$  輝線の  $Z$  は  $3.27 \text{ Hz } \mu\text{G}^{-1}$  である。野辺山 45 m 鏡や Goldstone 34 m 鏡で検出が試みられてきた、CCS 分子 (Shinnaga et al., 1999; Levin et al., 2001; Nakamura et al., 2015, 2019) の  $Z$  は 45 GHz 帯の  $J_N = 4_3 - 3_2$  輝線で  $0.63 \text{ Hz } \mu\text{G}^{-1}$  と小さい。さらに高励起輝線ほど  $Z$  は小さくなるのが実験室分光からも確かめられている (Shinnaga & Yamamoto, 2000) ため、表 5.2 では考慮しなかった。最後に高精度の磁場強度測定を実現するためには、分光実験と量子力学計算の精度を高め  $Z$  値を与える Lande の  $g$  因子 (Schmidt-Böcking et al., 2023) の決定精度を上げておくことも、忘れがちではあるが重要であることを付言しておく。

<sup>7</sup>表 5.2 のゼーマン分離  $Z$  値において、この傾向は明確に見えない。これは計算値と分光実験からの推定値など、研究ごとの系統誤差を考慮せず、数値を転載した結果と思われる。



表 5.2: LST でゼーマン効果検出の可能性のある熱的分子輝線

分子	遷移	静止周波数 [GHz]	ゼーマン分離 * Z [Hz $\mu\text{G}^{-1}$ ]	文献
SO	$J_N = 1_1 - 1_2$	86.094	1.38	1
SO	$J_N = 3_2 - 2_1$	99.299875	1.04	2, 3
SO	$J_N = 3_4 - 2_3$	138.178	0.80	2, 3
SO	$J_N = 2_1 - 1_2$	236.452	1.7	2
SO	$J_N = 1_1 - 0_1$	286.340	1.74	1
CCH	$N = 1 - 0, J = 1/2 - 1/2, F = 0 - 1$	87.32892	2.8	2
CCH	$N = 2 - 1, J = 3/2 - 3/2, F = 1 - 2$	174.819	2.8	2
CCH	$N = 3 - 2, J = 5/2 - 5/2, F = 2 - 3$	262.223	2.8	2
CN	$N = 1 - 0, J = 1/2 - 1/2, F = 1/2 - 3/2$	113.1442	2.18	4
CN	$N = 1 - 0, J = 3/2 - 1/2, F = 3/2 - 1/2$	113.4881	2.18-2.2	1, 4
CN	$N = 2 - 1, J = 3/2 - 3/2, F = 3/2 - 5/2$	226.333	2.18-2.2	1

文献 — 1. Cazzoli et al. (2017), 2. Bel & Leroy (1989), 3. Shinnaga & Yamamoto (2000), 4. Crutcher et al. (1996)

### LST で行うこと

- 近傍分子雲 (距離 < 500 pc): 大スケールの速度マップの作成. フィラメント内部の微小構造の分解. コア/円盤スケールの分解, 既存の装置 (JCMT など) よりも高い分解能と高いダイナミックレンジ (大スケールの放射の復元の有利) を使って直線偏波マップの作成. 円偏波マップの作成.
- 遠方分子雲 (距離  $\gtrsim$  500 pc): 0.1 pc 幅のフィラメントと 0.1 pc スケールのクランプとハブを, kpc 遠方の分子雲に対して分解し, これまで近傍の「低・中質量」星形成領域で行われてきた詳しい研究を大質量星形成領域にも拡張して, 低質量から大質量の星形成についての包括的な描像を描き出す.

### 技術的要請

- 波長帯域:
  - 地上望遠鏡を用いた連続波観測の場合, データ解析において大気雑音を除去する際, 広がった構造の天体から放射が大気雑音と一緒に取り除かれてしまうという問題がある (Shimajiri et al., 2011). 一方で, Herschel や Planck などの大気の影響を受けない宇宙赤外線望遠鏡による観測の場合, アンテナ口径の制限から高い空間分解能を得ることができない. つまり, 連続波の高空間分解能のデータを取得するためには, 地上望遠鏡による観測が必須となる. しかし, フィラメントの観測研究において, 高空間分解能と天体の広がった構造を再現したデータの両者を兼ね備えたデータが必須であるが, 両者を同時に満たした観測装置は現在存在しない. 2つの解決方法が考えられる. 1つ目は, LST が Herschel-SPIRE と Planck と同程度の広がった放射を検出する能力 (カメラ視界) をもち, LST の連続波データと Herschel-SPIRE

と Planck のデータを合わせることである。この手法は、APEX に搭載された ArTeMiS カメラのデータと Herschel データを足し合わせるなど、実例がある手法である (André et al., 2016; Schuller et al., 2021)。そのためには、LST の高周波数帯域は、Herschel-SPIRE でカバーしている波長  $\sim 500, 350, 250 \mu\text{m}$  を含む必要がある。短波長観測のための 50m 口径の鏡面精度を確保が難しく、内側 30m の口径のみを使用するとしても、ハーシェル宇宙赤外線望遠鏡の口径 (3.5m) を遥かに凌駕するため、十分に科学的価値がある。2つ目は、これまでの地上望遠鏡を用いた連続波観測のデータ解析は、カメラの素子間の相関を利用して大気雑音を除去していたが、時系列情報を活用することで、地上望遠鏡を用いた連続波観測データのみでも広がった成分の再現が期待される。この手法は、CMB 観測研究において、実装され、成果を出している (Komatsu et al., 2014)。

- Herschel-SPIRE がカバーする波長を含むことで、冷たいダストの熱放射の SED をよりよくフィットでき、高精度な柱密度マップを描くことができる。ダストの性質と進化を調べることができる。

- 直線偏波 (ダストからの直線偏波した熱放射)

- 現存の単一鏡に搭載された偏波カメラによる観測は、分子雲の磁場構造を調べるための多くのデータを提供している。しかし、これらの装置は角度分解能 (15 秒角) と感度・強度のダイナミックレンジに限界がある。分子雲における磁場の役割を調べる上で欠かせない、より広がった放射に対して、高分解能 (3 秒角程度) での高感度観測 (例えば、星間物質の柱密度で  $10^{20} \text{ cm}^{-2}$  のガスにおける偏波観測) の実現が期待される。これにより、従来の装置では観測が容易でない、星なし分子雲コアなどにおける直線偏波観測への道筋をつけられよう。
- 異なる波長で観測することで、温度や視線方向の深さの異なるダスト粒子を捉えることができるようになる。そのため、異なる波長での偏光観測が、ダストの特性評価と磁場のトモグラフィーに必要な偏光放射の SED を得るためのカギとなる。

- 分光観測

- **高速度分解能:** 分子雲の速度構造 (速度分散や速度勾配) を明らかにするには、輝線の幅、特に熱運動による線幅の広がりを分解することが非常に重要である。特に温度 8-10 K の高密度コアでは、音速が  $< 0.2 \text{ km s}^{-1}$  であるため、それを十分分解できる分解能 ( $0.05 \text{ km s}^{-1}$ ) が必要である。
- **直線偏光 (分子からの直線偏光した放射):** 現在、ほとんどの研究では、天球面の磁場の構造を得るために偏光したダスト放射を観測している。直線偏光した分子輝線は、密度や速度・温度などのパラメータ空間を広げ、磁場のトモグラフィーを可能にすることから、ダスト放射偏光観測を補完する観測として有用である。分子輝線の直線偏光は、ある方向に光学的に厚くても、光学的厚みが非等方であれば、

検出が期待される。この Goldreich-Kylafis 効果 (GK 効果) は、サブミリ波干渉計 SMA を用いて、M33 銀河の多数の巨大分子雲で検出されているが (Li & Henning, 2011), ALMA でも、CO 分子輝線や CS 分子輝線を使って観測されている (例えば Lee et al., 2018; Cortés et al., 2021)。しかしながら、SMA や ALMA では、大スケールの構造は取得できず、小スケールのデータしか得られない。LST を使えば、分子雲の大規模なマップを描きつつ、フィラメントとコアの内部も分解できる。重要なこととは、ダスト熱放射の直線偏波との適切な分離であり、さまざまな方法が議論されている。これらの技術検討を踏まえ、LST においても GK 効果検出法を最適化してほしい。

- **円偏波:** 波長 3 mm 帯における Zeeman 効果検出が望まれる。輝線強度とゼーマン分離の大きさから CN 分子輝線がもっとも有力であろう。また、CCH および SO 分子などのほかの輝線も可能性がある。これにより、視線方向の磁場強度を得ることができる。これと直線偏光から得られる天球面状の磁場と合わせることで、3次元の磁場構造を明らかにできる可能性が拓ける。分子輝線からの円偏波観測は技術的難易度が高く、観測例は限られている。LST による高精度偏波観測を実現できれば、分子雲における磁場の3次元構造の推定にもつながり、星形成における磁場の役割の理解を大きく前進できるだろう。

### 5.2.6 分子雲の破壊 (星形成フィードバック)

星団形成では、大質量星による輻射や星風、小質量星からのアウトフロー等のフィードバックにより、ガスが散逸することで分子雲から星への質量変換効率 (以後、星形成効率) が決定する。これらのフィードバック過程は、星団の質量や星密度といった性質に加え、超新星爆発や電離領域形成を行う大質量星の形成率にも関連するため、銀河進化にも大きく影響する。LST の持つ高視野観測を駆使すれば、星団の各形成段階における分子雲内部の速度構造を詳細に観測できるため、その結果から星形成フィードバックがどのように分子雲を破壊し、星団・星形成の性質を決定づけているかを明らかにできると期待される。ここでは、各フィードバック機構の性質を踏まえ、その観測的特徴を考察する。

近傍星形成領域の観測から、大質量星形成後の 3 Myr 以内の短時間で分子雲が破壊されることが示されている (Kawamura et al., 2009b)。この時間スケールは大質量星の寿命より短いために、超新星爆発以前の輻射や星風が主に分子雲破壊に寄与していると考えられている (Kruijssen et al., 2019)。輻射については、電離領域を形成する極紫外線 (EUV) 光とそれより低エネルギーである遠紫外線 (FUV) 光が主に星形成の抑制に寄与する。EUV 光は電離領域形成により、分子雲全体の破壊に寄与する。星形成雲にみられるフィラメント構造は、ダスト粒子による光学的厚みが 1 以上となるため、紫外線光は遮蔽されるが、EUV 光に照らされた表面からのガス蒸発により徐々に破壊される (Nakatani & Yoshida, 2019; Fukushima et al., 2020a)。また、FUV 光については、電離領域外側のより広大な領域において、中性ガスを加熱するため、星形成抑制に非常に有効であることが指摘されている (Inutsuka

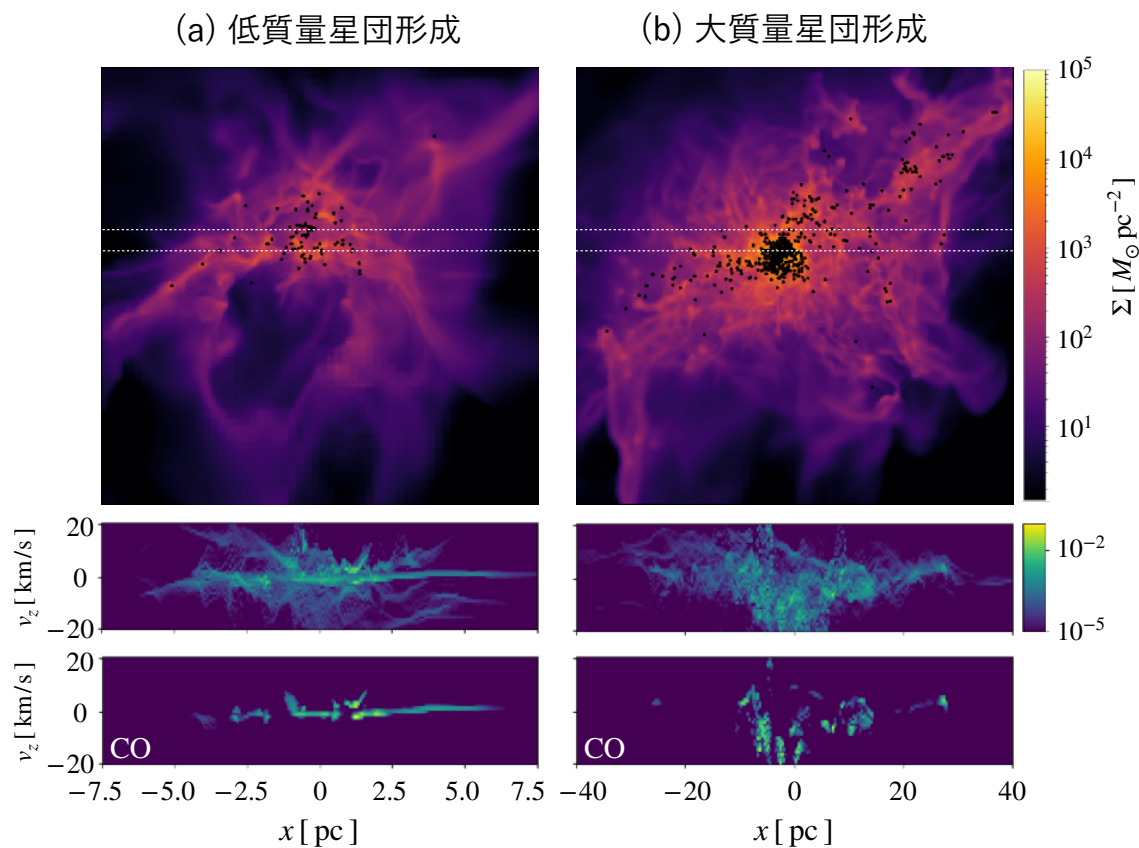


図 5.6: 星団形成シミュレーションとガスおよび CO 分子ガスの視線方向速度の分布. 上図はガスの面密度を示し, 黒点は星粒子の位置を示す. 下の図は, 上図の白点線で囲まれた領域における, ガスと CO 分子ガスの視線方向の速度分布を表す. 図はガスの質量比で重みをつけている. 各図は, (a) 低質量星団形成が起こる場合で母体となる雲質量は  $M_{cl} = 10^4 M_{\odot}$ , 面密度は  $\Sigma_{cl} = 100 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ , (b) 大質量星団形成の場合, 雲質量と面密度は  $M_{cl} = 10^6 M_{\odot}$  と  $\Sigma_{cl} = 400 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$  (Fukushima & Yajima, 2022).

et al., 2015b). 特に, 分子雲内部で乱流速度場のエネルギーが重力よりも卓越している場合, もしくは分子雲の面密度が  $\Sigma < 25 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$  と雲の面密度が低い場合に, FUV 光は星形成の抑制に有効であることが示されている (Fukushima & Yajima, 2022). 近年の EUV/FUV 光による輻射フィードバック効果を組み込んだ輻射流体シミュレーションから, 分子雲破壊におけるガスの速度構造も判明しつつある. 電離領域が拡大する際には, その速度はおおよそ  $5 - 10 \text{ km s}^{-1}$  となる (Kim et al., 2018; Fukushima & Yajima, 2021). 特に, LST による輝線観測が期待される CO 分子については, 図 5.6(a) が示すように, 電離ガスの膨張により  $10 \text{ km s}^{-1}$  程度の速度幅を持つガスの構造が観測されることが期待される. また, C I 輝線についても, 膨張している電離領域周囲の光解離領域 (PDR) を選択的に観測することにより, FUV 光による星形成抑制についても観測から直接検証できると期待される.

大質量星からの星風も分子雲破壊に寄与する. 星風については, 星風と星間ガスの境界領域で生じる乱流構造内部で, 効果的にガスの冷却が働く結果, 従来のモデル (例えば Weaver et al., 1977) で期待されていたよりも, 分子雲ガスへ運動量をうまく注入できない可能性が近年指摘されている (例えば Lancaster et al., 2021) が, 依然と

して星形成抑制機構の候補の一つである。オリオン大星雲における CII 輝線観測から、 $10 \text{ km s}^{-1}$  超の速度を持つガス成分が見つかっており、電離ガス周囲の膨張シェル速度よりも大きいため、星風により駆動されている可能性が指摘されている (Pabst et al., 2020)。一方、電離領域が拡大する際に密度勾配が大きい場合には、いわゆるシャンパンフロー (Shu et al., 2002) により  $10 \text{ km s}^{-1}$  超のガス流は実現するため、このような高速なガス流が実際に星風で駆動されたか判別するのは難しい。そこで、LST により得られる CO, CI 観測から得られる速度構造と、輻射と星風両方を考慮したシミュレーションを比較することで、観測で見つかった高速なガス成分を駆動したメカニズムを解明するとともに、星風が分子雲破壊に果たす役割を解明することができると期待される。

小質量星も含む原始星への質量降着に伴うアウトフローも分子雲破壊の有力な候補としてこれまで考えられてきた。特に、形成途中の星周囲のガスへ運動量を注入することで乱流を駆動する (例えば Nakamura & Li, 2007)。一方、分子雲破壊における役割は限定的であると予想されている (Matzner & Jumper, 2015)。ただし、アウトフローによるフィードバックは大質量星の形成を必ずしも必要としないために、星団形成において大質量星誕生以前の分子雲進化に多大な影響がある。LST により星形成領域におけるアウトフロー成分も観測されることが期待される。特に、大質量星が付随していない領域において、アウトフローがどのように分子雲内部のガス構造に影響を与えるのかを観測から示すことで、アウトフローが星団形成に与える影響を明らかにできる。

### 5.2.7 星団形成

分子雲中で形成する星団の質量や星密度は、5.2.6 節で議論した星形成に伴うフィードバックに大きく影響を受ける。特に、電離領域の形成・膨張により星団付近のガス密度は著しく低下するために、電離フィードバックは星団の性質に大きく影響する。また、誕生する星の質量が単純に星の初期質量分布関数 (IMF) に従うとすると、星団全体からの光度や電離光子数が IMF 平均に漸近するには、星総質量が  $10^4 M_{\odot}$  以上となる必要がある (例えば Kim et al., 2016)。このため、質量が  $10^4 M_{\odot}$  を超える大質量星団の誕生時には、早い時期からその内部に大質量星が含まれるため、ほぼ一律な進化過程を辿ることが予想される。一方、小質量星団では、大質量星の誕生時期によって、ガスがフィードバックの影響を受け始める時間が左右されるため、星団形成の様子も異なってくる。この節では、星団形成における電離フィードバックの役割を議論した後に、期待される観測的特徴について述べる。

分子雲内部で、電離フィードバックによるガス蒸発が起きる際に、ガスからの重力的束縛から解放される結果、内部で形成した多くの星が散逸する (Lada & Lada, 2003)。ここで、重力束縛度を分子雲全体で形成された星の中で重力的に束縛した星団として残る星の質量の割合で定義する。N 体計算から、重力束縛度は星形成効率とガスの蒸発する時間スケールに依存することが明らかになっている。特に、ガスが瞬時に蒸発する場合に、星々が重力的に互いに束縛するためには、星形成効率が 30% 超となる必要がある (Baumgardt & Kroupa, 2007)。実際のガス蒸発は雲の動的時間程度で進むため、星団が残存するために必要な星形成効率の閾値は下がる。実際、近年の輻射流

体シミュレーションを用いた研究により、星形成効率が10%-20%を超えると重力束縛度が0.1以下から急激に上昇することが判明している(例えば [Fukushima & Yajima, 2022](#)).

大質量星団については、この星形成効率の閾値は高密度星団 ( $M_* > 10^4 M_\odot, \rho_* > 10^3 M_\odot \text{pc}^{-3}$ ) の形成にも関連している。通常、星形成がある程度進行すると、電離領域の膨張により星形成が抑制されることから、星密度が  $\rho_* \sim 10^3 M_\odot \text{pc}^{-3}$  を超える高密度星団は形成されない。特に、分子雲内部で星の総質量が雲質量の10%程度まで上昇し、星々が互いに重力的に束縛し始める時期に、星団周囲のガスが一掃されると、以後星密度の上昇は起きない。一方、この時期に星団の重力が電離領域からの熱圧を上回った場合、星団へのガス供給は継続することから、星団からの重力もより強力となる。そして、暴走的に星形成及び星団密度の上昇が続き、高密度星団の形成が可能となる。形成される星団の性質は主に母体となる星形成雲のコンパクト度合い(ガス面密度)に依存し、分子雲質量が  $M_* = 10^6 M_\odot$  の場合、 $\Sigma_* \gtrsim 300 M_\odot \text{pc}^{-2}$  を満たす必要がある([Fukushima & Yajima, 2021](#))。実際、観測及び理論研究から、大質量星団にはその誕生時から星密度が大きく異なる星団が2種類いることが知られており([Pfalzner, 2009](#); [Fujii & Portegies Zwart, 2016](#))、これらの結果とも整合している。上記のような高密度星団形成時には、[図 5.6-\(b\)](#) に示すように、星団周囲に高密度クランプが集中的に分布する。下の視線速度分布についての図が示すように、この領域の視線速度は  $40 \text{ km s}^{-1}$  以上の拡がりが見られる。また、高密度クランプ内部において、紫外線から遮蔽されることで残存しているCO分子についても、視線方向について  $20 \text{ km s}^{-1}$  以上の速度の拡がりがあることがわかる。電離領域が周囲に形成するシェルの膨張速度はおおよそ  $5 \text{ km s}^{-1}$  であることを考慮すると、この値は非常に大きい。LSTによるCO輝線観測により、このようにシミュレーションから示された視線速度構造を持つ星団形成領域が発見されれば、大質量高密度星団の形成現場であると予測されるため、その形成機構の解明が大きく前進する。

小質量星団 ( $M_* < 10^4 M_\odot$ ) については、IMFから期待されるように星団の光源としての性質はその形成段階で一定ではなく、大質量星の形成時期に大きく作用される。さらに、電離領域の拡大に加え、FUV光が電離領域の外側の広大な領域において星形成を抑制する可能性もある([Inutsuka et al., 2015b](#); [Fukushima & Yajima, 2022](#)) ことから、星団内部における大質量星の誕生後の数Myr程度の短時間で星形成は抑制される。一方、形成される星が小質量星に限定される場合は、分子雲は破壊されないために、星形成が非常に長い時間継続することが予想されている。実際、星団内部の星の年齢の拡がりには10Myr程度であり、その近傍領域の動的時間と比べて十分長いことが知られている([Da Rio et al., 2014](#); [Kounkel et al., 2018](#))。このような年齢の拡がりを説明するためには、一様密度のガス球から星団が形成されるモデルでは難しく、星団内部に外部からガスが供給されることで星形成が継続するモデルでよく説明できると考えられている(例えば [Longmore et al., 2014](#); [Vázquez-Semadeni et al., 2019b](#); [Krumholz & McKee, 2020](#))。観測からは、分子雲内部のフィラメント構造が重なるなどして、密度が高い領域に選択的に大質量星が形成していることが知られている([Kumar et al., 2020b](#); [Enokiya et al., 2021a](#))。このことから、小質量星の形成が星団の動的時間に比べて長時間継続した後に、大質量星が誕生し分子雲の破壊を行うこと

が予想される。このように小質量星団形成では、大質量星の誕生に長時間を要するために、星団の重力束縛度がより増大する傾向にある。星団形成シミュレーションからも、星形成効率が 10% を下回る場合においても、重力的に束縛された星団が形成可能であることが示されている (Fukushima & Yajima, 2022)。小質量星団の形成メカニズムを解明するには、星団形成の各段階における分子雲内部のガス分布や速度構造を調べる必要がある。特に、大質量星形成が可能な高柱密度領域へ、周囲の領域からどのようにガスが供給されているかを明らかにする必要がある。LST の持つ圧倒的な視野と広域分光観測を活かして銀河系円盤面の星形成領域を観測することにより、様々な星団形成段階にある分子雲についてのガス構造を得ることができれば、上記の小質量星団形成シナリオの検証ができるとともに、その鍵となる大質量星がどのように形成されているかが明らかとなる。

### 5.2.8 分子雲衝突

星形成の研究は歴史的には分子雲コアなどの孤立系の研究に基づいて発展してきた。しかしながら、星形成の母体である (巨大) 分子雲が晒されている状況を考えると、その内部は乱流運動が卓越し、超新星爆発や、銀河の衝撃波、HI ガスの降着/圧縮など、星間空間におけるさまざまな現象や物質と動的に相互作用していると考えの方が自然である。観測の歴史を振り返ると、分子雲の全体を捉えつつ詳細構造を明らかにする高い空間ダイナミックレンジのデータを得る能力が不十分であったこと、相互作用銀河など個別の系が重力的に束縛されている場合とは異なり、分子雲のような本質的に不均一なもの同士の衝突/合体を示すことが困難であった。近年、観測技術の発展及び解析技術の向上、それらにより動機付けられた理論計算の発展により分子雲衝突候補天体の同定及び、それに誘発された大質量星/星団形成の理解が進んだ (Fukui et al. 2021a のレビューを参照)。この節では分子雲衝突による誘発的星形成やそれらがもたらす星間物質への影響などに関する研究の課題やこれまで研究で不十分であった点を整理し、LST で解決に迫ることが可能かどうかについて議論する。

まず、分子雲衝突がおきているかを判定する手法における、LST の役割を論ずる。上記でも述べたように最近の研究の進展により分子雲の位置速度図から相互作用の兆候の有無を検証することができるようになってきた (例えば Torii et al., 2015)。しかしながら、より直接的に (磁気) 流体力学的な衝撃波を捉える手法は確立されていない。SiO 輝線などの衝撃波トレーサーは局所的には有効かもしれない (Cosentino et al., 2020) が、大質量原始星からのアウトフローからの寄与との切り分けが難しいことや、数 pc から数 10pc スケールで十分な強度を持つエミッションが期待できない。ガス雲衝突は大きいスケールかつ低密度同士の方がより頻繁に起こると考えられるため、大きいスケールで衝撃波の兆候を探る必要がある。Wu et al. (2017) では CO(8-7) などの高励起線が数 10pc スケールの衝撃波圧縮層を捉える上で重要な役割を果たすことを理論計算により示した。Lehmann et al. (2016) では乱流状態にある分子雲はその体積にして 0.03% は常に衝撃波に晒されており、分子雲の典型的な温度 10-20 K よりは有意に高い 50 K 程度まで加熱されていると示唆している。LST では CO(7-6) までの高励起線の観測が可能であ

り、分子雲の比較的大きなスケールな衝撃波圧縮層を同定する上で有用になりうる。

星形成の研究においては分子雲から原始星形成までを高いダイナミックレンジで連続的に追う必要がある。これまでの分子雲衝突による誘発的星形成の研究では、数 pc 程度の解像度で分子雲の空間/速度構造を示す研究が主流であり、星形成の直接母体となりうる分子雲コア/フィラメントスケールに迫る研究が比較的未開拓であった。LST では銀河面に分布するさまざまな大質量星形成領域において、0.1 pc に迫る解像度の研究が可能である。実際、最近傍星形成分子雲であるおうし座領域の単一鏡観測 (Arzoumanian et al., 2018) や ALMA を用いた大マゼラン雲の研究 (Tokuda et al., 2019) では 0.1 pc の解像度の観測においても形成途上のフィラメントや分子雲コアの領域で、巨大分子雲の衝突と比較的似たような特徴的な速度構造が見られており、さまざまな進化段階/星形成の規模にある巨大分子雲の内部構造とガス雲衝突の関係を明らかにする研究に期待がかかる。また、連続波や高密度トレーサーによる分子雲コアの質量関数の導出も達成すべき項目の一つである。~5 kpc に存在する天体であれば、~0.1 pc の解像度を達成することができるため、環境ごとの分子雲コア質量関数の理解が進む。例えば、分子雲衝突により top-heavy な分子雲コア質量関数が実現されるという理論予想 (Fukui et al., 2021b) を検証する上でも有用である。現在も、ALMA を用いたラージ・プログラム (Motte et al., 2022) などにより包括的な研究が盛んであるが、依然として巨大分子雲スケールとの空間的なギャップが大きく、分子雲のひろがり全体をカバーできていない。さらに W43 や W51 など銀河系においても極限的に星形成が激しい領域に限られる。図 5.7 に示すように、衝突する分子ガスの速度や柱密度に依存する形で形成される星団の規模が決定されることが観測的/理論的に示されつつあることから (Enokiya et al., 2021b; Abe et al., 2022)、さまざまな星形成領域を観測することにより衝突ガスの物理的パラメータスペースを埋めることが重要である。

最後にこれまでは比較的に見逃されてきた星間化学の観点からも新たな展開をもたらす可能性があることを述べておきたい。おうし座 L1495 領域においては、星形成が進んでいる領域で CCS 輝線が強く検出された (Seo et al., 2019)。この分子種は、本来分子雲コアの周辺部などで比較的密度進化が進んでいない領域で強く検出されていた分子種である。L1495 領域では分子雲フィラメント同士の衝突が示唆されており、すなわち、定常的に進化した孤立した分子雲コアとは異なる進化 (物理進化に化学進化が追いついていないケース) を見ている可能性がある。ガス雲同士の相互作用 (Bisbas et al., 2021) や、フィラメント状分子雲へのガス降着を捉える分子種の予測 (Gómez et al., 2022) も急速に進みつつあることから、星惑星系の化学的多様性の理解に起源に向けて、これまで探査されてきた、周囲の星間輻射場や宇宙線量の違いに加えて、分子雲の相互作用という新しい枠組みをもたらすことを期待したい。



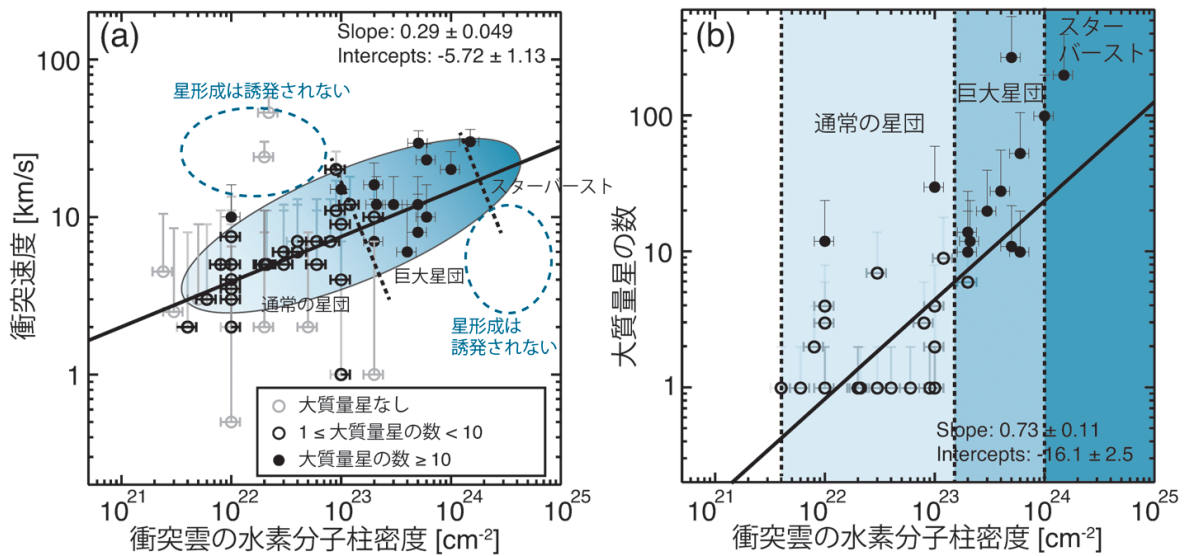


図 5.7: 分子雲衝突とそれによって形成される星団の性質を示した図. 柱密度が大きく, 衝突速度が大きい衝突ほど星団に含まれる大質量星の数が増える. また, フィッティング直線から外れた物理パラメータを持つ衝突では, 衝突後に大質量星が形成されない. 図は [Enokiya et al. \(2021b\)](#) より Fig. 9 を改定して作成 (出典: 徳田一起ほか, 2022 天文月報,115,713).

### 5.2.9 異なる環境の分子雲 1. 銀河系中心

銀河系中心部 (銀河中心半径 430 pc 以内の領域) はガスと星が密集する銀河系の特異領域である (図 5.8). この領域は, 銀河系全体の数-10%の分子ガスを有し, 円盤部と比べて分子ガス密度, 温度, 速度幅は 1 桁以上高く, 磁場強度が 1 桁以上高い ([Morris & Serabyn, 1996a](#)). また, 銀河系のその他の領域とは異なり, Central Molecular Zone (CMZ) と呼ばれる銀河中心半径  $\sim 200$  pc 以内の領域では, ガスは原子ではなく分子の形態で占められており, 初期宇宙にも似た環境であるといわれる ([Longmore et al., 2013](#)).

星形成理論は近傍 ( $< 500$  pc) の観測に基づいて構築されているため, このような特異領域において太陽系近傍と同様の星形成理論の単なる延長として成り立つかどうかは不明であり, 近年非常に活発に研究がなされている. CMZ には, 銀河系全体で 10 程度しか存在しない巨大星団のうち三つが集中し (Arches, Quintuplet, 銀河核星団), 極小 HII 領域を 50 以上含む活発な星形成領域である Sgr B2 分子雲などが存在する ([Nagata et al., 1990, 1995](#); [Gaume et al., 1995](#)). 一方で CMZ の星形成の最大の謎は, 上述のような局所的な激しい星形成の跡は見られるものの, 領域全体で見ると蓄積されている多量の (高密度) ガスの割に星形成率が低いという点である (図 5.9).

現在, これを理解するために鍵となると考えられているのがサブパーセクスケールの乱流・磁場の働きと, 分子ガス構造である. 星は高密度分子雲コアの中で形成されるが, どうやら CMZ の雲中では非常に強い乱流場によって, このようなコアが生成されにくいという観測的証拠がそろってきたためである (例えば [Kruijssen et al., 2014a](#)). さらに, CMZ では分子雲衝突を通じた星形成モードが支配的であるという可能性も指摘されており ([Enokiya et al.,](#)

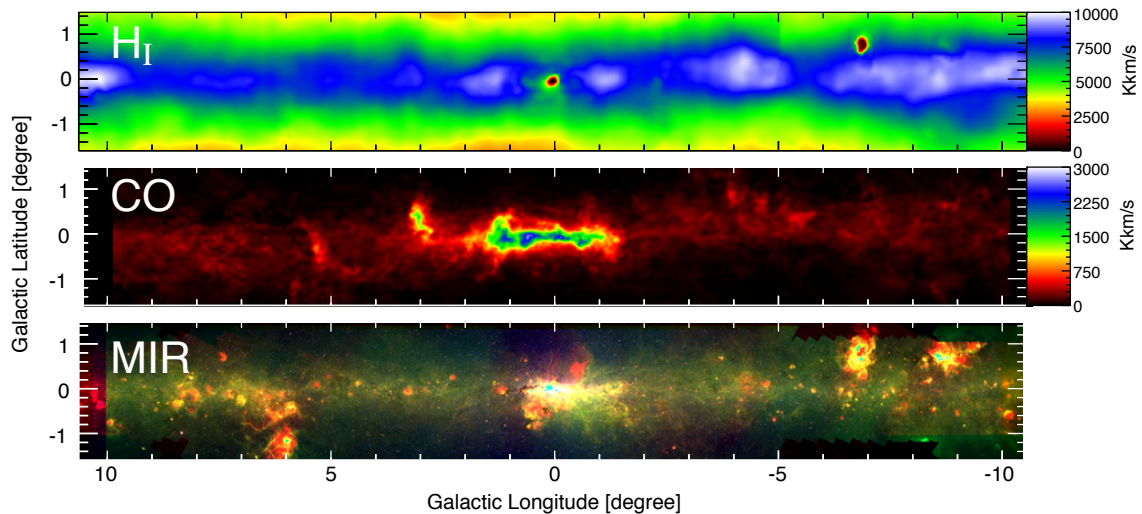


図 5.8: 様々な波長で見た銀河系中心部. 上から ATCA 干渉計と Parkes 望遠鏡で観測された  $\text{H I}$ , なんてん望遠鏡で観測された  $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ , Spitzer 宇宙望遠鏡によって観測された 5.8, 8, 24  $\mu\text{m}$  の三色合成図.

2021b; Enokiya & Fukui, 2022), 分子雲衝突の際に現れる特徴的な分子ガス構造 (Inoue et al., 2018) を同定するためにも, サブパーセク・スケールのサーベイ観測が重要となってくるであろう.

現在進行形で ALMA, VLA, SMA による広域サーベイ観測が実施されており (例えば Battersby et al., 2020a), この先 10 年の間で CMZ における様々な重要な観測的事実が発見されることは間違いない. 一方で, 乱流の起源や役割, 磁場の果たす役割, 分子ガスがどのように密度構造を形成していくかを理解する上で, 広がった構造を落としてしまう干渉計データだけでは不十分であることは明白である. そのため, 1 パーセクを切る分解能で光学的に薄い輝線を複数同時にサーベイ観測するような, 近年の干渉計データと相補的な観測データがこの先数十年のタイムスパンで必要不可欠となるであろう.

CMZ は見かけの大きさが広がっているため, その全貌理解には広域サーベイ観測を実施する必要がある, 特に干渉計を使った電波輝線ではこの手の観測は非常に難しい. さらに, 磁場の測定に関しても, サブパーセクの分解能で CMZ 全体を十分な S/N で観測を行うには, 既存の望遠鏡では不可能である. これらを解決するために LST は, 重要な役割を果たすだろう.

### 5.2.10 異なる環境の分子雲 2. 高銀緯分子雲

高銀緯領域は典型的に銀緯が  $\pm 20$  度以上の領域のことをさし, 天球面を占める割合は全天の  $2/3$  にも及ぶ. 太陽系は銀河系の円盤内に位置しているため, 銀緯が高くなるほど, 銀河円盤の奥行き方向が薄くなる. そのため, 銀河系内の高銀緯領域に存在する星間物質の多くは太陽系から数 100pc 以内の距離にあると言ってよい. また, この性質上, 視線方向上で銀河系内の他の天体と重なる可能性が, 銀緯  $\pm 20$  度以下の方向よりも低いため, 赤外線をはじめとする測光観測のデータとの比較が容易かつ詳細にできる利点がある.

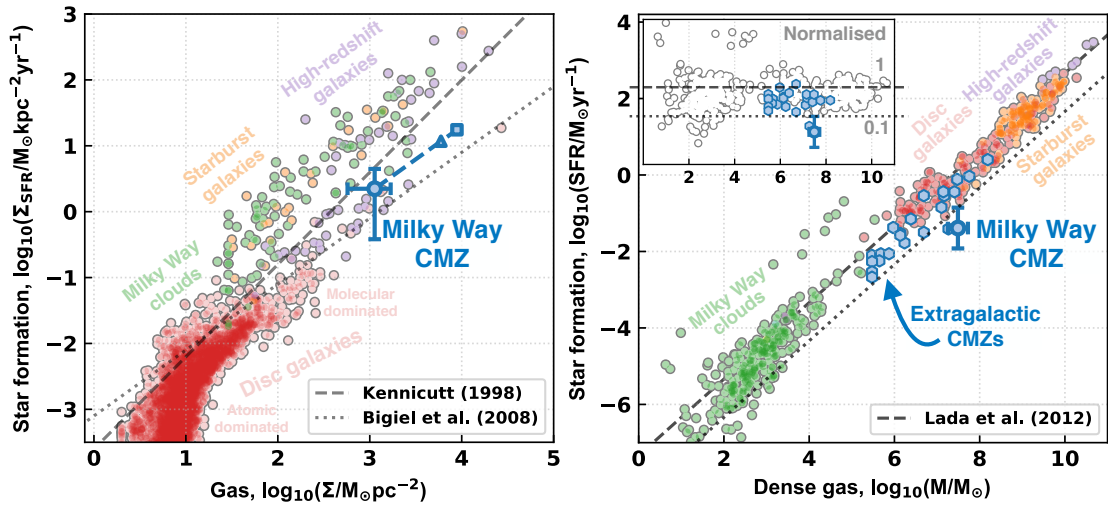


図 5.9: CMZ の星形成の性質と一般的に使われているスケーリング関係との比較. 左: SFR の表面密度 ( $\Sigma_{sfr}$ ) とガスの表面密度の関係. CMZ は青い大きな円 (誤差バー付き) で示されている. 右: 高密度分子ガス質量 ( $M_{dense}$ ) と SFR の関係. CMZ は大きな青丸で示されている. Henshaw et al. (2022) 図 4 より.

高銀緯領域の解析は主に全天サーベイのデータを用いて実施されている. 水素原子, センチ波, ミリ波, サブミリ波の連続波, 赤外線からガンマ線にわたるほぼすべての波長帯で全天観測が行われており, これらを用いた広域にわたる太陽系近傍の星間物質の理解が進んでいる (例えば Kalberla et al., 2021). しかしこれらのデータは, 角度分解能は数分角程度であり, 空間分解能はサブ pc 程度となる. 高銀緯領域は, 他波長比較が容易なことから近年ではダークガス (従来の星間原子・分子から放出される輝線では観測することのできない星間ガス) の検証の場としても使われている (Grenier et al., 2005; Planck Collaboration et al., 2011a; Mizuno et al., 2016; Kalberla et al., 2020; Mizuno et al., 2022).

分子雲の物理量を導出するためには距離を正しく見積もることが重要だが, 高銀緯分子雲の距離同定は困難を極める. これは銀緯が低いところにある遠方の分子雲は銀河回転モデルを適用することで, 分子雲までの距離を同定できるが, 太陽系近傍の分子雲はどれもが太陽系と同定度の速度で運動しているため, 速度から距離を同定することが不可能なためである. 近年の GAIA の観測により, 高銀緯領域においても分子雲方向の星の距離と減光量の解析から, 分子雲までの距離が同定できるようになった (Sun et al., 2021).

高銀緯領域における最初の分子雲探査は Magnani et al. (1985) によって実施された. 可視光のプレートで減光が見られる領域に対して, 網羅的にサーベイを行い, 多くの分子雲を検出した. その後も多くの研究により, 高銀緯分子雲の探査は進んでいる. 名古屋大学のなんてん望遠鏡を用いた広域観測により, 巨大な分子雲フィラメント MBM53, 54, 55 やペガサスループにおける形成初期段階にある極小分子雲の形成過程などを明らかにしてきた (Yamamoto et al., 2003, 2006a). 高銀緯領域は非常に広く, かつそこに存在する分子雲からの CO 輝線は銀河面のそれに比べると強度が弱いいため, 未だ多くの領域が分光観測では未開拓である. 一方で, Planck 衛星の High

Frequency Instrument のバンドに混入している CO 輝線の分離により、高銀緯領域においても全域にわたって分子雲の分布が明らかになってきた (Planck Collaboration et al., 2014a). ただし、Planck 衛星のデータは CO 輝線を分光できないため、運動に関する情報は得られていない。

高銀緯領域の分子雲は形成途上の分子雲が多く存在していると考えられている。ペガサスループで発見した小分子雲群はジーンズ不安定性によって分裂したものというよりは熱的不安定性によって形成されたことが支持されている (Yamamoto et al., 2006a). 分子雲の種がどのような環境下で、どのように形成されるのかは観測的にはまだよくわかっていない。分子雲の種とも言える小分子雲を検出し、速度、質量などの物理量を明らかにすることが、分子雲形成の理解につながる。水素分子は星間ダストの表面で形成されると考えられているため、分子雲形成の理解には星間ダストの分布・性質も明らかにすることも重要である。LST ではサブミリ波のダスト連続波の観測も可能なため、CO 輝線とダスト連続波の両方を観測することで、分子雲と星間ダストの分布を数秒角程度の角度分解能で明らかにできる。また、LST が稼働する 2030 年代には SKA1 による観測も進んでいるため、HI 輝線も数秒角の角度分解能のデータが手に入っている。これらを合わせることで、近傍 100pc において、数 100AU スケールの空間分解能で分子雲形成の議論が可能となる。これは従来のサブ pc スケール (数万 AU スケール) での議論に比べ飛躍的に空間分解能が上がるため、新たなブレークスルーが期待される。CO 輝線は音速を超える線幅を持つのが一般的であり、これは分子雲中では内部運動として乱流成分が卓越していることを意味する。しかしながら、この乱流の起源は未だ明らかになっていない。水素原子雲から水素分子が形成され、星間空間で分子雲の種が形成される際に極小分子雲の運動を調べることは乱流の起源に迫れる可能性がある。数 100AU スケールを分解するためには太陽系近傍の分子雲を観測する必要があり、形成初期段階の分子雲が多く存在する高銀緯領域は分子雲形成の研究の非常によい実験室となり得る。

### 5.2.11 異なる環境の分子雲 3. 大小マゼラン雲

大小マゼラン雲は以下に述べるような理由により、星形成/星間物質の研究において重要な実験場を提供し続けてきた。(1) 局所銀河群においては星形成に直結する分子ガスの観測が可能な最も距離の近い (大マゼラン雲,  $\sim 50$  kpc; 小マゼラン雲,  $\sim 62$  kpc) 銀河であり、かつ銀河面からは離れて存在しているため、銀河全面に渡る観測においては天の川銀河、さらにはその他のより遠くの銀河と比べても圧倒的優位な場である。(2) 星間物質に含まれる重元素量 (金属量) はガスの冷却/加熱を左右する。特に金属量が少ない環境下においては冷却が非効率になり、ジーンズ質量を増加させるため、重力収縮の初期状態となる分子雲コアの質量を増加させるなど星形成モードに変化を与え得る。大小マゼラン雲はそれぞれ太陽系金属量の 0.2, 0.5 倍程度であり、宇宙の歴史においては最も星形成の活発であった赤方偏移  $\sim 2$  程度の金属量にも近いことから (Pei et al., 1999), より遠方銀河における星形成を空間分解した観測から間接的に明らかにする上でも重要な位置づけにある。(3) 現在の銀河系では見られない球状星団

(Populous cluster) が活発に形成されており、大規模な星団形成のメカニズムを探ることが可能である。近年、大小マゼラン雲の相互作用に起因する高速のガス流が局所銀河群において最も高光度な H II 領域である 30 Dor 複合体を形成した可能性も提案されており (Fukui et al., 2017a), 銀河間相互作用による星形成を最も近場で研究できる場としても注目を集めつつある。

上記のような背景から、これまで星形成の母体となるミリ波・サブミリ波帯の分子雲の広域観測などが精力的に行われてきており、他波長観測との比較も含めた統計的研究から、単一のサンプルでは導出が不可能な巨大分子雲の進化のタイムスケールなどを明らかにしてきた (Fukui et al., 1999; Kawamura et al., 2009a). LST においても、全面観測を前提とした観測計画が視野に入る。特に大マゼラン雲は天球面上の広がり約 36 平方度と小マゼラン雲 (約 6 平方度) よりもさらに広大であるため現存する ACA などの装置では現実的には不可能な観測も実行可能となる。100 ビームほどのヘテロダイン受信機があれば CO(3-2) や CO(4-3) など 400 GHz 帯の輝線までであれば数 10 から数 100 時間程度で全面観測が可能である。より高い周波数の CO(6-5) などはそれらの観測に基づいて領域を限定すれば分子ガスが検出された場所に関しては漏れなく観測が可能である。これまでも領域は限定されているものの、APEX 望遠鏡や Herschel 宇宙望遠鏡を用いて CO(6-5) の観測は一部実行されており (Okada et al., 2015; Lee et al., 2016), 衝撃波起因に起因する暖かいガスを検出するなどの威力を発揮してきた (Figure 5.10). 最近の ALMA の観測でこの CO 高い励起線で検出された場所に、局所銀河群でも最も巨大な部類となる質量  $\sim 10^4 M_{\odot}$  高密度クランプも見出され (Tokuda et al., 2022), 分子ガスが従来持っている非熱的 (乱流) 運動よりも速度の速い圧縮がそのような巨大なガスのクランプの形成要因となっていることが浮かび上がった。CO 等複数輝線の観測で得られる生の観測量としては分子ガスの温度/密度のみであるため、光解離モデルとの比較など別の加熱要因も考慮に入れる必要があるが、例えば H II 領域が同定されておらず、赤外線で明るい原始星が検出されていない高温/高密度領域が検出されれば (つまり加熱要因が動力学的な要因のみに限定されるような場合)、衝撃波圧縮により形成された巨大星団前駆体クランプの良い候補となりうる。ALMA との連携によりその詳細構造を明らかし、球状星団の形成過程に迫る研究に期待がかかる (ガス雲衝突における CO 高励起線については、第 5.2.8 節も参照されたい)。

また、銀河スケールで原子ガスのデータが今後数年で飛躍的に増加することにも留意したい。ASKAP や SKA でより高解像度の ( $1''$ – $10''$ ) の H I ガスのマップなどが得られつつあるため (例えば McClure-Griffiths et al., 2018), 原子ガスから分子ガスへの降着過程 (例えば Fukui et al., 1999) を連続的に明らかにする上で同様の分解能の全面観測が重要である。中性炭素原子の観測などに基づいて分子雲の特に若い進化段階の領域などを見出しつつ (例えば Maezawa et al., 1999), 原子雲から分子雲の遷移や及びその金属量の違い、銀河の場所ごとによる依存性を検証することが可能である。

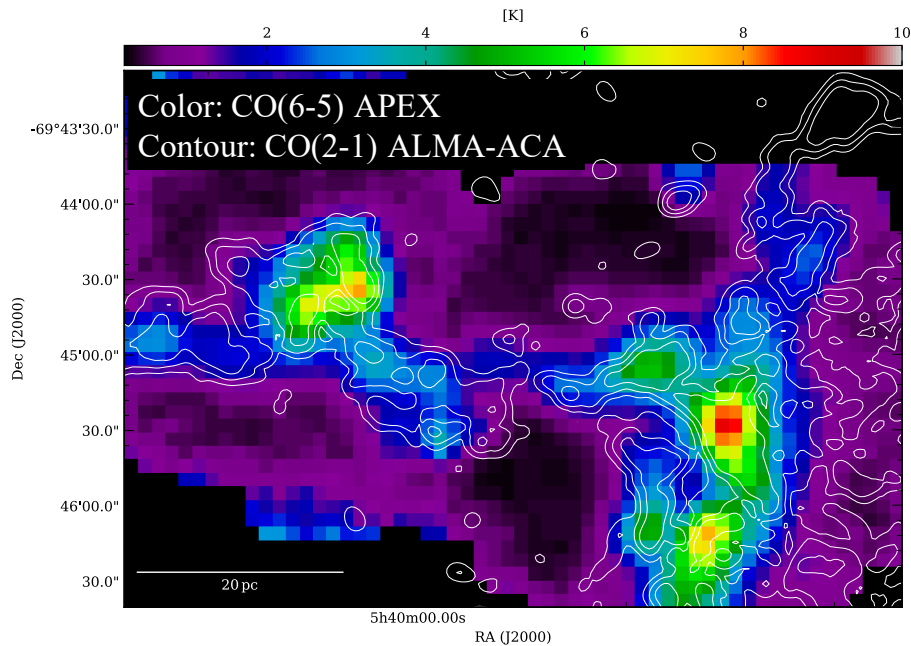


図 5.10: 大マゼラン雲 N159E/W 領域の CO(2-1) と CO(6-5) の空間分布. それぞれ ALMA 及び APEX のアーカイブデータより作成した.

## 5.3 分子雲コアから原始星・原始惑星円盤へ

### 5.3.1 分子雲コアの構造と進化

#### 分子雲コアの密度及び運動学的の進化の研究

分子雲コアは星形成の最小単位であり, 単独の星もしくはその連星/多重星を産む重力的に束縛された系である. これまでの単一電波望遠鏡等を用いたミリ波/サブミリ波連続波及び分子輝線を用いた観測的研究により, 分子雲コアの質量関数が星の初期質量関数に酷似していることなどが明らかにされてきた (e.g., Motte et al. 1998; Onishi et al. 2002, 詳細は第 5.3.2 節を参照). したがって星形成の直接母体である分子雲コアの進化/時間発展を記述することは星形成過程の理解の基礎を提供するに他ならない. 最近の Atacama Compact Array (ACA) の観測により, 分子雲コア内部の密度構造の詳細が調べられ,  $10^6 \text{ cm}^{-3}$  程度の密度に到達した後は, 自由落下時間で原始星形成へ至ることが示唆される (Tokuda et al., 2020) など, 分子雲コア進化に関する統計的な性質の理解も進展している.

この種の研究を行うにおいて改めて強調すべき困難は, 太陽系近傍 (距離  $\sim 140 \text{ pc}$ ) 分子雲コアの観測的研究には, 次の四つの難しさがある. これらは星形成前の分子雲コアにおいて, 顕著である. (1) 原始星を包含しない分子雲コアは赤外線では検出できず, 観測ターゲットを選定することがそもそも難しいこと, (2) 大質量星及び星団形成領域の分子雲コアの柱密度や温度と比べると数倍以上は低く, 場合によっては 1 桁程度観測強度が小さくなり, 太陽系近傍という距離の恩恵を超えて到達感度の観点から不利になってしまうこと, (3) 分子雲コアの収縮の早期の

段階では高密度構造が未発達であり、低い空間周波数成分に欠けるため電波干渉計の観測では、そもそも連続波/輝線放射の検出自体が難しくなること (例えば [Dunham et al., 2016](#); [Tokuda et al., 2020](#)), (4) 星形成直前の高密度、低温環境では多くの分子がダスト表面上に吸着してしまうことから (例えば [Aikawa et al., 2005](#); [Caselli, 2011](#)), そのような場所を観測するためのトレーサーが限られていることなどが挙げられる。しかし、LST は高解像度、広視野、および広周波数帯域観測を実現できるため、これら全ての困難に対応できる理想的な装置となり得ると期待される。

星形成直前の分子雲コアの  $10^6 \text{ cm}^{-3}$  を超える密度領域に関しては依然として探査が進んでいないのが現状である。また、現在の星形成理論において、分子雲コアと原始星の過渡期に必ず形成されると考えられている最初の静水圧平衡天体であるファーストコア (例えば [Larson, 1969](#)) が未同定であるなど、解決すべき課題は残されている。初期条件となる分子雲コアの回転や磁場 (後述) は連星/多重星系の条件や原始惑星円盤の性質を決定する (例えば [Machida et al., 2008](#); [Hirano et al., 2020](#)) 可能性があるため、観測的に各種パラメータの制限 (乱流, 比角運動量, 磁場, 化学組成など) を加えることが鍵となる。特に、上記に述べた (4) の困難を乗り越えるためには、観測ラインの選定が鍵となる。低温高密度領域で濃縮が進む  $\text{N}_2\text{H}^+$  の重水素化合物などはこれまでしばしば用いられてきたが、例えば、L183 や L1544 など星なし分子雲コアの中でも特に密度が高く進化した天体においては必ずしも中心部をトーススしないことも報告されている ([Pagani et al., 2007](#); [Redaelli et al., 2019](#))。このような領域においても、 $\text{H}_3^+$  の重水素化合物であれば、中心部の力学構造を捉えることが期待されている (例えば [Aikawa et al., 2005](#); [Caselli, 2011](#))。370 GHz 帯の ortho- $\text{H}_2\text{D}^+$  及び 800 GHz の para- $\text{H}_2\text{D}^+$  の遷移がサブミリ波帯で利用可能であるが、現在においても、気象条件等や装置の特性等の制限により分子雲コアのごく少数のターゲットのごく一部のみの観測に留まる (例えば [Koumpia et al., 2020](#)) ため、これらの輝線観測を LST を用いて広く行うことが望まれる。図 5.11 に ortho- $\text{H}_2\text{D}^+$  輝線を用いて原始星直前/直後の分子雲コアを観測した際の予想を示す。原始星形成の早期段階で最も強度が強くなるため、従来の観測までは“星なし”と捉えられていた天体に対してサーベイ観測を実行することにより、よりファーストコア形成期に近いかどうかの判定を行う上でも重要な指針の一つとなりうる。また、密度の低いガスからの寄与を最小限に抑えられるため、分子雲コアの純粋な力学運動を捉える上でも有利となり、回転などの重要な物理量を制限することにも役立つだろう (分子雲コアの回転の起源の解明に関しては、第 5.3.2 節も参照)。

### 分子雲コアの磁場構造の研究

分子雲コアは、「雲段階の構造形成の最後の生成物」であるとともに、「星・円盤・惑星系形成の初期条件」を与える天体である。分子雲コアの物理的性質をよく知るにより、その直前の過程である、フィラメント分子雲の分裂過程 ([André et al., 2010](#); [Hacar et al., 2022](#)), もしくは、分子雲衝突過程 ([Fukui et al., 2021a](#)) などの理解を進

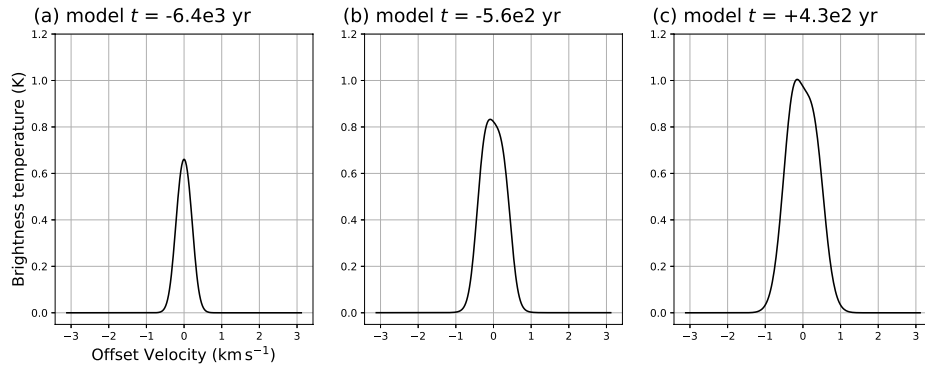


図 5.11: 原始星形成 ( $t=0$ ) 前後の分子雲コアを  $\text{ortho-H}_2\text{D}^+$  で  $4''$  の解像度 (LST の 370 GHz 帯を想定) で観測した時のスペクトル [古家 健次氏 (国立天文台) 提供]. 分子雲コアの 1 次元収縮モデル (Masunaga & Inutsuka, 2000) の分子アバンドランスの進化を分子化学計算 (Furuya et al., 2015a) によって計算し, 輻射輸送コードを用いて (Brinch & Hogerheijde, 2010) 輝線強度を計算している.

められる. また, 分子雲コアの構造と進化を良く調べ, とりわけ, 重力収縮が開始する瞬間の分子雲コアの物理的性質を知ること, 星・円盤・惑星系形成の初期条件を観測的に制限できる (Ward-Thompson et al., 2007; Pattle et al., 2022). これらの物理過程において, 磁場構造が重要な役割を果たすと考えられている.

分子雲コアの主な構造としては, 密度構造と温度構造と速度構造と化学構造と磁場構造がある (磁場構造以外の詳細については, 前のセクションを参照). 密度構造からは自己重力がわかり (Kandori et al., 2005), 温度構造からは熱がわかり (Jijina et al., 1999), 速度構造からは乱流と回転がわかり (Tatematsu et al., 2016), 化学構造からは, 年齢への示唆などが得られる. 磁場構造からは, 磁力線構造と磁場強度がわかる (Ward-Thompson et al., 2000). また, 総合的判断から, 外圧も推定できる. これらの情報を大規模かつ精密に取得できるなら, 理論との比較も行うことにより, 分子雲コアについて, 力学的安定性と, 内部構造進化と, 分子雲構造形成との関係と, 質量関数まで含めた星・円盤・惑星系形成との関係の研究を強力に推進できるだろう<sup>8</sup>.

磁場構造の観点で眺めるならば, 磁場の向きの情報と, 磁場強度の情報が重要になる<sup>9</sup>.

分子雲コア内外を貫く磁力線構造をトレースすることからは, 凍結磁場を考慮しつつ, コア形成に向けた質量集積がどのように進んだかの情報を得られる (Myers et al., 2018; Kandori et al., 2020; Pillai et al., 2020). 質量集積の履歴を議論する際には, 密度や柱密度と磁場強度との関係を調べることも重要になる (Myers & Basu, 2021). 原始星や円盤構造が付随する分子雲コアの磁場の向きを多数観測することにより, 周辺磁場の向きと, コア磁場軸の向きと, コア回転軸の向きがどれくらいズレた環境において, どのような星円盤系形成が起こっているかを調べられる (Yen et al., 2021; Gupta et al., 2022). 理論との協力により, そのような系からどのような円盤や惑星系が誕生するかを調べ, 初期条件の揺らぎで説明可能な多様性により, 実際の系外惑星観測で判明している系外惑星系

<sup>8</sup>編者注: 2023 年 11 月 1 日刊行の初版では, この段落が二重に掲載されていました. 著者の神鳥さんには, ご迷惑をおかけいたしました.

<sup>9</sup>これに関しては, SPICA/B-BOP の実現に向けた議論 (André et al., 2019), および, 我が国での SPICA サイエンス検討会最終報告書 ([https://www.ir.isas.jaxa.jp/SPICA/SPICA\\_HP/suishin/docs/SPICA\\_final\\_report\\_20201201.pdf](https://www.ir.isas.jaxa.jp/SPICA/SPICA_HP/suishin/docs/SPICA_final_report_20201201.pdf)) も参考になる.



の多様性を説明できるかどうかの研究に進むこともできるだろう。また、主星の物理的性質との関係も調べられるだろう (Machida et al., 2008, 2020)。こういったことは、恒星の初期質量関数の起源の探究から銀河系ハビタブルゾーン (Gonzalez et al., 2001; Lineweaver et al., 2004) の観測的な探究まで、恒星から惑星系までの幅広い理解の推進に役立つだろう。多様性を生み出す重要な原因となっている、分子雲コアの磁力線構造と速度構造の関係について、なぜ多様なズレ方が起こるのかの機構をコア形成以前にまで遡って研究することも重要だろう。

磁場強度の測定からは分子雲コアの磁気臨界性の情報が得られる (Nakano & Nakamura, 1978a)。磁気臨界性の評価により、分子雲コアが自己重力に対して磁場だけで支えられるかどうか、すなわち、磁気亜臨界か磁気臨界か磁気超臨界かがわかる。自己重力に対する磁気的支持に、熱的・乱流的サポートを加えて評価することにより、分子雲コアの力学的な安定状態を総合的に評価できる。分子雲コアが持つ全てのサポート力が自己重力に負ける瞬間が重力収縮の開始の瞬間であり、このときの物理的性質を突き止めようとする研究テーマが、「星・円盤・惑星系形成の初期条件問題」である。このような言い方をすると、安定に形成された磁気平衡解 (Tomisaka et al., 1988; McKee, 1989) のような構造が、磁気拡散や乱流散逸などに駆動された進化により途中から不安定化する描像が想起される。当然ながら、最初から不安定に形成されるシナリオの調査も必要であり、その場合は形成時の不安定の度合い、すなわち、若い段階での力学的な臨界性を精密に評価することも重要になるだろう。

分子雲コアの磁力線構造と磁気臨界性を良く知るためには、理想的には磁場の三次元構造を知りたい。現時点では、砂時計型の磁場構造が付随する分子雲コアについては、砂時計構造の三次元解析により、磁場軸の視線方向への傾きを推定し、全磁場強度を求めた事例がいくつかある (Kandori et al., 2020)。ゼーマン効果による磁場強度の視線成分の測定 (Crutcher, 2012; Ching et al., 2022) と、Davis-Chandrasekhar-Fermi (DCF) 法などによる磁場強度の天球面成分の測定 (Davis, 1951; Chandrasekhar & Fermi, 1953; Myers & Basu, 2021) を組み合わせて、三次元での磁気臨界性を見積もることもできなくはない (Myers & Goodman, 1991; Nakamura et al., 2019) が、それぞれの方法がトレースする密度領域も異なるため、独立な観測結果を合成する難しさはある。DCF 法の補正方法はいくつかある (Ostriker et al., 2001; Cho & Yoo, 2016; Yoon & Cho, 2019; Liu et al., 2021)。また、非圧縮的な乱流を仮定している DCF 法に対し、圧縮性の効果を取り入れた手法の提案もある (Skalidis & Tassis, 2021; Beattie et al., 2022)。新しい磁場構造推定の手法の提案もいくつかある (Chen et al., 2019; Lazarian et al., 2022) が、実際の観測事例はまだ十分ではない。磁場構造の三次元情報（磁場軸の視線方向への傾きの情報、磁場強度の天球面成分と視線成分の両方の情報）を上手く測定できない場合は、たくさんの分子雲コア（例えば、数十天体）の磁場強度の天球面成分もしくは視線成分のどちらかを観測し、それらの磁場軸の向きがランダムであることを仮定することにより、統計的な一つの磁気臨界性の値を得ようとするのが、保守的なアプローチになるだろう (Troland & Crutcher, 2008)。しかし、この方法では、個々の分子雲コアの個性は失われてしまうし、典型値がかなり粗く見積もられるだけで、典型値からの揺らぎがどれくらいあるかについて議論することも難しい。このあたりの困難をどのように突破するかが、LST が完成するまでに検討すべき課題になるだろう。

星・円盤・惑星系形成の初期条件を、様々な「物理的性質」や「銀河系内での位置」や「星形成モード」の分子雲に対して精密に求めるためには、コア中心から周辺までを高い空間分解能と感度で高速にマッピングすることにより、良質なデータを短時間で大量に取得する能力が必須になる。その能力を提供することは、LSTのユニークかつ重要な役割になると思われる。電波干渉計であるALMAに対して、LSTは大口径の単一口径電波望遠鏡であるため、原始星が付随しない、星形成前の、空間的に広がった構造を持つ星なしコアの情報を得ることへのアドバンテージが大きい。星・円盤・惑星系形成の初期条件が決まるのは、分子雲コア形成から星なしコアの段階であり、この重要なステージの天体群に対して、磁場情報までを含む総合的な物理的・化学的性質のデータを精密かつ大量に取得できるのはLSTだけである。LSTによる強力な観測によって、小質量星形成から大質量星形成までと、銀河系の中心部から外縁部までと、分裂するフィラメントから星団形成までと、主星の質量関数から星・円盤・惑星系の普遍性と多様性までの理解を、大きく進めることができるだろう。

### 5.3.2 分子雲コアの質量関数と星の初期質量関数

星形成研究の最終目標の一つである星の初期質量関数 (IMF) の起源について、IMF と分子雲コアの質量関数 (CMF) の類似性が指摘されてきた (例えば [Motte et al., 1998](#)). ハーシェル宇宙望遠鏡による太陽近傍の分子雲の詳細な広域観測により、より大きなサンプル数で CMF と IMF の類似性が確認された (例えば [André et al., 2010](#)).

コア形成についての理論的理解は、まだ十分には進んでいない。これまでコア形成理論モデルとして、超音速乱流の統計的性質である、対数正規分布に従う密度の確率分布関数を元にした乱流分裂理論 (e.g, [Padoan et al., 1997](#); [Hennebelle & Chabrier, 2008](#)) や、分裂後の Bondi-Hoyle-Littleton 降着の過程で質量関数が決定されるというモデル (e.g, [Zinnecker, 1982](#)) などが提案されてきた。後者のモデルは近年、大域崩壊における階層的分裂モデル ([Vázquez-Semadeni et al., 2019a](#)) の中に組み込まれている。前者のモデルに関連して、フィラメントの中でのコア形成を初めて議論したのが [Inutsuka \(2001\)](#) である。近年フィラメント中の3次元構造を考慮したモデルが [Lee et al. \(2017\)](#) で提唱されている。いずれの理論も、CMF と IMF が一対一対応しているとすると、それだけでは、銀河系の様々な環境にある領域の初期質量関数の形状があまり変わらないという特徴を説明することが難しい。これは例えば、ピーク質量は、仮定する磁場強度や乱流強度などに依存するためである。上記の統計的なコア形成理論モデルに欠けているのは、実空間でのコア形成過程の理解である。例えば、[Iwasaki & Tomida \(2022\)](#) は、原子ガスからの分子雲形成の結果できる、コアより大きなスケールのクランプ (フィラメント) の統計的性質は、進化の過程で熱エネルギーと乱流エネルギー・磁気エネルギーがほぼ同等の大きさになるように漸近することを明らかにした。高密度領域でのエネルギー等分配に近いふるまいは、他の数値シミュレーションでも得られている (例えば [Lee & Hennebelle, 2019](#)). このような漸近的振る舞いが CMF や IMF の普遍性に参与している可能性がある。実際に、[Chen & Ostriker \(2014\)](#) は分子雲における超音速の乱流による局所的な圧縮領域に着目した数値シミュ

レーションをおこない、CMF のピーク質量は初期に仮定した磁場強度に依存せず、乱流の動圧のみに依存することを示した。Hennebelle et al. (2019) は、CMF のピーク質量は、いわゆる第一コアのおおよそ 10 倍という普遍的な値となることを、様々な状況化での数値シミュレーションの結果を得ている。

分子雲コアがフィラメントで形成されるとすると、フィラメントの統計的性質と CMF には密接な関係があることが予想される。フィラメントの統計的性質と CMF を結びつける基本的な量として、André et al. (2019) は、図 5.12 に示すように、フィラメントの線質量の頻度分布 (Filament Line Mass Function, FLMD) を測定し、臨界線質量付近をピークとして、高線質量側が冪関数に従うことを見出した。この冪指数は IMF や CMF とほぼ一致する。星形成は主に超臨界フィラメントで起こるので、線質量関数が冪関数に従うフィラメント中でコアと星が作られる。このことは FLMD が IMF と CMF の起源に深く関わっていることを示唆している。

近年では、個々のフィラメントの性質と、その中で形成されるコアの質量関数のあいだの相関が調べられ、図 5.12 右に示すように、線質量が大きいフィラメントほど、コアの典型的な質量が大きいことが示唆されている (Pineda et al., 2022)。しかし、きわめて小数のフィラメントでのみ、コア質量関数が求められているに過ぎず、フィラメント線質量とコア質量の正の相関の有無にまだ確定的なことは言えない。これまでフィラメントの詳細な特徴 (たとえば、 $W_{\text{fil}}$ ,  $M_{\text{line}}$ ,  $\sigma_v$  など) と分裂過程 (コア間隔) が観測された例はまだほとんどなく、上記の分裂の特徴が一般的かどうかはわからない。LST により、飛躍的に多くのフィラメントで同様の観測 (ダスト連続波と偏光観測・輝線観測) が可能になれば、フィラメント分裂過程における乱流と磁場・重力の役割を解明するための基盤となる統計データが得られる。

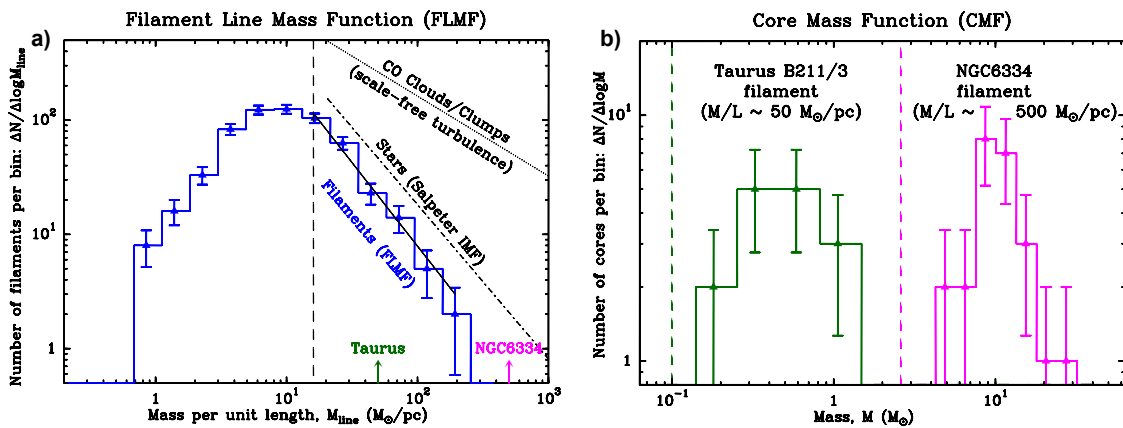


図 5.12: 左) フィラメント線密度関数. 近傍分子雲 8 領域のハーシェル宇宙望遠鏡による観測 (Arzoumanian et al., 2019) で同定された 599 本のフィラメントの線密度頻度分布. 臨界線密度  $\text{line}_{\text{crit}} \sim 16 M_{\odot}/\text{pc}$  (縦破線) より大きい線密度をもつフィラメントの FLMD は、Salpeter の初期質量関数の冪  $-1.6 \pm 0.1$  でよくフィットできる (André et al., 2019). 右) 異なる線密度をもつ 2 つのフィラメントにおけるコア質量関数 (Pineda et al., 2022). コア質量は、線密度が大きな NGC6334 フィラメントの方が、Taurus B211/3 フィラメントより大きく、コア質量と線密度は正の相関を示す。

コア質量関数以外の重要な物理量として、コア内部の速度分布がある。特に角運動量はコアから星が形成される

際に重要な役割を果たし、アウトフローやジェットを駆動し、また原始惑星系円盤や多重星の形成 (Belloche, 2013) にも影響を及ぼす。観測では、コア内の視線速度勾配が剛体回転から生じたと仮定して、比角運動量が見積もられている。比角運動量は、コアサイズと質量が増加するにしたがい、増加する ( $j \propto R^{1.6-2.4}, j \propto M^{0.5-0.9}$ , ここで  $j$  は比角運動量,  $R$  はコアサイズ,  $M$  はコア質量を表す) ことが知られている (Goodman et al., 1993; Tatematsu et al., 2016)。

この比角運動量のサイズ依存性は、大雑把にはコア内の乱流が Larson 則に従っていれば成り立つと理解されている。Larson 則 ( $\delta v \propto R^{1/2}$ ) を仮定すると、比角運動量のスケージングは、 $j \propto \delta v R \propto R^{1.5}$  となり観測と整合的に見える。ただ、この単純な議論はコア形成過程を考慮していないため、角運動量がどのようにコア形成時に取り込まれるのかわかっていない。近年の研究では、フィラメントに沿った1次元コルモゴロフパワースペクトルのべき指数  $-5/3$  をもつ速度揺らぎがコアに取り込まれたと考えると、観測と整合的な角運動量分布が説明できることが示されている (Misugi et al., 2019)。この理論予測を検証するためには、コアの運動量とフィラメントのパワースペクトルの観測が必要となる。

### 5.3.3 エンベロープから原始惑星系円盤へ

分子雲コア・エンベロープ内で星形成が開始すると、エンベロープ内のガスやダストは中心に向かって質量降着し、中心では原始星が形成される。多くの分子雲コア・エンベロープは角運動量を持っており、エンベロープ内の物質はその角運動量を保存しつつ、質量降着する。そのため、質量降着する物質はある半径に達すると回転（遠心力）で支えられる。この様にして、星形成にともなって、原始星周囲には円盤が形成される。これらの円盤は、原始惑星系円盤として、前主系列星の周囲に確認されており、さらに、惑星系形成の現場としても認識されている。原始星周囲では、形成されるつつある原始惑星系円盤を観測することができ、円盤の形成過程、さらには、惑星系形成の初期条件を研究することができる。さらに、円盤形成に欠かせない角運動量がどのように形成されるのかを研究することができる。

原始星期における中心星や星周円盤の形成において、さらに大きな構造、すなわち分子雲コアや星周エンベロープからの質量輸送のプロセスを明らかにすることは、一つの重要な観点となる。古典的な質量降着現象の描像は、孤立した原始星に対する軸対象構造である (例えば Larson, 1969)。観測的なアプローチにおいても、それにならった構造解明や物理量導出がおこなわれてきた (例えば Momose et al., 1998)。一方、近年の ALMA による高感度・高解像度観測では、原始星周りの複雑な微細構造分布や速度構造が明らかになりつつある (例えば Tokuda et al., 2014)。これらは、原始星期における質量降着が、古典的な描像では把握しきれない、より動的な現象であることを示している。

特に、Class0/ClassI 原始星に対する近年の ALMA や NOEMA などの高感度観測において、ストリーマーと呼

ばれる非軸対象構造が複数見つかった (Le Gouellec et al., 2019; Pineda et al., 2020; Garufi et al., 2022; Valdivia-Mena et al., 2022). ストリーマーは、分子雲コア・エンベロープから原始星や星周円盤の系へと伸びる細長い構造であり、およそ数 100 AU から数 1000 AU に渡る構造として同定されている。その速度構造は星周円盤やエンベロープと連続的に接続しており、系への質量降着を担っていると考えられている。この時の質量降着率はおよそ  $\sim 10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  程度と見積もられており、これはこれまでの古典的描像で得られてきた質量降着率と同等である (Pineda et al., 2020; Thieme et al., 2022)。つまり、星形成や進化において、このような構造が重要な役割を担っている可能性を示唆している。CO のような代表的な分子輝線だけでなく、 $\text{H}_2\text{CO}$  や  $\text{HC}_3\text{N}$  などの複雑な分子でも見出されており (Pineda et al., 2022; Valdivia-Mena et al., 2022)、化学的にも複雑な様相を呈している。

ストリーマーの物理状態を観測的に明らかにすることは、原始星段階における質量降着を理解する上で重要となるだろう。しかしながら、ストリーマーの検出においては高感度観測が必要となるため、まだサンプルは多くない。系統的な観測を行うことで、ストリーマーの普遍性と多様性を明らかにする必要がある。特に、ストリーマーは中心星や星周円盤への角運動量輸送に重要な役割を持つ可能性があり、初期円盤サイズやエンベロープ構造など、星進化における重要な要素につながる期待がある。また、このようなストリーマーと、分子雲・フィラメントのようにより大きなスケールとの関連も重要となる。

これまで見出されたストリーマーは主に電波干渉計による観測であるため、視野によって取得可能な空間構造のスケールが制限される (およそ数千 AU) が、実際はもっと広がっている可能性があり、それらは母体となるフィラメントや分子雲と接続し、質量輸送を担っている可能性がある。実際、大きなスケールでの星形成シミュレーションでは、フィラメント内においてストリーマーを伴う星形成が見られている (例えば Kuffmeier et al., 2019)。このような大きなスケールでのストリーマー構造の検出と調査には、数千 AU の星周エンベロープを解像しながら pc スケールの空間構造を捉えるような、幅広い空間ダイナミックレンジもカバーする必要がある。高感度と幅広い周波数バンド、イメージング性能も必要なことから、LST のような大型単一鏡の活躍が期待できるだろう。

LST で行う観測として期待されるのは、ストリーマーに対するヘテロダイン受信機を用いた多分子輝線マッピング観測である。原始星の周囲の構造に対する高感度なイメージングから、星周円盤・エンベロープから母体分子雲にわたるスケールに見られるストリーマー構造の探査を行う。ストリーマーの同定には速度構造も重要であることから、ヘテロダイン受信機による高い速度分解能も有益となる。このような LST の特性を活かした観測により、幅広い空間ダイナミックレンジと詳細な速度構造によりストリーマーの密度構造や運動を精度良く決める。これらと星周エンベロープの速度構造や星周円盤のサイズなどの比較を通して、ストリーマーと質量降着現象の関係を調査し、星形成過程におけるストリーマーの役割に関する知見を得る。また、母体となる分子雲の密度や温度、乱流構造、環境パラメータなどとの比較も行い、ストリーマーの系統性と多様性を調査し、その生成要因を探る。

ストリーマー構造におけるダストサイズ分布を調べる観測も興味深い。原始星エンベロープではすでにダスト成長が促されている観測的示唆も得られており (例えば Tobin et al., 2013)、どの段階でダスト成長が生じるかにつ

いて新たな知見が得られる可能性がある。ダストサイズに関する知見は、光学的に薄いミリ波・サブミリ波のスペクトル指数を用いる手法がよく用いられる。LST に搭載が予定されている高感度多周波カメラにおいて重要な観測ターゲットの一つとなりうるだろう。ただし、広域にわたるストリーマーは希薄であり低輝度となると期待されるので、高い感度が必要となる点は注意したい。

#### 5.3.4 星・円盤形成とダスト進化

原始星期から前主系列段階へ進むと、星周物質の散逸が進み、分子雲コアやエンベロープの残骸が晴れ上がり、中心の前主系列星と降着円盤のみの系となる。この時の星周円盤は原始惑星系円盤(以下「円盤」と呼ばれ、惑星系は、この円盤内で形成される。円盤は主に中心星の輻射と重力で支配されており、円盤内で生じる様々な素過程を通して3次元的に複雑な構造を持つ。多様性に富む系外惑星系は、このような円盤構造の多様性やその進化に起因すると考えられており、様々な観測的視点から円盤構造を解き明かす科学的意義は大きい。

円盤における惑星系形成の初段階は、円盤内に含まれるダストの移流と合体成長である。円盤は星間物質から取り込まれたガスとダストを起源としており、円盤フェーズ初期においてダストは  $\mu\text{m}$  オーダーのサイズだと考えられている。円盤進化に伴い、ダストは重力による移流や円盤乱流による巻き上げなどを経て、合体成長や衝突破壊を繰り返すと考えられている。ダストはさらに成長し続け、最終的に  $\text{m}\sim\text{km}$  サイズの微惑星となると考えられており、微惑星に円盤ガスが集積することで惑星になると考えられている(例えば [Testi et al., 2014](#))。

円盤ダスト成長に伴う物理プロセスを観測的に制約することは、惑星系形成過程の理解にとって極めて重要である。円盤ダストサイズの観測的な推測としては、従来、光学的に薄いミリ波・サブミリ波のスペクトル指数を用いた手法が多く行われてきた。ミリ波・サブミリ波におけるダストの質量吸収係数  $\kappa_\nu$  は、 $\kappa_\nu \propto \nu^\beta$  で記述される周波数依存性を持ち、ダストを構成する物質や形状が均一であれば、ダストの大きさに依存するため、ダストサイズの違いが  $\beta$  に反映される。放射が光学的に薄い場合、ミリ波・サブミリ波の放射強度はおよそ  $I_\nu \propto \nu^{2+\beta}$  の関係を持つため、スペクトル指数から円盤ダストサイズに言及することが可能となる([Draine, 2006](#), など)。

実際、単一鏡を用いた多周波サーベイ観測が2000年代にかけて複数行われており、円盤において  $\beta \sim 0\text{--}0.5$  程度であり、星間物質よりもダストが成長していることが示唆されている([Beckwith & Sargent, 1991](#); [Andrews & Williams, 2005](#); [Ricci et al., 2010](#), など)。これらは円盤を空間分解しない、平均的なダストサイズに関する知見を示したものであるが、ALMA稼働後、円盤を空間分解してスペクトル指数を導出する観測も積極的に行われるようになってきており、上記をサポートする結果が得られている他、円盤内のダストサイズ分布に複雑な半径依存性があることが示されている([Tsukagoshi et al., 2016, 2022](#))。さらに、ALMAにより円盤のミリ波・サブミリ波偏波放射が検出されるようになっており、円盤放射の解釈において、観測波長程度に成長したダストによるミリ波散乱の重要性が理解されるようになってきた([Kataoka et al., 2015, 2016](#))。

ミリ波・サブミリ波における散乱放射の存在は、上述のスペクトル指数の解釈にも影響し、円盤ダストサイズ分布の正しい見積もり、ひいては円盤質量の正確な導出が困難であることを示している。散乱放射が無視できない場合、アルベドの周波数依存性が発現した連続波スペクトルとなり、スペクトル指数は単一の冪にはならない。これはダストサイズに依存する形となるが、ミリ波・サブミリ波帯での各周波数におけるスペクトル指数が複雑に変化するため、従来行われていたような2周波数間でのスペクトル指数では、その全容を正確に把握することは難しい (Zhu et al., 2019)。

円盤ダスト進化を探る上で新たな情報をもたらすのが、ミリ波からサブミリ波帯にかけての広域スペクトルの取得であろう。円盤が光学的に厚く散乱放射が無視できない場合では、前述のようにミリ波・サブミリ波での広域スペクトルは複雑な形状をとる。これはアルベドの周波数依存性によるものであるが、逆に言えば、広域スペクトルを精度良く捉えることで、散乱放射の寄与とそこからダストサイズの推察を行うことができるようになる (Liu, 2019; Ueda et al., 2020)。図 5.13 は様々なダストサイズのモデルから期待される広域スペクトル形状を示したものである。一般に円盤中のダストサイズは数 100  $\mu\text{m}$  から数 mm 前後に成長していると考えられているが、図 5.13 を見ると、そのようなダストのアルベドがおおよそ周波数 30 GHz–1000 GHz (波長 10 mm–300 $\mu\text{m}$ ) の範囲で大きく変化する様子が見てとれる。また、広域スペクトルの対局的な形状を描き出すには、この周波数の範囲で少なくとも3点以上の観測点が必要であることがわかる。実際には円盤ダストサイズは不明なため、それを制限する現実的な観測としては、この周波数範囲において5–6点以上のサンプリングを行うことが必要となるだろう。

散乱放射の寄与が大きい場合、それを考慮しない従来の円盤質量の見積もりは過小評価していたこととなる。広域スペクトルによりダストサイズ分布と散乱放射の寄与を正しく評価することで、円盤ダスト質量の正確な見積もりにも繋がる。図 5.14 は、実際の観測データで得られた広域スペクトル形状から、散乱放射の寄与とダストサイズの推定を行った例である。波長 3 mm から 450  $\mu\text{m}$  にわたる5バンドの観測点を用いており、これにより広域スペクトルにおける 1 mm 付近の詳細な形状を明らかにできている。この広域スペクトルの形状は、およそ 300  $\mu\text{m}$  ほどまで成長した円盤ダストの散乱放射による寄与であると考えられ、これをもとに円盤質量を正確に見積もると、従来の見積もりより一桁以上大きな値とりうる事が分かる。円盤ダスト質量はその後形成される微惑星の臨界を決めるため、その正確な見積もりは極めて重要である。

上記のような観測では、いわゆる灰色放射 (Ggraybody) でよく近似できる放射からのズレに着目するため、各バンドでの高いフラックス決定精度が要求される。周波数領域やバンド数にも依存するが、各バンドにおいて5–10%程度のフラックス決定精度があると、2バンド間スペクトルのベキ指数で10–15%程度の精度が達成できる見込みであり、図 5.13 で見られるような広域スペクトルの周波数依存性を明らかにすることができる。

典型的な原始惑星系円盤の例として、TW Hya と同等の明るさを持つ円盤が近傍星形成領域 ( $d \sim 150$  pc) に存在する場合、1.3 mm のフラックス密度としてはおよそ 15 mJy ほどが期待される。連続波カメラで  $3' \times 4'$  の領域をマッピングし、 $10\sigma$  水準での検出を目指す場合、1バンドのデータ取得に必要な時間はおよそ1時間となる。同

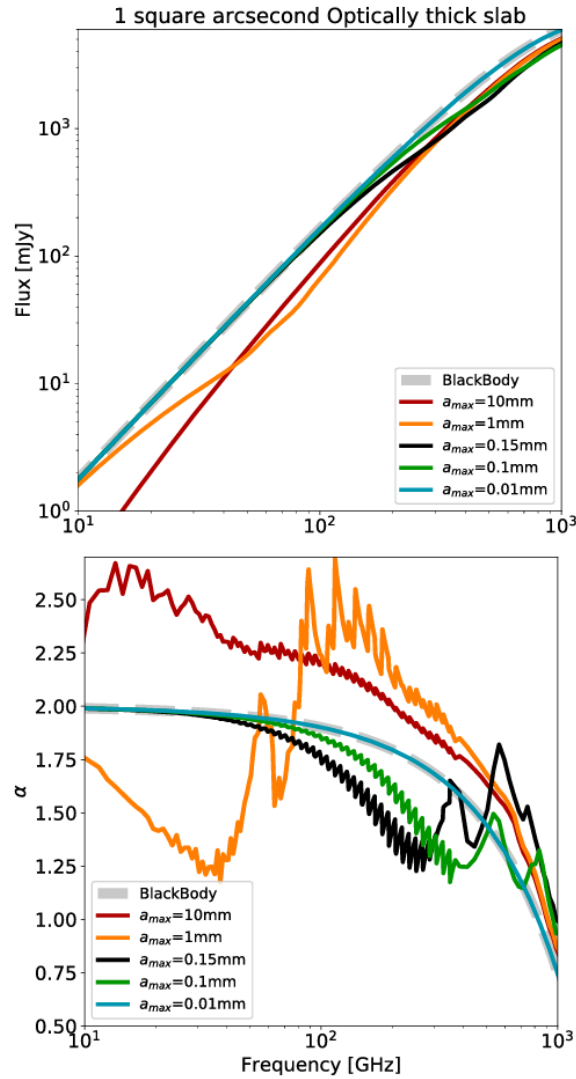


図 5.13: 光学的に厚い円盤で予想されるミリ波・サブミリ波 SED の最大ダストサイズ  $a_{max}$  に対する依存性 (上) と、対応するスペクトル指数分布 (下) (Liu, 2019, より). ©AAS. Reproduced with permission

様の観測を 5 バンド行うとすれば、1 天体あたり 5 時間の観測が必要となる。マルチバンド同時観測が可能であれば、さらに効率的にサンプルを増やすことができるだろう。また、LST の広い視野も観測の効率化に有益に働く期待があり、多ビームによる大気ノイズ校正やスキャン手法の工夫を取り入れれば、より感度の高いデータ取得を目指すことも可能だろう。

### 5.3.5 大質量星形成

大質量星 ( $> 8M_{\odot}$ ) は、紫外線、恒星風、超新星爆発などによって、銀河における星間物質の物理的・化学的進化を支配する重要な天体であるが、その形成過程はまだ十分に理解されていない。赤外線暗黒雲 (Infrared Dark Cloud, 以下 IRDC) は、その名が示す通り中間赤外線でも見通せないほどの高密度なガス雲で、低温の大質量コ



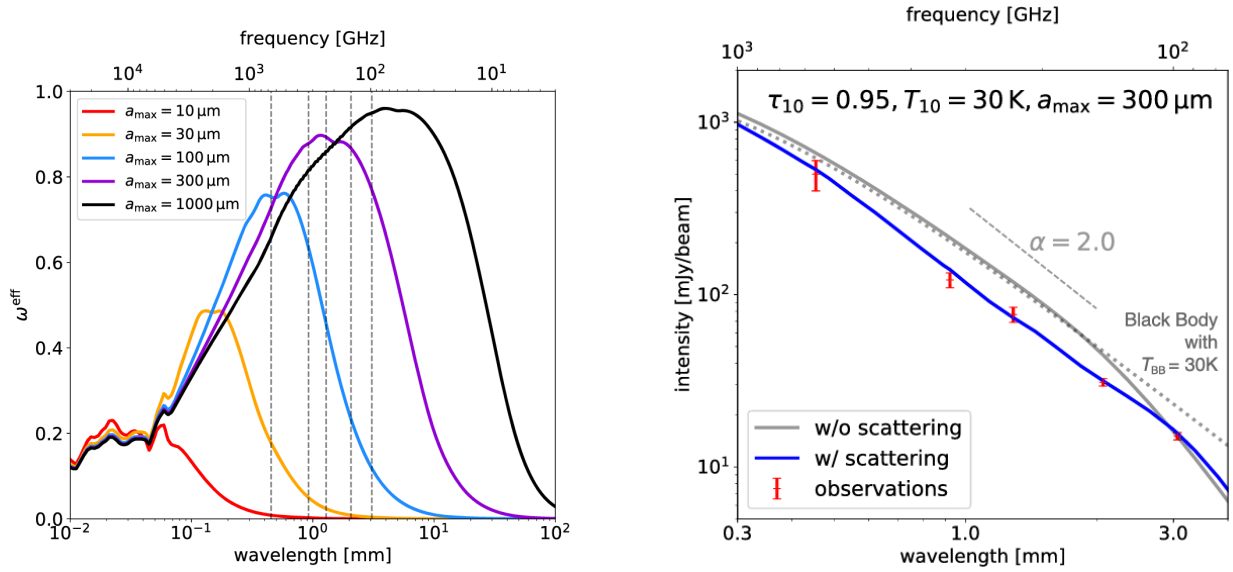


図 5.14: 左) 最大ダストサイズ  $a_{\text{max}}$  と有効散乱アルベド  $\omega^{\text{eff}}$  の関係. 灰色点線は ALMA の Band 3, 4, 6, 7, 9 の周波数を示す.  $a_{\text{max}}$  が変わると  $\omega^{\text{eff}}$  の周波数依存性が大きく変化している. 右) TW Hya の円盤の SED (赤点) と, 放射輸送計算による再現結果 (実線). ミリ波・サブミリ波散乱を考慮した場合は観測と合致する (赤色線). 散乱を考慮しない場合, 同じ 3mm 帯のフラックス密度 (同じ円盤質量と同義) を再現しようとする, 他周波数でのフラックス密度を過大評価してしまう (灰色線) (どちらも Ueda et al., 2020, より). ©AAS. Reproduced with permission

ア/クランプが付随することから, 大質量星形成の初期段階を解明するための重要な現場と考えられている. 現在までに 1 万以上もの銀河系内 IRDC が同定されており (Pari & Hora, 2020), LST による IRDC サーベイにより大質量星形成の統計的性質が明らかになることが期待される.

LST の広視野と高分解能を駆使することで, 10 pc スケールの IRDC を一視野に捉えながら,  $\sim 0.1$  pc スケールの小さな構造を一掃することが可能となる. IRDC 全域でのフィラメント構造, 分子アウトフロー, そして偏光構造の方向を比較することで, 分子雲形成から原始星円盤形成に渡る多重スケールにおける重力と磁場の影響を調べることができる (Zhang et al., 2014b; Kong et al., 2019, 図 5.15). このような無バイアスのアウトフロー探査は, 遠赤外線でも見つけられなかった非常に若い原始星を発見することにも役立ち (Tan et al., 2016), 大質量星形成の最初期段階を明らかにする鍵となるだろう.

LST の広い周波数カバーレンジは様々な分子輝線の同時マッピングを可能にし, 大質量コアやアウトフローの化学性質を包括的に理解する上で強力な手法となる. 特に DNC/HNC (i.e., 重元素濃縮度, Sakai et al., 2012b),  $\text{N}_2\text{H}^+/\text{CCS}$  (Taniguchi et al., 2020) といった化学組成は, 大質量コアの年齢および進化段階を特定する上で重要な情報となる. CO によるアウトフローの統計的特性はこれまでも良く調べられているが (Maud et al., 2015), より多くの物理トレーサー (SiO による衝撃波, CCH による PDR 領域など) と組み合わせることで, 原始星アウトフローが周囲の星団形成ガスへどのようなフィードバックを及ぼしているかをより詳細に理解することができる.

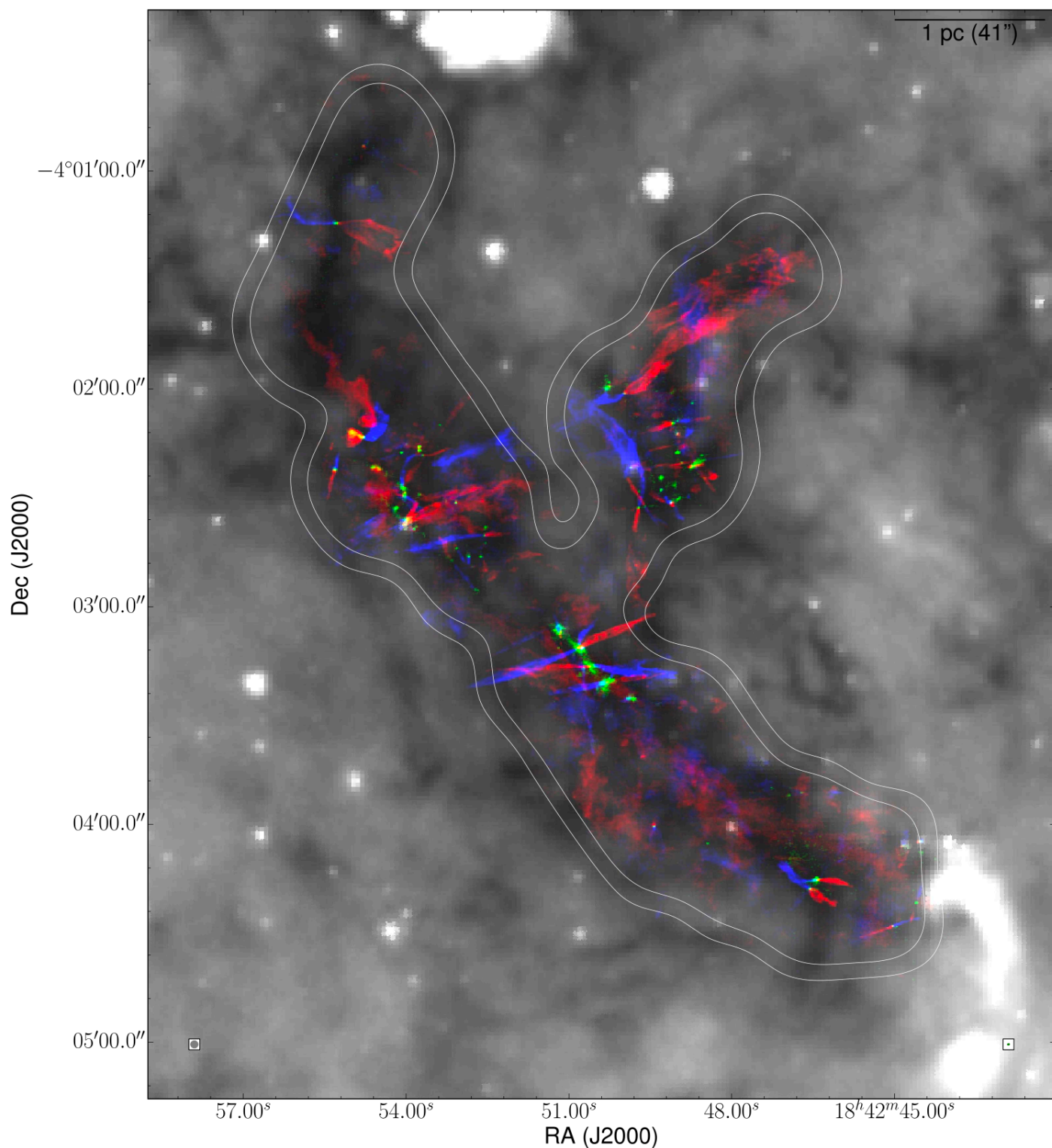


図 5.15: ALMA モザイク観測による赤外線暗黒雲 IRDC G28 と、それに付随する多数の原始星アウトフロー (灰色: Spitzer  $8\ \mu\text{m}$  イメージ, 緑: ALMA 1.3 mm 連続波, 赤/青: 赤方偏移/青方偏移した CO アウトフロー, Kong et al., 2019, より). LST であれば複数の IRDC を同時に捉えながら, このような詳細構造まで空間分解することが可能となる. ©AAS. Reproduced with permission

さらに LST による IRDC 中の原始星モニタリングは、空間分解ができない小スケールにおける降着変動を統計的に制約する強力な手段となる。理論的観点からも高降着率、高連星率を伴う大質量星形成では、時間変動を伴う現象の研究が期待される (Meyer et al., 2017)。実際、いくつかの大質量原始星において、オリオン座 FU 型星と類似の降着バースト現象が近年報告されている (Caratti o Garatti et al., 2016; Hunter et al., 2017)。また、JCMT による小質量星形成領域モニタリングによって大きな成果が得られていること (Lee et al., 2021) は、より広視野・高感度である LST による IRDC モニタリングの重要性にとどまらず、タイムドメイン・サイエンスから他の研究に発展するポテンシャルを示したものと見える。複数の連続波バンドや分子輝線を組み合わせることで、最内縁で起こる動力的現象の詳細を明らかにすることが可能となるかもしれない (Tanaka et al., 2017)。特に興味深い変動をみせる天体に対しては、ALMA 高分解能追観測を行い、ダスト温度構造やアウトフロー/ジェットの時空間変化を調べることもできるだろう (例えば Burns et al., 2020)。

### 5.4 星の進化の最終段階と星間物質

#### 5.4.1 赤色超巨星の周囲の物質

大質量星は高い光度を持つことから表面での輻射圧が強く、進化の途中で多くの質量を失う。大質量星から放出される物質には星内部での元素合成によってできた元素やダストなどが含まれており、星間空間における物質循環に重要な役割を果たしている。また、大質量星の質量放出は、大質量星の爆発時の構造を決める大きな要素の 1 つである。このため、大質量星からの質量放出を理解することは超新星爆発機構や超新星の多様性を理解する上でも重要である。

大質量星の起こす質量放出の中でも、赤色超巨星の起こす質量放出は多くの謎に包まれている。赤色超巨星は大質量星の中でも特に高い質量放出率を持っていることが知られており (Smith, 2014)、超新星親星が進化の途中で最も質量を失う時期である。また、重力崩壊型超新星の約 6 割が赤色超巨星の状態で爆発しており (Shivvers et al., 2017)、超新星爆発時の一般的な星周環境を知る上でも赤色超巨星の質量放出の理解が必要となる。しかし、現在何が赤色超巨星の大きな質量放出を引き起こしているのか分かっていない (最近の理論モデルやその背景は Kee et al. 2021 を参照)。赤色超巨星の質量放出率機構の解明は、大質量星から星間空間への物質循環のより良い理解につながるだけでなく、超新星爆発や超新星爆発に至る恒星進化を解き明かす上でも大きな役割を果たす。

サブミリ波帯における赤色超巨星の観測により、質量放出機構がまさに駆動しはじめている光球直上の彩層での温度変化がとらえられる。図 5.16 に近傍の赤色超巨星アンタレスのサブミリ波帯での明るさと、明るさをもとに見積もられた彩層での温度変化を示した。LST で観測可能となるサブミリ波帯では、質量放出の要となる音波や磁力の散逸による彩層での温度上昇の様子を捉えることが可能となる。現在このような観測が行われている赤色超

巨星は、アンタレスとベテルギウスに限られる (O’Gorman et al., 2020). より多くの赤色超巨星に対してサブミリ帯での観測を効率よく行うことで、より多くの赤色超巨星で彩層での温度上昇の様子を捉えることが可能となり、赤色超巨星の彩層の様子を系統的に議論することが可能となる。例えば、広帯域多色連続波カメラで赤色超巨星の多く存在する天域をマッピング観測して、一気に赤色超巨星のサブミリ波帯でのデータを得るといった観測が考えられる。

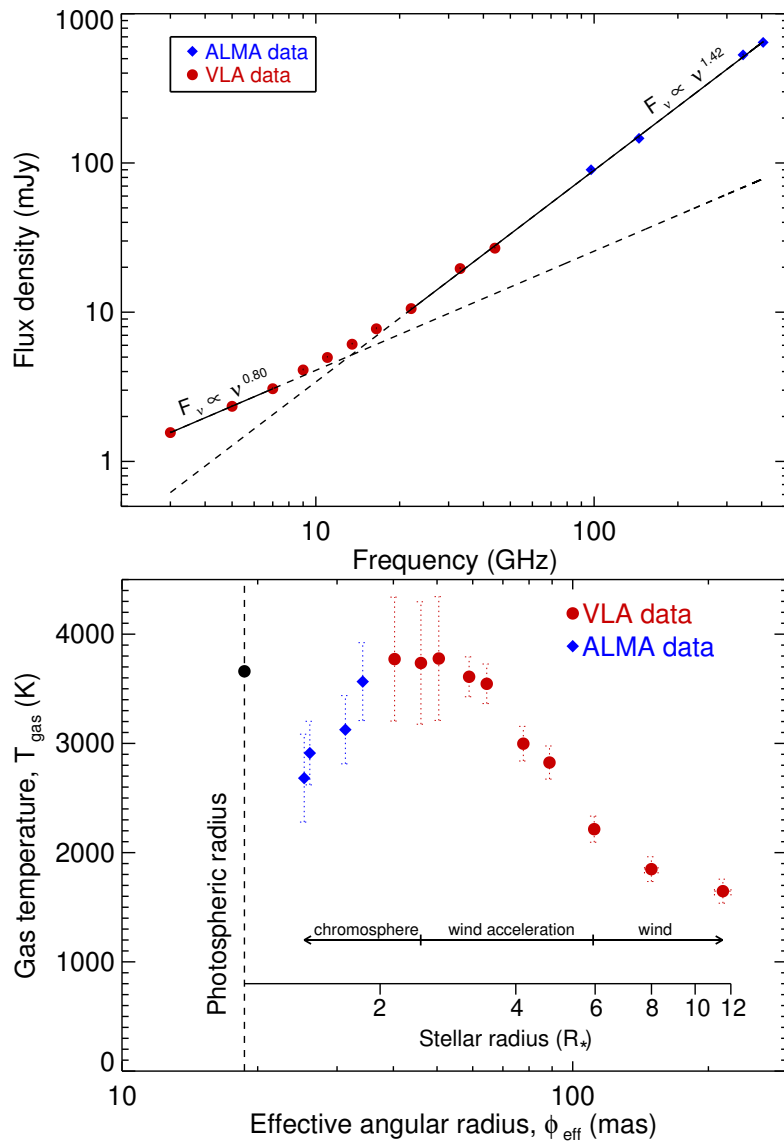


図 5.16: 赤色超巨星アンタレスの電波領域でのスペクトルエネルギー分布 (上) と、それをもとに推定されたガス温度分布 (下). O’Gorman et al. (2020) より抜粋. Reproduced with permission from Astronomy & Astrophysics, ©ESO

### 5.4.2 超新星爆発におけるダストの形成と破壊

重力崩壊型超新星が星間ダストの主要な供給源であるかどうかは、宇宙における星間ダストの起源や進化を明らかにする上で重要な課題である。銀河内の星間ダスト進化モデルによれば、赤方偏移が 5 以上（宇宙年齢がおよそ 1 億年以内）の初期銀河のみならず銀河系の星間ダストの総量を説明するために、0.1 太陽質量以上ものダストが重力崩壊型超新星から供給される必要があることが示されている (Dwek & Scalo, 1980; Dwek et al., 2007)。ダスト形成の理論計算は、超新星爆発時に放出されたガス（イジェクタ）中において、爆発後 10 年以内に 0.1 – 1 太陽質量のダストが凝縮すると予測しているが (Nozawa et al., 2003b)、従来の中間赤外線による観測では、超新星でのダスト形成量はたかだか  $10^{-4}$  –  $10^{-3}$  太陽質量と見積もられていた (Kotak et al., 2009)。それゆえ、重力崩壊型超新星でのダスト形成量については、理論研究と観測結果との間で数桁もの差があり長い間論争となっていた。

しかし、2010 年以降の *Herschel* や ALMA による遠赤外線からサブミリ波の観測によって、超新星イジェクタ中に大量の低温のダストが存在することが明らかとなった。図 5.17 で示されるように、SN 1987A をはじめとする 8 つの若い超新星残骸で、イジェクタ起源と考えられる 0.05 – 1 太陽質量のダストがこれまでに確認されている。また ALMA による SN 1987A の観測では、そのイジェクタ中に CO や SiO 分子が検出されており、分子輝線の詳細な解析によってそれらの 3 次元構造も明らかにされている (Abellán et al., 2017)。分子はダストの前駆物質であるため、種々の分子の存在量はダスト形成過程を本質的に理解するための重要な手がかりとなる。また分子の空間分布は、超新星イジェクタの元素組成分布を強く反映するため、超新星の元素合成や爆発機構を考察する上で極めて有用な情報を与える。それゆえ、ダストからの熱放射だけでなくサブミリ波帯の分子輝線を観測することによって、超新星の物理化学過程に関わる研究を広く展開することができる。

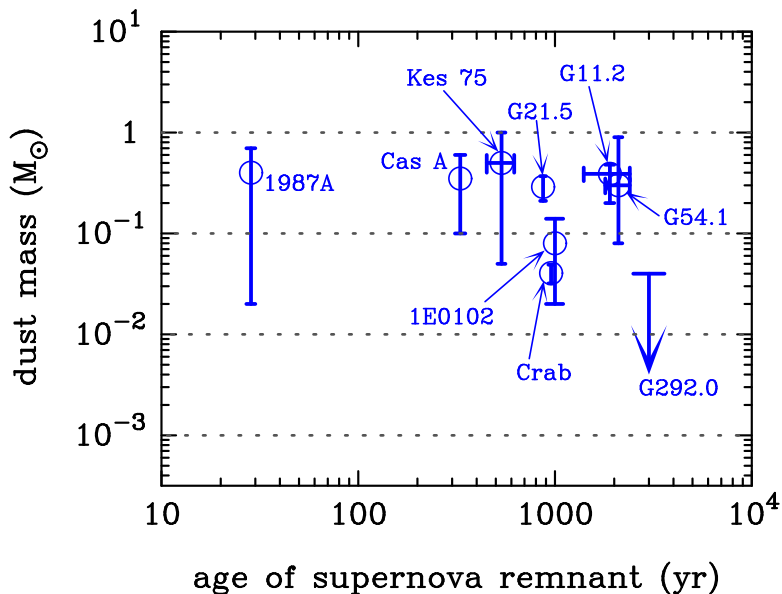


図 5.17: 超新星残骸の年齢に対する観測された低温ダストの質量。ここでの低温ダストは、重力崩壊型超新星の放出ガス（イジェクタ）中で形成されたものと考えられる。

表 5.3: 天の川銀河における南天の若い超新星残骸

	年齢 (年)
重力崩壊型	
G350.1-0.3	600 – 1200
G332.4-0.4 (RCW 103)	~ 2000
G292.0+1.8	~ 3000
G260.4-3.4 (Puppis A)	~ 3700
Ia 型	
G327.6+14.6 (SN 1006)	~ 1000
G315.4-23 (RCW 86)	~ 1800

上記の観測により、重力崩壊型超新星はダストと分子の製造工場であることが示されつつあるが、未だサンプル数が十分に多いとは言い難い。また、超新星が星間ダストの主要な供給源かどうかを結論づけるには、形成されたダストのどれほどの量が破壊されずに星間空間へ放出されるか、ということも明らかにする必要がある。ダストは、爆発後 10 年以内にイジェクタ中で形成されるが、数 100 年以降の超新星残骸の段階でイジェクタ内を伝搬する逆行衝撃波によって破壊される。理論計算によれば、形成されたダストの 80 – 90 % が破壊されるが (Nozawa et al., 2007), 逆行衝撃波によるダスト破壊量の導出を目的とした観測的研究はほとんど存在しない。

形成されたダストがどれほど、またどのように破壊されるのかを観測的に検証する方法の一つは、年齢が数千年以下の若い超新星残骸の低温ダスト量を測定し、図 5.17 のサンプル数を増やすことである。低温のダストは、逆行衝撃波によってまだ掃かれていないものであるため、低温ダストの減少量は逆行衝撃波により掃かれたダストの破壊量と密接な相関がある。そこで、LST によって若い超新星残骸を網羅的に観測し、超新星残骸の年齢の関数として低温のダスト量の時間進化を調べる研究が推進される。表 5.3 は、LST でターゲットとすべき南天の銀河系内の若い超新星残骸で、これらの見かけのサイズは典型的には  $20' \times 20'$  である。また *Herschel* の観測結果を踏まえると、超新星残骸の低温ダストからの熱放射は、サブミリ波長域では 1 – 10 mJy で検出できると期待される。それゆえ、LST の広い視野と優れた感度により、超新星残骸中の低温ダスト量を高精度で求めることができる。さらには、LST によってサブミリ波帯の分子輝線を観測し分子の空間分布を導出することによって、超新星から超新星残骸までの物理化学進化や超新星の元素合成・爆発機構について重要な示唆を与えることができる。

最後に、超新星でのダスト形成の研究でもう一つ大きな問題となっているのが、Ia 型超新星でのダスト形成である。これまでの観測では、Ia 型超新星のイジェクタ中に分子も大量のダストの存在も確認されていない。例えば *Herschel* による Tycho や Kepler 超新星残骸の観測では、イジェクタ中で形成された低温ダストの量は  $10^{-3}$  太陽質量以下と導かれている (Gomez et al., 2012)。そこで、重力崩壊型の超新星残骸に加えて、Ia 型の超新星残骸である SN 1006 や RCW 86 などを LST で観測し (表 5.3)、CO, SiO 分子の輝線放射とダスト熱放射を測定することによって、Ia 型超新星におけるダストと分子の形成量・形成過程に深い洞察を得ることができる。

## 5.4.3 超新星爆発と星間物質の相互作用

超新星残骸は、超音速の衝撃波層の形成や、重元素の供給、宇宙線加速を伴って、星間空間へ多大な影響を与える。したがって、超新星残骸における種々の物理過程を紐解くことは、銀河の物質循環や、銀河進化そのものを理解するうえで極めて本質的である。本節では、超新星残骸と星間物質の相互作用に焦点を当てて、従来の研究の問題点や到達点を概観し、LST を用いた研究展望の一例を紹介する。なお、超新星残骸における宇宙線陽子の加速については、次節 5.5.1 で別に取り上げることとする。

## 非一様星間媒質中での超新星爆発

超新星残骸の進化を記述する古典的な球対称衝撃波モデルは、そのほとんどが、超新星爆発が一様な媒質中で起こることを前提としてきた (例えば Sedov, 1959)。しかしながら、実際の星間媒質は、高度に非一様な密度分布を持つ。重力崩壊型の超新星爆発の場合、その母天体である大質量星からの強力な恒星風は、周辺の希薄な H I ガスを一扫し、恒星風バブルを形成する (図 5.18)。このとき、バブル内の平均密度は  $0.01 \text{ cm}^{-3}$  程度である (例えば Weaver et al., 1977)。掃き集められたガスは球殻状に分布し、数  $\text{km s}^{-1}$  ほどで膨張する (例えば Yamamoto et al., 2006b)。一方で、CO 輝線などで観測される分子雲は、高密度 ( $10^3 \text{ cm}^{-3}$  以上) であるがゆえに恒星風による侵食から生き延びる。結果として、超新星爆発前の星間環境として、概ね 5 桁程度の密度差を持つ、非一様な星間媒質が形成される。

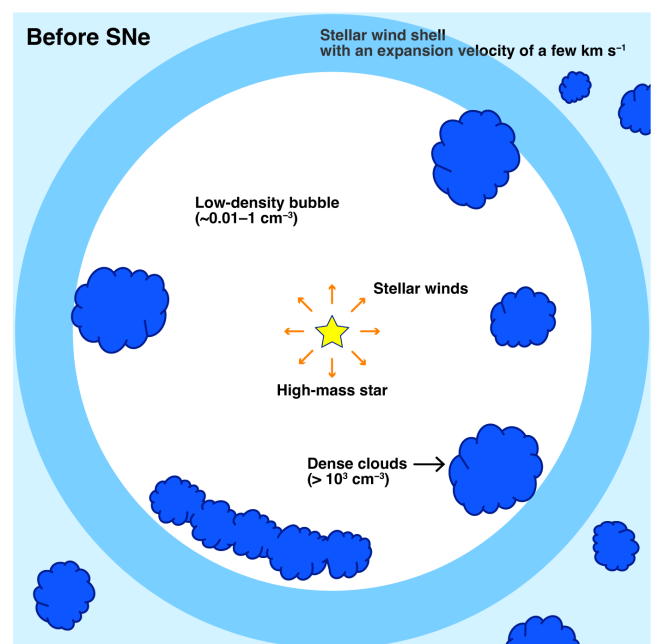


図 5.18: 超新星爆発前の星間環境の模式図。

この中で超新星爆発が起これば、古典的な 1 次元球対称衝撃波モデルでは起こり得なかった種々の物理過程が生じる。図 5.19 にその一例を示した。例えば衝撃波と高密度星間雲の相互作用は、その表層のごく一部のみを加熱・加速させる (例えば Wootten, 1977; Denoyer, 1979; Seta et al., 1998)。最近では、衝撃波と低温分子雲の相互作用が、熱的 X 線プラズマの発生に密接に関わっていることが明らかになってきた (例えば Sano et al., 2017, 2019a, 2021b; Okon et al., 2021; Tanaka et al., 2022)。いずれの場合も、星間雲と雲間領域の密度差が大きい場合には、従来議論されてきたような、衝撃波による分子雲全体の即時の破壊・蒸発は起こり得ないことに注意されたい<sup>10</sup>。

<sup>10</sup>密度  $n$  の分子雲方向での衝撃波速度  $V_{\text{cloud}}$  は、恒星風バブル内部の雲間密度  $n_0$  とすると、 $V_{\text{cloud}} = V_0 / \sqrt{(n/n_0)}$  で表せる (cf. Sano et al., 2010)。ここで  $V_0$  は、分子雲に衝突する前の衝撃波速度である。 $n/n_0 = 10^5$ 、 $V_0 = 3000 \text{ km s}^{-1}$  とすると  $V_{\text{cloud}} \sim 10 \text{ km s}^{-1}$  が得られ、衝撃波が直径 3 pc の分子雲を横断する時間は  $2 \times 10^5$  年程度と概算できる。したがって、分子雲方向で衝撃波速度は急激に減速され、分子雲の横断時間は、超新星残骸の年齢と比べて十分に長くなる。このことは、衝撃波加速による CO 輝線ほかの line-broadening が、年齢数万年かそれより年長いたの超新星残骸でしか見られないこととも無矛盾である (例えば Seta et al., 1998)。

## Physical processes in a supernova remnant

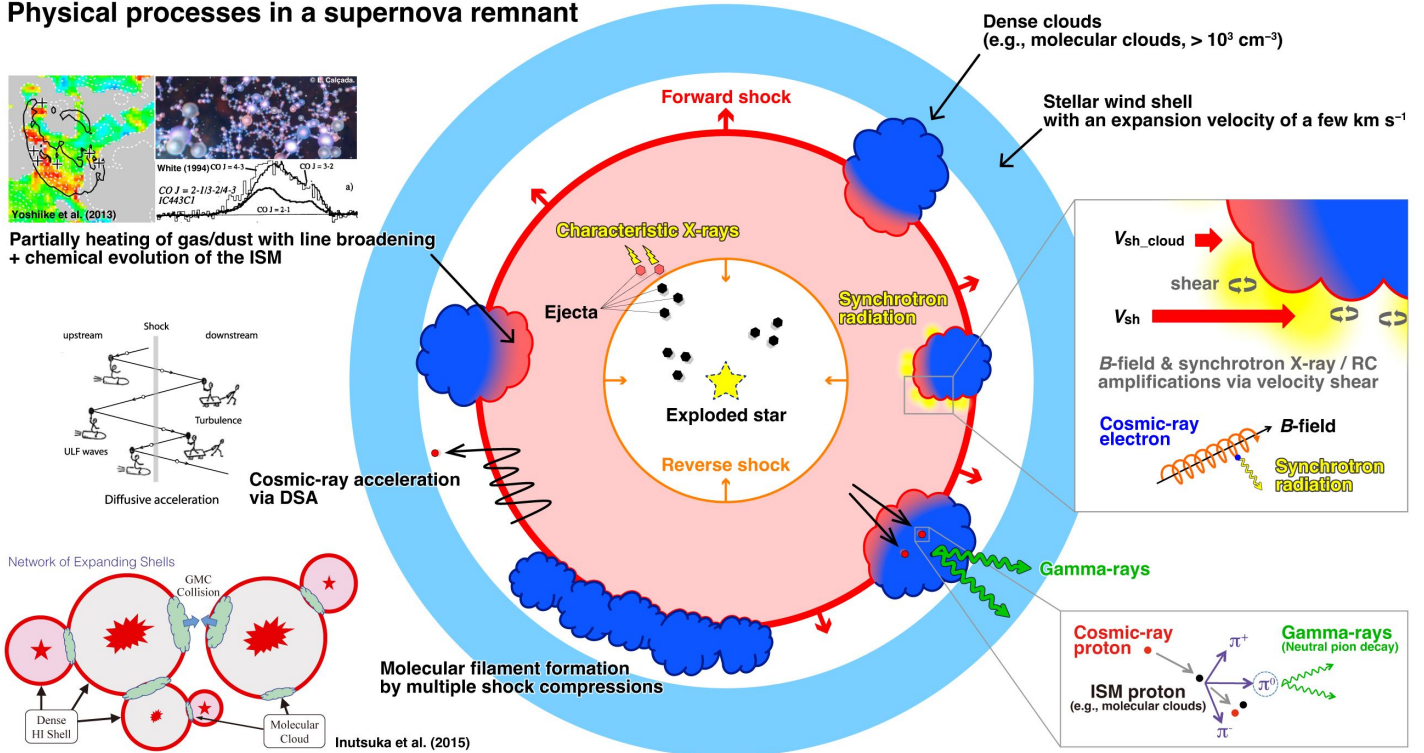


図 5.19: 非一様星間媒質中における超新星残骸の物理過程の模式図。

理論サイドからは、衝撃波と粒状星間雲との相互作用による乱流磁場の増幅が示唆され、非一様媒質の重要性がいち早く論じられた (例えば Inoue et al., 2009, 2012; Celli et al., 2019). 観測的には、星間雲周辺におけるシンクロトロン放射の増光や (例えば Sano et al., 2010, 2013, 2020; Yamane et al., 2018), 被加速宇宙線電子の最大エネルギーの上昇として捉えられている (例えば Sano et al., 2015; Okuno et al., 2018; Tanaka et al., 2020b). 他にも、超新星残骸衝撃波に類する多重衝撃波圧縮によるフィラメント状分子雲の形成理論や (Inutsuka et al., 2015b), 被加速宇宙線陽子と星間陽子の相互作用によるガンマ線の発生 (詳しくは 5.5.1 節参照), 球殻状膨張ガス雲の特定による Ia 型超新星の爆発機構の探究 (例えば Sano et al., 2018, 2022; Fukushima et al., 2020b) など、超新星残骸と相互作用する星間雲の重要性は高まるばかりである。超新星残骸に付随する星間雲を特定することで、星形成や星間化学から、高エネルギー物理学に至るまで、多様な「星間現象」をよりよく理解することができる、といっても過言ではないだろう。ここでは、ミリ波・サブミリ波帯において高視野かつ数秒角の高い分解能を達成できる LST によって深化が期待できる複数の研究課題のうち、2点について紹介する。

## 多重衝撃波圧縮によるフィラメント状分子雲の形成

Herschel 宇宙望遠鏡による太陽系近傍分子雲のダスト連続波広域観測は、分子雲にフィラメント状構造が普遍的に存在し、それらの物理量が星形成と密接に関わっていることを明らかにした (例えば André et al., 2014). 一方



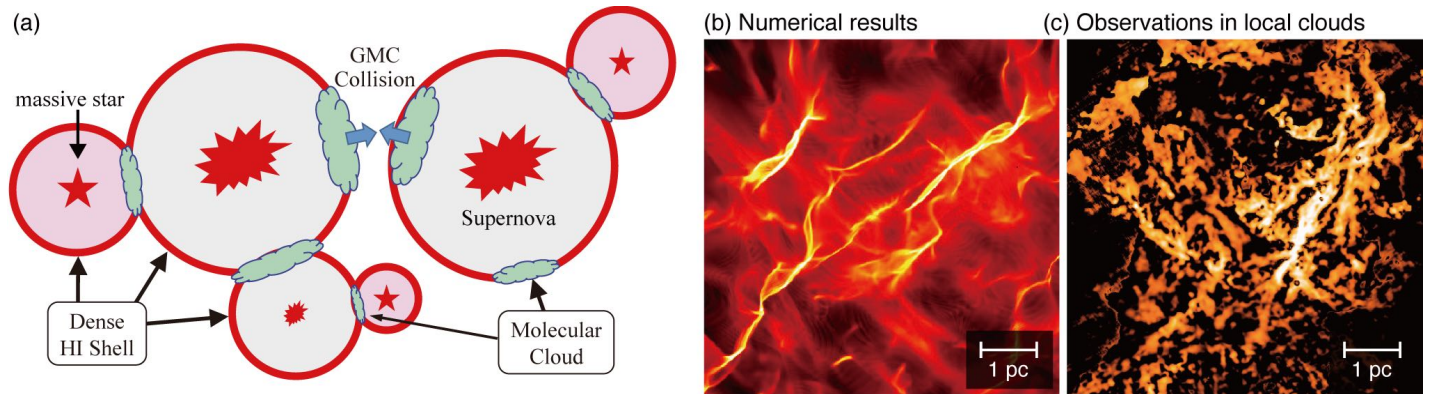


図 5.20: (a) 多重衝撃波圧縮によるフィラメント状分子雲形成モデルの模式図 (Inutsuka et al., 2015b). (b–c) フィラメント状分子雲の (b) 磁気流体力学数値計算結果 (Inoue & Fukui, 2013) と (c) Herschel ダスト連続波の観測結果 (André et al., 2010). (b) と (c) の空間スケールは揃えてある. Reproduced with permission from Astronomy & Astrophysics, ©ESO

で、フィラメント状分子雲そのものの形成機構については、多くの理論モデルが検討されたものの、未だ確固たる結論が出ていないことは、5.2.4 節で述べた通りである。ここでは、フィラメント状分子雲の形成機構として注目を集めている「多重衝撃波圧縮による連鎖的分子雲形成モデル (Inutsuka et al., 2015b, 図 5.20) に着目し、超新星残骸と星間雲の相互作用という視点から、電波干渉計や LST を用いた観測的検証を提案する。

犬塚らによる多重衝撃波圧縮による連鎖的分子雲形成モデルのエッセンスは、数  $10 \text{ km s}^{-1}$  まで減速された超新星残骸衝撃波や、HII 領域が作る膨張シェルによる「効率的なガス圧縮」にある。実際、磁気流体計算では、観測で見られるフィラメント幅  $0.1 \text{ pc}$  かそれ以下の分子雲を形成することができている (例えば Inoue & Fukui, 2013)。このモデルが正しいとすれば、Herschel で見られた近傍分子雲のフィラメント状分布も、過去に同様の多重衝撃波圧縮を受けて形成されたと考えるのが自然であろう。しかしながら、おうし座分子雲の星形成フィラメントを除くと、そのような衝撃波圧縮の履歴を遡ることは容易ではない (例えば Arzoumanian et al., 2018; Shimajiri et al., 2019b)。

この問題を解決するには、今まさに衝撃波に曝されている形成途中のフィラメント状分子雲を観測することが有効とみられる。超新星残骸 W28 は、その点で最適な実験場を提供する (図 5.21)。W28 は年齢 33,000–42,000 年の中年の超新星残骸であり (Kaspi et al., 1993; Velázquez et al., 2002; Li & Chen, 2010),  $80 \text{ km s}^{-1}$  まで減速された衝撃波が確認されている (例えば Rho & Borkowski, 2002)。距離・年齢ともに非常に近い別の超新星残骸 G6.5–0.4 と接しており、そこには JCMT 電波望遠鏡で捉えられたフィラメント状分子雲が付随している (Arikawa et al., 1999)。従って、これら分子雲を十分な空間分解能  $\sim 0.05 \text{ pc}$  (W28 の距離  $1.9 \text{ kpc}$  で 5 秒角に対応) で解像できれば、フィラメント幅、線質量、速度勾配などの物理量が定量でき、理論計算との比較を通して、フィラメント状分子雲の形成初期段階を調べるのが可能となる。現時点では、ALMA ACA (7-m 干渉計と TP の組み合わせ

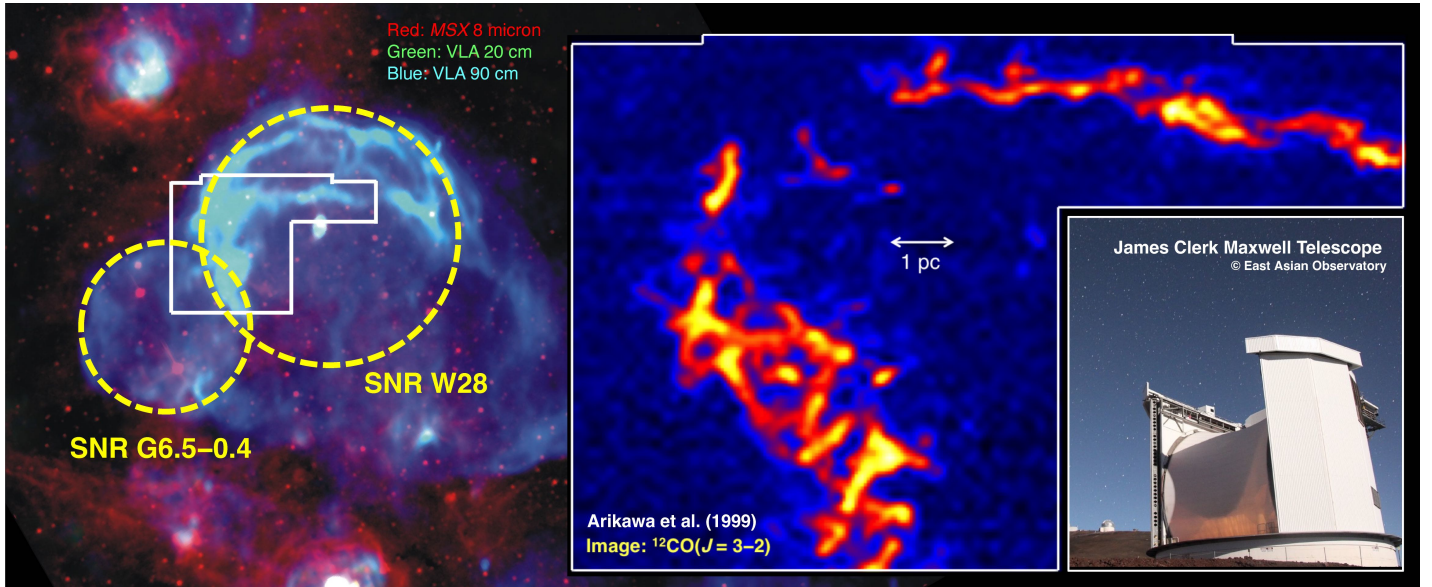


図 5.21: (左) 超新星残骸 W28 方向の 3 色合成図 (赤: MSX  $8 \mu\text{m}$ , 緑: VLA 20 cm 連続波, 青: VLA 90 cm 連続波) に, W28 および G6.5-0.4 のシェル境界面を黄色点線で記載した. 白枠は, JCMT による  $^{12}\text{CO}(J=3-2)$  輝線の表示範囲を示す. (右) JCMT による  $^{12}\text{CO}(J=3-2)$  輝線の積分強度図 (Arikawa et al., 1999).

せ) を用いることが唯一の解であり, すでに約 2000 視野の観測が実施されている (#2019.1.01400.S). 一方で, 多素子ヘテロダイン受信機を搭載した LST が実現すれば, 観測の大幅な効率化が望めるだろう. また, このような超新星残骸同士, または超新星残骸と HII 領域の境界面にフィラメント状分子雲が位置するケースは, IC 443 や W44 などに代表される複数の天体ですすでに確認されているため, LST が研究対象の拡充および普遍性の探究に役立つことは明白である.

### 低温星間雲との熱伝導による再結合優勢プラズマの発生

一般的な超新星残骸の進化の若い段階 (年齢  $\sim 1,000$  年) では, イオンから電子が剥ぎ取られていく電離過程が, 自由電子がイオンに束縛される再結合過程よりも優勢である. 爆発後 20,000-30,000 年経つと, 超新星残骸プラズマは電離過程と再結合過程が釣り合った電離平衡の状態に落ち着く. しかし近年, 再結合過程が優勢にあるプラズマ (再結合優勢プラズマ) が, 約 20 個の超新星残骸から検出された (Yamaguchi, 2020, and references therein). これは, 従来考えられてきた超新星残骸におけるプラズマの進化の描像から逸脱しており, 星間物質の熱史を揺るがす発見として注目されている.

超新星残骸からの再結合優勢プラズマの検出は何を意味するのか. そのひとつのアイデアが, 星間媒質の非一様性を考慮することにある. 具体的には, 爆発後初期に高密度星周物質を抜けた際の断熱膨張 (断熱膨張説, Itoh & Masai, 1989) か, 低温星間雲とプラズマの熱伝導 (熱伝導説, Kawasaki et al., 2002) の 2 案が提案されている. どちらもプラズマの電子温度を低下させることで, 再結合過程が優勢となる環境を作り出すことができる. もし熱伝

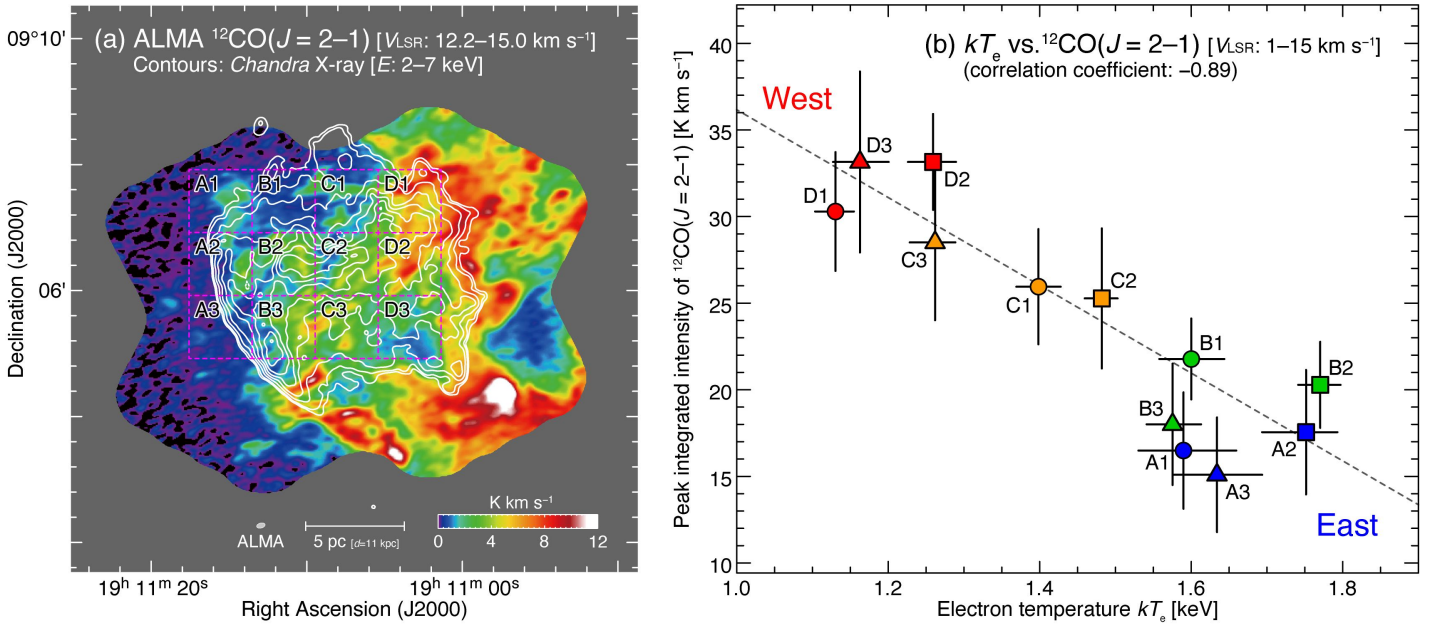


図 5.22: (左) 超新星残骸 W49B の ALMA ACA  $^{12}\text{CO}(J=2-1)$  の積分強度図に、Chandra X 線のコントアを重ねた。分子雲の濃い超新星残骸西側のシェルは、分子雲に沿って変形が見られるが、ガスが希薄な東側では、X 線シェルは滑らかに弧状に分布していることがわかる。(右) 再結合優勢プラズマの電子温度と CO 積分強度の相関プロット。データ点は左図の A1–D3 までのボックス領域から抽出したデータに対応する。電子温度とガス量の間には負の相関関係が見て取れる (Sano et al., 2021b)。

導が効いているとすれば、分子雲のような低温星間雲が多く存在する領域では、再結合優勢プラズマの電子温度がより低下していることが期待できる。典型的な再結合優勢プラズマで明るい超新星残骸 W49B では、この傾向がすでに観測的にみられている (図 5.22, Sano et al., 2021b)。具体的には、ALMA ACA により特定された付随分子雲の柱密度と、NuSTAR 硬 X 線天文衛星による再結合優勢プラズマの電子温度が負の相関を示した。一方で、付随分子雲質量が極わずかである超新星残骸 G346.6–0.2 ではこの関係は見えなかった (Sano et al., 2021a)。いずれの場合も、星間媒質の非一様度や、付随する低温分子雲の絶対量が、超新星残骸のプラズマ進化過程ひいては銀河の熱史にも影響を与えていることが明らかになった。ミリ波・サブミリ波帯において高視野かつ数秒角の高い分解能を達成できる LST を用いることで、ALMA と遜色ない質のデータを効率よく得られるほか、CO の多輝線観測および non-LTE 解析によって分子雲の温度・密度を精密定量することで、プラズマとの熱伝導による温度上昇も捉えられるかもしれない。

## 5.5 高エネルギー現象と星間物質

### 5.5.1 超新星残骸における宇宙線加速

宇宙線は陽子を主成分とする相対論的荷電粒子であり、星間物質の化学進化に本質的な影響を与える。そのため、宇宙線の起源やその総量を探ることは、銀河の物質循環や進化を考えるうえで重要である。銀河系内では、超新星残骸の衝撃波が  $\sim 3$  PeV (*knee* エネルギー) までの宇宙線加速現場として最有望視され、拡散衝撃波統計加速理論が広く受け入れられている (例えば Bell, 1978; Blandford & Ostriker, 1978)。観測面では、X線およびガンマ線撮像技術の躍進により、宇宙線陽子または電子起源とみられる非熱的放射のシェル状分布が捉えられつつある (例えば Koyama et al., 1995; Aharonian et al., 2004, 2006, 2007; Giuliani et al., 2011; Ackermann et al., 2013; H. E. S. Collaboration et al., 2018)。当該分野における目下最大の課題は、(1) 超新星残骸における *knee* エネルギーに近い宇宙線陽子の発生を観測的に立証することと、(2) 被加速宇宙線陽子のエネルギーを定量することにある。本節では、(1) および (2) の課題解決のために、超新星残骸に付随する星間雲の特定・精密定量が本質的であることを研究の歴史的背景とともに論じた上で、宇宙線研究に対する LST の役割や期待について記載する。

#### 宇宙線の起源を探る: TeV ガンマ線と星間陽子の空間一致

銀河宇宙線<sup>11</sup>は光速に近い速さの荷電粒子であるから、星間磁場によって容易に進行方向を曲げられ、直接観測ではその加速源を特定できない。そのため、宇宙線が周囲の星間物質と相互作用して放射する非熱的放射を観測することで、宇宙線の起源とその加速機構を探る研究が進められてきた。古くは、日本のあすか天文衛星による、超新星残骸 SN1006 からのシンクロトロン X 線の検出により、数十 TeV の宇宙線電子の加速が明らかになった (Koyama et al., 1995)。一方で、電子は宇宙線の微量成分であるため、宇宙線の超新星残骸起源説を立証するには、その主成分である陽子の加速を捉える必要がある。

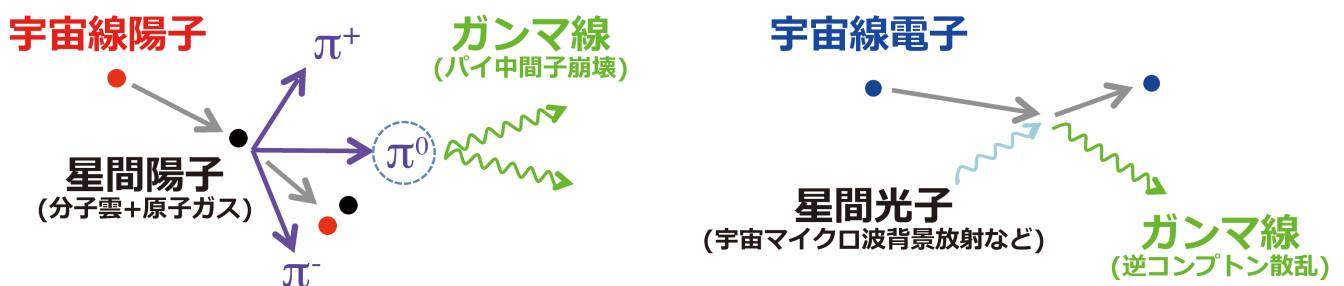


図 5.23: 若い超新星残骸からのガンマ線放射機構の模式図.

<sup>11</sup> 広義の宇宙線にはニュートリノやミュオン、中性子なども含まれるが、ここでは相対論的運動をする電荷を持った一次宇宙線のみを対象とする。その主成分は陽子であり、10%程度のヘリウム原子核と、1%かそれ以下の電子およびそのほかの原子核から構成される。

鍵を握るのは、超新星残骸からのガンマ線放射だ。宇宙線陽子そのものは電磁波を出さないが、星間ガス中の陽子と相互作用（陽子-陽子反応）してパイ中間子を生成、これが崩壊することでガンマ線光子 2 個を放出する。一方、宇宙線電子も、宇宙マイクロ波背景放射の光子をエネルギー的に叩き上げることでガンマ線を放射する (図 5.23)。超新星残骸からの陽子起源ガンマ線を捉えられれば、宇宙線加速源を特定したことになる。そのため、ガンマ線のスペクトルエネルギー分布と粒子加速モデルの比較が盛んに行われた。GeV ガンマ線帯域では、陽子-陽子反応に特徴的なスペクトルの折れ曲がりが見つかり、少なくとも 10 GeV 程度の陽子が超新星残骸で加速されていることは分かった (例えば [Giuliani et al., 2011](#); [Ackermann et al., 2013](#))。一方で、銀河宇宙線の最高エネルギーに対応する TeV ガンマ線については、スペクトルから陽子・電子起源を切り分けることはできず、議論が続いていた (例えば [Tanaka et al., 2008](#); [H. E. S. S. Collaboration et al., 2018](#))。

名古屋大学の福井らは、陽子起源ガンマ線流束が、陽子-陽子反応の標的となる星間ガスの密度に比例することに着目し、ガンマ線と星間ガスの空間一致こそが陽子加速の証拠になると考えた。福井らは、TeV ガンマ線で明るい超新星残骸 RX J1713.7-3946 に付随する全星間ガス（分子雲・原子ガス）を定量し、ガンマ線との好対応を示した (図 5.24a, [Fukui et al., 2012](#))。これは、陽子起源ガンマ線の必要条件であり、100 TeV に近い陽子加速の世界初の観測例となった。その後も、性質の似た超新星残骸 Vela Jr., HESS J1731-347, RCW 86 についても同手法を適用し、同様の結果を得た (図 5.24b-5.24d, [Fukuda et al., 2014](#); [Fukui et al., 2017b](#); [Sano et al., 2019b](#))。最近では、ガンマ線が陽子起源と電子起源の和、すなわち星間ガス分布とシンクロトロン X 線それぞれの線型結合で表現できることを見出し、画像解析による陽子・電子起源ガンマ線の定量分離を世界で初めて示した ([Fukui et al., 2021c](#))。

これら革新的研究の肝は、超新星残骸に付随する星間雲を、いかに精密に特定・定量するかにある。紙面の都合上ここでは詳細に立ち入らないが、付随星間雲の特定には、十分な角度分解能を持つ良質な CO/HI データが必要であることは言うまでもないだろう。特に、超新星残骸シェルとの空間分布比較による、付随星間雲の速度範囲の決定においては、角度分解能の低いガンマ線画像の代わりに、チャンドラ天文衛星による 0.5 秒角 (FWHM で 1.2 秒角程度) の高統計 X 線画像が用いられることから、CO 輝線データの角度分解能はいよいよ重要になる (詳しくは総説論文 [Sano & Fukui, 2021](#), を参照されたい)。5.4.3 節で述べた通り、若い超新星残骸の場合は、衝撃波に付随する星間雲の大部分は加速・加熱されないで、その表面薄皮一枚を空間分解するだけの感度・角度分解能が必須である。いずれの場合も、南半球には約 1 秒角の分解能を達成できる単一鏡は存在せず、LST が当該研究の推進にブレイクスルーをもたらすことは明白である。

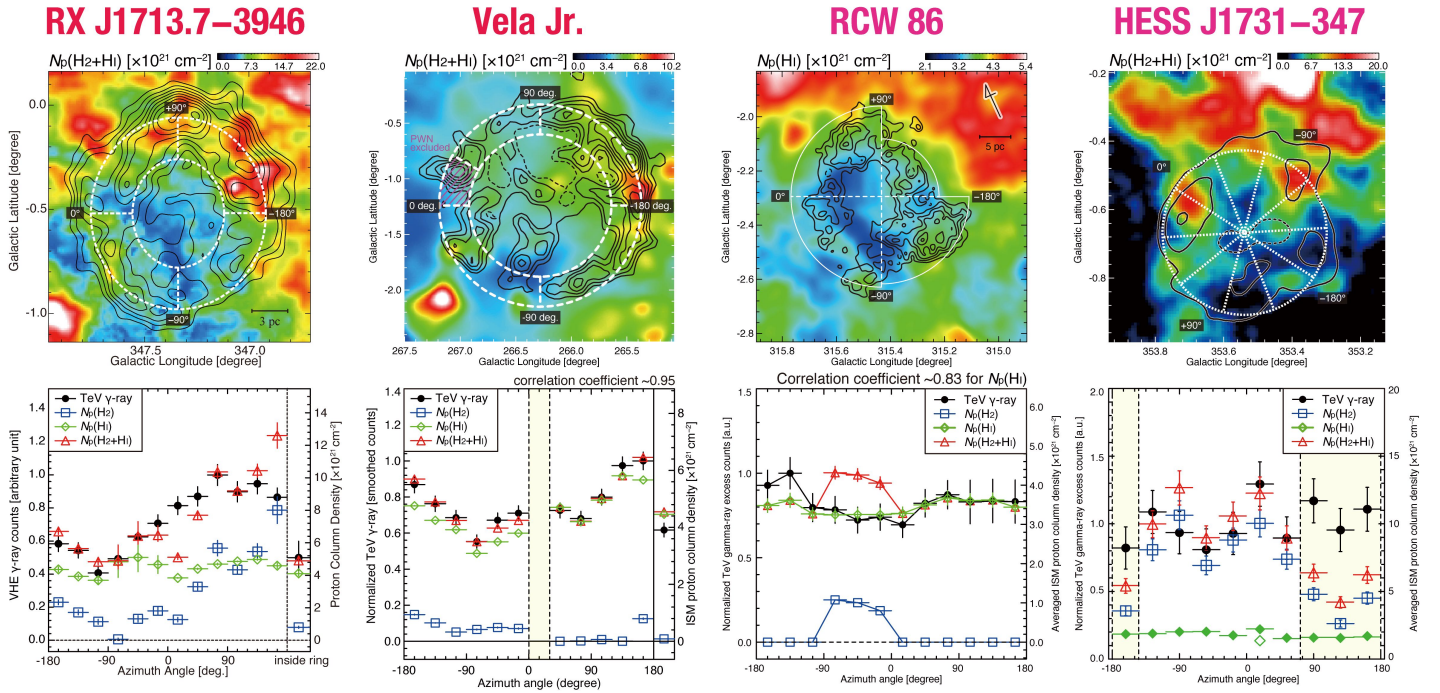


図 5.24: 4つの TeV ガンマ線超新星残骸 RX J1713.7-3946, Vela Jr., RCW 86, HESS J1731-347 の付随星間雲とガンマ線の比較結果。上段は、各超新星残骸の星間陽子柱密度分布の画像に、TeV ガンマ線をコントアで重ねた。下段は、TeV ガンマ線と星間陽子柱密度 ( $N_p(\text{H}_2)$ ): 分子成分,  $N_p(\text{H})$ : 原子成分,  $N_p(\text{H}_2 + \text{H})$ : 全星間陽子) の強度や量を、上段リング内のデータ点について、方位角分布を比較したプロット (Fukui et al., 2012; Fukuda et al., 2014; Fukui et al., 2017b; Sano et al., 2019b). ©AAS. Reproduced with permission

### 被加速宇宙線陽子エネルギーの時間発展

理論的な宇宙線の注入率<sup>12</sup>と、超新星爆発で解放される運動エネルギーを考慮すると、被加速宇宙線陽子の全エネルギー  $W_p$  は、超新星爆発 1 個あたり  $\sim 10^{50}$  erg となるのが通説である。  $W_p$  は陽子起源ガンマ線の光度と付随ガス密度の逆数に比例するため、それぞれの超新星残骸における  $W_p$  値を観測的に制限することができる。しかし従来の研究では、超新星残骸に付随する星間雲の密度として、そのバルクな質量を占める中性ガス (分子雲・原子ガス) ではなく、X 線や可視・赤外線観測から求められた電離ガス密度が用いられてきた点で大きな問題があった (例えば Ackermann et al., 2013)。また、CO/HI 電波輝線観測で付随ガス密度が定量されていたとしても、その導出方法は様でなく、  $W_p$  値には大きな不定性があった。

最近になって、CO/HI データを用いた統一的手法で、13 個のガンマ線超新星残骸に付随する星間雲の数密度が再定量され、最も信頼のおける  $W_p$  値が公表された (Sano et al., 2021b,a, 2022)。その結果、著者らは、超新星残骸の年齢と  $W_p$  の間の密接な関係を見出した。具体的には、6000 年以下の若い超新星残骸では両者の間に正の相関が見られるが、8000 年以上の年老いた天体では、  $W_p$  が年齢の増加とともに着実に減少している (図 5.25)。

<sup>12</sup>地球近傍で計測された宇宙線のエネルギー密度  $1.39 \text{ eV cm}^{-3}$  (cf. Draine, 2011) が、銀河全体に渡って一様であるという仮定に基づいている。

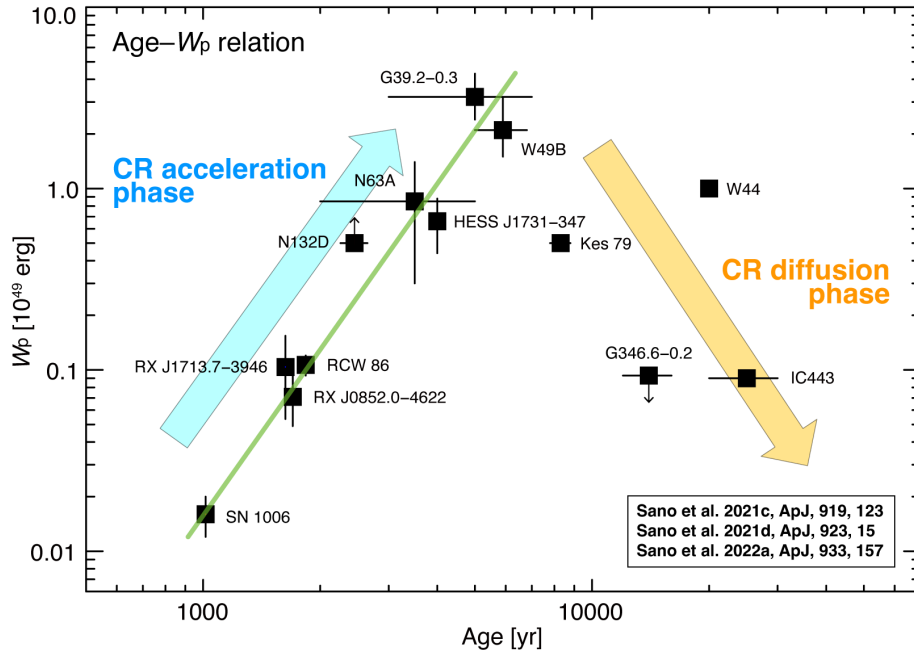


図 5.25: 13 個のガンマ線超新星残骸における年齢と  $W_p$  の関係 (Sano et al., 2021b,a, 2022). 緑の線は、年齢 6000 年以下の超新星残骸における最小二乗法フィットの結果を示す. 年齢 6000 年以下の超新星残骸は、年齢が進むにつれて被加速陽子エネルギーが上昇するフェイズにあり、年齢 10000 年以上の超新星残骸では、宇宙線の拡散・エスケープにより  $W_p$  値が減少する傾向がみて取れる. ©AAS. Reproduced with permission

前者は宇宙線の加速時間で制限されており (例えば Ohira et al., 2010), 後者はエネルギーに依存した宇宙線の拡散・逃走を記述した理論モデル (例えば Aharonian & Atoyan, 1996; Gabici & Aharonian, 2007) で説明でき、銀河の宇宙線生成率に強い観測的制約を与える可能性がある. しかし、観測されたサンプルは太陽系近傍おおよそ 3 kpc 以内の超新星残骸に限られており、銀河系全体に渡ってこのような傾向が普遍的にみられるかは不明である. また、マゼラン雲のような低金属環境にある超新星残骸に対しても、この超新星残骸の年齢と  $W_p$  の関係が成り立つかはよくわかっていない.

LST が稼働すると、これら遠方のガンマ線超新星残骸に付随する分子雲を十分な角度分解能 (概ね数秒角) で観測することができるため、サンプル数の飛躍的向上が期待でき、結果として銀河全体に渡って被加速宇宙線のエネルギーを定量することができるようになるだろう. もし、銀河内全域に渡って超新星残骸の年齢と  $W_p$  の関係 (図 5.25) が成り立つとすると、1 個の超新星残骸で加速された宇宙線陽子の全エネルギーはその時間積分として  $\text{several} \times 10^{49}$  erg と導けるだろう. これは、太陽系近傍の宇宙線エネルギー密度が、銀河系内のあらゆる領域において普遍的であることを意味する. 今後、チェレンコフ・テレスコープ・アレイ (CTA: Cherenkov Telescope Array) が本格稼働を開始すれば、銀河系外縁部およびマゼラン雲全体について、十分な感度のガンマ線観測が可能になる. 来る CTA 時代に備えて、超新星残骸に付随する星間雲をあらかじめ特定しておくことは意味があるだろう. いずれの場合も、銀河系内の宇宙線密度や供給量を測ることは、星間化学や銀河の物質循環を理解する上で

本質的であるため、当該研究の波及効果は非常に大きいことも申し添えておく。

### 5.5.2 星形成過程と高エネルギー現象

原始星の誕生は低温な水素分子ガスの重力崩壊で開始するため、しばしば X 線や宇宙線の生成を伴う高エネルギー現象とは無縁だと考えられがちである。しかし以前から、X 線観測により原始星が強い X 線源であることは知られており、星形成領域内における主要な MeV-GeV 程度の高エネルギー宇宙線源となる可能性も指摘されている。この節では、若い原始星が生じる高エネルギー現象とその重要性、そして観測的特徴について概観し、LST によって進展が期待される点について述べる。

星形成領域の高エネルギー現象は、低温度分子ガスの電離度や化学反応を通じてシステム進化に影響を及ぼす。ガスの電離度はガスと磁場のカップリング度合いを決めて角運動量交換過程に影響を及ぼす重要なパラメータであり、X 線や宇宙線の影響を受けてその値が決まる。さらに、X 線はダストの合体成長や分子雲コア内のガスの冷却に重要な水分子を破壊することが理論から言われており (Stäuber et al., 2005; Notsu et al., 2021a), 水分子が分子雲コア中で実際に少ないという観測の理由を説明しうる (Persson et al., 2016; Harsono et al., 2020). 水分子が破壊されるとスノーライン周りの観測的特徴も変わるため、X 線の影響を把握することは惑星形成の初期条件の理解にも重要である (Notsu et al., 2021a). また、宇宙線照射で生成される短寿命放射性核種の起源を探ることで、惑星の材料の起源に迫ることができる。 $^{26}\text{Al}$  や  $^{10}\text{Be}$  といった短寿命放射性核種は、太陽系で誕生した最初の固体物質の一つと考えられている Calcium-aluminium-rich inclusion (CAI) に広く含まれていることが知られている (例えば Fukuda et al., 2021; Desch et al., 2022). 短寿命放射性核種のソースには近くの超新星爆発によって注入される外的要因に加え (e.g. Fujimoto et al., 2020), 原始星由来の放射線が原始太陽系のガスに照射して生成するという内的要因の両方が考えられている (e.g. Jacquet, 2019). 惑星の材料の起源を理解する上でも原始星の磁気活動史を明らかにする必要がある。

X 線や宇宙線の生成機構として有力なものに、原始星が起こす巨大爆発の原始星フレアがある。この節では主に原始星フレアに焦点を当てるが、宇宙線生成に関わるものとして他にも降着衝撃波 (e.g. Padovani et al., 2015; Gaches et al., 2020) や原始星ジェットが作る衝撃波 (e.g. Padovani et al., 2021) も議論されていることを述べておく。過去の X 線サーベイ観測からおよそ半分以上の原始星は X 線源であると言われている (Imanishi et al., 2001; Getman et al., 2007; Prisinzano et al., 2008; Pillitteri et al., 2010). 原始星から検出される X 線は、その強さから考慮して基本的にフレア由来である。特筆すべきはそのエネルギー規模であり、X 線だけから見積もられたエネルギーが最大級の太陽フレアの全エネルギーの 100-1 万倍にも及ぶ (Koyama et al., 1996; Imanishi et al., 2001; Tsuboi et al., 2001; Grosso et al., 2020). X 線が未検出の天体は、まだダイナモが開始していないか磁気活動度が低い時期にあったために X 線強度が弱かった可能性がまず考えられる。しかし単に視線方向に円盤ガスのような濃



いガスがいるため観測できなかつただけという可能性も高く (Sekimoto et al., 1997), この点を考慮するとより多くの原始星が強い X 線源になっていると期待される. フレアの起源としては太陽フレアと同様にダイナモ由来だという説と (e.g. Getman & Feigelson, 2021), 降着によるエネルギー解放由来という説が考えられている. 後者に関しては, 近年のシミュレーション研究によって, 原始星は降着に伴って開放される重力エネルギーを効率よく磁気エネルギーに転換し, フレアを繰り返し起こしうることがわかってきた (Takasao et al., 2019a; Kimura et al., 2022). ダイナモの開始 (星表層の対流層の出現) は原始星質量や原始星内部構造進化と関わるため (Hosokawa et al., 2010), フレア発生機構の切り分けも重要である.

観測から特に明らかにすべきことは, 原始星フレアが進化段階のどの時点から, どの程度の頻度で生じているのかという点である. 過去の X 線モニター観測から, 1 つの原始星はおおよそ 10 – 20 日に 1 回程度の頻度で原始星フレアを起こしているの見積もることができる (e.g. Prisinzano et al., 2008). つまり LST の高視野を活かしたモニター観測を星形成領域に対してこの程度の期間実施すれば, 原始星フレアの統計的性質を調査できるようになるだろう. ALMA などによる円盤傾き角やアウトフローの向きも考慮することで, フレア未検出の天体が視線方向によって埋もれている可能性の検証も期待できる.

フレアの起源を探る上で, 太陽恒星フレアと比較できるように降着率との関係やフレアの SED を調べることも重要である. 過去に X 線による星形成領域のモニター観測はあるものの (e.g. Prisinzano et al., 2008), 検出光子数も少ないために SED を十分調べることはできていない. LST は広い帯域と高い周波数分解能を持つため, サブミリ波帯の SED まで取得できる可能性がある. 近年, JCMT によるモニター観測で T Tauri 型星からのフレアが検出された. 2 バンドの観測で, サブミリ波帯のバーストは非熱的電子由来のジャイロシンクロトロン放射と解釈できることもわかった (Mairs et al., 2019). LST があれば, 同様の観測を原始星に拡張することができるだろう. もし SED のピークに対応する turnover 周波数がわかれば, 磁場強度にまで制限を与えることができる. フレアの非熱的放射強度はフレア強度の良い指標であるから, 降着率との相関を調べることで, フレアが降着駆動か否かの検証につながると期待される. このような情報は, 太陽フレアとの定量的な比較をする上で重要である. 仮に個々の原始星フレアのサブミリ波帯における光度が低くて個別解析ができなくとも, 複数の原始星フレアのデータをスタッキング解析することで平均的な性質は得られると期待される.

## 5.6 「銀河 (系) 中心が駆動する物質・エネルギー循環論」へ

### 5.6.1 物質循環仮説と LST の役割

#### 物質循環仮説の新しい流れ

現代天文学の基盤のひとつに銀河における物質循環の概念があり、それに基づく議論が本白書でもなされている (例えば, 第 2.1.3, 5.2, 5.4.2 および 7.2.1 節など). 物質循環仮説とは, 「ガスから星の形成」や「星の死にともなう元素合成と星間空間への還元」などに代表される, 局所的な過程の組み合わせから発展した, 優れたアイデアである. 近年, 銀河 (系) が開放系であることや銀河規模の物質循環があることを考慮して, このアイデアを定量的に発展させようとする流れがある. 銀河系の場合, 銀河間空間から eROSITA バブルの北東方面で相対的に金属量の低いガスが流入し, 銀河系中心からは金属量の高いガス “噴き上げられ”, 一部が銀河系へ環流していると考えられている (Mou et al., 2023; Cashman et al., 2023) (図 5.26). 近傍の爆発的星形成銀河 M82 では, 中心部からの磁力線に沿って, 物質とエネルギーが銀河間空間に放出されている, とされる (Lopez-Rodriguez et al., 2021). また, 銀河系における金属量は内側から外側に向かって低下することが知られている (例えば Wenger et al., 2019). これは, 一義的には, 銀河系中方向で星形成が活発であったことと解釈されるが, 中心部から外側への物質拡散の視点で見直すことも興味深い. このように銀河規模の物質循環と銀河間空間との物質循環を駆動する活動性があることは明らかであり, それを取り込み発展させようとする新しい研究が生まれつつある (たとえば, Shimoda et al., 2023).

#### LST による, 銀緯方向サーベイの新しさと問い

**Fermi/eROSITA バブルに関する問い** — 銀河円盤サイズに匹敵する, 巨大な泡構造 「Fermi/eROSITA バブルはいつ出現したのか?», そもそも「爆発の痕跡なのか, 継続的なアウトフロー現象なのか?」などの基本的な疑問を含め, 論争が続いている (例えば Sofue, 1994; Callanan et al., 2021; Yang et al., 2022). しかし, 巨大泡構造の起源が何であれ, 金属量の高いガスが噴き上げられ (Cashman et al., 2023; Mou et al., 2023), 一部が環流している (Ashley et al., 2022) ことは間違いない. 金属量の高いガスは, 銀河系中心部での物質循環の結果とされる. しかし, 質量環流率は, 観測的には不明に近い.

この状況において, バブル中で原子状態と分子状態の混合水素ガスが少なくとも 2 つ検出されたこと (Di Teodoro et al., 2020) は, 新たな展開を予感させる. H 原子とダスト量の精密定量 (Fukui et al., 2015) やその後の観測 (Veena et al., 2023) から判断すると, これらの混合ガスのうち水素原子の柱密度  $N_{\text{HI}}$  にして  $10^{19} \text{ cm}^{-2}$  超の明るいものは, LST で十分に偏波撮像できるであろう. それ以下の暗いものについても, ダスト熱放射の強度測定や (少なくとも狭帯域) 分光撮像をできる望遠鏡仕様を目指すべきである. さらに図 5.28 において HI/H<sub>2</sub> 混合ガスのサーベイがな

された領域は、銀緯  $|b| \lesssim 5^\circ$  であり、Fermi/eROSITA バブルの全長を踏まえると、根元に過ぎないことを強調しておく。

銀河系中心方向に限らず、小口径の専用望遠鏡によるサーベイを除き、口径 10 m 以上クラスの汎用望遠鏡によるサーベイは銀緯方向の掃天範囲は、銀河面に対する冷たい星間物質のスケールハイトを定量できる範囲に留まり、銀経方向の掃天を基本としている (Heyer & Dame, 2015)。これは当時の科学的目標と望遠鏡性能を考えれば自然な選択であったが、LST では高感度かつ広域のサーベイ能力を活かし、銀河系中心から南北方向へのサーベイに挑戦したい。そこで、次の二つの大きな問いを設定したい。

**物質に関する問い：** 物質科学的にどのような性質のダストや分子がどこに分布し、どのような運動をしているのか？ 性質とは、ダストについては金属量と組成、分子については存在量と組成を明らかにすることである。運動とは、バブル内部やバブルを経由しての環流と銀河間空間への放出が明らかすることである。

**磁場に関する問い：** バブル内雲を貫く、磁場の向きをつなぐと、磁場はどのような全体構造であり、それは物質とエネルギーの流れにどのような関与をしているのか？

従来の物質循環概念を「優れたアイデア」から、あらゆる銀河やあらゆる時代に適用できる「銀河中心が駆動する、物質とエネルギー循環論」に昇華させることが求められている。そのためには、分光撮像と偏波撮像を含む連続波の高感度観測超広域サーベイ観測を実現する必要がある、LST でなければ達成できない観測計画と言える。

### 5.6.2 提案する研究の全体像：CMZに着目する理由

本節では、グローバルな循環に焦点を絞り、LST の役割を論じる。銀河系の中心には、星間分子輝線やダスト熱放射で観測される Central Molecular Zone (CMZ) と呼ばれる構造がある (第 5.2.9 節参照)。CMZ は半径  $R \simeq 300$  pc (Morris & Serabyn, 1996b) の部分的に変形 (ワープ) した環状ガス (見かけは、 $\infty$  記号状) である。CMZ が銀河系全域に占める面積は 0.1% にすぎないが、総質量  $(2 - 6) \times 10^7 M_\odot$  もの冷たい星間物質から構成されるため、銀河系全域のガスの 3–10% に相当する (Ferrière et al., 2007)。議論の出発点として、CMZ における単位時間あたり (1 年あたり) のガス質量の出入りを、

$$\dot{M}_{\text{DL}}^{\text{in}} + \dot{M}_{\text{Ret}}^{\text{in}} = SFR + \dot{M}_{\text{outflow}} + \dot{M}_{\text{CND}}^{\text{out}} \quad (5.1)$$

と書けるとする。左辺は CMZ への流入をあらわし、右辺は失われるガスをあらわす。左辺の  $\dot{M}_{\text{DL}}^{\text{in}}$  はダストレーンからの流入、第二項  $\dot{M}_{\text{Ret}}^{\text{in}}$  は、銀河系中心が駆動する顕著な活動性に伴う環流である。右辺の  $SFR$  は星形成率、さまざまな質量放出現象による流出をまとめたのが  $\dot{M}_{\text{outflow}}$  項で、 $\dot{M}_{\text{CND}}^{\text{out}}$  はより小さなスケールの周核円盤 (circumnuclear disk; CND) への流出をあらわす。

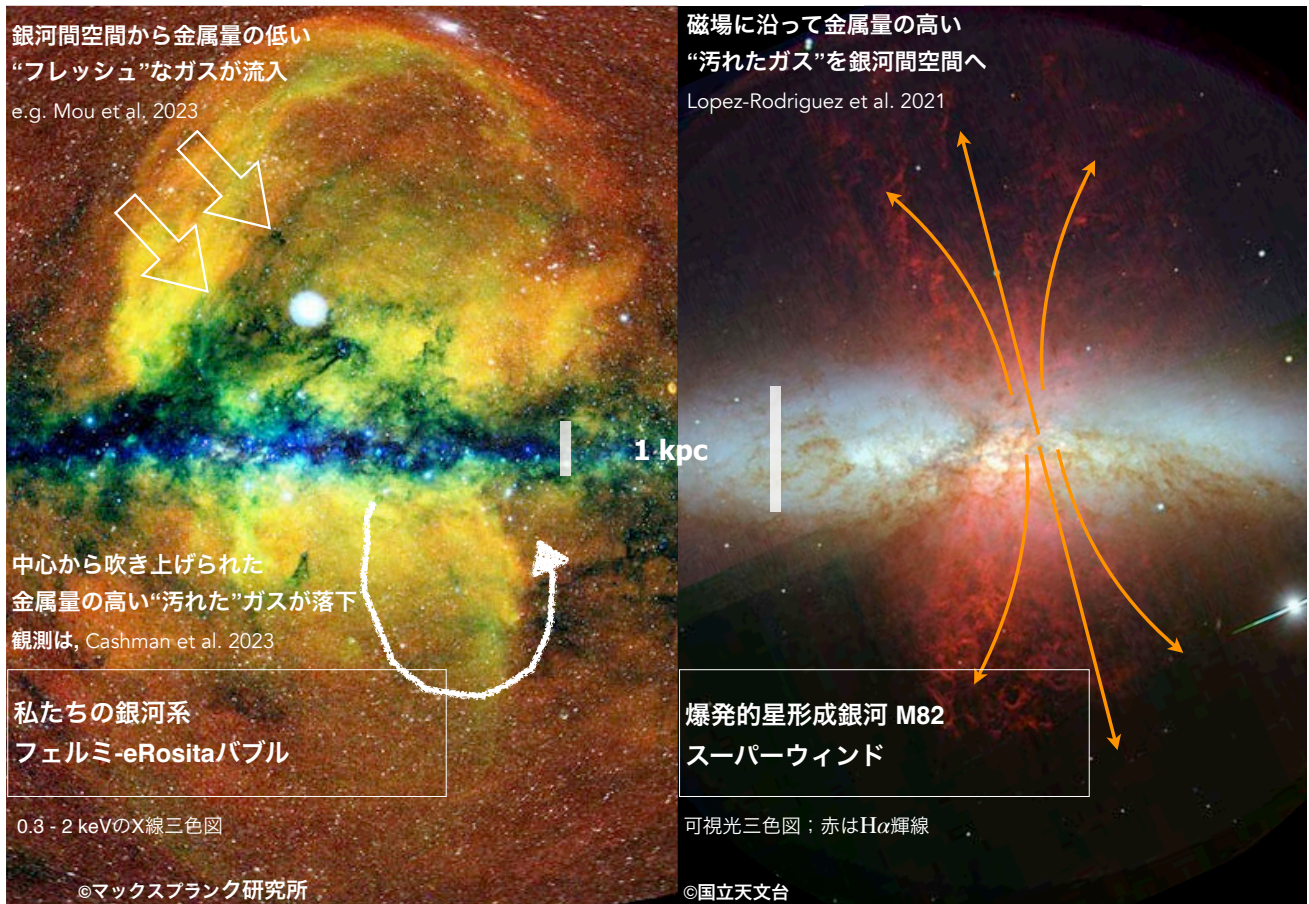


図 5.26: (左) 私たちの銀河系におけるフェルミ (Fermi)/eRosita バブルと (右) 爆発的星形成銀河 M82 のスーパーウィンド (縦方向の赤色部分). 左右のパネルは, それぞれ X 線と可視光の三色図で, 図はそれぞれマックスプランク研究所と国立天文台すばる望遠鏡の広報画像, それぞれの研究の原典は [Cashman et al. \(2023\)](#) および [Ohyama et al. \(2002\)](#). 中央縦のスケールバーは, 1 kpc を表す. Fermi/eRosita バブルの左上の中抜き矢印および右下の矢印付き曲線は, [Mou et al. \(2023\)](#) に従い, 概念を示すために執筆者が追加したもの. M82 のスーパーウィンド中の磁力線に沿った物質流を示した, [Lopez-Rodriguez et al. \(2021\)](#) による概念図から転載した.

LST の役割は, (5.1) 式を評価することである. そのためには, 速度場と磁場構造の解明が必須である. 偏波観測の大きな役割は, 磁場とガス構造の向きから, 磁場はガス流をスムーズにしているのか, 阻害しているのか? の判定である. 環流項の観測的評価はなされていない. 高感度・広域観測が実現できていないからである.

銀河系の中心には, 超大質量ブラックホールを含む電波源 Sgr A\* があり, その光度は現在, 低い ([Narayan et al., 1998](#); [Baganoff et al., 2003b](#)). この理由を解明するためには, 降着円盤スケールのみならず, 銀河円盤スケールから CND スケールまでの質量降着プロセスを明らかにしなければならない. “銀河中心が駆動する, 物質・エネルギー循環”論の構築は, Sgr A\* の不活発さへの理解にも繋がる.

## 5.6.3 CMZ におけるガス質量の出入りの式 (5.1) の各項

CMZ へのガス流入：その 1, “ダストレーン” (バー構造) からのガス流入： $\dot{M}_{\text{DL}}^{\text{in}}$  項

天の川銀河における“ダストレーン”と呼ばれる構造は、銀河天文学におけるバー構造と考えられている (Marshall et al., 2008). (5.1) 式の  $\dot{M}_{\text{DL}}^{\text{in}}$  項は、ダストレーンから CMZ へのガス流入であり、理論モデルから  $\dot{M}_{\text{DL}}^{\text{in}} = 2.7 \pm 1.6 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  が示唆されている (Sormani & Barnes, 2019). しかし、この降着率が磁力線に沿ったスムーズな流れなのか、ダストレーンと磁場のなす角が大きく、流入が阻害されている状態なのかかわかっていない. Sormani & Barnes (2019) は、現時点でひろく受け入れられているモデルであるが、銀経-視線速度 ( $l$ - $v$ ) 図の特徴を再現できなかったり、CND の形成説明や銀緯方向の厚みの説明における困難などが指摘されている. LST の役割は、分子輝線観測に偏波観測を併用してダストレーンを分離・同定し、ダストレーンへの流入速度場と磁場を関連づけ、CMZ への質量・エネルギー流入の理解を深めることである.

CMZ からのガス枯渇：その 1,  $SFR$  項

CMZ を構成する総量  $(2-6) \times 10^7 M_{\odot}$  の冷たい星間物質は、星に転換され続けており、それが  $SFR$  項である (第 5.2.9 節も参照). CMZ には、銀河系全域の星形成ガスの 3-10% が集中 (Tsuboi et al., 1999) し、一般に銀河における星形成イベントの数%から 80% は中心部でおこること (Kormendy & Kennicutt, 2004), 銀河系では星の個数密度が中心に向かって 2 桁近く上昇すること (Nishiyama & Schödel, 2013) などから、CMZ の冷たい星間物質を枯渇させる要因として、星形成現象が主要なものと言える. 以下では、CMZ を含む、銀河系中心における星形成研究における、LST の役割を論ずる.

CMZ における今の星形成を非効率的にしているものは何か? — これは、未解決である. 個々の星形成ガスというミクروسケールでは、分子雲にかかる外圧や内部乱流圧の高さが星形成の閾値を高めているという説やそもそも星形成母体ガスの典型スケールである 0.1 pc の分子雲コアが少ないという観測もある (Battersby et al., 2020b). 大質量星の輻射や超新星爆発、宇宙線による分子雲を散逸・破壊などの説もある. 一般に銀河の中心では磁場強度が高めであり、強磁場では自己重力収縮に対して、ジーンズ質量を超える質量を磁場が支えることで、星形成を抑制している可能性もある. マクروسケールでは、円盤としての CMZ の安定性、シア運動や銀河系の棒状構造によるガス流入の抑制などが指摘される. 約 50% の活動銀河核 AGN はアウトフローと呼ばれる、質量放出を行っており (Laha et al., 2021), アウトフローが母銀河のガスを温め、星形成活動を抑制する可能性 (Fabian, 2012) が AGN 研究者のあいだでは支持されている. さらに星形成活動を抑制する機構として、これらの組み合わせも指摘されている (例えば Kruijssen et al., 2014b; Hatchfield et al., 2021; Henshaw et al., 2022).

CMZ におけるガス枯渇要因としての星形成に関する問い — さまざまな着眼点があるが、ここでは次の 2 点に焦

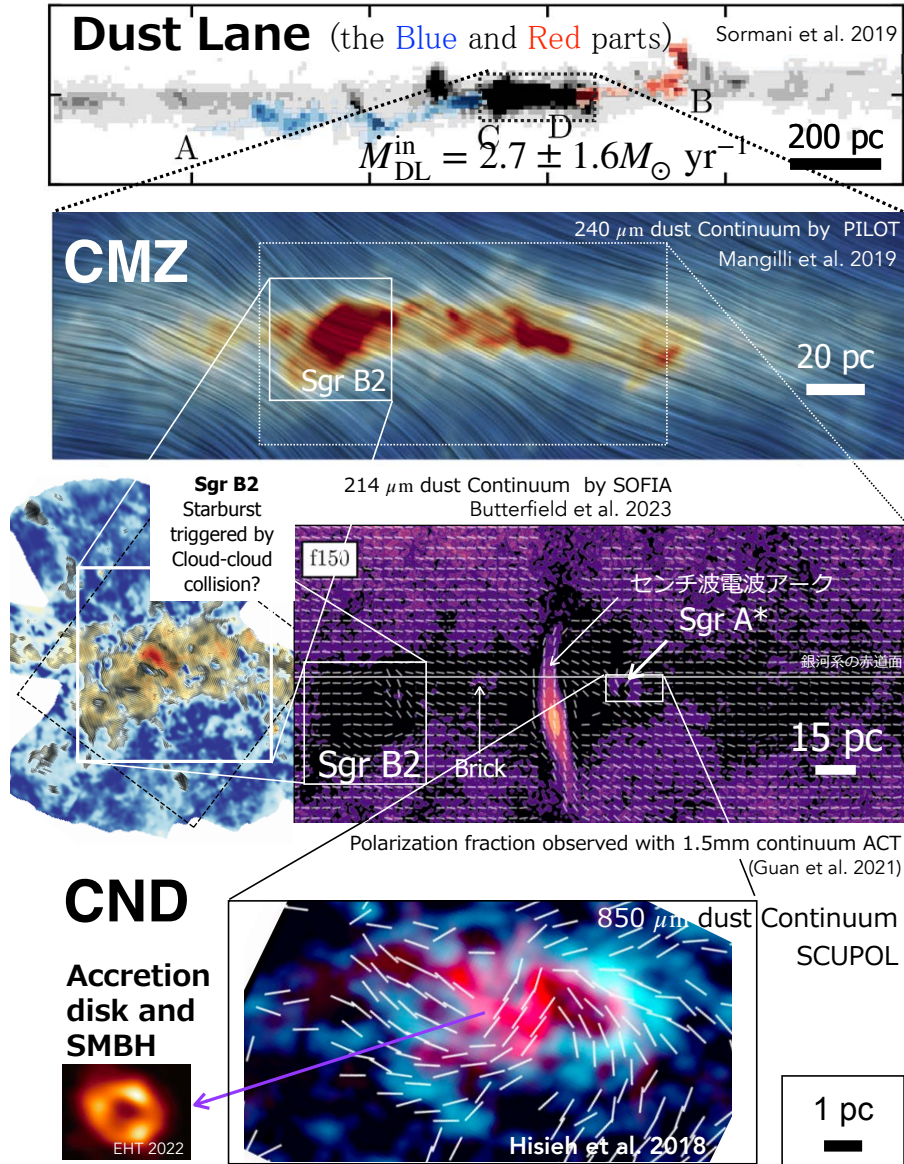


図 5.27: 銀河系中心部のさまざまな構造とミリ波から遠赤外線連続波偏波観測によって明らかにされた磁場構造. それぞれの構造のサイズは, 各パネル右側のスケールバーを参照. 最上段パネルの赤と青は, バー構造に対応するダストレーン (Dust Lane; Marshall et al., 2008)[図の出典は, Sormani & Barnes (2019)]. 二段目のパネルの流線は, 気球望遠鏡 PILOT の波長 240  $\mu\text{m}$  帯偏波観測から推定された (偏波セグメントを 90° 回転させ内挿) CMZ における磁場構造, カラー画像は全放射強度 (Mangilli et al., 2019). 三段目右側のパネルのセグメントは, アタカマ宇宙論望遠鏡 ACT の 1.5 mm 帯偏波観測から求められた磁場構造, カラーは偏波率 (Guan et al., 2021b). 三段目左側のパネルのセグメントは, 成層圏赤外線望遠鏡 SOFIA の波長 214  $\mu\text{m}$  帯観測による Sgr B2 における磁場構造, カラーは全放射強度 (Butterfield et al., 2023). 最下段メインパネルのセグメントは, JCMT の SCUPOL 偏波計による 850  $\mu\text{m}$  帯観測から推定された周核円盤 CND およびミニ・スパイラルにおける磁場, カラーは全放射強度 (Hisieh et al., 2018). 最下段左は, Event Horizon Telescope (EHT) による 1.3 mm 帯での Sgr A\* 像 (EHT Collaboration et al., 2022a, 第 4.3.6 節参照). ここに示したパネルの波長 214, 240 および 850  $\mu\text{m}$  帯放射はダスト熱放射で, その強度は概ね星間物質の柱密度を反映している. 波長 1.5 mm の偏波率マップにおける「センチ波電波アーク」と 1.3 mm 帯降着円盤像はシンクロトロン放射に起因する. ©AAS. Reproduced with permission

点を絞る。ひとつは、「太陽系近傍の数 kpc 以内で過去 5 億年程度におきた星形成イベントをもとに構築された知見で, (5.1) 式の  $SFR$  項を評価してよいのか?」である。具体的には, “フィラメント・パラダイム”(第 5.2.4 節), “分子雲衝突”(第 5.2.8 節) および “連鎖的星形成”(Elmegreen & Lada, 1977; Dale et al., 2007), および “磁場で律速された星間物質のダイナミクス”(Inutsuka et al., 2015b) などである。CMZ におけるガス枯渇要因としての星形成研究を進めるにあたり, 本白書の第 5.5.1 節までに述べられている問題設定と方法論に化学の視点(第 7 章)を交え, CMZ に限定することなく, 無バイアスに広範な領域に対して進めることが基本となる。

もう一つは, 「銀河系中心部の磁場は, ガスの重力崩壊阻害にどれほど関与しているのか?」である。これは理論的には質量磁束比  $M/\Phi$  から, 磁場の関与を定量することがもっとも直裁的である。なお,  $M/\Phi$  比はガス面密度を使って  $\Sigma_{\text{gas}}/|\vec{B}|$  と書ける。これを出発点として理論臨界値  $1/(2\pi\sqrt{G})$ (Nakano & Nakamura, 1978b,  $G$  は重力定数) との比の空間的相対変化の解析(例えば Hwang et al., 2021) から着手することになるだろう。LST による, 本格的な直線偏波観測による星間磁場研究を展開するためには, エネルギー平衡仮定を回避し, フィラメントや分子雲コアなど構造の形成過程に立脚した推定法を研究し, 確立させる必要がある。形成過程を考えれば天体構造と磁場構造は相関を持つはずであるから, 両者に関する統計量をパワースペクトル解析から求め,  $|\vec{B}|$  を推定する手法の研究を進める必要がある。パワースペクトル解析が有効であろう理由は, 個々の分子雲の個性を消し, 共通する性質を抽出できるからであり, 広視野観測のメリットを活かせる手法である。現時点では, 超広視野偏波撮像のメリットを活かし, 磁場の向きのゆらぎ, 磁場とフィラメントなどの構造物とのなす角のパワースペクトルといった統計量の観測結果と, 3次元磁気流体力学シミュレーションの結果を比較する方向性(Arzoumanian et al., 2021b) が有効に見える。そのためには理論研究との連携を図り, 基礎研究を行っておくことは必須である。これに対し, 偏波観測が十分に機能する密度領域のガスは乱流状態にあり, モデルを導入して物理状態を絞り込むことを困難にしている。LST による超広視野偏波撮像は, CMZ 全域におけるパワースペクトル解析を可能ならしめ, 上述の困難を回避し, 広域無バイアス観測から平均磁場強度を直線偏波観測から推定できるポテンシャルを秘めている。なぜならば, 従来の測定は, 技術的制約から「偏波観測から磁場強度を求めることができる領域」(例えば, 技ゼーマン効果測定が可能な OH メーザー源など) にバイアスしていたと言えるからである。

### CMZ からのガス枯渇：その 2, $\frac{d}{dt}(M_{\text{CND}}^{\text{out}})$ 項

CMZ からのガス枯渇要因には, 周核円盤 CND へのガス流出もある。LST 単独による研究の焦点は「CND へのガス流出は, どこで起きており, どれほどの流出率か?」である。この問題を本質的に解決するためには, 高品質の分光撮像および偏波撮像を CND に対して実現する必要がある。10 秒角程度の分解能では流出ガスの分離・同定が難しいが, 数少ない例として “20 km s<sup>-1</sup> 雲” からの流入を指摘した Takekawa et al. (2017b) がある。 $\dot{M}_{\text{CND}}^{\text{out}}$  値そのものの観測的推定はないが, さまざまな観測を踏まえると, 一般に  $SFR > \dot{M}_{\text{CND}}^{\text{out}}$  が予想される。理論的には,

Moon et al. (2023) の推定があり,  $0.01 - 0.1 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  と見積もられている.  $\text{CND}$  の磁場構造は JCMT の第 1 世代偏波計 SCUPOL で撮像されており, その構造は  $\text{CND}$  を含む面内での渦巻き状 (Hsieh et al., 2018) である. 一方,  $\text{CND}$  とミニスパイラルを空間分離するためには, LST と ALMA データを組み合わせた空間的ダイナミックレンジの高い画像が有効であろうことは, 明らかである.

$\text{CND}$  は Sgr A\* 周囲の降着円盤 (第 4.3.6 節) への質量供給源であるから, その研究には広視野かつ高分解能での分光撮像データが必須である. したがって, ALMA では分解してしまう広がった放射を LST で受信し, 高いダイナミックレンジ (画像の広さを分解能で除した値) の像合成を行うことを前提に望遠鏡仕様を策定することが強く望まれる.

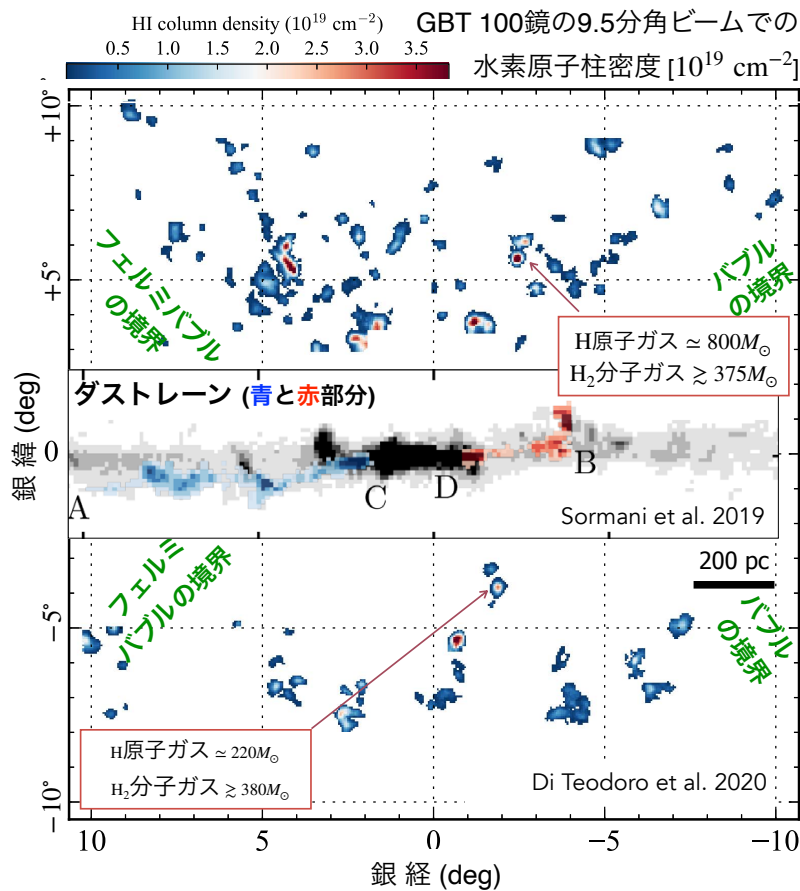


図 5.28: Fermi/eRosita バブルの根元で観測された水素原子 HI 輝線の柱密度  $N_{\text{HI}}$  マップ (カラー, Di Teodoro et al., 2018, 2020) と流入ガス (図 5.27 最上段のダストレーンのパネルを同位置同縮尺で挿入) の位置関係. 緑文字は, Fermi/eRosita バブルのおおよその境界を示す. 挿入パネルの赤青は, HI 雲の視線速度をあらわす (Sormani & Barnes, 2019) ことに留意されたい. MW-C1,2 のラベル付き HI 雲が Di Teodoro らが CO 分子輝線を検出した星間雲で, CO 輝線強度から求めたガス質量も図中に示した. ©AAS. Reproduced with permission



### CMZ からのガス枯渇：その 3, $\frac{d}{dt}(M_{\text{outflow}})$ 項

$\dot{M}_{\text{outflow}}$  に関する観測目標は、二つある。ひとつ目は、バブル内部の冷たい星間物質の分布とその速度場を求めることである。具体的な研究計画を立案するにあたり、現時点で手がかりとなる情報はプランク衛星による波長 850  $\mu\text{m}$  全天サーベイデータ、HI 全天サーベイ公開データ (Kalberla et al., 2005; HI4PI Collaboration et al., 2016) である。今後展開される、SKA 1 等によるデータ品質でのサーベイ領域拡大を視野に準備研究に着手したいものである。その目的は、バブル内部の冷たい HI 雲の同定法 (例えば Di Teodoro et al., 2018; Fukui et al., 2021d) を確立させ、バブル内部の分子雲の分布推定とそれに基づく観測計画の立案することである。これにより、物質に関する問いを定量化し、LST に求められる分光撮像能力をより具体的に示す必要がある。

もう一つは、「バブル内磁場が“まっすぐ”なのか、捻れているのか？」(図 5.26) である。例えば、図 5.28 に紫破線楕円で示したようにバブル根元の北部には、原子分子雲が直線的に分布する構造があり、ポロイダル磁場を想起させる。その場合、銀河系は M82 同様、銀河系空間に重元素を排出しやすい構造とわかる。捻れていれば磁気圧勾配力が存在するので、Fermi/eROSITA バブルの起源と現在の役割に関する議論に観測的制限を与えるだろう。また、磁場の“Coherent 長”(Hildebrand et al., 2009) あるいは偏波角分散関数  $S$  を求め、どのサイズスケールで磁場が効いているかを示せよう。バブル内部磁場の全容は未知であり、 $\dot{M}_{\text{outflow}}$  における磁場の役割評価もさることながら、バブル内部の磁場構造を無バイアスな偏波観測から推定すること自体が天文学的挑戦である。

### CMZ へのガス流入：その 2, $\dot{M}_{\text{Ret}}^{\text{in}}$ 項

**物質分布** — (5.1) 式における CMZ への質量環流率を求めるためには、物質分布と速度場の高精度観測が必要である。そこに求められる望遠鏡性能は、前項「CMZ からのガス消失：その 3」の第一パラグラフで述べた準備研究から定量できるので、そちらを参照されたい。銀河系中心部の活動性によって噴き上げられた物質の落下先は、噴き上げ機構が何であれ円盤部の広範に渡り (Wada, 2012; Fukui et al., 2021d; Shimoda et al., 2023), すべてが CMZ へ還流することは自明でない。 $\dot{M}_{\text{Ret}}^{\text{in}}$  項は CMZ へ直接落下する物質を記述するが、バー構造を経由して CMZ へ落下するものは、 $\dot{M}_{\text{DL}}^{\text{in}}$  項に含まれることに留意されたい。

**物質に関する問い: 分子輝線を用いる研究** — 環流における物質に関する問いのうち物質科学的側面は、分子輝線を用いる研究 (第 7 章) とダスト熱放射をプローブとする研究に大別できよう。図 5.28 から分かるように、Fermi/eRosita バブル内部の水素原子分子混合雲からの輝線強度は、一般に小さい。このため分子輝線によるバブル全域にわたる研究は近傍銀河における研究手法 (第 7.2.12 節) を参照しつつ、同位体組成分布を明らかにする (第 7.2.7 節) ことを中心に展開することになる。物質進化のタイムスケールに依存するが、CO 同位体置換種を用いた手法 (第 7.2.11 節) をバブルの広範な領域に適用することも興味深い。水素原子分子混合雲のうち、分子輝線輝度が大きいものについては、マゼラン雲における研究 (第 7.2.10 節) との直接比較ができよう。バブルの北西部など、銀河間空間から

始源的ガスの流入が指摘されている領域(図 5.26 参照)については、銀河系外縁部(第 7.2.8 および 7.2.9 節)との比較から、「どのような金属量のガスがどれほど銀河系のどこに流入しているか」を明らかにできるかもしれない。

**物質に関する問い: ダスト熱放射を用いる研究** — 環流における物質科学研究の二つ目はダスト熱放射を用いるもので、それは放射強度から星間物質の総量や金属量を定量する研究(例えば Rémy-Ruyer et al., 2014, の方法の応用等.)と偏波観測を応用する研究に細分できよう。前者については、第 2 章「銀河形成」の 2.1.3 節および本章第 5.4.2 節のダストの形成・進化および破壊に関する議論と本質において重複するので、そちらを参照されたい。

近年の星間ダスト研究の進展(例えば Hensley & Draine, 2021; Tram & Hoang, 2022b, に詳しい.)を踏まえ、偏波観測の応用について述べる。星形成領域のうち、概ね  $10^2 \text{ cm}^{-3}$  超の数密度域における、サブミリ波ダスト熱放射の偏波率  $P$  が波長  $350 \mu\text{m}$  付近で局所的な最小値を取ることが知られていたが、2つのサイズ分布を持つ粒子集団の存在で説明されていた(Vaillancourt et al., 2008; Vaillancourt & Matthews, 2012)。これに対し Guillet et al. (2018) は、ダスト粒子の組成の違いでも説明できることを示した。組成の違いとは、個々のダスト粒子が珪素系化合物のみあるいは炭素系化合物のみからなるのか(以下、分離型)、あるいは両者の混合というモデル設定である。最近の「より現実的な」モデル(Lee et al., 2020a; Tram et al., 2021)によると、分離型では  $P_{450}/P_{850} > 1$ 、混合型では  $P_{450}/P_{850} < 1$  が示された( $P$  の添え字は、 $\mu\text{m}$  単位での波長)が予想されている。ダスト整列による偏波発生の理論モデルに改良の余地があることには注意を要するが、ダスト偏波観測がサイズ分布への制限にとどまらず、物質科学的知見を与えることを示した点で、一連の理論研究は大きな意味がある。そこで、LST ではバブル内水素原子分子混合雲に対し、波長  $\lambda = 2 \text{ mm}, 1.1 \text{ mm}, 850, 450$  および  $350 \mu\text{m}$  でダスト熱放射の偏波率スペクトル  $P(\lambda)$  を測定し、バブル内星間雲におけるダストの物質科学的性質を明らかにできよう。

以上の研究を個々のバブル内星間雲に対して行い、ガス・ダスト比や金属量など、さらにはダストの組成や形成・破壊を特徴付ける量の空間分布を求める。それらを Fermi/eRosita バブル内の星間物質の分布と運動および磁場の知見と合わせることによって、環流ガスの全容が見えてくるであろう。

#### 5.6.4 「銀河の中心が駆動する物質・エネルギー循環論」構築の意義と LST に求められる性能

第 5.6 節では銀河系の CMZ に着目し、そこでの質量収支 [(5.1) 式] を磁場込みの物理と物質科学の点で理解することによって、「銀河の中心が駆動する、物質とエネルギーの循環論」を構築するための大まかな道筋を述べた。これは銀河系円盤サイズの観測を要するため LST を実現しなければ、成し得ないサイエンスケースと言えよう。現時点の知見に基づけば、(5.1) 式を左右する主要項は、ダークレーンからの流入 (p.251) と星形成によるガス枯渇 (p.251 以降) であり、これらを優先して準備研究を始めたいものである。一方で、「銀河系中心から銀緯方向サーベイ」による、Fermi/eRosita バブル内の星間物質の研究 (p.248 以降) は独自性が高いこと、感度と掃天能力の点で LST の実現が不可欠であることを強調しておく。

本稿では CMZ における物質の出入りを (5.1) 式のように書いたが、最終的に質量収支  $\frac{dM_{\text{CMZ}}}{dt}$  を求める。その符号がとりわけ興味深く、仮に負であった場合、他の銀河で推定されている枯渇時間 (depletion time,  $\tau$ ) との大小関係、

$$\frac{M_{\text{CMZ}}}{\left| \frac{dM_{\text{CMZ}}}{dt} \right|} \stackrel{<}{>} \tau_{\text{dep}} \quad (5.2)$$

の評価を研究目標としたい。ここで、 $M_{\text{CMZ}}$  は CMZ の質量である。CMZ の枯渇時間が  $\tau_{\text{dep}}$  と桁で異なっていたら、それは天の川銀河の特殊性を意味するのであろうか、それとも CMZ は一時的な (transient) 構造物であることを意味するのだろうか？ LST による観測から答えが得られとしても、更なる疑問が湧くだろう。そのうち特に重要であろうことは、銀河系で得られた知見の普遍性の検証である。「銀河の中心が駆動する、物質・エネルギー循環論」を構築するためには、近傍の渦巻き銀河や宇宙初期の銀河との類似点が見られる、矮小銀河 (例えば、局所銀河群の IC 10) も発展研究の対象とすべきである。

近傍宇宙での一般像構築を念頭に置き、LST には以下の仕様が求められよう。

- 銀河系中心において空間分解能、約 0.1 pc を実現すること (口径 50 m 鏡を実現し、波長 850  $\mu\text{m}$  で角度分解能 3'' を実現すること)。
- 星間物質の柱密度  $N$  の桁が  $10^{19} \text{ cm}^{-2}$  の希薄ガスやダスト含有量の低い (低金属量の) ガスを実効的な音速を分解できる分光能力で十分な信号強度のもと、分光撮像できること。
- CMZ を “1 枚のサブミリ波写真” に納め (焦点面の差し渡し 1.5 度角を実現すること)、かつ “つなぎあわせ” マップであっても kpc スケールの偏波構造を撮像できること。
- 波長 2 mm から 350  $\mu\text{m}$  帯に至る、直線偏波観測を実現し、炭素系ダスト、珪素系ダストおよび混合系ダストの空間分布を偏波率スペクトルから識別できる十分な偏波検出性能を持つこと。
- 以上の観測を現実的な観測時間内で完結できる総合性能を持つこと。

## 5.7 まとめ：銀河系における星形成パラダイムの統合 - 期待される成果の全体像

本章では次世代のミリ波・サブミリ波帯の大口径単一鏡望遠鏡が星形成・星間物質の分野でどのような新しいサイエンスを切り拓くことができるかを論じた。星形成の分野においては、ALMA のような干渉計や従来の単一鏡望遠鏡では分子雲の内部構造を分解しつつ広い領域を効率よくマッピング観測することは困難だが、広視野・広帯域・高分解能を持つ LST はこれを可能とする。更に、太陽系近傍の星形成領域に限らず、遠方にある銀河系外縁部・高銀緯領域に存在する低金属量環境及び銀河中心付近の高金属量環境、また大質量星形成領域や高密度の星団形成など、多様な領域での星形成を統一的に理解するための全く新しい手段となることが期待される。またより進

化の進んだ巨星や超新星爆発からの質量放出・ダスト生成や、宇宙線加速などの高エネルギー天体物理現象を理解する上でも LST は新しい窓を開くことが期待される。これらは銀河全体の物質の循環と進化を理解する鍵であると同時に、より小さい個々の星・原始惑星系円盤・惑星形成過程の初期条件・境界条件を理解する上でも重要である。このような大スケールと小スケールを接続する研究は理論・シミュレーション分野においても近年盛んに行われるようになっており、今後取り組むべき重要な課題である。この章で述べたように、LST は星形成・星間現象の広範なテーマに渡って根源的な役割を果たすことができる。そのため、LST が実現すれば、スケールを横断した統一的な描像を構築する上で非常にインパクトの大きな装置になるであろう。

## 5.8 謝辞

大阪公立大学の西利和さんには本章を丁寧にレビューして頂き、的確なコメントとフィードバックを多数頂きました。この場を借りて感謝申し上げます。

編集者追記：2023年8月に追加した、第5.6節については、2名の班員および班長による班内レビューを行った。原稿に建設的なご意見を多数くださった、三名の方、どうもありがとうございました。

## 第6章 太陽系

### 6.1 この分野の現状と未解決問題の概要

#### 6.1.1 太陽系内天体の観測的研究の現状

太陽系内天体の研究は、太陽系の中に存在する個々の天体の姿、そしてその天体上で生じる物理・化学プロセスの理解を通して、太陽系の形成・進化過程や、生命を育む地球という惑星がなぜこの太陽系に誕生しえたのか？という本質的な問いに迫るものである。太陽系内天体という、宇宙を扱う天文学の中でも最も「身近な」観測対象を扱うが、その研究テーマは天文学分野から見た惑星科学の範疇に限定されることなく、地球科学や気象学、生物学などの様々な学問分野の研究者も地球以外の惑星を研究対象としており、天文学の他領域と比較して多角的な研究手法が用いられることも大きな特徴である。その最たる例は、太陽系内天体は探査機による近接距離からの詳細観測の対象であり、場合によっては着陸探査や地球へのサンプルリターンなどの直接的な観測までもが可能という点である。探査機による高分解・高精度の観測データは、理論モデル・数値シミュレーション研究の精緻化にも大いに貢献し、例えば火星や金星の大気循環の研究においては、観測データと数値モデルを同化する解析手法(地球気象の研究で多くの実績を持つ)も実現されつつある(e.g., [Sugimoto et al., 2019](#)).

太陽系内天体の研究は、地球型惑星、ガス・氷惑星、彗星や小天体といった天体種別ごとに分類されるだけでなく、同一天体においても、内部構造、固体表面、大気圏、電離圏、磁気圏といったサブシステムごとに研究テーマが細分化されており、それぞれの研究領域で未解明の重要問題が存在する。本稿では紙面の都合もあり、それら各研究テーマでの未解明問題を網羅的に並べることはしないが、その概要は例えば米国における惑星科学ロードマップ報告書(A Decadal Strategy for Planetary Science and Astrobiology 2023-2032; [NASEM, 2022](#))などにもまとめられている<sup>1</sup>。こうした未解明問題の研究に際して、ミリ波・サブミリ波帯の観測手法は本質的な役割を担うと考えられ、それは近年のALMAによる様々な太陽系研究成果からも明らかである。

<sup>1</sup>同報告書では、太陽系の形成・進化や各天体の環境などについて、系外惑星に関するテーマも含めて、12の優先的研究課題が掲げられている。

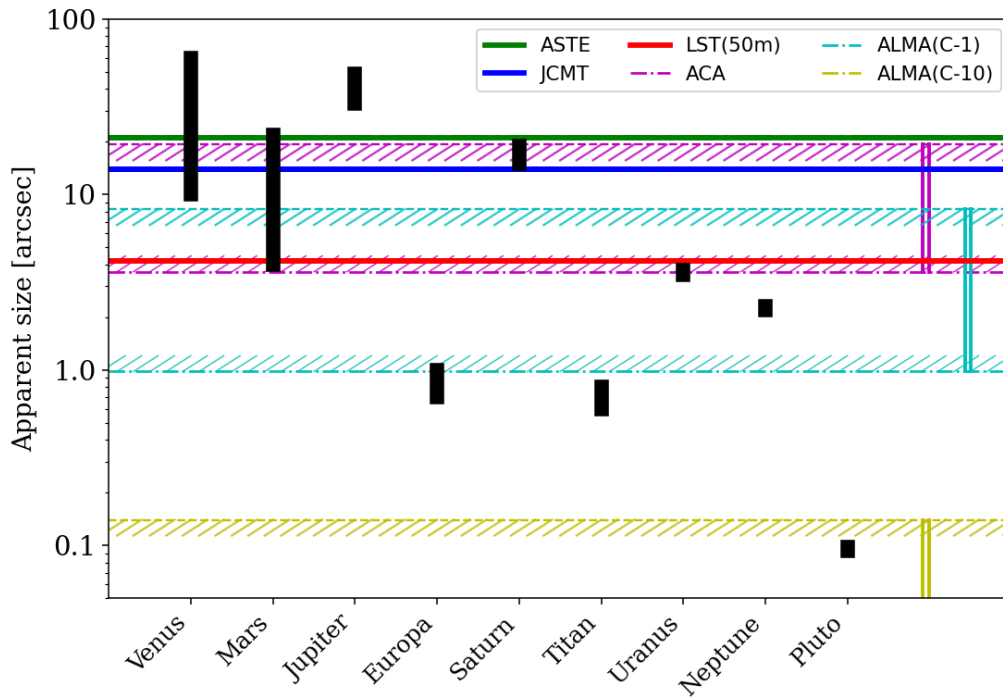


図 6.1: 太陽系の主な天体の視直径と、345 GHz 帯における単一鏡型電波望遠鏡・干渉計の空間分解能. LST は口径 50 m を想定. 干渉計については, MRS(開口合成によって検出可能となる最大の空間構造) と空間分解能で挟まれる範囲を示す.

### 6.1.2 ALMA と LST : 測器パラメータの違い



ALMA がミリ波・サブミリ波太陽系天文学にもたらした最大の恩恵は、その空間分解能と感度である。ALMA による観測で、大気組成、気温、風速、地表面物性といった惑星や衛星上の様々な物理量の空間分布が取得できるようになったことは、探査機を惑星近傍に送ることに頼らずとも各天体の大気物理・大気化学における高精細な観測が可能な時代が到来したことを意味しており、それらの観測的研究に大きなインパクトをもたらしている。また、天体上で比較的に一様分布していると考えられる一部の大气成分や同位体比などにおいては、天体を空間分解する必要の無い、全球平均の観測が用いられる。このとき、視直径の小さい天体の場合には、観測ビームに占める観測天体からの信号の割合が低下することによる観測効率の悪化（いわゆる beam dilution 効果）という問題が存在する。

単一鏡型電波望遠鏡の 345 GHz における典型的な空間分解能は、例えば 14" (JCMT) から 22" (ASTE 望遠鏡) 程度であるが、このビームサイズで空間的に分解可能な太陽系内天体は、木星や地球に近い時期の火星・金星に限定される (図 6.1)。これに対して、ALMA が大気構造の空間分布を明らかにした天体は、すでにタイタン (e.g., [Cordiner et al., 2014](#); [Cordiner et al., 2015](#); [Cordiner et al., 2019](#); [Thelen et al., 2018](#)), 海王星 ([Iino & Yamada, 2018](#); [Iino et al., 2020](#); [Tollefson et al., 2019](#)), 冥王星 ([Lellouch et al., 2017a](#); [Lellouch et al., 2022](#)) といった視直径が極めて小さい天体にまで及んでいる。大気を持たない小天体に関して言えば、木星や土星の氷衛星の詳細観測 (e.g.,

Trumbo et al., 2017; Trumbo et al., 2018; de Kleer et al., 2021a) は勿論のこと、長基線のアンテナ配列を利用して小惑星 Juno や Psyche(どちらもサイズは 250 km 程度) の表面輝度温度分布をマッピングすることにも成功している (ALMA Partnership et al., 2015; de Kleer et al., 2021b). 太陽系外縁天体 (trans-Neptunian objects, TNOs) のサブミリ波帯での明るさも 10% 程度の精度で絶対値を押さえられる (Brown & Butler, 2017; Lellouch et al., 2017b) など、ALMA 以前と以後のミリ波・サブミリ波観測研究を全く異なる様相にすることに成功している。

このような状況下で、単一鏡型望遠鏡に期待される要素は何であろうか? その代表的なものが、観測量から惑星大気・表層の物理量を導出する際に、干渉計が持つ空間フィルター効果の問題を考慮せずに済むことである (6.2.5 にも後述). 金星・木星や彗星といった天体の視直径は ALMA の観測可能な最大空間サイズ (Maximum Recoverable Scale: MRS) を超えた大きさの空間構造を有する (図 6.1). ALMA の干渉計観測に小口径の単一型望遠鏡の観測を併用したとしても、生成される合成画像はどうしても一定以上の大きさの空間周波数構造が抜け落ちたものになってしまう. 50 m という LST の大口径が実現する、345 GHz 帯において 5" という高い空間分解能は、干渉計と単一鏡型望遠鏡の空間分解能のギャップを効果的に埋めるものであり、観測量の信頼性と科学的に求められる空間分解能のバランスを考慮することで、惑星・小天体を対象とした太陽系内天体の観測的研究において新たなブレイクスルーをもたらすと考えられる. さらに、惑星大気や彗星などで見られる現象には様々な時間スケールでの時間変動が存在する. 望遠鏡運用方法の工夫によって、適度な頻度で中長期間にわたる継続的なタイムドメイン観測を LST で実現することが出来れば、LST と ALMA を組み合わせた相補的な観測が可能となり、この観点からも LST は太陽系ミリ波・サブミリ波天文学において他に類を見ない重要な役割を果たすと期待される. 本稿では太陽系内天体サイエンスの中でも LST による観測との親和性が特に高いと考えられる惑星と彗星にフォーカスし、LST がもたらすアドバンテージとその実現のために必要となるタイムドメイン運用について概観する.

### 執筆者 (主たる担当節)

- 飯野 孝浩  (東京大学, 第 6.1 および 6.3 節)
- 佐川 英夫  (京都産業大学, 第 6.1 および 6.2 節)

## 6.2 惑星の大気・表層環境

### 6.2.1 惑星大気研究におけるミリ波・サブミリ波観測の意義

惑星大気の観測は、その惑星における大気現象の理解だけではなく、惑星表層の進化過程を制約することにも繋がる. また、大気の酸化還元度や、惑星を覆う雲層の存否、大気の散逸量などは、惑星表層における生命存在可能性

を議論する際の本質的な情報にもなる。これまで我々は、地球大気の詳細理解に基づいた他の惑星大気の理解を試みてきたが、太陽系内部を見渡すと、地球大気の姿が惑星大気の標準とならないことは自明である。地球基準の視点ではなく、太陽からの距離、惑星半径、自転速度、大気組成、固有磁場の有無などの、惑星を記述する諸般のパラメータ空間の中で、各々の惑星にどういった大気環境が成立するのかを普遍的に理解することが求められている。さらには、2020年代以降、系外惑星大気の大規模探査プロジェクトも複数計画されており、それら系外惑星大気に対するリファレンスとしても、太陽系内天体の大気に生じている物理・化学プロセスを精緻に観測することの重要性が再認識されている。

惑星大気に存在する物理・化学プロセスを理解するには、「大気力学(物質循環・運動量輸送)」、「大気放射(気温分布・エネルギー収支)」、「大気化学(大気微量成分・エアロゾル)」、「大気上下間結合・大気散逸」、「中心星(太陽)からの放射や高エネルギー粒子の注入に対する応答」など、多岐にわたる視点が要求される。それらを理解するために、紫外領域から電波まで、様々な波長の電磁波を用いた惑星大気リモートセンシングが行われているが、中でもミリ波・サブミリ波の領域は他の波長帯では代替できない観測が実現される(佐川 英夫 (2017); 飯野 孝浩 (2022) なども参照されたい)。

まず、ミリ波・サブミリ波帯でのヘテロダイン受信機を用いた高い周波数分解能( $\nu/\Delta\nu \sim 10^7$ )は、惑星大気中の大気微量成分の吸収線(もしくは輝線)を観測した際に、吸収線固有のスペクトル形状を検出できるという大きな強みを持つ。大気分子のスペクトル線形状は、主に、吸収に寄与する大気微量成分の存在量およびその分子が存在している大気高度の気温や気圧によって決定される。特に、吸収線の線幅(圧力広がり)は、観測分子が存在する気圧の情報を保持しているため、1本の吸収線スペクトルにおいても、吸収線の中心と裾野では、大気中の異なる気圧(つまりは高度)からの情報が反映されている。このことを利用すれば、惑星大気を高度方向に分解した観測が可能となる。観測される吸収線スペクトルから、光学的厚みの大小に応じて、吸収に寄与する大気微量成分の存在量および/または気温分布の情報が得られる。例えば、金星や火星大気における一酸化炭素(CO)のサブミリ波帯における吸収線のライン中心付近は光学的に厚く、そのスペクトル強度からCO分子が存在する高度の気温がわかる(e.g., Clancy et al., 2012; Piccialli et al., 2017)。また、大気の運動(大気循環)によって大気分子が観測視線方向に運動している様子も、吸収線スペクトルの中心周波数のドップラーシフトとして検出できる(e.g., Moreno et al., 2009; Moullet et al., 2012; Clancy et al., 2012; Clancy et al., 2015)。大気の風速を直接観測できるのは、赤外線領域での利用例(e.g., Takami et al., 2020; Miyamoto et al., 2021)も含めてヘテロダイン受信機の極めてユニークな特徴である。

ミリ波・サブミリ波帯では様々な分子の吸収線が観測されるが、この特徴は惑星大気中に存在する大気微量成分の観測にも非常に好都合である。実際、二酸化炭素(CO<sub>2</sub>)やメタン(CH<sub>4</sub>)、窒素分子(N<sub>2</sub>)といった一部の分子を除けば、惑星大気の組成を知る上での主要な分子のほぼ全てをミリ波・サブミリ波の波長域で観測できる。さらに、金星や、木星などの巨大ガス・氷惑星、あるいはタイタンのように分厚い大気を保持する天体に関しては、大気の光学



的厚みが波長帯によって大きく変化するため、ミリ波・サブミリ波帯を用いることで、光・赤外線の観測とは異なる大気高度領域を観測できる。この特色は、大気の温度鉛直構造や、異なる高度領域間での物質やエネルギーの流れ(大気の上下間結合)を理解する上で非常に重要となる。

ミリ波・サブミリ波帯での惑星大気観測は、単一鏡による観測から始まり、宇宙望遠鏡 (SWAS 衛星, Odin 衛星, Herschel 衛星)(e.g., Bergin et al., 2000; Gurwell et al., 2000; Cavalié et al., 2008; Hartogh et al., 2010; Feuchtgruber et al., 2013; Cavalié et al., 2013; Teanby et al., 2022) や大型干渉計 (ALMA) を用いた観測が行われている<sup>2</sup>。これらは主に、観測の感度や空間分解能を改善させる方向に観測内容が発展し、また、地球大気中の水蒸気による吸収が強い周波数帯での他の惑星大気観測も実現している。ALMA を用いたタイタン大気中の複雑な有機分子の発見や微量同位体の定量など (e.g., Cordiner et al., 2014, 2015; Lai et al., 2017; Palmer et al., 2017; Thelen et al., 2018; Thelen et al., 2019; Thelen et al., 2022, 他にも多数) は、観測感度および空間分解能の改善が大きく功を奏した事例であろう。その一方で、ALMA では観測時間獲得の競争率の高さを少しでも緩和するために、同一の天体を同一条件で繰り返し観測することは基本的には認められていない (duplication policy)。ところが、身近な地球気象の知識からも明らかのように、惑星大気における諸現象は空間方向に様々なスケールを持つと同様に、時間方向にも様々なスケールで変動している。そうした現象を観測的に理解していくためには、観測感度 (時間分解能) や空間分解能の改善に加えて、気温、地表面温度、風速、大気組成といった惑星大気環境を記述するための基本的な物理量の時間方向の変化を継続的に監視 (モニター) 観測することが重要となる。これは、まさに、惑星大気観測におけるタイムドメイン観測とも呼べるものであり、今後の惑星大気研究の発展には不可欠な要素である。

### 6.2.2 金星大気における長期時間変動

惑星大気の時間変化という言葉から想起されるのは、昼夜間の日変化や太陽からの距離の変化に伴う季節変化かも知れないが、より長期的な変動の存在も近年大きく注目されている。その一例として挙げられるのが、近年発見された、金星大気の 10 年規模にわたる長期変動の存在である。2000 年代から続く欧州と日本の金星探査機の観測データを繋ぎ合わせた結果、金星雲層での紫外アルベド (金星大気に入射する太陽放射エネルギーに関係) が過去 10 年余りの間に 15% 近く減少していることが分かった。そして、興味深いことに、金星大気の特徴的な大気循環構造である「スーパーローテーション」(金星全球におよぶ西向き的高速大気循環) の平均風速が、30 m/s の幅で加速と減速を見せていることも示唆されている (Lee et al., 2019b)(図 6.2)。このような挙動は、従来の金星大気研究では予想されていなかったことであり、長期間に及ぶ継続的な観測結果を総合的に解析することで初めて見えてきたものである。

この紫外アルベドやスーパーローテーション強度の長期変動との関連は未だ不明ではあるが、ミリ波の地上観測

<sup>2</sup>ALMA を含めた地上観測の個々の成果に関しては、本稿の随所で引用されている文献を参照されたい。

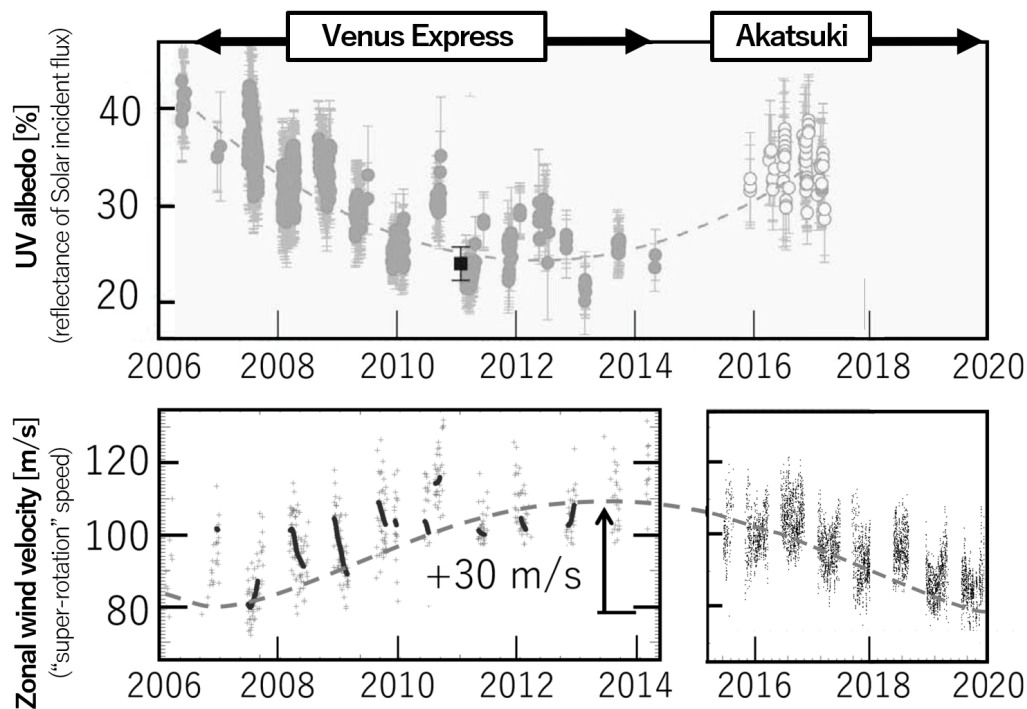


図 6.2: 金星大気構造の長期時間変動。上図が紫外線でのアルベド (雲層のアルベド) の変化, 下図が雲頂付近での大気スーパーローテーション速度の変化を, 欧州の Venus Express 探査機と日本の「あかつき」探査機の観測データをもとに図示したもの. (図の提供: 今井 正亮氏)

においても, 大阪府立大学 (当時) などが野辺山で運用していた惑星大気監視望遠鏡 SPART による金星上層大気の CO 吸収線の観測では, 太陽活動度の変動との相関が推測されるような CO 吸収線強度の変動が見られている (Maetzawa et al., 2018). 金星大気中の CO は  $\text{CO}_2$  の光解離で生成し, 化学的寿命が  $\sim 10^{10}$  s と長いため, 大気循環のトレーサーとしてもしばしば用いられる (Marcq & Lebonnois, 2013). 大気化学の観点では, CO は CO= 硫化カルボニル (OCS) の化学反応を通して, 金星の雲の材料の一つである二酸化硫黄 ( $\text{SO}_2$ ) の生成・消滅反応にも関与する (e.g., Bierson & Zhang, 2020). 金星大気中の  $\text{SO}_2$  は, 雲の生成過程以外にも,  $\text{SO}_2$  から分離した硫黄が形成する同素体 (polysulfur,  $\text{S}_n$ ) が雲層における未知の紫外線吸収物質の生成に関わっていると考えられており (e.g., Francés-Monerris et al., 2022), 雲層の紫外アルベドの変動メカニズムを理解する鍵の一つである. これらを踏まえると, CO (およびその他の大気微量成分) をトレーサーとして金星大気循環や大気化学を制約することで, 太陽活動の変動に対する金星大気の応答や紫外アルベド変動の理解に近づけると考えられる.

CO 吸収線スペクトル強度は, CO 存在量のみではなく, 金星上層大気の気温構造にも依存する. SPART では  $^{12}\text{CO}$  の  $J=(1-0)$  のラインしか観測しておらず, そのスペクトルから CO 存在量を求める際には気温分布を仮定する必要があった. この問題点は, 光学的厚みが異なる別の回転量子数の遷移や, 光学的に薄い同位体  $^{13}\text{CO}$  のラインを同時観測することで解決できる (図 6.3). また, SPART は口径 10 m の単一鏡であり, 115 GHz 帯での観測では金星を空間分解することが出来なかった. 金星上層大気中の CO は金星の昼面側から夜面側にかけて存在量が非一

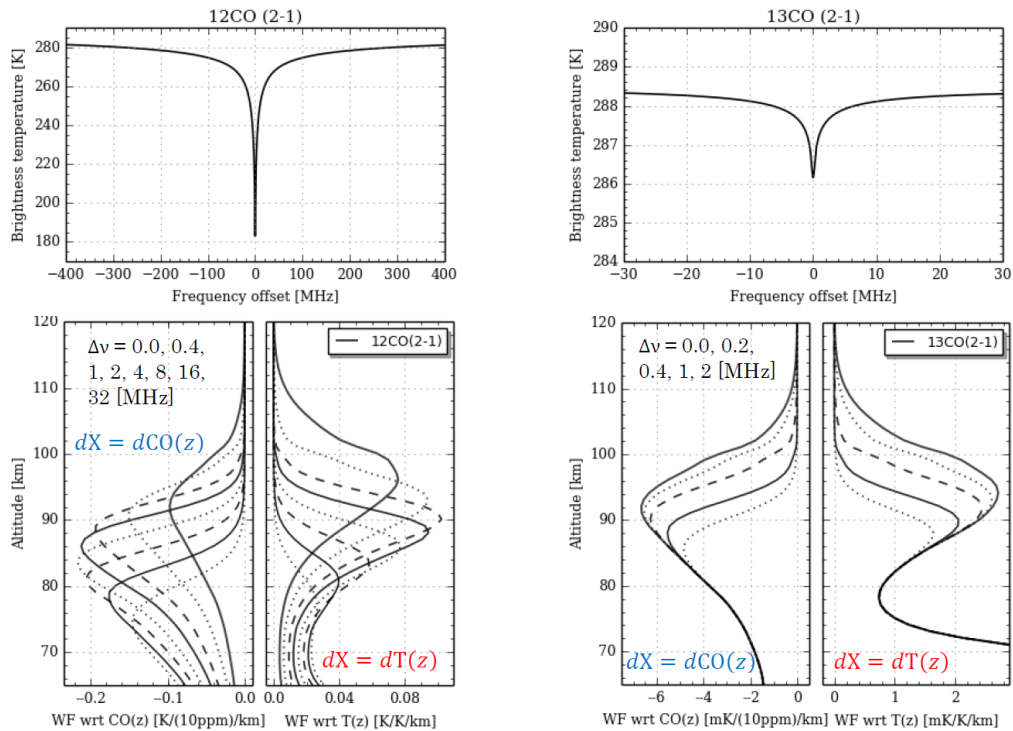


図 6.3: 上図：LST で観測した際に予想される金星大気  $^{12}\text{CO}$ (左図) と  $^{13}\text{CO}$ (右図) のサブミリ波帯スペクトル ( $J = (2-1)$ )。下図： $^{12}\text{CO}$  および  $^{13}\text{CO}$  スペクトルから CO 混合比および気温分布を求める際に、各周波数でのサブミリ波放射が金星大気のどの高度に感度を保持しているかを示した図 (荷重関数と呼ばれる)。  $^{12}\text{CO}$  および  $^{13}\text{CO}$  吸収線の中心周波数から  $\Delta\nu$  だけ離れた周波数での荷重関数を、それぞれ異なる線種で示している ( $\Delta\nu$  の値は図中に示した)。吸収線の中心に近いほど CO の光学的厚みが大きくなるため、より高い高度に感度を持つ。下段の 2 つの図それぞれにおいて、図の左半分が CO 混合比に対する荷重関数であり、右半分は気温分布に対する荷重関数である。CO 混合比と気温分布に対する感度が、 $^{12}\text{CO}$  と  $^{13}\text{CO}$  の観測で、それぞれ異なっていることが分かる。

様であることが知られており (e.g., Gurwell et al., 1995; Clancy et al., 2012), より詳細な議論を行うためには、金星を少なくとも数秒角程度の解像度で空間分解 (金星視直径を  $\sim 5-10$  分割以上) できる観測が望まれる。惑星大気の現象は、数 m 規模のマイクロなスケールから数千 km の惑星規模に及ぶマルチスケールの現象が互いにカップルしており、ALMA のような高い空間分解能での観測だけではなく、LST を用いることで実現される空間的に広がった現象の観測的理解も本質的な重要性を持つ。

こうした地上からの金星大気観測は、2030 年代に加速する欧米の金星探査ミッションとの協働という点でも重要である。中でも欧州が進める EnVision ミッション<sup>3</sup>では、探査機に紫外および近赤外波長領域の高分散分光器 VenSpec が搭載され、金星下層大気から雲層付近の大気微量成分分布を精緻に観測する。しかし、雲層よりも上空の上層大気における大気微量成分の分布を観測する測器は搭載されておらず、LST や ALMA によるサブミリ波帯での連携観測が重要となる。

<sup>3</sup>[https://sci.esa.int/documents/34375/36249/EnVision\\_YB\\_final.pdf](https://sci.esa.int/documents/34375/36249/EnVision_YB_final.pdf)

### 6.2.3 惑星大気における突発現象

継続的に監視観測を実施することで見えてくる惑星大気の「平均的な」時間変動に加えて、惑星大気には強い時間変動を伴った「突発的な」現象も存在する。その際たる例は、火星大気における全球的な砂嵐（全球ダストストーム）の発生や、Shoemaker-Levy 第9彗星 (SL9) の木星衝突のような微小天体の惑星大気への衝突現象などである。火星の全球ダストストームは、粒径数  $\mu\text{m}$  程度のダスト（砂塵）が火星地表面から大気中に大量に撒き上げられ、数ヶ月の期間にわたって火星全球を覆う現象である。大気中に撒き上がったダストの太陽光吸収による加熱量増大および日傘効果による太陽光反射率増大により、火星大気や地表面の温度分布が著しく変化することが知られている (Smith et al., 2002; Gurwell et al., 2005)。全球ダストストームは10年前後に1度程度の頻度で発生している (Montabone et al., 2015) が、その発生メカニズムや火星気象に及ぼす影響は未だ謎が多い。直近では2018年に11年ぶりに発生し、全球ダストストーム発生時の火星大気を観測する貴重な機会となった。ミリ波・サブミリ波帯では、火星のダストの光学的厚みがほぼゼロとなり、仮に全球ダストストームが生じていたとしても、大気中のダスト層の内部や地表面を観測することができる。これは、ダスト層の上層部分までしか見通せない可視光や赤外線観測との大きな違いであり、ミリ波・サブミリ波帯を用いた火星全球ダストストームの監視観測から、ダストストームが火星気象に及ぼす影響を観測的に制約できることを意味している。2018年の全球ダストストーム時には、ALMA望遠鏡のアタカマ・コンパクトアレイ (ACA) を用いた観測が観測所裁量時間 (DDT) 枠の観測として実施されている。そのデータを解析した結果からは、全球ダストストーム最盛期と収束時とで火星地表面の輝度温度が18%も変化していることが示されている (佐川 英夫 et al., 2019)。惜しむらくは、このようなDDT観測提案は、大規模なダストストームの発達が確認されて以降の観測提案とならざるを得なかったことから、全球ダストストームの発生前の状態を観測することが不可能であった点である。また、この2018年の全球ダストストーム発生時は火星が地球に最接近した時期とも重なっており、火星の視直径が最大で24"まで大きくなっている。この空間的大きさは、ACAの干渉計が感度を有する最大空間構造 (MRS) と同程度となっており、干渉計の開口合成観測における空間フィルター効果 (広がった空間構造への感度の低下) を無視できない。そのため、一部の期間はACAでも観測が実施不可能であった。

微小天体の惑星大気への突入に関しては、1994年のSL9の木星上層大気への衝突が有名である。この衝突により、CS, CO, HCNといった彗星由来の分子が木星大気の上層に注入されている (e.g., Lellouch et al., 1997; Moreno et al., 2003; Iino et al., 2016)。これらの分子が、SL9衝突後に木星全体に広がり、数ヶ月から数年といった時間の経過とともに希薄化していく様子も観測されており、木星上層大気での大気循環や渦拡散を定量的に見積もるトレーサーとして利用されている。Benmahi et al. (2020) は、Odin衛星に搭載されているサブミリ波放射計 SMR (現在は宇宙からの地球大気観測のみに利用されている) が定常的なポインティング較正観測として木星を観測していることを利用し、その較正観測用データを有効に解析することで2002年から2019年までの18年間にも及ぶ木星上層

大気中の  $\text{H}_2\text{O}$  の監視観測を実施している。その結果では 18 年の間に  $\text{H}_2\text{O}$  の輝線強度が 40% 減少していることが示された。この輝線強度の減少を、木星大気中での  $\text{H}_2\text{O}$  の鉛直拡散で説明しようと試みたところ、Benmahi et al. (2020) が用いた 1 次元鉛直渦拡散+大気光化学モデルでは、赤外線望遠鏡で観測されている他の炭化水素分子の鉛直分布と整合的な結論は得られていない。この原因としては、1 次元モデルの適用限界や、大気化学モデルに未だ考慮されていない  $\text{H}_2\text{O}$  消滅プロセスの存在などが考えられるが、この問題に新たな観測的制約を加えるには  $\text{H}_2\text{O}$  以外の分子 (CS や CO など) を複数同時に監視観測することが必要となる。

#### 6.2.4 超広帯域分光器による巨大惑星大気の上部対流圏の観測

第 6.2.1 節で述べたように、惑星大気の観測では周波数分解能の高いヘテロダイン受信機がよく利用される。その一方で、周波数分解能は落ちてしまうが、より広い観測周波数帯域を持つ測器も、惑星大気の観測において独自の強みを有する。以下では、LST での搭載が検討されている受信機の一つである超広帯域分光器の惑星大気観測への利用について述べる。超広帯域分光器の例としては、2022 年現在、ASTE 望遠鏡において開発・実証が進められているフィルターバンク型分光計である DESHIMA2.0 が挙げられる。DESHIMA2.0 は 220–440 GHz という長大な周波数帯域にわたって  $\Delta\nu = 1$  GHz の周波数分解能で分光スペクトルを取得可能な測器である (Taniguchi et al., 2021a)。この低分散・広帯域分光という特性は、従来はフーリエ変換型分光計 (FTS) によって達成されていたが、DESHIMA は従来の FTS に比して遥かに高い S/N を実現しており、ALMA には備わっていない観測パラメータ空間を実現する測器である。

惑星大気の観測において FTS は 1990 年代に広く用いられていた (e.g., Weisstein & Serabyn, 1994; Encrenaz et al., 1996; Orton et al., 2000)。また、Herschel 宇宙望遠鏡に搭載された SPIRE も FTS 分光器を採用しており、惑星大気の観測成果が得られている (Fletcher et al., 2012; Teanby et al., 2019)。既述した通り、惑星大気の輝線・吸収線幅は大気圧に比例するため、成層圏下部～対流圏といった気圧が相対的に高くなる領域での分子吸収線は一般的なヘテロダイン分光計の周波数帯域を超える線幅となる。例えば、木星など巨大惑星の大気主成分である  $\text{H}_2$  大気中での CO ( $J = 3 - 2$ ) の圧力広がり係数は  $\sim 6$  MHz/Torr (Mengel et al., 2000) であり、対流圏上部 ( $\sim 1$  気圧<sup>4</sup>程度) では  $\sim 4\text{--}5$  GHz の線幅を形成する。こうした極めて幅が広い吸収線形状の観測において、DESHIMA2.0 のような測器は重要な役割を果たす。

巨大惑星大気の上部対流圏の吸収線として観測実績があるのは、木星・土星のホスフィン ( $\text{PH}_3$ ) の  $J = (1-0)$ ,  $(3-2)$  である (Weisstein & Serabyn, 1996)。特に、それぞれ  $\sim 40''$ ,  $20''$  という木星・土星の視直径は、(1) LST によって一定程度の空間分解が可能であり、(2) ALMA が感度持つ最大の空間的広がりを超えている (第 6.2.5 節を参照) という、LST での観測に大きな期待が寄せられる絶妙なパラメータ空間にある。木星・土星の帯状構造は対

<sup>4</sup>1 気圧 = 760 Torr

流圏上部における大規模な子午面循環の構造も反映していると考えられている。DESHIMA2.0の周波数帯域に入る $\text{PH}_3(J=1-0)$ の吸収線形状からその鉛直分布の緯度方向の構造、すなわち3次元分布を計測することにより、子午面循環セルの構造を観測的に制約することも可能となるであろう。これは惑星気象学における重要な情報であり、巨大ガス惑星の大気力学の理解を大きく前進させるものである。

### 6.2.5 大口径単一鏡の必要性

前述した惑星大気の継続的な観測は、厳密な duplication policy が定義されている ALMA では計画しにくいことは既に述べた。また、干渉計では空間的にある程度一様に広がった輝度分布構造に対する感度が無く、太陽系内の惑星のような数10秒角に広がる面光源にとっては致命的な問題となる。ALMAの中でも最もコンパクトなアンテナ配列であるACAを用いたとしても、345 GHz帯の観測では $20''$ 前後よりも広がった構造は完全には再現できない。大気循環の構造や化学的寿命の短い大気微量成分の空間分布を把握するためには、惑星上で様々な空間周波数成分の観測が不可欠であり、これらの情報を干渉計の開口合成観測から忠実に再現することは困難である。なお、惑星全球平均の輝度温度などの測定であれば、干渉計観測で得られる各空間周波数での複素相互相関関数(ビジビリティ)に対して、ディスク状の輝度分布を仮定したモデルをフィットすることで全球平均のフラックス密度を推定することも可能である(Butler & Bastian, 1999)。

単一鏡型電波望遠鏡での観測は、こうした空間フィルター効果を心配する必要がなく、空間分解能・感度が従来のもものよりも大きく改善されるLSTは、惑星大気観測において非常に強力な武器となる。LSTを用いた太陽系惑星大気の監視観測が実現されれば、ALMAによる高解像度のスナップショットと相補的な観測成果も期待される。さらに、地上からの長期的な監視観測は、将来の惑星探査ミッションとの連携という意味でも重要である。LSTが運用される2030年代以降には、金星や火星の詳細探査のみならず、海王星・天王星の巨大氷惑星への探査も現実的なものとなる(Fletcher et al., 2020)。太陽放射エネルギーの入力が微弱な巨大氷惑星の大気にどういった大気現象が駆動されているのかを理解することは惑星大気研究の大目標の一つである。LSTにより、全球平均ではあるが、探査機の限られた運用期間(数年間)の前後をカバーする観測的知見を得ることは、その科学目標達成に大きく貢献するであろう。NASAがボイジャー探査機による惑星探査ミッションをサポートするために口径3mの赤外線望遠鏡IRTFをマウナケア山頂に設置してから40年以上が経つが、IRTFは現在においても太陽系観測の第一線で活躍中であり、数多くの成果を出し続けている。LSTにも惑星探査ミッションとの効果的な連携により、IRTF同様に新規科学成果の継続的な創出を期待したい。

## 6.3 彗星の高頻度・高感度分光観測による原始太陽系環境の解明

### 6.3.1 LST の高空間分解能観測がもたらす、高精度・高効率分光観測

彗星は多種多様かつ始原的な有機分子群を保持しており、その微量成分組成比や同位体比の観測は太陽系進化過程を考えるうえで非常に重要な手がかりを与える。既存の口径 10 m クラスの単一鏡型電波望遠鏡よりも高い空間分解能を持つ LST での観測は、観測効率・検出感度の向上を実現することができ、多様な分子輝線・同位体輝線の観測が可能になると期待できる。

周波数 345 GHz で 5'' という LST の空間分解能は、彗星コマの分光観測において高い効率を実現する。ALMA の高空間分解能観測から、近年の 2 種の彗星における連続波と分子ガスの分布が得られている (Cordiner et al., 2014)。これによると、同径方向に平均化した連続波強度がピークの半値となる距離は、彗星 C/2012 F6(Lemmon) および C/2012(ISON) においてそれぞれ 600 および 200 km 程度であった。ガスの分布はより系統的に広がっており、双方の彗星で検出されている  $\text{H}_2\text{CO}$  分子の半値距離はそれぞれ 1400 および 300 km 程度である。なお、観測時の両彗星の日心距離はそれぞれ 1.47 および 0.54AU であり、C/2012(Lemmon) は C/2012(ISON) に比して広がった構造を持つ天体であったことが示されている。

彗星の地心距離が 1AU であるとき、5'' の離角は 3626 km に相当する。そのため、1AU という典型的な地心距離において、LST は上記の両彗星のコマ全体を観測することになる。これはすなわち、分子ガスおよび連続波の空間分布ではなく、コマ全体の組成・同位体比の観測に適していることを意味しており、より高空間分解能での観測が可能な ALMA とは相補的なものと言える。

口径 10 m 程度の既存のサブミリ波電波望遠鏡の 345GHz における空間分解能は 22'' 程度であるが、視直径で 1~数秒角程度の彗星コマの観測時には観測効率が大きく低下する。彗星コマの分布を直径 1'' の一様な円盤と仮定し、半値幅 5'' および 22'' のガウシアンビームで観測したとき、観測される天体の電波強度は、実際の強度の 2.7 および 0.14% まで低下する。既存望遠鏡がこの 20 倍の強度比を埋めて LST と同等の感度のデータを得るためには 400 倍もの積分時間が必要であり、空間分解能より小さい天体の観測時には LST が既存望遠鏡に対して圧倒的な優位を發揮することが分かる。このように、LST の空間分解能は彗星コマ組成の観測において既存望遠鏡からのブレイクスルーをもたらす、同時に ALMA との高い相補性を發揮するものである。

### 6.3.2 ラインサーベイ観測による微量分子組成比の導出

分子輝線の網羅的な観測においては、広帯域のヘテロダイナミック分光によるラインサーベイ観測が重要となる。これにより、新たな有機分子の検出や、多様な組み合わせでの化学組成比の決定が可能になり、原始惑星系円盤・星間ガスとの比較を通じ、太陽系の形成・進化過程の物理・化学パラメータに制限をつけることができると考えられる。同

様の観測は大型の核を持つ彗星である C/1995 O1(Hale-Bopp) において大規模になされている。1990 年代中盤に利用可能であったミリ波・サブミリ波の観測機器群を総動員し、 $\text{SO}_2$ ,  $\text{HC}_3\text{N}$ ,  $\text{NH}_2\text{CHO}$ ,  $\text{HCOOH}$ ,  $\text{HCOOCH}_3$  といった分子種が初めて検出された。さらに、他の複数の彗星からも普遍的に観測されている主要な微量分子である  $\text{HCN}$ ,  $\text{CH}_3\text{OH}$  に対する組成比を星形成領域と比較する試みが行われ、いわゆるホットコリノとの類似性が示唆された (e.g. Bockelee-Morvan (2000)). 加えて、これまでに決定されてきた化学組成比は実に多様であり、より微量な分子ほど組成比にばらつきがあることが示唆されている (e.g. Dello Russo et al. (2016), Bockelée-Morvan et al. (2004)). これは彗星の形成領域・形成時期の多様性を示すものであり、原始太陽系星雲の化学環境・進化プロセスを描き出すには、同様の観測によりサンプルを増やすことが重要である。C/1995 O1 の観測時と 2030 年代とを比較すると、広帯域ヘテロダイナミック分光技術の飛躍的な革新が期待できる。上述の C/1995 O1 で初検出がなされた分子群をはじめ、星間空間で分子雲の進化状態の制約に用いられるような微量分子群 (e.g.  $\text{HC}_3\text{N}$ ,  $\text{HNC}$ ,  $\text{SO}$ ,  $\text{SO}_2$ ...) の存在量比を高効率で実現することがブレイクスルーをもたらす。さらに、限定された観測機会を最大限に活用し、太陽系外天体について行われているような周波数方向に無バイアスかつ深いラインサーベイを行うことで、アミノ酸の前駆体をはじめとする複雑な分子群の検出も狙うことができると考えられる。すでに ALMA や 45m 望遠鏡等でも実現されている、数 GHz を超えるような分光計を複数並べるラインサーベイ観測は、たかだか数百 MHz の分光計帯域しか持たなかった C/1995 O1 到来時の電波望遠鏡にはなし得なかった革新的な観測手法である。

### 6.3.3 高空間分解能を活かしたコマ内化学反応プロセスの解明と、光赤外観測とのシナジー

コマにおける化学反応プロセスの理解には、微量分子の空間分布の導出が重要である。彗星核から放出された分子ガスは太陽紫外線により即座に光解離し、また近傍のガスと反応するため、コマの組成は必ずしも核の組成と一致しないという問題がある。たとえば ALMA を用いた C/2012 F6(Lemmon) の観測では (Cordiner et al., 2014),  $\text{HNC}$  分子の輝線強度ピークがリング状に存在していることが示され、他の窒素化合物の光解離生成分子である可能性が示唆された。LST の高い空間分解能は、今後も同様の空間分布観測を可能にすると期待できる。また、コマ内化学反応プロセスの理解には他波長観測データと組み合わせた理論モデル構築も重要である。特に、コマの主要成分のうち、 $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{O}_2$  といった対称構造を持つ分子は、同位体を除けばサブミリ波に遷移を持たない。そのため、紫外から光赤外に至る幅広い波長域の望遠鏡との同時分光観測が可能となる。

### 6.3.4 彗星同位体比導出による原始太陽系環境の解明

同位体比もまた太陽系の形成過程の解明において重要なパラメータである。現在提唱されている原始惑星系円盤と分子雲内での化学ネットワークモデルによると、同位体比が分子種の形成環境温度の良い指標であること、その値が彗星に引き継がれて現在に至るまで保持されていることは重要である。彗星の形成過程は一様ではないと考え



られるため、観測機会を増やし、サンプル数を増やして統計的解析を行うことも重要である。LST の実現する高い空間分解能は、次節で述べるタイムドメイン観測を可能にする運用と合わせ、観測サンプル数を劇的に増加させることが期待される。

太陽系内で濃集を起こしていることが知られる代表的な同位体比は D/H や  $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$  である。特に、彗星における HCN と  $\text{H}_2\text{O}$  における D/H の同時観測は、彗星形成時の温度環境の制約を可能にするが、特に DCN の輝線強度が微弱であることから、成功事例は C/1995 O1 における DCN ( $J=5-4$ ) のみである (Meier et al., 1998)。また、太陽系内天体における  $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$  は、太陽・ガス惑星と彗星とで 2 つのグループを形成することが知られている。観測対象の彗星を増やすことで、彗星における  $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$  の値を押さえていくことは重要である。従来のミリ波・サブミリ波同位体比観測はガスリッチな彗星を中心に行われてきたが、LST の高感度・高頻度観測によるサンプル数の増大が強く期待されている。

彗星における同位体比のリファレンスとして重要な事例であるのが、Rosetta 探査機による 67P のその場観測である。それ以前にはほとんど観測事例のなかった  $^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$  について、Rosetta は 8 種もの分子における値の測定に成功し、その中心値の分散が大きく、250 から 500 程度にばらつくこと、系統的に地球・太陽系の値と同程度かそれ以下であることを示した (Altwegg et al., 2020)。 $^{18}\text{O}$  の濃集は低温環境における同位体交換反応によって生じると考えられ、67P の起源が原始太陽系星雲外縁の低温領域もしくは分子雲にあることが示唆された。

$^{32}\text{S}/^{34}\text{S}$  は、C/1995 O1 以後、いくつかの彗星においてミリ波で観測値の蓄積がされてきた同位体比である。ガスリッチな彗星であった C/2012 F6 (Lemmon) と C/2014 Q2 (Lovejoy) が相次いで観測された際、地上ミリ波望遠鏡群が系統的に同位体比の観測を行っている (Biver et al., 2016)。また、C/1995 O1 や 67P においても  $^{32}\text{S}/^{34}\text{S}$  の観測が行われており、特に C/1995 O1 においては CS 分子における  $^{32}\text{S}/^{34}\text{S}$  が  $\text{H}_2\text{S}$  の値よりも 50% 以上高いという結果が得られている (Jewitt, 1997; Crovisier et al., 2004)。

$^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$  や  $^{32}\text{S}/^{34}\text{S}$  といった同位体比は、ガスリッチな彗星の到来を待たなければ測定サンプルを蓄積することができず、実際 2000 年代に入ってから観測事例はごく少数しかないことが実情である。大口径単一鏡望遠鏡の実用化による観測機会の増大は真に待たれており、次節に示すようなタイムドメイン観測を可能にする運用と組み合わせることで、星間化学と融合した太陽系形成科学の発展を目指すことが重要である。

### 6.3.5 彗星のタイムドメイン観測の重要性

前節まで示した彗星中の「多様な分子組成比の測定」と「同位体比のサンプル数の拡大」を実現するには、LST の大口径・高空間分解能というフロントエンド、広帯域ヘテロダイナミック分光を実現するバックエンドに加えて、運用上の工夫が重要である。彗星からのガス放出は定常的ではなく、突発的な大規模物質放出イベント (アウトバースト) が見られることがある。アウトバースト時には微量分子および同位体比の絶好の観測好機となり、2007 年に発

生じた 17P/Holmes のアウトバースト時には、HCN(1-0) の禁制遷移の強度が 3 日間で約 8 倍となり、また窒素をはじめとする同位体比の観測もミリ波帯で可能となった (Bockelée-Morvan et al., 2008). 可視光での光度はわずか 1.7 日の間に 17 等級から 2.5 等級まで上昇している. 3 週間程度で 3 等級程度まで下降し、その後 7 週間ほどは定常状態にあった. アウトバーストのメカニズム自体も未だ未解明である. 核の崩壊や揮発性物質の急激な気化が原因と考えられているが、高精細・高時間分解能の観測が重要である.

彗星の光度は世界各地でモニタリングされており、たとえばアリゾナ大学の MMTO 全天カメラは 17P/Holmes の増光を詳細にレポートすることに成功した. これらモニタリングシステムからのアラートを受けたのち、数日〜一週間という短期間内に、彗星における典型的な分子種・同位体比を ToO (Target of Opportunity) 観測する運用体制の構築が求められる. さらに、組成およびコマ内の化学反応プロセスの理解のために重要な光赤外の望遠鏡群との同時観測の実現においても、フレキシブルな観測時間割当が重要である. このように、彗星という time dependent な観測対象の科学成果の最大化において、柔軟かつ大規模な観測時間の短期間での割当が不可欠であることは強調しておきたい. なお、近日点に近い彗星は太陽離角が小さい場合が多いため、鏡面変形やポインティング精度の確認も必要となる.

このような技術面・運用面の課題をクリアすることで、LST が 21 世紀中盤の太陽系科学の発展に大きな貢献をもたらすことが強く期待される.

## 謝辞

本章の執筆にあたって、河北秀世氏（京都産業大学）および中川広務氏（東北大学）に専門的な見地からコメントを頂きました. また、小林仁美氏（京都虹工房）には細部まで大変多くのコメント・編集提案をいただきました. また、2022 年 2 月に実施したワークショップでは、大気科学から星間化学まで幅広い分野の研究者の方にご議論を頂き、貴重な機会となりました. お力添えを頂いた皆様に、この場を借りて御礼申し上げます.

## 第7章 星間化学

### 7.1 この分野の現状と LST への期待

この章では、星間化学分野のサイエンスケースを扱う。すなわち、星間空間における化学現象の理解を通じた星間分子の生成・進化に関する研究や、原子・分子の化学的性質や分光学的性質をプローブとして用いた星・惑星形成過程や銀河の星形成史に関する研究などである。星形成領域や晩期型星の星周環境を含む星間空間では、これまでに 300 種類以上の星間分子が発見されており、その数は年々増え続けている。この中には、水や大型の有機分子など生命の材料となりうる物質の生成を議論するうえで重要な分子種も含まれている (e.g., [Jørgensen et al., 2020](#); [Öberg & Bergin, 2021](#))。地球上と比べて遥かに希薄な星間空間における物質の化学的複雑性・多様性の形成過程の理解は、宇宙における物質の進化史の理解と密接に関わっており、現代天文学における重要課題の一つといえる。

アルマ望遠鏡の登場以降、当該分野の研究は大幅な進展を見せている。太陽系近傍の小質量星形成領域では、原始星に付随する星間分子 (大型の有機分子を含む) の観測が円盤スケールで多数の天体に対して行われるようになり、惑星形成領域における分子ガスの化学組成が明らかになりつつある (e.g., [Lee et al., 2019a](#); [Jørgensen et al., 2020](#); [Öberg et al., 2021](#); [Yang et al., 2021c](#))。これにより、単一鏡観測により分子雲コアスケールで見えていた天体ごとの化学組成の個性が、円盤形成領域の組成と関連付けて議論されはじめた。また、様々な温度・密度・輻射環境をトレースする分子種をプローブとして用いた観測により、原始星近傍の遠心力バリアの様子が明らかになり、原始星エンベロープから円盤への物質輸送・角運動量輸送の問題に迫る研究が行われている (e.g., [Sakai et al., 2014](#); [Oya et al., 2016](#); [Imai et al., 2016](#); [Oya & Yamamoto, 2020](#))。一連の研究により、星・惑星形成の途上にある天体の化学的多様性が見えてきたものの、それらの多様性を支配する要因は未だ謎に包まれている。謎を解く鍵の一つとして、星・惑星形成の環境的要因が有力であると考えられているが、これを探るためには原始惑星系円盤を取り巻く周囲の環境を様々なトレーサー分子を用いて、多角的に診断する必要がある。そのような観測研究の実現には、既存の望遠鏡群の性能を凌駕する広視野・高感度・広帯域および一定の空間分解能を備えた単一鏡が不可欠である。

大質量星形成領域においても新たな観測的進展がもたらされている。大質量原始星に付随するホットコア領域は、星間水の昇華に伴い大型有機分子を含む多種多様な分子種が検出されることから、長らく星間化学分野にお

いて重要な研究対象となってきた (e.g., [van Dishoeck & Blake, 1998](#)). 装置の高解像度化は、ホットコア領域のさらに内側の分子ガス組成を明らかにしつつある。大質量原始星からの強い輻射を受けて原始星のごく近傍でダストが昇華することにより出現するホットディスク領域が複数の天体で見つかり、ダストを構成する物質の組成を探る新たなツールとして研究が行われはじめている (e.g., [Tanaka et al., 2020a](#)). しかし、そのようなホットディスク領域が見つまっている天体は未だ非常に少ない。また、大質量星は一般的にクラスターとして形成されることが多いが、輻射やアウトフローなどを通して莫大なエネルギーを周囲に放出する大質量原始星が、周囲の低質量原始星の化学組成に与える影響についても研究が行われはじめた。このようなプロセスの理解は、星形成のフィードバックと物質進化の関連を探る上で重要であるものの、効率的な観測のためには広視野・高感度・広帯域および一定の空間分解能を備えた単一鏡が必要となる。

装置の高感度化・高解像度化により、より遠方の原始星にも星間化学研究が広がりつつある。マゼラン雲や銀河系外縁部と行った遠方の領域においても、分子雲コアスケールの観測が可能になり、原始星に付随する星間分子を探る上で有用なホットコア天体が新たに続々と発見されつつある (e.g., [Shimonishi et al., 2016b, 2020, 2021, 2023](#)). これにより、太陽系近傍とは異なる環境、とりわけ異なる金属量環境における星間分子の化学進化が議論されはじめた。しかし、これらの領域は太陽系近傍の星形成領域に比べて大きく情報が不足しており、詳細な化学分析を行うための天体サンプルは現状では十分とは言えない。問題の解決には、広視野・高感度の電波望遠鏡による高密度ガスおよび高励起分子輝線のサーベイ観測が極めて有効である。

近傍銀河においても、銀河中心核領域を対象としたアルマによる高空間分解能観測により、様々な分子種が検出されはじめた。ALCHEMI プロジェクトでは、スターバースト銀河の中心領域に対しミリ波・サブミリ波域における広帯域のスペクトルラインサーベイを行い、極限的環境の物理・化学的特徴を診断する様々な星間分子の研究が行われている ([Martín et al., 2021a](#)). 一方、銀河全面にわたり星間分子を用いた環境診断を行うためには、系外銀河の広範な領域に対する分光・撮像サーベイ、および比較対象データとして系内の分子雲に対する広域マッピング観測の情報が必要となる。このような観測を効率的に実施するためには、大集光力・広視野・広帯域を備えた単一鏡が不可欠である。

アルマ時代においても、単一鏡による広帯域の高感度観測は星間化学分野にとって、依然として強力な手段であることが示されている。IRAM 30m 鏡による ASAI プロジェクト (e.g., [Lefloch et al., 2018](#)) では、TMC-1 などの近傍の星形成領域に対して、極めて深くかつ広帯域のラインサーベイをミリ波・サブミリ波域で行い、大型有機分子・炭素鎖分子・分子イオンなどを含む新たな星間分子の検出が続々と報告されている。また、Yebes 40m 鏡による QUIJOTE プロジェクト (e.g., [Cernicharo et al., 2021](#)) や、GBT 100m 鏡による GOTHAM, PRIMOS プロジェクト (e.g., [McGuire et al., 2021](#)) などでは、低周波数域 (1–50 GHz) における広帯域・高感度ラインサーベイを近傍の分子雲や銀河中心方向に対して行っている。ここでは、低周波数域におけるライン・コンフュージョンの少なさを活かし、新たな大型有機分子や未同定赤外バンドのキャリアとして有力な PAH (polycyclic aromatic hydrocarbon,

多環芳香族炭化水素) の一種であるベンゼン環を有する分子の発見などが報告されている (e.g., McGuire, 2018). 一方, 高周波数領域における同様の大規模なスペクトルラインサーベイは星間化学研究に新たな展開をもたらすことが期待されるものの, 既存の望遠鏡の観測能力の制約から現状ではそのような観測は極めて限られている.

LST のもたらす広視野・高感度・広帯域の単一鏡サブミリ波観測能力は, 星間化学分野の現状の研究に大幅な進展をもたらすことが期待される. 近傍の星形成領域においては, 原始星近傍に付随するガスと周囲を取り巻くガスが広範囲にわたり同時観測され, 分子雲スケールからエンベロープスケールまでの化学進化が均一かつ統計的なデータに基づき明らかになることが期待される. 原始星の化学組成に見られる天体ごとの個性 (多様性) の形成要因を理解するためには, その天体を取り巻く周囲の環境の特徴も同時に理解する必要がある. 広視野・高感度・広帯域観測は極めて有効といえる. また, 特定の領域に対する長時間積分により, 星間化学的に重要であるもののこれまで検出が難しかった分子種の検出も期待される. 大質量形成領域においては, 巨大分子雲スケールの組成と分子雲コアスケールの組成が同時に観測され, 大質量原始星が周囲の領域の化学進化にもたらす影響が広範囲にわたって明らかになることが期待される. これらのデータは系外銀河の分子輝線データを解釈する上でも有用なテンプレートとなるであろう. マゼラン雲や銀河系外縁部などでは, LST の強力なサーベイ能力により, 高密度・高温ガスが付随する天体が新たに多数見つかることが期待される. LST により供給される良質なターゲットは, アルマをはじめとした高空間分解能の装置での観測提案へとつながるであろう.











高周波数域における高感度・広帯域ラインサーベイも星間化学における新たな発見へとつながることが期待される. 高周波域では, 暖かいガスからの高励起の輝線や, 回転定数の大きな小型の分子・イオン・ラジカル, または原子ガスなどからの輝線がカバーされる. これらの特徴により, 原始星近傍の高温領域, 希薄な原子・分子ガス雲, 強い輻射場にさらされた領域といった環境下にある星間分子の研究に新たな進展をもたらすことが期待される. また, 広視野の天体サーベイ・広帯域のラインサーベイとともに, 無バイアスな観測に基づく予期せぬ天体・現象・分子種の発見にも大いに期待したい.

さらに, 原始星天体の化学組成・電離率<sup>1</sup>の時間変動現象についても, LST での高頻度観測を通じ研究の進展が期待されるサイエンスケースである. 活発なフレア活動や質量降着率の変動を示す原始星天体に対して, 光度・X線モニター観測と LST での有機分子輝線・イオン分子輝線のモニター観測を同時に行なう. これにより, 質量降着や原始星フレアといった現象が円盤・エンベロープスケールの化学組成・電離率に与える影響の議論ができると期待される.

以上の背景を踏まえ, この章では LST により期待される星間化学分野の様々なサイエンスケースについてまとめる.

<sup>1</sup>本章に散見される, 電離率と電離度は同義である.

表 7.1: 班員構成, 担当

氏名	所属	主な担当節
相川 祐理	東京大学	話題提供
泉 奈都子 	ASIAA	第 7.2.8 節
坂井 南美 	理化学研究所	話題提供
下西 隆 	新潟大学	第 7.1, 7.2.9, 7.2.10 および 7.3 節, 班長
田中 圭 	コロラド大学	第 7.2.5 節
谷口 琴美 	国立天文台	第 7.2.4 節
西村 優里 	東京大学/国立天文台	第 7.2.6, 7.2.11 節
野津 翔太 	理化学研究所	第 7.1, 7.2.2 および 7.2.3 節
野村 英子 	国立天文台	第 7.2.7 節
古家 健次 	国立天文台	第 7.2.1 節
渡邊 祥正 	芝浦工業大学	第 7.2.12 節

## 7.2 個別サイエンスケースの詳細

### 7.2.1 分子雲におけるミッシングエレメントの探査

「炭素、窒素、酸素などの各元素がどのような化学的形態 (原子あるいは分子, 中性あるいはイオン, 気相あるいは固相) で主に存在するのか」は宇宙における物質科学の最も基本的かつ重要な情報である。主に電波によるガスの観測, 可視光及び赤外線による固体 (ダスト及び氷) の観測, 理論モデルによって, 星形成領域における酸素・炭素・窒素の主要存在形態が明らかにされてきた。図 7.1 に星形成領域における酸素・炭素・窒素の主要存在形態とそれらに含まれる元素の割合を示す (Öberg & Bergin, 2021)。ダスト (シリケート, 炭素質ダスト (グラファイトなど), 不揮発性の有機物), ガス分子 (CO), 氷 ( $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$ , CO,  $\text{NH}_3$ ) が主要な元素の担い手であることが分かる。特に炭素・窒素については, これまでの観測で同定された物質の存在量を全て足し合わせても, 星間空間における元素存在量より小さい。未同定の酸素の担い手に関しては,  $1 \mu\text{m}$  以上の氷をまとったダストが分子雲にすでに存在している可能性や酸素を含む固体有機分子の存在が提案されている (e.g., Whittet, 2010; Schmalzl et al., 2014a)。窒素に関しては, その大部分は担い手が分かっていないが, 窒素同位体比の観測からは  $\text{N}_2$  である可能性が示唆されている (Furuya et al., 2018)。しかし,  $\text{N}_2$  の観測の困難さから直接的な実証は容易でない。

炭素, 窒素, 酸素に加えて, 硫黄及びリンは地球上の生命の起源とも関連する重要な元素である。しかし, 星形成領域・惑星形成領域における硫黄・リンの主要存在形態については, ほとんど分かっていない。LST の高感度, 広視野, 広い観測波長域を活用した, 硫黄系分子およびリン系分子のマッピング観測により, 気相に存在する硫黄・リンの総量と主要存在形態に制限を付けられると考えられる。以下で, 硫黄とリンに関して現状の理解と LST への期待を述べる。

## 硫黄 (S)

分子雲よりも希薄で水素原子を主成分とする diffuse cloud の吸収線観測 (光源は背景星) によると、硫黄の大部分は気相中に原子イオンとして存在する (Jenkins, 2009). なお、鉄やマグネシウムなどの難揮発性元素はすでにダスト中に存在する. 一方、分子雲コアでは CS や H<sub>2</sub>S など硫黄を含む気相分子の電波観測が精力的に行われてきた結果、観測と反応ネットワークモデルとの比較により、硫黄全体のうち 1 %程度のみがガス中に存在すると考えられている. すなわち、diffuse cloud から分子雲、分子雲コアへと密度が増大するにしたがって、硫黄がダストに吸着し、ガスから失われていると考えられる. しかし、赤外線による氷の観測で検出されている硫黄系分子は OCS のみであり、その存在量も硫黄の全体量と比較して少ない (数 %程度; e.g., Boogert et al., 2015b). また原始星形成領域の中心星近傍の高温領域 (大部分の氷が昇華する 100 K 以上の領域) やショック領域の観測でも硫黄系分子の総量は硫黄の全体量の 10 %程度である (e.g., Wakelam et al., 2004; Anderson et al., 2013). 以上のように、分子雲以降の進化段階における硫黄の存在形態については 90 %以上が未同定となっており、星形成の進化段階においていつ・どのように硫黄が気相から失われるかは Sulfur depletion problem と呼ばれる長年の謎になっている.

分子雲における硫黄の主要存在形態としては、反応ネットワークモデルを基に H<sub>2</sub>S 氷 (と HS 氷) が有力な候補として考えられてきた (e.g., Garrod et al., 2007). しかし、H<sub>2</sub>S 氷が星形成領域の赤外線観測で検出されないことがこの説の弱点となっていた. 近年、分子雲において気相中の S<sup>+</sup> イオンがダスト表面に吸着することで H<sub>2</sub>S を経由せずに硫黄鎖分子を生成するモデルも提案されている (Cazaux et al., 2022). 一方、宇宙線により H<sub>2</sub>S 氷が硫黄鎖分子 (S<sub>8</sub>) などのより複雑なものへと変化した可能性が実験と理論モデルを基に提案されている (Shingledecker et al., 2020). 前者は硫黄が主に S<sup>+</sup> イオンとして存在する環境で、後者は主に S 原子として存在する環境 (より A<sub>V</sub>

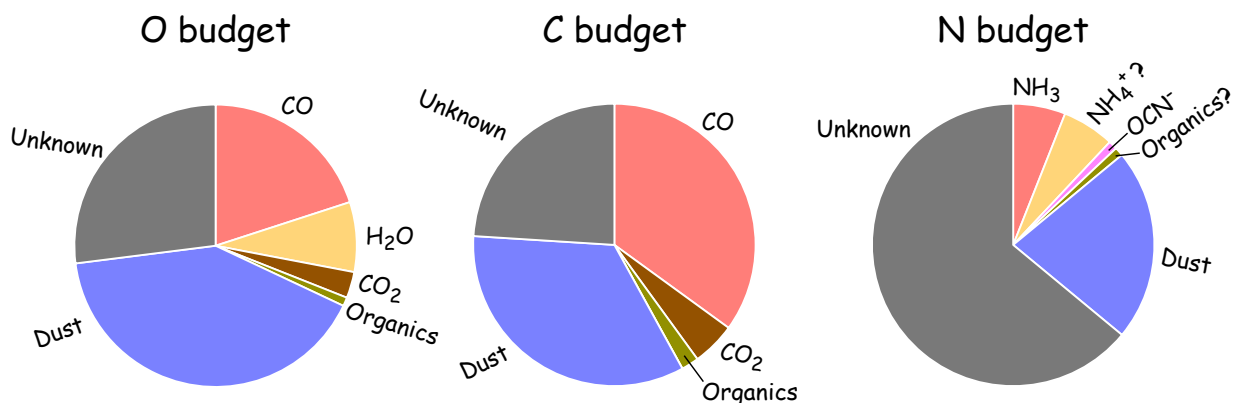


図 7.1: 星形成領域における酸素・炭素・窒素の存在形態と存在割合. 円グラフの 100 %が星間空間における各元素の存在量に対応する. 灰色部はこれまでの観測で検出・同定できていない (ミッシング) 物質に含まれる元素量に対応する. Boogert et al. (2015a), McClure et al. (2023), Kimura et al. (2020), 及び Asplund et al. (2021) のデータをもとに作成.

の高い環境)で効果的なため、両者は排他的ではないが、どちらがより効率的かによって硫黄のガスからの枯渇のタイミングが決まると考えられる。硫黄の気相存在量はガスの電離度や水素分子のオルソ・パラ比の進化(分子の重水素濃縮度に影響する)に大きな影響を与えることが理論モデルから示されており(e.g., [Furuya et al., 2015b](#)), 硫黄の気相存在量の  $A_V$  依存性の理解は、その他の分子の存在量の  $A_V$  依存性の理解においても重要である。

LSTの観測波長域では、硫黄系分子として  $H_2S$ ,  $CS$ ,  $HCS^+$ ,  $SO$ ,  $H_2CS$ ,  $OCS$  などが観測可能である。LSTの高感度・広視野を活かして、分子雲の硫黄系分子をマッピング観測することで、硫黄系分子存在量の  $A_V$  依存性を明らかにできる。LSTで観測可能な気相中の硫黄系分子は硫黄の主要な担い手ではないが、観測結果と反応ネットワークモデルを比較することで、気相中の硫黄存在量の  $A_V$  依存性(=気相中の硫黄の枯渇の程度とタイミング)を制限できる。硫黄系分子の化学反応ネットワークモデルは発展途上ではあるが、近年、関連する実験や量子化学計算が精力的に進められている([Fuente et al., 2017](#); [Oba et al., 2018](#); [Laas & Caselli, 2019](#); [Furuya et al., 2022](#))。また、個々の硫黄系分子に着目するのではなく、観測可能な硫黄系分子の総量に着目することでモデルによる解釈の不定性を抑えることができる。

## リン (P)

リンの宇宙における元素存在量は他の元素に比べ特段大きいわけではないが、(地球の)生命にとって必須元素の一つである。生命を構成する炭素、酸素、窒素、水素は元素存在量が極めて大きいため、生命がこれらを用いるのは自然である。そのため、なぜリンが生命にとって必須元素となったのかが大きな謎になっている。その謎に迫る天文学的アプローチとして、星・惑星形成領域におけるリンの主要存在形態の解明は重要な課題である。

Diffuse cloudの吸収線観測によると、リンの70%程度はすでに固体(ダスト)中に存在し、残りの30%程度が気相中に原子(イオン)として存在する([Jenkins, 2009](#))。これまで星形成領域において、リンを含む固体物質の検出例はない。実験や反応ネットワークモデルからは、ダスト表面上でP原子に水素が付加して生成される  $PH_3$  が揮発性リン(diffuse cloudでダストに取り込まれていない30%分)の存在形態として重要と考えられている。また、分子雲や原始星形成領域のリンに関する電波観測研究は端緒についたばかりであり、原始星アウトフローによるショック領域でPN、POの2種が検出されたのみである。ショック領域で気相中に放出された  $PH_3$  を材料に、気相中での化学反応によりPN、POが生成されたと考えられている(e.g., [Charnley & Millar, 1994](#); [Aota & Aikawa, 2012](#))。

以上のように  $PH_3$  はリンの化学において中心的な役割を果たすと考えられているが、これまで分子雲における検出例はない。 $PH_3$  は、ダスト表面上で生成される際にその一部が化学反応熱により気相中に放出される(反応性脱離)ことが実験で示されている([Nguyen et al., 2020](#))。したがって、分子雲などの低温度環境であっても反応性脱離起源の  $PH_3$  が気相中に存在すると考えられている。LSTの高感度・広視野を活かして、分子雲において270



GHz 帯の  $\text{PH}_3$   $J = 1 - 0$  (さらに PN, PO) をマッピング観測することで、揮発性リンの存在形態に観測的制限を与えることが可能である。

### 7.2.2 小質量原始星エンベロープの化学的多様性と時間変動

#### 有機分子及び炭素鎖分子などの分子輝線サーベイ

原始星の形成に伴う化学進化過程を理解することは、後に形成される惑星系の物質的環境に迫る上でも重要である (Öberg & Bergin, 2021). 化学モデル計算 (e.g., Eistrup et al., 2016; Notsu et al., 2021b) によると、分子雲からエンベロープに至る段階の化学進化が、その後の原始惑星系円盤内の化学進化の結果にも大きく影響を与えることが示唆されている。

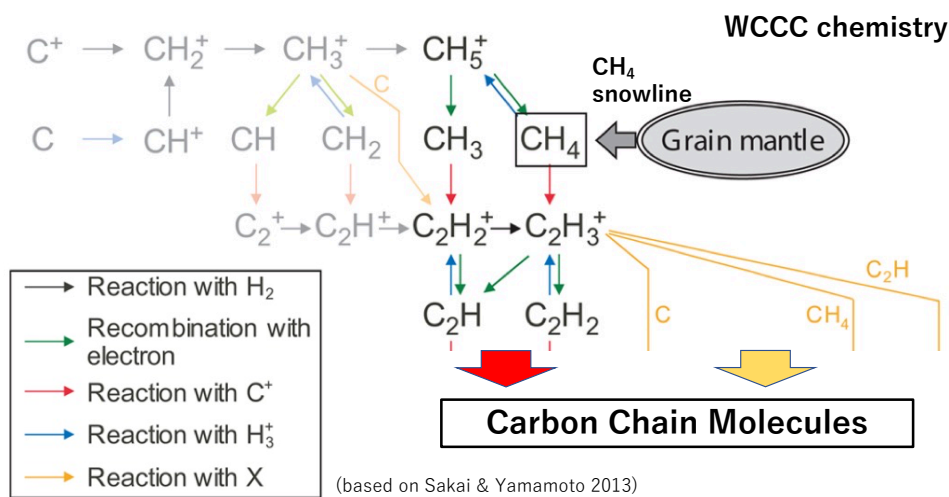


図 7.2: Warm Carbon-Chain Chemistry (WCCC, 不飽和炭素鎖分子の化学) の主な反応経路概要.  $\text{CH}_4$  が鍵となる分子である事が分かる. Sakai & Yamamoto (2013) より転載・一部改変.

地上単一鏡を用いた小質量原始星エンベロープガス (半径  $r \sim 1000$  au スケール) の観測を通じ、原始星天体の化学組成に Hot Corino Chemistry (飽和有機分子が豊富) と Warm Carbon-Chain Chemistry (WCCC, 不飽和炭素鎖分子が豊富, 図 7.2 も参照) といった多様性がある事が分かった (e.g., Sakai & Yamamoto, 2013). また、近年 ALMA 等の干渉計を用いた観測により、原始星エンベロープ内縁やその中に埋もれた原始星円盤 ( $r \sim 10 - 100$  au スケール) の詳細構造が捉えられ、円盤形成領域での化学的多様性も明らかにされつつある (e.g., Sakai et al., 2014; Oya et al., 2016; Imai et al., 2016; Jørgensen et al., 2020). 分子雲から原始星エンベロープ、円盤と構造形成が進む中で、化学的多様性がいつ・どのような(外的)環境要因(温度・紫外線放射場・電離率・構造進化のタイムスケール・質量降着流など)が関係して生じるのかという点については、未だ十分な理解には達していないものの、理論計算 (e.g., Aikawa et al., 2012, 2020; Kalvāns, 2021; Notsu et al., 2021b, 2022) や観測を通じた研究が

進みつつある。最近では、外部からの紫外線環境の違いに伴い Hot Corino 天体が分子雲内部、WCCC 天体が分子雲の縁付近に多く分布している可能性を示唆した観測結果 (e.g., Higuchi et al., 2018) や、同一分子雲内の Hot Corino 天体間でも有機分子組成に大きな差があることの発見 (e.g., Yang et al., 2021c) なども報告されている。LST では、異なる物理環境を持つ様々な星形成領域の原始星天体に対して、有機分子 ( $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{CH}_3\text{CN}$ ,  $\text{CH}_3\text{OCHO}$  など) 輝線及び炭素鎖分子 ( $\text{C}_2\text{H}$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{C}_3\text{H}_2$  など) 輝線の大規模サーベイ観測 (半径  $r \sim 1000$  AU スケール) を行う。これらの観測結果を下記のイオン分子輝線観測の結果や、ALMA 等の干渉計による原始星円盤観測の結果 ( $r \sim 10 - 100$  AU スケール) と組み合わせて議論し、原始星天体の化学的多様性 (Hot Corino Chemistry / WCCC など) が生じる (外的) 環境要因を探る。観測の際は、LST の高感度・広波長機能を活かし、弱い同位体輝線 (重水素同位体など) や、より複雑な (有機) 分子の輝線もサーベイ観測の対象とする。広視野機能を活かし、原始星周囲の分子雲コア及びエンベロープへの質量降着流 (e.g., Murillo et al., 2018, 2022) も含めて観測を行う事で、周囲の物理環境と化学的多様性の関係に制限を加える。

### $\text{HCO}^+$ , $\text{N}_2\text{H}^+$ 輝線などのイオン分子輝線サーベイ & 電離率測定

近傍分子雲において宇宙線電離率  $\zeta$  は  $\sim 10^{-17} \text{ s}^{-1}$  程度であるとされ、星・惑星形成過程の物理・化学進化の研究においてもこの値が一般的に用いられている。しかし、銀河中心方向ではより高い宇宙線電離率 ( $\zeta > 10^{-16} \text{ s}^{-1}$ ) が示唆されている (e.g., Indriolo et al., 2015)。また近年 *Herschel* 宇宙望遠鏡による原始星天体の観測により、近傍においてもより高い宇宙線電離率 ( $\zeta \sim 10^{-14} \text{ s}^{-1}$ ) の天体が発見されている (e.g., Ceccarelli et al., 2014; Favre et al., 2017)。

電離率  $\zeta$  は、磁気回転不安定性 (MRI) を介し原始星天体の角運動量輸送・質量降着過程に影響を与えるほか、円盤での化学進化 (CO 量減少・有機物形成, e.g., Eistrup et al. 2016; Bosman et al. 2018; Notsu et al. 2022) に影響を与える重要な要素である。近年の理論研究によると WCCC 分子の形成には、高電離率 ( $\zeta > 10^{-16} \text{ s}^{-1}$ ) 環境が重要との議論もなされている (Kalvāns, 2021)。また原始星天体の電離源としては銀河宇宙線が主とされるが、降着衝撃波での粒子加速 (Fitz Axen et al., 2021) や、中心原始星由来の高エネルギー粒子 (Favre et al., 2018; Gaches et al., 2019; Padovani et al., 2020) ・X 線 (Takasao et al., 2019b; Notsu et al., 2021b) の電離率に対する寄与も議論されており、強度やその時間変動の理解が重要である。LST では、異なる物理環境を持つ様々な星形成領域の原始星天体に対して  $\text{HCO}^+$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ ,  $\text{N}_2\text{H}^+$ ,  $\text{N}_2\text{D}^+$  輝線などのサーベイ観測を行う。これにより分子雲からエンベロープに至る過程全体での電離率推定やその影響を調べる事が可能となる。

### モニター観測を通じた化学組成・電離率の時間変動

原始星の中には FU Ori 型星に代表される様に、質量降着率の間欠的な増加を繰り返す天体が存在する。質量降着バーストに伴い円盤・エンベロープの温度が急激に上昇する事で、ダスト表面で生成される多様な(有機)分子が熱的脱離によりガス中へと放出される。アルマ望遠鏡の観測などにより、この様な質量降着バーストを示す天体の有機分子輝線探索も進みつつある (e.g., Lee et al., 2019a, 2020b). この中には、JCMT/SCUBA-2 を用いて光度変動のモニター観測が行われた質量降着バースト天体 (EC 53) も含まれる (e.g., Herczeg et al., 2017; Lee et al., 2020b, 2021).

また、降着衝撃波・中心原始星由来の高エネルギー粒子や X 線放射の強度は、原始星への質量降着や原始星フレアに伴い時間変動すると考えられる (e.g., Takasao et al., 2019b; Padovani et al., 2020). 化学モデル計算やアルマ望遠鏡による円盤観測においても、原始星 X 線フレアに伴うイオン分子種・X 線電離率の時間変化が指摘されている (e.g., Cleaves et al., 2017; Notsu et al., 2021b; Waggoner & Cleaves, 2022).

LST では高感度・広波長機能を活かし、激しい光度変動やフレア活動を示す原始星天体などに対して、LST での有機分子 ( $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{CH}_3\text{CN}$ ,  $\text{CH}_3\text{OCHO}$  など) 輝線・イオン分子 ( $\text{HCO}^+$ ,  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$ ,  $\text{N}_2\text{H}^+$ ,  $\text{N}_2\text{D}^+$  など) 輝線のモニター観測を行なう。この際 LST の分子輝線観測と共に、光度変動 (LST の連続光観測や、可視光～赤外線) の観測などや X 線放射強度・スペクトルのモニター観測も同時に行なう。これらの観測を通じ、質量降着や原始星フレアといった現象が円盤・エンベロープスケールの化学組成・電離率に与える影響の議論ができると期待される。

### 7.2.3 星形成領域におけるマイナー分子種の高感度観測

LST の高感度・広波長機能を生かす事で、従来原始星天体 (及び周囲の分子雲環境) では未検出、または限られた天体のみで検出されていたマイナー分子種 (= 存在度が極めて小さい分子種) の輝線検出が、異なる物理環境を持つ様々な星形成領域の天体に対して可能になると期待される。これらは原始星天体、そして周囲の分子雲コア環境の化学的多様性をさらに幅広い角度から理解する事に繋がる。以下、4つの代表的な観測的テーマを簡単に述べる。

#### $^{16}\text{O}^{18}\text{O}$ 輝線などの観測を通じた、酸素系分子の組成進化の解明

近年 NOEMA やアルマ望遠鏡などの干渉計や *Herschel* 宇宙望遠鏡の観測により、多数の原始星天体で水 ( $\text{H}_2\text{O}$ , HDO,  $\text{D}_2\text{O}$ ) 輝線の検出が報告され、空間分布や重水素同位体比などが議論されている (e.g., Persson et al., 2012; Jensen et al., 2019, 2021b; van Dishoeck et al., 2021). その中で理論モデル計算と観測の比較から、進化における星なしコアの時期  $t_{\text{pre}}$  が長いほど、低温環境下で水氷の重水素濃縮が進むとの議論もなされている (e.g., Furuya et al., 2016, 2017; Jensen et al., 2019, 2021a,b).

原始星天体において、水はCOと並ぶ主要な酸素保有分子である。しかし理論モデル計算によると、星なしコアの時期が長い ( $t_{\text{pre}} > 10^5$  年) 場合はダスト表面での  $\text{H}_2\text{O}$  氷の形成が進む一方、星なしコアの時期が短い ( $t_{\text{pre}} < 10^5$  年) 場合は  $\text{H}_2\text{O}$  氷の形成が進まず、 $\text{O}_2$  分子も主要な酸素保有分子となる事が指摘されている (e.g., Schmalzl et al., 2014b; van Dishoeck et al., 2021)。 $\text{O}_2$  分子の昇華温度は 20K 程度であり、 $\text{H}_2\text{O}$  や  $\text{CH}_3\text{OH}$  などの有機分子と比べ、空間的に広がった分布を持つと期待される。しかし  $^{16}\text{O}^{16}\text{O}$  輝線は、地球大気の影響で地上からの観測が難しい。また  $^{16}\text{O}^{18}\text{O}$  輝線も双極子モーメントが小さく輝線が非常に弱い事もあり、原始星天体での酸素分子存在量の理解は進んでいない。これまで原始星天体においては、*Herschel* 宇宙望遠鏡で  $^{16}\text{O}^{16}\text{O}$  輝線の上限値を1天体で得た観測例 (Yildiz et al., 2013) と、アルマ望遠鏡で  $^{16}\text{O}^{18}\text{O}$   $2_1-0_1$  234GHz 輝線の  $3\sigma$  検出を1天体で得た観測例 (Taquet et al., 2018) があるのみである。

LST では高感度・広視野を活かし、様々な星形成領域の天体に対して  $^{16}\text{O}^{18}\text{O}$   $2_1-0_1$  234GHz 輝線の観測を行い、酸素系分子の組成進化の理解に繋げる。この際、特に原始星天体の密集度 (Cluster/Isolated) など、構造進化のタイムスケールに着目したサーベイ観測・議論を行い、理論計算の検証を行う。

### $\text{HCO}_2^+$ 輝線の観測を通じた、 $\text{CO}_2$ 組成とその分布の理解

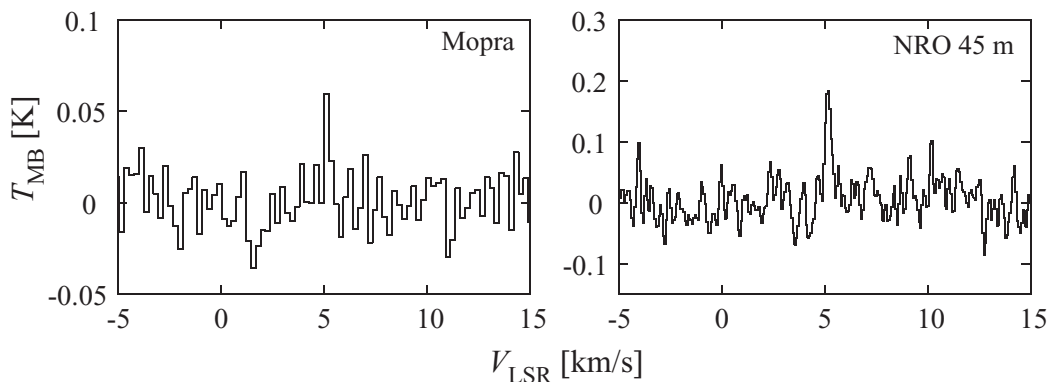


図 7.3: 原始星天体 IRAS 15398-3359 における、 $\text{HCO}_2^+$  85.53 GHz 輝線の電波単一鏡観測例。Sakai et al. (2009) より転載。©AAS. Reproduced with permission

$\text{CO}_2$  は  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{CO}$  などと共に主要な酸素系分子の一つであり、原始星天体の  $\text{CO}_2$  組成やスノーライン位置の制約は、円盤内の化学組成分布やダスト進化過程を理解する上でも重要である。しかし  $\text{CO}_2$  は双極子モーメントが零の無極性分子である為、ミリ波では直接観測できない。

一方で化学モデル計算に基づき、 $\text{CO}_2$  と  $\text{H}_3^+$  の反応で生成される  $\text{HCO}_2^+$  の放射が  $\text{H}_2\text{O}$  と  $\text{CO}_2$  スノーラインの間にリング上の分布を持つ事が示唆された (e.g., Notsu et al., 2021b)。そこで  $\text{HCO}_2^+$  輝線放射が原始星円盤の  $\text{CO}_2$  存在量やスノーライン位置のミリ波帯の良い指標になると期待される (Sakai et al., 2008a, 2009)。電波単一

鏡の観測により、分子雲コア (e.g., Vastel et al., 2016) や、近傍の原始星数天体 (e.g., Sakai et al., 2008a, 2009; Majumdar et al., 2018) で  $\text{HCO}_2^+$  輝線の検出が報告されている (図 7.3 も参照). また現在 ALMA の空間分解観測により、 $\text{CO}_2$  スノーライン指標としての有効性の確認が進められている.

LST では高感度・広視野を活かし、様々な星形成領域の天体に対して分子雲コアからエンベロープスケールに至る  $\text{HCO}_2^+$  輝線のサーベイ観測を行い、JWST による  $\text{CO}_2$  氷の観測とも組み合わせることで、ガス・氷の  $\text{CO}_2$  組成分布の理解に繋げる.

### $\text{CH}_3\text{D}$ 輝線の観測を通じた $\text{CH}_4$ 組成と WCCC 分子形成過程への制限

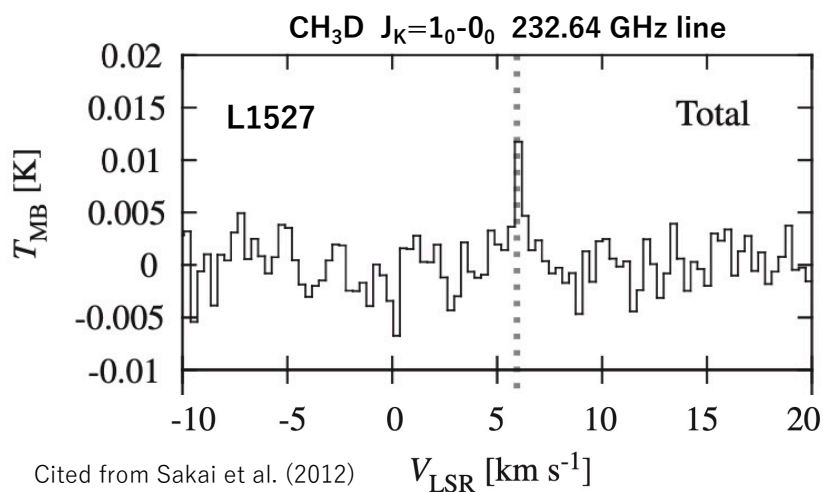


図 7.4: 原始星天体 L1527 における、 $\text{CH}_3\text{D}$   $1_0-0_0$  232.64 GHz 輝線の電波単一鏡観測例. Sakai et al. (2012a) より転載・一部改変. ©AAS. Reproduced with permission

原始星天体・原始惑星系円盤において、 $\text{CH}_4$  分子は不飽和炭素鎖分子形成の起点となる分子であり (図 7.2 も参照), 化学的多様性を理解する上で重要である (e.g., Aikawa et al., 2008, 2020; Sakai & Yamamoto, 2013; Waggoner & Cleaves, 2022).  $\text{CH}_4$  分子の昇華温度は 40K 程度であり、 $\text{CH}_3\text{OH}$  などの有機分子と比べ空間的に広がった分布を持つと期待される. しかし  $\text{CH}_4$  は双極子モーメントが零の無極性分子である為、ミリ波では直接観測できない. 一方近年、電波単一鏡の観測により原始褐色矮星において  $\text{CH}_3\text{D}$   $1_0-0_0$  232.64GHz 輝線が検出された (Riaz & Thi, 2022). また、原始星天体においても同じ  $\text{CH}_3\text{D}$  輝線の暫定的な検出が報告されており (Sakai et al. 2012a, 図 7.4 も参照),  $\text{CH}_3\text{D}$  が星形成領域の  $\text{CH}_4$  ガストレーサーとしての有用性が期待される.

LST では高感度・広視野を活かし、様々な星形成領域の天体に対して分子雲コア～エンベロープスケールの  $\text{CH}_3\text{D}$   $1_0-0_0$  232.64GHz 輝線のサーベイ観測を行い、JWST による  $\text{CH}_4$  氷の観測とも組み合わせることで、ガス・氷の  $\text{CH}_4$  組成分布や重水素濃縮度の理解に繋げる. また上述の WCCC 分子の観測結果とも比較する事で、化学的多様性の環境要因の議論にも繋げる.

## H<sub>2</sub>D<sup>+</sup> 輝線などを用いた重水素濃縮過程の解明

分子雲コア～原始星天体において各分子の重水素濃縮度を調べることは、化学的多様性と物理構造進化の関係を探る上でも重要である。ここで H<sub>2</sub>D<sup>+</sup> は、星間分子生成過程において重要な役割を果たしている H<sub>3</sub><sup>+</sup> の重水素置換体である。また、H<sub>2</sub>D<sup>+</sup> 輝線は  $T \lesssim 30\text{K}$  程度の低温領域での重水素濃縮に重要である。LST では H<sub>2</sub>D<sup>+</sup> や上記で述べた分子 (HDO, D<sub>2</sub>O, CH<sub>3</sub>D) の他にも N<sub>2</sub>D<sup>+</sup>, DCO<sup>+</sup>, NH<sub>2</sub>D など様々な重水素含有分子の輝線サーベイ観測が期待される。この際 LST の高感度・広波長・広視野機能を活かし、個々の分子種に対して様々な準位の輝線を広範囲にわたり観測する事で、エンベロープから分子雲スケールに渡る様々な階層での重水素濃集度の変化の検出が期待される。

### 7.2.4 大質量星形成領域の化学的多様性

#### Hot Core/Hot Corino の無バイアスラインサーベイ観測

大質量星形成領域の化学に関する研究は小質量星形成領域に比べて遅れていたが、最近の ALMA の高空間分解能・高感度の観測により、大質量星周囲の飽和有機分子に関する研究、すなわち Hot Core に関する研究がかなり進んできている。一方、野辺山 45m 望遠鏡, Green Bank 100m 望遠鏡などの大質量星周囲の不飽和の炭素鎖分子の観測により、大質量原始星段階において飽和有機分子が少なく、炭素鎖分子が豊富な天体も存在することが明らかになり (Taniguchi et al., 2017, 2018b), 小質量原始星のエンベロープの化学的多様性と同じように、大質量原始星周囲にも化学的多様性が存在することが示唆されてきた。大質量原始星周囲の炭素鎖分子は、小質量原始星のエンベロープ内に存在する炭素鎖分子より高温の領域に存在することから、炭素鎖分子の化学メカニズムも異なることがわかっている (Taniguchi et al., 2019, 2021c)。しかし、大質量原始星周囲で生じる化学的多様性の要因については、統計的な議論ができるほどのデータが揃っておらず、一般性の高い結論は得られていない。それらを解決するために、LST の広視野を活かした無バイアスの分子輝線ラインサーベイ観測が有益な情報をもたらすと期待される。

炭素鎖分子の中でも、比較的高温領域でも存在可能なシアノポリイン (HC<sub>2n+1</sub>N,  $n = 1, 2, 3, \dots$ ) は、化学的多様性を探る上で鍵となる分子である。シアノポリインの中でも最も短い HC<sub>3</sub>N は、ホットコアも含め様々な領域に存在することから、化学的多様性の指標には向いていない。次に短い HC<sub>5</sub>N は、比較的小さなサンプル数のサーベイ観測では大質量原始星周辺での検出率が約 50% であり (Green et al., 2014; Taniguchi et al., 2018a), 小質量原始星周囲では検出率が 31% と報告されている。このことから (Law et al., 2018), 化学的多様性の統計的な議論を行うのに適した分子と予想される。大質量星周囲の高温領域 ( $\approx 100\text{K}$ ) に存在する HC<sub>5</sub>N の検出を狙う観測の場合、 $E_{\text{up}}/k \approx 90 - 100\text{K}$  の励起エネルギーが高い遷移の輝線を対象にすることで効率的に行うことができる。このような比較的高エネルギーのラインは、低温の分子雲からの寄与は無視できるため、原始星周囲の炭素鎖分子の存在の

有無を容易に議論できるというメリットがある。HC<sub>5</sub>N の  $E_{\text{up}}/k \approx 90 - 100$  K の励起エネルギーのラインは 100 GHz (3 mm 帯) に存在しており, 0.3 km s<sup>-1</sup> 程度の速度分解能で 2-3 mK の検出限界を達成すれば十分な議論ができる (Taniguchi et al., 2017). さらに, 3 mm 帯には多くの飽和有機分子の輝線もあり, 化学的多様性を議論するためのデータを取得できよう. これらのデータをもとに, 同一赤外線暗黒星雲 (Infrared Dark Cloud, IRDC) 内での比較だけでなく, 銀河中心からの距離に依存した化学組成の傾向があるのか, など今までに着目されなかった大きなスケールと原始星周囲の化学組成の関係についても議論が可能になると期待される.

### クラスター領域内の大局的な化学進化及び星形成活動の指標

大質量星形成領域までの典型的な距離 ( $\approx 3 - 5$  kpc) を考えると, LST の口径であってもコアスケール ( $< 0.1$  pc) を空間分解することは難しい. 化学反応ネットワークシミュレーションは, コアのスケールの議論を対象とすることがほとんどであり, 単一鏡の観測結果とシミュレーションの定量的な比較は難しい. しかし, コアスケールで得られた議論を, 単一鏡で得られるクランプスケール (1 pc スケール程度) に定性的に拡張することは可能と考えられる (e.g., Shimoikura et al., 2018b; Taniguchi et al., 2020). 例えば, 野辺山 45m 望遠鏡の観測から, N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>/CCS や N<sub>2</sub>H<sup>+</sup>/HC<sub>3</sub>N の存在量比がクランプスケールの化学進化の指標となり得ることが示され, これらの存在量比を用いたクラスター領域のフィラメントの進化の議論が試みられている (Taniguchi et al., 2020). さらに, HC<sub>3</sub>N/CH<sub>3</sub>OH の存在量比はクランプ内の星形成活動の指標として示唆された (Taniguchi et al., 2021b). これらの議論には, コアスケールで行われていた議論が定性的に適用されている.

LST の広い周波数範囲及び広視野を活かし, 様々な分子輝線のマッピング観測を行い, クランプスケールにより適した新たな化学進化の指標やクランプ内の星形成活動の指標を確立できると期待される. このような観測により, 分子雲内でのフィラメントの形成と進化, すなわち星形成の初期段階に関する化学進化について議論が可能になると期待される.

### 7.2.5 赤外線暗黒星雲 (IRDC) の分光モニタリング

赤外線暗黒星雲 (Infrared Dark Cloud, IRDC) は, 赤外線の波長域でも暗い, 巨大分子雲の高密度領域である. IRDC は大質量星を含む星団の母体となると考えられており, 未だ謎に包まれた大質量星形成の初期段階における天体の性質を探る上で重要であると考えられている. 同時に, IRDC では様々な高密度ガストレーサー (HCO<sup>+</sup>, CS, NH<sub>3</sub>, N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> など) やショックトレーサー (SiO, CH<sub>3</sub>OH など) が観測されており, 大質量形成に伴う巨大分子雲の化学進化を探る上でも興味深い (e.g., Sakai et al., 2008b, 2010). IRDC の分光モニタリング観測に基づく星間化学関連のサイエンスケースについては, 「星間物質と星形成」の第 5.3.5 節の中で述べられている.

### 7.2.6 銀河系内分子雲の広域・多輝線マッピング

ミリ波・サブミリ波帯の望遠鏡の感度の向上にともなって、系外銀河でも、特に豊富な CO に限らず、HCN や HCO<sup>+</sup> を筆頭に様々な分子のスペクトル線が検出されることは、もはや珍しいことではなくなっている。こうした分子のスペクトル線、例えば HCN 輝線は、銀河をひとつの単位として見ると、赤外線光度とよい相関があり (e.g., Gao & Solomon, 2004), 星の材料になるガスと星形成率の関係 (Schmidt 則) を調べる手段としてひろく使われている。一方、「領域ごとに物理状態が異なれば、分子化学進化も異なる特徴を示すであろう」という観点からは、銀河の中心部に埋め込まれた活動銀河核 (AGN) や爆発的星形成の影響で輝線の強度や強度比がどのように変化するか、に興味を持たれている (e.g., Privon et al., 2015). また、望遠鏡の感度の向上だけでなく、ALMA のような干渉計の観測では、近傍 ( $\lesssim 50$  Mpc,  $z \lesssim 0.01$ ) にある銀河に対して、典型的な分子雲の大きさに相当する 10–100 pc 以下のサイズスケールまで空間分解した観測もできるようになった。このような状況から、どのような分子の輝線が、分子雲のどのような温度や密度の領域から放たれているのか、分子雲の構造と対応づけて理解することの重要性がますます高まってきている。

銀河系内にある分子雲のマッピング観測は、系外銀河の観測では分解しきれない分子雲の内部の構造を、様々な分子輝線の強度分布と対応づけて調べる手段を与える。このようなマッピング観測で、大口径単一鏡は最適な観測装置になる。系外銀河との比較を念頭におくと、天体までの距離が近い銀河系内分子雲の観測では、干渉計は空間分解能がやや過剰で、広がった構造からの輻射を取りこぼす恐れがあり、さらに分子雲全体を一度の観測の視野ではカバーできないという問題がある。単一鏡は、程よく空間分解しつつ、効率よく掃天するモード (On-the-fly mapping など) によって比較的短時間で広い面積をカバーすることができる。

これまでも、分子雲の構造と分子輝線を対応づける観測が既存の単一鏡を活用して行われてきている (Kauffmann et al., 2017; Nishimura et al., 2017; Pety et al., 2017; Watanabe et al., 2017; Barnes et al., 2020; Tafalla et al., 2021). 図 7.5 はそのような観測のひとつで、Orion A 分子雲を 3 mm 帯の主要な分子輝線でマップしたものである。それぞれの分子の回転遷移で輝線を効率よく放つ目安となる臨界密度は、このような様々な輝線のマップを解釈する際に言及されることが多いが、図から明らかなように、輝線強度の広がり度合いは必ずしも輝線の臨界密度と関係していない。同様の多輝線マッピングを別の分子雲 W3(OH) 領域で行い、<sup>13</sup>CO の輝線強度をもとに領域を 5 つに分類して、各領域でスタッキングを行って得られたスペクトルが図 7.6 である。最下段のスペクトルに見られるように、分子雲の辺縁部の密度の低い領域で、(一点のスペクトルではノイズに埋れて判別できなかったものが) スタッキングすることによってはっきりと現れる分子種とそうでない分子種があることがわかる。HCO<sup>+</sup> や HCN はその強度が目を引きほか、CCH は相対強度が低密度な領域ほど増しており、分子の生成が促進される物理条件の影響が大きいことが示唆される。これらの分子雲の多輝線マッピング観測ではいずれでも、各分子種の輝線強度の分布は、その分子種が生成されるための物理条件と、輝線を放つための励起条件を掛け合わせて



解釈する必要があることが示された.

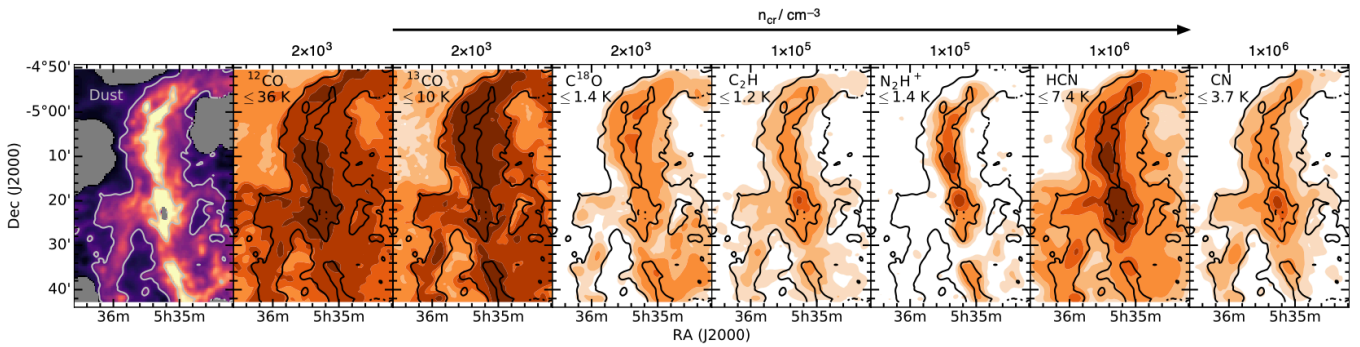


図 7.5: Orion A 分子雲における 3 mm 帯の主要な輝線の積分強度図。左端のパネルは *Herschel* の連続波観測から見積もったダストの柱密度。全てのパネルにおいて、この分布が等高線として同じように描かれている。分子輝線の強度は全パネル同じスケールで塗り潰し色で表現されており、左から右に向かって、輝線を放つ目安となる臨界密度が低いものから高いものへと順に並べられている。輝線放射領域の広さは、必ずしもその輝線の臨界密度と相関しないことがわかる。Kauffmann et al. (2017) より転載。Reproduced with permission from Astronomy & Astrophysics, ©ESO

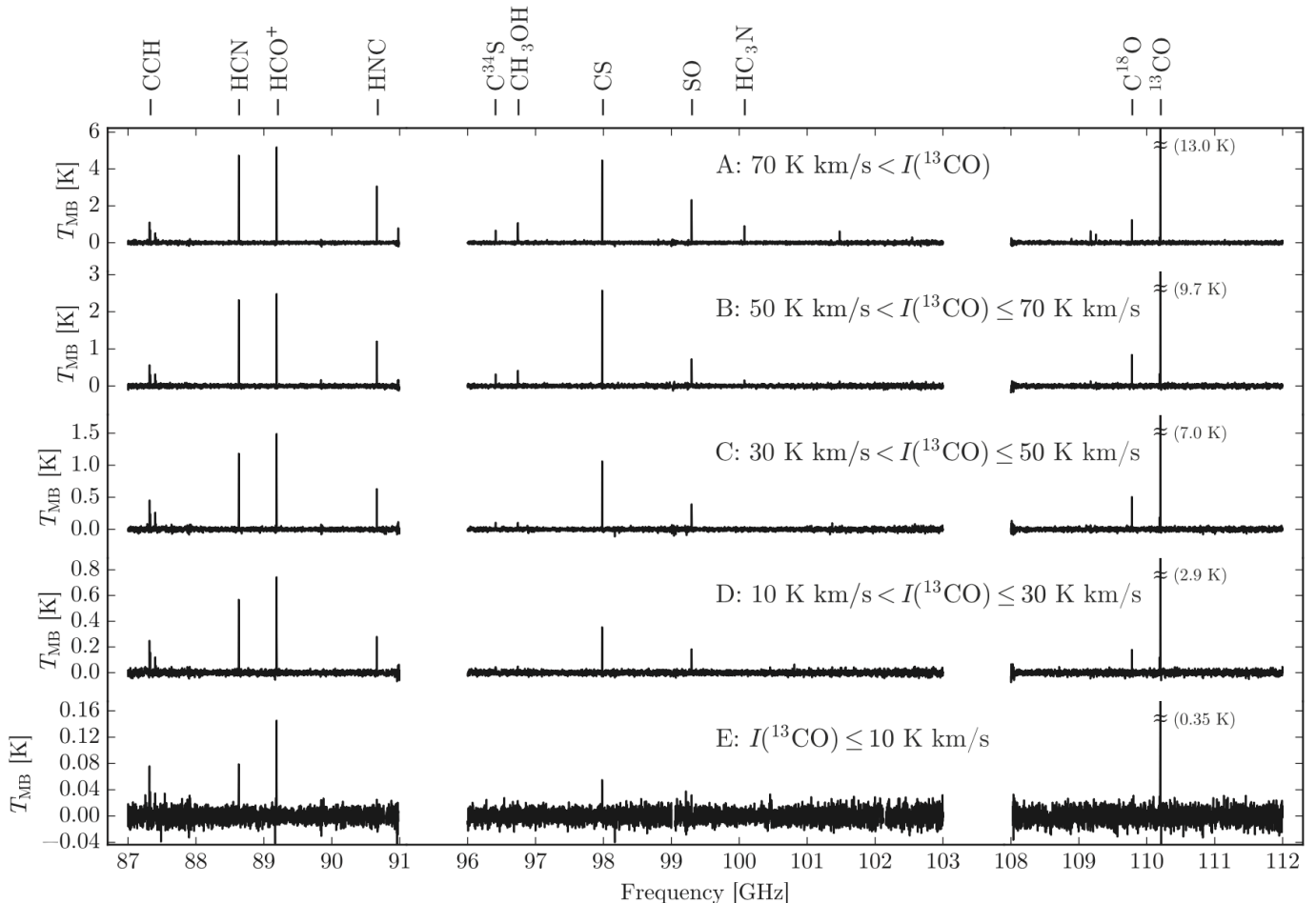


図 7.6: W3(OH) を中心とする 9 pc 四方の領域で 3 mm 帯でマッピングラインサーベイを行い、 $^{13}\text{CO}$  の輝線強度で 5 段階の領域: A, B, C, D, E に分けて、各領域のスペクトルを描いたもの。 $^{13}\text{CO}$  の輝線強度の最も弱い領域 E ( $\text{H}_2$  密度で  $\sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$  以下の領域; 別の分子雲ではあるが、図 7.5 における、ダスト柱密度の一番低い等高線におおよそ相当する) でも、 $\text{HCO}^+$  や  $\text{HCN}$  の輝線がはっきりと見えるほか、 $\text{CCH}$  の輝線は相対的に他の領域よりも強くなっている。Nishimura et al. (2017) より転載。©AAS. Reproduced with permission

LSTはこのような広域・多輝線のマッピング観測をより発展させていく上で、重要な役割を果たすと期待できる。先にも述べたように大口径単一鏡のマッピング能力の高さに加えて、LSTでは広い周波数帯域を一挙にカバーできる受信機・分光計を搭載すれば、一層効率の良い観測が展開できる。現行の単一鏡では一度に観測できる周波数帯域が広いものでも 16 GHz 程度であるが、例えば、この倍の 32 GHz の帯域幅を同時観測できれば、観測効率は 2 倍になる。3 mm 帯に相当する ALMA の Band 3 ならば、一設定で Band 全体がカバーされることになる。複数の周波数帯が一度に観測できるような設定も可能であれば、複数の回転準位の遷移を合わせて観測して、励起状態に制限をつけることもできる。

観測効率が高まることで、これまで以上に多様な環境にある分子雲の広域・多輝線のマッピング観測ができるようになると、より多様な特徴を持つ系外銀河の解釈に役立つ観測ができるようになる。これまでの分子雲マッピング観測では、銀河系の中では、比較的活発な星形成領域 (系外銀河で見られる爆発的星形成のうち控えめなものに相当) が対象になってきた。これに加えて、より極端な特徴を持つ領域、例えば、大質量星を含まないような暗黒星雲や、宇宙線や X 線の放射の強い影響を受けていると考えられる超新星残骸などが観測できると、系外銀河との比較においては非常に有用である。銀河の中心からの距離に応じて、系統的な変化があるかどうかを見るのも興味深い。銀河の辺縁部は重元素量が少なくなるので、その影響を検証するのもよいターゲットになる。また、マッピング効率が高まれば、一個の分子雲全体をカバーするだけに留まらず、隣り合う分子雲をいくつか合わせた集合体も観測できる。系外銀河の観測との比較を考えれば、そのような観測はより適切な比較対象と言えるだろう。

銀河に含まれるガスの質量と星形成率は銀河を特徴付ける物理量であり、系外銀河における分子ガスの研究では、必然的にこれらの量を正確に評価することが重要になる。複数の分子種の輝線を観測することで、輝線強度からガス質量への変換定数を単一の輝線を用いた手法よりもより精度の高いものにしたたり、より星形成と直接関係する高密度のガスがどの程度の量含まれているのかを調べる指標が作られると、銀河進化研究に与えるインパクトは大きいだろう。また、分子雲の構造を理解するのは、系外銀河で分解できない構造をスペクトルから理解するのに役立つだけでなく、もちろん、分子雲からフィラメント、コアが形成され星形成が起こる物理を理解するという、星形成研究で長く取り組まれてきた課題そのものでもある。最先端の単一鏡を用いた観測は、分子雲の広がった構造からの弱い分子輝線を定量的に議論するための新しいアプローチになりうる。より大きなサイズスケールにも、小さなサイズスケールにも、新しい展開をもたらす観測が LST で実現することを期待している。

### 7.2.7 銀河系内の同位体組成分布

太陽系内の彗星や隕石、惑星中の様々な物質中の同位体比は、その形成時の情報を保持していると考えられており、その起源を探る上での指標のひとつになっている (e.g., [Nomura et al., 2022](#))。例えば、地球の海の重水

素比は  $D/H=1.5 \times 10^{-4}$  であり、宇宙空間における平均的な重水素比  $D/H \sim 10^{-5}$  に比べて一桁大きい。一方で、太陽系の彗星や隕石中の重水素比も宇宙の平均的な値よりも一桁程度大きな値を持っており、地球が形成して間もないころに衝突した彗星や隕石が、地球の海の起源の候補の1つとして挙げられている。

ここで、太陽系内の元素の同位体比は、近傍の分子雲内の元素の同位体比とは異なることが知られている。水素とヘリウムよりも重い元素は、恒星内で水素が核融合反応をおこすことで生成され、恒星の終焉時に星間空間に放出される。従って、銀河系内の各地点での星形成の活動度(恒星の数)に応じて、重元素量は増加し、同位体比も変化する。すなわち、化学的に進化する。太陽系は46億年前に形成され、形成当時の同位体比を保持しているため、化学進化後の近傍の分子雲内とは同位体比が異なるのである(e.g., Romano et al., 2019)。従って同位体比は、化学進化する銀河系内において、どのような環境・タイミングで太陽系が形成されたかを理解するうえでも有用である。

近年、位置天文観測衛星 Gaia により銀河系内の詳細な恒星マップが作成され、セリウム (Ce) などの重元素まで含めた元素組成の銀河系内の分布に関する研究が飛躍的に進んだ(e.g., Eilers et al., 2022)。また、ALMA も含めた電波望遠鏡による分子雲からの分子輝線の高感度観測により、銀河系内の炭素 (C)、窒素 (N)、酸素 (O) の同位体比の分布も明らかになってきている(e.g., Romano et al., 2017a)。ここで、炭素、窒素、酸素は揮発性であり、主に気相の組成をトレースする。一方で、星形成活動に付随するアウトフローなどにおける衝撃波領域では、一酸化珪素 (SiO) などの珪素 (Si) を含む分子が観測されている。珪素は、衝撃波により塵の一部がはぎ取られて気相に放出されたものであり、固相(塵)の組成をトレースすると考えられる。塵は、年老いた恒星からの恒星風内や超新星爆発時に生成されると考えられており、その同位体比は、親星における核融合反応の影響を受けていると思われる。珪素の気相における存在量は炭素、窒素、酸素にくらべると0.01%以下と微量であるが、その同位体は比較的豊富に存在する。具体的には、太陽系内の平均値では、 $^{13}\text{C}/^{12}\text{C} \sim 1\%$ 、 $^{15}\text{N}/^{14}\text{N} \sim 0.4\%$ 、 $^{18}\text{O}/^{16}\text{O} \sim 0.2\%$ 、 $^{17}\text{O}/^{16}\text{O} \sim 0.04\%$  に対し、 $^{29}\text{Si}/^{28}\text{Si}$  および  $^{30}\text{Si}/^{28}\text{Si}$  は3–5%程度である。そのため、同位体比の銀河系内の分布も一部の分子雲で調べられている(Monson et al., 2017)。珪素の同位体比は一部の恒星でも調べられており(e.g., Pavlenko et al., 2020)、分子雲の値と比較することで、銀河系の化学進化と同位体比の起源を多角的に議論することが可能である。

LST を用いて広視野・高感度で分子雲からの分子輝線のサーベイ観測を行うことにより、珪素のような微量元素の同位体比の銀河系内の分布が明らかになる。炭素、窒素、酸素に加え、珪素の同位体比の分布を調べることで、気相だけではなく固相の化学進化をトレースすることが可能になる。また、LST は幅広い波長帯をカバーするため、同一分子の複数の遷移線を同時に観測することができる。これにより、放射領域の温度に制限を与え、より正確に同位体比を求めることが可能になる。これらの観測により、銀河系における気相、固相の化学進化、ひいては、太陽系形成時の環境に制限を与えることができると期待される。

## 7.2.8 銀河系外縁部の分子雲探査

銀河系の外縁部は、低金属量 (太陽近傍の約  $1/3$ - $1/10$ ; e.g., [Fernández-Martín et al., 2017](#)), 低ガス密度 (太陽近傍の約  $1/10$ ; e.g., [Nakanishi & Sofue, 2016](#)), 弱い星間輻射場 ([Cox & Mezger, 1989](#); [Bloemen, 1985](#)), 低 cosmic-ray フラックス密度 ([Bloemen et al., 1984](#)) など, 太陽近傍とは異なる環境をもつことが知られている (e.g., [Brand et al., 2001](#)). さらに, 過去の分子雲 CO 同位体観測により, 銀河系外縁部では同じく低金属量環境をもつマゼラン雲などの矮小銀河とは異なる同位体置換種の輝線強度比 (e.g.,  $^{18}\text{O}/^{17}\text{O} \sim 5.0$ ,  $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O} \sim 10$ - $15$ ; [Wouterloot et al., 2008](#)) が報告されており, これは銀河系外縁部の環境は矮小銀河の環境とも異なることを示唆している. ゆえに, 銀河系外縁部における分子雲の性質を銀河系の内縁部やマゼラン雲などの矮小銀河などと比較することにより, 周囲の環境, 特に金属量が化学組成などに及ぼす影響の解明に近づくことが期待される. ただし, 感度の制限から外縁部における分子雲 CO 同位体観測 (特に  $\text{C}^{18}\text{O}$  の検出) の数は依然として少ないため, より正確な同位体比などを求めることは, 現時点では多数のサンプルを用いた統計的な研究が必須となる. LST を用いれば銀河系外縁部の分子雲は約 1pc の分解能で観測することができる上, 広がった構造も検出することが可能であるため, 上記の統計的研究に適していると考えられる. チリから観測することのできる南天の外縁部では既に小型単一鏡を用いた複数の分子雲サーベイ (e.g., [Nakagawa et al., 2005](#); [Colombo et al., 2021](#)) が行われており, 十分な数のターゲットが検出されている.

また, 銀河系外縁部において注目すべきトピックの中に, CO 分子輝線では検出できないほど希薄な分子ガス, CO-dark (faint) molecular gas (e.g., [Bolatto et al., 2013b](#)) の存在が挙げられる. CO-dark (faint) molecular gas は CO の検出が難しい CO の存在比が低い分子ガスであり, 低ガス密度や低金属量環境下などでの存在が示唆されている (e.g., [Wolfire et al., 2010](#); [Bolatto et al., 2013b](#)). CO-dark (faint) molecular gas の物理的特性を明らかにすることは, 特に低金属量環境下における  $\text{H}_2$  分子と CO 分子の割合である  $X_{\text{CO}}$  ファクター ( $\text{CO}/\text{H}_2$ ) に関連する分子雲の基本的性質だけではなく, 星間物質の進化を理解する上でも非常に重要である. [Izumi et al. \(2022\)](#) は C, O 銀河面サーベイと WISE による中間赤外線全天サーベイをベースとして, 星生成領域をもつ分子雲の存在比率と銀河半径との関係を調べたところ, 銀河系の外側にほどその比率が上がることを明らかにした. 外側で検出されている分子雲の数は少ないことから統計的な精度の問題はあるが, 仮にこの傾向が正しいものであれば, 分子ガスからの星生成効率が銀河系の外側にいくに連れて増加することを示唆している. しかし, 併せて調べられた星生成効率を示す別のパラメータ (星生成領域の光度と分子雲質量の比) は銀河半径との相関を示さなかったこと, そしてこの結果は PHANGS などの近傍銀河の研究結果 (e.g., [Querejeta et al., 2021](#)) などとも矛盾しないため, 上記の解釈は誤りである可能性が高い. したがって上記の結果は, CO-dark (faint) molecular gas は外側に向かって増加すること, その結果星形成領域をもつ分子雲の比率が高くなったように見えていると解釈することができる. 以上より, 銀河系外縁部は距離的な利点も合わせて CO-dark (faint) molecular gas の物理的性質を高分解能, 高解

像度で調べることができる理想的な環境であるといえる。CO-dark (faint) molecular gas は、イオン化炭素 ( $C^+$ ) や炭素原子 [C I] 輝線で観測できると考えられている。ゆえに、LST と ASTE などの高周波数帯の望遠鏡を組み合わせた CO, [C I] 観測によって、CO-dark (faint) molecular gas の統計的研究が進むことが期待される。

### 7.2.9 銀河系外縁部の星間化学

銀河系の外縁部は、星間化学研究にとっても新たなフロンティアと言える。低金属量環境下の星間化学研究は、これまでマゼラン雲の天体を中心に進められてきたが (第 7.2.10 節)、銀河系初期の原始的な低金属量環境を今に残すと考えられている外縁部領域は、星間物質の化学進化を探る上でも大変興味深い。上述の分子雲観測により、外縁部において新たな星形成領域候補が次々と発見されつつある中、近年個別の星形成領域に付随する星間分子の詳細な観測も行われはじめている。

銀河系中心から 19 kpc 離れた銀河系最外縁部に位置する星形成領域 WB89-789 においては、アルマ観測により、原始星とそれを取り巻くホットコアの検出が報告されている (図 7.7, Shimonishi et al., 2021)。発見された原始星には、銀河系内側円盤部の同様のホットコア天体で見られるような多種多様の分子種 (大型有機分子を含む) が検出されており、銀河系最外縁部のような原始的な低金属量環境においても、化学的な複雑性が存在することがうかがえる。しかし、現時点ではこのような星形成コアスケールでの化学組成が銀河系外縁部において調査された例は、上述の 1 天体のみに限られており、サンプル数の拡大が喫緊の課題として挙げられる。アルマ望遠鏡による高空間分解能観測のターゲットとなる外縁部原始星のサンプルを増やすためには、暖かいガスやアウトフロー/ショック領域をトレースする分子からの輝線の探査を外縁部の星形成領域に対して大規模かつ系統的に行うことが有効である。

LST が提供する、サブミリ波域における広視野・高感度・広帯域の観測能力は、そのような科学目的を達成する上で極めて重要である。サブミリ波分子輝線観測は、原始星近傍に付随する暖かいガスからの放射を検出する上で最適な手段と言える。また、銀河系外縁部という広大な領域を探査するためには、広視野の撮像・分光能力が不可欠である。さらに、金属量の低さに起因する分子存在度の小ささにより、分子輝線強度が低下するため、高感度の観測が求められる。ホットコア、ショック領域、アウトフローなど、星形成の兆候を探る上で有用なトレーサー分子を観測し、かつ原始星周囲に存在する分子雲の物理・化学状態 (電離度、温度、CO 存在度など) を同時に探る上では、広帯域観測が望ましい。銀河系外縁部領域における原始星探査は、ALMA/ACA 程度の分解能および感度を用いて部分的に行うことはできるが、LST の提供するより高い観測効率と望遠鏡占有時間により、これまでの観測を凌駕する大規模な外縁部原始星探査が実現されることが期待される。また、後述の第 7.2.10 節で述べるように、高励起の CO ラインに狙いを絞った狭帯域フィルターによる広域サーベイ観測も、広大な銀河系外縁部領域における星形成天体の探査において有効であると考えられる。

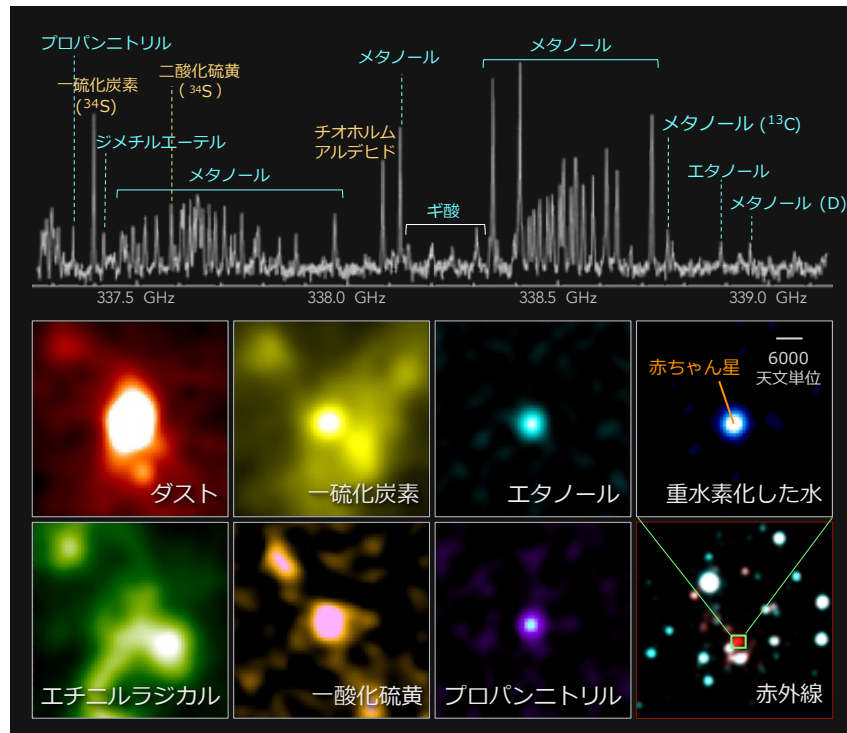


図 7.7: アルマ望遠鏡により発見された銀河系最外縁部のホットコア (WB89-789 SMM1) の電波スペクトル (上側) と分子輝線強度分布 (下側) の一例 (ALMA (ESO/NAOJ/NRAO), 下西隆/新潟大学, [Shimonishi et al. \(2021\)](#) のデータに基づく). 銀河系外縁部に対する星形成領域の高感度・広域探査を行うことで, このような天体が次々と発見されることが期待される.

銀河系外縁部における, 分子雲スケールで広がった冷たい分子ガスの星間化学研究も興味深い. 近年, ARO 12m 望遠鏡や IRAM 30m 望遠鏡などの単一鏡により, 銀河系外縁部における複数の分子雲に対する分子輝線観測が報告されている ([Ruffle et al., 2007](#); [Blair et al., 2008](#); [Bernal et al., 2021](#); [Fontani et al., 2022a,b](#)). これらの観測研究では, CO 同位体や HCN, CS をはじめとする高密度ガストレーサーや, CH<sub>3</sub>OH のような有機分子の検出が外縁部分子雲において報告されている. 特に有機分子については, Galactic Habitable Zone を分子存在度の観点から再定義するという議論につながっている. 現状の研究では, 銀河中心から 28 kpc 程度までの分子雲がカバーされているものの, 観測された天体数は限られており, 銀河中心距離に対して十分なサンプリングはできていない. また, 観測された分子種は限られており, 観測帯域の狭さにより励起状態の解析にも不定性が残っている. LST による外縁部星形成領域の広視野・高感度・広帯域サーベイ観測では, 分子雲内に潜む原始星の探査だけでなく, 分子雲全体の物理・化学状態の診断も同時に可能になることが期待される. この場合, ミリ波帯における観測との協働が大きな進展をもたらすであろう. これらは, 現状の単一鏡による外縁部星間化学の研究に飛躍的な進展をもたらすことが期待される.

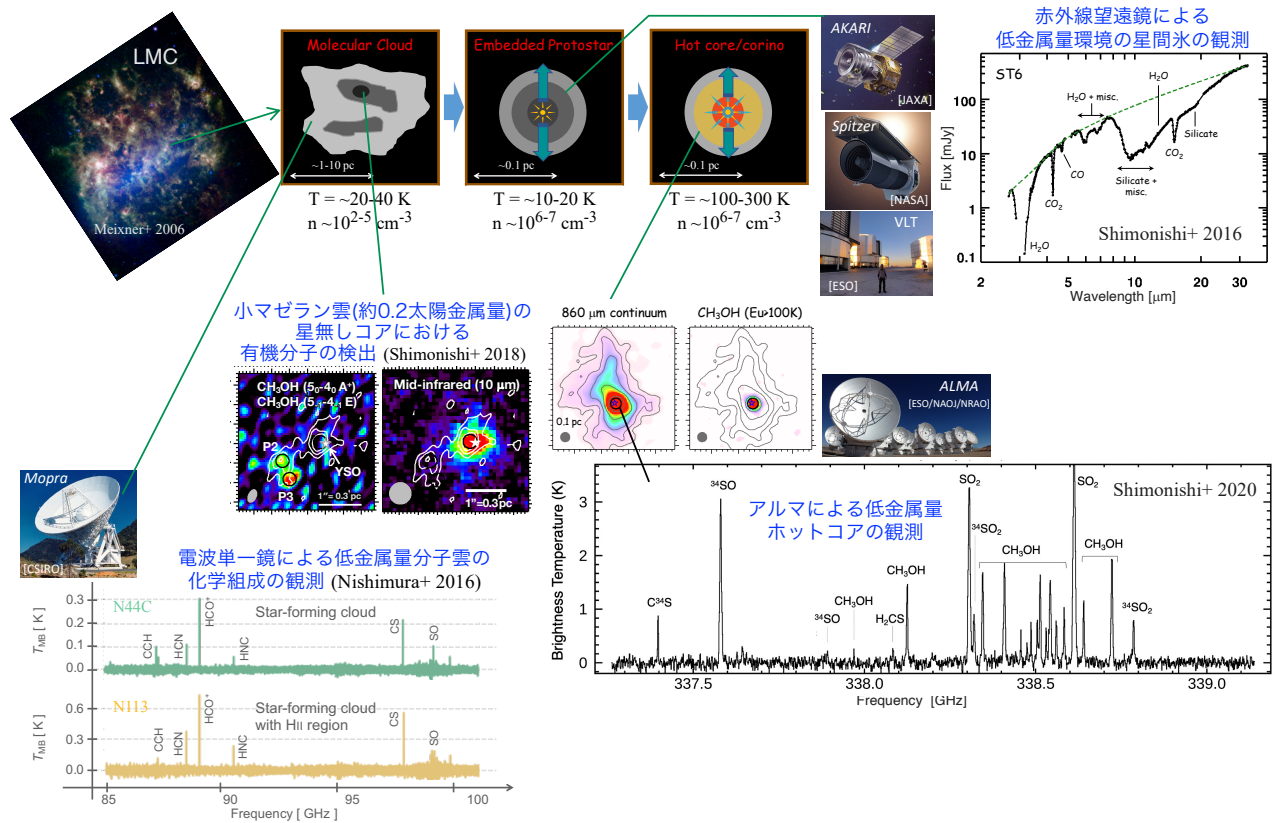


図 7.8: マゼラン雲の星間化学に関する観測研究の現状 (次の論文の要素を含む; Meixner et al., 2006; Nishimura et al., 2016; Shimonishi et al., 2016a, 2018, 2020). ©AAS. Reproduced with permission, Reproduced with permission from Astronomy & Astrophysics, ©ESO

### 7.2.10 マゼラン雲の星形成領域の星間化学

マゼラン雲における星間化学研究は、ここ 10 年ほどで新たな展開を迎えた (図. 7.8). 天の川銀河から最も近い星形成低金属量銀河として (大マゼラン雲は太陽近傍の約  $1/2$  から  $1/3$ , 小マゼラン雲は約  $1/5$  から  $1/10$ ), 大マゼラン雲は天文学・天体物理学における多岐にわたる研究分野において重要な役割を果たしてきた. 星間化学研究においてもマゼラン雲の担う役割は重要であり, 近年の低金属量星間化学に関する研究進展において, マゼラン雲は主要な研究対象となっていった. 太陽系近傍とは異なる多様な金属量環境における星間化学の研究は, 重元素が欠乏していた初期の宇宙から, 豊富に重元素が存在する現在の宇宙に至るまでの星間物質の物理・化学史を理解する上で重要である. 低金属量という特徴に加え, (1) 銀河全体を俯瞰することができる, (2) 銀河面方向の前景成分のコンタミネーションがほぼ無い, (3) 銀河全体で星形成活動が活発, および (4) X 線から電波まで様々なサーベイデータが利用できる, といった点も星間化学を含めたマゼラン雲研究の利点である.

星形成領域の星間化学研究において, 高密度領域の探査は不可欠である. 「あかり」・Spitzer・Herschel といった赤外線宇宙望遠鏡の登場, およびアルマ望遠鏡の稼働開始は, マゼラン雲内の高密度領域の探査において重要な役割を果たした. 赤外線宇宙望遠鏡により, 銀河全体に対する近赤外線から遠赤外線にかけての撮像・分光サー



ベイが行われ、数百万天体もの点源の色や明るさの情報 (Meixner et al., 2006, 2013; Ita et al., 2008; Kato et al., 2012), および数千天体のスペクトル情報が得られた (Kemper et al., 2010; Woods et al., 2011; Shimonishi et al., 2013). これらのデータに基づくマゼラン雲内の赤外線点源の分類研究が進み、特に原始星 (Whitney et al., 2008; Gruendl & Chu, 2009; Seale et al., 2009) および AGB 星 (Blum et al., 2006) については、数千から数万天体規模のサンプルがマゼラン雲内に得られた. このような天体には、多くの場合、高密度ガスが付随しており、星間分子研究の良いターゲットとなる. 原始星については、その後天体に付随する星間氷の赤外線観測が進み、低金属量星形成コアの化学に関する研究が進展した (Shimonishi et al., 2008, 2010, 2016a; Seale et al., 2011; Oliveira et al., 2009, 2013). これにより、これまで銀河系内の天体のみで行われていた星形成コアの固相分子に関する研究が、低金属量環境へと拡張されていった.

アルマ望遠鏡の稼働開始以降は、赤外線サーベイで発見された多数の原始星サンプルに対するサブミリ波域の分子輝線観測が行われた. これにより、星形成コアスケールの気相分子の星間化学研究が、低金属量環境へと広げられた. 例えば、星間化学研究において重要な天体の一つであるホットコアが大・小マゼラン雲内に複数検出され、原始星近傍の高温分子ガスの化学組成が低金属量環境において明らかになった (Shimonishi et al., 2016b, 2020, 2023; Sewilo et al., 2018, 2022). 一連の観測は、太陽近傍に比べて金属量の低い環境下にある星形成領域においても、星間物質の化学的な複雑性が存在することを示している.

アルマ望遠鏡によるマゼラン雲の分子ガスの観測や、赤外線望遠鏡による星間氷の吸収線観測では、分子雲コアスケール (サブパーセクスケール) の情報が得られるが、より広がった高密度ガスの化学についても、進展が報告されている. ミリ波単一鏡 Mopra による研究では、マゼラン雲の高感度・広帯域スペクトルラインサーベイが行われ、ミリ波域における低金属量分子雲の無バイアス星間化学データが得られた (Nishimura et al., 2016). サブミリ波単一鏡 ASTE においても、分子雲スケール (~10 pc) で広がった高密度ガスの化学組成の観測が行われた (Paron et al., 2014, 2016). これらの知見は、高赤方偏移銀河で検出される様々な分子ガス輝線データを解釈する上で重要な役割を果たすことが期待される.

LST を用いたマゼラン雲の星間化学研究は、これまでの低金属量星間分子の研究をより統計的に進展させ、かつ大型電波干渉計や大口径光学望遠鏡・宇宙望遠鏡などへ良質なターゲットを大量に供給できる潜在性を有する. 期待される LST の空間分解能 (3-7 秒角度) は、マゼラン雲の距離においては約 1-2 pc 程度のスケールに相当する. これは、上述のアルマ観測 (分子雲コアスケール) と単一鏡観測 (分子雲-巨大分子雲スケール) のギャップを埋める空間分解能である. 感度・視野・帯域については、これまでの観測を凌駕するデータが得られることが期待される. これらから、LST に期待されるマゼラン雲の星間化学に関する成果として; (A) ホットコアやショック/アウトフロー領域などの星間分子研究において重要な天体サンプルの劇的な増加, (B) 多様な分子輝線データの同時観測に基づく原始星周囲の物理・化学環境の診断, (C) 分子雲の高感度・広帯域スペクトルラインサーベイ観測に基づく低金属量星間化学の特徴付け, が挙げられる.

(A) について、前述のマゼラン雲の星形成コアの星間分子の観測は、現在もアルマ望遠鏡を用いて着々と進められているが、ターゲットとなる天体の選定は既存の赤外線データに強く依存しており、またこれまでに発見されているホットコア等のサンプル数は銀河系内の天体と比較して限られている。LST を用いて高密度ガストレーサーの広範囲・高感度観測をマゼラン雲内の星形成領域に対して大規模に行うことにより、星間分子研究に有用な天体サンプルが劇的に増加することが期待される。同時に、LST の広視野・広帯域を活かし、原始星周囲の環境を診断するためのトレーサー分子を観測する試みも重要である(上述の B)。マゼラン雲のホットコアの観測では、有機分子が環境の金属量に比例する程度の割合で存在している天体に加え、金属量の差以上に有機分子が欠乏している天体も報告されており、天体に付随する有機分子の存在割合が、銀河系内の同様の天体以上に大きな多様性を持つことが示唆されている(Shimonishi et al., 2020, 2023)。これらの化学組成の多様性は、星形成初期の物理環境に依存することが低金属量ホットコアの星間化学シミュレーションにより示唆されているものの(Acharyya & Herbst, 2018; Shimonishi et al., 2020)、それらの環境の違いを診断するためのデータは現在ほとんど得られていない。ALMA/ACA に勝る LST の広視野分光マッピング能力は、これらのサイエンスケースを推進する上で有効であると考えられる。

加えて、LST 特有の性能として、暖かい分子ガスを選択的にトレースする分子輝線(例えば CO の  $J = 6-5 E_u = 116 \text{ K}$ ,  $J = 4-3 E_u = 55 \text{ K}$  など)に狙いを絞った狭帯域フィルターによる大小マゼラン雲の全面サーベイも詳細な検討に値するサイエンスケースである。サーベイ効率の観点から、狭帯域撮像観測は分光マッピング観測のそれを大幅に上回ることが期待され、銀河全面にわたるサブミリ波サーベイの可能性が考えられる。このようなサーベイにより、暖かい分子ガスが付随するものの赤外線サーベイでは受かりにくい非常に若い段階の原始星や、高温ガスの付随する AGB 星、さらには未知の(暖かい)コンパクト天体の探査など、様々なサイエンスケースに活用できる無バイアスデータの取得が期待できる。

低金属量環境下における星間物質の化学進化を特徴付ける化学種を探査する上では、マゼラン雲の分子雲における大規模な広帯域スペクトルデータの取得、および系内天体の同様のデータとの徹底的な比較研究が有効である(上述の C)。(Nishimura et al., 2016) などにおいて、大マゼラン雲内の一部の分子雲においてこのような試みが報告され、より遠方の天体のデータの解釈に応用がされているものの、LST の持つ強力な高感度・広帯域分光観測能力により、さらなる研究発展が期待される。得られるデータは、低金属量環境における星形成活動の兆候・進化度合いを示唆する分子トレーサーの確立にもつながることが期待される。

### 7.2.11 CO 同位体置換種を用いた銀河における星の初期質量関数の推定

炭素(C)、窒素(N)、酸素(O)といった太陽系近傍では豊富にある元素も、他の重元素と同様、最初期の宇宙には存在せず、恒星での核融合反応や超新星爆発で合成され、星の進化に伴って星間空間に供給されることで存在

量を増してきた。大質量星 ( $>8M_{\odot}$ ) と低・中質量星 ( $<8M_{\odot}$ ) とでは、それぞれ異なる元素合成プロセスが起こる。また、星の誕生時点で過去に別の星が生成した重元素が含まれている場合には、その量も元素合成プロセスに影響を及ぼす。CNO の同位体に関して言えば、水素やヘリウムの燃焼により、 $^{12}\text{C}$  はどの質量の星でも、 $^{16}\text{O}$  は主に大質量星で合成される (primary element と呼ばれる) のに対し、星ができた時点でもともと含まれていた重元素を材料とする CNO サイクルによって、低・中質量星では  $^{13}\text{C}$  や  $^{14}\text{N}$ 、大質量星では  $^{18}\text{O}$  が合成される (secondary element; e.g., [Truran, 1977](#)). そのため、銀河の星間物質に含まれている CNO の同位体比は、その銀河においてどのような星がいつ、どのくらい作られたか、すなわち星形成史と初期質量関数 (initial mass function; IMF) を反映すると考えられている ([Henkel & Mauersberger, 1993](#)).

これらの同位体比は、分子に取り込まれると同位体置換種 (isotopologue) の存在比として、ミリ波・サブミリ波帯にあるスペクトル線の観測により調べることができる。例えば、 $\text{H}_2$  に次いで最も存在量の多い CO 分子なら、最も豊富な  $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$  (以降、 $^{12}\text{CO}$  と表記する) に対して、 $^{13}\text{C}^{16}\text{O}$ 、 $^{12}\text{C}^{18}\text{O}$  ( $^{13}\text{CO}$ 、 $\text{C}^{18}\text{O}$ ) といった置換種との比を取ればよい。もちろん、観測感度が十分良ければ他の分子種の同位体置換種も用いることができる。原子ではなく、あえて分子に取り込まれた形で観測する利点としては、赤外より短波長領域にある原子のスペクトル線を観測するより、ダストによる減光の影響を受けにくいこと、同位体置換種どうして周波数の差が十分大きく区別しやすいことが挙げられる。一方、希少な同位体を含む置換種では、光学的厚みの違いのほか、同位体置換反応の温度依存性 (濃縮) や紫外線による解離に対する自己遮蔽効果の違い (選択的光解離) などの分子の化学プロセスの影響が大きく働く場合もある (e.g., [van Dishoeck & Black, 1988](#)). こうした分子化学進化は、ガスの温度や紫外線の輻射強度といった物理状態に制限を付けるという意味でそれ自体に興味を持たれる場合もあるが (分子雲コアの研究ではこの方向性の研究も多い)、ひとつの銀河を単位として原子核の化学進化を調べる上では、分子のスペクトル線強度比から同位体比への換算に注意を要するということでもある。

これまで、様々なタイプの系外銀河を対象に、CO の同位体置換種 ( $^{12}\text{CO}$ 、 $^{13}\text{CO}$ 、 $\text{C}^{18}\text{O}$ ) の観測が行われてきた<sup>2</sup>。いくつかの個別研究で報告されてきた CO 同位体置換種の存在量比や輝線強度比は [Romano et al. \(2017b\)](#) や [Zhang et al. \(2018\)](#) などの一覧にまとめられ、銀河における星形成活動と関連づけて議論されている。これらの文献を参考に、各タイプの銀河で典型的に観測される同位体置換種の存在量比を表 7.2 に大まかに記した。 $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$  の存在量比に注目すると、銀河系や近傍の渦巻銀河など星形成活動の比較的穏やかな銀河では  $\sim 10$  であるのに対し (e.g., [Wilson & Matteucci, 1992](#); [Jiménez-Donaire et al., 2017](#)), 近傍の超高光度赤外線銀河 (ULIRG) や  $z \sim 2-3$  のサブミリ波銀河 (SMG) など爆発的星形成を起こしている銀河では  $\sim 1$  という低い値が見られる (e.g., [Aalto et al., 1991](#); [Henkel et al., 2010](#); [Danielson et al., 2013](#); [Brown & Wilson, 2019](#)). こうした銀河単位での存在量比の議論では、 $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$  については濃縮・選択的光解離といった分子化学進化の影響は少なく、銀河による比の違い

<sup>2</sup>なお、CO 以外の分子種での同位体置換種の観測は、高感度を要するため系外銀河では一般には難しい。近傍銀河では数は限られるものの例があり、同位体比により制限を与えている (e.g., [Martín et al., 2010](#); [Henkel et al., 2014](#)).

は  $^{13}\text{C}/^{18}\text{O}$  同位体比を反映していると考えられている。Romano et al. (2017b) は銀河における星の元素合成モデルを使って、このような様々な銀河で観測された CNO 同位体比から IMF と星形成史に制限が付けられること、特に、爆発的星形成銀河で観測される  $^{13}\text{C}/^{18}\text{O}$  同位体比を説明するには、爆発的星形成の際に top-heavy IMF (Kroupa 2002 などの IMF と比べて、質量星を多く含むような IMF) が必要であることを指摘している。

表 7.2: 様々なタイプの系外銀河における CO 同位体置換種の存在量比.

銀河のタイプ	代表的な銀河	$^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$	$^{12}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$	$^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$
矮小銀河	LMC/SMC	~50	~2000	~30
渦巻銀河	銀河系	>10	>50	~10
近傍 LIRG	NGC 253/M82	>20	>100	~3
近傍 ULIRG	Mrk 231/Arp 220	>100	>100	~1
高赤方偏移 ULIRG/SMG	Cloverleaf/Eyelash/SDP.17b	>100	>100	~1

注: Romano et al. (2017b) と Zhang et al. (2018) を参考に典型値を記した。各々の天体の詳細はこれらの文献とその引用元を参照のこと。

このように、IMF と星形成史という銀河進化における重要な要素を調べる上で、 $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$  の輝線強度比は減光の影響を受けにくいユニークな指標になる。しかし、これまでのところ、先述のような CO 同位体置換種の観測は、比較的観測しやすい近傍天体や重力レンズ効果を受けた天体で明るいものに対する個別研究に限られている(表 7.2 では、各銀河のタイプで参照している個別研究はそれぞれ  $\lesssim 10$  個に過ぎない)。主要な同位体である  $^{12}\text{C}$  や  $^{16}\text{O}$  と比べて、 $^{13}\text{C}$  や  $^{18}\text{O}$  は(どのような銀河でも)数%以下の存在量であるため、同位体置換種の観測は必然的に高い感度を要する。統計的な数の無バイアスなサンプルで同位体置換種の観測的研究を展開するには、何よりも高感度が必要であることがボトルネックになる。また、ひとつの銀河の中でも、銀河の中心からの距離に応じて化学組成にはグラデーションが見られる(e.g., Jiménez-Donaire et al., 2017)。銀河単位で化学組成を調べ、銀河間で比較を行うには、銀河の明るい中心領域だけでなく比較的暗いディスク領域までカバーした観測が重要になる。LST のような大口径単一鏡は、ディスク領域のような広がった構造からの輻射を取りこぼさず、しかも感度のよく観測できるので、まさにこの状況を打開するであろう。

LST では、従来のもの以上に広い周波数帯域の受信機・分光計の搭載が計画されている。 $^{13}\text{CO}$  と  $\text{C}^{18}\text{O}$  は回転定数(周波数)が近く、既存の望遠鏡の多くでも同時に観測できるが、同時に観測可能な周波数帯域がこれ以上に広がれば他にも多数の分子種のスペクトル線が一度の観測で捉えられるようになる。例えば、ALMA では Band 3 に相当する 84–116 GHz の 32 GHz が一度に観測できれば<sup>3</sup>、CO の同位体置換種と併せて、系外銀河でもよく検出される HCN や  $\text{HCO}^+$ 、光解離領域で豊富に作られる CCH や CN、ダスト上で形成される有機分子  $\text{CH}_3\text{OH}$  などの周波数を一挙にカバーできる<sup>4</sup>。複数の分子種の輝線強度比が得られれば、分子化学進化を考慮することで物

<sup>3</sup>例えば、現行の ALMA で 84–116 GHz を隙間なくカバーしようとするとき少なくとも 4 つの周波数設定が必要になる。

<sup>4</sup> $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$  輝線強度比を調べるのに必要な感度で観測を行った場合、ここで挙げた分子種の多くが検出されるか、物理状態を議論するのに必要な上限値を得ることができる。 $^{13}\text{CO}$ 、 $\text{C}^{18}\text{O}$  輝線はカバーしていないものの、Privon et al. (2015) では IRAM 30 m 望遠鏡を用いた近傍 U/LIRG の観測で、各銀河につき数時間以下の積分時間で、HCN や  $\text{HCO}^+$  輝線では  $\sim 60$  個の銀河について 8 割近い検出率を達成している。

理状態の推定に役立ち、ひいては CNO 同位体比のより正確な導出にも繋げられる。

宇宙開闢から現在に至るまでの星形成史を明らかにするという意味で、top-heavy IMF になっている爆発的星形成を起こしている銀河がどれほど普遍的に見られるのか、IMF に影響を及ぼす要因が他にあるかどうか、無バイアスなサンプルで統計的な研究を行うことは極めて重要である。広がった構造にも感度を持つ単一鏡という特徴を踏まえ、LST でまず取り組むべき課題は、近傍 ULIRG や LIRG で適切なサンプルを構築し、 $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$  輝線強度比のサーベイを行うことだろう。これまでの近傍 U/LIRG での分子輝線の観測は、ある程度まとまった数をサーベイしたのもでも  $\lesssim 100$  個のサンプルに限られているものばかりである。高感度かつ広帯域の分光観測により、さらに大きなサンプル数での研究ができるようになることを期待したい。また、高赤方偏移の ULIRG/SMG で IMF を評価することは、宇宙の星形成史の理解においてももちろん最重要になる。高赤方偏移の銀河は遠い分、暗く小さく見えるので、統計的な議論のためには戦略的にサンプルを選び、スタッキング解析によって感度を向上させるなどの工夫が必要になるだろう。空間分解能に長けた ALMA でフォローアップ観測を行うことも合わせて考えたい。

IMF を同位体比と定量的に結びつけるには、それぞれの質量の星で合成される元素の内訳の正確な定量化が鍵になる。星の元素合成については、primary element としての  $^{14}\text{N}$  や、低・中質量星での  $^{18}\text{O}$  の生成など、まだわかっていないことも多い。 $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$  輝線強度比で銀河の IMF を探るには、銀河の形成と進化、星間空間中の分子化学に加えて、星での原子核合成の知見が融合する必要がある。これらの研究コミュニティどうしの交流がより深まることが望まれる。それぞれ複雑な星形成史を持つ多様な銀河に対して、 $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$  輝線強度比に限らず、多波長の観測データと分子化学モデル、元素合成モデルを駆使して星形成史を推定するのは、これらを決定する物理の理解を深める上で意義のあるチャレンジになる。LST によって同位体置換種の観測が進むことから、関連する分野を巻き込んで研究が発展していくことを期待したい。

### 7.2.12 星間化学の近傍銀河における分子雲の進化および星形成の研究への応用

近傍銀河の星間化学研究は、主に銀河中心核を研究対象として展開されてきた。特に、分子ガスやダストに埋もれた中心核の活動性を化学組成から診断する手法の探求から、観測と理論の両面から多くの研究がされている。中心核部分では紫外線や X 線や宇宙線による乖離領域や高温かつ高密度な極限環境の中に様々な分子が存在しており (e.g., [Martín et al., 2006](#); [Aladro et al., 2015](#)), アルマ望遠鏡の Large Project 「ALCHEMI」では NGC253 の爆発的星形成領域での特異な化学過程を解き明かしつつある (e.g., [Martín et al., 2021b](#))。また、近年の電波観測装置の性能の向上により、近傍銀河では円盤部分での CO 以外の弱い分子輝線の観測も一般的になりつつあり、これまで築かれてきた星間化学の知見に基づく研究が展開されている。例えば、[Meier & Turner \(2005\)](#) では、IC 342 の中心と棒状構造の領域の BIMA と OVRO の電波干渉計を用いた観測から CCH,  $\text{C}^{34}\text{S}$ ,  $\text{N}_2\text{H}^+$ ,  $\text{CH}_3\text{OH}$ , HNCO,

HNC, HC<sub>3</sub>N, SO など 8 種類の分子の分布を明らかにした。IC 342 では分子種により分布が異なっており, CH<sub>3</sub>OH と HNCO が棒状構造の衝撃波領域をトレースし, CCH は星形成に伴う光解離領域で存在量が多くなっていることが示された。また, 単一鏡望遠鏡を用いて HCN, HCO<sup>+</sup>, HNC などの分子種を銀河円盤全体で高感度にマッピング観測することが可能になりつつあり (e.g., Jiménez-Donaire et al., 2019), 銀河スケールでの星間化学の研究も新たな転換期に差し掛かっている。

LST ではその強力なマッピング能力と広い分光帯域の性能により, 銀河の円盤部分の分子ガスの化学組成の分光・撮像観測を展開することができる。近傍銀河の観測は, 銀河系内の分子雲の観測とは異なり, 銀河の構造を俯瞰することができるため, 渦状腕や棒状構造などの銀河の大局的な構造と分子雲の性質やその中での星形成を直接比較することが可能である。特に, 渦状腕や棒状構造での衝撃波現象が星形成活動性に及ぼす影響を星間化学の視点から検証することや, 分子雲の構造が及ぼすその内部の化学組成への影響を調べることがサイエンスケースとして挙げられる。渦状腕では, 分子雲同士の衝突などの衝撃波により星形成が活性化されることが長らく示唆されてきた (e.g., Woodward, 1976; Dobbs et al., 2006)。しかし一方で, 棒状構造では同じ衝撃波が星形成活動を抑制することも言われている (e.g., Maeda et al., 2020)。IC 342 の研究や近傍の相互作用銀河の研究が示すように (e.g., Meier & Turner, 2005; Usero et al., 2006; Saito et al., 2017a; Ueda et al., 2017), 数 100 pc スケールの分子ガスの衝突による衝撃波現象を, 銀河系内のアウトフローに付随する衝撃波と同様 (e.g., Bachiller & Pérez Gutiérrez, 1997) に CH<sub>3</sub>OH や SiO などの衝撃波トレーサーにより検出できる。そこで, 上記の衝撃波トレーサーと, N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> などの高密度ガスのトレーサー分子や CCH や CN などの光解離領域のトレーサー分子の分布と存在量を比較することで, 渦状腕や棒状構造の衝撃波が分子雲スケールでの星形成活動への影響を検証し, 2 つの領域での星形成活動性の違いの起源に迫ることができる。また, 銀河系内での分子雲同士の衝突と星形成活動の関係は活発な研究分野であり (e.g. Fukui et al., 2021a), 当該分野の研究と上記の近傍銀河の研究が相補的に展開していくことが期待される。さらに, これまでの大規模かつ高空間分解能の近傍銀河の CO マッピングから, 分子雲の大きさや質量や線幅には付随する領域 (渦状腕, 渦状腕間, 棒状構造など) により違いがあることが分かっていた (e.g. Colombo et al., 2014b)。このような分子雲の性質の違いは, 内部の紫外線場や乱流の違いにより分子組成に影響を与えることが予想されるが, 本分光・撮像観測からそれを検証することが可能である。分子雲スケールの化学組成はその内部のコアや原始星スケールの化学組成の初期条件となるものであり, そこにどの程度の変動があるのか確かめることは重要な課題である。

本提案は, 銀河系内分子雲の広域・多輝線マッピング (第 7.2.6 節), 銀河系内の同位体組成分布 (第 7.2.7 節), 銀河系外縁部の分子雲探査 (第 7.2.8 節) と相補的な研究でもある。本研究の観測データは上記の研究でターゲットとしている分子輝線を含んでおり, 銀河系の分子雲を対象とした研究結果と他の近傍銀河を比較することが可能である。さらに, 系外銀河の観測では円盤を俯瞰して見ることができるため, 銀河半径に対する依存性を小さい距離推定の不定性のもとで検証できる。一方で, 本提案では系外銀河を観測対象としており数 100 pc スケールの空間分解

能で観測するため、個々の分子雲ではなく複数の分子雲の平均値を見ることになる。混合した複数の要素を解きほぐすためには、銀河のガスダイナミクスや化学反応の数値モデルを組み合わせて観測結果を議論することが必要となるため、理論的な側面からの準備も必要である。

上記の研究を展開するために必要な感度を南天から観測可能な距離  $\sim 5$  Mpc の近傍銀河である M 83 の観測を例として推定し、LST に期待する性能について議論する。M 51 の渦状腕での 3 mm 帯のスペクトルラインサーベイ観測 (Watanabe et al., 2014) から、CO( $J = 1 - 0$ ) の強度に対して、HCN( $J = 1 - 0$ ) や HCO<sup>+</sup>( $J = 1 - 0$ ) などの分子輝線の強度はおおよそ 30 分の 1 程度、CH<sub>3</sub>OH や N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> などの比較的弱い分子輝線の強度は 100 分の 1 程度、H<sup>13</sup>CN や H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup> などの同位体種の分子輝線の強度は 500 分の 1 程度である。M 83 の中心から約 8 kpc の距離の分子ガスの CO( $J = 1 - 0$ ) が、野辺山 45 m 電波望遠鏡により  $\sim 0.5$  K 程度の強度で検出されている (Kuno et al., 2007)。M 51 の輝線比を仮定すると M 83 での強度は、それぞれ、HCN(1-0) や HCO<sup>+</sup>(1-0) などの分子輝線の強度は  $\sim 16$  mK、CH<sub>3</sub>OH や N<sub>2</sub>H<sup>+</sup> などの比較的弱い分子輝線の強度は  $\sim 4$  mK、H<sup>13</sup>CN や H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup> などの同位体種の分子輝線の強度は  $\sim 1$  mK と推定できる。以上より、最も弱い同位体種の分子輝線を少なくとも信号雑音比 5 以上で検出するためには、 $\sim 0.2$  mK の感度が必要である。また、系外銀河の円盤部分を数 100 pc スケールの分解能で観測する場合の典型的な線幅は数  $10 \text{ km s}^{-1}$  であるため少なくとも  $5 \text{ km s}^{-1}$  程度の速度分解能が必要である。M 83 で CO が検出されている範囲は、 $10' \times 10'$  程度であり、この空間範囲を  $5 \text{ km s}^{-1}$  程度の速度分解観測し、現実的な観測時間である数 10 時間で  $\sim 0.2$  mK の感度に達するマッピング性能が望ましい。さらに、両サイドバンド合わせて 30 GHz 以上の帯域があれば、3 mm 帯の大気窓である約 70-115 GHz の範囲を 2 つの周波数設定のみでカバーすることができる。LST には上記のような、広帯域かつ多素子のヘテロダイン受信機と各受信機素子と帯域をカバーする分光計の搭載を期待したい。

### 7.3 期待される成果の全体像

LST がもたらす空間・周波数・感度・時間軸方向へのサブミリ波天文学の大幅な拡張は、星間化学分野の研究に大きな進展をもたらすことが期待される。高感度・広視野・高空間分解能を活かした強力な多天体分光・撮像サーベイ能力は、現状の星間化学研究における弱みである統計的側面を大幅に強化するであろう (第 7.2.2 および 7.2.4 節)。太陽系近傍の星形成領域に比べて星間化学的視点からの探査が比較的進んでいない領域、例えば銀河系外縁部やマゼラン雲をはじめとした近傍銀河などにおいては、LST を用いた広域分子輝線探査観測により星間化学研究を行う上で有用な天体サンプルが新たに多数発見されることも期待される (第 7.2.8, 7.2.9 および 7.2.10 節)。ここで供給される良質な観測ターゲットは、LST が稼働する時代の高空間分解能の大型望遠鏡群における、競争力のある観測提案へとつながるであろう。LST の大集光力と優れた掃天能力は、銀河系内の星形成領域を巨大分子雲スケールで効率的にマッピングすることを可能にし、得られる情報は系外銀河の分子輝線データを解釈する上で

基準となるテンプレートとなるであろう (第 7.2.6 節)。また、高感度・広視野を活かし、同位体を含む分子の輝線観測を銀河系内の様々な領域に存在する分子雲に対して行うことで、銀河スケールでの同位体比の分布が明らかになり、銀河系の星形成史と物質の化学進化史の関連性に迫る研究が進展することも期待される (第 7.2.7 節)。さらに、LST の能力を活かすことで、様々なトレーサー分子を用いた環境診断や同位体比に基づく星形成史の診断を、系外銀河に対しても効率的に行うことが可能になると期待され (第 7.2.11 および 7.2.12 節)、このように得られる系外銀河の知見と系内天体の広域サーベイの情報の比較も興味深い。

近年の単一鏡による広帯域スペクトルラインサーベイがもたらした多数の新たな星間分子の発見が示すとおり、星間空間には未だに知られていない分子種が多く存在している。LST は高い感度・広い帯域を活かし、高周波数域に大規模スペクトルサーベイ観測を拡張させ、これによる新たな分子種の発見も大いに期待される (第 7.2.3 および 7.2.4 節)。大口径による高感度を長時間観測によりさらに強化することで、これまで観測が難しかった輝線強度の弱い分子種 (アバンダンスの低いものや双極子モーメントの小さいものなど) を効率的に検出することも可能になるであろう。本章で述べられた硫黄やリンを含む分子 (第 7.2.1 節) や、同位体置換種でないと観測が難しい分子 (第 7.2.3 節) などは、そのような観測研究の良いターゲットであり、同時に固相・気相の化学過程や元素分配を理解する上で極めて重要な化学種でもある。高頻度観測や継続的なモニタリング観測などの時間軸方向への拡張は、星形成領域などで見られる天体の時間変動現象が星間物質の化学組成にもたらす影響を明らかにし、従来の星間化学研究にない新たなパラメータスペースの開拓につながるであろう (第 7.2.2 および 7.2.5 節)。

本章で議論したように、LST の実現は星間化学に関する幅広い分野の研究を大きく進展させ、星形成や銀河進化などの周辺分野とのつながりをより密接にし、天文学・惑星科学分野に新たな研究展開をもたらすことが期待される。同時に、空間および周波数方向への無バイアスサーベイがもたらす、星間化学分野における unknown unknowns の発見にも期待をしたい。



## 付録 A

### A.1 超高分散分光器（ヘテロダイン受信機）の感度計算ツール

LST の超高分散分光器（ヘテロダイン受信機アレイ）のための感度計算ツールは以下の Google colab から利用可能である。 [https://colab.research.google.com/github/ishiishun/lst/blob/master/LST\\_heterodyne\\_sensitivity.ipynb](https://colab.research.google.com/github/ishiishun/lst/blob/master/LST_heterodyne_sensitivity.ipynb)

このツールは、速度分解能、ビーム数、要求感度 ( $T_A$ ) を入力することで、超高分散分光器による On-the-Fly (OTF) 法観測のマッピングスピード（すなわち、1 平方度の掃天に要する観測時間）を計算し、図 1.5 のような周波数ごとのマッピングスピードのプロットを代表的な輝線とともに出力する。なお、計算に際しては以下を仮定している。

- 観測手法：標準的な OTF マッピング (e.g., Sawada et al. 2008)
- 周波数範囲：84 - 500 GHz, 600 - 720 GHz, 780 - 850 GHz
- 仰角：60 deg.
- アンテナ口径と空間分解能
  - 420 GHz まで：全鏡面 ( $D = 50$  m) を観測に使用
  - 420 GHz からの高周波数：内径 30 m の鏡面を観測に使用
- 受信機雑音温度 ( $T_{rx}$ )：ALMA 受信機の値を想定
- 気象条件：ALMA での各バンドの観測条件に準じる。具体的には、各周波数での大気の光学的厚みに応じてサイトの可降水量 (PWV) の octile を自動に選択し、 $T_{sys}$  の計算で使用している (ALMA Technical Handbook 9.1.1 参照)

### A.2 マッピング観測のシミュレーション

LST は ALMA サイトでの建設を見込んでいる。このため、ALMA と連携した観測または競合する観測が想定される。前者では、LST を ALMA の 1 素子として組み込む運用や干渉計では取得できないゼロベースライン

データの取得といった2つの連携が考えられる。一方、後者ではALMAの7mアレイとtotal power (TP)アレイによる観測 (Atacama Compact Array, ACA) が、LSTと直接的に競合する観測モードとなる。将来的に、これらすべてのシミュレーションを行って、LSTの位置付けを明確にする必要があるが、本稿では後者の競合するモードについて観測シミュレーションを行って比較することで、LSTの重要性・役割を定量的に示す。具体的には、近傍銀河のマッピング観測を考える。観測シミュレーションと解析には、ALMA望遠鏡のデータ解析などに使われるCommon Astronomy Software Applications package (CASA; McMullin et al. 2007) や Astropy (Astropy Collaboration et al. 2018) などのpythonパッケージを用いる。

LSTの大きな特徴として、広い天域を素早く走査できる点が挙げられる。これにより、数分角から数十分角の比較的大きな見かけの大きさを持つ近傍銀河のマッピング観測を効果的に行えると期待されている。実際、この白書でもマッピングの強みを活かしたサイエンスが多く提案されている。そこでこの節では、LSTでの擬似マッピング観測の結果と既存の望遠鏡での擬似観測の結果を比較し、LSTに期待する仕様を定量化する。

### A.2.1 擬似観測について

まずは、擬似観測の設定と実行方法についてまとめる。

a. 観測輝線: PHANGS-ALMA large program (Leroy et al., 2021) に代表されるように、近年の近傍銀河のISMの研究では、大規模な銀河サンプルに対して、low- $J$  CO輝線を用いて個々の巨大分子雲 (GMC,  $\leq 100$  pc程度のサイズ; e.g., Blitz 1993) を同定し調査することが可能になってきた。PHANGS-ALMAでは、角度分解能の中央値で $1''.3$  (空間分解能で98 pc) が達成されている。また、天の川銀河の個々のGMCはそれぞれ典型的には $\leq 500$  pc程度の距離を置き分布していることが知られている。そのため、LSTで近傍銀河を観測する際、100–500 pc程度 ( $=1''\text{--}5''$ ) の分解能を達成することができれば、ALMAで取得されたCO(1-0) またはCO(2-1) 輝線サンプルと相補的な分子雲サンプルを作ることができる。口径50mのLSTでは、400GHz以上の高周波数帯でこの分解能を達成できる。そこで、静止周波数が492GHzの中性炭素原子輝線  $[C\text{I}] \ ^3P_1\text{--}^3P_0$  (以下CI輝線) の擬似観測を本稿では取り上げる。

b. 観測天体および元データ: 観測天体は、前述のPHANGS-ALMA large program から、近傍渦巻銀河NGC1097を選んだ。NGC1097の距離は13.6 Mpcで、空間分解能1 arcsecは約66 pcに相当する。PHANGS-ALMAのパブリックアーカイブ<sup>1</sup>からCO(2-1)輝線の3次元データキューブをダウンロードして使う。このデータキューブにいくつかの修正を行い、擬似観測用のデータを作った。具体的には、次の通りである。

- NGC1097の天球面上での座標は変更しない (赤経=41.6度, 赤緯=-30.3度)。
- 後退速度を  $0 \text{ km s}^{-1}$  にする。

<sup>1</sup><https://sites.google.com/view/phangs/data?authuser=0>

- オン・ザ・フライ・マッピング (OTF) とモザイク観測をシンプルにするためデータキューブを 35 度回転させる.
- 画像の xy 軸の角度スケールを 1/2 にする (実際の NGC1097 より面積で 1/4 小さくなる). これは, NGC1097 の距離を 27.2 Mpc に設定したことに相当する.
- regrid などの追加的な操作をイメージングの際に行うことを避けるために, データキューブの速度分解能は  $4.0 \text{ km s}^{-1}$  とする.
- 輝線の検出されない分光チャンネルを多めにとるため, データキューブの両端に 55 チャンネルずつ空のチャンネルを追加する.
- CO(2-1) と CI の輝度温度を同等と仮定する. ここでは, CO(2-1)/CO(1-0) 比  $\sim 0.5$  と CI/CO(1-0) 比  $\sim 0.5$  を仮定した.
- データキューブから天体の信号と思われる領域のマスクを作成する. それをデータキューブに適用することでノイズピクセルを取り除く. ここで 90%以上のノイズピクセル (と思われるピクセル) を省いている. 残ったピクセルは全て擬似観測時に天体の信号として扱う. そのためマスクの妥当性は今回問題とはならない.

これらの操作で得られた擬似観測用のデータキューブを NGC1097sim と呼ぶ. 図 A.1a に, NGC1097sim のビームの半値全幅が  $3''.5$  となるようにガウシアンビームを畳み込み, 作成した積分強度図を示す.

c. 擬似観測方法: マッピング領域は, ACA によるモザイク観測, LST による OTF 観測共に,  $80 \text{ arcsec} \times 140 \text{ arcsec} = 0.0086 \text{ deg}^2$  とした. 図 A.1 の破線の四角で囲われた領域に対応する.

- **[ACA]** CASA のタスク `simobserve` を使って NGC1097sim 画像を 7m アレイで擬似観測した. ここでの設定は, (1) ACA のアンテナ配列は Cycle 7 のものを使用 (`aca.cycle7.cfg`<sup>2</sup>), (2) 南中前後 3 時間の観測を 2 回, (3) 観測データは, 大気透過率の変化による振幅の誤差は含み, 大気揺らぎに伴う位相の誤差は含まない<sup>3</sup>, とした. その他のパラメータは表 A.1 に記載している. TP アレイによる 12m 単一鏡観測については, NGC1097sim 画像を TP の空間分解能まで畳み込み, 熱雑音を付加し擬似データを作成した. ここで達成される TP アレイの感度は, 7m アレイのデータと結合することを前提に, ALMA の観測提案で使われる `Observing Tool (OT)`<sup>4</sup> パッケージを用いて, 7m アレイとの感度比を求め, その値を使用した. 擬似観測で生成された 7m アレイのビジビリティデータは, CASA のタスク `tclean` でデコンボリューションを伴う画像化処理を行った. その後, TP アレイの擬似観測画像と 7m アレイの画像を `feather` タスクで結合した. ここでは, 結合した画像を 7m+TP 画像と呼ぶ.

<sup>2</sup><https://almascience.nao.ac.jp/tools/casa-simulator>

<sup>3</sup><https://casaguides.nrao.edu/index.php/Corrupt>

<sup>4</sup><https://almascience.nao.ac.jp/proposing/observing-tool>

- [LST] 50m 鏡の擬似観測を基本とするが、参考のために、達成されるパラメータなど一部の情報は 30m 鏡の場合も示す。OTF のパラメータは標準的なものを仮定している (e.g., Sawada et al., 2008). LST は ACA の 7m アレイと同一サイトに置かれると仮定する。つまり、大気の状態・天体の高度などは ACA と共通とする。ここでは、マッピング観測に供するビーム数を 100 とした。その他のパラメータは、表 A.1 を参照されたい。LST による単一鏡観測についても、TP アレイと同様に、NGC1097sim 画像を直接畳み込み熱雑音を加えた。ここで達成される感度については、表 A.1 に記載のパラメータを使って、TP の感度をスケールリングすることで求めた。つまり、TP アレイと LST の擬似観測データは、角度分解能を揃えたときに同じ感度のものになる。

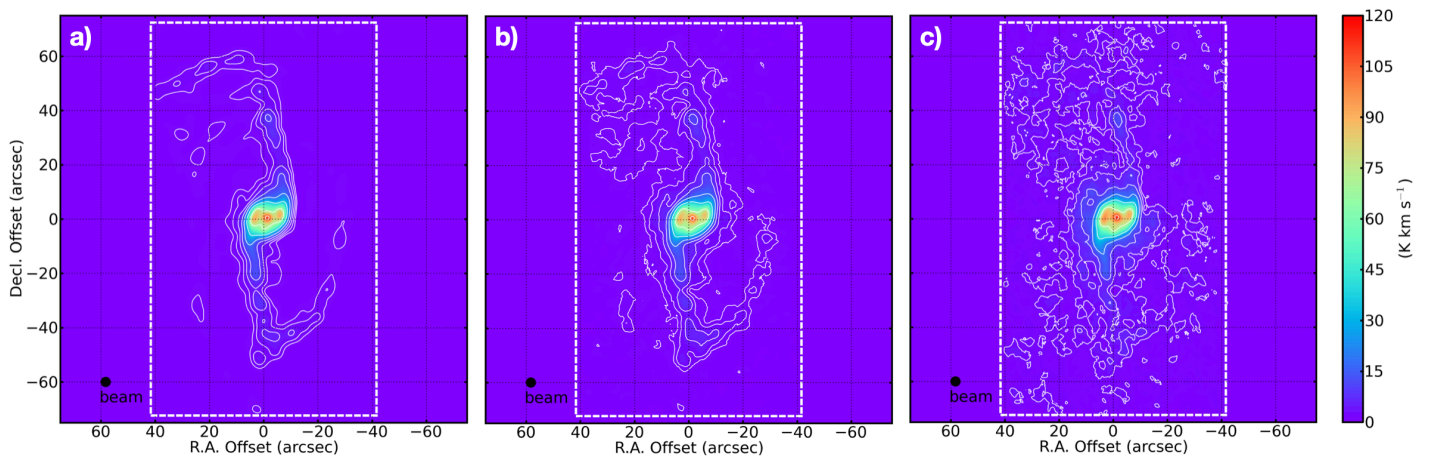


図 A.1: (a) 擬似観測に用いた入力モデルデータ. (b) LST 50m での擬似観測結果. (c) ACA 7m+TP アレイでの擬似観測結果. 全て、分解能を  $3''/5$  に揃えたあとの積分強度図である。カラースケールは 0 から  $120 \text{ K km s}^{-1}$  で揃えてある。等高線は、各画像のピークの値  $\times 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64, 96\%$  となっている。つまり、擬似観測が入力モデルを完全に再現できた場合は、図 A.1a の等高線と一致する。逆に、図 A.1a と比べた時の等高線の分布の違いが画像の品質を表している。図 A.1b が図 A.1c に比べてより図 A.1a に近い分布を示していることから、LST 50m の方がより入力モデルをよく再現できていることがわかる。© AAS. Reproduced with permission

d. 観測時間の導出: 表 A.1 で出揃っている感度を達成するために必要な積分時間・オーバーヘッド込み総観測時間を見積もるため, ACA については OT を, LST については LST heterodyne camera sensitivity calculator<sup>5</sup> を使用した. ここで見積もった時間を表 A.1 の下に記載している.

表 A.1: NGC1097sim の [CI] 492GHz 擬似観測の詳細について

	LST 50m 単一鏡	LST 30m 単一鏡	ACA TP 単一鏡	ACA 7m 干渉計
アンテナ台数	50m×1	30m×1	12m×3	7m×10
開口能率	0.30	0.30	0.65	0.70
ビーム数	100	100	1	1
ポインティング数 <sup>6</sup>	6024	2169	397	111
角度分解能 (arcsec)	3.0	5.1	11.9	3.1×2.2
達成感度 (mJy beam <sup>-1</sup> )	38	63	147	94
積分時間 (hour)	–	–	20.0	11.4
総観測時間 (hour)	82	82	50	29

## A.2.2 結果

図 A.1b に, LST 50m での ngc1097sim CI 擬似観測結果の積分強度図を示す. 図 A.1c は, 7m+TP アレイの擬似観測結果の積分強度図である. 上述のように, 3つの画像の角度分解能は 3''5 で共通である. 一目でわかるように, LST と 7m+TP アレイ両方とも 50 K km s<sup>-1</sup> 以上の明るい構造 (中心核や核周円盤 [circumnuclear disk; CND], バー, そして渦巻腕構造のうち高輝度領域) をよく再現できている. しかし, 腕の暗い領域やインターアームでは, 入力モデルの持つ空間構造を再現できていない. 7m+TP の場合により顕著だが, 入力モデルより広がった明るい構造が見られ, これは人工的に作られた偽の構造である. これは, (1) 干渉計による, 天体構造のフーリエ成分取得が不完全であるため, PSF (point spread function) に強いサイドローブがあらわれていること, そして (2) 積分強度図を作成するとき前述のマスクと +2 $\sigma$  クリップを適用しているが, これにより正の値を持つノイズのみが混入していること, に起因する. (1) の効果は, CLEAN でのデコンボリューション処理の際に低減することができるが, 完全に取り除くことは難しい. (2) の効果は, LST の擬似観測画像 (特に最も低い等高線) でもみて取れる. ちなみに, 天体の構造の上にノイズが付加されたデータを取得している以上, マスキングやクリッピングでノイズの効果を低減することは可能だが完全に除去することはできない.

次に, 画像の統計量を調べる. インพุット画像のピーク強度 2.09 K に対して, LST 50m 画像のピークは 2.08±0.04 K (99±2%), 7m+TP 画像のピークは 2.20±0.04 K (105±2%) だった. 全積分強度は, インพุット画像の 19.7 K km s<sup>-1</sup> に対して, LST 50m は 21.3±0.3 K km s<sup>-1</sup> (108±1%), 7m+TP アレイは 29.0±2.1 K km s<sup>-1</sup> (147±11%) だった.

<sup>5</sup>[https://colab.research.google.com/github/ishiishun/lst/blob/master/LST\\_heterodyne\\_sensitivity.ipynb#scrollTo=c12ae9a0](https://colab.research.google.com/github/ishiishun/lst/blob/master/LST_heterodyne_sensitivity.ipynb#scrollTo=c12ae9a0)

<sup>6</sup>単一鏡擬似観測はモザイクではなく On-The-Fly 法で行うため, ポインティング数は参考値である.

どちらの値も、7m+TP 画像で過大評価されていた。これは、上述のように、デコンボリューション処理の際にサイドローブを完全に取り除けなかったことに起因する。そのため、最終的な図 A.1c の画像にサイドローブのような構造が残ってしまっていると考えられる。ACA とは異なり、LST のマッピングでは天体の輝度分布のフーリエ成分を完全にサンプルすることができ、かつビームの形状をほぼガウシアンとみなすことができることから、デコンボリューションの必要がないため、(この擬似観測シミュレーションでは) より高い品質の画像を作成することができる。

### A.2.3 擬似観測に基づく、LST に要求する仕様

ここで紹介した擬似観測 (と紹介できなかったいくつかの追加の擬似観測) から得られた示唆をまとめる。

- ALMA での近年の近傍銀河  $\sim 100$  pc 分解能 CO サーベイ観測と相補的なデータを構築するには、LST 50 m で 400 GHz 以上の周波数帯の観測が必要となる。例えば、492 GHz 帯で 50m 鏡観測が実現すると、分子ガス (CO) と原子ガス (C) の性質を、単一銀河の個々の分子雲ごとに直接比較できるようになる。
- サーベイスピードの観点では、100 ビーム受信機により ACA と同等の性能を得られる (周波数、実現する鏡のサイズ、天体の見かけの大きさなどに依存する)。1000 ビーム受信機はマッピング型のサイエンスにおいて革新的な装置になり得る。
- ACA などの干渉計と比較すると、LST の画像化処理ではデコンボリューションといった非線形な処理を行う必要がないため、処理が簡単かつ、(今回のように理想的な観測条件であっても) より高品質な画像を作成することができる。

### A.2.4 このシミュレーションの課題

この節では、近傍銀河観測を念頭におき、LST に期待するスペックを大まかに決定するため、LST 50m と ACA による 492 GHz 帯での擬似観測シミュレーションを紹介した。

この節で紹介した擬似観測シミュレーションは、LST の観測を忠実に予測し再現することを目的としていない。そのため、実際の観測と比較するといくつかの大きな違いが想定される。特に重要なものとしては、シミュレーションでは LST のポインティング誤差や重力変形などによる開口能率の低下などを考慮していない。

最後に、本節の冒頭で紹介した通り、今回は LST と直接競合する観測モードである ACA との比較を行ったが、ALMA との連携を念頭においた擬似観測シミュレーションも今後行う必要がある。ここでは以下の 2 つの観測手法が考えられる: (1) LST のような大口径アンテナを ALMA の 1 素子として組み込む、(2) ALMA の 12m アレイでは取得できないゼロベースラインデータを LST で取得する。特に (1) では、LST を加えることにより ALMA の集

光面積が 1.4 倍程度増加するため、感度の大きな向上が見込まれる。また、スパースモデリングなどの最新の干渉系データの画像化手法をさらに組み合わせることで、現在の ALMA 望遠鏡を超える空間分解能を達成する可能性がある。この手法は天体の構造や達成される S/N 比に依存するため、イメージングまでを含めた擬似観測シミュレーションによる調査が鍵となる。





## 付録B

### B.1 略語集

表 B.1: 略語集

英語略称	英語名	日本語名	単位
ACA	Atacama Compact Array	アタカマコンパクトアレイ (別名モリタアレイ)	
AGN	active galactic nucleus	活動銀河核	
ALMA	Atacama Large Millimeter/submillimeter Array	アタカマ大型ミリ波サブミリ波干渉計 (アルマ)	
APEX	Atacama Pathfinder Experiment	アタカマ・パスファインダー実験機	
ASAGAO	ALMA twenty-Six Arcmin <sup>2</sup> survey of GOODS-S At One millimeter		
ASKAP	Australian Square Kilometre Array Pathfinder		
ASPECS	ALMA Spectroscopic Survey in the Hubble Ultra Deep Field		
ASTE	Atacama Submillimeter Telescope Experiment	アタカマサブミリ波望遠鏡実験	
AtLAST	Atacama Large Aperture Submillimeter Telescope		
AU	astronomical unit	天文単位	
$A_V$	visual extinction	可視減光	mag
BAT	Burst Alert Telescope		
BH	black hole	ブラックホール	
BHXB	black hole X-ray binary	ブラックホール X 線連星	
BLASTPol	Balloon-borne Large Aperture Submillimeter Telescope for Polarimetry		
BLR	broad line region	広輝線領域	
CAI	calcium-aluminium-rich inclusion		
CARMA	Combined Array for Research in Millimeter-wave Astronomy	カルマ	
CASA	Common Astronomy Software Applications		
CDM	cold dark matter	冷たいダークマター	
CGRO	Compton Gamma Ray Observatory	コンプトンガンマ線衛星	
CHaMP	The Galactic Census of High and Medium-mass Protostars		

Continued on next page

表 B.1 – continued from previous page

英語略称	英語名	日本語名	単位
CHIMPS	$^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$ (J=3-2) Heterodyne Inner Milky Way Plane Survey		
CL	changing-look		
CMB	cosmic microwave background	宇宙マイクロ波背景放射	
CMF	core mass function	コア質量関数	
CMZ	Central Molecular Zone		
CND	circumnuclear disk	核周円盤	
CNM	cold neutral medium	冷たい中性ガス	
CO	carbon monoxide	一酸化炭素	
COBE	The Cosmic Background Explorer	宇宙背景放射探査機	
COHRS	$^{12}\text{CO}$ (3-2) High-Resolution Survey		
CTA	Cherenkov Telescope Array	チェレンコフ望遠鏡アレイ	
DCF	Davis-Chandrasekhar-Fermi		
DESHIMA	Deep Spectroscopic High-redshift Mapper		
EHT	Event Horizon Telescope	イベント・ホライズン・テレスコープ	
EUV	extreme-ultraViolet	極端紫外線	
FCRAO	Five College Radio Astronomical Observatory	五大学電波天文台	
FIR	far-infrared	遠赤外線	
FIRST	Faint Images of the Radio Sky at Twenty Centimeters		
FLMF	filament line-mass function	フィラメント線質量関数	
FORCE	Focusing On Relativistic universe and Cosmic Evolution		
FUGIN	FOREST unbiased Galactic plane imaging survey with the Nobeyama 45 m telescope	風神	
FUV	far-ultraViolet	遠紫外線	
FWHM	full width at half maximum	半値全幅	
GK	Goldreich-Kylafis	ゴールドライヒ-キラフィス	
GOODS-S	Great Observatories Origins Deep Survey South		
GRS	Galactic Ring Survey		
GSFC	Goddard Space Flight Center	ゴダード宇宙飛行センター	
HAWC	High-resolution Airborne Wideband Camera		
HCN	hydrogen cyanide	シアン化水素	
HSC	Hyper Suprime-Cam	超広視野主焦点カメラ	
HSC SSP	The Hyper Suprime-Cam Subaru Strategic Program	ハイパー・シュプリームカムすばる戦略 略枠プログラム	
HST	Hubble Space Telescope	ハッブル宇宙望遠鏡	
HUDF	Hubble Ultra Deep Field	ハッブル超深宇宙探査	
HVCC	high-velocity compact cloud	高速度コンパクト雲	
H <sub>y</sub> LIRG	hyper luminous infrared galaxy	極超高光度赤外線銀河	
IFU / IFS	Integral Field Unit / Integral Field Spectrograph	面分光装置	

Continued on next page

表 B.1 – continued from previous page

英語略称	英語名	日本語名	単位
IGM	intergalactic medium	銀河間物質	
IMBH	intermediate-mass black hole	中間質量ブラックホール	
IMF	initial mass function	(星の) 初期質量関数	
IP	ionization potential	電離ポテンシャル	
IR	infrared	赤外線	
IRAC	Infrared Array Camera		
IRAM	Institut de Radioastronomie Millimétrique	ミリ波電波天文学研究所	
IRAS	Infrared Astronomical Satellite		
IRDC	infrared dark cloud	赤外線暗黒星雲	
ISM	interstellar medium	星間物質	
JCMT	James Clerk Maxwell Telescope	ジェームズ・クラーク・マクスウェル 望遠鏡	
JVLA	Karl G. Jansky Very Large Array	超大型電波干渉計群	
JWST	James Webb Space Telescope	ジェームズ・ウェッブ宇宙望遠鏡	
LAE	Lyman-alpha emitter	ライマン・アルファ輝線天体	
LBA	Long Baseline Array		
LBG	Lyman break galaxy	ライマン・ブレイク銀河	
$L_{\text{IR}}$	infrared luminosity	赤外線光度	$L_{\odot}$
LMT	Large Millimeter Telescope	大型ミリ波望遠鏡	
los	line of sight		
LST	Large Submillimeter Telescope	大型サブミリ波望遠鏡	
LTE	local thermodynamic equilibrium	局所熱平衡	
LVG	large velocity gradient	大速度勾配	
Ly-alpha	Lyman-alpha	ライマン・アルファ線	
MAXI	Monitor of All-sky X-ray Image	全天 X 線監視装置	
MHD	magnetohydrodynamics	磁気流体力学	
MKID	microwave kinetic inductance detector		
MRN	Mathis, Rumpl & Nordsieck		
MSX	Midcourse Space Experiment	中間域宇宙試験衛星	
MUSE	Multi-Unit Spectroscopic Explorer		
MWISP	The Milky Way Imaging Scroll Painting		
$M_*$	stellar mass	星質量	$M_{\odot}$
NASA	National Aeronautics and Space Administration	アメリカ航空宇宙局	
ngEHT	next generation Event Horizon Telescope		
ngVLA	next generation Very Large Array		
NIKA2	New IRAM Kids Arrays 2		
NOEMA	Northern Extended Millimeter Array		
NuSTAR	Nuclear Spectroscopic Telescope Array		
OTF	on-the-fly	オンザフライ	

Continued on next page

表 B.1 – continued from previous page

英語略称	英語名	日本語名	単位
OVRO	Owens Valley Radio Observatory	オーエンズバレー電波天文台	
PDR	photodissociation region / photon-dominated region	光解離領域	
PFS	Prime Focus Spectrograph	超広視野多天体分光器	
PHANGS	Physics at High Angular resolution in Nearby Galaxies		
<i>PI</i>	polarized intensity	放射偏波強度	mJy beam <sup>-1</sup> など
PPV	position-position-velocity	位置-位置-速度	
PTA	Pulsar Timing Array	パルサータイミングアレイ	
PWV	precipitable water vapor	可降水量	mm
RAT	radiative torque	放射トルク	
ROSAT	Röntgen Satellite		
RT	radiative transfer	放射輸送方程式	
S/N	signal-to-noise (ratio)	信号対雑音 (比)	
SDSS	Sloan Digital Sky Survey	スローンデジタルスカイサーベイ	
SED	spectral energy distribution	スペクトルエネルギー分布	
SEDIGISM	Structure, Excitation and Dynamics of the Inner Galactic Interstellar Medium		
SFR	star formation rate	星形成率	$M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$
SKA	Square Kilometre Array	1 平方キロメートル電波干渉計	
SLED	spectral line energy distribution		
SMA	Submillimeter Array	サブミリ波干渉計	
SMBH	supermassive black hole	超大質量ブラックホール	
SMG	submillimeter galaxy	サブミリ波銀河	
SOFIA	Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy	成層圏赤外線天文台	
SPICA	Space Infrared Telescope for Cosmology and Astrophysics		
SPIRE	the Spectral and Photometric Imaging Receiver		
SSP	Subaru Strategic Program	すばる戦略枠	
$T_{\text{dust}} / T_{\text{d}}$	dust temperature	ダスト温度	K
ThrUMMS	Three-mm Ultimate Mopra Milky Way Survey		
ToO	Target of Opportunity		
TP	Total Power (Array)		
U/LIRG	Ultra/Luminous Infrared Galaxy	超/高光度赤外線銀河	
ULTIMATE-SUBARU	Ultra-wide Laser Tomographic Imager and MOS with AO for Transcendent Exploration		
UV	ultraviolet	紫外線	
VLA	Very Large Array	超大型電波干渉計	
VLBI	Very Long Baseline Interferometry	超長基線電波干渉計	
VLT	Very Large Telescope	超大型望遠鏡	

Continued on next page

表 B.1 – continued from previous page

英語略称	英語名	日本語名	単位
WNM	warm neutral medium	温かい中性ガス	
XDR	X-ray dominated region	X 線解離領域	
YSO	young stellar object	若い星	



## 参考文献

- Aalto, S., Black, J. H., Johansson, L. E. B., & Booth, R. S. 1991, *A&A*, 249, 323
- Abazajian, K., Addison, G., Adshead, P., et al. 2019, arXiv e-prints, arXiv:1907.04473
- Abdulla, Z., Carlstrom, J. E., Mantz, A. B., et al. 2019, *ApJ*, 871, 195
- Abe, D., Inoue, T., Enokiya, R., & Fukui, Y. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2211.01931
- Abe, M., Yajima, H., Khochfar, S., Dalla Vecchia, C., & Omukai, K. 2021, *MNRAS*, 508, 3226
- Abellán, F. J., Indebetouw, R., Marcaide, J. M., et al. 2017, *ApJ*, 842, L24
- Acharyya, K., & Herbst, E. 2018, *ApJ*, 859, 51
- Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2013, *Science*, 339, 807
- Ackermann, M., Ajello, M., Albert, A., et al. 2016, *ApJ*, 819, 149
- Adam, R., Comis, B., Macías-Pérez, J. F., et al. 2015, *A&A*, 576, A12
- Adam, R., Comis, B., Bartalucci, I., et al. 2016, *A&A*, 586, A122
- Adam, R., Bartalucci, I., Pratt, G. W., et al. 2017, *A&A*, 598, A115
- Ade, P., Aguirre, J., Ahmed, Z., et al. 2019, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2019, 056
- Ade, P. A. R., Pisano, G., Tucker, C., & Weaver, S. 2006, in *SPIE Proceedings*, ed. J. Zmuidzinas, W. S. Holland, S. Withington, & W. D. Duncan (SPIE)
- Ade, P. A. R., Ahmed, Z., Amiri, M., et al. 2022, *Phys. Rev. D*, 105, 022006
- Ade, T. P. C. P. A. R., Akiba, Y., Anthony, A. E., et al. 2014, *The Astrophysical Journal*, 794, 171
- Adhikari, S., Dalal, N., & Chamberlain, R. T. 2014, *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 2014, 019
- Agol, E., & Kamionkowski, M. 2002, *MNRAS*, 334, 553

- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Bazer-Bachi, A. R., et al. 2006, [A&A](#), **449**, 223
- . 2007, [A&A](#), **464**, 235
- Aharonian, F. A., & Atoyan, A. M. 1996, [A&A](#), **309**, 917
- Aharonian, F. A., Akhperjanian, A. G., Aye, K. M., et al. 2004, [Nature](#), **432**, 75
- Aihara, H., Armstrong, R., Bickerton, S., et al. 2018a, [PASJ](#), **70**, S8
- Aihara, H., Arimoto, N., Armstrong, R., et al. 2018b, [PASJ](#), **70**, S4
- . 2018c, [PASJ](#), **70**, S4
- Aihara, H., AlSayyad, Y., Ando, M., et al. 2019, [PASJ](#), **71**, 114
- Aikawa, Y., Furuya, K., Yamamoto, S., & Sakai, N. 2020, [ApJ](#), **897**, 110
- Aikawa, Y., Herbst, E., Roberts, H., & Caselli, P. 2005, [ApJ](#), **620**, 330
- Aikawa, Y., Wakelam, V., Garrod, R. T., & Herbst, E. 2008, [ApJ](#), **674**, 984
- Aikawa, Y., Wakelam, V., Hersant, F., Garrod, R. T., & Herbst, E. 2012, [ApJ](#), **760**, 40
- Akahori, T., Ryu, D., & Gaensler, B. M. 2016, [ApJ](#), **824**, 105
- Akahori, T., & Yoshikawa, K. 2008, [PASJ](#), **60**, L19
- . 2010, [PASJ](#), **62**, 335
- . 2012, [PASJ](#), **64**, 12
- Akahori, T., Nakanishi, H., Sofue, Y., et al. 2018, [PASJ](#), **70**, R2
- Akahori, T., Kitayama, T., Ueda, S., et al. 2020, [PASJ](#), **72**, 62
- Akino, D., Eckert, D., Okabe, N., et al. 2022, [PASJ](#), **74**, 175
- Akiyama, K., Kauffmann, J., Matthews, L. D., et al. 2023, [Galaxies](#), **11**, 1
- Aladro, R., Martín, S., Riquelme, D., et al. 2015, [A&A](#), **579**, A101
- Algera, H. S. B., Inami, H., Oesch, P. A., et al. 2023, [MNRAS](#), **518**, 6142



- ALMA Partnership, Hunter, T. R., Kneissl, R., et al. 2015, [ApJ](#), 808, L2
- Altwegg, K., Balsiger, H., Combi, M., et al. 2020, [Monthly Notices of the Royal Astronomical Society](#), 498, 5855
- Alves, F. O., Frau, P., Girart, J. M., et al. 2014, [A&A](#), 569, L1
- Anbajagane, D., Chang, C., Jain, B., et al. 2022, [MNRAS](#), [arXiv:2111.04778 \[astro-ph.CO\]](#)
- and P. A. R. Ade, Aguilar, M., Akiba, Y., et al. 2017, [The Astrophysical Journal](#), 848, 121
- Anderson, D. E., Bergin, E. A., Maret, S., & Wakelam, V. 2013, [ApJ](#), 779, 141
- Andersson, B. G., Lazarian, A., & Vaillancourt, J. E. 2015, [ARA&A](#), 53, 501
- André, P., Arzoumanian, D., Könyves, V., Shimajiri, Y., & Palmeirim, P. 2019, [A&A](#), 629, L4
- André, P., Di Francesco, J., Ward-Thompson, D., et al. 2014, in [Protostars and Planets VI](#), ed. H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, & T. Henning, 27
- André, P., Men'shchikov, A., Bontemps, S., et al. 2010, [A&A](#), 518, L102
- André, P., Revéret, V., Könyves, V., et al. 2016, [A&A](#), 592, A54
- Andrews, S. M., & Williams, J. P. 2005, [ApJ](#), 631, 1134
- Antonucci, R., & Barvainis, R. 1988, [ApJ](#), 332, L13
- Aota, T., & Aikawa, Y. 2012, [ApJ](#), 761, 74
- Aoyama, S., Hou, K.-C., Hirashita, H., Nagamine, K., & Shimizu, I. 2018a, [MNRAS](#), 478, 4905
- . 2018b, [MNRAS](#), 478, 4905
- Aravena, M., Decarli, R., González-López, J., et al. 2019, [ApJ](#), 882, 136
- Arca-Sedda, M., & Gualandris, A. 2018, [MNRAS](#), 477, 4423
- Arikawa, Y., Tatematsu, K., Sekimoto, Y., & Takahashi, T. 1999, [PASJ](#), 51, L7
- Arnold, K., Ade, P. A. R., Anthony, A. E., et al. 2012, in [Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers \(SPIE\) Conference Series](#), Vol. 8452, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series

- Arzoumanian, D., André, P., Peretto, N., & Könyves, V. 2013, [A&A](#), 553, A119
- Arzoumanian, D., Shimajiri, Y., Inutsuka, S.-i., Inoue, T., & Tachihara, K. 2018, [PASJ](#), 70, 96
- Arzoumanian, D., André, P., Didelon, P., et al. 2011, [A&A](#), 529, L6
- Arzoumanian, D., André, P., Könyves, V., et al. 2019, [A&A](#), 621, A42
- Arzoumanian, D., Furuya, R. S., Hasegawa, T., et al. 2021a, [A&A](#), 647, A78
- . 2021b, [A&A](#), 647, A78
- Arzoumanian, D., Russeil, D., Zavagno, A., et al. 2022, [A&A](#), 660, A56
- Asaki, Y., Saito, M., Kawabe, R., Morita, K., & Sasao, T. 1996, in *Ground-Based Astronomy in Asia*, ed. N. Kaifu, 464
- Ashley, T., Fox, A. J., Cashman, F. H., et al. 2022, [Nature Astronomy](#), 6, 968
- Asplund, M., Amarsi, A. M., & Grevesse, N. 2021, [A&A](#), 653, A141
- Astropy Collaboration, Price-Whelan, A. M., Sipőcz, B. M., et al. 2018, [AJ](#), 156, 123
- Audit, E., & Simmons, J. F. L. 1999, [MNRAS](#), 305, L27
- Baars, J. W. M., & Kärcher, H. J. 2018, *Radio Telescope Reflectors*, Vol. 447
- Baba, J., Morokuma-Matsui, K., & Saitoh, T. R. 2017, [MNRAS](#), 464, 246
- Bachiller, R., & Pérez Gutiérrez, M. 1997, [ApJ](#), 487, L93
- Baganoff, F. K., Maeda, Y., Morris, M., et al. 2003a, [ApJ](#), 591, 891
- . 2003b, [ApJ](#), 591, 891
- Bakx, T. J. L. C., Tamura, Y., Hashimoto, T., et al. 2020, [MNRAS](#), 493, 4294
- Bakx, T. J. L. C., Sommovigo, L., Carniani, S., et al. 2021, [MNRAS](#), 508, L58
- Baldassare, V. F., Reines, A. E., Gallo, E., & Greene, J. E. 2015, [ApJ](#), 809, L14
- Ballesteros-Paredes, J., Hartmann, L. W., Vázquez-Semadeni, E., Heitsch, F., & Zamora-Avilés, M. A. 2011, [MNRAS](#), 411, 65

- Barchiesi, L., Pozzi, F., Vignali, C., et al. 2021, [PASA](#), **38**, e033
- Barcons, X., Barret, D., Decourchelle, A., et al. 2017, [Astronomische Nachrichten](#), **338**, 153
- Barnes, A. T., Kauffmann, J., Bigiel, F., et al. 2020, [MNRAS](#), **497**, 1972
- Barvainis, R., Lonsdale, C., & Antonucci, R. 1996, [AJ](#), **111**, 1431
- Basu, K., Sommer, M., Erler, J., et al. 2016, [ApJ](#), **829**, L23
- Battaglia, N., Bond, J. R., Pfrommer, C., Sievers, J. L., & Sijacki, D. 2010, [ApJ](#), **725**, 91
- Battersby, C., Keto, E., Walker, D., et al. 2020a, [ApJS](#), **249**, 35
- . 2020b, [ApJS](#), **249**, 35
- Baumgardt, H., & Kroupa, P. 2007, [MNRAS](#), **380**, 1589
- Beattie, J. R., Krumholz, M. R., Skalidis, R., et al. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2202.13020
- Beckwith, S. V. W., & Sargent, A. I. 1991, [ApJ](#), **381**, 250
- Beeston, R. A., Wright, A. H., Maddox, S., et al. 2018, [MNRAS](#), **479**, 1077
- Behar, E., Baldi, R. D., Laor, A., et al. 2015, [MNRAS](#), **451**, 517
- Behar, E., Kaspi, S., Paubert, G., et al. 2020, [MNRAS](#), **491**, 3523
- Bel, N., & Leroy, B. 1989, [A&A](#), **224**, 206
- Bell, A. R. 1978, [MNRAS](#), **182**, 147
- Belloche, A. 2013, in [EAS Publications Series](#), Vol. 62, [EAS Publications Series](#), ed. P. Hennebelle & C. Charbonnel, 25
- Bellovary, J. M., Governato, F., Quinn, T. R., et al. 2010, [ApJ](#), **721**, L148
- Benmahi, B., Cavalié, T., Dobrijevic, M., et al. 2020, [A&A](#), **641**, A140
- Benson, B. A., Ade, P. A. R., Ahmed, Z., et al. 2014, in [Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers \(SPIE\) Conference Series](#), Vol. 9153, [Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy VII](#), ed. W. S. Holland & J. Zmuidzinas, 91531P

- Bergin, E. A., Lellouch, E., Harwit, M., et al. 2000, [ApJ](#), 539, L147
- Bernal, J. J., Sephus, C. D., & Ziurys, L. M. 2021, [ApJ](#), 922, 106
- Berta, S., Magnelli, B., Nordon, R., et al. 2011, [A&A](#), 532, A49
- Béthermin, M., Floc'h, E. L., Ilbert, O., et al. 2012, [Astronomy & Astrophysics](#), 542, A58
- Bierson, C. J., & Zhang, X. 2020, [Journal of Geophysical Research \(Planets\)](#), 125, e06159
- Bigiel, F., Leroy, A., Walter, F., et al. 2008, [AJ](#), 136, 2846
- Birkinshaw, M. 1999, [Phys. Rep.](#), 310, 97
- Bisbas, T. G., Tan, J. C., & Tanaka, K. E. I. 2021, [MNRAS](#), 502, 2701
- Biver, N., Moreno, R., Bockelée-Morvan, D., et al. 2016, [A&A](#), 589, A78
- Blain, A. W., Smail, I., Ivison, R. J., Kneib, J. P., & Frayer, D. T. 2002, [Phys. Rep.](#), 369, 111
- Blair, S. K., Magnani, L., Brand, J., & Wouterloot, J. G. A. 2008, [Astrobiology](#), 8, 59
- Blandford, R. D., & K  nigl, A. 1979, [ApJ](#), 232, 34
- Blandford, R. D., & Ostriker, J. P. 1978, [ApJ](#), 221, L29
- Blandford, R. D., & Znajek, R. L. 1977, [MNRAS](#), 179, 433
- Blanton, E. L., Sarazin, C. L., & McNamara, B. R. 2003, [ApJ](#), 585, 227
- Blasi, P., Olinto, A. V., & Stebbins, A. 2000, [ApJ](#), 535, L71
- Bleem, L. E., Stalder, B., de Haan, T., et al. 2015, [ApJS](#), 216, 27
- Blitz, L. 1993, in *Protostars and Planets III*, ed. E. H. Levy & J. I. Lunine, 125
- Bloemen, J. B. G. M. 1985, [A&A](#), 145, 391
- Bloemen, J. B. G. M., Bennett, K., Bignami, G. F., et al. 1984, [A&A](#), 135, 12
- Blum, R. D., Mould, J. R., Olsen, K. A., et al. 2006, [AJ](#), 132, 2034
- Bockelée-Morvan, D. 2000, [A&A](#), 1114, 1101

- Bockelée-Morvan, D., Crovisier, J., Mumma, M. J., & Weaver, H. A. 2004, [Comets II](#), 391
- Bockelée-Morvan, D., Biver, N., Jehin, E., et al. 2008, [The Astrophysical Journal](#), 679, L49
- Böhringer, H., Voges, W., Fabian, A. C., Edge, A. C., & Neumann, D. M. 1993, [Monthly Notices of the Royal Astronomical Society](#), 264, L25
- Bolatto, A. D., Wolfire, M., & Leroy, A. K. 2013a, [ARA&A](#), 51, 207
- . 2013b, [ARA&A](#), 51, 207
- Bolliet, B., Comis, B., Komatsu, E., & Macías-Pérez, J. F. 2018, [MNRAS](#), 477, 4957
- Bond, J. R., Kofman, L., & Pogosyan, D. 1996, [Nature](#), 380, 603
- Boogert, A. C. A., Gerakines, P. A., & Whittet, D. C. B. 2015a, [ARA&A](#), 53, 541
- . 2015b, [ARA&A](#), 53, 541
- Bosman, A. D., Walsh, C., & van Dishoeck, E. F. 2018, [A&A](#), 618, A182
- Botteon, A., Gastaldello, F., & Brunetti, G. 2018, [MNRAS](#), 476, 5591
- Bouwens, R., González-López, J., Aravena, M., et al. 2020, [ApJ](#), 902, 112
- Bouwens, R. J., Illingworth, G. D., Oesch, P. A., et al. 2015a, [ApJ](#), 811, 140
- . 2015b, [ApJ](#), 803, 34
- Bowler, R. A. A., Jarvis, M. J., Dunlop, J. S., et al. 2020, [MNRAS](#), 493, 2059
- Brand, J., Wouterloot, J. G. A., Rudolph, A. L., & de Geus, E. J. 2001, [A&A](#), 377, 644
- Brinch, C., & Hogerheijde, M. R. 2010, [A&A](#), 523, A25
- Britton, J. W., Nibarger, J. P., Yoon, K. W., et al. 2010, in [SPIE Proceedings](#), ed. W. S. Holland & J. Zmuidzinas (SPIE)
- Brown, M. E., & Butler, B. J. 2017, [AJ](#), 154, 19
- Brown, T., & Wilson, C. D. 2019, [ApJ](#), 879, 17
- Brunetti, G., Giacintucci, S., Cassano, R., et al. 2008, [Nature](#), 455, 944

- Brunt, C. M., & Heyer, M. H. 2002, [ApJ](#), 566, 276
- Burns, R. A., Sugiyama, K., Hirota, T., et al. 2020, [Nature Astronomy](#), 4, 506
- Butler, B. J., & Bastian, T. S. 1999, in [Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 180, Synthesis Imaging in Radio Astronomy II](#), ed. G. B. Taylor, C. L. Carilli, & R. A. Perley, 625
- Butterfield, N. O., Chuss, D. T., Guerra, J. A., et al. 2023, [arXiv e-prints](#), arXiv:2306.01681
- Callanan, D., Longmore, S. N., Kruijssen, J. M. D., et al. 2021, [MNRAS](#), 505, 4310
- Caratti o Garatti, A., Stecklum, B., Weigelt, G., et al. 2016, [A&A](#), 589, L4
- Carlson, B., Pleasance, M., Gunaratne, T., & Vrcic, S. 2020, [ALMA Memo](#) 617
- Carlstrom, J. E., Holder, G. P., & Reese, E. D. 2002, [ARA&A](#), 40, 643
- Casella, P., Maccarone, T. J., O'Brien, K., et al. 2010, [MNRAS](#), 404, L21
- Caselli, P. 2011, in [The Molecular Universe](#), ed. J. Cernicharo & R. Bachiller, Vol. 280, 19
- Casey, C. M. 2020, [ApJ](#), 900, 68
- Casey, C. M., Narayanan, D., & Cooray, A. 2014, [Phys. Rep.](#), 541, 45
- Cashman, F. H., Fox, A. J., Wakker, B. P., et al. 2023, [ApJ](#), 944, 65
- Catalano, A., Ade, P., Aravena, M., et al. 2022, [EPJ Web of Conferences](#), 257, 00010
- Cavalié, T., Billebaud, F., Biver, N., et al. 2008, [Planet. Space Sci.](#), 56, 1573
- Cavalié, T., Feuchtgruber, H., Lellouch, E., et al. 2013, [A&A](#), 553, A21
- Cazaux, S., Carrascosa, H., Muñoz Caro, G. M., et al. 2022, [A&A](#), 657, A100
- Cazzoli, G., Lattanzi, V., Coriani, S., et al. 2017, [A&A](#), 605, A20
- CCAT-Prime collaboration, Aravena, M., Ausermann, J. E., et al. 2021, [arXiv e-prints](#), arXiv:2107.10364
- Ceccarelli, C., Dominik, C., López-Sepulcre, A., et al. 2014, [ApJ](#), 790, L1
- Celli, S., Morlino, G., Gabici, S., & Aharonian, F. A. 2019, [MNRAS](#), 487, 3199
- Cernicharo, J., Agúndez, M., Kaiser, R. I., et al. 2021, [A&A](#), 652, L9

- Challinor, A., & Lasenby, A. 1998, [ApJ](#), 499, 1
- Challinor, A. D., Ford, M. T., & Lasenby, A. N. 2000, [MNRAS](#), 312, 159
- Chandrasekhar, S., & Fermi, E. 1953, [ApJ](#), 118, 113
- Chang, C., Baxter, E., Jain, B., et al. 2018, [ApJ](#), 864, 83
- Charnley, S. B., & Millar, T. J. 1994, [MNRAS](#), 270, 570
- Chartab, N., Cooray, A., Ma, J., et al. 2022, [Nature Astronomy](#), 6, 844
- Chen, C.-Y., King, P. K., Li, Z.-Y., Fissel, L. M., & Mazzei, R. R. 2019, [MNRAS](#), 485, 3499
- Chen, C.-Y., & Ostriker, E. C. 2014, [ApJ](#), 785, 69
- Chen, Y. Y., Hirashita, H., Wang, W.-H., & Nakai, N. 2022, [MNRAS](#), 509, 2258
- Chevance, M., Krumholz, M. R., McLeod, A. F., et al. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2203.09570
- Chiaki, G., Susa, H., & Hirano, S. 2018, [MNRAS](#), 475, 4378
- Chiang, Y.-K., Makiya, R., Komatsu, E., & Ménard, B. 2021, [ApJ](#), 910, 32
- Chiang, Y.-K., Makiya, R., Ménard, B., & Komatsu, E. 2020, [ApJ](#), 902, 56
- Chiang, Y.-K., Overzier, R. A., Gebhardt, K., & Henriques, B. 2017, [ApJ](#), 844, L23
- Ching, T. C., Li, D., Heiles, C., et al. 2022, [Nature](#), 601, 49
- Chisari, N. E., Mead, A. J., Joudaki, S., et al. 2019, [The Open Journal of Astrophysics](#), 2, 4
- Cho, J., & Lazarian, A. 2007, [ApJ](#), 669, 1085
- Cho, J., & Yoo, H. 2016, [ApJ](#), 821, 21
- Choi, J., Ishitsuka, H., Mima, S., et al. 2013, [Review of Scientific Instruments](#), 84, 114502
- Chomiuk, L., & Povich, M. S. 2011, [AJ](#), 142, 197
- Churazov, E., Sunyaev, R., Forman, W., & Böhringer, H. 2002, [MNRAS](#), 332, 729
- Clancy, R. T., Sandor, B. J., & Hoge, J. 2015, [Icarus](#), 254, 233

- Clancy, R. T., Sandor, B. J., & Moriarty-Schieven, G. 2012, *Icarus*, 217, 779
- Clancy, R. T., Sandor, B. J., & Moriarty-Schieven, G. 2012, *Icarus*, 217, 779
- Cleeves, L. I., Bergin, E. A., Öberg, K. I., et al. 2017, *ApJ*, 843, L3
- Colafrancesco, S., Marchegiani, P., & Palladino, E. 2003, *A&A*, 397, 27
- Colombo, D., Hughes, A., Schinnerer, E., et al. 2014a, *ApJ*, 784, 3
- . 2014b, *ApJ*, 784, 3
- Colombo, D., König, C., Urquhart, J. S., et al. 2021, *A&A*, 655, L2
- Concerto Collaboration, Ade, P., Aravena, M., et al. 2020, *A&A*, 642, A60
- Contigiani, O., Hoekstra, H., & Bahé, Y. M. 2019, *MNRAS*, 485, 408
- Corbel, S., & Fender, R. P. 2002, *ApJ*, 573, L35
- Corbel, S., Fender, R. P., Tzioumis, A. K., et al. 2000, *A&A*, 359, 251
- Cordiner, M. A., Nixon, C. A., Teanby, N. A., et al. 2014, *ApJ*, 795, L30
- Cordiner, M. a., Remijan, a. J., Boissier, J., et al. 2014, *The Astrophysical Journal*, 792, L2
- Cordiner, M. A., Palmer, M. Y., Nixon, C. A., et al. 2015, *ApJ*, 800, L14
- Cordiner, M. A., Palmer, M. Y., de Val-Borro, M., et al. 2019, *The Astrophysical Journal*, 870, L26
- Corral-Santana, J. M., Casares, J., Muñoz-Darias, T., et al. 2016a, *A&A*, 587, A61
- . 2016b, *A&A*, 587, A61
- Cortes, P. C., Crutcher, R. M., & Watson, W. D. 2005, *ApJ*, 628, 780
- Cortés, P. C., Sanhueza, P., Houde, M., et al. 2021, *ApJ*, 923, 204
- Cosentino, G., Jiménez-Serra, I., Henshaw, J. D., et al. 2020, *MNRAS*, 499, 1666
- Coudé, S., Bastien, P., Kirk, H., et al. 2016, *MNRAS*, 457, 2139
- Cox, P., & Mezger, P. G. 1989, *A&A Rev.*, 1, 49



- Crovisier, J., Bockelée-Morvan, D., Colom, P., et al. 2004, [A&A](#), 418, 1141
- Crutcher, R. M. 2012, [ARA&A](#), 50, 29
- Crutcher, R. M., & Kemball, A. J. 2019, [Frontiers in Astronomy and Space Sciences](#), 6, 66
- Crutcher, R. M., Troland, T. H., Lazareff, B., & Kazes, I. 1996, [ApJ](#), 456, 217
- Cui, W., Bregman, J. N., Bruijn, M. P., et al. 2020, in [Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers \(SPIE\) Conference Series, Vol. 11444](#), Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 114442S
- Cui, W., Dave, R., Knebe, A., et al. 2022, [MNRAS](#), 514, 977
- Da Rio, N., Tan, J. C., & Jaehnig, K. 2014, [ApJ](#), 795, 55
- Dabironezare, S. O. 2020, PhD thesis
- Dale, J. E., Bonnell, I. A., & Whitworth, A. P. 2007, [MNRAS](#), 375, 1291
- Dame, T. M., Ungerechts, H., Cohen, R. S., et al. 1987, [ApJ](#), 322, 706
- Danielson, A. L. R., Swinbank, A. M., Smail, I., et al. 2013, [MNRAS](#), 436, 2793
- Davis, Leverett, J., & Greenstein, J. L. 1951, [ApJ](#), 114, 206
- Davis, L. 1951, [Physical Review](#), 81, 890
- Day, P. K., LeDuc, H. G., Mazin, B. A., Vayonakis, A., & Zmuidzinas, J. 2003, [Nature](#), 425, 817
- de Graaff, A., Cai, Y.-C., Heymans, C., & Peacock, J. A. 2019, [A&A](#), 624, A48
- de Kleer, K., Butler, B., de Pater, I., et al. 2021a, [The Planetary Science Journal](#), 2, 5
- de Kleer, K., Cambioni, S., & Shepard, M. 2021b, [The Planetary Science Journal](#), 2, 149
- De Looze, I., Baes, M., Bendo, G. J., Cortese, L., & Fritz, J. 2011, [MNRAS](#), 416, 2712
- De Looze, I., Cormier, D., Lebouteiller, V., et al. 2014, [A&A](#), 568, A62
- Decarli, R., Walter, F., Venemans, B. P., et al. 2017, [Nature](#), 545, 457
- Decarli, R., Aravena, M., Boogaard, L., et al. 2020, [ApJ](#), 902, 110

- Dekel, A., & Birnboim, Y. 2006, [MNRAS](#), **368**, 2
- Dello Russo, N., Kawakita, H., Vervack, R. J., & Weaver, H. A. 2016, [Icarus](#), **278**, 301
- Delvecchio, I., Gruppioni, C., Pozzi, F., et al. 2014, [MNRAS](#), **439**, 2736
- Denoyer, L. K. 1979, [ApJ](#), **232**, L165
- Desch, S. J., Young, E. D., Dunham, E. T., Fujimoto, Y., & Dunlap, D. R. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2203.11169
- Di Mascolo, L., Churazov, E., & Mroczkowski, T. 2019a, [MNRAS](#), **487**, 4037
- Di Mascolo, L., Mroczkowski, T., Churazov, E., et al. 2019b, [A&A](#), **628**, A100
- Di Matteo, T., Colberg, J., Springel, V., Hernquist, L., & Sijacki, D. 2008, [ApJ](#), **676**, 33
- Di Matteo, T., Croft, R. A. C., Feng, Y., Waters, D., & Wilkins, S. 2017, [MNRAS](#), **467**, 4243
- Di Matteo, T., Springel, V., & Hernquist, L. 2005, [Nature](#), **433**, 604
- Di Teodoro, E. M., McClure-Griffiths, N. M., Lockman, F. J., & Armillotta, L. 2020, [Nature](#), **584**, 364
- Di Teodoro, E. M., McClure-Griffiths, N. M., Lockman, F. J., et al. 2018, [ApJ](#), **855**, 33
- Diemer, B., & Kravtsov, A. V. 2014, [ApJ](#), **789**, 1
- Diemer, B., Mansfield, P., Kravtsov, A. V., & More, S. 2017, [ApJ](#), **843**, 140
- Ding, X., Onoue, M., Silverman, J. D., et al. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2211.14329
- Dobbs, C. L., Bonnell, I. A., & Pringle, J. E. 2006, [MNRAS](#), **371**, 1663
- Dobbs, C. L., Burkert, A., & Pringle, J. E. 2011, [MNRAS](#), **417**, 1318
- Dodson, R., & Rioja, M. J. 2009, arXiv e-prints, arXiv:0910.1159
- Doeleman, S., Akiyama, K., Blackburn, L., et al. 2019a, [BAAS](#), **51**, 537
- Doeleman, S., Blackburn, L., Dexter, J., et al. 2019b, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 51, 256
- Doi, Y., Hasegawa, T., Furuya, R. S., et al. 2020, [ApJ](#), **899**, 28
- Doi, Y., Tomisaka, K., Hasegawa, T., et al. 2021, [ApJ](#), **923**, L9

- Dole, H., Lagache, G., Puget, J. L., et al. 2006, [A&A](#), 451, 417
- Dolginov, A. Z., & Mytrophanov, I. G. 1976, [Ap&SS](#), 43, 257
- Done, C., Gierliński, M., & Kubota, A. 2007, [A&A Rev.](#), 15, 1
- Drabek, E., Hatchell, J., Friberg, P., et al. 2012, [MNRAS](#), 426, 23
- Draine, B. T. 2006, [ApJ](#), 636, 1114
- . 2011, *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium*
- Draine, B. T., & Anderson, N. 1985, [ApJ](#), 292, 494
- Draine, B. T., & Lee, H. M. 1984, [ApJ](#), 285, 89
- Draine, B. T., & Weingartner, J. C. 1997, [ApJ](#), 480, 633
- Drury, L. O. 1983, [Reports on Progress in Physics](#), 46, 973
- Dunham, M. M., Offner, S. S. R., Pineda, J. E., et al. 2016, [ApJ](#), 823, 160
- Dunlop, J. S., McLure, R. J., Biggs, A. D., et al. 2017, [MNRAS](#), 466, 861
- Dwek, E. 1998, [ApJ](#), 501, 643
- Dwek, E., Galliano, F., & Jones, A. P. 2007, [ApJ](#), 662, 927
- Dwek, E., & Scalo, J. M. 1980, [ApJ](#), 239, 193
- Efstathiou, G., & Migliaccio, M. 2012, [MNRAS](#), 423, 2492
- EHT Collaboration, Akiyama, K., Alberdi, A., et al. 2019a, [ApJ](#), 875, L1
- . 2019b, [ApJ](#), 875, L2
- . 2019c, [ApJ](#), 875, L3
- . 2019d, [ApJ](#), 875, L4
- . 2019e, [ApJ](#), 875, L5
- . 2019f, [ApJ](#), 875, L6

- 
- EHT Collaboration, Akiyama, K., Algaba, J. C., et al. 2021a, [ApJ](#), 910, L12
- . 2021b, [ApJ](#), 910, L13
- EHT Collaboration, Akiyama, K., Alberdi, A., et al. 2022a, [ApJ](#), 930, L12
- . 2022b, [ApJ](#), 930, L13
- . 2022c, [ApJ](#), 930, L14
- . 2022d, [ApJ](#), 930, L15
- . 2022e, [ApJ](#), 930, L16
- . 2022f, [ApJ](#), 930, L17
- Eilers, A.-C., Hogg, D. W., Rix, H.-W., et al. 2022, [ApJ](#), 928, 23
- Eistrup, C., Walsh, C., & van Dishoeck, E. F. 2016, [A&A](#), 595, A83
- Elmegreen, B. G., & Lada, C. J. 1977, [ApJ](#), 214, 725
- Encrenaz, T., Serabyn, E., & Weisstein, E. W. 1996, [Icarus](#), 124, 616
- Endo, A., Karatsu, K., Tamura, Y., et al. 2019a, [Nature Astronomy](#), 3, 989
- . 2019b, [Nature Astronomy](#), 3, 989
- Endo, A., Karatsu, K., Laguna, A. P., et al. 2019c, [Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems](#), 5, 035004
- . 2019d, [J. Astron. Telesc. Instrum. Syst.](#), 5, 035004
- Enokiya, R., & Fukui, Y. 2022, [ApJ](#), 931, 155
- Enokiya, R., Torii, K., & Fukui, Y. 2021a, [PASJ](#), 73, S75
- . 2021b, [PASJ](#), 73, S75
- Enßlin, T. A., & Kaiser, C. R. 2000, [A&A](#), 360, 417
- Erler, J., Basu, K., Chluba, J., & Bertoldi, F. 2018, [MNRAS](#), 476, 3360
- Euclid Collaboration, Barnett, R., Warren, S. J., et al. 2019, [A&A](#), 631, A85

- Fabbri, R. 1981, [Ap&SS](#), 77, 529
- Fabian, A. C. 2012, [ARA&A](#), 50, 455
- Faisst, A. L., Fudamoto, Y., Oesch, P. A., et al. 2020, [MNRAS](#), 498, 4192
- Falgarone, E., Pety, J., & Hily-Blant, P. 2009, [A&A](#), 507, 355
- Falgarone, E., Troland, T. H., Crutcher, R. M., & Paubert, G. 2008, [A&A](#), 487, 247
- Fan, X., Strauss, M. A., Schneider, D. P., et al. 2003, [AJ](#), 125, 1649
- Fanciullo, L., Kemper, F., Pattle, K., et al. 2022, [MNRAS](#), 512, 1985
- Farrell, S. A., Webb, N. A., Barret, D., Godet, O., & Rodrigues, J. M. 2009, [Nature](#), 460, 73
- Fasano, A., Aguiar, M., Benoit, A., et al. 2020, [Journal of Low Temperature Physics](#), 199, 529
- Favre, C., López-Sepulcre, A., Ceccarelli, C., et al. 2017, [A&A](#), 608, A82
- Favre, C., Ceccarelli, C., López-Sepulcre, A., et al. 2018, [ApJ](#), 859, 136
- Feltre, A., Maseda, M. V., Bacon, R., et al. 2020, [A&A](#), 641, A118
- Fender, R. P., Belloni, T. M., & Gallo, E. 2004, [MNRAS](#), 355, 1105
- Feng, Y., Di-Matteo, T., Croft, R. A., et al. 2016, [MNRAS](#), 455, 2778
- Ferland, G. J., Korista, K. T., Verner, D. A., et al. 1998, [PASP](#), 110, 761
- Fernandez, L. C., Secretst, N. J., Johnson, M. C., et al. 2022, [ApJ](#), 927, 18
- Fernández-Martín, A., Pérez-Montero, E., Vílchez, J. M., & Mampaso, A. 2017, [A&A](#), 597, A84
- Ferrara, A., Viti, S., & Ceccarelli, C. 2016, [MNRAS](#), 463, L112
- Ferrière, K., Gillard, W., & Jean, P. 2007, [A&A](#), 467, 611
- Feuchtgruber, H., Lellouch, E., Orton, G., et al. 2013, [A&A](#), 551, A126
- Field, G. B. 1965, [ApJ](#), 142, 531
- Fitz Axen, M., Offner, S. S. S., Gaches, B. A. L., et al. 2021, [ApJ](#), 915, 43

- Fletcher, L. N., Swinyard, B., Salji, C., et al. 2012, [A&A](#), 539, A44
- Fletcher, L. N., Helled, R., Roussos, E., et al. 2020, [Planet. Space Sci.](#), 191, 105030
- Fontani, F., Colzi, L., Bizzocchi, L., et al. 2022a, [A&A](#), 660, A76
- . 2022b, [A&A](#), 660, A76
- Forbrich, J., Wiesemeyer, H., Thum, C., Belloche, A., & Menten, K. M. 2008, [A&A](#), 492, 757
- Francés-Monerris, A., Carmona-García, J., Trabelsi, T., et al. 2022, [Nature Communications](#), 13, 4425
- Franco, M., Elbaz, D., Béthermin, M., et al. 2018, [A&A](#), 620, A152
- Fudamoto, Y., Oesch, P. A., Faisst, A., et al. 2020, [A&A](#), 643, A4
- Fudamoto, Y., Oesch, P. A., Schouws, S., et al. 2021, [Nature](#), 597, 489
- Fuente, A., Goicoechea, J. R., Pety, J., et al. 2017, [ApJ](#), 851, L49
- Fujii, M. S., & Portegies Zwart, S. 2016, [ApJ](#), 817, 4
- Fujimoto, Y., Inutsuka, S.-i., & Baba, J. 2023, [MNRAS](#), 523, 3049
- Fujimoto, Y., Krumholz, M. R., & Inutsuka, S.-i. 2020, [MNRAS](#), 497, 2442
- Fujita, R., & Hikida, W. 2009, [Classical and Quantum Gravity](#), 26, 135002
- Fujita, Y., Akahori, T., Umetsu, K., Sarazin, C. L., & Wong, K.-W. 2017, [ApJ](#), 834, 13
- Fukuda, K., Hiyagon, H., Fujiya, W., et al. 2021, [Geochim. Cosmochim. Acta](#), 293, 187
- Fukuda, T., Yoshiike, S., Sano, H., et al. 2014, [ApJ](#), 788, 94
- Fukugita, M., Hogan, C. J., & Peebles, P. J. E. 1998, [ApJ](#), 503, 518
- Fukui, Y., Habe, A., Inoue, T., Enokiya, R., & Tachihara, K. 2021a, [PASJ](#), 73, S1
- Fukui, Y., Inoue, T., Hayakawa, T., & Torii, K. 2021b, [PASJ](#), 73, S405
- Fukui, Y., Sano, H., Yamane, Y., et al. 2021c, [ApJ](#), 915, 84
- Fukui, Y., Torii, K., Onishi, T., et al. 2015, [ApJ](#), 798, 6

- Fukui, Y., Tsuge, K., Sano, H., et al. 2017a, [PASJ](#), 69, L5
- Fukui, Y., Mizuno, N., Yamaguchi, R., et al. 1999, [PASJ](#), 51, 745
- Fukui, Y., Kawamura, A., Wong, T., et al. 2009a, [ApJ](#), 705, 144
- . 2009b, [ApJ](#), 705, 144
- Fukui, Y., Sano, H., Sato, J., et al. 2012, [ApJ](#), 746, 82
- . 2017b, [ApJ](#), 850, 71
- Fukui, Y., Koga, M., Maruyama, S., et al. 2021d, [PASJ](#), 73, S117
- Fukushima, H., & Yajima, H. 2021, [MNRAS](#), 506, 5512
- . 2022, [MNRAS](#), 511, 3346
- Fukushima, H., Yajima, H., Sugimura, K., et al. 2020a, [MNRAS](#), 497, 3830
- Fukushima, K., Yamaguchi, H., Slane, P. O., et al. 2020b, [ApJ](#), 897, 62
- Furuya, K., Aikawa, Y., Hincelin, U., et al. 2015a, [A&A](#), 584, A124
- . 2015b, [A&A](#), 584, A124
- Furuya, K., Drozdovskaya, M. N., Visser, R., et al. 2017, [A&A](#), 599, A40
- Furuya, K., Oba, Y., & Shimonishi, T. 2022, [ApJ](#), 926, 171
- Furuya, K., van Dishoeck, E. F., & Aikawa, Y. 2016, [A&A](#), 586, A127
- Furuya, K., Watanabe, Y., Sakai, T., Aikawa, Y., & Yamamoto, S. 2018, [A&A](#), 615, L16
- Gabici, S., & Aharonian, F. A. 2007, [ApJ](#), 665, L131
- Gaches, B. A. L., Offner, S. S. R., & Bisbas, T. G. 2019, [ApJ](#), 878, 105
- Gaches, B. A. L., Walch, S., Offner, S. S. R., & Münker, C. 2020, [ApJ](#), 898, 79
- Gallerani, S., Ferrara, A., Neri, R., & Maiolino, R. 2014, [MNRAS](#), 445, 2848
- Gandhi, P., Makishima, K., Durant, M., et al. 2008, [MNRAS](#), 390, L29

- Gandhi, P., Blain, A. W., Russell, D. M., et al. 2011, [ApJ](#), 740, L13
- Gandilo, N. N., Ade, P. A. R., Angilè, F. E., et al. 2016, [ApJ](#), 824, 84
- Ganguly, S., Walch, S., Clarke, S. D., & Seifried, D. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2204.02511
- Gao, Y., & Solomon, P. M. 2004, [ApJS](#), 152, 63
- Garrod, R. T., Wakelam, V., & Herbst, E. 2007, [A&A](#), 467, 1103
- Garufi, A., Podio, L., Codella, C., et al. 2022, [A&A](#), 658, A104
- Gastaldello, F., Wik, D. R., Molendi, S., et al. 2015, [ApJ](#), 800, 139
- Gaume, R. A., Claussen, M. J., de Pree, C. G., Goss, W. M., & Mehringer, D. M. 1995, [ApJ](#), 449, 663
- Getman, K. V., & Feigelson, E. D. 2021, [ApJ](#), 916, 32
- Getman, K. V., Feigelson, E. D., Garmire, G., Broos, P., & Wang, J. 2007, [ApJ](#), 654, 316
- Ghisellini, G., Righi, C., Costamante, L., & Tavecchio, F. 2017, [MNRAS](#), 469, 255
- Gilli, R., Norman, C., Calura, F., et al. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2206.03508
- Ginolfi, M., Jones, G. C., Béthermin, M., et al. 2020, [A&A](#), 633, A90
- Giuliani, A., Cardillo, M., Tavani, M., et al. 2011, [ApJ](#), 742, L30
- Glover, S. C. O., Clark, P. C., Micic, M., & Molina, F. 2015, [MNRAS](#), 448, 1607
- Gnedin, O. Y., Kravtsov, A. V., Klypin, A. A., & Nagai, D. 2004, [ApJ](#), 616, 16
- Gobat, R., Daddi, E., Coogan, R. T., et al. 2019, [A&A](#), 629, A104
- Goldbaum, N. J., Krumholz, M. R., Matzner, C. D., & McKee, C. F. 2011, [ApJ](#), 738, 101
- Goldreich, P., & Kylafis, N. D. 1981, [ApJ](#), 243, L75
- Goldsmith, P. F., Heyer, M., Narayanan, G., et al. 2008, [ApJ](#), 680, 428
- Goldsmith, P. F., Velusamy, T., Li, D., & Langer, W. D. 2010, [ApJ](#), 715, 1370
- Gómez, G. C., Walsh, C., & Palau, A. 2022, [MNRAS](#), 513, 1244



- Gomez, H. L., Clark, C. J. R., Nozawa, T., et al. 2012, [MNRAS](#), 420, 3557
- Gonzalez, G., Brownlee, D., & Ward, P. 2001, [Icarus](#), 152, 185
- Goodman, A. A., Benson, P. J., Fuller, G. A., & Myers, P. C. 1993, [ApJ](#), 406, 528
- Gralla, M. B., Crichton, D., Marriage, T. A., et al. 2014, [MNRAS](#), 445, 460
- Greco, J. P., Hill, J. C., Spergel, D. N., & Battaglia, N. 2015, [ApJ](#), 808, 151
- Green, C. E., Green, J. A., Burton, M. G., et al. 2014, [MNRAS](#), 443, 2252
- Greene, J. E. 2012, [Nature Communications](#), 3, 1304
- Greene, J. E., Strader, J., & Ho, L. C. 2020, [ARA&A](#), 58, 257
- Grenier, I. A., Casandjian, J.-M., & Terrier, R. 2005, [science](#), 307, 1292
- Groppi, C., Walker, C., Kulesa, C., et al. 2008, in [SPIE Proceedings](#), ed. W. D. Duncan, W. S. Holland, S. Withington, & J. Zmuidzinas (SPIE)
- Grosso, N., Hamaguchi, K., Principe, D. A., & Kastner, J. H. 2020, [A&A](#), 638, L4
- Gruendl, R. A., & Chu, Y. 2009, [ApJS](#), 184, 172
- Gruppioni, C., Béthermin, M., Loiacono, F., et al. 2020, [A&A](#), 643, A8
- Gry, C., Boulanger, F., Nehmé, C., et al. 2002, [A&A](#), 391, 675
- Gu, L., Akamatsu, H., Shimwell, T. W., et al. 2019, [Nature Astronomy](#), 3, 838
- Guan, Y., Clark, S. E., Hensley, B. S., et al. 2021a, [ApJ](#), 920, 6
- . 2021b, [ApJ](#), 920, 6
- Guillet, V., Fanciullo, L., Verstraete, L., et al. 2018, [A&A](#), 610, A16
- Guo, M., Inayoshi, K., Michiyama, T., & Ho, L. C. 2020, [ApJ](#), 901, 39
- Gupta, A., Yen, H.-W., Koch, P., et al. 2022, [ApJ](#), 930, 67
- Gurwell, M. A., Bergin, E. A., Melnick, G. J., & Tolls, V. 2005, [Icarus](#), 175, 23
- Gurwell, M. A., Muhleman, D. O., Shah, K. P., et al. 1995, [Icarus](#), 115, 141

- Gurwell, M. A., Bergin, E. A., Melnick, G. J., et al. 2000, [ApJ](#), 539, L143
- H. E. S. S. Collaboration, Abdalla, H., Abramowski, A., et al. 2018, [A&A](#), 612, A7
- Ha, J.-H., Ryu, D., & Kang, H. 2018, [ApJ](#), 857, 26
- Habouzit, M., Onoue, M., Bañados, E., et al. 2022, [MNRAS](#), 511, 3751
- Hacar, A., Clark, S., Heitsch, F., et al. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2203.09562
- Hacar, A., Tafalla, M., Forbrich, J., et al. 2018, [A&A](#), 610, A77
- Hacar, A., Tafalla, M., Kauffmann, J., & Kovács, A. 2013, [A&A](#), 554, A55
- Han, X., & Hjellming, R. M. 1992, [ApJ](#), 400, 304
- Harikane, Y., Ouchi, M., Ono, Y., et al. 2019, [ApJ](#), 883, 142
- Harikane, Y., Ouchi, M., Inoue, A. K., et al. 2020, [ApJ](#), 896, 93
- Harikane, Y., Inoue, A. K., Mawatari, K., et al. 2022a, [ApJ](#), 929, 1
- Harikane, Y., Ono, Y., Ouchi, M., et al. 2022b, [ApJS](#), 259, 20
- Harris, A. I., Sieth, M., Lau, J. M., et al. 2012, [Review of Scientific Instruments](#), 83, 086105
- Harsono, D., Persson, M. V., Ramos, A., et al. 2020, [A&A](#), 636, A26
- Hartmann, L., Ballesteros-Paredes, J., & Bergin, E. A. 2001, [ApJ](#), 562, 852
- Hartogh, P., Jarchow, C., Lellouch, E., et al. 2010, [A&A](#), 521, L49
- Hashimoto, I., Chiba, M., Okada, N., et al. 2020, [Journal of Vibration Engineering & Technologies](#), 8, 909
- Hashimoto, T., Garel, T., Guiderdoni, B., et al. 2017, [A&A](#), 608, A10
- Hashimoto, T., Laporte, N., Mawatari, K., et al. 2018, [Nature](#), 557, 392
- Hashimoto, T., Inoue, A. K., Mawatari, K., et al. 2019, [PASJ](#), 71, 71
- Hasselfield, M., Hilton, M., Marriage, T. A., et al. 2013, [J. Cosmology Astropart. Phys.](#), 2013, 008
- Hatchfield, H. P., Sormani, M. C., Tress, R. G., et al. 2021, [ApJ](#), 922, 79

- Hatsukade, B., Ohta, K., Seko, A., Yabe, K., & Akiyama, M. 2013, [ApJ](#), 769, L27
- Hatsukade, B., Kohno, K., Yamaguchi, Y., et al. 2018, [PASJ](#), 70, 105
- Hauser, M. G., Arendt, R. G., Kelsall, T., et al. 1998, [ApJ](#), 508, 25
- Hemmati, S., Yan, L., Diaz-Santos, T., et al. 2017, [ApJ](#), 834, 36
- Henkel, C., Downes, D., Weiß, A., Riechers, D., & Walter, F. 2010, [A&A](#), 516, A111
- Henkel, C., & Mauersberger, R. 1993, [A&A](#), 274, 730
- Henkel, C., Asiri, H., Ao, Y., et al. 2014, [A&A](#), 565, A3
- Hennebelle, P., & Chabrier, G. 2008, [ApJ](#), 684, 395
- Hennebelle, P., & Iffrig, O. 2014, [A&A](#), 570, A81
- Hennebelle, P., Lee, Y.-N., & Chabrier, G. 2019, [ApJ](#), 883, 140
- Henshaw, J. D., Barnes, A. T., Battersby, C., et al. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2203.11223
- Hensley, B. S., & Draine, B. T. 2021, [ApJ](#), 906, 73
- Herczeg, G. J., Johnstone, D., Mairs, S., et al. 2017, [ApJ](#), 849, 43
- Heyer, M., & Dame, T. M. 2015, [ARA&A](#), 53, 583
- Heyer, M., Krawczyk, C., Duval, J., & Jackson, J. M. 2009, [ApJ](#), 699, 1092
- Heyer, M. H., & Brunt, C. M. 2004, [ApJ](#), 615, L45
- Heyer, M. H., Carpenter, J. M., & Snell, R. L. 2001, [ApJ](#), 551, 852
- HI4PI Collaboration, Ben Bekhti, N., Flöer, L., et al. 2016, [A&A](#), 594, A116
- Hickox, R. C., & Alexander, D. M. 2018, [ARA&A](#), 56, 625
- Higuchi, A. E., Sakai, N., Watanabe, Y., et al. 2018, [ApJS](#), 236, 52
- Hildebrand, R. H., Dotson, J. L., Dowell, C. D., Schleuning, D. A., & Vaillancourt, J. E. 1999, [ApJ](#), 516, 834
- Hildebrand, R. H., Kirby, L., Dotson, J. L., Houde, M., & Vaillancourt, J. E. 2009, [ApJ](#), 696, 567

- Hill, J. C., Baxter, E. J., Lidz, A., Greco, J. P., & Jain, B. 2018, [Phys. Rev. D](#), **97**, 083501
- Hill, J. C., & Pajer, E. 2013, [Phys. Rev. D](#), **88**, 063526
- Hilton, M., Sifón, C., Naess, S., et al. 2021, [ApJS](#), **253**, 3
- Hincks, A. D., Acquaviva, V., Ade, P. A. R., et al. 2010, [ApJS](#), **191**, 423
- Hirano, S., Tsukamoto, Y., Basu, S., & Machida, M. N. 2020, [ApJ](#), **898**, 118
- Hirashita, H. 1999, [ApJ](#), **510**, L99
- Hirashita, H., & Chiang, I. D. 2022, [MNRAS](#), **516**, 1612
- Hitomi Collaboration, Aharonian, F., Akamatsu, H., et al. 2016, [Nature](#), **535**, 117
- . 2018a, [PASJ](#), **70**, 9
- . 2018b, [PASJ](#), **70**, 10
- Hodge, J. A., & da Cunha, E. 2020, [Royal Society Open Science](#), **7**, 200556
- Hollenbach, D. J., & Tielens, A. G. G. M. 1999, [Reviews of Modern Physics](#), **71**, 173
- Hollenbach, D. J., Werner, M. W., & Salpeter, E. E. 1971, [ApJ](#), **163**, 165
- Hopkins, P. F., Hernquist, L., Cox, T. J., et al. 2006, [ApJS](#), **163**, 1
- Hopkins, P. F., Hernquist, L., Cox, T. J., & Kereš, D. 2008, [ApJS](#), **175**, 356
- Hopkins, P. F., Hernquist, L., Martini, P., et al. 2005, [ApJ](#), **625**, L71
- Horowitz, B., & Seljak, U. 2017, [MNRAS](#), **469**, 394
- Hosokawa, T., & Inutsuka, S.-i. 2006, [ApJ](#), **648**, L131
- Hosokawa, T., Yorke, H. W., & Omukai, K. 2010, [ApJ](#), **721**, 478
- Hou, K.-C., Aoyama, S., Hirashita, H., Nagamine, K., & Shimizu, I. 2019, [MNRAS](#), **485**, 1727
- Hoyer, S., & Hamman, J. 2016, [Journal of Open Research Software](#), **5**
- Hsieh, C.-h., Hu, Y., Lai, S.-P., et al. 2019, [ApJ](#), **873**, 16

- Hsieh, P.-Y., Koch, P. M., Kim, W.-T., et al. 2018, [ApJ](#), 862, 150
- Hu, Y., Yuen, K. H., Lazarian, V., et al. 2019, [Nature Astronomy](#), 3, 776
- Hughes, D. H., Serjeant, S., Dunlop, J., et al. 1998, [Nature](#), 394, 241
- Hull, C. L. H., & Zhang, Q. 2019, [Frontiers in Astronomy and Space Sciences](#), 6, 3
- Hull, C. L. H., Plambeck, R. L., Kwon, W., et al. 2014, [ApJS](#), 213, 13
- Hunter, T. R., Brogan, C. L., MacLeod, G., et al. 2017, [ApJ](#), 837, L29
- Hutsemékers, D., Agís González, B., Marin, F., et al. 2019, [A&A](#), 625, A54
- Hwang, J., Kim, J., Pattle, K., et al. 2021, [ApJ](#), 913, 85
- Ichikawa, K., Ricci, C., Ueda, Y., et al. 2019, [ApJ](#), 870, 31
- Ichiki, K., Sumiya, K., & Liu, G.-C. 2022, [Phys. Rev. D](#), 105, 063507
- Iino, T., Ohyama, H., Hirahara, Y., Takahashi, T., & Tsukagoshi, T. 2016, [AJ](#), 152, 179
- Iino, T., Sagawa, H., & Tsukagoshi, T. 2020, [The Astrophysical Journal](#), 890, 95
- Iino, T., & Yamada, T. 2018, [AJ](#), 155, 92
- Imai, M., Sakai, N., Oya, Y., et al. 2016, [ApJ](#), 830, L37
- Imanishi, K., Tsujimoto, M., & Koyama, K. 2001, [ApJ](#), 563, 361
- Inami, H., Bacon, R., Brinchmann, J., et al. 2017, [A&A](#), 608, A2
- Inami, H., Algera, H. S. B., Schouws, S., et al. 2022, [MNRAS](#), 515, 3126
- Inayoshi, K., Ichikawa, K., & Haiman, Z. 2018, [ApJ](#), 863, L36
- Inayoshi, K., Visbal, E., & Haiman, Z. 2020, [ARA&A](#), 58, 27
- Indriolo, N., Neufeld, D. A., Gerin, M., et al. 2015, [ApJ](#), 800, 40
- Inoue, A. K., Tamura, Y., Matsuo, H., et al. 2016, [Science](#), 352, 1559
- Inoue, T., & Fukui, Y. 2013, [ApJ](#), 774, L31

- Inoue, T., Hennebelle, P., Fukui, Y., et al. 2018, *PASJ*, 70, S53
- Inoue, T., & Inutsuka, S.-i. 2012, *ApJ*, 759, 35
- Inoue, T., Yamazaki, R., & Inutsuka, S.-i. 2009, *ApJ*, 695, 825
- Inoue, T., Yamazaki, R., Inutsuka, S.-i., & Fukui, Y. 2012, *ApJ*, 744, 71
- Inoue, Y., & Doi, A. 2018, *ApJ*, 869, 114
- Inoue, Y., Khangulyan, D., & Doi, A. 2020, *ApJ*, 891, L33
- Inutsuka, S.-i. 2001, *ApJ*, 559, L149
- Inutsuka, S.-i., Inoue, T., Iwasaki, K., & Hosokawa, T. 2015a, *A&A*, 580, A49
- . 2015b, *A&A*, 580, A49
- Inutsuka, S.-I., & Miyama, S. M. 1992, *ApJ*, 388, 392
- Inutsuka, S.-i., & Miyama, S. M. 1997, *ApJ*, 480, 681
- Ishibashi, W. 2021, *MNRAS*, 505, 5846
- Issaoun, S., Wielgus, M., Jorstad, S., et al. 2022, *ApJ*, 934, 145
- Ita, Y., Onaka, T., Kato, D., et al. 2008, *PASJ*, 60, 435
- Itoh, H., & Masai, K. 1989, *MNRAS*, 236, 885
- Itoh, N., Kohyama, Y., & Nozawa, S. 1998, *ApJ*, 502, 7
- Itoh, N., Nozawa, S., & Kohyama, Y. 2000, *ApJ*, 533, 588
- Ivezić, Ž., Kahn, S. M., Tyson, J. A., et al. 2019, *ApJ*, 873, 111
- Iwasaki, K., & Tomida, K. 2022, *ApJ*, 934, 174
- Iwasaki, K., Tomida, K., Inoue, T., & Inutsuka, S.-i. 2019, *ApJ*, 873, 6
- Izumi, N., Kobayashi, N., Yasui, C., et al. 2022, *ApJ*, 936, 181
- Izumi, T., Onoue, M., Matsuoka, Y., et al. 2019, *PASJ*, 71, 111

- Izumi, T., Nguyen, D. D., Imanishi, M., et al. 2020, [ApJ](#), 898, 75
- Izumi, T., Matsuoka, Y., Fujimoto, S., et al. 2021, [ApJ](#), 914, 36
- Jacquet, E. 2019, [A&A](#), 624, A131
- Janssen, M., Falcke, H., Kadler, M., et al. 2021, [Nature Astronomy](#), 5, 1017
- Jeffreson, S. M. R., & Kruijssen, J. M. D. 2018, [MNRAS](#), 476, 3688
- Jeffreson, S. M. R., Kruijssen, J. M. D., Keller, B. W., Chevance, M., & Glover, S. C. O. 2020, [MNRAS](#), 498, 385
- Jenkins, E. B. 2009, [ApJ](#), 700, 1299
- Jensen, S. S., Jørgensen, J. K., Furuya, K., Haugbølle, T., & Aikawa, Y. 2021a, [A&A](#), 649, A66
- Jensen, S. S., Jørgensen, J. K., Kristensen, L. E., et al. 2021b, [A&A](#), 650, A172
- . 2019, [A&A](#), 631, A25
- Jeong, O., Plambeck, R., Suzuki, A., & Lee, A. T. 2019, in [Astronomical Optics: Design, Manufacture, and Test of Space and Ground Systems II](#), ed. P. Hallibert, T. B. Hull, & D. W. Kim (SPIE)
- Jewitt, D. C. 1997, [Science](#), 278, 90
- Jiang, L., McGreer, I. D., Fan, X., et al. 2016, [ApJ](#), 833, 222
- Jiang, L., Kashikawa, N., Wang, S., et al. 2021, [Nature Astronomy](#), 5, 256
- Jiang, Y.-F., Greene, J. E., & Ho, L. C. 2011, [ApJ](#), 737, L45
- Jijina, J., Myers, P. C., & Adams, F. C. 1999, [ApJS](#), 125, 161
- Jiménez-Donaire, M. J., Cormier, D., Bigiel, F., et al. 2017, [ApJ](#), 836, L29
- Jiménez-Donaire, M. J., Bigiel, F., Leroy, A. K., et al. 2019, [ApJ](#), 880, 127
- Jing, Y. P., & Suto, Y. 2002, [ApJ](#), 574, 538
- Jones, T. J., Bagley, M., Krejny, M., Andersson, B. G., & Bastien, P. 2015, [AJ](#), 149, 31
- Jørgensen, J. K., Belloche, A., & Garrod, R. T. 2020, [ARA&A](#), 58, 727

- Juvela, M., Malinen, J., & Lunttila, T. 2012, [A&A](#), 544, A141
- Kalberla, P. M. W., Burton, W. B., Hartmann, D., et al. 2005, [A&A](#), 440, 775
- Kalberla, P. M. W., & Kerp, J. 2009, [ARA&A](#), 47, 27
- Kalberla, P. M. W., Kerp, J., & Haud, U. 2020, [A&A](#), 639, A26
- . 2021, [A&A](#), 654, A91
- Kalvāns, J. 2021, [ApJ](#), 910, 54
- Kamionkowski, M., & Loeb, A. 1997, [Phys. Rev. D](#), 56, 4511
- Kandori, R., Nakajima, Y., Tamura, M., et al. 2005, [AJ](#), 130, 2166
- Kandori, R., Tomisaka, K., Saito, M., et al. 2020, [ApJ](#), 888, 120
- Kang, H., Ryu, D., Cen, R., & Ostriker, J. P. 2007, [ApJ](#), 669, 729
- Karkare, K. S., Barry, P. S., Bradford, C. M., et al. 2020, [Journal of Low Temperature Physics](#), 199, 849
- Kaspi, V. M., Lyne, A. G., Manchester, R. N., et al. 1993, [ApJ](#), 409, L57
- Kataoka, A., Muto, T., Momose, M., et al. 2015, [ApJ](#), 809, 78
- Kataoka, A., Tsukagoshi, T., Momose, M., et al. 2016, [ApJ](#), 831, L12
- Kato, D., Ita, Y., Onaka, T., et al. 2012, [AJ](#), 144, 179
- Katz, H., & Ricotti, M. 2013, [MNRAS](#), 432, 3250
- Kauffmann, J., Goldsmith, P. F., Melnick, G., et al. 2017, [A&A](#), 605, L5
- Kawabe, R., Kohno, K., Tamura, Y., et al. 2016, in [Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers \(SPIE\) Conference Series](#), Vol. 9906, [Ground-based and Airborne Telescopes VI](#), ed. H. J. Hall, R. Gilmozzi, & H. K. Marshall, 990626
- Kawaguchi, T., Saito, Y., Miki, Y., & Mori, M. 2014, [ApJ](#), 789, L13
- Kawamura, A., Mizuno, Y., Minamidani, T., et al. 2009a, [ApJS](#), 184, 1
- . 2009b, [ApJS](#), 184, 1



- Kawamuro, T., Ricci, C., Imanishi, M., et al. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2208.03880
- Kawasaki, M. T., Ozaki, M., Nagase, F., et al. 2002, [ApJ](#), **572**, 897
- Kee, N. D., Sundqvist, J. O., Decin, L., de Koter, A., & Sana, H. 2021, [A&A](#), **646**, A180
- Kemper, F., Woods, P. M., Antoniou, V., et al. 2010, [PASP](#), **122**, 683
- Kennicutt, Robert C., J. 1998, [ApJ](#), **498**, 541
- Kermish, Z. D., Ade, P., Anthony, A., et al. 2012, in [Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers \(SPIE\) Conference Series, Vol. 8452](#), Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Kernasovskiy, S. A., Kuenstner, S. E., Karpel, E., et al. 2018, [Journal of Low Temperature Physics](#), **193**, 570
- Kim, C.-G., & Ostriker, E. C. 2017, [ApJ](#), **846**, 133
- Kim, J.-G., Kim, W.-T., & Ostriker, E. C. 2016, [ApJ](#), **819**, 137
- . 2018, [ApJ](#), **859**, 68
- Kim, J.-Y., Krichbaum, T. P., Broderick, A. E., et al. 2020, [A&A](#), **640**, A69
- Kimura, H., Postberg, F., Altobelli, N., & Tieloff, M. 2020, [A&A](#), **643**, A50
- Kimura, S. S., Takasao, S., & Tomida, K. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2211.13891
- King, A., & Pounds, K. 2015, [ARA&A](#), **53**, 115
- Kitayama, T. 2014, [Progress of Theoretical and Experimental Physics](#), **2014**, 06B111
- Kitayama, T., Komatsu, E., Ota, N., et al. 2004, [PASJ](#), **56**, 17
- Kitayama, T., Ueda, S., Takakuwa, S., et al. 2016, [PASJ](#), **68**, 88
- Kitayama, T., Ueda, S., Akahori, T., et al. 2020, [PASJ](#), **72**, 33
- Kiuchi, H. 2018, in [Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers \(SPIE\) Conference Series, Vol. 10708](#), [Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy IX](#), ed. J. Zmuidzinas & J.-R. Gao, 1070813
- Kiuchi, K., Oguri, S., Mima, S., Otani, C., & Kusaka, A. 2020, [Journal of Low Temperature Physics](#), **200**, 353

- Klaassen, P., Mroczkowski, T. K., Cicone, C., et al. 2020, in [Ground-based and Airborne Telescopes VIII](#), ed. H. K. Marshall, J. Spyromilio, & T. Usuda (SPIE)
- Koay, J. Y., Vestergaard, M., Bignall, H. E., Reynolds, C., & Peterson, B. M. 2016, [MNRAS](#), **460**, 304
- Kobayashi, M. A. R., Inoue, Y., & Inoue, A. K. 2013, [ApJ](#), **763**, 3
- Kobayashi, M. I. N., Inoue, T., Inutsuka, S.-i., et al. 2020, [ApJ](#), **905**, 95
- Kobayashi, M. I. N., Inoue, T., Tomida, K., Iwasaki, K., & Nakatsugawa, H. 2022, [ApJ](#), **930**, 76
- Kobayashi, M. I. N., Inutsuka, S.-i., Kobayashi, H., & Hasegawa, K. 2017, [ApJ](#), **836**, 175
- Kobayashi, M. I. N., Kobayashi, H., Inutsuka, S.-i., & Fukui, Y. 2018, [PASJ](#), **70**, S59
- Koch, E. W., & Rosolowsky, E. W. 2015, [MNRAS](#), **452**, 3435
- Kocherlakota, P., Rezzolla, L., Falcke, H., et al. 2021, [Phys. Rev. D](#), **103**, 104047
- Koda, J., Scoville, N., Sawada, T., et al. 2009, [ApJ](#), **700**, L132
- Kohno, K., Yamaguchi, Y., Tamura, Y., et al. 2016, in [Galaxies at High Redshift and Their Evolution Over Cosmic Time](#), ed. S. Kaviraj, Vol. 319, 92
- Kohno, K., Kawabe, R., Tamura, Y., et al. 2020, in [Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers \(SPIE\) Conference Series](#), Vol. 11453, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 114530N
- Kojima, T., Kroug, M., Gonzalez, A., et al. 2018a, [IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology](#), **8**, 638
- Kojima, T., Kroug, M., Uemizu, K., et al. 2017, [IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology](#), **7**, 694
- Kojima, T., Uzawa, Y., & Shan, W. 2018b, [AIP Advances](#), **8**, 025206
- Komatsu, E., & Kitayama, T. 1999, [ApJ](#), **526**, L1
- Komatsu, E., Kitayama, T., Suto, Y., et al. 1999, [ApJ](#), **516**, L1
- Komatsu, E., & Seljak, U. 2002, [MNRAS](#), **336**, 1256

- Komatsu, E., Matsuo, H., Kitayama, T., et al. 2001, [PASJ](#), **53**, 57
- Komatsu, E., Bennett, C. L., Barnes, C., et al. 2014, [Progress of Theoretical and Experimental Physics](#), **2014**, 06B102
- Kong, S., Arce, H. G., Maureira, M. J., et al. 2019, [ApJ](#), **874**, 104
- Könyves, V., André, P., Men'shchikov, A., et al. 2015, [A&A](#), **584**, A91
- Könyves, V., André, P., Arzoumanian, D., et al. 2020, [A&A](#), **635**, A34
- Koopmans, L., Pritchard, J., Mellema, G., et al. 2015, in [Advancing Astrophysics with the Square Kilometre Array \(AASKA14\)](#), 1
- Kormendy, J., & Ho, L. C. 2013, [ARA&A](#), **51**, 511
- Kormendy, J., & Kennicutt, Robert C., J. 2004, [ARA&A](#), **42**, 603
- Korngut, P. M., Dicker, S. R., Reese, E. D., et al. 2011, [ApJ](#), **734**, 10
- Kotak, R., Meikle, W. P. S., Farrah, D., et al. 2009, [ApJ](#), **704**, 306
- Koumpia, E., Evans, L., Di Francesco, J., van der Tak, F. F. S., & Oudmaijer, R. D. 2020, [A&A](#), **643**, A61
- Kounkel, M., Covey, K., Suárez, G., et al. 2018, [AJ](#), **156**, 84
- Koyama, H., & Inutsuka, S.-I. 2000, [ApJ](#), **532**, 980
- Koyama, H., & Inutsuka, S.-i. 2002, [ApJ](#), **564**, L97
- Koyama, K., Hamaguchi, K., Ueno, S., Kobayashi, N., & Feigelson, E. D. 1996, [PASJ](#), **48**, L87
- Koyama, K., Petre, R., Gotthelf, E. V., et al. 1995, [Nature](#), **378**, 255
- Koyama, Y., Polletta, M. d. C., Tanaka, I., et al. 2021, [MNRAS](#), **503**, L1
- Kremer, J., Stensbo-Smidt, K., Gieseke, F., Pedersen, K. S., & Igel, C. 2017, [IEEE Intelligent Systems](#), **32**, 16
- Kroupa, P. 2002, [Science](#), **295**, 82
- Kruijssen, J. M. D., Longmore, S. N., Elmegreen, B. G., et al. 2014a, [MNRAS](#), **440**, 3370
- . 2014b, [MNRAS](#), **440**, 3370

- Kruijssen, J. M. D., Schrubba, A., Chevance, M., et al. 2019, [Nature](#), 569, 519
- Krumholz, M. R., & McKee, C. F. 2005, [ApJ](#), 630, 250
- . 2020, [MNRAS](#), 494, 624
- Kubo, M., Toshikawa, J., Kashikawa, N., et al. 2019a, [ApJ](#), 887, 214
- . 2019b, [ApJ](#), 887, 214
- Kuffmeier, M., Calcutt, H., & Kristensen, L. E. 2019, [A&A](#), 628, A112
- Kumar, M. S. N., Palmeirim, P., Arzoumanian, D., & Inutsuka, S. I. 2020a, [A&A](#), 642, A87
- . 2020b, [A&A](#), 642, A87
- Kuno, N., Sato, N., Nakanishi, H., et al. 2007, [PASJ](#), 59, 117
- Kurita, M., Kino, M., Iwamuro, F., et al. 2020, [PASJ](#), 72, 48
- Kusune, T., Nakamura, F., Sugitani, K., et al. 2019, [PASJ](#), 71, S5
- Kwon, W., Pattle, K., Sadavoy, S., et al. 2022, [ApJ](#), 926, 163
- Laas, J. C., & Caselli, P. 2019, [A&A](#), 624, A108
- Lada, C. J., Forbrich, J., Lombardi, M., & Alves, J. F. 2012, [ApJ](#), 745, 190
- Lada, C. J., & Lada, E. A. 2003, [ARA&A](#), 41, 57
- Lagache, G., Cousin, M., & Chatzikos, M. 2018, [A&A](#), 609, A130
- Lagache, G., Puget, J.-L., & Dole, H. 2005, [ARA&A](#), 43, 727
- Laha, S., Reynolds, C. S., Reeves, J., et al. 2021, [Nature Astronomy](#), 5, 13
- Lai, J. C. Y., Cordiner, M. A., Nixon, C. A., et al. 2017, [AJ](#), 154, 206
- LaMassa, S. M., Yaqoob, T., Levenson, N. A., et al. 2017, [ApJ](#), 835, 91
- Lambert, D. L., & Danks, A. C. 1986, [ApJ](#), 303, 401
- Lancaster, L., Ostriker, E. C., Kim, J.-G., & Kim, C.-G. 2021, [ApJ](#), 922, L3

Larson, R. B. 1969, [MNRAS](#), **145**, 271

—. 1981, [MNRAS](#), **194**, 809

—. 1985, [MNRAS](#), **214**, 379

Larson, R. L., Evans, Neal J., I., Green, J. D., & Yang, Y.-L. 2015, [ApJ](#), **806**, 70

Laureijs, R., Amiaux, J., Arduini, S., et al. 2011, arXiv e-prints, arXiv:1110.3193

Law, C. J., Öberg, K. I., Bergner, J. B., & Graninger, D. 2018, [ApJ](#), **863**, 88

Lazarian, A. 2007, [J. Quant. Spec. Radiat. Transf.](#), **106**, 225

Lazarian, A., Yuen, K. H., & Pogosyan, D. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2204.09731

Le Brun, A. M. C., McCarthy, I. G., Schaye, J., & Ponman, T. J. 2014, [MNRAS](#), **441**, 1270

Le Gouellec, V. J. M., Hull, C. L. H., Maury, A. J., et al. 2019, [ApJ](#), **885**, 106

Le Gouellec, V. J. M., Maury, A. J., Guillet, V., et al. 2020, [A&A](#), **644**, A11

Lee, C.-F., Hwang, H.-C., Ching, T.-C., et al. 2018, [Nature Communications](#), **9**, 4636

Lee, H., Hoang, T., Le, N., & Cho, J. 2020a, [ApJ](#), **896**, 44

Lee, H. M., & Draine, B. T. 1985, [ApJ](#), **290**, 211

Lee, J.-E., Lee, S., Baek, G., et al. 2019a, [Nature Astronomy](#), **3**, 314

Lee, M. Y., Madden, S. C., Lebouteiller, V., et al. 2016, [A&A](#), **596**, A85

Lee, S., Lee, J.-E., Aikawa, Y., Herczeg, G., & Johnstone, D. 2020b, [ApJ](#), **889**, 20

Lee, Y.-H., Johnstone, D., Lee, J.-E., et al. 2021, [ApJ](#), **920**, 119

Lee, Y. J., Jessup, K.-L., Perez-Hoyos, S., et al. 2019b, [AJ](#), **158**, 126

Lee, Y.-N., & Hennebelle, P. 2019, [A&A](#), **622**, A125

Lee, Y.-N., Hennebelle, P., & Chabrier, G. 2017, [ApJ](#), **847**, 114

Lefloch, B., Bachiller, R., Ceccarelli, C., et al. 2018, [MNRAS](#), **477**, 4792

- Lehmann, A., Federrath, C., & Wardle, M. 2016, [MNRAS](#), 463, 1026
- Lehmer, B. D., Alexander, D. M., Geach, J. E., et al. 2009, [ApJ](#), 691, 687
- Leipski, C., Meisenheimer, K., Walter, F., et al. 2014, [ApJ](#), 785, 154
- Lellouch, E., Bézard, B., Moreno, R., et al. 1997, [Planet. Space Sci.](#), 45, 1203
- Lellouch, E., Gurwell, M., Butler, B., et al. 2017a, [Icarus](#), 286, 289
- Lellouch, E., Moreno, R., Müller, T., et al. 2017b, [A&A](#), 608, A45
- Lellouch, E., Butler, B., Moreno, R., et al. 2022, [Icarus](#), 372
- Leroy, A. K., Schinnerer, E., Hughes, A., et al. 2021, [ApJS](#), 257, 43
- Levin, S. M., Langer, W. D., Velusamy, T., Kuiper, T. B. H., & Crutcher, R. M. 2001, [ApJ](#), 555, 850
- Lewis, J. S. W., Ocvirk, P., Dubois, Y., et al. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2204.03949
- Li, H., & Chen, Y. 2010, [MNRAS](#), 409, L35
- Li, H.-b., Fang, M., Henning, T., & Kainulainen, J. 2013, [MNRAS](#), 436, 3707
- Li, H.-B., & Henning, T. 2011, [Nature](#), 479, 499
- Li, H.-B., Jiang, H., Fan, X., Gu, Q., & Zhang, Y. 2017, [Nature Astronomy](#), 1, 0158
- Li, Q., Wang, R., Fan, X., et al. 2020, [ApJ](#), 900, 12
- Lin, Y.-H., Hirashita, H., Camps, P., & Baes, M. 2021, [MNRAS](#), 507, 2755
- Lin, Y.-T., Partridge, B., Pober, J. C., et al. 2009, [ApJ](#), 694, 992
- Lineweaver, C. H., Fenner, Y., & Gibson, B. K. 2004, [Science](#), 303, 59
- Lisenfeld, U., & Ferrara, A. 1998, [ApJ](#), 496, 145
- Liu, H. B. 2019, [ApJ](#), 877, L22
- Liu, H.-M., & Hirashita, H. 2019, [MNRAS](#), 490, 540
- Liu, J., Qiu, K., & Zhang, Q. 2022, [ApJ](#), 925, 30

- Liu, J., Zhang, Q., Commerçon, B., et al. 2021, [ApJ](#), **919**, 79
- Loiacono, F., Decarli, R., Gruppioni, C., et al. 2021, [A&A](#), **646**, A76
- Longmore, S. N., Bally, J., Testi, L., et al. 2013, [MNRAS](#), **429**, 987
- Longmore, S. N., Kruijssen, J. M. D., Bastian, N., et al. 2014, in [Protostars and Planets VI](#), ed. H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, & T. Henning, 291
- Lopez-Rodriguez, E., Guerra, J. A., Asgari-Targhi, M., & Schmelz, J. T. 2021, [ApJ](#), **914**, 24
- LSST Science Collaboration, Abell, P. A., Allison, J., et al. 2009, arXiv e-prints, arXiv:0912.0201
- Luk, S.-S., Li, H.-b., & Li, D. 2022, [ApJ](#), **928**, 132
- Machida, M. N., Hirano, S., & Kitta, H. 2020, [MNRAS](#), **491**, 2180
- Machida, M. N., Tomisaka, K., Matsumoto, T., & Inutsuka, S.-i. 2008, [ApJ](#), **677**, 327
- Madau, P., & Dickinson, M. 2014, [ARA&A](#), **52**, 415
- Maeda, F., Ohta, K., Fujimoto, Y., Habe, A., & Ushio, K. 2020, [MNRAS](#), **495**, 3840
- Maezawa, H., Ikeda, M., Ito, T., et al. 1999, [ApJ](#), **524**, L129
- Maezawa, H., Haraguchi, D., Nishida, Y., et al. 2018, Japan Geoscience Union Meeting 2018, PCG23-11
- Magdis, G. E., Gobat, R., Valentino, F., et al. 2021, [A&A](#), **647**, A33
- Magnani, L., Blitz, L., & Mundy, L. 1985, [ApJ](#), **295**, 402
- Mairs, S., Lalchand, B., Bower, G. C., et al. 2019, [ApJ](#), **871**, 72
- Majumdar, L., Gratier, P., Wakelam, V., et al. 2018, [MNRAS](#), **477**, 525
- Makiya, R., & Hirashita, H. 2022, [MNRAS](#), **517**, 2076
- Malbon, R. K., Baugh, C. M., Frenk, C. S., & Lacey, C. G. 2007, [MNRAS](#), **382**, 1394
- Malhan, K., Ibata, R. A., Sharma, S., et al. 2022, [ApJ](#), **926**, 107
- Mancini, M., Schneider, R., Graziani, L., et al. 2015, [MNRAS](#), **451**, L70
- Mangilli, A., Aumont, J., Bernard, J. P., et al. 2019, [A&A](#), **630**, A74

- Mantz, A. B., von der Linden, A., Allen, S. W., et al. 2015, [MNRAS](#), 446, 2205
- Marcq, E., & Lebonnois, S. 2013, [Journal of Geophysical Research \(Planets\)](#), 118, 1983
- Markevitch, M., Gonzalez, A. H., David, L., et al. 2002, [ApJ](#), 567, L27
- Marriage, T. A., Baptiste Juin, J., Lin, Y.-T., et al. 2011, [ApJ](#), 731, 100
- Marrone, D. P., Spilker, J. S., Hayward, C. C., et al. 2018, [Nature](#), 553, 51
- Marshall, D. J., Fux, R., Robin, A. C., & Reyl e, C. 2008, [A&A](#), 477, L21
- Marshall, M. A., Ni, Y., Di Matteo, T., et al. 2020, [MNRAS](#), 499, 3819
- Martín, S., Aladro, R., Martín-Pintado, J., & Mauersberger, R. 2010, [A&A](#), 522, A62
- Martín, S., Mauersberger, R., Martín-Pintado, J., Henkel, C., & García-Burillo, S. 2006, [ApJS](#), 164, 450
- Martín, S., Mangum, J. G., Harada, N., et al. 2021a, [A&A](#), 656, A46
- . 2021b, [A&A](#), 656, A46
- Mashian, N., Sturm, E., Sternberg, A., et al. 2015, [ApJ](#), 802, 81
- Mason, B. S., Dicker, S. R., Korngut, P. M., et al. 2010, [ApJ](#), 716, 739
- Masunaga, H., & Inutsuka, S.-i. 2000, [ApJ](#), 531, 350
- Matsuda, Y., Nagao, T., Iono, D., et al. 2015, [MNRAS](#), 451, 1141
- Matsuoka, Y., Onoue, M., Kashikawa, N., et al. 2016, [ApJ](#), 828, 26
- . 2018a, [PASJ](#), 70, S35
- Matsuoka, Y., Iwasawa, K., Onoue, M., et al. 2018b, [ApJS](#), 237, 5
- Matsuoka, Y., Strauss, M. A., Kashikawa, N., et al. 2018c, [ApJ](#), 869, 150
- Mattern, M., Kauffmann, J., Csengeri, T., et al. 2018, [A&A](#), 619, A166
- Matthee, J., Sobral, D., Boogaard, L. A., et al. 2019, [ApJ](#), 881, 124
- Matthews, L. D., Crew, G. B., Doeleman, S. S., et al. 2018, [PASP](#), 130, 015002



- Matzner, C. D., & Jumper, P. H. 2015, [ApJ](#), 815, 68
- Maud, L. T., Moore, T. J. T., Lumsden, S. L., et al. 2015, [MNRAS](#), 453, 645
- Mawatari, K., Inoue, A. K., Hashimoto, T., et al. 2020, [ApJ](#), 889, 137
- McCarthy, I. G., Le Brun, A. M. C., Schaye, J., & Holder, G. P. 2014, [MNRAS](#), 440, 3645
- McCarthy, I. G., Schaye, J., Bird, S., & Le Brun, A. M. C. 2017, [MNRAS](#), 465, 2936
- McClintock, J. E., & Remillard, R. A. 2006, in Compact stellar X-ray sources, Vol. 39, 157
- McClure, M. K., Rocha, W. R. M., Pontoppidan, K. M., et al. 2023, [Nature Astronomy](#), 7, 431
- McClure-Griffiths, N. M., Dénes, H., Dickey, J. M., et al. 2018, [Nature Astronomy](#), 2, 901
- McGuire, B. A. 2018, [ApJS](#), 239, 17
- McGuire, B. A., Loomis, R. A., Burkhardt, A. M., et al. 2021, [Science](#), 371, 1265
- McKee, C. F. 1989, [ApJ](#), 345, 782
- McKinney, J. C., Tchekhovskoy, A., & Blandford, R. D. 2012, [MNRAS](#), 423, 3083
- McMullin, J. P., Waters, B., Schiebel, D., Young, W., & Golap, K. 2007, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 376, Astronomical Data Analysis Software and Systems XVI, ed. R. A. Shaw, F. Hill, & D. J. Bell, 127
- McNamara, B. R., Wise, M., Nulsen, P. E. J., et al. 2000, [ApJ](#), 534, L135
- Meidt, S. E., Hughes, A., Dobbs, C. L., et al. 2015, [ApJ](#), 806, 72
- Meier, D. S., & Turner, J. L. 2005, [ApJ](#), 618, 259
- Meier, R., Owen, T. C., Jewitt, D. C., et al. 1998, [Science](#), 279, 1707
- Meinel, A. B. 1982, [Journal of the Optical Society of America \(1917-1983\)](#), 72, 14
- Meixner, M., Gordon, K. D., Indebetouw, R., et al. 2006, [AJ](#), 132, 2268
- Meixner, M., Panuzzo, P., Roman-Duval, J., et al. 2013, [AJ](#), 146, 62
- Mengel, M., Flatin, D. C., & De Lucia, F. C. 2000, [J. Chem. Phys.](#), 112, 4069

- Merloni, A., Heinz, S., & di Matteo, T. 2003, [MNRAS](#), **345**, 1057
- Meyer, D. M. A., Vorobyov, E. I., Kuiper, R., & Kley, W. 2017, [MNRAS](#), **464**, L90
- Mezcua, M. 2017, [International Journal of Modern Physics D](#), **26**, 1730021
- Michail, J. M., Ashton, P. C., Berthoud, M. G., et al. 2021, [ApJ](#), **907**, 46
- Miki, Y., Mori, M., Kawaguchi, T., & Saito, Y. 2014, [ApJ](#), **783**, 87
- Miller, T. B., Chapman, S. C., Aravena, M., et al. 2018a, [Nature](#), **556**, 469
- . 2018b, [Nature](#), **556**, 469
- Mills, E. A. C., Güsten, R., Requena-Torres, M. A., & Morris, M. R. 2013, [ApJ](#), **779**, 47
- Miniati, F., Ryu, D., Kang, H., et al. 2000, [ApJ](#), **542**, 608
- Mirabel, I. F., & Rodríguez, L. F. 1994, [Nature](#), **371**, 46
- Misugi, Y., Inutsuka, S.-i., & Arzoumanian, D. 2019, [ApJ](#), **881**, 11
- Mitsui, K., Nitta, T., Okada, N., et al. 2015, [Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems](#), **1**, 025001
- Miville-Deschênes, M.-A., Murray, N., & Lee, E. J. 2017, [ApJ](#), **834**, 57
- Miyama, S. M., Narita, S., & Hayashi, C. 1987, [Progress of Theoretical Physics](#), **78**, 1051
- Miyamoto, A., Nakagawa, H., Kuroda, T., et al. 2021, [Geophys. Res. Lett.](#), **48**, e92413
- Miyamoto, S., Kimura, K., Kitamoto, S., Dotani, T., & Ebisawa, K. 1991, [ApJ](#), **383**, 784
- Miyatake, H., Battaglia, N., Hilton, M., et al. 2019, [ApJ](#), **875**, 63
- Miyazaki, S., Hamana, T., Shimasaku, K., et al. 2002, [ApJ](#), **580**, L97
- Miyazaki, S., Oguri, M., Hamana, T., et al. 2018a, [PASJ](#), **70**, S27
- Miyazaki, S., Komiyama, Y., Kawanomoto, S., et al. 2018b, [PASJ](#), **70**, S1
- . 2018c, [PASJ](#), **70**, S1
- Mizuno, T., Abdollahi, S., Fukui, Y., et al. 2016, [ApJ](#), **833**, 19

- Mizuno, T., Hayashi, K., Metzger, J., et al. 2022, [ApJ](#), 935, 15
- Moderski, R., & Sikora, M. 1996, [MNRAS](#), 283, 854
- Molnar, S. M., Hearn, N., Haiman, Z., et al. 2009, [ApJ](#), 696, 1640
- Momose, M., Ohashi, N., Kawabe, R., Nakano, T., & Hayashi, M. 1998, [ApJ](#), 504, 314
- Monfardini, A., Beelen, A., Benoit, A., et al. 2021, arXiv e-prints, arXiv:2106.14028
- Monson, N. N., Morris, M. R., & Young, E. D. 2017, [ApJ](#), 839, 123
- Montabone, L., Forget, F., Millour, E., et al. 2015, [Icarus](#), 251, 65
- Moon, S., Kim, W.-T., Kim, C.-G., & Ostriker, E. C. 2023, [ApJ](#), 946, 114
- More, S., Miyatake, H., Takada, M., et al. 2016, [ApJ](#), 825, 39
- Moreno, R., Lellouch, E., Forget, F., et al. 2009, [Icarus](#), 201, 549
- Moreno, R., Marten, A., Matthews, H. E., & Biraud, Y. 2003, [Planet. Space Sci.](#), 51, 591
- Mori, M., & Rich, R. M. 2008, [ApJ](#), 674, L77
- Moriwaki, K., Yoshida, N., Eide, M. B., & Ciardi, B. 2019, [MNRAS](#), 489, 2471
- Moriwaki, K., Yoshida, N., Shimizu, I., et al. 2018, [MNRAS](#), 481, L84
- Morris, M., & Serabyn, E. 1996a, [ARA&A](#), 34, 645
- . 1996b, [ARA&A](#), 34, 645
- Motte, F., Andre, P., & Neri, R. 1998, [A&A](#), 336, 150
- Motte, F., Bontemps, S., Csengeri, T., et al. 2022, [A&A](#), 662, A8
- Mou, G., Sun, D., Fang, T., et al. 2023, [Nature Communications](#), 14, 781
- Mouillet, A., Lellouch, E., Moreno, R., Gurwell, M., & Sagawa, H. 2012, [A&A](#), 546, A102
- Mroczkowski, T., Dicker, S., Sayers, J., et al. 2012, [ApJ](#), 761, 47
- Mroczkowski, T., Nagai, D., Basu, K., et al. 2019, [Space Sci. Rev.](#), 215, 17

- Murata, R., Sunayama, T., Oguri, M., et al. 2020, [PASJ](#), **72**, 64
- Murillo, N. M., van Dishoeck, E. F., Hacar, A., Harsono, D., & Jørgensen, J. K. 2022, [A&A](#), **658**, A53
- Murillo, N. M., van Dishoeck, E. F., Tobin, J. J., Mottram, J. C., & Karska, A. 2018, [A&A](#), **620**, A30
- Myers, A. T., McKee, C. F., & Li, P. S. 2015, [MNRAS](#), **453**, 2747
- Myers, M. J., Holzapfel, W., Lee, A. T., et al. 2005, [Applied Physics Letters](#), **86**, 114103
- Myers, P. C., & Basu, S. 2021, [ApJ](#), **917**, 35
- Myers, P. C., Basu, S., & Auddy, S. 2018, [ApJ](#), **868**, 51
- Myers, P. C., & Goodman, A. A. 1991, [ApJ](#), **373**, 509
- Nadolski, A., Vieira, J. D., Sobrin, J. A., et al. 2020, [Applied Optics](#), **59**, 3285
- Naess, S., Aiola, S., Austermann, J. E., et al. 2020, [J. Cosmology Astropart. Phys.](#), **2020**, 046
- Nagata, T., Woodward, C. E., Shure, M., & Kobayashi, N. 1995, [AJ](#), **109**, 1676
- Nagata, T., Woodward, C. E., Shure, M., Pipher, J. L., & Okuda, H. 1990, [ApJ](#), **351**, 83
- Nakagawa, M., Onishi, T., Mizuno, A., & Fukui, Y. 2005, [PASJ](#), **57**, 917
- Nakamura, F., Kamenno, S., Kusune, T., et al. 2019, [PASJ](#), **71**, 117
- Nakamura, F., & Li, Z.-Y. 2007, [ApJ](#), **662**, 395
- Nakamura, F., Ogawa, H., Yonekura, Y., et al. 2015, [PASJ](#), **67**, 117
- Nakanishi, H., & Sofue, Y. 2016, [PASJ](#), **68**, 5
- Nakano, T., & Nakamura, T. 1978a, [PASJ](#), **30**, 671
- . 1978b, [PASJ](#), **30**, 671
- Nakatani, R., & Yoshida, N. 2019, [ApJ](#), **883**, 127
- Nakazawa, K., Mori, K., Tsuru, T. G., et al. 2018, in [Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers \(SPIE\) Conference Series](#), Vol. 10699, [Space Telescopes and Instrumentation 2018: Ultraviolet to Gamma Ray](#), ed. J.-W. A. den Herder, S. Nikzad, & K. Nakazawa, 106992D

- Nalewajko, K., Begelman, M. C., & Sikora, M. 2014, [ApJ](#), **789**, 161
- Narayan, R., Mahadevan, R., Grindlay, J. E., Popham, R. G., & Gammie, C. 1998, [ApJ](#), **492**, 554
- Narayan, R., Palumbo, D. C. M., Johnson, M. D., et al. 2021, [ApJ](#), **912**, 35
- NASEM. 2022, *Origins, Worlds, and Life: A Decadal Strategy for Planetary Science and Astrobiology 2023-2032* (Washington, DC: The National Academies Press.)
- National Academies of Sciences, E., & Medicine. 2021, *Pathways to Discovery in Astronomy and Astrophysics for the 2020s* (Washington, DC: The National Academies Press)
- Nenkova, M., Sirocky, M. M., Nikutta, R., Ivezić, Ž., & Elitzur, M. 2008, [ApJ](#), **685**, 160
- Nguyen, D. D., Izumi, T., Thater, S., et al. 2021, [MNRAS](#), **504**, 4123
- Nguyen, H., Dawson, J. R., Lee, M.-Y., et al. 2019, [ApJ](#), **880**, 141
- Nguyen, T., Oba, Y., Shimonishi, T., Kouchi, A., & Watanabe, N. 2020, [ApJ](#), **898**, L52
- Ni, Y., Di Matteo, T., Gilli, R., et al. 2020, [MNRAS](#), **495**, 2135
- Nicastro, F., Kaastra, J., Krongold, Y., et al. 2018, [Nature](#), **558**, 406
- Nishimura, Y., Shimonishi, T., Watanabe, Y., et al. 2016, [ApJ](#), **818**, 161
- Nishimura, Y., Watanabe, Y., Harada, N., et al. 2017, [ApJ](#), **848**, 17
- Nishiyama, S., & Schödel, R. 2013, [A&A](#), **549**, A57
- Nitta, T., Karatsu, K., Sekimoto, Y., et al. 2013, [Journal of Low Temperature Physics](#), **176**, 684
- Noda, H., & Done, C. 2018, [MNRAS](#), **480**, 3898
- Nomura, H., Furuya, K., Cordiner, M. A., et al. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2203.10863
- Nomura, M., Oka, T., Yamada, M., et al. 2018, [ApJ](#), **859**, 29
- Notsu, S., Ohno, K., Ueda, T., et al. 2022, [ApJ](#), **936**, 188
- Notsu, S., van Dishoeck, E. F., Walsh, C., Bosman, A. D., & Nomura, H. 2021a, [A&A](#), **650**, A180
- . 2021b, [A&A](#), **650**, A180

- Novikov, I. D., & Thorne, K. S. 1973, in *Black Holes (Les Astres Occlus)*, 343
- Nozawa, S., Itoh, N., & Kohyama, Y. 1998, [ApJ](#), 508, 17
- Nozawa, T., Kozasa, T., Habe, A., et al. 2007, [ApJ](#), 666, 955
- Nozawa, T., Kozasa, T., Umeda, H., Maeda, K., & Nomoto, K. 2003a, [ApJ](#), 598, 785
- . 2003b, [ApJ](#), 598, 785
- Oba, Y., Tomaru, T., Lamberts, T., Kouchi, A., & Watanabe, N. 2018, [Nature Astronomy](#), 2, 228
- Öberg, K. I., & Bergin, E. A. 2021, [Phys. Rep.](#), 893, 1
- Öberg, K. I., Guzmán, V. V., Walsh, C., et al. 2021, [ApJS](#), 257, 1
- Oesch, P. A., Brammer, G., van Dokkum, P. G., et al. 2016, [ApJ](#), 819, 129
- Offner, S. S. R., Bisbas, T. G., Bell, T. A., & Viti, S. 2014, [MNRAS](#), 440, L81
- O’Gorman, E., Harper, G. M., Ohnaka, K., et al. 2020, [A&A](#), 638, A65
- Oguri, M., Rusu, C. E., & Falco, E. E. 2014, [MNRAS](#), 439, 2494
- Oguri, M., Miyazaki, S., Li, X., et al. 2021, [PASJ](#), 73, 817
- Oh, S. P., & Haiman, Z. 2002, [ApJ](#), 569, 558
- Ohira, Y., Murase, K., & Yamazaki, R. 2010, [A&A](#), 513, A17
- Ohyama, Y., Taniguchi, Y., Iye, M., et al. 2002, [PASJ](#), 54, 891
- Oka, T., Hasegawa, T., Sato, F., et al. 2001, [ApJ](#), 562, 348
- Oka, T., Hasegawa, T., White, G. J., et al. 2008, [PASJ](#), 60, 429
- Oka, T., Mizuno, R., Miura, K., & Takekawa, S. 2016, [ApJ](#), 816, L7
- Oka, T., Onodera, Y., Nagai, M., et al. 2012, [ApJS](#), 201, 14
- Oka, T., Tsujimoto, S., Iwata, Y., Nomura, M., & Takekawa, S. 2017, [Nature Astronomy](#), 1, 709
- Oka, T., Uruno, A., Enokiya, R., et al. 2022, [ApJS](#), 261, 13

- Okabe, N., Umetsu, K., Tamura, T., et al. 2016, [MNRAS](#), 456, 4475
- Okabe, N., Oguri, M., Akamatsu, H., et al. 2019, [PASJ](#), 71, 79
- Okabe, N., Dicker, S., Eckert, D., et al. 2021, [MNRAS](#), 501, 1701
- Okada, N., Matsumoto, T., Kondo, H., et al. 2020, in [Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers \(SPIE\) Conference Series, Vol. 11453, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers \(SPIE\) Conference Series](#), 1145349
- Okada, Y., Requena-Torres, M. A., Güsten, R., et al. 2015, [A&A](#), 580, A54
- Okon, H., Tanaka, T., Uchida, H., et al. 2021, [ApJ](#), 921, 99
- Okuno, T., Tanaka, T., Uchida, H., Matsumura, H., & Tsuru, T. G. 2018, [PASJ](#), 70, 77
- Oliveira, J. M., van Loon, J. T., Chen, C., et al. 2009, [ApJ](#), 707, 1269
- Oliveira, J. M., van Loon, J. T., Sloan, G. C., et al. 2013, [MNRAS](#), 428, 3001
- Omont, A., Yang, C., Cox, P., et al. 2013, [A&A](#), 551, A115
- Onishi, T., Mizuno, A., Kawamura, A., Tachihara, K., & Fukui, Y. 2002, [ApJ](#), 575, 950
- Onoue, M., Kashikawa, N., Matsuoka, Y., et al. 2019, [ApJ](#), 880, 77
- Onoue, M., Matsuoka, Y., Kashikawa, N., et al. 2021, [ApJ](#), 919, 61
- Orton, G. S., Serabyn, E., & Lee, Y. T. 2000, [Icarus](#), 146, 48
- Oshima, T., Ohtawara, K., Takekoshi, T., et al. 2018, [Journal of Low Temperature Physics](#), 193, 996
- Ostriker, E. C., Stone, J. M., & Gammie, C. F. 2001, [ApJ](#), 546, 980
- Ostriker, J. 1964, [ApJ](#), 140, 1056
- Ota, N., & Yoshida, H. 2016, [PASJ](#), 68, S19
- Ota, N., Murase, K., Kitayama, T., et al. 2008, [A&A](#), 491, 363
- Oya, Y., Sakai, N., López-Sepulcre, A., et al. 2016, [ApJ](#), 824, 88
- Oya, Y., & Yamamoto, S. 2020, [ApJ](#), 904, 185

- Pabst, C. H. M., Goicoechea, J. R., Teyssier, D., et al. 2020, [A&A](#), 639, A2
- Padoan, P., Nordlund, A., & Jones, B. J. T. 1997, [MNRAS](#), 288, 145
- Padoan, P., Pan, L., Haugbølle, T., & Nordlund, Å. 2016, [ApJ](#), 822, 11
- Padovani, M., Hennebelle, P., Marcowith, A., & Ferrière, K. 2015, [A&A](#), 582, L13
- Padovani, M., Marcowith, A., Galli, D., Hunt, L. K., & Fontani, F. 2021, [A&A](#), 649, A149
- Padovani, M., Ivlev, A. V., Galli, D., et al. 2020, [Space Sci. Rev.](#), 216, 29
- Pagani, L., Bacmann, A., Cabrit, S., & Vastel, C. 2007, [A&A](#), 467, 179
- Palmeirim, P., André, P., Kirk, J., et al. 2013, [A&A](#), 550, A38
- Palmer, M. Y., Cordiner, M. A., Nixon, C. A., et al. 2017, [Science Advances](#), 3, e1700022
- Panopoulou, G. V., Tassis, K., Goldsmith, P. F., & Heyer, M. H. 2014, [MNRAS](#), 444, 2507
- Parente, M., Ragone-Figueroa, C., Granato, G. L., et al. 2022, [MNRAS](#), 515, 2053
- Pari, J., & Hora, J. L. 2020, [PASP](#), 132, 054301
- Park, K., Chiaki, G., & Wise, J. H. 2022, [ApJ](#), 936, 116
- Paron, S., Ortega, M. E., Cunningham, M., et al. 2014, [A&A](#), 572, A56
- Paron, S., Ortega, M. E., Fariña, C., et al. 2016, [MNRAS](#), 455, 518
- Pascual Laguna, A., Karatsu, K., Thoen, D., et al. 2021a, [IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology](#), 11, 635
- . 2021b, [IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology](#), 11, 635
- Pattle, K., & Fissel, L. 2019, [Frontiers in Astronomy and Space Sciences](#), 6, 15
- Pattle, K., Fissel, L., Tahani, M., Liu, T., & Ntormousi, E. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2203.11179
- Pattle, K., Lai, S.-P., Hasegawa, T., et al. 2019, [ApJ](#), 880, 27
- Pavlenko, Y. V., Yurchenko, S. N., & Tennyson, J. 2020, [A&A](#), 633, A52
- Pawlik, A. H., Milosavljević, M., & Bromm, V. 2011, [ApJ](#), 731, 54



- Pei, Y. C., Fall, S. M., & Hauser, M. G. 1999, [ApJ](#), 522, 604
- Peretto, N., Fuller, G. A., André, P., et al. 2014, [A&A](#), 561, A83
- Persson, M. V., Harsono, D., Tobin, J. J., et al. 2016, [A&A](#), 590, A33
- Persson, M. V., Jørgensen, J. K., & van Dishoeck, E. F. 2012, [A&A](#), 541, A39
- Pesce, D. W., Palumbo, D. C. M., Narayan, R., et al. 2021, [ApJ](#), 923, 260
- Pety, J., Guzmán, V. V., Orkisz, J. H., et al. 2017, [A&A](#), 599, A98
- Pfalzner, S. 2009, [A&A](#), 498, L37
- Pfrommer, C., & Enßlin, T. A. 2004, [A&A](#), 413, 17
- Pfrommer, C., Springel, V., Enßlin, T. A., & Jubelgas, M. 2006, [MNRAS](#), 367, 113
- Piccialli, A., Moreno, R., Encrenaz, T., et al. 2017, [A&A](#), 606, A53
- Pillai, T. G. S., Clemens, D. P., Reissl, S., et al. 2020, [Nature Astronomy](#), 4, 1195
- Pillepich, A., Reiprich, T. H., Porciani, C., Borm, K., & Merloni, A. 2018a, [MNRAS](#), 481, 613
- Pillepich, A., Nelson, D., Hernquist, L., et al. 2018b, [MNRAS](#), 475, 648
- Pillitteri, I., Sciortino, S., Flaccomio, E., et al. 2010, [A&A](#), 519, A34
- Pineda, J. E., Goodman, A. A., Arce, H. G., et al. 2011, [ApJ](#), 739, L2
- Pineda, J. E., Segura-Cox, D., Caselli, P., et al. 2020, [Nature Astronomy](#), 4, 1158
- Pineda, J. E., Arzoumanian, D., André, P., et al. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2205.03935
- Pinto, C., Sanders, J. S., Werner, N., et al. 2015, [A&A](#), 575, A38
- Pisano, G., Ng, R., Zhu, C., Tucker, C., & Ade, P. 2018, in [Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers \(SPIE\) Conference Series](#), Vol. 10708, Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy IX, ed. J. Zmuidzinas & J.-R. Gao, 107084A
- Plagge, T. J., Marrone, D. P., Abdulla, Z., et al. 2013, [ApJ](#), 770, 112

Planck Collaboration, Ade, P. A. R. and Aghanim, N. and Arnaud, M. and Ashdown, M. and Aumont, J. and Baccigalupi, C. and Balbi, A. and Banday, A. J. and Barreiro, R. B. and Bartlett, J. G. and Battaner, E. and Benabed, K. and Benoît, A. and Bernard, J. -P. and Bersanelli, M. and Bhatia, R. and Bock, J. J. and Bonaldi, A. and Bond, J. R. and Borrill, J. and Bouchet, F. R. and Boulanger, F. and Bucher, M. and Burigana, C. and Cabella, P. and Cardoso, J. -F. and Catalano, A. and Cayón, L. and Challinor, A. and Chamballu, A. and Chiang, L. -Y. and Chiang, C. and Christensen, P. R. and Clements, D. L. and Colombi, S. and Couchot, F. and Coulais, A. and Crill, B. P. and Cuttaia, F. and Dame, T. M. and Danese, L. and Davies, R. D. and Davis, R. J. and de Bernardis, P. and de Gasperis, G. and de Rosa, A. and de Zotti, G. and Delabrouille, J. and Delouis, J. -M. and Désert, F. -X. and Dickinson, C. and Dobashi, K. and Donzelli, S. and Doré, O. and Dörl, U. and Douspis, M. and Dupac, X. and Efstathiou, G. and Enßlin, T. A. and Eriksen, H. K. and Falgarone, E. and Finelli, F. and Forni, O. and Fosalba, P. and Frailis, M. and Franceschi, E. and Fukui, Y. and Galeotta, S. and Ganga, K. and Giard, M. and Giardino, G. and Giraud-Héraud, Y. and González-Nuevo, J. and Górski, K. M. and Gratton, S. and Gregorio, A. and Grenier, I. A. and Gruppuso, A. and Hansen, F. K. and Harrison, D. and Helou, G. and Henrot-Versillé, S. and Herranz, D. and Hildebrandt, S. R. and Hivon, E. and Hobson, M. and Holmes, W. A. and Hovest, W. and Hoyland, R. J. and Huffenberger, K. M. and Jaffe, A. H. and Jones, W. C. and Juvela, M. and Kawamura, A. and Keihänen, E. and Keskitalo, R. and Kisner, T. S. and Kneissl, R. and Knox, L. and Kurki-Suonio, H. and Lagache, G. and Lamarre, J. -M. and Lasenby, A. and Laureijs, R. J. and Lawrence, C. R. and Leach, S. and Leonardi, R. and Leroy, C. and Lilje, P. B. and Linden-Vørnle, M. and Léopez-Caniego, M. and Lubin, P. M. and Macías-Pérez, J. F. and MacTavish, C. J. and Maffei, B. and Maino, D. and Mandolesi, N. and Mann, R. and Maris, M. and Martin, P. and Martínez-González, E. and Masi, S. and Matarrese, S. and Matthai, F. and Mazzotta, P. and McGehee, P. and Meinhold, P. R. and Melchiorri, A. and Mendes, L. and Mennella, A. and Miville-Deschênes, M. -A. and Moneti, A. and Montier, L. and Morgante, G. and Mortlock, D. and Munshi, D. and Murphy, A. and Naselsky, P. and Natoli, P. and Netterfield, C. B. and Nørgaard-Nielsen, H. U. and Noviello, F. and Novikov, D. and Novikov, I. and O'Dwyer, I. J. and Onishi, T. and Osborne, S. and Pajot, F. and Paladini, R. and Paradis, D. and Pasian, F. and Patanchon, G. and Perdereau, O. and Perotto, L. and Perrotta, F. and Piacentini, F. and Piat, M. and Plaszczyński, S. and Pointecouteau, E. and Polenta, G. and Ponthieu, N. and Poutanen, T. and Prézeau, G. and Prunet, S. and Puget, J. -L. and Reach, W. T. and Reinecke, M. and Renault, C. and Ricciardi, S. and Riller, T. and Ristorcelli, I. and Rocha, G. and Rosset, C. and Rowan-Robinson, M. and Rubiño-Martín, J. A. and Rusholme, B. and Sandri, M. and Santos, D. and Savini, G. and Scott, D. and Seiffert, M. D. and Shellard, P. and Smoot, G. F. and Starck, J. -L. and Stivoli, F. and Stolyarov, V.

- and Stompor, R. and Sudiwala, R. and Sygnet, J. -F. and Tauber, J. A. and Terenzi, L. and Toffolatti, L. and Tomasi, M. and Torre, J. -P. and Tristram, M. and Tuovinen, J. and Umana, G. and Valenziano, L. and Vielva, P. and Villa, F. and Vittorio, N. and Wade, L. A. and Wandelt, B. D. and Wilkinson, A. and Yvon, D. and Zacchei, A. and Zonca, A., J.-M., & Terrier, R. 2011a, [A&A](#), **536**, [A19](#)
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2011b, [A&A](#), **536**, [A8](#)
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R. s. b. o., Aghanim, N., et al. 2014a, [A&A](#), **571**, [22](#)
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2014b, [A&A](#), **571**, [A21](#)
- . 2014c, [A&A](#), **571**, [A23](#)
- . 2015a, [A&A](#), **581**, [A14](#)
- . 2015b, [A&A](#), **576**, [A104](#)
- . 2016a, [A&A](#), **594**, [A27](#)
- . 2016b, [A&A](#), **586**, [A138](#)
- Planck Collaboration, Aghanim, N., Akrami, Y., et al. 2020, [A&A](#), **641**, [A6](#)
- Pointecouteau, E., Giard, M., Benoit, A., et al. 1999, [ApJ](#), **519**, [L115](#)
- . 2001, [ApJ](#), **552**, [42](#)
- Pon, A., Johnstone, D., & Kaufman, M. J. 2012, [ApJ](#), **748**, [25](#)
- Popping, G., Somerville, R. S., & Galametz, M. 2017, [MNRAS](#), **471**, [3152](#)
- Popping, G., van Kampen, E., Decarli, R., et al. 2016, [MNRAS](#), **461**, [93](#)
- Popping, G., Walter, F., Behroozi, P., et al. 2020, [ApJ](#), **891**, [135](#)
- Portegies Zwart, S. F., Baumgardt, H., Hut, P., Makino, J., & McMillan, S. L. W. 2004, [Nature](#), **428**, [724](#)
- Pozzi, F., Calura, F., Zamorani, G., et al. 2020, [MNRAS](#), **491**, [5073](#)
- Pratt, G. W., Arnaud, M., Biviano, A., et al. 2019, [Space Sci. Rev.](#), **215**, [25](#)
- Prisinzano, L., Micela, G., Flaccomio, E., et al. 2008, [ApJ](#), **677**, [401](#)

- Privon, G. C., Herrero-Illana, R., Evans, A. S., et al. 2015, [ApJ](#), 814, 39
- Prokhorov, D. A., Colafrancesco, S., Akahori, T., et al. 2011a, [MNRAS](#), 416, 302
- . 2011b, [A&A](#), 529, A39
- Prokhorov, D. A., Dubois, Y., Nagataki, S., Akahori, T., & Yoshikawa, K. 2011c, [MNRAS](#), 415, 2505
- Prokhorov, D. A., Million, E. T., Akahori, T., et al. 2012, [MNRAS](#), 426, 2291
- Psaltis, D., Medeiros, L., Christian, P., et al. 2020, [Phys. Rev. Lett.](#), 125, 141104
- Pudritz, R. E., & Kevlahan, N. K. R. 2013, [Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A](#), 371, 20120248
- Querejeta, M., Schinnerer, E., Meidt, S., et al. 2021, [A&A](#), 656, A133
- Ramos Almeida, C., & Ricci, C. 2017, [Nature Astronomy](#), 1, 679
- Ravi, V., Vedantham, H., & Phinney, E. S. 2018, [MNRAS](#), 478, L72
- Raymond, A. W., Palumbo, D., Paine, S. N., et al. 2021, [ApJS](#), 253, 5
- Redaelli, E., Bizzocchi, L., Caselli, P., et al. 2019, [A&A](#), 629, A15
- Reese, E. D., Mroczkowski, T., Menanteau, F., et al. 2012, [ApJ](#), 751, 12
- Reissl, S., Guillet, V., Brauer, R., et al. 2020, [A&A](#), 640, A118
- Rémy-Ruyer, A., Madden, S. C., Galliano, F., et al. 2014, [A&A](#), 563, A31
- Rephaeli, Y. 1995a, [ARA&A](#), 33, 541
- . 1995b, [ApJ](#), 445, 33
- Requena-Torres, M. A., Güsten, R., Weiß, A., et al. 2012, [A&A](#), 542, L21
- Reuter, C., Vieira, J. D., Spilker, J. S., et al. 2020, [ApJ](#), 902, 78
- Reynolds, C. S. 2013, [Classical and Quantum Gravity](#), 30, 244004
- Rho, J., & Borkowski, K. J. 2002, [ApJ](#), 575, 201
- Riaz, B., & Thi, W. F. 2022, [MNRAS](#), 511, L50

- Ricci, L., Testi, L., Natta, A., et al. 2010, [A&A](#), 512, A15
- Ricci, M., Adam, R., Eckert, D., et al. 2020, [A&A](#), 642, A126
- Rice, T. S., Goodman, A. A., Bergin, E. A., Beaumont, C., & Dame, T. M. 2016, [ApJ](#), 822, 52
- Ricker, P. M., & Sarazin, C. L. 2001, [ApJ](#), 561, 621
- Riccotti, M., Parry, O. H., & Gnedin, N. Y. 2016, [ApJ](#), 831, 204
- Riechers, D. A., Bradford, C. M., Clements, D. L., et al. 2013, [Nature](#), 496, 329
- Rioja, M., & Dodson, R. 2011, [AJ](#), 141, 114
- Rodighiero, G., Daddi, E., Baronchelli, I., et al. 2011, [ApJ](#), 739, L40
- Rodriguez, R., Finger, R., Mena, F. P., et al. 2018, [A&A](#), 619, A153
- Romano, D., Matteucci, F., Zhang, Z. Y., Papadopoulos, P. P., & Ivison, R. J. 2017a, [MNRAS](#), 470, 401
- . 2017b, [MNRAS](#), 470, 401
- Romano, D., Zhang, Z. Y., Matteucci, F., Ivison, R. J., & Papadopoulos, P. P. 2019, in [Nuclei in the Cosmos XV](#), Vol. 219, 207
- Romero, C. E., Mason, B. S., Sayers, J., et al. 2015, [ApJ](#), 807, 121
- Romero, C. E., Sievers, J., Ghirardini, V., et al. 2020, [ApJ](#), 891, 90
- Rosenberg, M. J. F., Meijerink, R., Israel, F. P., et al. 2014, [A&A](#), 568, A90
- Rosenberg, M. J. F., van der Werf, P. P., Aalto, S., et al. 2015, [ApJ](#), 801, 72
- Roy, A., André, P., Arzoumanian, D., et al. 2015, [A&A](#), 584, A111
- . 2019, [A&A](#), 626, A76
- Ruffle, P. M. E., Millar, T. J., Roberts, H., et al. 2007, [ApJ](#), 671, 1766
- Ruppin, F., Adam, R., Comis, B., et al. 2017, [A&A](#), 597, A110
- Russell, D. M., Casella, P., Fender, R., et al. 2011, arXiv e-prints, arXiv:1104.0837
- Russell, D. M., Russell, T. D., Miller-Jones, J. C. A., et al. 2013, [ApJ](#), 768, L35

- Russell, H. R., McNamara, B. R., Fabian, A. C., et al. 2019, *MNRAS*, 490, 3025
- Rybak, M., Bakx, T., Baselmans, J., et al. 2022, *Journal of Low Temperature Physics*, arXiv:2111.05261 [astro-ph.IM]
- Ryu, D., Kang, H., Hallman, E., & Jones, T. W. 2003, *ApJ*, 593, 599
- Sadaghiani, M., Sánchez-Monge, Á., Schilke, P., et al. 2020, *A&A*, 635, A2
- Saito, T., Iono, D., Espada, D., et al. 2017a, *ApJ*, 834, 6
- Saito, T., Iono, D., Xu, C. K., et al. 2017b, *ApJ*, 835, 174
- Sakai, N., Sakai, T., Aikawa, Y., & Yamamoto, S. 2008a, *ApJ*, 675, L89
- Sakai, N., Sakai, T., Hirota, T., Burton, M., & Yamamoto, S. 2009, *ApJ*, 697, 769
- Sakai, N., Shirley, Y. L., Sakai, T., et al. 2012a, *ApJ*, 758, L4
- Sakai, N., & Yamamoto, S. 2013, *Chemical Reviews*, 113, 8981
- Sakai, N., Sakai, T., Hirota, T., et al. 2014, *Nature*, 507, 78
- Sakai, T., Sakai, N., Furuya, K., et al. 2012b, *ApJ*, 747, 140
- Sakai, T., Sakai, N., Hirota, T., & Yamamoto, S. 2010, *ApJ*, 714, 1658
- Sakai, T., Sakai, N., Kamegai, K., et al. 2008b, *ApJ*, 678, 1049
- Sakamoto, S. 2002, *ApJ*, 565, 1050
- Sakamoto, S., & Sunada, K. 2003, *ApJ*, 594, 340
- Salomé, P., Combes, F., Edge, A. C., et al. 2006, *A&A*, 454, 437
- Sanders, J. S., Fabian, A. C., Frank, K. A., Peterson, J. R., & Russell, H. R. 2010, *MNRAS*, 402, 127
- Sanders, J. S., Dennerl, K., Russell, H. R., et al. 2020, *A&A*, 633, A42
- Sano, H., & Fukui, Y. 2021, *Ap&SS*, 366, 58
- Sano, H., Suzuki, H., Nobukawa, K. K., et al. 2021a, *ApJ*, 923, 15
- Sano, H., Yamaguchi, H., Aruga, M., et al. 2022, *ApJ*, 933, 157

- Sano, H., Sato, J., Horachi, H., et al. 2010, [ApJ](#), 724, 59
- Sano, H., Tanaka, T., Torii, K., et al. 2013, [ApJ](#), 778, 59
- Sano, H., Fukuda, T., Yoshiike, S., et al. 2015, [ApJ](#), 799, 175
- Sano, H., Reynoso, E. M., Mitsuishi, I., et al. 2017, [Journal of High Energy Astrophysics](#), 15, 1
- Sano, H., Yamane, Y., Tokuda, K., et al. 2018, [ApJ](#), 867, 7
- Sano, H., Matsumura, H., Nagaya, T., et al. 2019a, [ApJ](#), 873, 40
- Sano, H., Rowell, G., Reynoso, E. M., et al. 2019b, [ApJ](#), 876, 37
- Sano, H., Inoue, T., Tokuda, K., et al. 2020, [ApJ](#), 904, L24
- Sano, H., Yoshiike, S., Yamane, Y., et al. 2021b, [ApJ](#), 919, 123
- Sashida, T., Oka, T., Tanaka, K., et al. 2013, [ApJ](#), 774, 10
- Sato, K., Ohashi, T., Ishisaki, Y., et al. 2020, in [Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers \(SPIE\) Conference Series, Vol. 11444](#), Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, 114445O
- Sawada, T., Ikeda, N., Sunada, K., et al. 2008, [PASJ](#), 60, 445
- Sayers, J., Mroczkowski, T., Zemcov, M., et al. 2013, [ApJ](#), 778, 52
- Sayers, J., Montaña, A., Mroczkowski, T., et al. 2019, [ApJ](#), 880, 45
- Sazonov, S. Y., & Sunyaev, R. A. 1998, [ApJ](#), 508, 1
- . 1999, [MNRAS](#), 310, 765
- Schaerer, D. 2002, [A&A](#), 382, 28
- Schaye, J., Crain, R. A., Bower, R. G., et al. 2015, [MNRAS](#), 446, 521
- Schisano, E., Molinari, S., Elia, D., et al. 2020, [MNRAS](#), 492, 5420
- Schmalzl, M., Visser, R., Walsh, C., et al. 2014a, [A&A](#), 572, A81
- . 2014b, [A&A](#), 572, A81

- Schmidt-Böcking, H., Gruber, G., & Friedrich, B. 2023, [Phys. Scr](#), **98**, 014005
- Schneider, N., Csengeri, T., Hennemann, M., et al. 2012, [A&A](#), **540**, L11
- Schreiber, C., Glazebrook, K., Nanayakkara, T., et al. 2018, [A&A](#), **618**, A85
- Schuller, F., Urquhart, J. S., Csengeri, T., et al. 2021, [MNRAS](#), **500**, 3064
- Seale, J. P., Looney, L. W., Chen, C.-H. R., Chu, Y.-H., & Gruendl, R. A. 2011, [ApJ](#), **727**, 36
- Seale, J. P., Looney, L. W., Chu, Y., et al. 2009, [ApJ](#), **699**, 150
- Sedov, L. I. 1959, *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics*
- Sehgal, N., Aiola, S., Akrami, Y., et al. 2019, [arXiv:1906.10134](#)
- Sekimoto, Y., Tatematsu, K., Umamoto, T., et al. 1997, [ApJ](#), **489**, L63
- Seo, Y. M., Majumdar, L., Goldsmith, P. F., et al. 2019, [ApJ](#), **871**, 134
- Sereno, M., Ettori, S., Umetsu, K., & Baldi, A. 2013, [MNRAS](#), **428**, 2241
- Seta, M., Hasegawa, T., Dame, T. M., et al. 1998, [ApJ](#), **505**, 286
- Seto, N., & Sasaki, M. 2000, [Phys. Rev. D](#), **62**, 123004
- Sewilo, M., Indebetouw, R., Charnley, S. B., et al. 2018, [ApJ](#), **853**, L19
- Sewilo, M., Cordiner, M., Charnley, S. B., et al. 2022, [ApJ](#), **931**, 102
- Seyfert, C. K. 1943, [ApJ](#), **97**, 28
- Shan, W., Ezaki, S., Kang, H., et al. 2020, [IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology](#), **10**, 677
- Shankar, F., Weinberg, D. H., & Miralda-Escudé, J. 2009, [ApJ](#), **690**, 20
- Shariff, J. A., Ade, P. A. R., Angilè, F. E., et al. 2019, [ApJ](#), **872**, 197
- Shaw, L. D., Nagai, D., Bhattacharya, S., & Lau, E. T. 2010, [ApJ](#), **725**, 1452
- Shen, Y., Wu, J., Jiang, L., et al. 2019, [ApJ](#), **873**, 35
- Sheng, Z., Wang, T., Jiang, N., et al. 2017, [ApJ](#), **846**, L7



- Shidatsu, M., Ueda, Y., Tazaki, F., et al. 2011, [PASJ](#), 63, S785
- Shidatsu, M., Nakahira, S., Yamada, S., et al. 2018, [ApJ](#), 868, 54
- Shimajiri, Y., André, P., Ntormousi, E., et al. 2019a, [A&A](#), 632, A83
- Shimajiri, Y., André, P., Palmeirim, P., et al. 2019b, [A&A](#), 623, A16
- Shimajiri, Y., André, P., Peretto, N., et al. 2023, [A&A](#), 672, A133
- Shimajiri, Y., Kawabe, R., Takakuwa, S., et al. 2011, [PASJ](#), 63, 105
- Shimajiri, Y., André, P., Braine, J., et al. 2017, [A&A](#), 604, A74
- Shimoda, J., Inutsuka, S.-i., & Nagashima, M. 2023, [arXiv e-prints](#), arXiv:2306.16887
- Shimoikura, T., Dobashi, K., Nakamura, F., Matsumoto, T., & Hirota, T. 2018a, [ApJ](#), 855, 45
- . 2018b, [ApJ](#), 855, 45
- Shimoikura, T., Dobashi, K., Nakamura, F., Shimajiri, Y., & Sugitani, K. 2019, [PASJ](#), 71, S4
- Shimonishi, T., Dartois, E., Onaka, T., & Boulanger, F. 2016a, [A&A](#), 585, A107
- Shimonishi, T., Das, A., Sakai, N., et al. 2020, [ApJ](#), 891, 164
- Shimonishi, T., Izumi, N., Furuya, K., & Yasui, C. 2021, [ApJ](#), 922, 206
- Shimonishi, T., Onaka, T., Kato, D., et al. 2008, [ApJ](#), 686, L99
- . 2010, [A&A](#), 514, A12
- . 2013, [AJ](#), 145, 32
- Shimonishi, T., Onaka, T., Kawamura, A., & Aikawa, Y. 2016b, [ApJ](#), 827, 72
- Shimonishi, T., Tanaka, K. E. I., Zhang, Y., & Furuya, K. 2023, [arXiv e-prints](#), arXiv:2303.05630
- Shimonishi, T., Watanabe, Y., Nishimura, Y., et al. 2018, [ApJ](#), 862, 102
- Shin, T., Adhikari, S., Baxter, E. J., et al. 2019, [MNRAS](#), 487, 2900
- Shingledecker, C. N., Lamberts, T., Laas, J. C., et al. 2020, [ApJ](#), 888, 52

- Shinnaga, H., Tsuboi, M., & Kasuga, T. 1999, [PASJ](#), **51**, 175
- Shinnaga, H., & Yamamoto, S. 2000, [ApJ](#), **544**, 330
- Shivvers, I., Modjaz, M., Zheng, W., et al. 2017, [PASP](#), **129**, 054201
- Shu, F. H., Lizano, S., Galli, D., Cantó, J., & Laughlin, G. 2002, [ApJ](#), **580**, 969
- Shull, J. M., Smith, B. D., & Danforth, C. W. 2012, [ApJ](#), **759**, 23
- Simionescu, A., Boehringer, H., Brüggén, M., & Finoguenov, A. 2007, [A&A](#), **465**, 749
- Simionescu, A., Tremblay, G., Werner, N., et al. 2018, [MNRAS](#), **475**, 3004
- Skalidis, R., & Tassis, K. 2021, [A&A](#), **647**, A186
- Smail, I., Ivison, R. J., & Blain, A. W. 1997, [ApJ](#), **490**, L5
- Smith, B. D., Wise, J. H., O’Shea, B. W., Norman, M. L., & Khochfar, S. 2015, [MNRAS](#), **452**, 2822
- Smith, J. P., Bailey, J. I., & Mazin, B. A. 2022, in [2022 IEEE 30th Annual International Symposium on Field-Programmable Custom Computing Machines \(FCCM\)](#) (IEEE)
- Smith, M. D., Conrath, B. J., Pearl, J. C., & Christensen, P. R. 2002, [Icarus](#), **157**, 259
- Smith, N. 2014, [ARA&A](#), **52**, 487
- Sofue, Y. 1994, [ApJ](#), **431**, L91
- Solomon, P. M., Rivolo, A. R., Barrett, J., & Yahil, A. 1987, [ApJ](#), **319**, 730
- Solomon, P. M., Sanders, D. B., & Rivolo, A. R. 1985, [ApJ](#), **292**, L19
- Soltan, A. 1982, [MNRAS](#), **200**, 115
- Sormani, M. C., & Barnes, A. T. 2019, [MNRAS](#), **484**, 1213
- Spergel, D., Gehrels, N., Baltay, C., et al. 2015, arXiv e-prints, arXiv:1503.03757
- Spilker, J. S., Phadke, K. A., Aravena, M., et al. 2020a, [ApJ](#), **905**, 85
- Spilker, J. S., Aravena, M., Phadke, K. A., et al. 2020b, [ApJ](#), **905**, 86
- Spinoglio, L., Fernández-Ontiveros, J. A., Malkan, M. A., et al. 2022, [ApJ](#), **926**, 55

- Springel, V., Di Matteo, T., & Hernquist, L. 2005a, [MNRAS](#), 361, 776
- Springel, V., White, S. D. M., Jenkins, A., et al. 2005b, [Nature](#), 435, 629
- Stacey, G. J., Parshley, S., Nikola, T., et al. 2014, in [Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers \(SPIE\) Conference Series, Vol. 9153, Millimeter, Submillimeter, and Far-Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy VII](#), ed. W. S. Holland & J. Zmuidzinas, 91530L
- Stanimirović, S., Murray, C. E., Lee, M.-Y., Heiles, C., & Miller, J. 2014, [ApJ](#), 793, 132
- Staniszewski, Z., Ade, P. A. R., Aird, K. A., et al. 2009, [ApJ](#), 701, 32
- Stäuber, P., Doty, S. D., van Dishoeck, E. F., & Benz, A. O. 2005, [A&A](#), 440, 949
- Stodólkiewicz, J. S. 1963, [Acta Astron.](#), 13, 30
- Stone, J. M., Ostriker, E. C., & Gammie, C. F. 1998, [ApJ](#), 508, L99
- Strandet, M. L., Weiss, A., Vieira, J. D., et al. 2016, [ApJ](#), 822, 80
- Sugahara, Y., Inoue, A. K., Hashimoto, T., et al. 2021, [ApJ](#), 923, 5
- Sugimoto, N., Kouyama, T., & Takagi, M. 2019, [Geophys. Res. Lett.](#), 46, 4573
- Sun, M., Jiang, B., Zhao, H., & Ren, Y. 2021, [ApJS](#), 256, 17
- Sunyaev, R. A., & Zeldovich, I. B. 1980a, [ARA&A](#), 18, 537
- Sunyaev, R. A., & Zeldovich, Y. B. 1970, [Comments on Astrophysics and Space Physics](#), 2, 66
- . 1972, [Comments on Astrophysics and Space Physics](#), 4, 173
- . 1980b, [MNRAS](#), 190, 413
- Suzuki, A., Ade, P., Akiba, Y., et al. 2016, [Journal of Low Temperature Physics](#), 184, 805
- Suzuki, A., Kane, E., Lee, A. T., et al. 2022, [Journal of Low Temperature Physics](#)
- Swinbank, A. M., Karim, A., Smail, I., et al. 2012, [MNRAS](#), 427, 1066
- Tachihara, K., Saigo, K., Higuchi, A. E., et al. 2012, [ApJ](#), 754, 95
- Tadaki, K., Iono, D., Yun, M. S., et al. 2018, [Nature](#), 560, 613

- Tadaki, K.-i., Tsujita, A., Tamura, Y., et al. 2022, [PASJ](#), **74**, L9
- Tafalla, M., Usero, A., & Hacar, A. 2021, [A&A](#), **646**, A97
- Tahani, M. 2022, [Frontiers in Astronomy and Space Sciences](#), **9**, 940027
- Takahashi, S., Ho, P. T. P., Teixeira, P. S., Zapata, L. A., & Su, Y.-N. 2013, [ApJ](#), **763**, 57
- Takami, K., Nakagawa, H., Sagawa, H., et al. 2020, [Earth, Planets and Space](#), **72**, 60
- Takasao, S., Tomida, K., Iwasaki, K., & Suzuki, T. K. 2019a, [ApJ](#), **878**, L10
- . 2019b, [ApJ](#), **878**, L10
- Takekawa, S., Oka, T., Iwata, Y., Tokuyama, S., & Nomura, M. 2017a, [ApJ](#), **843**, L11
- Takekawa, S., Oka, T., Iwata, Y., Tsujimoto, S., & Nomura, M. 2019a, [ApJ](#), **871**, L1
- . 2020, [ApJ](#), **890**, 167
- Takekawa, S., Oka, T., & Tanaka, K. 2017b, [ApJ](#), **834**, 121
- Takekawa, S., Oka, T., Tokuyama, S., et al. 2019b, [PASJ](#), **71**, S21
- Takekoshi, T., Ohtawara, K., Oshima, T., et al. 2018, [Journal of Low Temperature Physics](#), **193**, 1003
- Takekoshi, T., Karatsu, K., Suzuki, J., et al. 2020, [Journal of Low Temperature Physics](#), **199**, 231
- Takeuchi, T. T., Buat, V., & Burgarella, D. 2005, [A&A](#), **440**, L17
- Tamura, T., Yamasaki, N. Y., Iizuka, R., et al. 2014, [ApJ](#), **782**, 38
- Tamura, Y., Mawatari, K., Hashimoto, T., et al. 2019, [ApJ](#), **874**, 27
- Tamura, Y., Kawabe, R., Fukasaku, Y., et al. 2020, in [Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers \(SPIE\) Conference Series](#), Vol. 11445, [Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers \(SPIE\) Conference Series](#), 114451N
- Tan, J. C., Kong, S., Zhang, Y., et al. 2016, [ApJ](#), **821**, L3
- Tanaka, K. 2018, [ApJ](#), **859**, 86
- Tanaka, K., Nagai, M., Kamegai, K., & Oka, T. 2015, [ApJ](#), **806**, 130

- Tanaka, K., Oka, T., Nagai, M., & Kamegai, K. 2009, [PASJ](#), 61, 461
- Tanaka, K. E. I., Tan, J. C., Staff, J. E., & Zhang, Y. 2017, [ApJ](#), 849, 133
- Tanaka, K. E. I., Zhang, Y., Hirota, T., et al. 2020a, [ApJ](#), 900, L2
- Tanaka, M., Valentino, F., Toft, S., et al. 2019, [ApJ](#), 885, L34
- Tanaka, T., Uchida, H., Sano, H., & Tsuru, T. G. 2020b, [ApJ](#), 900, L5
- Tanaka, T., Uchiyama, Y., Aharonian, F. A., et al. 2008, [ApJ](#), 685, 988
- Tanaka, Y., & Shibazaki, N. 1996, [ARA&A](#), 34, 607
- Tanaka, Y., Uchida, H., Tanaka, T., et al. 2022, [ApJ](#), 933, 101
- Taniguchi, A., Tamura, Y., Ikeda, S., Takekoshi, T., & Kawabe, R. 2021a, [The Astronomical Journal](#), 162, 111
- Taniguchi, A., Tamura, Y., Kohno, K., et al. 2020, [Publications of the Astronomical Society of Japan](#), 72, <https://academic.oup.com/pasj/article-pdf/72/1/2/32408717/psz121.pdf>, 2
- Taniguchi, A., Bakx, T. J. L. C., Baselmans, J. J. A., et al. 2021b
- Taniguchi, A., Bakx, T. J. L. C., Baselmans, J. J. A., et al. 2021a, arXiv e-prints, arXiv:2110.14656
- . 2022, [Journal of Low Temperature Physics](#), arXiv:2110.14656 [astro-ph.IM]
- Taniguchi, K., Herbst, E., Caselli, P., et al. 2019, [ApJ](#), 881, 57
- Taniguchi, K., Plunkett, A., Herbst, E., et al. 2020, [MNRAS](#), 493, 2395
- Taniguchi, K., Plunkett, A., Shimoikura, T., et al. 2021b, [PASJ](#), 73, 1540
- Taniguchi, K., Saito, M., Sridharan, T. K., & Minamidani, T. 2018a, [ApJ](#), 854, 133
- Taniguchi, K., Saito, M., Hirota, T., et al. 2017, [ApJ](#), 844, 68
- Taniguchi, K., Saito, M., Majumdar, L., et al. 2018b, [ApJ](#), 866, 150
- Taniguchi, K., Herbst, E., Majumdar, L., et al. 2021c, [ApJ](#), 908, 100
- Tanimura, H., Aghanim, N., Bonjean, V., Malavasi, N., & Douspis, M. 2020a, [A&A](#), 637, A41
- Tanimura, H., Aghanim, N., Douspis, M., & Malavasi, N. 2022a, arXiv e-prints, arXiv:2206.00084

- Tanimura, H., Aghanim, N., Kolodzig, A., Douspis, M., & Malavasi, N. 2020b, [A&A](#), **643**, L2
- Tanimura, H., Douspis, M., Aghanim, N., & Salvati, L. 2022b, [MNRAS](#), **509**, 300
- Tanimura, H., Hinshaw, G., McCarthy, I. G., et al. 2019, [MNRAS](#), **483**, 223
- . 2020c, [MNRAS](#), **491**, 2318
- Taquet, V., van Dishoeck, E. F., Swayne, M., et al. 2018, [A&A](#), **618**, A11
- Tatematsu, K., Ohashi, S., Sanhueza, P., et al. 2016, [PASJ](#), **68**, 24
- Teanby, N. A., Irwin, P. G. J., & Moses, J. I. 2019, [Icarus](#), **319**, 86
- Teanby, N. A., Irwin, P. G. J., Sylvestre, M., Nixon, C. A., & Cordiner, M. A. 2022, [The Planetary Science Journal](#), **3**, 96
- Testi, L., Birnstiel, T., Ricci, L., et al. 2014, in [Protostars and Planets VI](#), ed. H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond, & T. Henning, 339
- Tetarenko, A. J., Sivakoff, G. R., Miller-Jones, J. C. A., et al. 2017, [MNRAS](#), **469**, 3141
- Tetarenko, B. E., Sivakoff, G. R., Heinke, C. O., & Gladstone, J. C. 2016, [ApJS](#), **222**, 15
- The Simons Observatory collaboration, Ade, P., Aguirre, J., et al. 2019, [Journal of Cosmology and Astroparticle Physics](#), **2019**, 056
- Thelen, A. E., Nixon, C. A., Cosentino, R. G., et al. 2022, [The Planetary Science Journal](#), **3**, 146
- Thelen, A. E., Nixon, C. A., Chanover, N. J., et al. 2018, [Icarus](#), **307**, 380
- Thelen, A. E., Nixon, C. A., Chanover, N. J., et al. 2019, [Icarus](#), **319**, 417
- Thieme, T. J., Lai, S.-P., Lin, S.-J., et al. 2022, [ApJ](#), **925**, 32
- Thomas, D., Maraston, C., Schawinski, K., Sarzi, M., & Silk, J. 2010, [MNRAS](#), **404**, 1775
- Thornton, R. J., Ade, P. A. R., Aiola, S., et al. 2016, [The Astrophysical Journal Supplement Series](#), **227**, 21
- Tinsley, B. M. 1980, [Fund. Cosmic Phys.](#), **5**, 287
- Toba, Y., Wang, W.-H., Nagao, T., et al. 2020, [ApJ](#), **889**, 76

- Tobin, J. J., Hartmann, L., Chiang, H.-F., et al. 2013, [ApJ](#), 771, 48
- Toda, K., Fukazawa, Y., & Inoue, Y. 2020, [ApJ](#), 896, 172
- Todini, P., & Ferrara, A. 2001, [MNRAS](#), 325, 726
- Tokuda, K., Onishi, T., Saigo, K., et al. 2014, [ApJ](#), 789, L4
- Tokuda, K., Fukui, Y., Harada, R., et al. 2019, [ApJ](#), 886, 15
- Tokuda, K., Fujishiro, K., Tachihara, K., et al. 2020, [ApJ](#), 899, 10
- Tokuda, K., Minami, T., Fukui, Y., et al. 2022, [ApJ](#), 933, 20
- Tollefson, J., de Pater, I., Luszcz-Cook, S., & DeBoer, D. 2019, [The Astronomical Journal](#), 157, 251
- Tomisaka, K., Ikeuchi, S., & Nakamura, T. 1988, [ApJ](#), 335, 239
- Torii, K., Hasegawa, K., Hattori, Y., et al. 2015, [ApJ](#), 806, 7
- Torii, K., Fujita, S., Nishimura, A., et al. 2019, [PASJ](#), 71, S2
- Toshikawa, J., Uchiyama, H., Kashikawa, N., et al. 2018a, [PASJ](#), 70, S12
- . 2018b, [PASJ](#), 70, S12
- Totani, T., & Takeuchi, T. T. 2002, [ApJ](#), 570, 470
- Tozzi, P., Pentericci, L., Gilli, R., et al. 2022, [A&A](#), 662, A54
- Traficante, A., Fuller, G. A., Smith, R. J., et al. 2018, [MNRAS](#), 473, 4975
- Tram, L. N., & Hoang, T. 2022a, [Frontiers in Astronomy and Space Sciences](#), 9, 923927
- . 2022b, [Frontiers in Astronomy and Space Sciences](#), 9, 923927
- Tram, L. N., Hoang, T., Lee, H., et al. 2021, [ApJ](#), 906, 115
- Trenti, M., & Stiavelli, M. 2008, [ApJ](#), 676, 767
- Troland, T. H., & Crutcher, R. M. 2008, [ApJ](#), 680, 457
- Trott, C. M., Jordan, C. H., Midgley, S., et al. 2020, [MNRAS](#), 493, 4711

- Trumbo, S. K., Brown, M. E., & Butler, B. J. 2017, [AJ](#), 154, 148
- Trumbo, S. K., Brown, M. E., & Butler, B. J. 2018, [The Astronomical Journal](#), 156, 161
- Truran, J. W. 1977, in [Astrophysics and Space Science Library](#), Vol. 67, CNO Isotopes in Astrophysics, ed. J. Audouze, 145
- Tsan, T., Galitzki, N., Ali, A. M., et al. 2021, [Cryogenics](#), 117, 103323
- Tsuboi, M., Handa, T., & Ukita, N. 1999, [ApJS](#), 120, 1
- Tsuboi, M., Kitamura, Y., Tsutsumi, T., et al. 2019, [PASJ](#), 71, 105
- . 2017, [ApJ](#), 850, L5
- Tsuboi, Y., Koyama, K., Hamaguchi, K., et al. 2001, [ApJ](#), 554, 734
- Tsuge, K., Sano, H., Tachihara, K., et al. 2019, [ApJ](#), 871, 44
- Tsukagoshi, T., Nomura, H., Muto, T., et al. 2016, [ApJ](#), 829, L35
- . 2022, [ApJ](#), 928, 49
- Tucker, C. E., & Ade, P. A. R. 2006, in [SPIE Proceedings](#), ed. J. Zmuidzinas, W. S. Holland, S. Withington, & W. D. Duncan (SPIE)
- Ueda, J., Watanabe, Y., Iono, D., et al. 2017, [PASJ](#), 69, 6
- Ueda, S., Kitayama, T., Oguri, M., et al. 2018, [ApJ](#), 866, 48
- Ueda, T., Kataoka, A., & Tsukagoshi, T. 2020, [ApJ](#), 893, 125
- Umehata, H., Tamura, Y., Kohno, K., et al. 2015, [ApJ](#), 815, L8
- Umehata, H., Fumagalli, M., Smail, I., et al. 2019, [Science](#), 366, 97
- Umetsu, K., & Diemer, B. 2017, [ApJ](#), 836, 231
- Umetsu, K., Ueda, S., Hsieh, B.-C., et al. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2203.03647
- Uno, S., Takekoshi, T., Oshima, T., et al. 2020, [Appl. Opt.](#), 59, 4143
- Urry, C. M., & Padovani, P. 1995, [PASP](#), 107, 803



- Usero, A., García-Burillo, S., Martín-Pintado, J., Fuente, A., & Neri, R. 2006, [A&A](#), **448**, 457
- Vaillancourt, J. E., & Andersson, B. G. 2015, [ApJ](#), **812**, L7
- Vaillancourt, J. E., & Matthews, B. C. 2012, [ApJS](#), **201**, 13
- Vaillancourt, J. E., Dowell, C. D., Hildebrand, R. H., et al. 2008, [ApJ](#), **679**, L25
- Valdivia, V., Hennebelle, P., Gérin, M., & Lesaffre, P. 2016, [A&A](#), **587**, A76
- Valdivia-Mena, M. T., Pineda, J. E., Segura-Cox, D. M., et al. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2208.01023
- Valiante, E., Smith, M. W. L., Eales, S., et al. 2016, [MNRAS](#), **462**, 3146
- Valiante, R., Schneider, R., Bianchi, S., & Andersen, A. C. 2009, [MNRAS](#), **397**, 1661
- Vallini, L., Tielens, A. G. G. M., Pallottini, A., et al. 2019, [MNRAS](#), **490**, 4502
- van der Horst, A. J., Curran, P. A., Miller-Jones, J. C. A., et al. 2013, [MNRAS](#), **436**, 2625
- van der Tak, F. F. S., Black, J. H., Schöier, F. L., Jansen, D. J., & van Dishoeck, E. F. 2007, [A&A](#), **468**, 627
- van der Werf, P. P., Isaak, K. G., Meijerink, R., et al. 2010, [A&A](#), **518**, L42
- van Dishoeck, E. F., & Black, J. H. 1988, [ApJ](#), **334**, 771
- van Dishoeck, E. F., & Blake, G. A. 1998, [ARA&A](#), **36**, 317
- van Dishoeck, E. F., Kristensen, L. E., Mottram, J. C., et al. 2021, [A&A](#), **648**, A24
- van Loon, J. T., Gilmore, G. F., Omont, A., et al. 2003, [MNRAS](#), **338**, 857
- van Rantwijk, J., Grim, M., van Loon, D., et al. 2016, [IEEE Transactions on Microwave Theory Techniques](#), **64**, 1876
- van Weeren, R. J., de Gasperin, F., Akamatsu, H., et al. 2019, [Space Sci. Rev.](#), **215**, 16
- Vanderlinde, K., Crawford, T. M., de Haan, T., et al. 2010, [ApJ](#), **722**, 1180
- Vantyghe, A. N., McNamara, B. R., Russell, H. R., et al. 2014, [MNRAS](#), **442**, 3192
- Vastel, C., Ceccarelli, C., Lefloch, B., & Bachiller, R. 2016, [A&A](#), **591**, L2

- Vázquez-Semadeni, E., Palau, A., Ballesteros-Paredes, J., Gómez, G. C., & Zamora-Avilés, M. 2019a, [MNRAS](#), **490**, 3061
- . 2019b, [MNRAS](#), **490**, 3061
- Veena, V. S., Riquelme, D., Kim, W. J., et al. 2023, [A&A](#), **674**, L15
- Veilleux, S., Maiolino, R., Bolatto, A. D., & Aalto, S. 2020, [A&A Rev.](#), **28**, 2
- Velázquez, P. F., Dubner, G. M., Goss, W. M., & Green, A. J. 2002, [AJ](#), **124**, 2145
- Venemans, B. P., Decarli, R., Walter, F., et al. 2018, [ApJ](#), **866**, 159
- Vikaeus, A., Zackrisson, E., Schaerer, D., et al. 2022, [MNRAS](#), **512**, 3030
- Vikhlinin, A., Kravtsov, A. V., Burenin, R. A., et al. 2009, [ApJ](#), **692**, 1060
- Vikram, V., Lidz, A., & Jain, B. 2017, [MNRAS](#), **467**, 2315
- Vito, F., Brandt, W. N., Bauer, F. E., et al. 2019, [A&A](#), **628**, L6
- Volonteri, M., Madau, P., Quataert, E., & Rees, M. J. 2005, [ApJ](#), **620**, 69
- Wada, K. 2012, [ApJ](#), **758**, 66
- Wada, K., Baba, J., & Saitoh, T. R. 2011, [ApJ](#), **735**, 1
- Waggoner, A. R., & Cleaves, L. I. 2022, [ApJ](#), **928**, 46
- Wakelam, V., Castets, A., Ceccarelli, C., et al. 2004, [A&A](#), **413**, 609
- Walch, S., Girichidis, P., Naab, T., et al. 2015, [MNRAS](#), **454**, 238
- Walker, S., Simionescu, A., Nagai, D., et al. 2019, [Space Sci. Rev.](#), **215**, 7
- Walter, F., Decarli, R., Aravena, M., et al. 2016, [ApJ](#), **833**, 67
- Wang, J.-W., Lai, S.-P., Eswaraiah, C., et al. 2019a, [ApJ](#), **876**, 42
- Wang, R., Wagg, J., Carilli, C. L., et al. 2013, [ApJ](#), **773**, 44
- Wang, T., Schreiber, C., Elbaz, D., et al. 2019b, [Nature](#), **572**, 211
- Wang, W.-C., Hirashita, H., & Hou, K.-C. 2017, [MNRAS](#), **465**, 3475

- Ward-Thompson, D., André, P., Crutcher, R., et al. 2007, in *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil, 33
- Ward-Thompson, D., Kirk, J. M., Crutcher, R. M., et al. 2000, *ApJ*, 537, L135
- Watanabe, Y., Nishimura, Y., Harada, N., et al. 2017, *ApJ*, 845, 116
- Watanabe, Y., Sakai, N., Sorai, K., & Yamamoto, S. 2014, *ApJ*, 788, 4
- Watson, D., Christensen, L., Knudsen, K. K., et al. 2015, *Nature*, 519, 327
- Weaver, R., McCray, R., Castor, J., Shapiro, P., & Moore, R. 1977, *ApJ*, 218, 377
- Weisstein, E. W., & Serabyn, E. 1994, *Icarus*, 109, 367
- Weisstein, E. W., & Serabyn, E. 1996, *Icarus*, 123, 23
- Wenger, T. V., Balser, D. S., Anderson, L. D., & Bania, T. M. 2019, *ApJ*, 887, 114
- Werner, N., McNamara, B. R., Churazov, E., & Scannapieco, E. 2019, *Space Sci. Rev.*, 215, 5
- Wheeler, C., Groppi, C., Mani, H., et al. 2014, in *2014 39th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz)* (IEEE)
- White, R. L., Becker, R. H., Helfand, D. J., & Gregg, M. D. 1997, *ApJ*, 475, 479
- Whitney, B. A., Sewilo, M., Indebetouw, R., et al. 2008, *AJ*, 136, 18
- Whittet, D. C. B. 2010, *ApJ*, 710, 1009
- Whittet, D. C. B., Hough, J. H., Lazarian, A., & Hoang, T. 2008, *ApJ*, 674, 304
- Wik, D. R., Hornstrup, A., Molendi, S., et al. 2014, *ApJ*, 792, 48
- Wilkinson, A., Almaini, O., Chen, C.-C., et al. 2017, *MNRAS*, 464, 1380
- Williamson, R., Benson, B. A., High, F. W., et al. 2011, *ApJ*, 738, 139
- Wilson, T. L., & Matteucci, F. 1992, *A&A Rev.*, 4, 1
- Wise, J. H., Turk, M. J., Norman, M. L., & Abel, T. 2012, *ApJ*, 745, 50
- Wolfire, M. G., Hollenbach, D., & McKee, C. F. 2010, *ApJ*, 716, 1191

- Woods, P. M., Oliveira, J. M., Kemper, F., et al. 2011, *MNRAS*, 411, 1597
- Woodward, P. R. 1976, *ApJ*, 207, 484
- Wootten, H. A. 1977, *ApJ*, 216, 440
- Wouterloot, J. G. A., Henkel, C., Brand, J., & Davis, G. R. 2008, *A&A*, 487, 237
- Wright, E. L. 1979, *ApJ*, 232, 348
- Wu, B., Tan, J. C., Nakamura, F., et al. 2017, *ApJ*, 835, 137
- Yajima, H., & Khochfar, S. 2017, *MNRAS*, 467, L51
- Yajima, H., Nagamine, K., Zhu, Q., Khochfar, S., & Dalla Vecchia, C. 2017, *ApJ*, 846, 30
- Yajima, H., Abe, M., Khochfar, S., et al. 2022, *MNRAS*, 509, 4037
- Yalinewich, A., Sari, R., Generozov, A., Stone, N. C., & Metzger, B. D. 2018, *MNRAS*, 479, 4778
- Yamada, M., Oka, T., Takekawa, S., et al. 2017, *ApJ*, 834, L3
- Yamaguchi, H. 2020, *Astronomische Nachrichten*, 341, 150
- Yamaguchi, Y., Kohno, K., Tamura, Y., et al. 2017, *ApJ*, 845, 108
- Yamaguchi, Y., Kohno, K., Hatsukade, B., et al. 2020, *PASJ*, 72, 69
- Yamamoto, H., Kawamura, A., Tachihara, K., et al. 2006a, *ApJ*, 642, 307
- . 2006b, *ApJ*, 642, 307
- Yamamoto, H., Onishi, T., Mizuno, A., & Fukui, Y. 2003, *ApJ*, 592, 217
- Yamane, Y., Sano, H., van Loon, J. T., et al. 2018, *ApJ*, 863, 55
- Yan, L., Sajina, A., Loiacono, F., et al. 2020, *ApJ*, 905, 147
- Yang, H. Y. K., Ruszkowski, M., & Zweibel, E. G. 2022, *Nature Astronomy*, 6, 584
- Yang, J., Paragi, Z., Beswick, R. J., et al. 2021a, *MNRAS*, 503, 3886
- Yang, J., van Bemmell, I., Paragi, Z., et al. 2021b, *MNRAS*, 502, L61

- Yang, Y.-L., Sakai, N., Zhang, Y., et al. 2021c, [ApJ](#), 910, 20
- Yates, S. J. C., Baryshev, A. M., Yurduseven, O., et al. 2017, [IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology](#), 7, 789
- Yen, H.-W., Koch, P. M., Hull, C. L. H., et al. 2021, [ApJ](#), 907, 33
- Yildiz, U. A., Acharyya, K., Goldsmith, P. F., et al. 2013, [A&A](#), 558, A58
- Yokozuka, H., Oka, T., Takekawa, S., Iwata, Y., & Tsujimoto, S. 2021, [ApJ](#), 908, 246
- Yoon, H., & Cho, J. 2019, [ApJ](#), 880, 137
- Yoshida, N., Omukai, K., & Hernquist, L. 2008, [Science](#), 321, 669
- Yoshikawa, K., Yamasaki, N. Y., Suto, Y., et al. 2003, [PASJ](#), 55, 879
- Ysard, N., Abergel, A., Ristorcelli, I., et al. 2013, [A&A](#), 559, A133
- Yusef-Zadeh, F., Bushouse, H., Wardle, M., et al. 2009, [ApJ](#), 706, 348
- Zanella, A., Daddi, E., Magdis, G., et al. 2018, [MNRAS](#), 481, 1976
- Zavala, J. A., Montaña, A., Hughes, D. H., et al. 2018, [Nature Astronomy](#), 2, 56
- Zavala, J. A., Casey, C. M., Manning, S. M., et al. 2021, [ApJ](#), 909, 165
- Zavala, J. A., Buat, V., Casey, C. M., et al. 2023, [ApJ](#), 943, L9
- Zeeman, P. 1897, [ApJ](#), 5, 332
- Zemcov, M., Aguirre, J., Bock, J., et al. 2012, [ApJ](#), 749, 114
- Zhang, Q., Qiu, K., Girart, J. M., et al. 2014a, [ApJ](#), 792, 116
- . 2014b, [ApJ](#), 792, 116
- Zhang, Z.-Y., Romano, D., Ivison, R. J., Papadopoulos, P. P., & Matteucci, F. 2018, [Nature](#), 558, 260
- Zhu, Z., Zhang, S., Jiang, Y.-F., et al. 2019, [ApJ](#), 877, L18
- Zinnecker, H. 1982, [Annals of the New York Academy of Sciences](#), 395, 226
- Zmuidzinas, J. 2012, [Annual Review of Condensed Matter Physics](#), 3, 169

Zucker, C., Goodman, A. A., Alves, J., et al. 2022, [Nature](#), 601, 334

Zuckerman, B., & Evans, N. J., I. 1974, [ApJ](#), 192, L149

ZuHone, J. A. 2011, [ApJ](#), 728, 54

Zürcher, D., & More, S. 2019, [ApJ](#), 874, 184

佐川 英夫. 2017, [天文月報](#), 110, 317

佐川 英夫, 青木 翔平, 前澤 裕之, 中川 広務, & 笠羽 康正. 2019, [遊星人](#), 28, 277

飯野 孝浩. 2022, [天文月報](#), 115, 296