



HAL
open science

Recherche et étude des phases précoces de la formation des étoiles massives

Maxime Valeille-Manet

► **To cite this version:**

Maxime Valeille-Manet. Recherche et étude des phases précoces de la formation des étoiles massives. Astrophysique [astro-ph]. Université de Bordeaux, 2024. Français. NNT : 2024BORD0202 . tel-04826400

HAL Id: tel-04826400

<https://theses.hal.science/tel-04826400v1>

Submitted on 9 Dec 2024

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE PRÉSENTÉE
POUR OBTENIR LE GRADE DE
DOCTEUR
DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR
SPÉCIALITÉ ASTROPHYSIQUE, PLASMAS, NUCLÉAIRE

Par **Maxime VALEILLE-MANET**

**Recherche et étude des phases précoces de la formation des
étoiles massives**

Sous la direction de : **Sylvain BONTEMPS**

Soutenue le 11 octobre 2024

Membres du jury :

M. Sylvain BONTEMPS	Directeur de Recherche	LAB	Directeur
Mme. Audrey COUTENS	Astronome adjointe	IRAP	Examinatrice
M. Matthias GONZÁLEZ	Professeur	AIM	Rapporteur
Mme. Annie ZAVAGNO	Professeur	LAM	Rapporteur et Présidente

Membre invitée :

Mme. Timea CSENGERI	Chargée de Recherche	LAB	Co-encadrante
---------------------	----------------------	-----	---------------

REMERCIEMENTS

Voilà venu le temps pour moi d'écrire la dernière partie de ce manuscrit. Je me souviens quand je lisais les remerciements de certaines thèses, je me demandais si moi aussi j'en écrirais un jour, et qui je remercierais à ce moment-là. Si tu lis cette thèse et que tu t'apprêtes à en faire une, bon courage, c'est une sacrée expérience qui te marquera, et qui te permettra de rencontrer des gens géniaux (que tu finiras par remercier dans ce même endroit de ta thèse) !

Mes premiers remerciements vont évidemment à mes deux directeurs de thèse, Sylvain Bon-temps et Timea Csengeri.

Sylvain, voilà maintenant 5 ans que l'on travaille ensemble. Je me souviens quand j'ai passé la porte de ton bureau en Master 1 pour le stage que tu proposais. Après plus d'une heure d'explications et un cerveau en compote, je me suis dit que j'avais tout de même bien envie de travailler avec toi ! On a fait un peu de chemin depuis. Je te l'ai déjà dit, mais le point le plus important pour moi est que tu m'as toujours mis à l'aise, alors merci pour ça. Tu m'as appris à avoir une rigueur de travail sur ma manière de transmettre des idées, "une slide un message" je m'en souviendrai longtemps. De manière générale, merci pour tout, ça restera un plaisir de travailler ensemble à l'avenir.

Timea, avant tout merci pour ta patience. Ça n'a pas toujours été facile de travailler à 3, mais tu es restée accrochée à cette thèse même dans les moments où nous avons moins d'interactions, alors merci. Tu m'as permis d'avoir une seconde vision de la science et ça m'a permis d'ouvrir mes horizons. Ça restera aussi un plaisir de travailler avec toi à l'avenir.

J'aimerais remercier mon jury Audrey Coutens, Matthias González et Annie Zavagno, et particulièrement Matthias et Annie d'avoir relu cette thèse en détails.

Maintenant ces quelques lignes sont pour mes parents. Je souhaite à tout le monde d'avoir des parents comme les miens. Plus je vieillis et plus je me rends compte de la chance que j'ai de les avoir. Papa, Maman, merci pour tout, on ne se le dit pas souvent mais je vous aime fort. Vous m'avez toujours poussé vers le haut, tout en me laissant une liberté folle et c'est grâce à vous que j'ai pu réussir dans les meilleures conditions. N'avoir jamais eu à me soucier pendant mes études de quoi que ce soit m'a permis de pleinement m'épanouir, alors encore une fois merci pour tout.

J'ai aussi la chance d'avoir une super famille qui m'a toujours entouré ! Merci à ma grande sœur Justine d'avoir toujours été présente pour moi, de m'avoir offert une nouvelle maison ces dernières années, et de m'avoir honoré du titre de tonton depuis 4 ans maintenant. Merci à mon oncle Fernando, Odette, papi, mamie d'avoir toujours été là. J'ai une grosse pensée pour mamie Jeanine, tu m'avais dit "tu pourras me dire la météo" quand je t'avais dit que j'allais travailler sur les étoiles, alors je ne sais toujours pas prédire la météo mais j'ai bien pu finir ma thèse mamie. Jean-Luc, merci d'avoir toujours été quelqu'un d'aussi accueillant et avec qui c'est toujours un plaisir de partager des moments.

Emma, merci, et j'espère que tout ira bien pour toi.

J'ai pu faire ma thèse dans un super labo, rempli de super personnes avec qui j'ai partagé 3 ans formidables.

Merci à l'équipe FEMIS pour toutes les interactions pendant ces 3 ans, et en particulier merci à Fabrice et Nathalie pour toutes les discussions que l'on a pu avoir, professionnelles ou

non. J'aimerais aussi remercier tout le consortium ALMA-IMF qui m'a permis de m'enrichir énormément scientifiquement. Un grand merci à Frédérique, et Thomas pour toutes nos discussions pendant ces 3 ans. Ça va être un vrai plaisir de travailler avec toi Fred pendant l'année qui arrive. *For other ALMA-IMF folks, thank you for these 3 years, and special thanks to Fabien, Amy, Adam, Roberto, Nichol, Antoine and Mélanie.*

Merci à toute l'équipe administrative du LAB, Sophie, Cécile, Isabelle et surtout Leila pour t'être occupée de toutes mes missions d'une manière aussi efficace, et surtout avec le sourire !

Le LAB, c'est avant tout une bande de jeunes que je venais voir tous les jours au travail. Ça va me manquer de ne pas venir voir mes potes tous les matins, de faire des pauses à rallonge en salle Hawaï ou d'aller boire des bières au swing (mais pas d'inquiétudes, je repasserai vous voir souvent).

Angèle bon on est devenu potes un peu tard mais quel plaisir au final ! Benjamin merci pour les squashes ensemble. Luz, Noé (co-bureau en prime, et quel duo), Sarah, mes partenaires de promo, vous êtes tous super et j'ai kiffé partager ces années avec vous. Karlys, thanks for the two years together. Nina (ma petite sœur de thèse), Aimie, Thomas, Clément, Tommy (ton paragraphe arrive après beau gosse) merci pour tous les moments partagés ensemble de manière générale. Coralie, Hugo, les petits derniers, on aura passé beaucoup de temps ensemble et vous vous serez vite intégrés pour mon plus grand plaisir. Alexandre (merci pour tous tes gâteaux), Pierre, Gwenaël merci pour les moments partagés.

Petite pensée tout de même pour notre groupe grimpeurs/flexeurs composé de Tommy, Raph, Hugo, Coralie et Nina avec qui j'aurai passé de sacrés moments, à l'escalade ou autre.

Martin, Nahuel, Jérémy, vous avez participé à rajeunir le LAB vous aussi, et j'ai apprécié tous les moments qu'on a passé ensemble alors merci.

Nadège, ma marraine de thèse, je t'ai déjà tout dit mais merci pour tout, t'es une personne incroyable. J'ai passé énormément de bons moments à rigoler avec toi dans ton bureau. Tu as toujours participé à rendre le labo un endroit agréable où venir travailler et où j'étais content de te croiser. De marraine de thèse à amie, il faut croire qu'il n'y a qu'un pas.

Mon petit Stéphane, tu as aussi le droit à tes quelques lignes ici. Tu es probablement ma meilleure rencontre hors travail de ces 3 ans de thèse. T'es quelqu'un de formidable avec qui j'ai partagé beaucoup de choses. Merci de porter le club de tennis à bout de bras. Merci pour tous les dimanches matin à se geler dans un gymnase à 3° pour ensuite m'entendre gueuler sur le terrain, je m'en souviendrai longtemps.

Et maintenant je vais finir par remercier mes plus chers amis, la famille que j'ai choisie de me construire, dont je suis fier de m'être entouré aujourd'hui.

Lucas, Geo, plus de 10 ans qu'on est pote maintenant, on a tout partagé en Dordogne ensemble, et même si la distance fait qu'on se voit un peu moins aujourd'hui on sait que ça n'a rien changé. C'est pour la vie maintenant, je vous aime fort mes bros.

Paul, mon ancien coloc avec qui j'ai partagé beaucoup et qui a été là à des moments si importants, Mathias et Antoine, mes potes de Licence avec qui j'ai fait les 400 coups, merci d'avoir été là et j'espère qu'on pourra se voir plus souvent, bisous mes frérots.

Raph, Tommy, merci pour tout les gars. Le trio de Bordeaux pendant ces trois années de thèse. Vous savez déjà tout, vous avez été super important pour moi, et évidemment vous le resterez. Je vous aime les gars.

J'espère n'avoir oublié personne, mais merci à tous ceux avec qui j'ai partagé des moments durant ces 3 ans. Une page se tourne, mais la nouvelle sera tout aussi intéressante, je n'en doute pas !

*C'est beau de voir un astre s'allumer.
Le monde est plein de merveilleuses choses.*
— Victor Hugo

*Nous attendions là
Que le soleil descende
Petite magie
C'est étrange
La nuit tombe comme la pluie
Sur nos têtes nues*
— Feu ! Chatterton

RÉSUMÉ

Recherche et études des phases précoces de la formation des étoiles massives

L'étude des phases précoces de la formation des étoiles massives ($M > 8 M_{\odot}$) est un sujet majeur de l'astrophysique encore mal compris. Pour élucider les processus précis de formation en action, il est vital d'identifier et d'étudier les phases les plus précoces de la formation, avant même la naissance d'une proto-étoile. Ces objets dits cœurs préstellaires permettent d'observer directement les processus à l'œuvre.

Pour cela, nous avons d'abord développé une nouvelle méthode systématique de détection d'éjections protostellaires qui utilise les transitions rotationnelles CO (2–1) et SiO (5–4), dans le but de pouvoir différencier les cœurs préstellaires des protostellaires. La méthode combine un outil spectral qui compare le spectre vers la source (On) avec celui de son environnement (Off) et des cartes d'émission moléculaires, afin d'identifier de manière systématique les cœurs présentant une éjection protostellaire.

Grâce à cette méthode, nous avons identifié 30 cœurs préstellaires parmi l'ensemble des cœurs du relevé ALMA-IMF avec une masse supérieure à $8 M_{\odot}$, dont 12 sont plus massifs que $16 M_{\odot}$ et sont les meilleurs candidats pour être des précurseurs d'étoiles massives. Ces candidats de cœurs préstellaires massifs couvrent des masses jusqu'à $55 M_{\odot}$ et apparaissent situés dans les régions les plus centrales et denses des régions de formation, où la confusion avec les flots moléculaires émanant des protoétoiles massives proches est importante. Les temps de vie statistiques obtenus sont de l'ordre de 50 à 100×10^3 ans pour les plus hautes masses. Ces temps de vie sont plus courts que ceux observés pour la phase préstellaire de faible masse (10^6 ans), mais beaucoup plus longs (10 à 30 fois) que les temps de chute libre des cœurs, suggérant un effondrement ralenti par le champ magnétique, la rotation ou la turbulence.

Une analyse des propriétés de l'émission moléculaire des 12 candidats les plus massifs a montré que la turbulence, tracée par la dispersion de vitesse dans les raies moléculaires, n'est pas suffisante pour contrer la gravité pour environ 70 % des candidats préstellaires. Une analyse du Viriel montre qu'un champ magnétique de l'ordre de 5 à quelques dizaines de mG, selon les cœurs, serait nécessaire afin d'expliquer leur stabilité. Une telle intensité du champ magnétique n'est pas exclue pour ces nouveaux cœurs. Alternativement, il est possible que la rotation forte attendue de ces cœurs pourrait, à petites échelles, empêcher une formation rapide d'une proto-étoile accrétant à taux élevé. Des flots de matière convergents alimentant nos cœurs préstellaires en masse sont également observés.

Il ressort donc que (1) les cœurs préstellaires massifs existent et peuvent être révélés par une recherche systématique de flots moléculaires dans les régions les plus denses et confuses de formation d'étoiles massives; (2) leurs temps de vie suggèrent un soutien au-delà de la turbulence, probablement magnétique ou rotationnel, retardant l'effondrement immédiat.

Mots-clés : Formation stellaire, Coeurs préstellaires, Étoiles massives, Éjections protostellaires

Unité de recherche

Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux, Université de Bordeaux & CNRS (UMR 5804)
Univ. Bordeaux - Bât B18N, allée Geoffroy Saint-Hilaire, CS 50023, 33615 Pessac Cedex,
France

ABSTRACT

Research and study of the early phases of massive star formation

The study of the early phases of high-mass star formation ($M > 8 M_{\odot}$) is a major yet poorly understood topic in astrophysics. To elucidate which precise processes of formation are in action, it is vital to identify and study the earliest phases of formation, even before the birth of a protostar. These objects, called prestellar cores, allow us to observe the processes in action.

To this end, we have first developed a new systematic method for detecting protostellar ejections using the CO (2–1) and SiO (5–4) rotational transitions, in order to be able to differentiate between prestellar and protostellar cores. The method involves a spectral tool that compares the spectrum towards the source (On) with that of its surroundings (Off) and molecular emission maps, to systematically identify the cores exhibiting protostellar ejection.

Thanks to this method, we have identified 30 prestellar cores among all the cores in the ALMA-IMF survey with a mass greater than $8 M_{\odot}$, 12 of which are more massive than $16 M_{\odot}$ and are the best candidates to be precursors of high-mass stars. These high-mass prestellar core candidates span masses up to $55 \text{ } r m M_{\odot}$ and appear to be located in the most central and dense regions of the formation regions, where confusion with molecular outflows from nearby massive protostars is important. The statistical lifetimes obtained are of the order of 50 to $100 \text{ times } 10^3 \text{ yr}$ for the highest masses. These lifetimes are shorter than those observed for the low-mass prestellar phase (10^6 yr), but much longer (10 to 30 times) than the free-fall times of the cores, suggesting a collapse slowed by the magnetic field, rotation or turbulence.

An analysis of the molecular emission properties of the 12 most massive candidates has shown that turbulence, traced by the velocity dispersion in the molecular lines, is not sufficient to counteract gravity for about 70 % of the prestellar candidates. An analysis of the Viriel shows that a magnetic field of the order of 5 to a few tens of mG, depending on the cores, would be necessary to explain their stability. Such a magnetic field strength cannot be ruled out for these new cores. Alternatively, it is possible that the expected strong rotation of these cores could, on small scales, prevent the rapid formation of a protostar accreting at a high rate. Converging flows of matter feeding mass into our prestellar cores have also been observed.

In conclusion, (1) high-mass prestellar cores exist and can be revealed by a systematic search for molecular outflows in the densest and most confused regions of high-mass star formation; (2) their lifetimes suggest support beyond turbulence, likely magnetic or rotational, delaying immediate collapse.

Keywords: Star formation, Prestellar cores, High-mass stars, Protostellar outflows

Unité de recherche

Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux, Université de Bordeaux & CNRS (UMR 5804)
Univ. Bordeaux - Bât B18N, allée Geoffroy Saint-Hilaire, CS 50023, 33615 Pessac Cedex,
France

Table des matières

Remerciements	i
Résumé	vii
Abstract	viii
Table des figures	xii
Liste des tableaux	xiii
1 La formation des étoiles	1
1.1 Le milieu interstellaire	1
1.1.1 La phase gazeuse	1
1.1.2 La phase solide	3
1.2 Formation des étoiles de faible masse	4
1.2.1 Cœurs préstellaires	4
1.2.2 Effondrement du cœur et naissance de la protoétoile	5
1.2.3 Séquence évolutive des cœurs protostellaires	6
1.2.4 Les éjections de matière protostellaire	9
1.2.5 De nombreuses campagnes d’observation	12
1.3 Formation des étoiles massives : la quête	13
1.3.1 Distribution en masse des étoiles : la rareté des étoiles massives	14
1.3.2 Les barrières à la formation d’une étoile massive	15
1.3.3 Les différents scénarios de formation d’étoiles massives	16
1.3.4 Modèles théoriques et simulations vs contraintes observationnelles	18
1.3.5 Lien fort entre accréation et éjection : vers une classification des cœurs	19
1.3.6 Les cœurs préstellaires massifs : le graal	20
1.4 Observer dans le domaine (sub-)millimétrique	23
1.4.1 Radiotélescope	24
1.4.2 Interférométrie	26
1.5 Objectif et plan de la thèse	32
2 Le programme observationnel ALMA-IMF	33
2.1 Enjeux, données et résultats	33
2.1.1 Enjeux	33
2.1.2 Cartes continuum et catalogues de cœurs denses	35
2.1.3 Calcul des masses et incertitudes	37
2.1.4 Cubes de données et raies moléculaires utilisées	39
2.2 Contributions scientifiques dans ALMA-IMF	41

2.2.1	Contrôle qualité des cubes de CO	41
2.2.2	Contribution aux différents projets et articles	43
3	Étude statistique d'un échantillon de cœurs préstellaires massifs	47
3.1	Une nouvelle méthode systématique de détection d'éjections protostellaires	47
3.1.1	Excès sur la source par rapport à son environnement	47
3.1.2	Évaluation de la contribution de l'environnement via le spectre Off	50
3.1.3	Estimation du bruit	50
3.1.4	Cartes moléculaires de flots : un outil supplémentaire nécessaire	53
3.2	Article sur la population de cœurs préstellaires massifs	55
3.2.1	Présentation de l'article	55
3.2.2	Article : "Census and lifetime of high-mass prestellar cores in 14 massive protoclusters" (Vaille-Manet et al. 2024, soumis à A&A)	56
3.3	Compléments	104
3.3.1	Possibles biais de la méthode	104
3.3.2	Influence de la température sur les temps de vie	104
3.3.3	Plusieurs bursts de formation d'étoiles ?	106
3.3.4	Une ségrégation en masse des proto-amas	107
3.3.5	Le relevé ALMA-IMF est-il suffisant pour sonder les plus hautes masses ?	108
3.3.6	Une nouvelle méthode de détermination de V_{LSR} des cœurs	109
3.3.7	Étude de l'accrétion : vers une amélioration de la méthode	115
4	Traceurs moléculaires d'un échantillon de cœurs préstellaires massifs	117
4.1	Objectifs et méthode	117
4.1.1	Liste des transitions et objectifs	117
4.1.2	Méthode	119
4.2	Détection des molécules et contraintes sur la température	119
4.2.1	Taux de détection	119
4.2.2	Chimie des espèces deutérées et déplétion du CO	133
4.2.3	Contraintes sur la température des cœurs	134
4.3	Analyse de la turbulence au sein des cœurs	137
4.3.1	Choix des traceurs les plus adaptés	137
4.3.2	Estimation de la dispersion en vitesse des cœurs	141
4.3.3	La turbulence insuffisante contre l'effondrement gravitationnel ?	143
4.3.4	Un support magnétique supplémentaire possible ?	145
4.4	Des flots convergents d'effondrement sur les cœurs ?	147
4.5	Des traceurs moléculaires efficaces pour détecter les éjections protostellaires	153
4.6	Vers un scénario complet de formation des étoiles massives	158
4.6.1	Une possible fragmentation des cœurs	158
4.6.2	Turbulence, champ magnétique et rotation : un environnement de formation complexe	159
5	Conclusions et perspectives	163
5.1	Conclusions	163
5.2	Perspectives	164
A	Échantillon de cœurs protostellaires massifs.	169
	Bibliographie	228

Table des figures

1.1	Les différents phases du MIS dans la région de formation d'étoiles Cygnus X.	2
1.2	Schéma d'un grain de poussière du MIS.	3
1.3	Évolution thermique lors de la formation des premier et deuxième cœurs de Larson (Larson, 1969).	7
1.4	Séquence évolutive des cœurs protostellaires.	8
1.5	Schéma explicatif des éjections protostellaires.	10
1.6	Observation et simulation d'éjections protostellaires.	12
1.7	Disque d'accrétion protostellaire massif.	16
1.8	Évolution du moment d'éjection et du taux d'éjection en fonction de la masse d'enveloppe et du taux d'accrétion.	20
1.9	cœurs préstellaires massifs connus à ce jour - 1.	21
1.10	cœurs préstellaires massifs connus à ce jour - 2.	22
1.11	Antenne radio de Karl Jansky.	23
1.12	Opacité de l'atmosphère.	24
1.13	Télescope 30m de l'IRAM.	25
1.14	Diagramme de rayonnement.	25
1.15	Schéma explicatif du principe d'interférométrie radio.	28
1.16	Reconstruction d'image à partir de la couverture du plan uv.	30
1.17	Interféromètre ALMA.	31
2.1	Proto-amas du programme ALMA-IMF.	34
2.2	Bandes de fréquence utilisées pour les cartes continuum.	37
2.3	Cartes continums de W43-MM1 et W51-IRS2.	38
2.4	Représentation d'un cube de données.	40
2.5	Divergence du clean pour un canal d'un cube de CO	42
3.1	Clump du proto-amas W51-IRS2.	48
3.2	Présentation de la méthode On-Off	49
3.3	Tests pour différents anneaux de spectre Off.	51
3.4	Estimation du bruit dans les cubes de données.	52
3.5	Cas pathologiques pour la méthode de détections de flots.	54
3.6	Histogramme de temps de vie de la phase préstellaire massive.	105
3.7	Répartition des cœurs préstellaires dans les proto-amas du relevé ALMA-IMF.	107
3.8	Présentation de la méthode de corrélation pour déterminer les V_{LSR} des cœurs.	111
3.9	Même figure que la figure 3.8 pour les cœurs #4 et #9.	113
3.10	Même figure que la figure 3.8 pour les cœurs #9 et #11.	114
3.11	Mesure de la quantité de mouvement d'éjection dans Duarte-Cabral et al. (2013).	115
4.1	Détection et non détection de transitions rotationnelles vers le cœur #8 de W51-IRS2.	120

4.2	Spectres et cartes de moment 0 des 12 cœurs préstellaires massifs.	122
4.3	Déplétion du CO : Diminution du flux pic de C ¹⁸ O en fonction du flux pic de N ₂ H ⁺	135
4.4	Détection de multiplets des molécules CH ₃ CN et CH ₃ CCH.	136
4.5	Exemples de traceurs robustes de turbulence.	139
4.6	Exemples de mauvais traceurs de turbulence.	140
4.7	Dispersion en vitesse des 12 cœurs préstellaires massifs.	142
4.8	Paramètre du Viriel α_{vir} pour les 12 cœurs préstellaires massifs.	144
4.9	Champ magnétique en fonction de la densité (Crutcher, 2012)	146
4.10	Flots convergent vers le cœur #5 de G338.93.	149
4.11	Flots convergent vers les autres cœurs préstellaires massifs.	150
4.12	Profils de raies de traceurs d'éjections protostellaires.	154
4.13	Même figure que la 4.12 pour le cœur protostellaire #7 de W51-IRS2.	155
4.14	Même figure que la 4.12 pour le cœur préstellaire massif #6 de W43-MM1.	156
4.15	Même figure que la 4.12 pour le cœur préstellaire massif #11 de W51-IRS2.	157
4.16	Fragmentation des cœurs denses à la résolution spatiale de ALMA-IMF.	158
4.17	Schéma de formation des étoiles massives.	161
A.1	Cœurs protostellaires de G008.67.	170
A.2	Cœurs protostellaires de G010.62.	171
A.3	Cœurs protostellaires de G012.80.	173
A.4	Cœurs protostellaires de G327.29.	175
A.5	Cœur protostellaire de G328.25.	178
A.6	Cœurs protostellaires de G333.60.	179
A.7	Cœurs protostellaires de G337.92.	182
A.8	Cœurs protostellaires de G338.93.	184
A.9	Cœurs protostellaires de G353.41.	186
A.10	Cœurs protostellaires de W43-MM1.	187
A.11	Cœurs protostellaires de W43-MM2.	192
A.12	Cœurs protostellaires de W43-MM3.	195
A.13	Cœurs protostellaires de W51-E.	197
A.14	Cœurs protostellaires de W51-IRS2.	202

Liste des tableaux

1.1	Table des différents interféromètres radio et leurs caractéristiques.	31
2.1	Proto-amas du programme ALMA-IMF	36
2.2	Raies spectrales principales dans les fenêtres spectrales du relevé ALMA-IMF.	41
3.1	Temps de vie de la phase préstellaire massive.	105
3.2	Décalage de V_{LSR} obtenus pour trois cœurs chauds de W43-MM1.	112
4.1	Table des transitions moléculaires étudiées sur les cœurs préstellaires massifs.	118
4.2	Flux pics et composantes de vitesse des 12 cœurs préstellaires massifs.	121
4.3	Dispersions de vitesse estimées dans les 12 cœurs préstellaires massifs.	141

Chapitre 1

La formation des étoiles

En levant la tête vers le ciel la nuit, nous nous sommes tous déjà demandés de quoi était composé l'Univers. La première chose que l'on remarque est cet innombrable amas d'étoiles qui brille et qui illumine le ciel de milliers de points lumineux. Mais qui-y-a-t-il entre ces étoiles ? Sont-elles immuables ? Meurent-elles ? Naissent-elles et comment se forment-elles ? Les réponses à ces questions résident dans le milieu interstellaire (MIS), matière diffuse présente entre les étoiles et majoritairement imperceptible à l'oeil nu. Le MIS fait l'objet de cette première partie dans laquelle je vais décrire ses différentes phases. J'introduirai ensuite la formation des étoiles de faible masse puis la formation des étoiles massives. Enfin, je décrirai les principes d'observations (sub-)millimétriques.

1.1 Le milieu interstellaire

1.1.1 La phase gazeuse

La phase gazeuse du MIS représente 99% de celui-ci (en masse), et est majoritairement constituée d'hydrogène (70% en masse, 90% en nombre) et d'hélium (28% en masse, 9% en nombre). Les 2% restants (moins de 1% en nombre) sont constitués d'éléments plus lourds du tableau périodique des éléments, plus communément appelés *métaux* en astronomie. La nucléosynthèse primordiale, ayant eu lieu peu de temps après le Big Bang, a permis de former principalement de l'hydrogène et de l'hélium expliquant ces fortes proportions. Pour les éléments lourds au delà du Bore, ils ne peuvent être formés que dans les réactions nucléaires ayant lieu au sein des étoiles ([Burbidge et al., 1957](#)).

La phase gazeuse du MIS est souvent décrite par le modèle dit à 3 phases introduit par exemple par [McKee and Ostriker \(1977\)](#). Chaque phase de ce modèle est régie par l'état dans lequel l'hydrogène se trouve. Ainsi on peut distinguer les régions H_I (hydrogène atomique), les régions H_{II} (hydrogène ionisé), et les régions H₂ (hydrogène moléculaire). Ces différentes phases peuvent coexister, notamment dans les régions de formation stellaires où les étoiles massives jouent un rôle important. La figure 1.1 présente une carte infrarouge (IR) lointain (c'est-à-dire à des longueurs d'onde de 70, 160 et 250 μm) en 3 couleurs du télescope Herschel de la région de formation d'étoiles massives Cygnus X. Le gaz chaud ionisé par les étoiles massives de type OB et le gaz moléculaire froid participent à la formation des étoiles de cette région. Aujourd'hui, ce modèle à 3 phases peut être décrit de manière plus complète, et chacune de ces phases correspond à des conditions physiques différentes :

- **Milieu chaud ionisé, ou Hot Interstellar Medium (HIM)** en anglais, avec une température $T > 3 \times 10^5$ K, une densité faible d'environ 10^{-3} à 10^{-2} cm^{-3} , et qui peut être



FIGURE 1.1 – Cygnus X, région de formation d'étoiles massives vue par le télescope Herschel en IR lointain. Image en trois couleurs qui superpose l'émission des poussières à $70\ \mu\text{m}$ (bleu), $160\ \mu\text{m}$ (vert), et $250\ \mu\text{m}$ (rouge). Les régions chaudes apparaissent plus bleues, et les régions froides plus rouges. Les régions chaudes bleutées/blanches tracent le gaz ionisé par les étoiles massives OB (régions HII) qui est diffus et chaud, tandis que les régions filamentaires dans les tons rouge et jaune tracent le gaz moléculaire plus froid et dense dans lequel de futures étoiles vont se former.

observé par les rayons X.

- **Région HII**, avec une température d'environ $10^4\ \text{K}$, une densité variant de 0.3 à $10^4\ \text{cm}^{-3}$, correspond aux régions de gaz ionisées par les étoiles OB, observable dans le domaine optique, IR, UV ou encore grâce au rayonnement free-free¹.
- **Milieu ionisé tiède, ou Warm Ionised Medium (WIM)**, avec une température d'environ $8000\ \text{K}$, une densité inférieure à $1\ \text{cm}^{-3}$, observable notamment grâce aux raies de recombinaison Lyman H_α .
- **Milieu atomique**, également appelé milieu neutre, séparé en deux phases distinctes, avec le milieu tiède ou Warm Neutral Medium (WNM), et le milieu froid, ou Cold Neutral Medium (CNM). Le premier, avec une température d'environ $5000\ \text{K}$, une densité inférieure à $1\ \text{cm}^{-3}$, est observable avec la raie d'hydrogène à $21\ \text{cm}$ ou la raie de carbone ionisé C^+ par exemple. Le second, avec une température de $100\ \text{K}$ et une densité également inférieure à $1\ \text{cm}^{-3}$ peut être observé avec la raie d'hydrogène à $21\ \text{cm}$ ou la raie de carbone neutre C I (voir par exemple [Clark et al., 2019](#)).
- **Nuage moléculaire**, avec une température variant de 10 à $100\ \text{K}$ environ, est le milieu le plus dense avec une densité variant de 10^2 à $10^8\ \text{cm}^{-3}$, est observable avec les raies moléculaires comme la molécule de CO , ou avec le continuum des poussières dans le domaine (sub-)millimétrique par exemple.

Dans le cadre de ma thèse, c'est sur cette dernière phase du MIS que je me suis concentré, celle des nuages moléculaires. Véritables pouponnières d'étoiles, c'est dans ces régions denses et froides que se forment les cœurs de gaz denses qui donneront naissance à des étoiles plus ou moins massives. Cependant, le MIS se compose également d'une deuxième phase qui complète la phase gazeuse.

1. Le rayonnement free-free est aussi appelé rayonnement continu de freinage ou Bremsstrahlung. Il correspond à l'émission lorsqu'un électron est freiné et dévié par interaction avec un ion.

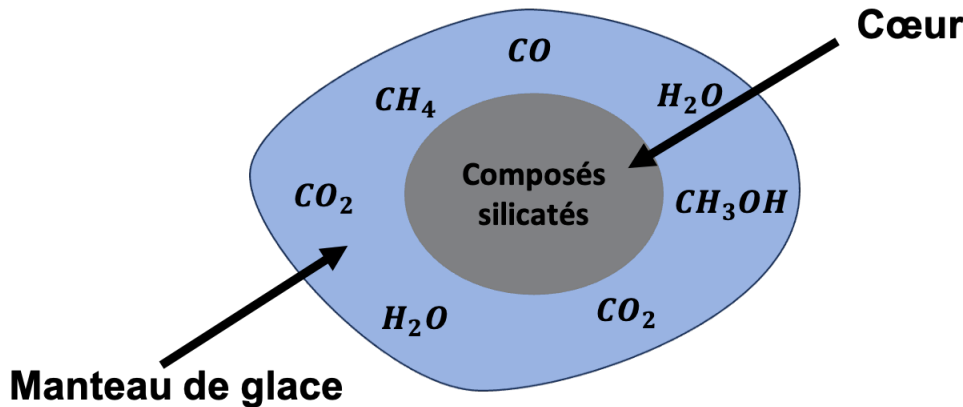


FIGURE 1.2 – Vue simpliste en coupe d'un grain de poussière. Le grain est composé de différentes couches avec ici le cœur silicaté au centre, et le manteau de glace à l'extérieur.

1.1.2 La phase solide

La phase solide du MIS ne représente que les 1% restants en masse du MIS et est composée de *poussières interstellaires*. Ces poussières sont en fait des grains dont le cœur est composé de silicates amorphes, de carbone et de fer, qui peuvent être recouverts d'un manteau de glace. Leur taille varie de quelques nanomètres jusqu'à quelques dixièmes de microns (typiquement 10 fois plus petit qu'un cheveu humain) (Draine, 2011; Boogert et al., 2015). Ces grains de poussière se forment dans l'environnement des étoiles en fin de vie telles que les étoiles AGB (étoiles de la branche asymptotique des géantes) et grossissent ensuite au sein des nuages moléculaires, par coagulation de grains ou par grossissement de leur manteau de glace.

Les nuages moléculaires étant des milieux denses et froids (voir section 1.1.1), une partie des atomes et des molécules présents dans la phase gazeuse vont venir "se figer" sur la surface des grains, formant un manteau de glace. Ce processus se nomme *adsorption* (ou *freeze-out* en anglais). Lorsque l'on observe ces mêmes molécules dans le gaz, on parle alors de *déplétion*, pour qualifier la diminution de l'abondance d'une espèce dans la phase gazeuse par rapport à l'abondance solaire. Plus le milieu est dense et froid, plus cette déplétion sera importante. À l'inverse, lorsque ce milieu va se réchauffer, les molécules collées aux grains vont être sublimées et passer à nouveau dans la phase gazeuse. Les molécules collées aux grains peuvent aussi être relâchées dans la phase gazeuse via des procédés non thermiques. Dans les deux cas on parle de processus de *désorption*. Il est important de noter que les molécules qui sont relâchées dans la phase gazeuse ne sont pas forcément les mêmes que les molécules qui ont été adsorbées sur les grains. En effet, les molécules peuvent se déplacer à la surface des grains et réagir avec d'autres espèces, donnant naissance à de nouvelles molécules. De manière générale, la déplétion élémentaire s'exprime comme (Jenkins, 2009) :

$$[X_{\text{gas}}/H] = \log\{N(X)/N(H)\} - \log(X/H)_{\odot} \quad (1.1)$$

avec $N(X)$ la densité de colonne de l'espèce X, $N(H)$ la densité de colonne de l'hydrogène et $(X/H)_{\odot}$ les abondances solaires.

Le manteau de glace des grains est majoritairement composé de H_2O , CO_2 , et CO . On peut également y retrouver des molécules plus complexes telles que le méthanol (CH_3OH) en plus faible quantité. Un schéma simplifié d'un grain de poussière est présenté en figure 1.2. Après avoir introduit brièvement la composition du MIS, nous allons maintenant nous concentrer sur les processus de formation des étoiles.

1.2 Formation des étoiles de faible masse

La formation des étoiles de faible masse regroupe les étoiles de type solaire ($M_\star \simeq 0.08 - 2 M_\odot$) et les étoiles de masse intermédiaire ($M_\star \simeq 2 - 8 M_\odot$). La formation des étoiles massives ($M_\star \geq 8 M_\odot$) est présentée dans la section 1.3.

1.2.1 Cœurs préstellaires

Comme expliqué dans la section 1.1, les étoiles se forment dans les nuages moléculaires. Les nuages sont composés majoritairement d'hydrogène moléculaire ($H_2 \sim 63\%$ en masse) et d'hélium ($He \sim 36\%$), tandis que le dernier 1% correspond aux poussières et autres atomes et molécules. La deuxième molécule la plus abondante après l'hydrogène moléculaire est le monoxyde de carbone (CO), facilement détectable avec ses transitions rotationnelles grâce à son moment dipolaire permanent.

La formation des cœurs denses se fait lorsqu'un morceau de nuage se contracte jusqu'à atteindre une taille de quelques milliers d'unités astronomiques (ua). Pour décrire de la manière la plus simple l'équilibre d'un nuage, on peut supposer le nuage comme sphérique, isotherme et homogène, avec comme seul support contre la gravité la pression thermique. La force de pression thermique représente l'agitation du gaz à l'échelle moléculaire. Pour se contracter, il faut que l'équilibre entre force gravitationnelle et pression thermique soit rompu et que la force gravitationnelle prenne le dessus. La taille et la masse que peuvent atteindre ces fragments de nuage à l'équilibre auto-gravitants, appelés cœurs préstellaires, peuvent être décrits par la longueur et la masse de Jeans (Jeans, 1902), lorsque la gravité est le mécanisme de fragmentation :

$$\lambda_J = \frac{c_s}{\sqrt{G\rho_0}} \simeq 9000 \text{ ua} \left(\frac{T}{20\text{K}} \right)^{1/2} \left(\frac{n_{H_2}}{10^6 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \quad (1.2)$$

$$M_J = \frac{c_s^3}{\sqrt{G^3\rho_0}} \simeq 0.6 M_\odot \left(\frac{T}{20\text{K}} \right)^{3/2} \left(\frac{n_{H_2}}{10^6 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \quad (1.3)$$

avec c_s la vitesse du son isotherme, G la constante gravitationnelle, ρ_0 la densité du nuage. Ici la vitesse du son dépend uniquement de la température et de la composition du nuage. Elle est exprimée comme $c_s = \sqrt{k_B T / \mu m_H}$, avec k_B la constante de Boltzmann, T la température, m_H la masse de l'hydrogène et μ le poids moléculaire moyen. Il en ressort qu'à mesure que le gaz se refroidit et se densifie, la longueur et la masse de Jeans diminuent. Il vient que pour la densité volumique typique d'un cœur dense de 10^6 cm^{-3} et de température 20 K, la longueur de Jeans est d'environ 9000 ua et la masse de Jeans d'environ $0.6 M_\odot$. Cela suggère que les conditions typiques des cœurs denses froids observés permettent effectivement de lier la masse typique des étoiles à l'instabilité de Jeans, au moins en ordre de grandeur, si aucune force supplémentaire à la pression radiative n'est en présence. Ces cœurs auto-gravitants ont des tailles typiques de 0.01 pc (~ 2000 ua) à 0.1 pc. Pour des étoiles de faible masse, le temps de vie caractéristique de la phase préstellaire est d'environ 10^6 ans (Andre et al., 2000; Könyves et al., 2015).

En plus de la pression thermique, d'autres forces viennent constituer un support contre l'effondrement gravitationnel :

- **La turbulence** générée par des mouvements à grande échelle puis transmise jusqu'à l'échelle des cœurs, représente l'ensemble des mouvements microscopiques aléatoires.
- **La pression magnétique** correspond à la force générée par le champ magnétique, probablement présent à l'échelle des cœurs dû au piégeage des lignes de champ par l'effondrement du gaz.

- **La rotation** due à la conservation du moment cinétique de rotation à plus grande échelle du nuage.

Décrire de manière complète l'ensemble des forces en présence lors de la formation des étoiles est néanmoins plus complexe que la vision simpliste d'une sphère isotherme homogène à l'équilibre. Pour décrire de manière plus précise les cœurs denses en équilibre, on peut les décrire avec un profil en densité $\rho(r)$ qui augmente de l'extérieur vers le centre du cœur avec une valeur maximum au centre ρ_c . En considérant ces cœurs avec un profil de densité $\rho \propto r^{-2}$ pour les parties externes avec un plateau au centre ρ_c , dans un milieu appliquant une pression extérieure $P_{\text{ext}} = c_s^2 \rho_{\text{ext}}$, on parle alors de sphères de Bonnor-Ebert (Ebert, 1955; Bonnor, 1956). Ces sphères décrivent les cœurs en équilibre dans un nuage avec un rayon maximum critique R_{crit} , qui sont en équilibre stable pour $r < R_{\text{crit}}$ et en équilibre instable pour $r > R_{\text{crit}}$. La masse de ces sphères ayant un rayon R_{crit} est donnée par l'équation 1.4 :

$$M_{\text{BE,crit}} = 1.18 \frac{c_s^3}{\sqrt{G^3 \rho_{\text{ext}}}} = 1.18 \frac{c_s^4}{\sqrt{G^3 P_{\text{ext}}}} \simeq 0.36 \left(\frac{n_{\text{H}_2}}{10^6 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \left(\frac{T}{20 \text{ K}} \right)^{3/2} M_{\odot} \quad (1.4)$$

Dans les conditions typiques d'un nuage moléculaire de température 20 K et de densité 10^6 cm^{-3} , un cœur préstellaire de rayon R_{crit} va alors s'effondrer lorsque sa masse excédera $0.36 M_{\odot}$.

1.2.2 Effondrement du cœur et naissance de la protoétoile

Les cœurs préstellaires, initialement à l'équilibre hydrostatique vont s'effondrer lorsque la gravité va l'emporter sur les autres forces. Un temps caractéristique de l'effondrement est le temps de chute libre, qui décrit le temps nécessaire pour que l'ensemble de l'enveloppe de gaz s'effondre en son centre si la seule force en présence est la gravité :

$$t_{\text{ff}} = \left(\frac{3\pi}{32 G \rho_0} \right)^{1/2} \simeq 10^4 \text{ ans} \left(\frac{n_{\text{H}_2}}{10^7 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \quad (1.5)$$

Plusieurs modèles d'effondrement généraux sont présentés par Larson (1969) et Penston (1969), puis le modèle classique d'effondrement du cœur préstellaire a été développé par Shu (1977) (puis Shu et al., 1987) qui décrit l'effondrement d'une sphère isotherme singulière (SIS) supposée au repos (dite quasi-statique). Dans ce modèle, les cœurs ont un profil en densité $\rho \propto r^{-2}$, supposant une singularité au centre du cœur. L'effondrement va commencer dans les parties internes du cœur jusqu'aux parties externes, on parle de "inside-out collapse". La partie interne en effondrement a alors un profil de densité en $r^{-1.5}$ tandis que la partie externe est toujours en r^{-2} , et la partie du cœur en effondrement au temps t est donné par $R = c_s t$. En considérant un profil de densité type sphère de Bonnor-Ebert, c'est-à-dire avec un plateau central, l'effondrement va avoir lieu en deux temps : l'ensemble du plateau central va arriver en même temps au centre (ce qui sous-entend que les parties externes du plateau ont une vitesse plus importante que les parties internes), puis la partie externe en r^{-2} va arriver petit à petit.

L'effondrement du gaz se déroule d'abord de manière isotherme : l'énergie gravitationnelle est transformée en énergie thermique, mais le cœur étant encore optiquement mince à son propre rayonnement, l'énergie peut s'en échapper par rayonnement lui permettant de se refroidir et de maintenir une température constante. Lorsque la partie interne du cœur atteint une densité $n_{\text{H}_2} \sim 3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, le gaz va alors devenir optiquement épais, empêchant le cœur de se refroidir efficacement. La température va augmenter, on passe d'un régime isotherme à adiabatique : c'est la naissance d'un premier embryon hydrostatique appelé premier cœur de Larson (Larson,

1969), de taille $R \sim 5$ ua et de masse $M \sim 0.01 M_{\odot}$. L'augmentation de la température entraîne un ralentissement de l'effondrement de l'enveloppe de gaz, pendant que le cœur hydrostatique va se contracter. Lorsque l'embryon va atteindre une température $T \sim 2000$ K, l'énergie thermique va dissocier les molécules de H_2 permettant un deuxième effondrement. Lorsque tout l'hydrogène se retrouve sous forme atomique, l'effondrement s'arrête et le deuxième cœur de Larson se forme : c'est l'embryon stellaire, la protoétoile. Il a alors une taille $R \sim 4 R_{\odot}$ (0.02 ua), une masse $M \sim 0.005 M_{\odot}$ et une température $T \sim 6 \times 10^3$ K (Bhandare et al., 2018). L'évolution thermique de la partie centrale du cœur en fonction de sa densité est présentée en figure 1.3 qui résume les phases d'effondrement et de contraction, tirée de Bhandare et al. (2018). Il est communément accepté que la naissance de la protoétoile marque le début de la phase protostellaire. Cette protoétoile va gagner en masse au fur et à mesure qu'elle va accrêter de la matière de son enveloppe, tout en se contractant. En considérant uniquement la pression thermique, le taux d'accrétion lors de la formation de la protoétoile est donné par $\dot{M}_{\text{acc}} \simeq c_s^3/G$. En prenant en compte la turbulence et le champ magnétique, la vitesse du son devient une vitesse du son effective $c_{\text{eff}}^2 \simeq c_s^2 + v_{\text{turb}}^2 + v_{\text{mag}}^2$ (Stahler et al., 1980), et le taux d'accrétion devient $\dot{M}_{\text{acc}} \simeq c_{\text{eff}}^3/G$. Pour les étoiles de type solaire le taux d'accrétion typique est $\dot{M}_{\text{acc}} \simeq 10^{-5} M_{\odot} \text{an}^{-1}$. La phase protostellaire, définie comme la phase durant laquelle la protoétoile accrète de la masse de son enveloppe, a donc une durée d'environ 10^5 ans. La contraction de la protoétoile se fait sur un temps de l'ordre du temps caractéristique de Kelvin-Helmholtz :

$$t_{\text{KH}} = \frac{G M_{\star}^2}{R_{\star} L_{\star}} \quad (1.6)$$

Pour une étoile de type solaire, ce temps vaut environ 10^7 ans, ce qui montre que la protoétoile n'a pas fini de se contracter lorsqu'elle a arrêté son accrétion. Au fur et à mesure de sa contraction, la température au centre de l'étoile va augmenter jusqu'à atteindre $T_c \sim 10^6$ K et permettre la fusion du deutérium. Lorsque la température atteint ensuite $T_c \sim 10^7$ K, c'est au tour de la fusion de l'hydrogène, permettant à l'étoile de rentrer dans sa phase la plus stable : la séquence principale. Pour les protoétoiles ayant une masse comprise entre 13 masses de Jupiter ($13 M_J$) et $0.08 M_{\odot}$, elles fusionneront du deutérium mais ne pourront jamais atteindre la température nécessaire afin de fusionner l'hydrogène, on parle alors de naine brune.

1.2.3 Séquence évolutive des cœurs protostellaires

Une fois la protoétoile formée au sein du cœur, les cœurs denses sont appelés cœurs protostellaires. Une séquence évolutive observationnelle a été définie après de nombreuses campagnes d'observations de ces cœurs (voir les revues Andre et al., 2000; Dunham et al., 2014). Le premier critère défini pour décrire l'évolution d'une protoétoile est la pente α de la distribution spectrale d'énergie (SED, distribution de la densité de flux en fonction de la fréquence) entre 2.2 et 25 μm (IR moyen) en échelle logarithmique (Lada, 1987) :

$$\alpha = \frac{d \log(\lambda F_{\lambda})}{d \log(\lambda)} \quad (1.7)$$

Ici λ est la longueur d'onde, et F est la densité de flux. Plus un objet est froid plus son émission dans l'IR moyen (et le submillimétrique) est important. Initialement les protoétoiles ont été classées en trois catégories 1, 2 et 3 puis Greene et al. (1994) a rajouté une quatrième classe appelée spectre plat ("Flat SED" en anglais) en utilisant l'indice α :

- **Classe 1** : sources pour lesquelles $\alpha > 0.3$
- **Spectre plat** : sources pour lesquelles $0.3 > \alpha > -0.3$

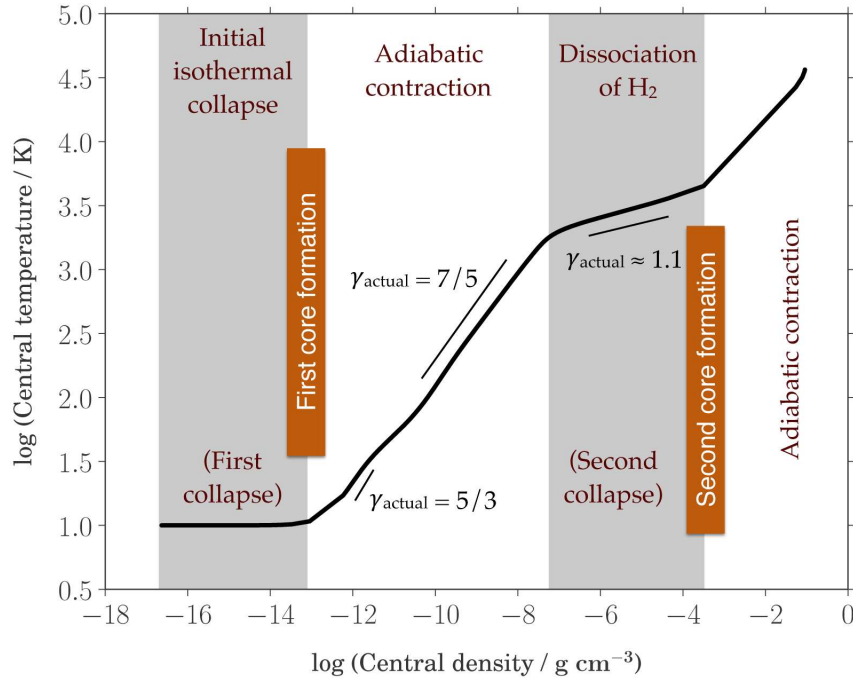


FIGURE 1.3 – Évolution thermique en fonction de la densité centrale des premiers et deuxièmes effondrements pour un cœur de $1 M_{\odot}$ amenant à la formation des premiers et deuxièmes cœurs de Larson (Larson, 1969). Figure tirée de Bhandare et al. (2018).

- **Classe 2** : sources pour lesquelles $-0.3 > \alpha > -1.6$
- **Classe 3** : sources pour lesquelles $\alpha < -1.6$

Une classe supplémentaire appelée classe 0 n'étant pas détectée dans l'IR moyen, a ensuite été rajoutée par l'observation d'éjections de matière, signature de la nature protostellaire. La figure 1.4 présente la séquence évolutive protoétoiles pour les principales classes. Un schéma explicatif de la structure de la protoétoile, la SED associée ainsi que les principales caractéristiques de chaque classe y sont présentés. La luminosité bolométrique L_{bol} est mesurée grâce à la SED de $2 \mu\text{m}$ à 1 mm et la luminosité submillimétrique L_{submm} au delà de $350 \mu\text{m}$. La luminosité représente la quantité totale d'énergie émise par unité de temps. On peut résumer l'ensemble des classes comme suit :

- **Classe 0** : la protoétoile est profondément enfouie dans son enveloppe. Ces objets ne sont pas détectés en IR moyen (entre 2 et $25 \mu\text{m}$), les poussières de l'enveloppe de gaz froide ($10\text{-}30 \text{ K}$) rayonnent majoritairement dans le domaine submillimétrique (entre $0.35 \mu\text{m}$ et 1 mm). La luminosité submillimétrique L_{submm} est supérieure à 50% de la luminosité bolométrique L_{bol} . À ce stade, la masse de l'enveloppe est supérieure à la masse de la protoétoile et les éjections de matière protostellaire permettent de la détecter. La protoétoile a un âge d'environ 10^4 ans.
- **Classe 1** : la protoétoile a maintenant une masse plus importante que celle de son enveloppe. Ces objets ont un excès dans l'IR moyen et lointain (entre 2 et $100 \mu\text{m}$) visible dans la SED. L'enveloppe alimente un disque d'accrétion autour de la protoétoile. La protoétoile a un âge d'environ 10^5 ans.
- **Spectre plat** : cette classe marque une phase de transition entre les classes 1 et 2. L'enveloppe se dissipe pour laisser place majoritairement au disque d'accrétion. La SED est dite plate car elle marque un équilibre entre l'émission de l'enveloppe et du disque.

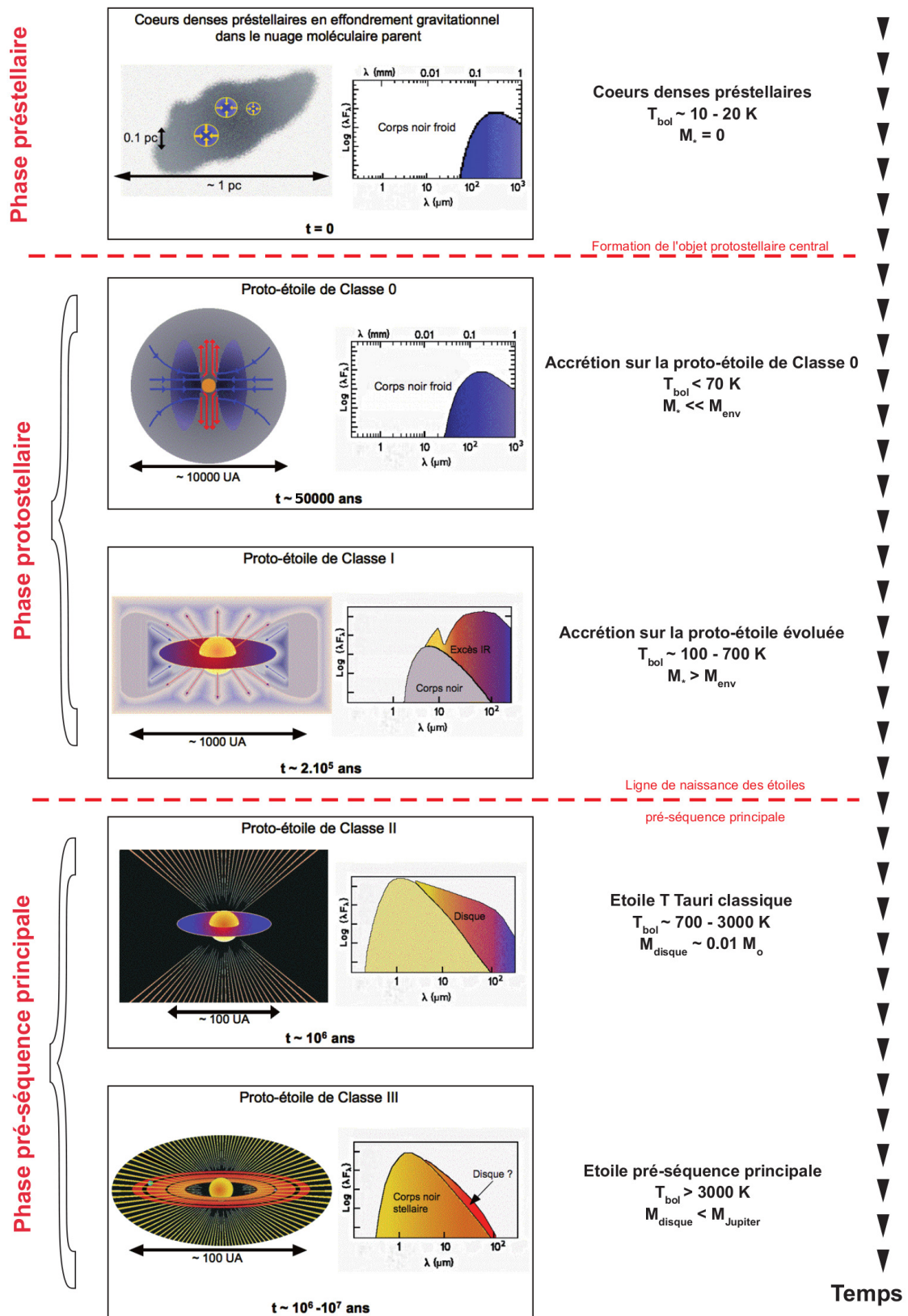


FIGURE 1.4 – Séquence évolutive des cœurs protostellaires pour la formation des étoiles de faible masse. À gauche sont représentées les structures des cœurs et leur distribution spectrale en énergie respective, et à droite sont donnés les paramètres de température et de masse. Figure adaptée de [Andre et al. \(2000\)](#).

- **Classe 2** : la protoétoile est maintenant une jeune étoile et rentre dans la phase de pré-séquence principale. On appelle les protoétoiles de classe 2 des étoiles T-Tauri. L'enveloppe est quasiment entièrement dissipée et le disque émet un excès dans l'IR. La masse de la protoétoile est proche de la masse finale de l'étoile, l'accrétion par le disque est faible. La protoétoile a alors un âge d'environ 10^6 ans.
- **Classe 3** : la protoétoile est une étoile pré-séquence principale et sa masse est la masse finale de l'étoile. Le disque a quasiment disparu, l'émission est alors très majoritairement dans le visible. La protoétoile est âgée d'environ 10^7 ans.

1.2.4 Les éjections de matière protostellaire

Les éjections protostellaires ("protostellar outflows" en anglais) sont un des phénomènes physiques caractéristiques de la phase d'accrétion de la protoétoile (voir par exemple [Cabrit et al., 1990](#); [Bontemps et al., 1996](#); [Arce et al., 2007](#); [Frank et al., 2014](#); [Bally, 2016](#)). Ce processus d'accrétion-éjection est omniprésent dans les objets astronomiques accrétants, comme par exemple aussi dans les noyaux actifs de galaxie. Ces éjections protostellaires sont fortement détectables dans le domaine (sub-)millimétrique notamment pour les protoétoiles de classe 0 et 1, lorsque l'enveloppe de gaz autour de la protoétoile est encore conséquente. Lors de l'éjection, une partie du gaz de l'enveloppe va d'ailleurs être "soufflée", impactant le processus d'accrétion de la protoétoile. De plus, les flots de matière vers l'extérieur de cette protoétoile vont avoir un processus de rétroaction (appelé "feedback") sur le nuage moléculaire parent en réinjectant de la turbulence dans le gaz environnant et également en créant des chocs. Observationnellement, ces flots moléculaires permettent aussi de distinguer les cœurs préstellaires des cœurs protostellaires lorsque l'information infrarouge n'est pas observée. Les éjections de matière lors de la phase protostellaire sont donc essentielles à étudier.

Évacuation du moment cinétique et mécanismes de lancement des éjections protostellaires

Lors de l'effondrement du cœur, le moment angulaire est conservé, entraînant une augmentation de la vitesse de rotation lorsque le rayon diminue. La force centrifuge peut alors s'opposer à l'effondrement gravitationnel et empêcher la formation de la protoétoile si le moment angulaire en excès n'est pas évacué. Pour que l'accrétion sur une protoétoile puisse avoir lieu, il est donc nécessaire d'évacuer du moment angulaire. Cette évacuation peut être réalisée de deux manières différentes : radiale et verticale.

Durant l'effondrement, un disque d'accrétion en rotation va se former autour de la protoétoile naissante (voir section 1.2.2). Le modèle du disque visqueux de [Shakura and Sunyaev \(1973\)](#) a montré que dans un disque visqueux avec une rotation différentielle, un transfert radial du moment cinétique vers l'extérieur du disque a lieu. Cette évacuation du moment cinétique va permettre à la matière de spiraler vers l'intérieur du disque et d'être accrétée.

Une deuxième évacuation de moment angulaire est possible verticalement grâce aux éjections de matière permettant également l'accrétion. On parle de jets protostellaires lorsque la matière provient des régions les plus internes et est collimatée (angle d'ouverture par rapport à la normale du disque inférieur à 4° , voir [Lee, 2020](#)). Lorsque la matière éjectée provient des parties plus externes du disque, on parle plutôt de vents protostellaires. Ces éjections sont lancées par un processus magneto-centrifuge en suivant les lignes de champ magnétique ancrées dans le disque (voir [Blandford and Payne, 1982](#); [Ferreira et al., 2006](#)). Ces lignes de champ vont s'enrouler grâce à la rotation du disque, et les forces centrifuges vont éjecter la matière du disque en suivant ces lignes. Les jets peuvent atteindre des vitesses jusqu'à $\sim 400 \text{ km s}^{-1}$ (voir

par exemple le jet de DG Tau observé par [Bacciotti et al., 2000](#); [Lavalley-Fouquet et al., 2000](#)) et sont éjectés de chaque côté dans la direction perpendiculaire au disque. Les vents moins collimatés ont des vitesses plus faibles de l'ordre de 100 km s^{-1} .

Ces éjections vont interagir avec le gaz, créant des chocs, dont un à l'avant de l'éjection que l'on appelle "choc d'arc". L'ensemble des chocs vont eux-même entraîner une partie du gaz environnant de l'enveloppe, créant des cavités poussant le gaz vers l'extérieur. Cette deuxième composante des éjections, souvent qualifiée de flots, est à plus basse vitesse (typiquement inférieur à 100 km s^{-1}) et est moins collimatée. C'est celle-ci qui est généralement détectée dans les observations des éjections protostellaires. L'interaction entre les éjections protostellaires et l'enveloppe de gaz, créant les cavités des flots est notamment décrite par [Lee et al. \(2001\)](#). Un schéma explicatif représentant les deux composantes des éjections protostellaires est présenté en figure 1.5.

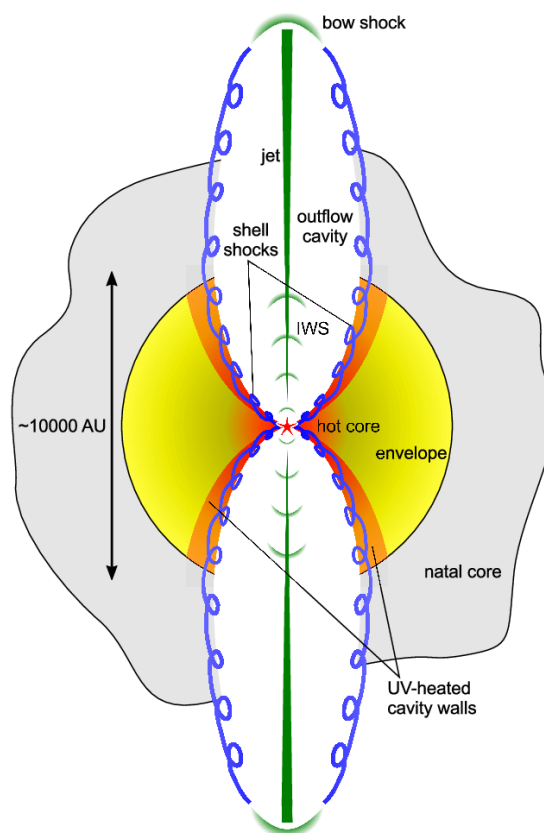


FIGURE 1.5 – Schéma explicatif des éjections protostellaires. Les jets bipolaires sont représentés en vert avec les différentes zones de choc. Les cavités du flot sont représentées en bleu, avec l'interaction avec l'enveloppe de gaz en rouge. L'enveloppe est représentée en jaune et le cœur parent dans lequel le cœur protostellaire s'est formé en gris. Le disque d'accrétion n'est pas représenté ici car il est à plus petite échelle. Figure tirée de [Dishoeck et al. \(2011\)](#).

Spectroscopie des éjections et raies moléculaires

L'effet Doppler sur les émissions moléculaires permet de reconnaître la matière éjectée ou entraînée et donc d'étudier les flots moléculaires par spectroscopie. Je vais introduire ici quelques notions importantes pour la suite. Une raie spectrale correspond à la distribution en fréquence de la lumière émise par un atome ou une molécule. La raie est liée à la transition entre

deux niveaux d'énergie du système. Dans ce manuscrit, je parlerai essentiellement de raies moléculaires dans le domaine (sub-)millimétrique liées à la rotation des molécules, correspondant à des transitions entre niveaux d'énergie déterminés par le nombre quantique J . La raie moléculaire CO(2–1) correspond donc à la transition rotationnelle de la molécule de CO entre les niveaux quantiques $J=2$ et $J=1$. Elle est caractérisée par sa fréquence centrale, sa largeur de raie et son intensité maximale. Elle peut être approximée par un profil gaussien lorsqu'elle est optiquement mince. Les sources observées ont une vitesse systémique appelée V_{LSR} (pour "Local Standard of Rest") dans le référentiel terrestre, qui correspond à la vitesse de la source par rapport à l'observateur. Le décalage Doppler de la fréquence centrale des raies moléculaires observées par rapport à la fréquence centrale de la raie au repos permet alors de mesurer cette vitesse systémique. Un décalage vers le bleu (vers les plus petites longueurs d'ondes et plus grandes fréquences) correspond à une source qui se rapproche de l'observateur (V_{LSR} négative), tandis qu'un décalage vers le rouge (vers les plus grandes longueurs d'ondes et plus petites fréquences) correspond à une source qui s'éloigne de l'observateur (V_{LSR} positive). La largeur à mi-hauteur ("Full Width at Half Maximum", FWHM) donne l'information sur la dispersion en vitesse de la source, qui est une combinaison de l'agitation thermique, de la turbulence et de possibles effondrements et rotations. L'intensité maximale de la raie est reliée quant à elle à la température d'excitation de la source et à la quantité de gaz (et de poussières) qui émet des photons. La température d'excitation de la molécule peut être proche de la température cinétique réelle du gaz si l'excitation est en équilibre thermique (on parle d'équilibre thermodynamique local, ELT).

On peut donc utiliser l'information de certaines raies moléculaires afin de déterminer si un cœur de gaz présente des éjections protostellaires. Les raies moléculaires de CO et de SiO sont les meilleurs traceurs protostellaires dans le domaine (sub-)millimétrique. En effet, CO est la deuxième molécule la plus abondante du MIS et permet donc de sonder le gaz entraîné par les jets. Le SiO est quant à lui créé dans les chocs entre les jets et les grains de poussière, qui permettent d'arracher le silicium présent à la surface des grains, qui va ensuite s'oxyder en phase gazeuse (Martin-Pintado et al., 1992; Schilke et al., 1997; Gusdorf et al., 2008). Le SiO trace donc en général la partie plus collimatée des éjections et est communément utilisé afin d'étudier les éjections protostellaires (voir par exemple Nguyen-Luong et al., 2013; Louvet et al., 2016).

En cherchant de l'émission dans les parties décalées vers le bleu et vers le rouge des spectres (communément appelées "blue-shiftées" et "red-shiftées"), on peut observer des "ailes de raies" lorsque le cœur est protostellaire. Ces ailes de raie correspondent à des excès d'émission par rapport au profil gaussien dans les parties blue- et red-shiftées. En intégrant en vitesse cette émission, on peut alors construire des cartes de moment 0 des lobes d'éjections, permettant de tracer spatialement les flots bipolaires. Dans le panneau gauche de la figure 1.6, on peut voir le spectre et la carte d'éjection de CO(3–2) du cœur protostellaire massif G328, présentant un flot bipolaire avec un lobe red-shifté au Nord, un lobe blue-shifté au Sud. Dans le panneau de droite de la figure 1.6, on peut voir une simulation de l'évolution temporelle du flot de l'objet protostellaire Cep-E-mm. On peut observer l'évolution spatiale du jet et de la cavité au cours du temps. Plusieurs zones de chocs sont présentes au niveau du jet, traçant l'interaction de celui-ci avec le gaz environnant mais également la variabilité de l'éjection, directement reliée à la variabilité d'accrétion. L'interaction entre la cavité du flot et l'enveloppe de gaz trace la zone la plus dense comme le montre l'échelle de couleur.

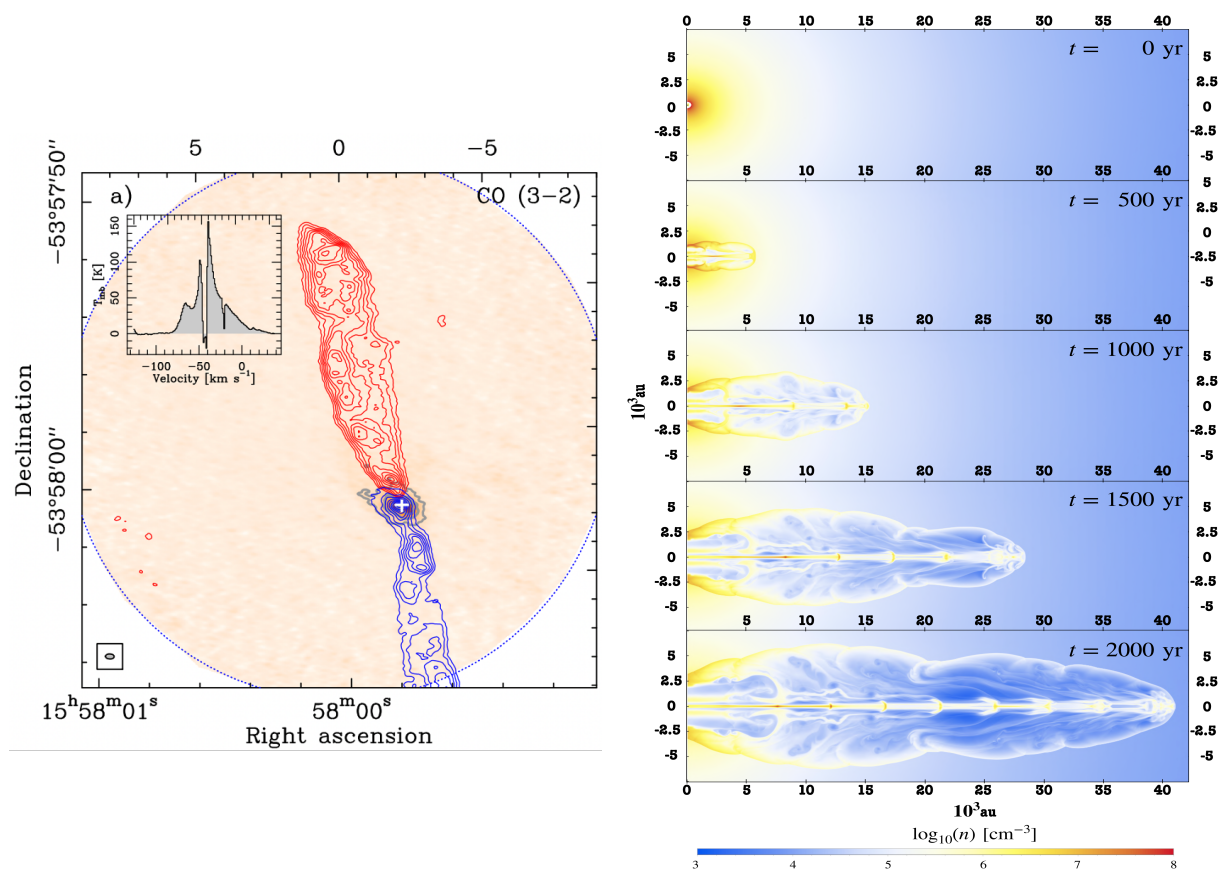


FIGURE 1.6 – **Gauche** : Spectre et carte intégrée du flot bipolaire de CO (3–2) du cœur protostellaire massif G328. L'émission est intégrée entre -80 et -65 km s⁻¹ pour les contours bleus et entre -30 et $+36$ km s⁻¹ pour le rouge. Figure tirée de [Csengeri et al. \(2018\)](#). **Droite** : Simulation du flot de l'objet protostellaire CepE-mm. Les différents snapshots présentent l'évolution spatiale de l'éjection (avec le jet collimaté au centre et la cavité autour) au cours du temps. L'échelle de couleur représente la densité. Figure tirée de [Rivera-Ortiz et al. \(2023\)](#).

1.2.5 De nombreuses campagnes d'observation

La formation des étoiles de faible masse est un sujet qui a été largement étudié, notamment avec l'avènement de plusieurs télescopes spatiaux infrarouge (IR) jusque dans les années 2010. L'étude des régions de formation d'étoiles de faible masse dans le voisinage solaire s'est principalement concentrée dans la ceinture de Gould ("Gould belt" en anglais). Cette ceinture est un anneau elliptique de demi grand axe $a \sim 500$ pc, incliné d'un angle de 18° par rapport au plan galactique ([Perrot and Grenier, 2003](#)), et contient la majorité des nuages moléculaires du voisinage solaire.

Avant l'avènement du James Webb Space Telescope (JWST), les deux derniers grands télescopes IR spatiaux étaient Spitzer et Herschel, succédant aux télescopes IRAS et ISO des années 1980 et 1990, qui ont notamment permis la détection de jeunes objets stellaires ("Young Stellar Objects", YSOs en anglais) dans le moyen IR (voir par exemple [Nordh et al., 1996](#); [Bontemps et al., 2001](#)). Spitzer, développé par la NASA et lancé en 2003, a observé entre 3 et $160 \mu\text{m}$ avec un miroir de 85 cm. Herschel, développé par l'ESA et lancé en 2009, a observé dans le domaine submillimétrique entre 60 et $670 \mu\text{m}$ avec un miroir de $3,5$ m. Ces télescopes ont permis d'étudier les phases précoces de formation d'étoiles dans le voisinage solaire, de l'IR proche à l'IR lointain, grâce à l'émission de l'enveloppe de gaz et de poussière ainsi que celle du disque des protoétoiles. De grandes campagnes d'observation avec Spitzer comme "From Molecular

Cores and Planet-Forming Disks" (Evans et al., 2003, 2009) ou "the Spitzer Gould Belt Survey" (Dunham et al., 2013), ont ensuite été complétées par Herschel avec notamment "the Herschel Gould Belt Survey" (André et al., 2010; Bontemps et al., 2010), "the Herschel Orion Protostar Survey" (Fischer et al., 2013; Manoj et al., 2013; Stutz et al., 2013), ou encore "The Herschel Infrared Galactic Plane Survey" Hi-GAL (Molinari et al., 2010b,a). La meilleure résolution spatiale d'Herschel et sa couverture plus large des longueurs d'onde dans l'IR lointain ont amélioré la caractérisation des cœurs protostellaires obtenue avec Spitzer.

Ces nombreuses observations ont aussi amené la communauté à l'étude de la formation des étoiles massives. Cependant, les étoiles massives étant nettement plus rares que les étoiles de plus faible masse (voir section 1.3.1), il est nécessaire d'observer plus de régions pour obtenir une statistique suffisante à l'étude de leurs phases précoces. De plus, l'environnement solaire ne présente que peu de régions de formation d'étoiles massives, qui se forment principalement dans les bras galactiques majeurs (voir par exemple Urquhart et al., 2014). Les régions à observer étant plus lointaines que les nuages de la ceinture de Gould, les télescopes Spitzer et Herschel n'ont pas une résolution spatiale suffisante pour étudier des populations individuelles de cœurs denses, bien que le programme HOBYS (Motte et al., 2010) ait pu étudier avec Herschel quelques régions massives à moins de 2 kpc dont le Cygne (Hennemann et al., 2012). L'avènement des grands interféromètres radio tels que ALMA ou NOEMA (voir la section 1.4) va permettre d'étudier les phases précoces de formation des étoiles massives dans le domaine (sub-)millimétrique. Dans l'IR proche et moyen nous disposons aujourd'hui du JWST qui est un télescope spatial de 6.5 m de diamètre observant entre 0.6 et 28 μm . Il permet d'étudier la formation stellaire dans ce domaine de longueur d'ondes, en offrant pour la première fois une résolution spatiale permettant d'observer des protoétoiles individuelles dans les régions de formation d'étoiles massives plus lointaines.

1.3 Formation des étoiles massives : la quête

Les étoiles massives, définies comme ayant une masse supérieure à $8 M_{\odot}$, incluent les étoiles de type spectral B3 à B0 et O. Les étoiles les plus massives observées atteignent des masses comprises entre 150 et 300 M_{\odot} (Crowther et al., 2016). Bien que plus rares que leurs homologues de faible masse (voir section 1.3.1), elles jouent un rôle crucial dans le cycle du milieu interstellaire (MIS). Dès leur naissance, leurs puissants vents stellaires et rayonnements réinjectent de la turbulence dans le MIS et ionisent ce milieu. Leur fin de vie est marquée par des supernovae, qui enrichissent le nuage moléculaire en métaux lourds et influencent les futures générations d'étoiles (Zinnecker and Yorke, 2007). Le phénomène de supernova se produit pour des étoiles ayant une masse de 8-10 M_{\odot} , ce qui a déterminé le seuil de masse pour classer les étoiles comme massives (Ibeling and Heger, 2013). C'est aussi le seuil à partir duquel les étoiles commencent à ioniser leur environnement proche (région HII).

Malgré leur importance cruciale dans le cycle du MIS, la formation des étoiles massives demeure mal comprise, et les processus physiques en jeu lors des phases précoces restent à contraindre. Dans les sections suivantes, je vais d'abord introduire un calcul rapide pour souligner la rareté des étoiles massives (section 1.3.1). Ensuite, je présenterai les premières barrières à surmonter pour qu'une étoile puisse devenir massive (section 1.3.2) et les scénarios de formation en compétition pour décrire leur formation (section 1.3.3). Je discuterai des modèles et simulations actuels ainsi que des contraintes observationnelles (section 1.3.4) et du lien fort entre accréation et éjection (section 1.3.5). Enfin, je conclurai sur l'importance de découvrir et d'étudier des cœurs préstellaires massifs (section 1.3.6).

1.3.1 Distribution en masse des étoiles : la rareté des étoiles massives

La fonction de masse initiale des étoiles ("Initial Mass Function", IMF en anglais) correspond à la distribution en masse des étoiles d'une population nouvellement née. En d'autres mots, cela correspond au nombre d'étoiles de masse M par unité de masse pour une nouvelle population. Edwin Salpeter fut le premier en 1955 (Salpeter, 1955) à proposer la forme empirique de la fonction de masse initiale comme $dN/dM \propto M^{-\alpha}$ où $\alpha = 2.35$, valable pour des masses d'étoiles $M > 1 M_{\odot}$. En loi de puissance logarithmique cette fonction devient $dN/d\log(M) \propto M^{-1.35}$. Cette fonction a ensuite été raffinée notamment par Pavel Kroupa en 1993 et 2001 (Kroupa et al., 1993; Kroupa, 2001), permettant d'aller jusqu'à de plus faibles masses et est définie comme :

$$\xi(m) = dN/dM = \begin{cases} \xi_0 M^{-0.3} & \text{si } 0.01 < M/M_{\odot} < 0.08 \\ \xi_1 M^{-1.3} & \text{si } 0.08 < M/M_{\odot} < 0.5 \\ \xi_2 M^{-2.3} & \text{si } M/M_{\odot} > 0.5 \end{cases} \quad (1.8)$$

À partir de cette fonction, nous pouvons estimer la proportion d'étoiles massives dans la galaxie. En appliquant les conditions de continuité pour les masses $M > 0.08 M_{\odot}$ il vient :

$$\xi_1 0.5^{-1.3} = \xi_2 0.5^{-2.3} \implies \xi_1 = \xi_2 0.5^{-1} \quad (1.9)$$

En choisissant une masse maximale d'étoile de $120 M_{\odot}$, nous pouvons ensuite intégrer l'équation 1.8 entre 0.08 et $120 M_{\odot}$ pour obtenir le nombre d'étoiles total dans cet intervalle de masse :

$$\begin{aligned} N_{\star}^{\text{tot}} &= \int_{0.08}^{120} \frac{dN}{dM} dM = \left(\frac{0.5^{-0.3} - 0.08^{-0.3}}{-0.3} \times 0.5^{-1} + \frac{120^{-1.3} - 0.5^{-1.3}}{-1.3} \right) \xi_2 \\ &\simeq 7.91 \xi_2 \end{aligned} \quad (1.10)$$

On peut faire de même pour estimer le nombre d'étoiles OB :

$$\begin{aligned} N_{\star}^{\text{OB}} &= \int_8^{120} \frac{dN}{dM} dM = \left(\frac{120^{-1.3} - 8^{-1.3}}{-1.3} \right) \xi_2 \\ &\simeq 0.05 \xi_2 \end{aligned} \quad (1.11)$$

En divisant le résultat de l'équation 1.10 par celui de 1.11, nous obtenons que l'on forme une étoile de type OB pour environ 158 étoiles de toute masse. Nous pouvons maintenant chercher à estimer la masse totale d'étoiles sur l'ensemble de l'intervalle de masse choisi :

$$\begin{aligned} M_{\star}^{\text{tot}} &= \int_{0.08}^{120} \frac{dN}{dM} M dM = \left(\frac{0.5^{0.7} - 0.08^{0.7}}{0.7} \times 0.5^{-1} + \frac{120^{-0.3} - 0.5^{-0.3}}{-0.3} \right) \xi_2 \\ &\simeq 4.58 \xi_2 M_{\odot} \end{aligned} \quad (1.12)$$

La masse moyenne des étoiles formées vient directement :

$$\begin{aligned} \langle M_{\star} \rangle &= \frac{M_{\star}^{\text{tot}}}{N_{\star}^{\text{tot}}} \\ &\simeq 0.58 M_{\odot} \end{aligned} \quad (1.13)$$

En moyenne les étoiles formées sont donc de faible masse, mais nous pouvons chercher tout de même à estimer le nombre de protoétoiles OB actuellement dans la galaxie. Pour cela nous partons du taux de formation d'étoiles dans la galaxie (SFR pour "star formation rate" en anglais), en prenant $\text{SFR} = 2 M_{\odot} \text{an}^{-1}$ (Elia et al., 2022). En divisant le taux de formation d'étoiles par la masse moyenne des étoiles formées, nous pouvons estimer le nombre d'étoiles de toutes masses formé par an :

$$N_{\star}^{\text{an}} = \frac{\text{SFR}}{\langle M_{\star} \rangle} \quad (1.14)$$

$$\simeq 3.5 \star / \text{an}$$

Pour obtenir le nombre de protoétoiles actuellement dans la galaxie il suffit de multiplier le nombre d'étoiles formées par an par le temps de vie protostellaire que nous adoptons ici comme $t_{\text{proto}} = 3 \times 10^5 \text{ an}$ (voir notamment Duarte-Cabral et al., 2013 et la section 3.2) ce qui donne $N_{\text{proto}}^{\text{tot}} = 1.04 \times 10^6$. En sachant qu'une étoile OB se forme pour 158 étoiles formées (avec la fonction de masse adoptée de Kroupa, 2001), le nombre de protoétoiles OB est alors :

$$N_{\text{proto}}^{\text{OB}} = \frac{N_{\text{proto}}^{\text{tot}}}{158} \simeq 6.54 \times 10^3 \quad (1.15)$$

Nous voyons par ce calcul que la galaxie ne contient que quelques milliers d'étoiles massives en formation (ce qui est très faible, la Voie Lactée contient entre 200 et 400 milliards d'étoiles de toute masse). Il faut donc sonder une proportion non négligeable de la galaxie pour étudier plusieurs dizaines voir centaines d'objets pour faire des analyses statistiques de leurs propriétés physiques et chimiques.

1.3.2 Les barrières à la formation d'une étoile massive

Nous avons vu dans la section 1.2.2 que les étoiles de faible masse ont un temps de Kelvin-Helmoltz (temps de contraction de la protoétoile) plus long que leur temps d'accrétion. En revanche, pour les étoiles massives, la situation est inversée : leur temps de Kelvin-Helmoltz est typiquement plus court, de l'ordre de 10^5 ans. En effet, Palla and Stahler (1990) ont démontré que les protoétoiles avec une accrétion sphérique à un taux de $\dot{M}_{\text{acc}} \simeq 10^{-5} M_{\odot} \text{an}^{-1}$ ne présentent plus de phase pré-séquence principale dès que la masse finale de l'étoile atteint 8 à $10 M_{\odot}$. Autrement dit, les étoiles massives entrent sur la séquence principale avant d'avoir fini d'accréter. Pour des taux d'accrétion $\dot{M}_{\text{acc}} \simeq 10^{-3} M_{\odot} \text{an}^{-1}$, la protoétoile peut atteindre $M_{\star} \simeq 40 M_{\odot}$ avant d'avoir fini sa contraction et d'atteindre la séquence principale (Hosokawa and Omukai, 2009). Ce taux d'accrétion élevé entraîne une augmentation du rayon de la protoétoile et une température moins élevée, retardant ainsi l'allumage de la fusion de l'hydrogène.

La luminosité bolométrique peut se décomposer en la somme de la luminosité de la protoétoile et de la luminosité d'accrétion :

$$L_{\text{bol}} = L_{\star} + L_{\text{acc}} = L_{\star} + \frac{GM_{\star}\dot{M}_{\text{acc}}}{R_{\star}} \quad (1.16)$$

avec L_{\star} la luminosité de la protoétoile, G la constante gravitationnelle, M_{\star} la masse de la protoétoile, \dot{M}_{acc} le taux d'accrétion et R_{\star} le rayon de la protoétoile. En conséquence, les protoétoiles massives présentant un taux d'accrétion élevé sont très lumineuses. Cette luminosité très importante a longtemps posé problème, car la pression de radiation UV générée par la protoétoile pourrait théoriquement interrompre l'accrétion de matière lors d'une accrétion sphérique (Larson and Starrfield, 1971; Kahn, 1974; Yorke and Kruegel, 1977; Wolfire and Cassinelli, 1987).

Cependant, des simulations plus récentes en 2D et 3D ont montré que la formation d'étoiles plus massives que $100 M_{\odot}$ peut être expliquée par l'accrétion via un disque massif, qui permet de surmonter la barrière de la pression radiative, tout en prenant en compte les processus de rétroaction tels que les éjections (Kuiper et al., 2010; Kuiper and Hosokawa, 2018). La figure 1.7 illustre l'évolution temporelle d'un disque d'accrétion massif autour d'une protoétoile, d'après les simulations de Kuiper and Hosokawa (2018).

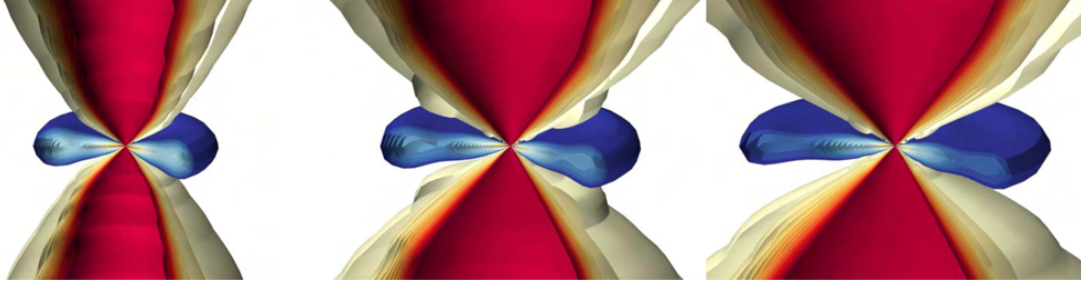


FIGURE 1.7 – Simulation 3D d'un disque d'accrétion massif et d'une éjection bipolaire protostellaire à $t = 10000, 20000$ et 30000 ans après la naissance de la protoétoile. Figure tirée de Kuiper and Hosokawa (2018)

Aujourd'hui, il est donc établi qu'il est possible d'accréter suffisamment de matière pour former des étoiles très massives. Cependant, plusieurs scénarios de formation, fondés sur des hypothèses différentes, sont toujours en compétition.

1.3.3 Les différents scénarios de formation d'étoiles massives

Deux familles de scénario théorique de formation d'étoiles massives s'opposent, qui se différencient par la définition et la nature du réservoir de masse disponible pour former l'étoile. La première famille permet la formation d'une étoile massive à partir d'un réservoir de masse fini, défini par le cœur préstellaire massif. La deuxième famille, en revanche, ne permet l'existence que de cœurs préstellaires de faible masse, qui deviendront massifs pendant la phase protostellaire en accrétant de la matière depuis de plus grandes échelles. Je vais détailler ces scénarios ci-dessous.

Le scénario du cœur turbulent (McKee and Tan, 2002, 2003) est une extension du modèle de formation des étoiles de faible masse au régime massif. Pour accumuler suffisamment de matière sans s'effondrer, le cœur est soutenu par la turbulence et/ou un champ magnétique, étant en équilibre viriel. Ce scénario quasi-statique permet l'existence d'un cœur préstellaire massif qui sert de réservoir de masse pour la formation typique d'une ou deux étoiles massives. Selon ce modèle, les étoiles massives se forment dans des milieux avec une densité de surface $\Sigma \sim 0.1 - 1 \text{ g cm}^{-2}$ plus importante que les régions de formation de faible masse ($\Sigma \sim 0.01 - 0.1 \text{ g cm}^{-2}$), caractérisés par des vitesses turbulentes supersoniques de l'ordre du km s^{-1} et un champ magnétique isotrope.

Le scénario d'accrétion compétitive (Bonnell et al., 2001) propose une accrétion différentielle de protoétoiles de faible masse en fonction de leur position dans un amas. Contrairement au scénario du cœur turbulent, il n'envisage pas l'existence de cœurs préstellaires massifs comme réservoirs de masse pour former une ou deux étoiles massives. Ici, seuls des cœurs préstellaires massifs de faible masse donneront naissance à des cœurs protostellaires de faible

masse qui deviendront massifs par accrétion durant la phase protostellaire. L'accrétion compétitive va permettre aux protoétoiles situées le plus au centre de l'amas (le plus proche du puits de potentiel gravitationnel) d'accréter plus de matière que les protoétoiles voisines situées en périphérie de l'amas. En effet, dans ce modèle, le taux d'accrétion dépend du rayon d'accrétion qui dépend lui-même de la masse de la protoétoile :

$$\dot{M}_\star = \pi R_{\text{acc}}^2 \rho v_\star \quad \text{avec} \quad R_{\text{acc}} \simeq \frac{2GM_\star}{c_s^2} \quad (1.17)$$

avec R_{acc} le rayon d'accrétion de la protoétoile qui correspond au rayon de son influence gravitationnelle sur le gaz environnant, ρ la densité du nuage et v_\star la vitesse de la protoétoile par rapport au nuage. Au centre de l'amas, une protoétoile accrete plus de matière grâce à une densité accrue, et à mesure que sa masse augmente, son rayon d'influence s'élargit, lui permettant d'accréter encore plus de matière. Ce scénario permet notamment d'expliquer la ségrégation en masse observée dans les amas (voir par exemple [Sirianni et al., 2002](#); [Stolte et al., 2006](#)).

Le scénario de coalescence ([Bonnell and Davies, 1998](#)) propose une fusion de protoétoiles de faible masse par collision afin de former des protoétoiles massives. Ce scénario n'implique pas d'accrétion depuis un réservoir de masse une fois que les protoétoiles de faible masse sont formées. Cependant, il est aujourd'hui moins populaire car il nécessite des densités stellaires très élevées (10^6 à 10^8 étoiles pc^{-3}) qui ne sont que très rarement observées ($3 \times 10^5 M_\odot \text{pc}^{-3}$ dans l'amas W3-IRS5, [Rodón et al., 2008](#)). [Bonnell and Bate \(2005\)](#) ont ensuite proposé un modèle à plus faible densité ($\sim 10^6$ étoiles pc^{-3}) qui permettrait à un système binaire d'étoiles massives de former une étoile encore plus massive.

Aujourd'hui, le débat se concentre principalement sur la vision du cœur turbulent et celle de l'accrétion compétitive. D'autres modèles, complémentaires du scénario de l'accrétion compétitive, ont émergé. **Le scénario d'effondrement hiérarchique global** ([Vázquez-Semadeni et al., 2019](#)) propose un effondrement et une fragmentation à toutes les échelles, avec un effondrement des plus petites échelles denses plus tardif et plus rapide, nourri par l'effondrement des grandes échelles diffuses. Ce modèle relie l'effondrement du nuage à celui des cœurs, avec une formation des protoétoiles massives dans la phase protostellaire.

[Motte et al. \(2018b\)](#) ont proposé un scénario basé sur les observations, proche du scénario proposé par [Vázquez-Semadeni et al. \(2019\)](#). Dans celui-ci, les cœurs protostellaires de faible masse et leur amas parent (à plus grande échelle) accréten depuis leur environnement en effondrement. La phase précoce de formation correspond alors à des amas massifs dans lesquels des cœurs protostellaires de faible masse sont enfouis. Observationnellement, des indications de fortes dynamiques à différentes échelles ont d'ailleurs été observées et sont probablement les moteurs de la formation des cœurs et étoiles massives. On parle notamment de **scénario "clump-fed"** pour désigner la vision observationnelle d'un réservoir de masse résidant à l'échelle d'un amas/clump, à partir duquel des flots convergents alimentent en gaz à l'échelle des cœurs protostellaires ([Peretto et al., 2013, 2020](#); [Csengeri et al., 2011](#); [Duarte-Cabral et al., 2013](#)).

Plus récemment, [Padoan et al. \(2020\)](#) ont proposé **le scénario d'effondrement inertiel** dans lequel des cœurs protostellaires de faible masse vont avoir un faible taux d'accrétion (quelques $10^{-5} M_\odot \text{yr}^{-1}$) pendant plus d'un million d'années, afin de devenir massifs grâce à des flots inertiels à grande échelle présents par cascade turbulente.

Pour évaluer la validité de ces différents scénarios et, en particulier, des deux grandes familles de modèles, il est donc crucial d'observer les phases les plus précoces de la formation des étoiles massives afin d'étudier leurs propriétés physiques.

1.3.4 Modèles théoriques et simulations vs contraintes observationnelles

Plusieurs grandes questions autour des processus physiques de formation persistent et sont au cœur des études observationnelles et numériques :

- De quelle manière la matière est-elle accrétée ? De manière quasi-statique depuis un cœur à l'équilibre du Viriel ? Ou de manière dynamique depuis de plus grandes échelles ?
- Qu'est-ce qui détermine le réservoir de masse disponible afin de former l'étoile ? Une masse de Jeans effective supportée par de la turbulence, du champ magnétique, ou de la rotation ? Si oui, quelle taille régit cette masse de Jeans effective ? Si non, quel autre phénomène permet de déterminer ce réservoir de masse ?
- Une accumulation dynamique de matière influence-t-elle la fragmentation du cœur de gaz, donnant naissance à plusieurs étoiles de plus faible masse ?
- Quelle est l'importance du champ magnétique sur la fragmentation ?

Observationnellement nous savons que les régions de formation d'étoiles massives sont dynamiques avec des flots turbulents supersoniques (Schneider et al., 2010; Peretto et al., 2013; Avison et al., 2021; Álvarez-Gutiérrez et al., 2024), dans lesquelles la présence de champ magnétique a été détectée (voir par exemple Motte et al., 2018a; Sanhueza et al., 2021). Les éjections protostellaires ainsi que la présence de disque (voir Kraus et al., 2010; Csengeri et al., 2018) sont observés dès les phases les plus jeunes protostellaires, lorsque la protoétoile est encore profondément enfouie dans son enveloppe (voir par exemple Duarte-Cabral et al., 2013; Tan et al., 2016; Nony et al., 2020, 2023). Il est donc communément admis que chacun de ces phénomènes joue un rôle essentiel lors des phases précoces de formation.

D'un point de vue numérique, prendre en compte les processus physiques turbulents, magnétiques et les processus de rétroaction radiatifs protostellaires est complexe et coûteux en ressources et temps de calcul. De premières simulations purement hydrodynamiques ont étudié la formation et l'évolution de disques dans des cœurs massifs (voir par exemple Yorke and Sonnhalter, 2002; Kuiper and Hosokawa, 2018). Ensuite, l'inclusion de champ magnétique dans le cas de la magnéto-hydrodynamique (MHD) idéale a permis de complexifier le cadre de formation et d'évolution des cœurs massifs (voir par exemple Krumholz et al., 2009; Commerçon et al., 2011; Seifried et al., 2013; Myers et al., 2013; Gray et al., 2018). Cependant ces simulations n'incluent pas les phénomènes de résistivité du champ magnétique (diffusion ambipolaire, effet Hall, diffusion Ohmique), essentiels pour expliquer les processus physiques en jeu de manière complète. Aujourd'hui, plusieurs simulations prennent en compte la MHD non idéale dans le cadre de la formation des étoiles massives (voir par exemple Matsushita et al., 2017; Kölligan and Kuiper, 2018; Mignon-Risse et al., 2021b,a; Commerçon et al., 2022).

Commerçon et al. (2011) et Myers et al. (2013) ont notamment montré que la pression radiative et la présence de champ magnétique permettait de prévenir et limiter la fragmentation des cœurs afin de former des étoiles plus massives. Ce résultat est confirmé par les nouvelles simulations en MHD non idéale de Matsushita et al. (2017) et Mignon-Risse et al. (2021b). Mignon-Risse et al. (2021a) ont également montré que la multiplicité est plus importante lorsque la turbulence au sein du disque est super-Alfvénique, amenant à la fragmentation du disque. Cela confirme que les régions de formation d'étoiles massives, où la turbulence est plus importante que dans les régions de faible masse, sont plus propices à fragmenter et former plusieurs étoiles dans les cœurs. Cette fragmentation est aujourd'hui observée grâce à la très haute résolution angulaire des observations millimétriques (Goddi et al., 2020; Budaiev et al., 2024).

Matsushita et al. (2017), Kölligan and Kuiper (2018), Mignon-Risse et al. (2021a) et Commerçon et al. (2022) ont tous montré que le processus d'accrétion-éjection était régi par un

disque d'accrétion avec des éjections magnétisées lancés par le processus magneto-centrifuge (Blandford and Payne, 1982; Ferreira et al., 2006). Mignon-Risse et al. (2021b) et Commerçon et al. (2022) soulignent également les différences de propriétés magnétiques du disque dans le cas de la MHD idéale et de la MHD résistive. En effet, le disque est dominé par la pression magnétique dans le premier cas, tandis que la pression thermique domine lorsque les processus de résistivité sont pris en compte.

Enfin, Matsushita et al. (2017), Kölligan and Kuiper (2018) et Mignon-Risse et al. (2021a) s'accordent sur la formation d'éjections magnétisées avec un jet collimaté à haute vitesse dans les régions internes du disque, et un vent à plus faible vitesse depuis les régions externes (appelé "tower flow"). Ces résultats sont en accord avec les observations d'éjections protostellaires couplées au champ magnétique (voir par exemple Beuther et al., 2010; Zhang et al., 2019).

Malgré l'importante amélioration des modèles et simulations ces dernières années, plusieurs limitations persistent pour simuler de manière réaliste la naissance et la croissance des protoétoiles massives. En effet, les simulations présentées ici prennent comme condition initiale un cœur préstellaire massif turbulent et magnétisé. Cela permet de réaliser des simulations à très haute résolution spatiale (de l'ordre de l'ua) et de simplifier le cadre d'étude. Il n'est donc pas possible de comparer avec des conditions initiales qui tiennent compte des flots convergents d'accrétion venant des plus grandes échelles (clump-fed), qui sont pourtant observés. Il est également important de noter que les études de Mignon-Risse et al. (2021b,a) et Commerçon et al. (2022) concernent uniquement les phases les plus précoces, c'est-à-dire jusqu'à une masse de protoétoile de $\sim 20 M_{\odot}$, ne permettant pas d'étudier la croissance tardive de la protoétoile. L'utilisation des simulations reste donc encore limitée pour trancher entre les différents scénarios de formation et comparer avec les observations d'amas de formation massifs.

1.3.5 Lien fort entre accrétion et éjection : vers une classification des cœurs

Les régions de formation d'étoiles massives étant nécessairement plus distantes que celles de faible masse (voir section 1.2.5), les données dans l'IR lointain du télescope spatial Herschel n'ont plus la résolution spatiale suffisante afin d'étudier des cœurs individuels dans ce type de régions. En effet, l'émission à $70 \mu\text{m}$ des cœurs est un très bon traceur de la phase protostellaire (Dunham et al., 2008; Bontemps et al., 2010; Könyves et al., 2015).

Nous devons alors nous reposer sur le principe d'accrétion-éjection afin de pouvoir différencier les cœurs préstellaires des cœurs protostellaires (voir section 1.2.4). La quantité de mouvement d'éjection d'une protoétoile est proportionnel au taux d'accrétion (Duarte-Cabral et al., 2013), comme expliqué dans la section 3.3.7. Par conséquent, les protoétoiles massives, présentant un taux d'accrétion plus élevé que les protoétoiles de faible masse (voir les sections précédentes), génèrent des éjections également plus puissantes. Les cœurs massifs, étant très denses, permettent de détecter l'interaction entre le jet protostellaire et l'enveloppe, notamment en CO. Ces propriétés sont illustrées dans la figure 1.8.

Ainsi, nous pouvons postuler que tous les cœurs présents dans les régions de formation d'étoiles massives ne présentant pas de forte éjection n'ont pas d'accrétion sur une protoétoile massive en leur centre. Ce principe permet de séparer les candidats protostellaires des candidats préstellaires parmi les cœurs massifs des régions de formation d'étoiles massives.

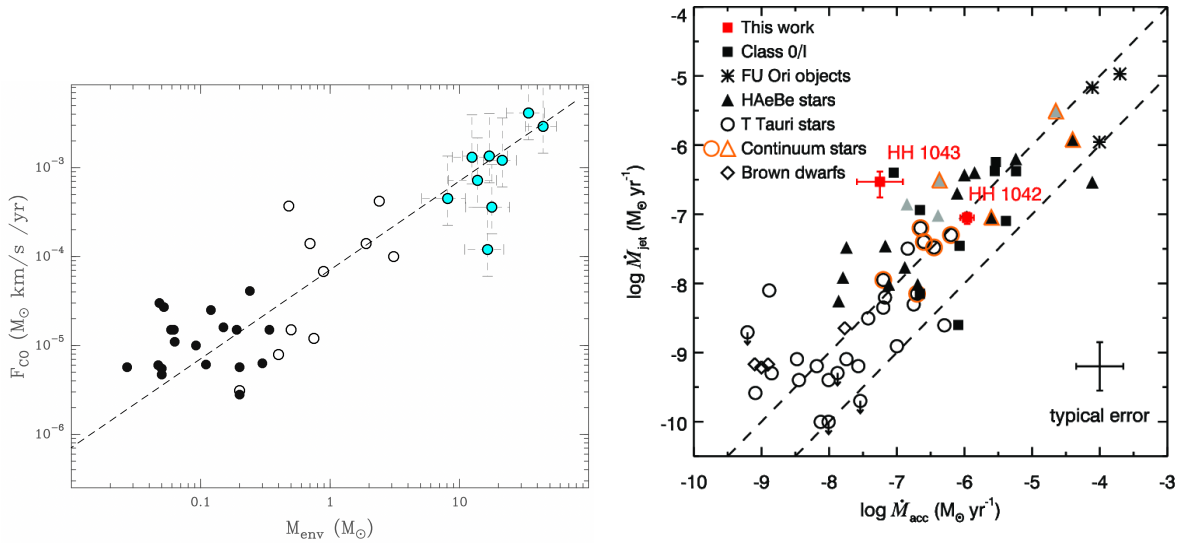


FIGURE 1.8 – **Gauche** : Évolution du moment d’éjection en fonction de la masse d’enveloppe de protoétoiles. Les cercles noirs et blancs représentent les protoétoiles de classe 1 et 0 de [Bontemps et al. \(1996\)](#), les cercles cyan représentent les protoétoiles massives de [Duarte-Cabral et al. \(2013\)](#). Figure tirée de [Duarte-Cabral et al. \(2013\)](#). **Droite** : Évolution du taux d’éjection en fonction du taux d’accrétion pour des étoiles de classe 0,1 et 2, des étoiles T Tauri, des objets Fu Ori et des naines brunes. Figure tirée de [Ellerbroek et al. \(2012\)](#).

1.3.6 Les cœurs préstellaires massifs : le graal

Afin de trancher entre les différents scénarios présentés en section 1.3.3, il est essentiel de chercher des cœurs préstellaires massifs (i.e. avec $M > 16 M_{\odot}^2$) et d’étudier leurs propriétés physiques. Ces cœurs sont reconnus pour être extrêmement rares, voire même inexistant (voir [Motte et al., 2007, 2018a](#)).

Aujourd’hui le nombre de candidats de cœurs préstellaires massifs avec une masse supérieure à $16 M_{\odot}$ et une taille de $0.01 - 0.02$ pc ($\sim 2000 - 4000$ ua) est très faible, et nous ne disposons pas d’un échantillon statistique homogène afin de faire une étude complète de ces cœurs. Cette rareté pourrait souligner un temps de vie plus court que celui de la phase protostellaire massive (quelques 10^4 ans opposés à quelques 10^5 ans pour les protoétoiles massives, voir [Motte et al., 2018a](#)), compliquant la détection de ce type d’objet. La liste de ces candidats est donnée ci-dessous et ils sont présentés dans les figures 1.9 et 1.10 :

- CygX-N53-MM2 découvert par [Duarte-Cabral et al. \(2013\)](#) parmi 9 autres cœurs protostellaires massifs, ne présentant pas de flot moléculaire en CO mais étant proche du flot du cœur protostellaire massif N53-MM1.
- G11.11-P6-SMA1 découvert par [Wang et al. \(2014\)](#) qui ne présente pas de flot.
- W43-MM1 #6 découvert par [Nony et al. \(2018\)](#), ne présentant pas de flot mais étant proche d’un cœur protostellaire massif. [Molet et al. \(2019\)](#) ont également identifié une faible émission de molécules organiques complexes dans le cœur, pouvant indiquer la présence de gaz chaud ($20 - 90$ K).
- C2c1a découvert dans le nuage du Dragon par [Barnes et al. \(2023\)](#) et ne présentant pas de flot moléculaire en CO.

2. Le seuil choisi est de $16 M_{\odot}$, car en supposant une efficacité du cœur à l’étoile de 50 %, un tel cœur formerait une étoile de $8 M_{\odot}$.

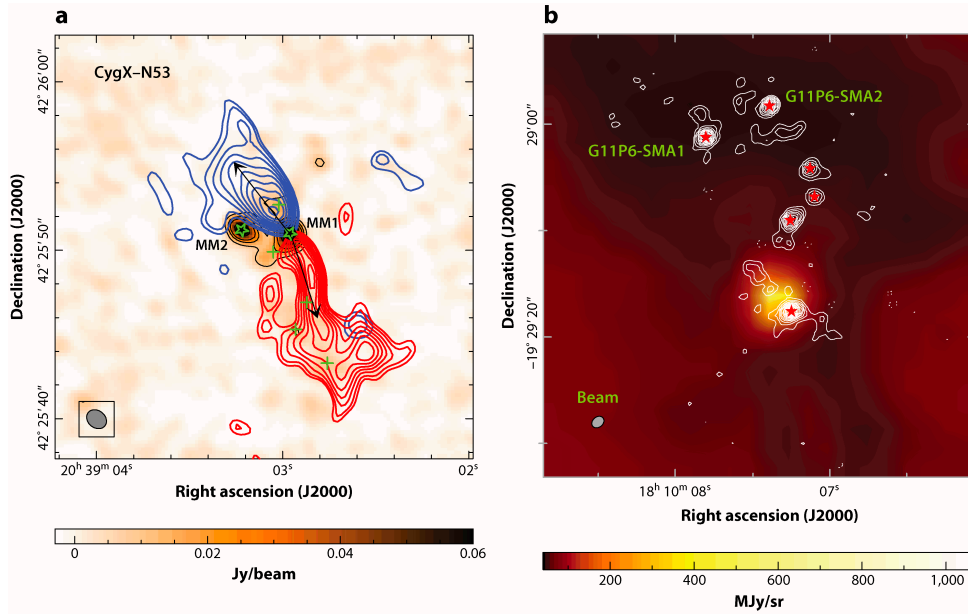


FIGURE 1.9 – cœurs préstellaires massifs connus à ce jour. CygX-N53MM2 découvert dans Cygnus X par [Duarte-Cabral et al. \(2013\)](#) et G11.11-P6-SMA1 découvert dans le "serpent galactique" par [Wang et al. \(2014\)](#). Ces deux cœurs sont proches des protoétoiles massives CygX-N53-MM1 et G11.11-P6-SMA2. Dans le panneau de gauche l'émission en fond correspond au continuum des poussières à 1 mm et les contours bleus et rouges à l'émission intégrée de CO (2–1) décalée vers le rouge et le bleu. Dans le panneau de droite l'émission en fond correspond à l'émission à 8 μm du télescope Spitzer tandis que les contours correspondent au continuum des poussières à 880 μm . Figure tirée de [Motte et al. \(2018a\)](#).

D'autres candidats de cœurs préstellaires massifs ont aujourd'hui été découverts comme étant protostellaires grâce à de nouvelles observations. Les candidats G11.92-061-MM2 de [Cyganski et al. \(2014\)](#) et C1S de [Tan et al. \(2013\)](#) ont ensuite été réfutés comme cœurs préstellaires ([Cyganski et al., 2022](#); [Tan et al., 2016](#)). Des études ont également cherché des cœurs préstellaires massifs, sans succès ([Louvet et al., 2016](#); [Morii et al., 2023](#)).

Les cœurs préstellaires massifs sont donc des objets très rares, mais essentiels à trouver et étudier car ils permettent d'étudier les propriétés physiques du gaz qui donnera naissance aux étoiles massives. Jusqu'à aujourd'hui aucun relevé n'a permis d'étudier un échantillon statistique de cœurs denses massifs assez important afin d'étudier la phase préstellaire massive avec un échantillon homogène. Le programme ALMA-IMF (présenté dans le chapitre 2) permet pour la première fois d'étudier de manière complète la phase préstellaire massive.

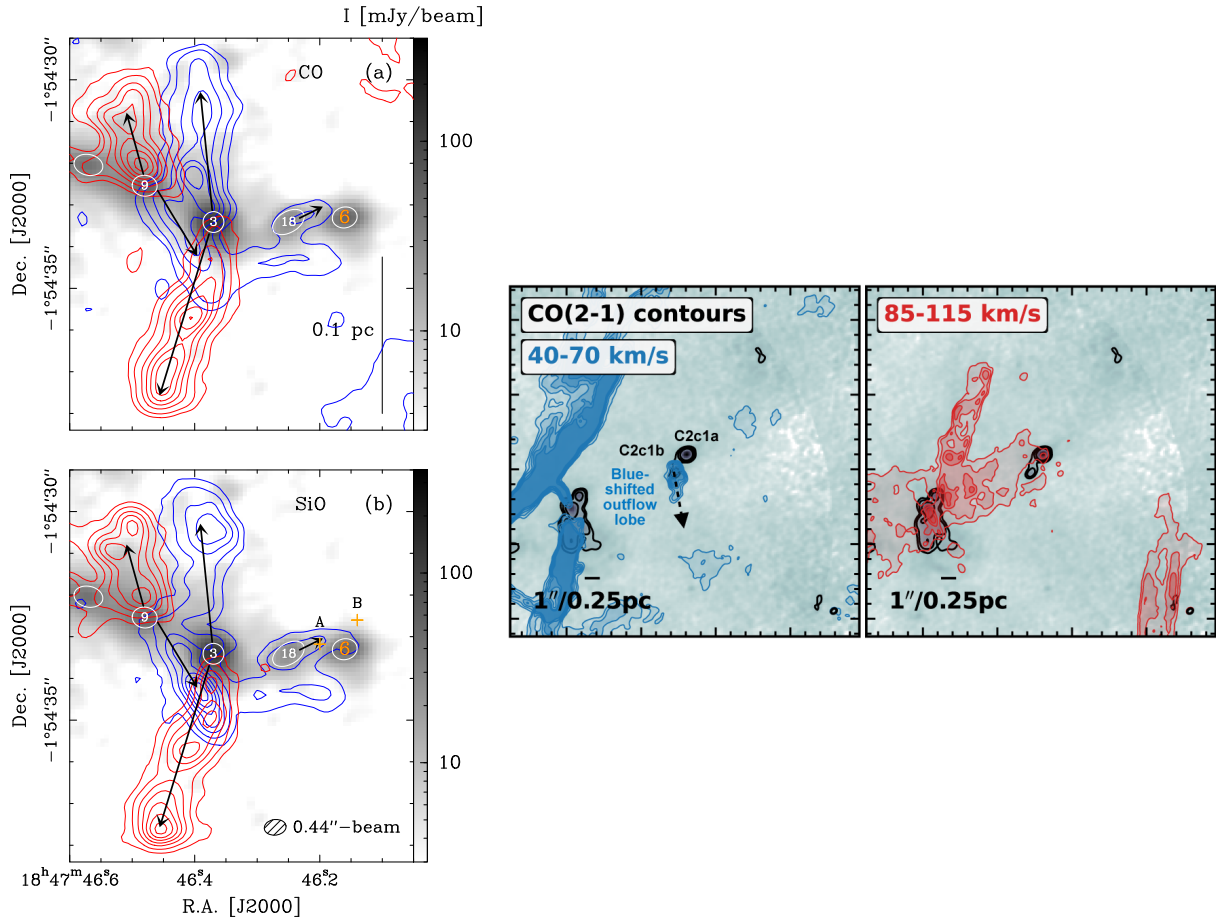


FIGURE 1.10 – cœurs prestellaires massifs connus à ce jour. W43-MM1 #6 découvert par [Nony et al. \(2018\)](#) et C2c1a découvert dans le nuage du Dragon G028.37+00.07 par [Barnes et al. \(2023\)](#). Les deux cœurs sont proches des protoétoiles #3 et #18 dans W43-MM1 et C2c1b dans G028.37+00.07. Dans le panneau de gauche, le fond gris représente l'émission du continuum des poussières à 1.3 mm et les contours bleus et rouges à l'émission intégrée de CO (2–1) et SiO (5–4) décalée vers le rouge et le bleu. Dans le panneau de droite, le fond gris représente le continuum à 1 mm tandis que les contours bleus et rouges correspondent à l'émission de CO (2–1) intégrée sur les intervalles 40–70 km s⁻¹ et 85–115 km s⁻¹. Figures tirées de [Nony et al. \(2018\)](#) et [Barnes et al. \(2023\)](#).

1.4 Observer dans le domaine (sub-)millimétrique

La radioastronomie est une science relativement jeune, née au début du 20^e siècle, et qui a vu son essor dans les années 1950/60. Les ondes radios couvrent les longueurs d'ondes de l'ordre du millimètre jusqu'au kilomètre. Les ondes radios sont omniprésentes dans la vie courante parce qu'elles correspondent aux fréquences utilisées pour les télécommunications. À titre d'exemple, la 5G correspond à la bande de fréquence centrée sur 3.5 GHz.

La première détection d'ondes radios célestes a été réalisée par erreur par Karl Jansky en 1933 alors qu'il cherchait à étudier les parasites interférants avec les transmissions vocales (voir figure 1.11). Depuis, ce domaine de l'astronomie a fait plusieurs découvertes majeures dont voici quelques exemples :

- La raie d'hydrogène atomique neutre (HI) à la longueur d'onde de 21 cm par [Ewen and Purcell \(1951\)](#).
- Le fond diffus cosmologique (CMB) par [Penzias and Wilson \(1965\)](#).
- Le premier pulsar détecté par Jocelyn Bell Burnell publié sous le nom de son superviseur Anthony Hewish ([Hewish et al., 1968](#)).
- Plus récemment, les premières images de trous noirs supermassifs : M87* dans la galaxie M87 et Sagittarius A* au centre de la Voie Lactée ([Event Horizon Telescope Collaboration et al., 2019, 2022](#)). Ces images ont été réalisées grâce à la collaboration *Event Horizon Telescope (EHT)*, réunissant plusieurs télescopes de la planète pour former un interféromètre géant.

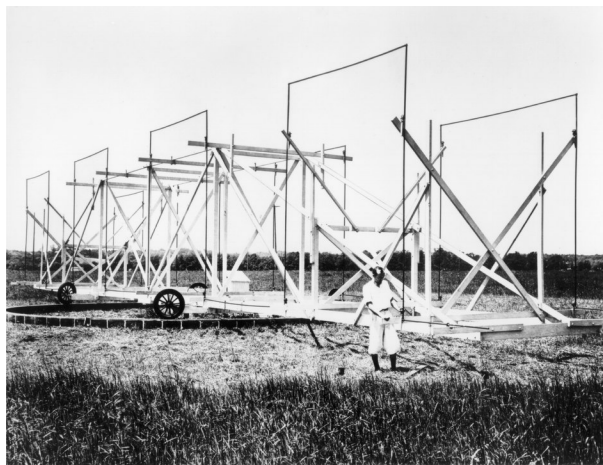


FIGURE 1.11 – Antenne utilisée par Karl Jansky lors de la première détection d'ondes radios provenant de l'espace en 1933.

La radioastronomie permet d'étudier les objets célestes froids (3 – 100 K) et peu énergétiques. En particulier, les ondes millimétriques et sub-millimétriques sont particulièrement adaptées pour étudier les nuages de gaz interstellaire formant des étoiles. L'une de ses grandes forces repose sur la possibilité d'observation de ce domaine de longueur d'ondes depuis le sol. En effet, l'opacité de l'atmosphère est nulle pour des longueurs d'ondes entre ~ 5 cm et ~ 10 m, et présente plusieurs bandes à faible opacité dans le domaine millimétrique (voir la figure 1.12).

Je vais maintenant introduire les principes de base d'observation avec un radiotélescope à antenne unique (section 1.4.1), puis les principes d'interférométrie en prenant l'exemple de l'interféromètre ALMA (section 1.4.2). L'ensemble des équations de cette section présentées par la suite peuvent être retrouvées par exemple dans [Marr et al. \(2015\)](#).

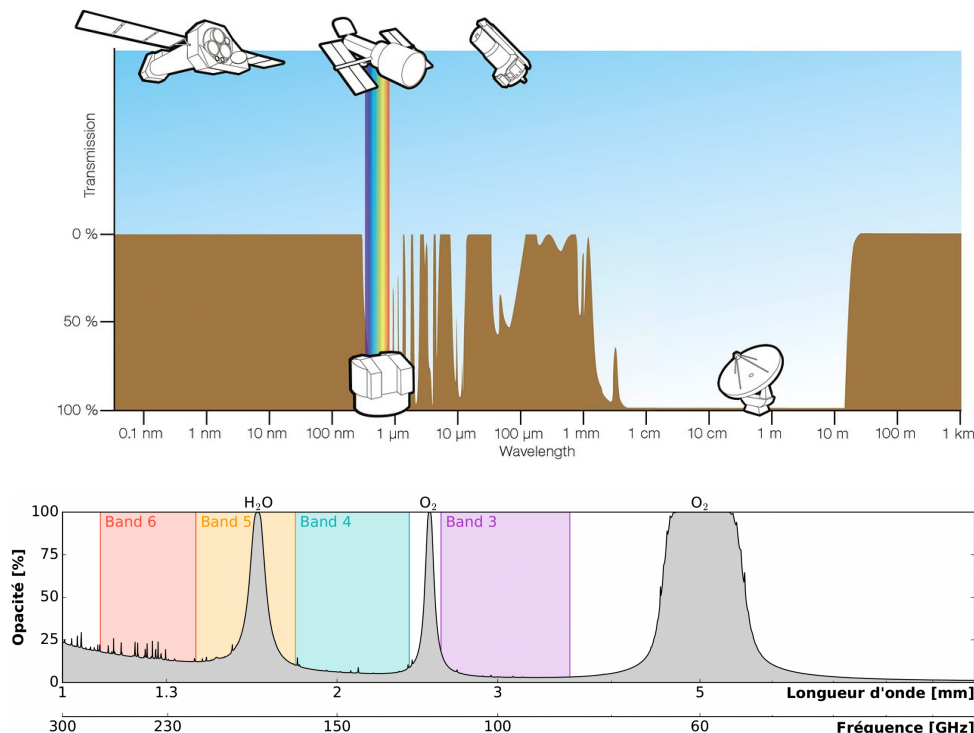


FIGURE 1.12 – **Haut** : Opacité de l’atmosphère en fonction de la longueur d’onde (Crédits : ESA). **Bas** : Modèle de transmission pour ALMA (voir section 1.4.2) de 30 à 300 GHz avec une vapeur d’eau précipitable (PWV) de 3 mm (Crédits : Thèse de J. Molet, Molet, 2019).

1.4.1 Radiotélescope

Comme pour les télescopes optiques, les radiotélescopes sont équipées d’une première surface collectrice afin de collecter les photons provenant de la source observée, appelée réflecteur primaire. Ce réflecteur est en général de forme parabolique. Les photons sont ensuite réfléchis jusqu’au foyer où un réflecteur secondaire envoie la lumière vers les détecteurs. Dans la figure 1.13 l’exemple du télescope de 30 m de l’IRAM au mont Pico-veleta en Espagne est présenté. De manière générale, on parle d’antenne pour désigner un radiotélescope.

La résolution angulaire d’un télescope est une de ses caractéristiques majeures. Dans le cas d’un radiotélescope, le rayonnement reçu ou émis de l’antenne est anisotropique, avec plusieurs directions plus ou moins privilégiées appelées lobes. L’intensité est maximum dans la direction de pointage de l’antenne : le lobe primaire. L’intensité diminue ensuite dans les lobes secondaires au fur et à mesure que l’on s’éloigne de la direction principale. Le diagramme de rayonnement d’une antenne est présenté dans la figure 1.14. Le lobe primaire est défini par sa largeur à mi-hauteur notée HPBW (*Half-Power Beam Width*), et sa largeur totale entre deux minima notée BWFN (*Beam Width between First Null*). La résolution angulaire est alors estimée comme la moitié du BWFN :

$$\theta_{\text{PB}} \simeq \frac{\text{BWFN}}{2} = \text{HPBW} = \frac{1.22 \lambda}{D} \quad (1.18)$$

avec λ la longueur d’onde d’observation et D le diamètre du télescope (du réflecteur primaire). En prenant comme exemple le 30 m de l’IRAM observant à 1 mm, la résolution angulaire obtenue est de $\theta_{\text{R}} \simeq 8''$. À titre de comparaison, le JWST avec son miroir de 6.5 m de diamètre, mais observant à une longueur d’onde typique de $3 \mu\text{m}$ dispose d’une résolution angulaire de $\theta_{\text{R}} \simeq 0.1''$. Pour observer dans le domaine millimétrique avec des télescopes à antenne unique,

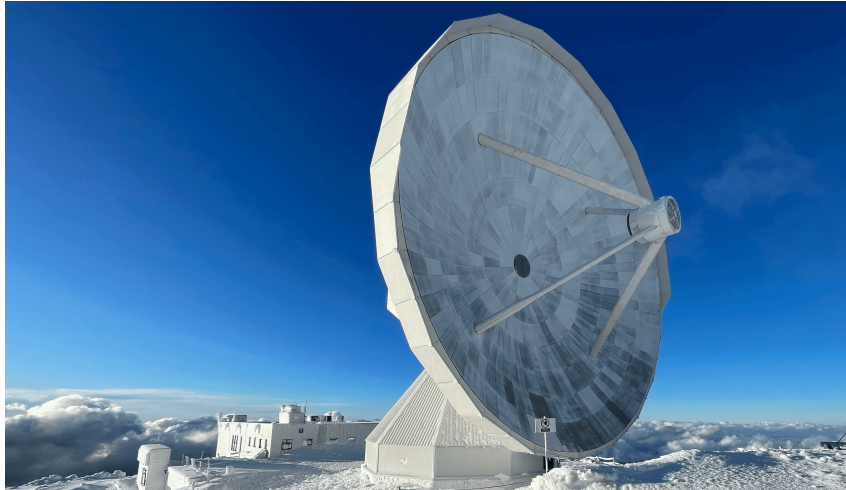


FIGURE 1.13 – Radiotélescope de 30 mètres de diamètre du mont Pico-Veleta géré par l’Institut de RadioAstronomie Millimétrique (IRAM) et communément appelé "30 m de l’IRAM". La parabole correspond au réflecteur primaire tandis que le réflecteur secondaire est tenu par les 4 bras métalliques. Les détecteurs sont placés derrière les pétales au centre du réflecteur primaire. Photo prise lors d’une mission d’observation pour le programme NASCENT-stars en mars 2024.

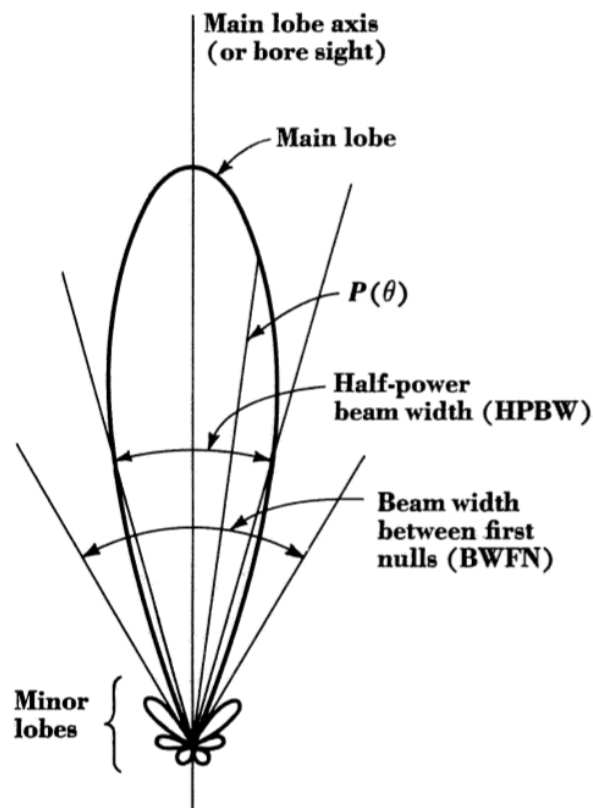


FIGURE 1.14 – Diagramme de rayonnement typique d’une antenne parabolique. L’axe de l’antenne est représenté par l’axe vertical, correspondant à l’axe du lobe principal où la majorité de la puissance est captée, tandis que les lobes secondaires captent une faible partie du rayonnement (Crédits :OSUG).

il est donc important de disposer de grandes surfaces collectrices. Le plus grand radiotélescope millimétrique est aujourd’hui celui de Green Bank aux Etats-Unis, avec un diamètre de 100

mètres. Seul Arecibo à Porto Rico (effondré depuis 2020) avec un diamètre de 300 mètres et FAST en Chine avec un diamètre de 500 mètres présentait et présente de plus grandes surfaces collectrices (mais pour des longueurs d'ondes plus grandes, entre le cm et le m). Ces deux télescopes ne sont par contre pas orientables et observent dans une direction fixe.

1.4.2 Interférométrie

Pour les radiotélescopes à antenne unique, nous avons vu que la résolution angulaire était limitée par le diamètre de celle-ci. Afin d'atteindre de plus grandes résolutions angulaires, il est possible de coupler les antennes en réseau afin de former un interféromètre. Cela permet de disposer d'un télescope virtuel dont le diamètre correspond à la distance maximale entre les antennes. Je vais d'abord présenter le principe d'interférences en introduisant l'expérience des fentes d'Young, puis je présenterai les principes de base de l'interférométrie pour les observations astronomiques avant de conclure par la présentation de l'interféromètre ALMA.

L'expérience des fentes d'Young

Les phénomènes d'interférence ainsi que la nature ondulatoire de la lumière ont été mis en évidence par l'expérience de Thomas Young en 1801, dite expérience des fentes d'Young.

L'expérience consiste à faire passer une source de lumière monochromatique de longueur d'onde λ à travers une plaque percée de deux fentes séparées d'une distance a . On observe l'intensité lumineuse sur un écran parallèle à la plaque situé à une distance D . Dans les conditions de Fraunhofer (distance entre l'écran et les fentes très grande : $D \gg \frac{a^2}{\lambda}$; distance entre les fentes inférieure à la longueur d'onde : $a < \lambda$), un motif d'une succession de franges brillantes et sombres est observé sur l'écran. L'intensité observée en un point x de l'écran peut s'exprimer comme :

$$I(x) = 2I_0 (1 + \cos(\Phi(M))) = 2I_0 \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi\delta(M)}{\lambda} \right) \right) \quad (1.19)$$

avec I_0 l'intensité de l'onde incidente et $\Phi(M)$ le déphasage entre les ondes interférants en un point M de l'écran. Ce déphasage peut être exprimé en fonction de la différence de chemin optique entre les ondes $\delta(M)$: $\Phi(M) = \frac{2\pi\delta(M)}{\lambda}$. Dans cette expérience, on peut exprimer la distance x entre le point M et le centre optique en fonction de la différence de marche :

$$x = \frac{D\delta(M)}{a} \quad (1.20)$$

Les franges brillantes correspondent à un maximum d'intensité et on parle d'interférences "constructives" (les amplitudes s'additionnent), tandis que les franges sombres correspondent à un minimum d'intensité et on parle d'interférences "destructives" (les amplitudes s'annulent). De manière générale deux critères sont utilisés pour décrire les franges d'interférence : le contraste et la distance entre deux extrêmes d'intensité. Ces deux critères sont définis comme :

- Le contraste des franges, aussi appelé visibilité, est donné par : $V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$.
- La distance entre deux extrêmes d'intensité ou interfrange $\Delta x = \frac{\lambda D}{a}$

L'expérience des fentes d'Young ne reste cependant qu'un cas simplifié de l'interférométrie. En pratique, lorsque l'on observe une source astronomique, il faut prendre en compte que

la source n'est pas monochromatique, et qu'elle a une étendue spatiale (la source n'est pas ponctuelle).

Observations interférométriques dans le domaine millimétrique

En astronomie, même si l'interférométrie est appliquée dans le domaine visible et IR, c'est dans le domaine radio qu'elle est la plus utilisée. Un interféromètre radio correspond à plusieurs antennes mises en réseau, que l'on peut déplacer, qui sont orientables et qui sont reliées entre elles électroniquement. Sur chaque antenne sont installés les instruments permettant de détecter et de numériser le signal. Les détecteurs reposent sur le principe de détection hétérodyne et ne sont sensibles qu'à une plage de fréquence donnée. Je vais commencer par introduire le vocabulaire nécessaire afin d'expliquer les principes d'interférométrie radio par la suite :

- **Ligne de base** : segment entre deux antennes, notée b .
- **Beam primaire** : résolution angulaire d'une antenne unique, noté θ_{PB} .
- **Beam synthétique** : résolution angulaire obtenue en mettant les antennes en réseau, correspondant à un télescope de diamètre b_{max} , noté θ_{beam} .
- **LAS** : plus grande échelle spatiale auquel l'interféromètre est sensible ("Largest Angular Scale"), régi par b_{min} .
- **Configuration** : disposition spatiale des antennes (position, nombre, distance, ...).
- **Visibilité** : fonction complexe contenant toutes les informations sur la ligne de base.
- **Plan (u, v)** : plan des fréquences spatiales perpendiculaire à la direction d'observation dans lequel sont mesurées les visibilités. Aussi appelé plan de Fourier.
- **$E(u, v)$** : fonction d'échantillonnage dans le plan (u, v) associée à la configuration, le nombre et l'intervalle de temps entre chaque prise de mesure.
- **Dirty beam ou psf** : fonction d'étalement du point ("point spread function") ou réponse impulsionnelle spatiale de l'interféromètre, correspondant à la transformée de Fourier inverse de la fonction d'échantillonnage $E(u, v)$ et noté $e(x, y)$.
- **Image dirty** : image "brute" obtenue après transformée de Fourier inverse des visibilités.
- **Image clean** : image dirty déconvoluée de la réponse impulsionnelle de l'interféromètre.

Considérons deux antennes 1 et 2 séparées d'une ligne de base représentée par le vecteur \mathbf{B} , de projection $\mathbf{b} = (u, v)$ dans le plan perpendiculaire à la direction d'observation \hat{S} d'une source. L'onde va arriver avec un retard τ_g sur l'antenne 1 dû à la différence de positionnement entre les deux antennes. Les signaux des antennes vont ensuite être combinés dans le corrélateur où le retard τ_g va notamment être introduit. Un schéma explicatif est présenté en figure 1.15. Dans le cas général de N antennes, il y a $N(N-1)$ paire d'antennes et $N(N-1)/2$ lignes de base. Pour chaque paire d'antennes, le corrélateur mesure une visibilité complexe de la forme $V(u, v) = Ae^{i\Phi}$. A est l'amplitude associée à l'intensité lumineuse I de la source, et Φ la phase associée à la position de la source sur le ciel (x, y) . La visibilité peut alors être reliée à l'intensité par le théorème de Van Cittert-Zernike :

$$\begin{aligned} V(u, v) &= \iint I(x, y) \theta_{PB}(x, y) e^{-2\pi i(ux+vy)} dx dy \\ &= \mathcal{F} \{I(x, y) \theta_{PB}(x, y)\} \end{aligned} \quad (1.21)$$

avec \mathcal{F} la transformée de Fourier et θ_{PB} le beam primaire, c'est-à-dire la résolution angulaire d'une antenne unique. Les lignes de la base dans le plan (u, v) correspondent donc à des fréquences spatiales mesurées en mètres. Contrairement à un radiotélescope à antenne unique, la

résolution angulaire de l'interféromètre ne dépend plus du diamètre des antennes mais de la plus grande ligne de base, correspondant à sa capacité à distinguer deux franges d'interférence (rappelant l'interfrange des fentes d'Young) :

$$\theta_{\text{beam}} = k \frac{\lambda}{b_{\text{max}}} [\text{rad}] \simeq \frac{61800}{b_{\text{max}} \nu [\text{GHz}]} ["] \quad (1.22)$$

où k est un paramètre de reconstruction des images pouvant varier entre 0.7 et 1.2. De la même manière, la plus petite ligne de base permet de calculer la plus grande échelle spatiale à laquelle l'interféromètre est sensible :

$$\theta_{\text{LAS}} \simeq 0.6 \frac{\lambda}{b_{\text{min}}} [\text{rad}] \quad (1.23)$$

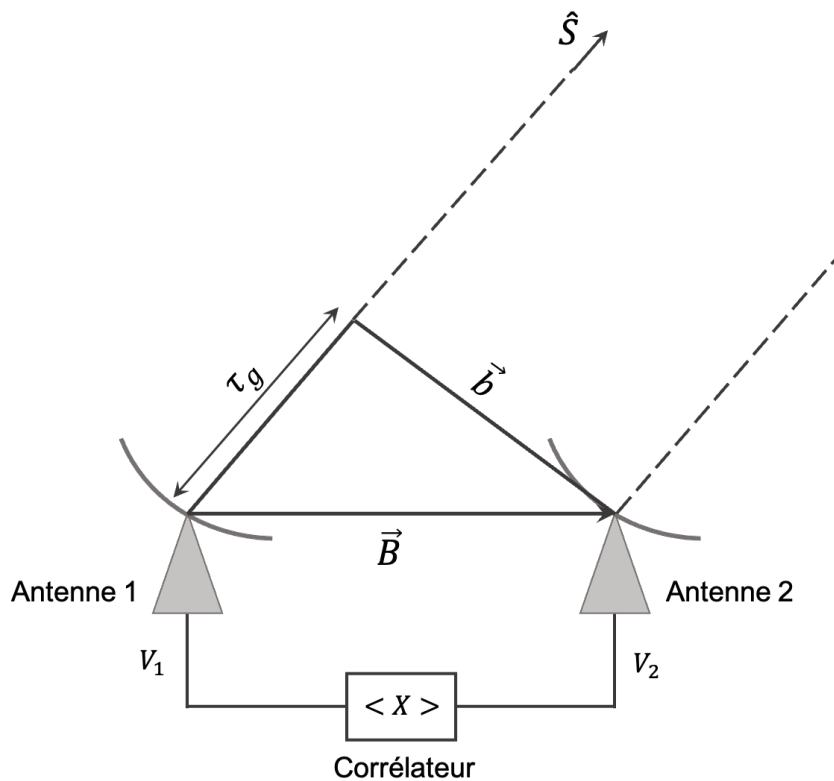


FIGURE 1.15 – Schéma explicatif du principe d'interférométrie radio. Deux antennes (1 et 2) sont séparées par le vecteur \vec{B} (ligne de base) et observent une source dans la direction \hat{S} . L'antenne 1 reçoit le signal avec un retard τ_g (délai géométrique) par rapport à l'antenne 2. Les signaux de chaque antenne, d'amplitude V_1 et V_2 , sont ensuite combinés dans le corrélateur.

Ces deux équations ont pour conséquence que plus un interféromètre a des lignes de base distantes, plus il va filtrer l'émission étendue des grandes échelles spatiales et ne récupérer que l'émission des sources compactes.

Reconstruction d'images

Les données brutes de l'interféromètre étant des visibilitées, nous voulons maintenant reconstruire une image de la source. Pour cela, nous pouvons remonter au profil d'intensité de la source en utilisant l'équation 1.21 :

$$I(x, y) \theta_{\text{PB}}(x, y) = \mathcal{F}^{-1} \{V(u, v)\} \quad (1.24)$$

Les antennes étant supposées parfaitement identiques, elles présentent alors le même beam primaire θ_{PB} qui sera négligé dans la suite pour simplifier les calculs, uniquement pris en compte dans les dernières étapes du processus de reconstruction d'image. L'équation 1.24 suppose une couverture du plan (u, v) parfaite, or, en pratique, ce n'est jamais le cas puisque nous disposons d'un nombre d'antennes fini. On définit alors la fonction d'échantillonnage $E(u, v)$ du plan (u, v) , avec $E = 1$ aux positions (u, v) disposant d'une mesure de visibilité et $E = 0$ partout ailleurs. L'équation 1.24 devient alors :

$$\begin{aligned} I^D(x, y) &= \mathcal{F}^{-1} \{V(u, v) E(u, v)\} \\ &= \mathcal{F}^{-1} \{V(u, v)\} * \mathcal{F}^{-1} \{E(u, v)\} \end{aligned} \quad (1.25)$$

Comme donné en début de section dans le vocabulaire, la transformée de Fourier inverse de la fonction d'échantillonnage correspond à la réponse impulsionnelle spatiale de l'interféromètre, appelée *psf* (*point spread function*) ou *dirty beam* et notée $e(x, y)$. L'image "brute" obtenue en sortie du télescope (*image dirty*) correspond alors à la convolution de l'image "réelle" de la source avec la réponse impulsionnelle de l'interféromètre. On peut finalement écrire l'équation 1.25 comme :

$$I^D(x, y) = I(x, y) * e(x, y) \quad (1.26)$$

Il apparaît donc que pour obtenir l'image la plus proche de l'image réelle de la source, il est nécessaire d'avoir la meilleure couverture du plan (u, v) possible. La configuration des interféromètres n'est cependant pas infinie et dépend fortement du nombre d'antennes disponibles. Nous pouvons cependant nous appuyer sur le processus de super-synthèse, qui repose sur la rotation de la Terre afin remplir le plan (u, v) d'un plus grand nombre de visibilité. En effet, la projection \mathbf{b} du vecteur de ligne de base \mathbf{B} bouge en même temps que la position de la source bouge dans le ciel. Les effets de la couverture du plan (u, v) sur la reconstruction de l'image *dirty* sont présentés dans la figure 1.16. Plus la couverture du plan (u, v) est importante, moins il y a d'artefacts dans l'image reconstruite, et plus l'image *dirty* est proche de l'image réelle.

Afin de retrouver l'image la plus proche de l'image réelle, il faut maintenant déconvoluer l'image reconstruite de la réponse impulsionnelle de l'interféromètre. Cette étape de déconvolution est itérative et appelée étape de *cleaning*. Plusieurs méthodes existent pour réaliser cette déconvolution. Pour résumer de manière simple cette méthode, le programme va tout d'abord chercher le maximum d'intensité I_{max} correspondant à une source dans l'image *dirty*. La position de ce maximum d'intensité va être stockée dans une image appelé modèle. Une fraction de ce maximum d'intensité γI_{max} (γ valant en général 1/10) est retirée de l'image *dirty*, maintenant appelée carte des résidus. Cette étape est répétée jusqu'à atteindre un nombre d'itérations défini, ou qu'un seuil d'intensité dans la carte des résidus soit atteint. L'image finale est ensuite reconstruite en additionnant la carte des résidus et le modèle convolué à θ_{beam} .

Il est possible de jouer sur les paramètres de l'image finale, en améliorant par exemple sa résolution angulaire au détriment de la sensibilité aux sources étendues, en donnant plus de poids aux grandes lignes de base (on parle de pondération "uniforme"). On peut aussi optimiser la sensibilité et minimiser le bruit dans l'image au détriment de la résolution angulaire en donnant plus de poids aux courtes lignes de base (on parle de pondération "naturelle").

L'interféromètre ALMA

Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA) est un interféromètre observant dans le domaine (sub-)millimétrique. Il est situé sur le plateau de Chajnantor dans le désert

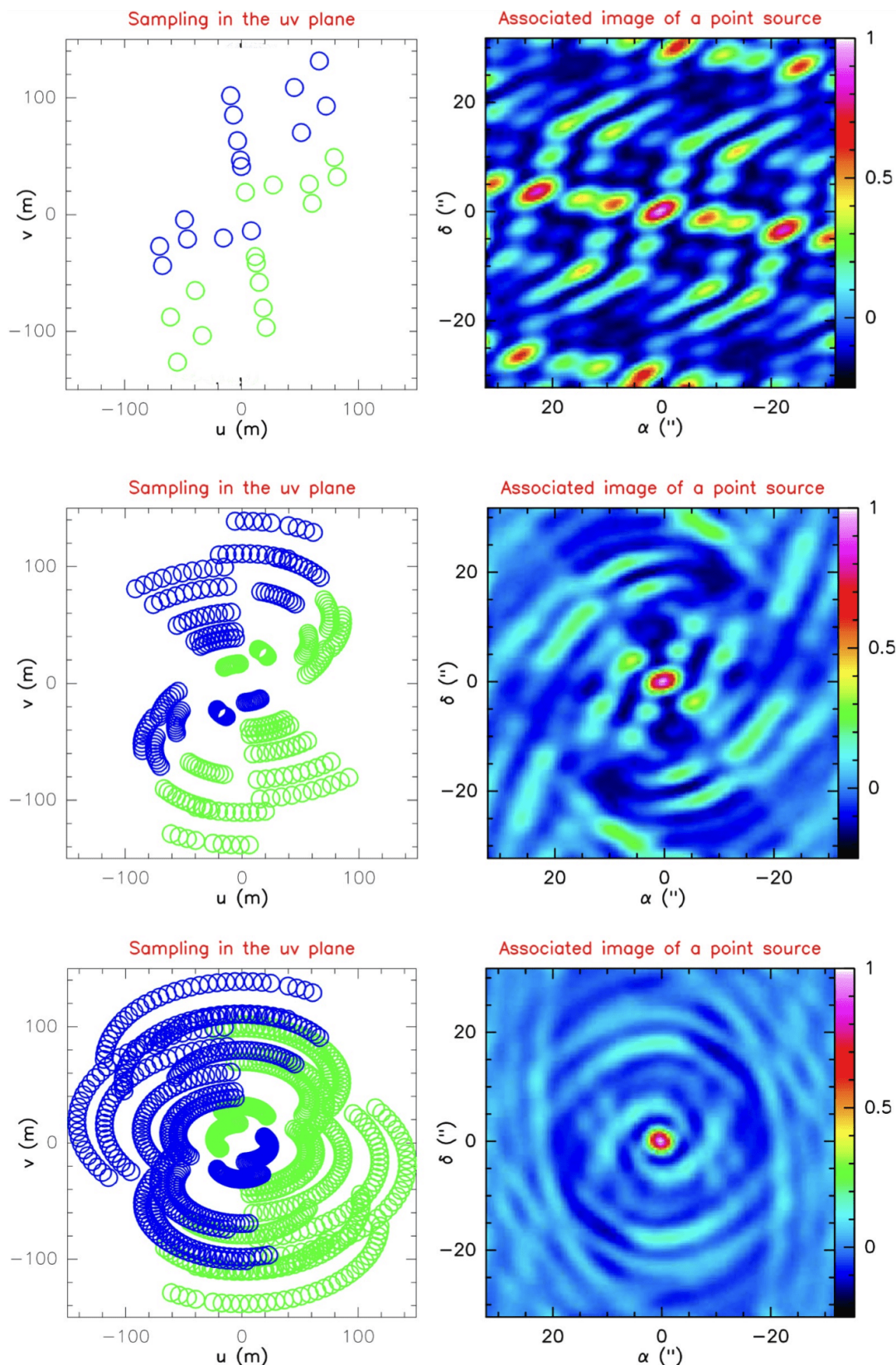


FIGURE 1.16 – Reconstruction d’image avant le cleaning (déconvolution de la réponse impulsionnelle) pour une source ponctuelle, selon la couverture dans le plan (u, v) . Les différents échantillonnages du plan (u, v) et images reconstruites sont présentés pour 1, 9 et 32 points de mesure, obtenus en utilisant la rotation de la Terre (super-synthèse). Utiliser la rotation de la Terre permet d’améliorer la couverture du plan (u, v) en gardant la même configuration du réseau d’antennes (Crédits : IRAM, école d’interférométrie).

TABLE 1.1 – Table des différents interféromètres radio et leurs caractéristiques.

Nom	Localisation et altitude	Nombre d'antennes	Diamètre des antennes [m]	Fréquences d'obs. [GHz]	b_{\max} [km]	Résolution angulaire ["]
ALMA	Plateau de Chajnantor, Chili (5104 m)	66	7 et 12	31-950	16	0.004-0.2
SKA1-mid ³	Cape-Nord, Afrique du Sud (900 m)	197	13.5	0.6-15	150	0.04-0.7
VLA	Plaines de San Agustin, États-Unis (2104 m)	28	25	1-50	37	0.04-0.2
NOEMA	Plateau de Bures, France (2550 m)	12	15	70-280	1.7	0.1-3.5
SMA	Sommet Maunakea, Hawaï (4080 m)	8	6	180-418	0.5	0.1-3
ATCA	Nouvelle-Galles du Sud, Australie (230 m)	6	22	1.1-105	6	0.2-9

* Ska-mid en Afrique du Sud est actuellement en construction, comme Ska-low en Australie avec lequel il doit conjointement observer. Il est constitué en partie du réseau MeerKat (64 antennes, $b_{\max} = 8$ km) qui est opérationnel.

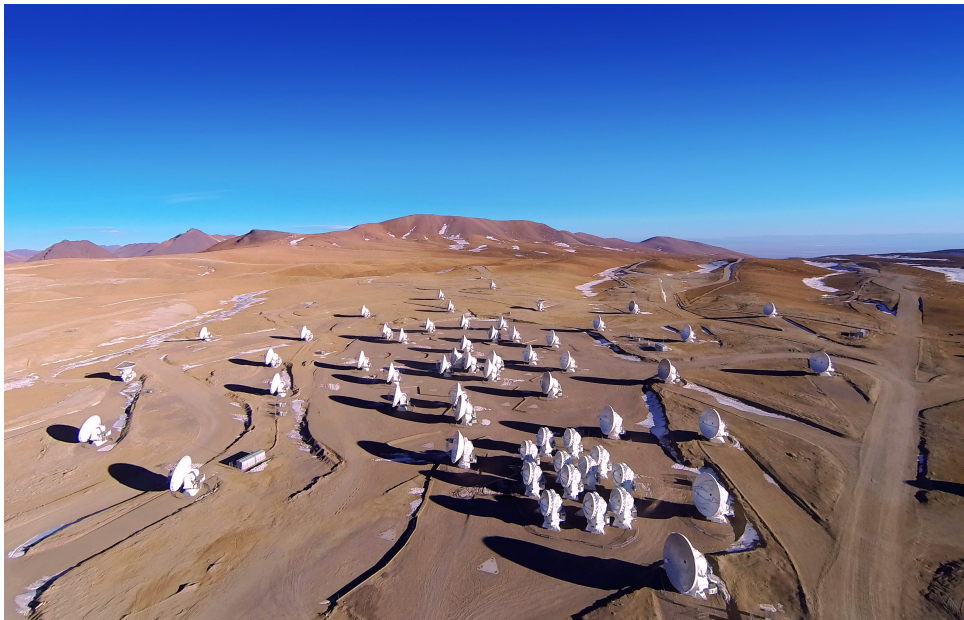


FIGURE 1.17 – Aperçu de l'interféromètre ALMA situé sur le plateau de Chajnantor (altitude de 5104 m) au Chili. La configuration compacte des antennes de 7 m est située au centre de l'image, entourée des antennes de 12 m (Crédits : ALMA (ESO/NAOJ/NRAO)).

d'Atacama au Chili. Il est composé au total de 66 antennes : 50 antennes de 12 mètres de diamètre (configuration principale) associée à une configuration plus compacte (*ALMA Compact Array, ACA*) constituée de 12 antennes de 7 mètres de diamètre et de 4 autres antennes de 12 mètres (*Total Power Array*). Une photo de la configuration des antennes est présentée en figure 1.17. Les lignes de base couvrent des distances allant de la dizaine de mètres jusqu'à 16 kilomètres. ALMA dispose aujourd'hui de 10 bandes de fréquence, de la bande 1 centrée sur 42.5 GHz, jusqu'à la bande 10 centrée sur 870 GHz.

Comme pour d'autres instruments observant depuis le sol, l'atmosphère peut constituer une barrière opaque empêchant les observations avec notamment la vapeur d'eau qui y est présente (voir notamment la figure 1.12). Afin de limiter ces problèmes les sites d'observation sont généralement situés en haute altitude et dans des environnements secs, comme c'est le cas pour

ALMA. Les principales caractéristiques d’ALMA ainsi que d’autres grands interféromètres radios mondiaux sont résumées dans la table 1.1.

Cet interféromètre est organisé autour de trois grands organismes internationaux : l’Observatoire Européen Austral (ESO), l’Observatoire National de Radio Astronomie Américain (NRAO) et l’Observatoire Astronomique National du Japon (NAOJ). Il a été inauguré en 2013 et est encore aujourd’hui l’interféromètre le plus performant en terme de sensibilité et de résolution angulaire.

1.5 Objectif et plan de la thèse

L’objectif de cette thèse est d’étudier les phases les plus précoces de la formation des étoiles massives afin de contraindre les processus physiques permettant d’expliquer la naissance de ces étoiles. Pour cela, il est nécessaire de chercher des cœurs préstellaires massifs dans les régions de formation d’étoiles massives et de les étudier. En développant une nouvelle méthode de détection d’éjections protostellaires, nous allons chercher ces cœurs au sein des données ALMA du relevé ALMA-IMF et essayer de dériver leurs propriétés physiques et chimiques, afin de contraindre le scénario de formation des étoiles massives.

Dans le chapitre 2, je vais présenter en détail le programme observationnel ALMA-IMF. Dans le chapitre 3, j’expliquerai tout d’abord la nouvelle méthode de détection d’éjections protostellaires développée dans cette thèse. Ensuite, je présenterai les propriétés statistiques de l’échantillon de cœurs préstellaires massifs que nous avons découvert dans le relevé ALMA-IMF. Dans le chapitre 4, j’exposerai l’analyse moléculaire de cet échantillon, réalisée grâce à la richesse des données du relevé ALMA-IMF. Enfin, je terminerai par les conclusions générales et les perspectives à ce travail de thèse.

Chapitre 2

Le programme observationnel ALMA-IMF

Le grand relevé ALMA-IMF¹, "ALMA transforms our view of the origin of stellar masses" (#2017.1.01355.L, PIs : Motte, Ginsburg, Louvet, Sanhueza), est un large programme observationnel utilisant l'interféromètre (sub-)millimétrique ALMA situé au Chili (voir section 1.4.2). Ce programme a permis de cartographier 15 régions de formation d'étoiles massives, appelées proto-amas, parmi les plus massifs de la galaxie interne, afin d'étudier et d'améliorer notre compréhension de la formation des étoiles massives (voir [Motte et al., 2022](#); [Ginsburg et al., 2022](#); [Cunningham et al., 2023](#) pour un aperçu). Les proto-amas massifs sont des régions de formation d'étoiles très actives regroupant de nombreux cœurs denses dont de nombreux cœurs protostellaires qui peuvent donner naissance à des étoiles massives. Le consortium est composé de plus de 70 chercheurs dans 11 pays, que j'ai intégré afin d'exploiter les données de ce riche programme. Les sections suivantes comporteront une présentation détaillée du programme, des données et des contributions personnelles apportées aux différents projets du consortium.

2.1 Enjeux, données et résultats

2.1.1 Enjeux

L'IMF est souvent considérée comme universelle dans de nombreuses études de formation stellaires galactiques et extragalactiques (voir par exemple [Bastian et al., 2010](#); [Kroupa et al., 2013](#)). Cependant plusieurs études observationnelles ont depuis suggéré une IMF non canonique avec une proportion d'étoiles massives plus importante (voir par exemple [Lu et al., 2013](#); [Maia et al., 2016](#); [Hosek et al., 2019](#)). La vision universelle de l'IMF est par conséquent aujourd'hui remise en question. L'étude de son origine et de la dépendance de son environnement est d'ailleurs aujourd'hui un sujet à débat ([Offner et al., 2014](#); [Krumholz, 2015](#); [Lee, 2020](#)). L'étude de la fonction de masse des cœurs ("Core masse Function", CMF en anglais) est donc essentielle car elle permet de tracer les origines de l'IMF.

Le programme ALMA-IMF fait suite au projet pilote #2013.1.01365.S ([Motte et al., 2018b](#); [Nony et al., 2018](#)) qui a cartographié le proto-amas W43-MM1 à 1.3 mm (Bande 6 de ALMA), dans lequel la CMF dite "top-heavy", c'est-à-dire avec une proportion de cœurs massifs plus importante que celle de l'IMF, a été découverte. Ce résultat a eu pour effet de questionner l'universalité de l'IMF : les proto-amas massifs forment-ils plus d'étoiles massives que les autres régions de formation stellaire ? Pour répondre à cette question, il est essentiel de cartographier

1. <https://www.almaimf.com>

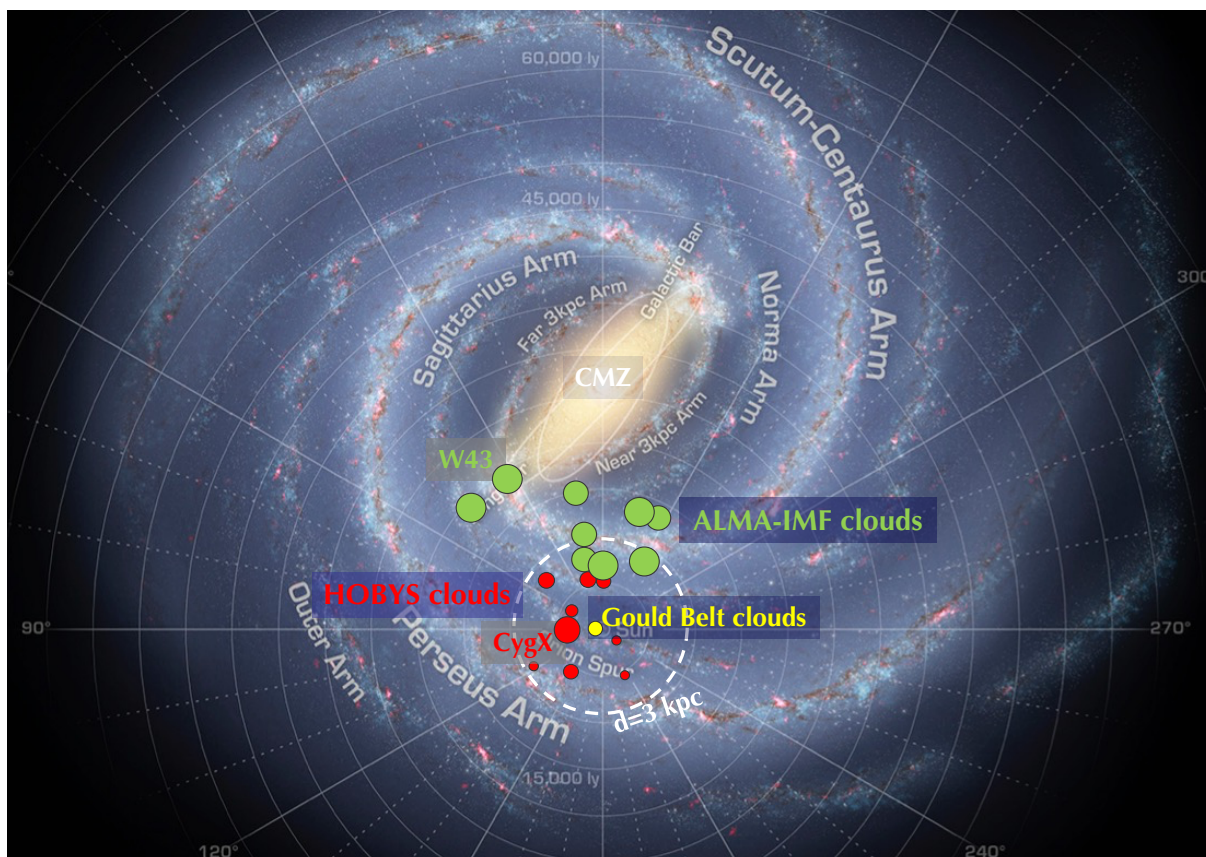


FIGURE 2.1 – Localisation des proto-amas du programme ALMA-IMF dans la Voie lactée. Les proto-amas sont représentés par les points vert, les nuages moléculaires du programme Herschel HOBYS (Motte et al., 2010) par les points rouges, et les nuages de la Gould Belt par le point jaune. La distance de 3 kpc est représentée par le cercle pointillé blanc.

un plus grand nombre de proto-amas massifs afin d’obtenir une statistique de cœurs plus importante. C’est pour répondre à cette problématique que le consortium ALMA-IMF s’est formé afin d’obtenir du temps sur l’interféromètre ALMA et de cartographier plus de proto-amas massifs pour approfondir l’analyse faite sur la région W43-MM1.

Le choix des régions de formation d’étoiles massives à observer s’est fait en utilisant le catalogue ATLASGAL de Csengeri et al. (2017) qui recensent les 200 sources observées les plus brillantes à $870\ \mu\text{m}$. Une sélection réduite des 15 proto-amas les plus massifs situés entre 2 et 5.5 kpc a été effectuée. La localisation des 15 proto-amas au sein de la Voie lactée est présentée dans la figure 2.1, où l’on peut notamment voir que ces nuages sont situés plus loin que les nuages étudiés jusqu’ici. Ils ont ensuite été observés avec ALMA pendant le cycle 5 (entre octobre 2017 et août 2018), totalisant 69h dans la configuration 12m, 172h dans la configuration 7m (ACA) et 595h totales dans la configuration Total Power (TP). Ces observations ont été réalisées dans la Bande 6 de ALMA, c’est à dire à 1.3mm (entre 1.1 et 1.4 mm), et dans la Bande 3, à 3mm (entre 2.6 et 3.6 mm). Ces observations regroupent en totalité 15 fenêtres spectrales permettant d’accéder à la fois à l’émission thermique (continuum) des poussières de ces proto-amas, mais aussi à leur contenu moléculaire et au gaz ionisé grâce à l’émission $\text{H}\alpha$.

Trois différents types de régions ont été choisis afin de pouvoir étudier la formation stellaire massive en fonction du stade évolutif de celles-ci. En tout, ALMA-IMF comprend six régions jeunes, cinq régions intermédiaires et quatre régions évoluées. Le stade évolutif des régions a été déterminé avec deux critères : le rapport entre le flux à 1.3 et 3 mm et l’émission free-free tracée

par l'émission $H41\alpha$. En évoluant, les régions sont censées arborer de plus en plus de régions H_{II} (voir par exemple la section 4.1 de [Motte et al., 2022](#)). Le rapport entre le flux à 1 et 3 mm va alors diminuer lorsque l'émission free-free va dominer l'émission thermique à 3 mm. La table 2.1 présente les différents proto-amas, leurs coordonnées en RA DEC, leur vitesse systémique (V_{LSR}), leur distance et leur stade évolutif. Ces 15 régions étant de véritables pouponnières d'étoiles (dont des massives), les statistiques de cœurs compacts sont sans précédent (environ 580 cœurs compacts et denses à une résolution de 2700 au, voir [Louvet et al., sub](#)), permettant de répondre aux objectifs du programme ALMA-IMF dont voici quelques exemples :

- Étudier l'évolution de la CMF avec celle des régions, et la relier avec l'universalité de l'IMF.
- Étudier les différentes phases évolutives du gaz avec des sous-échantillons de tailles importantes : les cœurs préstellaires, les cœurs protostellaires, et les régions H_{II} ultra compacts hébergeant une protoétoile ionisante (communément appelés cœurs "free-free").
- Étudier la dynamique du gaz, des grandes échelles filamentaires jusqu'à celles des cœurs, essentiel afin de comprendre les phénomènes méconnus de concentration de matière pour former les étoiles massives.
- Étudier l'évolution de la composition chimique du gaz afin de comprendre les processus physiques en place, permettant de créer les molécules complexes et pré-biotiques nécessaires à la vie.

C'est dans ce cadre scientifique que mon projet de recherche s'inscrit, avec comme axe principal l'étude des cœurs préstellaires massifs. Pour cela, la caractérisation des cœurs protostellaires et la détection de leurs éjections de matière sont essentielles afin de réaliser toute étude statistique par la suite.

2.1.2 Cartes continuum et catalogues de cœurs denses

Le premier produit scientifique des observations du programme ALMA-IMF sont les cartes du continuum des poussières des proto-amas à 1 et 3 mm, permettant de tracer le gaz dense présent dans ces régions (voir [Ginsburg et al., 2022](#) pour la présentation de la réduction des données et des résultats). La figure 2.2 présente les canaux sans (rouge) et avec (jaune) émission moléculaire pour chacune des fenêtres spectrales des différents proto-amas cartographiés. Deux types de carte ont été créés : les cartes *cleanest* et les cartes *bsens*. Les cartes *cleanest* correspondent aux cartes continuum où seuls les canaux de fréquence non contaminés par de l'émission moléculaire sont utilisés (canaux rouges de la figure 2.2). Les cartes *bsens* pour "best sensitivity" correspondent quant à elles aux cartes où tous les canaux (jaunes et rouges de la figure 2.2) sont utilisés. Les cartes *bsens* permettent donc d'avoir une meilleure sensibilité puisque plus de canaux sont pris en compte, mais certains d'entre eux peuvent être contaminés par des raies moléculaires brillantes, entraînant une surestimation de l'émission des poussières dans ce type de carte continuum. Pour mon projet de recherche j'ai uniquement utilisé les cartes *cleanest* car elles permettent d'obtenir une estimation plus précise de la masse des cœurs.

Ces cartes continuums sont ensuite utilisées afin d'y extraire les catalogues de cœurs de gaz dense dans chacune des régions. Nous utilisons les cartes continuums à 1.3 mm. Pour cela, des algorithmes d'extraction de sources existent. Le premier algorithme est *getsf* ([Men'shchikov, 2021](#)), et est une méthode d'extraction multi-échelle et multi-longueur d'onde. Cet algorithme sépare les composantes des sources, des filaments et de l'arrière plan en différentes images. Le second est *GExt2D* (Bontemps et al, in prep.) et repose sur le même principe que la méthode *cutex* de [Molinari et al. \(2011\)](#). Cette méthode utilise la dérivée seconde 2D des cartes afin

TABLE 2.1 – Aperçu des proto-amas du programme observationnel ALMA-IMF

Proto-amas ¹	RA ¹ [ICRS (J2000)]	Dec ¹	V_{LSR}^2 [km s ⁻¹]	d [kpc]	Stade évolutif ³
W43-MM1	18 :47 :47.00	-01 :54 :26.0	+97.4 ± 2.5	5.5±0.4	Y
W43-MM2	18 :47 :36.61	-02 :00 :51.1	+91.0 ± 1.4	5.5±0.4	Y
G338.93	16 :40 :34.42	-45 :41 :40.6	-61.1 ± 1.9	3.9±1.0	Y
G328.25	15 :57 :59.68	-53 :58 :00.2	-43.4 ± 0.4	2.5±0.5	Y
G337.92	16 :41 :10.62	-47 :08 :02.9	-39.6 ± 1.0	2.7±0.7	Y
G327.29	15 :53 :08.13	-54 :37 :08.6	-45.0 ± 2.0	2.5±0.5	Y
G351.77	17 :26 :42.62	-36 :09 :20.5	-3.9 ± 2.4	2.0±0.7	I
G008.67	18 :06 :21.12	-21 :37 :16.7	+35.0 ± 2.1	3.4±0.3	I
W43-MM3	18 :47 :41.46	-02 :00 :27.6	+93.0 ± 1.4	5.5±0.4	I
W51-E	19 :23 :44.18	+14 :30 :29.5	+55.2 ± 3.4	5.4±0.3	I
G353.41	17 :30 :26.28	-34 :41 :49.7	-17.6 ± 1.9	2.0±0.7	I
G010.62	18 :10 :28.84	-19 :55 :48.3	-2.7 ± 2.1	4.95±0.5	E
W51-IRS2	19 :23 :39.81	+14 :31 :03.5	+61.4 ± 3.7	5.4±0.3	E
G012.80	18 :14 :13.37	-17 :55 :45.2	+36.1 ± 1.4	2.4±0.2	E
G333.60	16 :22 :09.36	-50 :05 :58.9	-47.8 ± 2.1	4.2±0.7	E

¹ Nom du proto-amas, position centrale utilisée pour les observations ALMA-IMF. Les distances sont prises de [Motte et al. \(2022\)](#) et des références qui y sont présentes.

² Vitesse relative dans le référentiel au repos local (V_{LSR}) issu de [Cunningham et al. \(2023\)](#).

³ Classification des proto-amas ALMA-IMF : Y = Young (jeune), I = Intermediaire (intermédiaire), E = Evolved (évolué) (voir Section 4.1 de [Motte et al., 2022](#)).

d’identifier la localisation des pics de courbures comme des sources compactes, les pics de dérivée seconde les plus forts correspondant aux sources les plus brillantes et compactes. Un ajustement gaussien 2D est ensuite appliqué à la localisation de chacune de ces sources.

Dans le but de travailler sur un échantillon homogène et complet, j’ai utilisé les catalogues de sources publiés dans [Louvet et al. \(sub\)](#), qui sont extraits dans les cartes *cleanest* lissées à une résolution de 2700 au, et où les sources ionisantes (c’est-à-dire les sources dont le continuum est contaminé par du rayonnement free-free) ont été retirées. Ces catalogues ont été extraits en utilisant *getsf*. La résolution spatiale de 2700 au correspond à la plus basse résolution des proto-amas ALMA-IMF (celle du proto-amas W43-MM3). Ces catalogues fournissent les positions, largeurs à mi-hauteur des grands et petits axes, flux intégrés et flux pics avec leurs erreurs qui permettent de caractériser chacune des sources des proto-amas que l’on étudie. Travailler avec des catalogues extraits sur des cartes lissées à la même résolution spatiale nous permet de faire une étude non biaisée sur la taille des cœurs et de pouvoir comparer les cœurs des différentes régions entre eux.

En figure 2.3 sont présentés les cartes continuum (fond gris) des proto-amas W43-MM1 et W51-IRS2 avec les cœurs denses des catalogues de [Louvet et al. \(sub\)](#) (ellipses vertes). Ces deux régions sont classifiées comme jeune et évoluée par [Motte et al. \(2022\)](#). Nous pouvons d’ailleurs observer dans ces cartes l’évolution du rayonnement free-free avec l’évolution des régions. Dans le cas de W43-MM1, cette région jeune ne présente pas encore de source free-free ionisant le gaz et on peut voir que des sources sont extraites partout dans la carte où l’émission

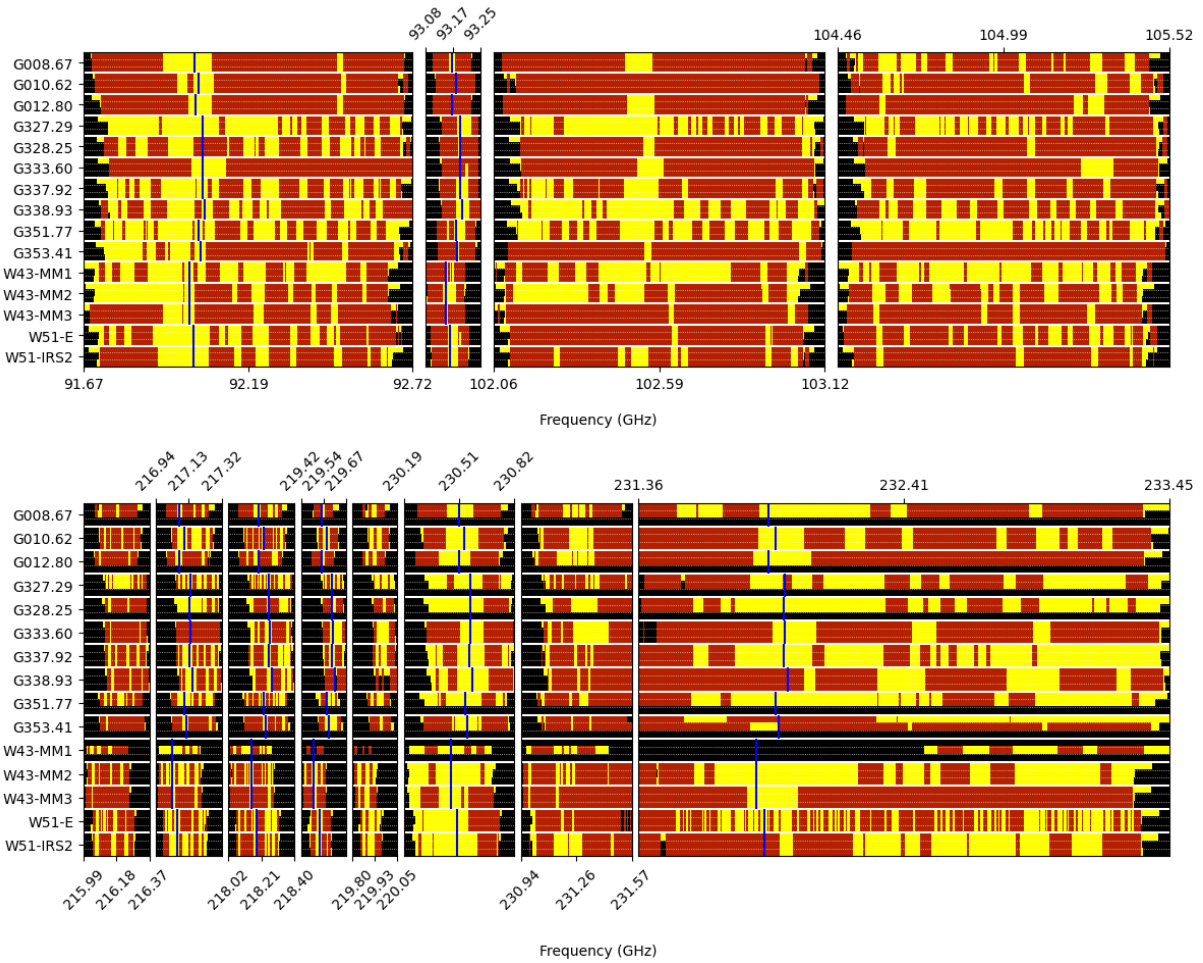


FIGURE 2.2 – Fenêtres spectrales à 3 mm (haut) et 1.3 mm (bas) de ALMA-IMF pour tous les proto-amas. Les canaux utilisés pour estimer le continuum sont en rouge tandis que les canaux contaminés par l’émission des raies sont en jaune. Les canaux correspondant aux fréquences où il n’y a pas d’observation sont en noir. Les traits bleus montrent la position de raies moléculaires brillantes, recentrées sur la vitesse systémique des régions. Figure tirée de [Ginsburg et al. \(2022\)](#).

continuum en fond gris est présente. A l’inverse lorsque l’on regarde le centre de W51-IRS2, on peut observer une bulle compacte H_{II} où le continuum des poussières en gris est très brillant mais où aucune source n’est représentée avec une ellipse verte. Les sources à cet endroit ont été retirées du catalogue dû à la contamination de leur continuum des poussières par du rayonnement free-free. Il en va de même pour la région de W51-IRS2 située au Sud-Est de la carte.

2.1.3 Calcul des masses et incertitudes

Grâce aux catalogues de sources, on peut calculer la masse des cœurs denses présentant uniquement comme émission continuum l’émission thermique des poussières. En effet, pour les cœurs présentant du rayonnement free-free, le flux utilisé pour calculer les masses ne correspond pas uniquement à l’émission thermique des poussières et les masses sont ainsi surestimées. En général, on utilise la formule classique qui transforme le flux intégré en masse, en supposant une émission optiquement mince à 1.3mm, présentée en équation 2.1 :

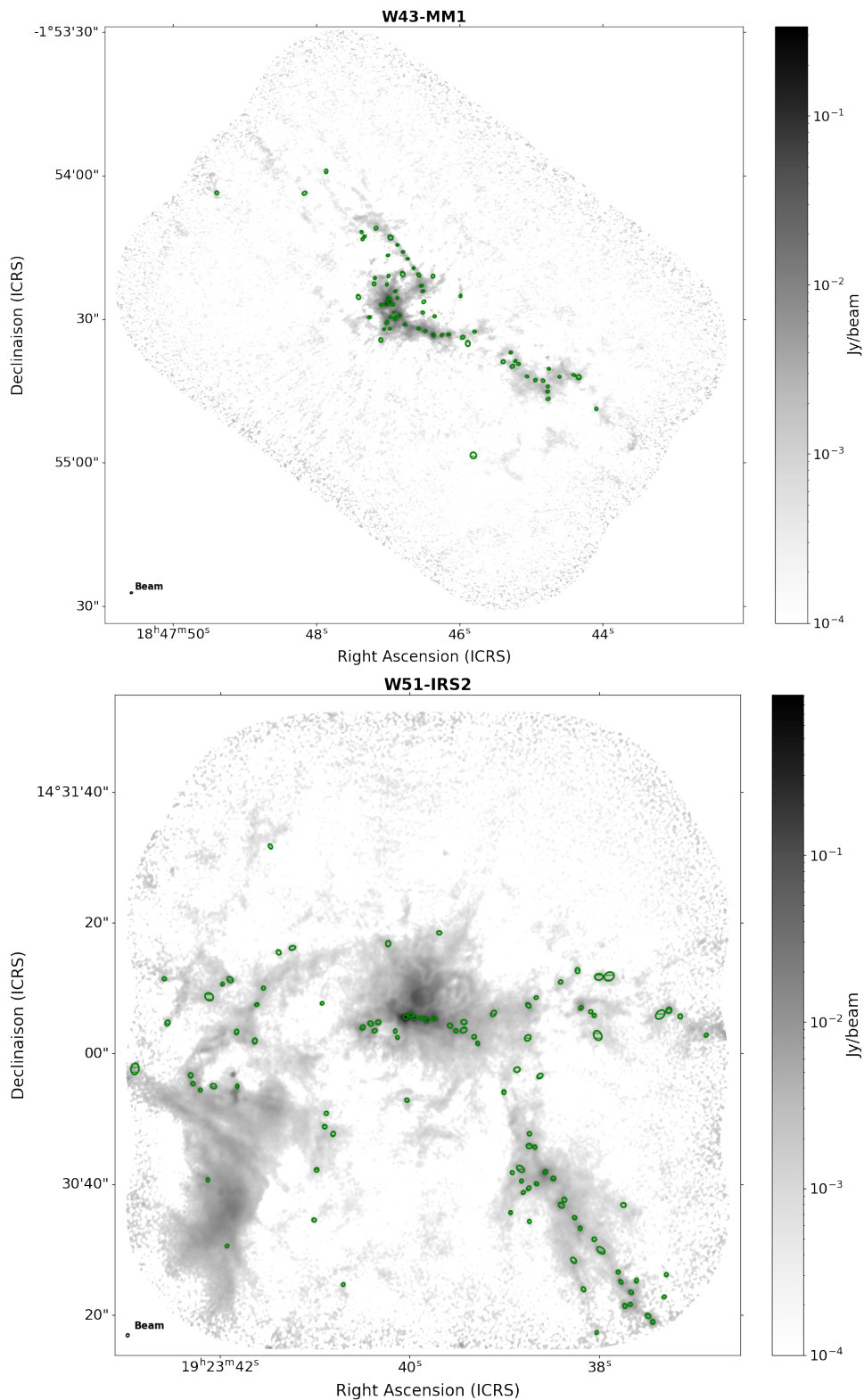


FIGURE 2.3 – Cartes continuum à 1.3mm des proto-amas W43-MM1 (haut) et W51-IRS2 (bas). Le continuum est représenté en fond gris, tandis que les sources des catalogues de [Louvét et al. \(sub\)](#) sont représentées par des ellipses vertes. Le beam de chaque carte est représentée en bas à gauche.

$$M = \frac{S_{1.3\text{mm}}^{\text{int}} d^2}{\kappa_{1.3\text{mm}} B_{1.3\text{mm}}(T_{\text{dust}})} \quad (2.1)$$

Dans cette équation, $S_{1.3\text{mm}}^{\text{int}}$ est le flux intégré à 1.3 mm, d est la distance de l'objet, $\kappa_{1.3\text{mm}}$ représente l'opacité des poussières et $B_{1.3\text{mm}}(T_{\text{dust}})$ est la fonction de Planck du corps noir à la température de poussière T_{dust} .

En appliquant cette formule, de nombreux paramètres peuvent introduire une incertitude importante sur le calcul de masse. L'opacité des poussières est choisie telle que décrit par [Ossenkopf and Henning \(1994\)](#) avec $\kappa_{1.3\text{mm}} \simeq 0.01 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ pour du gaz froid (10-30 K) et de haute densité ($n_{\text{H}_2} \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$). Cependant les propriétés des poussières ne sont pas bien contraintes, ce paramètre est donc très incertain et introduit un facteur d'incertitude d'environ deux sur les masses calculées. La résolution spatiale des cartes influe elle aussi sur la taille des sources, et par conséquent sur leur flux intégré. En utilisant les cartes continuum lissées, les sources vont avoir en moyenne une taille plus grande et englober plus de masse. La distance des régions est elle aussi un paramètre incertain qui peut avoir une influence sur les masses. Les distances des régions ALMA-IMF ont été estimées de trois manières différentes selon les régions : en utilisant des parallaxes de masers, de la spectrophotométrie, ou des estimations de distance cinématiques (voir [Csengeri et al., 2017](#) pour plus de détails). Enfin la température des poussières est un paramètre aussi très incertain sur lequel les différentes études ont des divergences. En effet, les deux mesures à 1.3 et 3 mm ne permettent pas d'estimer la température des poussières en ajustant une distribution spectrale d'énergie. Pour les régions de formation d'étoiles massives situées souvent à plusieurs kiloparsecs, la résolution spatiale des satellites IR (*Herschel* et *Spitzer*) n'est pas assez bonne pour obtenir des mesures de flux sur les cœurs individuels. Par conséquent ajuster une distribution spectrale d'énergie n'est pas possible pour les cœurs denses de régions aussi lointaines. Une valeur communément adaptée pour les cœurs préstellaires dans les études de formation d'étoiles de faible masse et de masse intermédiaire est 20 K, allant régulièrement jusqu'à 15 voire 10 K (voir par exemple [Andre et al., 2000](#); [Bontemps et al., 2010](#); [Könyves et al., 2015](#)). Dans notre étude sur les cœurs préstellaires massifs nous adopterons 20 K comme limite inférieure en température, les proto-amas de ALMA-IMF étant des régions plus chaudes que les régions de formation d'étoiles de faible masse (voir [Vaille-Manet et al., sub](#) et section 3.2).

2.1.4 Cubes de données et raies moléculaires utilisées

En plus des cartes continus nous permettant d'obtenir les catalogues de cœurs, nous disposons de cubes de données tri-dimensionnels, permettant d'étudier certaines transitions moléculaires au sein des régions (voir [Cunningham et al., 2023](#) pour la présentation de la réduction des données et des résultats). Un schéma explicatif d'un cube de données tri-dimensionnel est présenté en figure 2.4. L'ensemble des couches de cartes du cube forme une fenêtre spectrale plus ou moins large qui dépend du nombre de cartes et de la largeur en fréquence du canal de chaque carte. Les fenêtres spectrales (ou "spectral window" en anglais) choisies pour les cubes correspondent à des fréquences propres à des transitions moléculaires spécifiques. Cela permet d'étudier la composition moléculaire des différents cœurs, mais aussi de faire des études cinématiques telles que la détection des flots moléculaires sur les sources. La table 2.2 répertorie les raies moléculaires principales du relevé ALMA-IMF.

Pour l'étude des flots moléculaires, j'ai utilisé les raies de CO (2-1) ($\nu_{\text{rest}} = 230.538 \text{ GHz}$) et de SiO (5-4) ($\nu_{\text{rest}} = 217.105 \text{ GHz}$). Comme expliqué en section 1.2.4 le monoxyde de carbone et le monoxyde de silicium sont les meilleures molécules pour tracer les éjections protostellaires. L'éjection du cœur protostellaire va entraîner le gaz environnant, le CO étant alors la molécule idéale pour tracer les flots. La molécule de SiO quant à elle permet plutôt de tracer les chocs qui ont lieu entre les jets et les poussières. Les éjections sont en général plus collimatées en SiO et permettent dans certains cas de clarifier quel cœur est à l'origine des éjections dans

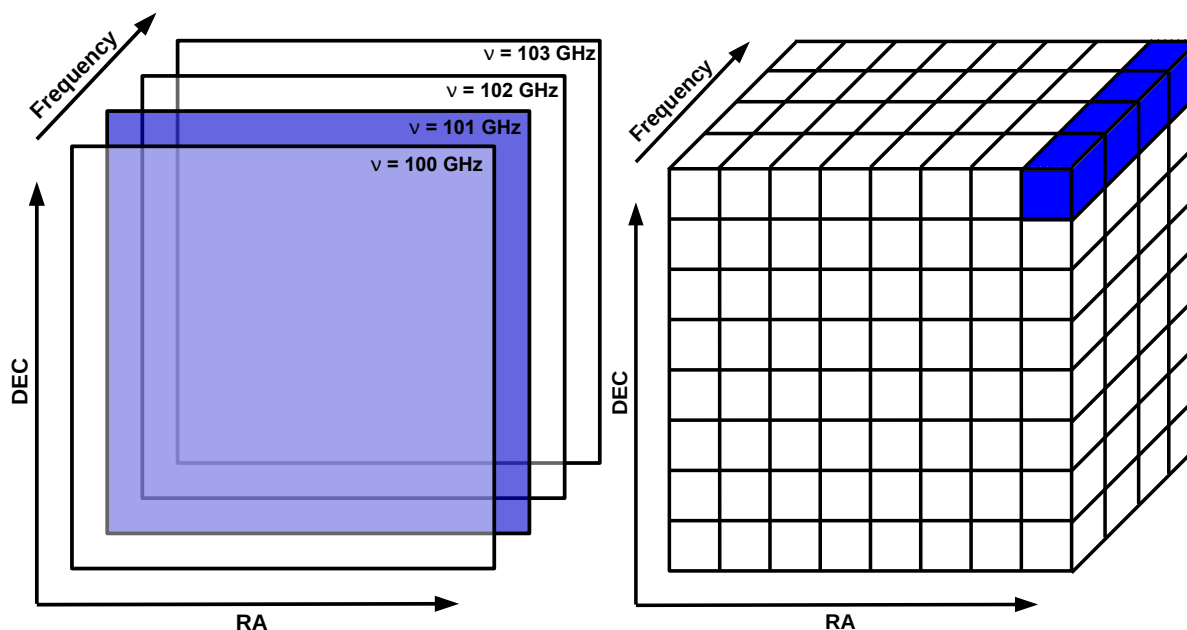


FIGURE 2.4 – Représentation d'un cube de données. À gauche on peut voir qu'un cube est une succession de cartes 2D du ciel (avec les coordonnées RA DEC ici) obtenues à différentes fréquences grâce à la détection hétérodyne. À droite on voit que ces cartes sont composées de pixels et que chaque pixel permet d'accéder à un flux, qui avec l'ensemble de succession de cartes donne un spectre. La taille des pixels dépend de la résolution spatiale des données. Figure tirée de la thèse de [Mélisse Bonfand-Caldeira \(2019\)](#).

les régions les plus encombrées en cœurs et flots moléculaires. Dans le reste de mon travail que je présente dans ce manuscrit, j'ai travaillé avec des cubes dont le continuum a été soustrait afin de pouvoir étudier uniquement l'émission moléculaire.

En plus des flots moléculaires, la richesse des données du programme ALMA-IMF permet d'étudier la cinématique des cœurs et des régions, mais aussi leur complexité moléculaire notamment celle des cœurs chauds.

Les molécules organiques complexes (communément appelées sous le sigle anglophone *COMs*) sont les molécules comportant du Carbone et regroupant 6 atomes ou plus. Comme la chimie dans le MIS se déroule majoritairement à la surface des grains, ces molécules se forment dans la glace de leurs manteaux. Lorsque la protoétoile va chauffer son enveloppe de gaz, les molécules vont se désorber des grains et on pourra alors détecter leurs transitions moléculaires (majoritairement rotationnelles) dans la phase gazeuse, permettant ainsi de classifier ce cœur comme un cœur chaud et d'étudier ses propriétés. En prenant comme exemple le formate de méthyle (CH_3OCHO), les modèles prédisent que la molécule se désorbe lorsque le gaz de l'enveloppe atteint une température de ~ 120 K ([Garrod et al., 2022](#)).

D'autres molécules permettent d'étudier la cinématique des cœurs. C'est généralement le cas des molécules qui tracent le gaz dense et froid comme la molécule de DCN. En étudiant leur dispersion en vitesse, on peut estimer la turbulence du gaz et donc l'énergie cinétique qui permet de contrer l'effondrement gravitationnel (voir section 4.3 pour plus de détails).

Les cubes de données sont donc essentiels afin de pouvoir étudier toutes les propriétés des proto-amas cartographiés par le programme ALMA-IMF.

TABLE 2.2 – Raies spectrales principales dans les fenêtres spectrales du relevé ALMA-IMF.

Bande ALMA	Fenêtre spectrale (SPW)	Fréquence Centrale [GHz]	Largeur de bande [MHz]	Résolution		Raies spectrales principales
				[kHz]	[km s ⁻¹]	
Bande 6	SPW0	216.200	234	122	0.17	DCO ⁺ (3-2), CH ₃ OCHO, OC ³³ S (18-17), HCOOH
	SPW1	217.150	234	244	0.34	SiO (5-4), DCN (3-2), ¹³ CH ₃ OH, CH ₃ OCH ₃
	SPW2	219.945	117	244	0.33	SO (6-5), H ₂ ¹³ CO (3 _{1,2} -2 _{1,1}), CH ₃ OH
	SPW3	218.230	234	122	0.17	H ₂ CO (3-2), O ¹³ CS (18-17), HC ₃ N (24-23), CH ₃ OCHO
	SPW4	219.560	117	122	0.17	C ¹⁸ O (2-1), C ₂ H ₅ CN
	SPW5	230.530	468	974	1.27	CO (2-1), CH ₃ CHO, CH ₃ OH, C ₂ H ₃ CN, C ₂ H ₅ OH
	SPW6	231.280	468	244	0.32	¹³ CS (5-4), N ₂ D ⁺ (3-2), OCS (19-18), CH ₃ CHO, CH ₃ OH, CH ₃ ¹⁸ OH, C ₂ H ₅ CN
Bande 3	SPW0	93.1734	117	71	0.23	N ₂ H ⁺ (1-0), CH ₃ OH
	SPW1	92.2000	938	564	1.8	CH ₃ CN (5-4), CH ₃ ¹³ CN, CH ₃ OCHO ¹³ CS (2-1), ¹³ CH ₃ OH, H41 α
	SPW2	102.600	938	564	1.6	CH ₃ CCH (6-5), CH ₃ OH, H ₂ CS, C ₂ H ₅ CN, C ₂ H ₅ OH, CH ₃ NCO
	SPW3	105.000	938	564	1.6	H ₂ CS, CH ₃ OH, C ₂ H ₃ CN, C ₂ H ₅ OH, CH ₃ OCH ₃

Cette table est la table 2 de [Cunningham et al. \(2023\)](#), précédemment présentée dans [Motte et al. \(2022\)](#).

2.2 Contributions scientifiques dans ALMA-IMF

Mon travail de thèse s’est déroulé au sein du consortium ALMA-IMF, avec de nombreuses réunions en ligne (hebdomadaires) et en personne (annuelles). J’ai eu de nombreuses opportunités pour échanger avec des experts internationaux dans le domaine de la formation stellaire (Adam Ginsburg, Amelia Stutz, Roberto Gálvan-Madrid par exemple), ce fut une expérience très enrichissante qui m’a permis de beaucoup progressé dans mon projet. Ci-dessous je vais faire une description détaillée des différentes contributions que j’ai pu avoir au sein du consortium.

2.2.1 Contrôle qualité des cubes de CO

Lors de mon arrivée dans le consortium l’étape de réduction de données des cubes venait de finir. Il fallait donc procéder au contrôle qualité de ces cubes tri-dimensionnels. Comme mon travail allait porter sur la détection des éjections protostellaires, je me suis occupé de vérifier la qualité des cubes de la bande 6 fenêtre spectrale 5, qui correspondent aux cubes centrés sur la raie moléculaire de CO (2–1). Cette raie de CO est une raie très brillante et le CO étant très étendu à basse vitesse (autour du V_{LSR} de la source), cela rend l’étape de déconvolution de la

réponse impulsionnelle de l'interféromètre pour les cubes (processus de "clean") complexe et parfois imparfaite dû à un manque d'espacement dans la couverture uv (voir section 1.4). La figure 2.5 présente une capture d'écran d'un canal du cube de CO du proto-amas G353.41 visualisé avec le logiciel CASA. On peut voir que pour ce canal la déconvolution n'a pas convergé, entraînant des valeurs de flux avec de fortes valeurs positives (en blanc), et de fortes valeurs négatives (en noir) qui sont artificielles. Cette divergence intervient pour de nombreux canaux autour du V_{LSR} de la région en CO, dû au manque des espacements très courts alors que le CO est dominé par de l'émission très étendue. Cela rend l'exploitation des données à ces vitesses impossible. Pour l'ensemble de la plage de vitesse concernée par ces imperfections et limitations, il est préférable de ne pas tenter une déconvolution et d'écarter à la main ces canaux dans le pipeline de réduction de données.

J'ai donc procédé à la vérification des 15 cubes de CO de ALMA-IMF, amenant à la modification du pipeline pour 5 régions. Pour la région G351.77 ne pas déconvoluer ces canaux n'est pas suffisant et le cube de CO reste inexploitable avec de nombreux lobes secondaires à basse vitesse, mais aussi aux vitesses d'intérêt pour chercher les flots moléculaires. Ces lobes secondaires créent des "trous" artificiels avec des flux négatifs dans la carte. Afin de remédier à ce problème il faudrait combiner les données 12m avec les données 7m pour récupérer l'émission étendue, mais ce travail ne sera pas fait ici. Je retirerai la région G351.77 dans ma recherche de cœurs préstellaires massifs (voir section 3.2) dû à l'impossibilité d'utiliser le cube de CO pour détecter les éjections protostellaires.

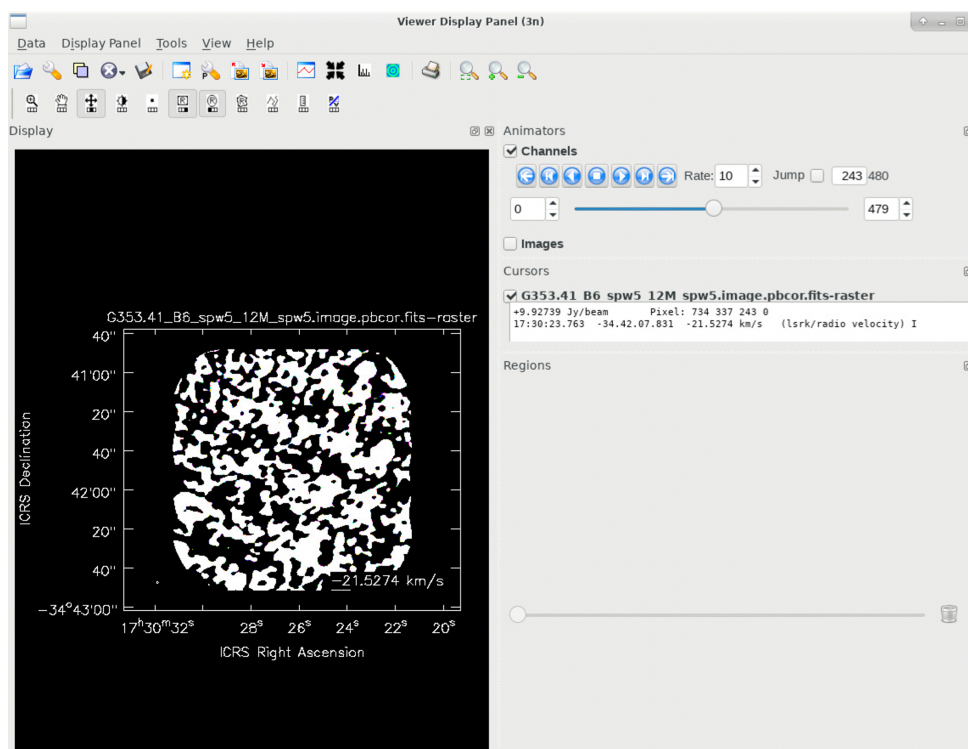


FIGURE 2.5 – Visualisation d'un canal du cube de CO du proto-amas G353.41 avec le logiciel CASA. Dû à des problèmes de divergence lors du cleaning le canal est inexploitable avec des flux artificiels fortement positifs et négatifs en blanc et noir respectivement.

2.2.2 Contribution aux différents projets et articles

Cette collaboration m'a aussi permis de participer à de nombreux projets, pour lesquels mon investissement a été plus ou moins important. Pour certains d'entre eux, j'ai pu suivre leur avancement et participer aux discussions en assistant aux réunions en ligne hebdomadaires (working groups), ce qui m'a notamment permis d'enrichir grandement mes connaissances sur des sujets différents du mien mais toujours reliés à l'étude des régions de formation d'étoiles massives. Pour d'autres, j'ai directement participé au projet en fournissant des résultats ou bien en comparant mes résultats avec les leurs, permettant ainsi de faire un "contrôle qualité" des résultats publiés dans le cadre du relevé ALMA-IMF. Ci-dessous, je liste d'abord les différents papiers dont je suis co-auteur par ordre chronologique, puis je détaillerai ensuite ceux pour lesquels j'ai eu une participation plus active au niveau des discussions et de la rédaction des articles :

- [Nony, Valeille-Manet et al., in prep](#) : "ALMA-IMF XVIII - Protostellar and prestellar core catalogs in the ALMA-IMF protoclusters."
- [Motte et al. \(2024\)](#) : "ALMA-IMF XVII - Mass-averaged temperature of cores and protostellar luminosities in the ALMA-IMF protoclusters."
- [Álvarez-Gutiérrez et al. \(2024\)](#) : "ALMA-IMF XV - N₂H⁺ kinematic analysis on the intermediate protocluster G353.41."
- [Dell'Ova et al. \(2024\)](#) : "ALMA-IMF XIII – Point-process mapping of 15 massive protoclusters."
- [Louvet et al. \(sub\)](#) : "ALMA-IMF XII – Core mass functions in the high-mass star-formation regime."
- [Bonfand et al. \(2024\)](#) : "ALMA-IMF XI - The sample of hot core candidates. A rich population of young high-mass proto-stars unveiled by the emission of methyl formate."
- [Armante et al. \(2024\)](#) : "ALMA-IMF X - The core population in the evolved W33-Main (G012.80) protocluster."
- [Towner et al. \(2024\)](#) : "ALMA-IMF IX - Catalog and Physical Properties of 315 SiO Outflow Candidates in 15 Massive Protoclusters."
- [Cunningham et al. \(2023\)](#) : "ALMA-IMF VII - First release of the full spectral line cubes : Core kinematics traced by DCN J=(3-2)."
- [Pouteau et al. \(2023\)](#) : "ALMA-IMF V - Investigating the origin of stellar masses : Core mass function evolution in the W43-MM2&MM3 mini-starburst."
- [Nony et al. \(2023\)](#) : "ALMA-IMF V - Prestellar and protostellar core populations in the W43 cloud complex."
- [Brouillet et al. \(2022\)](#) : "ALMA-IMF IV – A comparative study of the main hot cores in W43-MM1 : detection, temperature and molecular composition."

[Nony et al. \(2023\)](#), [Towner et al. \(2024\)](#), [Armante et al. \(2024\)](#) sont trois études ALMA-IMF qui ont caractérisé les cœurs en utilisant les flots moléculaires ou qui ont étudié les lobes de flots. J'ai développé pendant ma thèse une nouvelle méthode systématique pour détecter les flots moléculaires des cœurs protostellaires (voir Chapitre 3). En appliquant cette méthode aux cœurs les plus massifs du relevé ALMA-IMF, j'ai pu obtenir deux échantillons de cœurs, un préstellaire et un protostellaire, que j'ai pu directement comparer avec les résultats de ces études pour renforcer la détection des cœurs protostellaires.

[Nony et al. \(2023\)](#) a fait une étude complète des flots moléculaires dans les régions W43-MM2 et W43-MM3 (qui fait suite à [Nony et al., 2020](#) dans W43-MM1) en utilisant la raie de

CO(2–1). Pour cela il a fait des cartes de flots moléculaires (cartes de moments 0 de vitesses blue-shiftées et red-shiftées), et a fait une inspection détaillée des cubes pour les canaux correspondant aux vitesses des éjections. Il s’est également appuyé sur la raie de SiO(5–4) afin de confirmer dans certains cas les éjections protostellaires détectées. J’ai pu comparer mes résultats avec ceux de cette étude pour les cœurs les plus massifs. Cela a permis de valider ma méthode qui est appliquée de manière homogène à tous les cœurs et qui permet de traiter un plus grand nombre de sources en moins de temps, mais qui également dans l’autre sens permet de valider et mettre en perspective certaines non-détections ou détections de flots obtenus par la méthode classique.

[Armante et al. \(2024\)](#) a fait une étude détaillée du proto-amas évoluée G012.80, dans laquelle la classification des cœurs préstellaires et protostellaires a été réalisée en utilisant les raies de CO(2–1) et de SiO(5–4). Comme expliqué plus haut j’ai pu comparer mes résultats sur les cœurs les plus massifs et valider certaines détections ou non-détections de flots.

[Towner et al. \(2024\)](#) a fait une étude complète des lobes de flots de la raie SiO(5–4) dans les 15 proto-amas du relevé ALMA-IMF. Cette approche est différente car ici la détection des lobes se fait indépendamment des sources continuum. Les lobes de SiO ne sont donc pas utilisés afin de classifier les cœurs. J’ai cependant tout de même pu procéder à une comparaison des lobes de [Towner et al. \(2024\)](#) avec les lobes de SiO présent dans mes cartes.

La comparaison avec ces trois articles peut-être retrouvée dans la Section 4 de mon article présenté en Section 3.2 ici, mais ces comparaisons ont toutes donné un accord entre les méthodes supérieur à 80 %, validant à la fois la méthode que j’ai développée et renforçant les détections de flots moléculaires dans ces différentes études pour la plupart des cas.

[Bonfand et al. \(2024\)](#) recense les cœurs chauds dans les 15 régions pour lesquels j’ai procédé à la détection d’outflows, permettant d’obtenir la proportion de cœurs chauds détectés ou non avec des éjections protostellaires. Pour [Álvarez-Gutiérrez et al. \(2024\)](#) j’ai fourni les cartes d’outflows autour d’un cœur protostellaire pour comparer avec l’orientation de flots de N_2H^+ . Cela a permis de confirmer que les flots d’accrétion tracés par le N_2H^+ convergeaient proche de la source protostellaire avec une orientation presque perpendiculaire à l’éjection protostellaire.

En continuation de mon travail de thèse, je travaille également sur un article en collaboration forte et directe ([Nony, Valeille-Manet et al., in prep](#)) dont le but est de classifier l’ensemble des cœurs du relevé ALMA-IMF, permettant de créer des catalogues de cœurs préstellaires et protostellaires jusqu’aux plus petites masses, avec une statistique sans précédent de plus de 600 cœurs. Pour cela nous nous appuyons sur les résultats obtenus avec la méthode que j’ai développée. Nous aimerions ensuite utiliser ces catalogues pour obtenir une CMF préstellaire et une CMF protostellaire, et les comparer avec les précédents résultats ALMA-IMF obtenus avec des statistiques moins importantes. Cette classification est déjà faite, nous travaillons maintenant sur l’analyse des résultats afin de procéder à des études statistiques par région et de confirmer les tendances des CMF observées dans [Nony et al. \(2023\)](#); [Pouteau et al. \(2022\)](#); [Motte et al. \(2018b\)](#).

Cette classification est d’ailleurs déjà utilisée dans un nouvel article en préparation avancée ([Motte et al., 2024](#)) qui traite des températures des cœurs et des luminosités des cœurs préstellaires. Afin d’obtenir les températures et luminosités dans les proto-amas, [Motte et al. \(2024\)](#) utilise la méthode bayésienne PPMAP (voir [Dell’Ova et al., 2024](#); [Marsh et al., 2015](#)). Cette méthode ajuste un "corps noir modifié" en utilisant des données entre 70 et 870 μm afin de compléter les données ALMA. [Motte et al. \(2024\)](#) affine ensuite ces températures en appliquant un écrantage pour les cœurs préstellaires, et un profil de température correspondant à un chauffage interne pour les cœurs protostellaires. Avec ces températures [Motte et al. \(2024\)](#) estime les

nouvelles masses de ces cœurs ainsi que la luminosité des cœurs les plus massifs.

Je vais maintenant présenter la méthode que j'ai développée afin de détecter de manière systématique les éjections de matière des cœurs protostellaires, qui m'a permis de détecter un échantillon de cœurs préstellaires massifs.

Chapitre 3

Étude statistique d'un échantillon de cœurs préstellaires massifs

Comme expliqué dans le chapitre 2, les régions du programme ALMA-IMF sont des régions de formation d'étoiles massives très actives qui concentrent de nombreux cœurs denses dont une partie sont protostellaires. Afin de chercher des cœurs préstellaires massifs, possible précurseurs d'étoiles massives, il est donc nécessaire de pouvoir les différencier des cœurs protostellaires au sein des régions. Pour ce faire, j'ai développé une nouvelle méthode de détection d'outflows protostellaires, adaptée aux larges statistiques du relevé ALMA-IMF, afin de classer les cœurs préstellaires et les cœurs protostellaires. La description détaillée de cette méthode fait l'objet de la première section ci-dessous.

3.1 Une nouvelle méthode systématique de détection d'éjections protostellaires

La méthode de détection de flots protostellaires est codée en fortran 90 et est systématique, c'est-à-dire que l'analyse faite est automatique et identique pour l'ensemble des cœurs de chaque région. Elle est basée sur la recherche d'émission à haute vitesse de CO et SiO par rapport au V_{LSR} de chaque source. L'utilisation de fortran 90 et l'automatisation de la méthode permettent de traiter un grand volume de données ce qui est particulièrement adapté au relevé ALMA-IMF. La méthode permet d'obtenir les résultats de la détection d'outflows en un temps rapide, variant de quelques secondes à quelques minutes selon les régions. Elle est construite en différentes étapes qui sont présentées dans les sections ci-dessous, ce qui permet de faire une analyse complète des flots dans les proto-amas du relevé ALMA-IMF.

3.1.1 Excès sur la source par rapport à son environnement

Une idée simple

La méthode est basée sur une idée simple : la comparaison entre l'émission sur la source ("On source"), et l'émission de son environnement ("Off source"). Cette méthode a été pour la première fois introduite dans l'étude [Bontemps et al. \(1996\)](#) afin d'estimer la force des flots de protoétoiles de classes 0 et 1. Le but est d'étudier l'émission afin de savoir si la source présente des éjections protostellaires qui lui sont propres, et que l'on ne retrouve pas dans son environnement. En effet, les régions les plus denses des proto-amas (appelées "clumps") contiennent de nombreux cœurs protostellaires, entraînant une superposition de flots qui rend

complexe l'analyse dans ces régions. Cette problématique de confusion est typique dans les proto-amas riches. La figure 3.1 montre un exemple du clump central de W51-IRS2 avec les cartes moléculaires de flots de CO (2–1) (gauche) et SiO (5–4) (droite), où de nombreux flots sont présents et se superposent. Il est donc crucial d'être capable de déterminer quelles sources sont responsables des éjections de matière afin de procéder à la classification préstellaire ou protostellaire des sources de l'ensemble des régions.

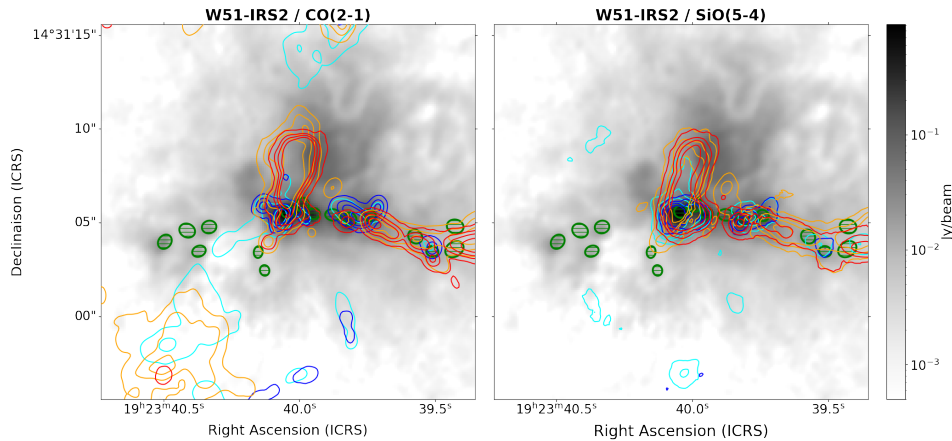


FIGURE 3.1 – Cartes moléculaires d'outflows de CO (2–1) (gauche) et SiO (5–4) (droite) représentées en contours de couleur, pour le clump central du proto-amas W51-IRS2. Le continuum des poussières à 1.3 mm est représenté en nuances de gris et les ellipses vertes représentent les FWHM des cœurs continus. Les intervalles de vitesse d'intégration pour la raie de CO (2–1) sont $\pm 15\text{--}30 \text{ km s}^{-1}$ pour les contours cyan et orange et $\pm 30\text{--}50 \text{ km s}^{-1}$ pour les contours bleus et rouges. Les intervalles de vitesse d'intégration pour la raie de SiO (5–4) sont $\pm 10\text{--}25 \text{ km s}^{-1}$ pour les contours cyan et orange et $\pm 25\text{--}50 \text{ km s}^{-1}$ pour les contours bleus et rouges.

Calcul des spectres On et Off

Le spectre On est calculé sur la source en utilisant les paramètres de grand axe et de petit axe de l'ellipse qui sont donnés par les largeurs à mi-hauteur (FWHM) de l'ellipse 2D extraite dans la carte continuum. Je calcule le flux moyen des pixels dans l'ellipse pour chacun des canaux du cube ce qui permet d'obtenir un spectre moyenné que l'on appelle ici On.

Le spectre Off quant à lui est calculé dans un anneau autour de la source pour lequel on applique la même méthode de moyenne sur tous les pixels présents dans cet anneau. Lorsque des pixels appartenant à d'autres sources sont présentes dans l'anneau, on retire ces pixels dans l'estimation du spectre Off, afin d'éviter une trop forte contamination par les éjections des autres sources, proches de la source étudiée. La taille optimale choisie pour l'anneau est présentée en section 3.1.2.

Enfin, afin de chercher un excès d'émission de flots moléculaires sur la source, je soustrais le spectre Off au spectre On, afin d'analyser le spectre On-Off, à partir duquel j'examinerai l'éventuelle présence d'ailes de raies, caractéristiques d'une éjection protostellaire.

Dans la figure 3.2 je présente la méthode de calcul du spectre moyenné On-Off. Dans le panneau en haut à gauche, nous avons un zoom sur le cœur #3 de la région W43-MM2 où les contours de couleur de CO (2–1) présentent un outflow bipolaire. Dans le panneau en haut à droite, on peut voir comment les spectres On et Off sont calculés : en noir on voit les pixels de la source qui sont utilisés pour calculer le spectre On, et en rouge les pixels utilisés dans l'anneau

3.1. UNE NOUVELLE MÉTHODE SYSTÉMATIQUE DE DÉTECTION D'ÉJECTIONS PROTOSTELLAIRES

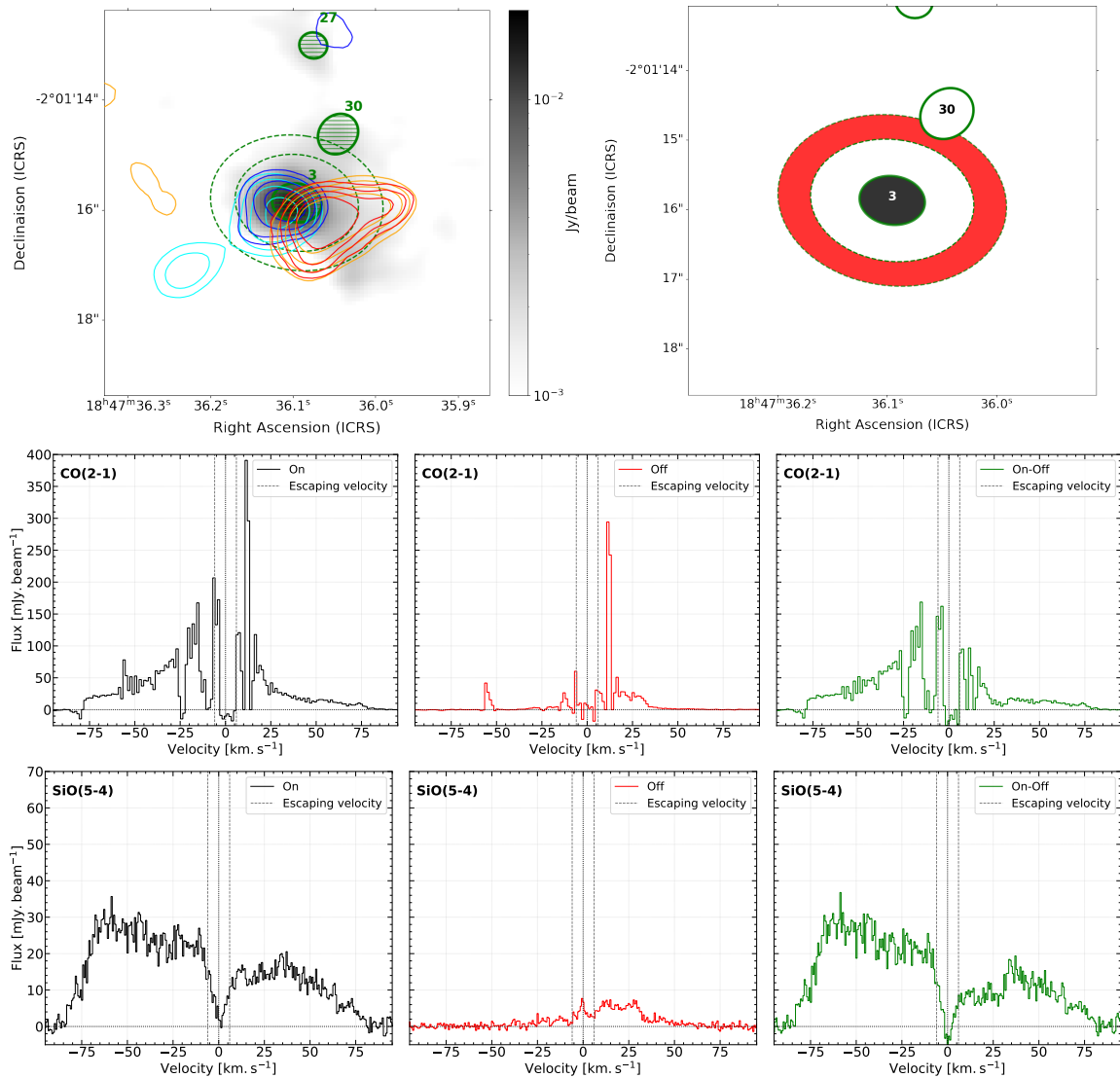


FIGURE 3.2 – **Haut gauche** : Zoom sur le cœur continuum #3 de la région W43-MM2 (au centre) superposé sur la carte continuum à 1.3 mm (en nuances de gris). Les ellipses vertes correspondent aux FWHM des cœurs extraits par l’algorithme getsf et les contours de CO(2–1) sont représentés en couleur. Les intervalles de vitesse d’intégration sont $\pm 15\text{--}23 \text{ km s}^{-1}$ pour les contours cyans et oranges, $-31\text{--}42 \text{ km s}^{-1}$ pour les contours bleus et $+31\text{--}50 \text{ km s}^{-1}$ pour les contours rouges. Ces intervalles de vitesse sont centrés sur le V_{LSR} du cœur qui a été mis à 0 km s^{-1} . **Haut droite** : Exemple du calcul du spectre On (ellipse noire) et Off (anneau rouge) pour estimer le spectre On-Off du cœur #3. **Bas** : Spectres CO(2–1) et SiO(5–4) On (noir), Off (rouge) et On-Off (vert) obtenus pour le cœur #3 qui montre des ailes de raie claires, représentatives de son outflow bipolaire. Les spectres noir et rouge sont calculés dans l’ellipse noire et l’anneau rouge du panneau en haut à droite. Les lignes en tirets correspondent à la vitesse d’échappement, c’est-à-dire à la vitesse que le gaz doit excéder pour échapper à la force gravitationnelle du cœur et être considéré comme une éjection.

pour calculer le spectre Off avec les pixels de la source #30 qui ont été retirés. Dans les deux panneaux du bas on peut voir les spectres On (noir), Off (rouge) et On-Off (vert) des raies CO(2–1) et SiO(5–4). Les spectres On présentent des ailes de raie, signatures d’une éjection protostellaire. La question qui se pose est donc : la source est-elle l’origine de ces éjections ? En

regardant les spectres Off, on peut voir que la contribution de l'environnement est minime, avec de faibles émissions dans la partie red-shiftée. En analysant le spectre On-Off on voit alors que les ailes de raie sont toujours présentes, la source est donc belle et bien à l'origine de ces ailes de raie et est protostellaire.

Maintenant que j'ai présenté le principe du calcul des spectres On et Off, il est important d'étudier quelle taille d'anneau est la plus appropriée pour répondre à notre problème de classification des cœurs dans ALMA-IMF.

3.1.2 Évaluation de la contribution de l'environnement via le spectre Off

Le but du spectre Off est d'évaluer la contribution possible de l'environnement de la source dans les parties blue-shiftées et red-shiftées des spectres. Pour cela, il est crucial que l'anneau utilisé ne soit ni trop proche de la source, afin de ne pas biaiser l'estimation, ni trop éloigné pour évaluer l'environnement du cœur plutôt que celui du clump.

Un facteur important à considérer est la dilution. Dans le cas d'une source isolée avec un flot bipolaire, les lobes d'émission seront dilués dans l'anneau, ce qui permettra de détecter l'éjection sur la source. Si l'anneau est trop proche, la dilution est insuffisante, et s'il est trop éloigné, le spectre Off n'est plus assez représentatif de la source visée, et ne permet plus de distinguer les éjections individuelles de chaque source, surtout dans les régions centrales qui sont très peuplées avec des sources proches les unes des autres.

En figure 3.3 différents tests d'anneaux pour la source #11 de la région W43-MM1 sont présentés. Quatre anneaux de tailles comprises entre 1.5-2.5, 2.5-3.5, 3.5-4.5, et 4.5-5.5 fois la taille du cœur #11 sont illustrés en différentes couleurs. Les contours intégrés de la raie de CO (2-1) sont superposés, montrant l'environnement complexe de la source où plusieurs flots moléculaires se chevauchent. Le panneau du bas montre le spectre On à gauche et les différents spectres Off à droite.

Le spectre jaune (entre 1.5 et 2.5 fois la taille du cœur #11) est le spectre Off le plus brillant en raison de la faible dilution due à la petite surface de l'anneau. De plus, ce spectre ressemble beaucoup au spectre On, indiquant une proximité excessive au cœur. Pour les trois spectres suivants, les différences sont plus prononcées. La dilution est plus marquée pour les anneaux entre 3.5-4.5 et 4.5-5.5 fois la taille du cœur, ils ne représentent pas le meilleur environnement de la source.

Nous avons donc choisi un anneau entre 2.5 et 3.5 fois la taille de la source, répondant aux exigences de la méthode On-Off : une dilution adéquate et une distance suffisante pour évaluer l'environnement proche de la source. Cette taille d'anneau a ensuite été utilisée pour appliquer la méthode au relevé ALMA-IMF.

Avec les paramètres fixés pour extraire les spectres de la source (On) et de son environnement (Off), il reste à vérifier si le flux observé est bien significatif ou non. Pour cela, il est nécessaire d'estimer le bruit afin d'évaluer l'importance du flux dans les ailes de raie de CO et de SiO.

3.1.3 Estimation du bruit

Estimer le bruit dans les cubes de données est essentiel afin de pouvoir déterminer le rapport signal sur bruit des spectres. Une méthode communément utilisée est d'estimer le bruit dans une zone où l'émission moléculaire est minimale et d'utiliser cette estimation comme bruit de référence. Cependant, le bruit varie spatialement dans les cubes selon le canal de fréquence dans lequel l'émission est étudiée.

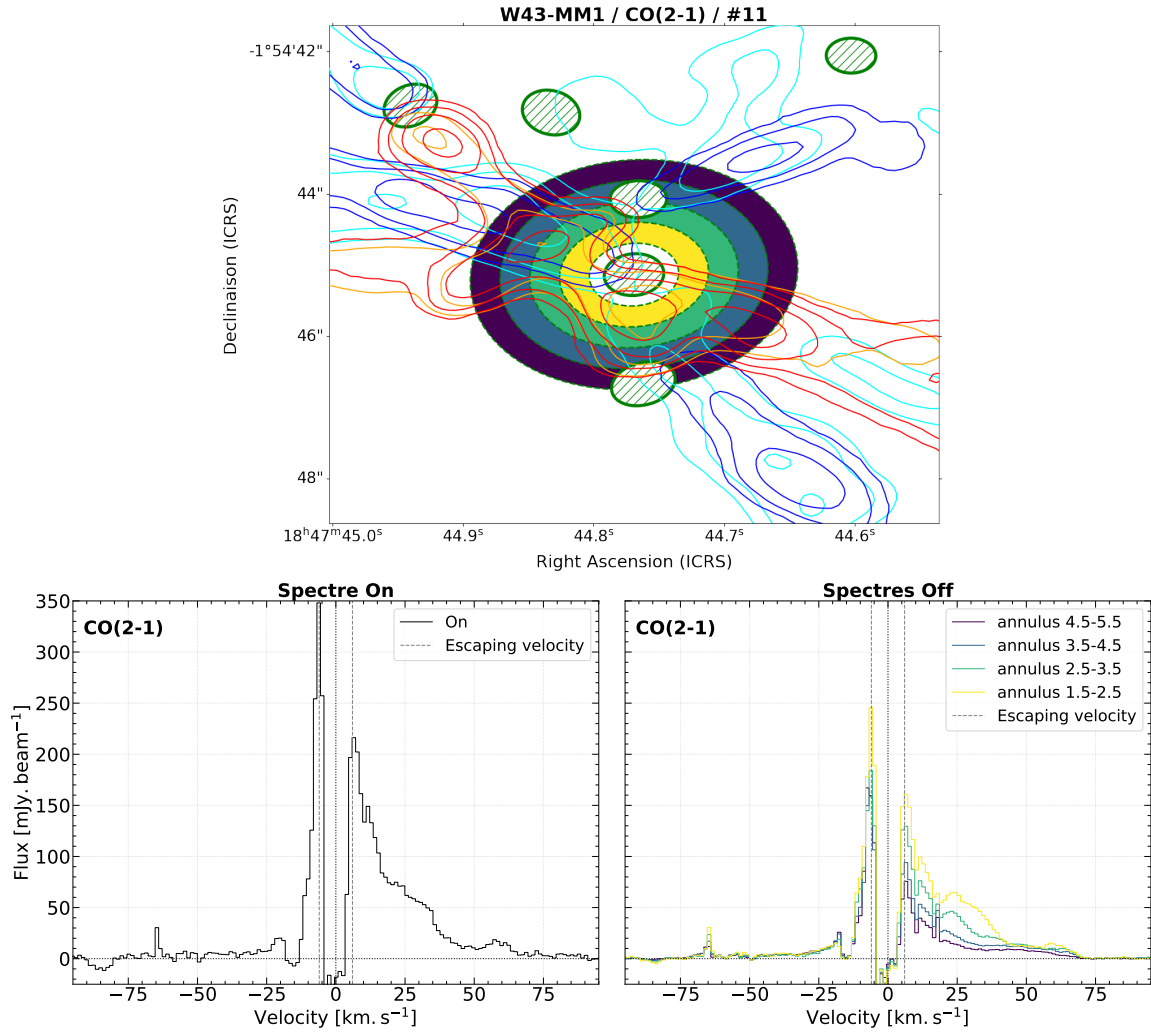


FIGURE 3.3 – **Haut** : Zoom sur le cœur continuum #11 de la région W43-MM1 (au centre) superposé sur la carte continuum à 1.3 mm (en nuances de gris). Les ellipses vertes correspondent aux FWHM des cœurs extraits par l’algorithme getsf. Différents anneaux sont représentés autour du cœur #11 : du jaune au bleu foncé pour des tailles correspondant à 1.5-2.5, 2.5-3.5, 3.5-4.5, 4.5-5.5 en unité de FWHM du cœur. Les contours de CO(2–1) sont représentés en couleur. Les intervalles de vitesse d’intégration sont $\pm 15\text{--}23 \text{ km s}^{-1}$ pour les contours cyans et oranges, $-31\text{--}42 \text{ km s}^{-1}$ pour les contours bleus et $+31\text{--}50 \text{ km s}^{-1}$ pour les contours rouges. Ces intervalles de vitesse sont centrés sur le V_{LSR} du cœur qui a été mis à 0 km s^{-1} . **Bas** : Spectre On de la source #11 en noir (gauche) et spectres Off résultants des différents anneaux du panneau du haut (droite). Les couleurs des spectres Off sont les mêmes que les anneaux présentés au-dessus.

J’introduis ici une méthode plus complexe qui prend en compte l’évolution du bruit dans les différents canaux du cube de données ainsi que le bruit potentiel induit par la méthode elle-même. Cette approche vise à refléter les variations spatiales et spectrales des cubes de données afin de construire un "spectre de bruit".

La première étape pour estimer le bruit consiste à créer un masque pour exclure toutes les zones spatiales non pertinentes comme les bords des cubes qui sont bruités artificiellement par la correction du lobe primaire. Pour cela, j’utilise la carte de correction du lobe primaire, comme illustré dans le panneau en haut à gauche de la figure 3.4. Les valeurs de cette carte sont proches de 1 au centre et décroissent vers 0 sur les bords. Ensuite, je retire les bords pour des valeurs inférieures à 0.25, seuil choisi après inspection visuelle, correspondant aux pixels extérieurs au

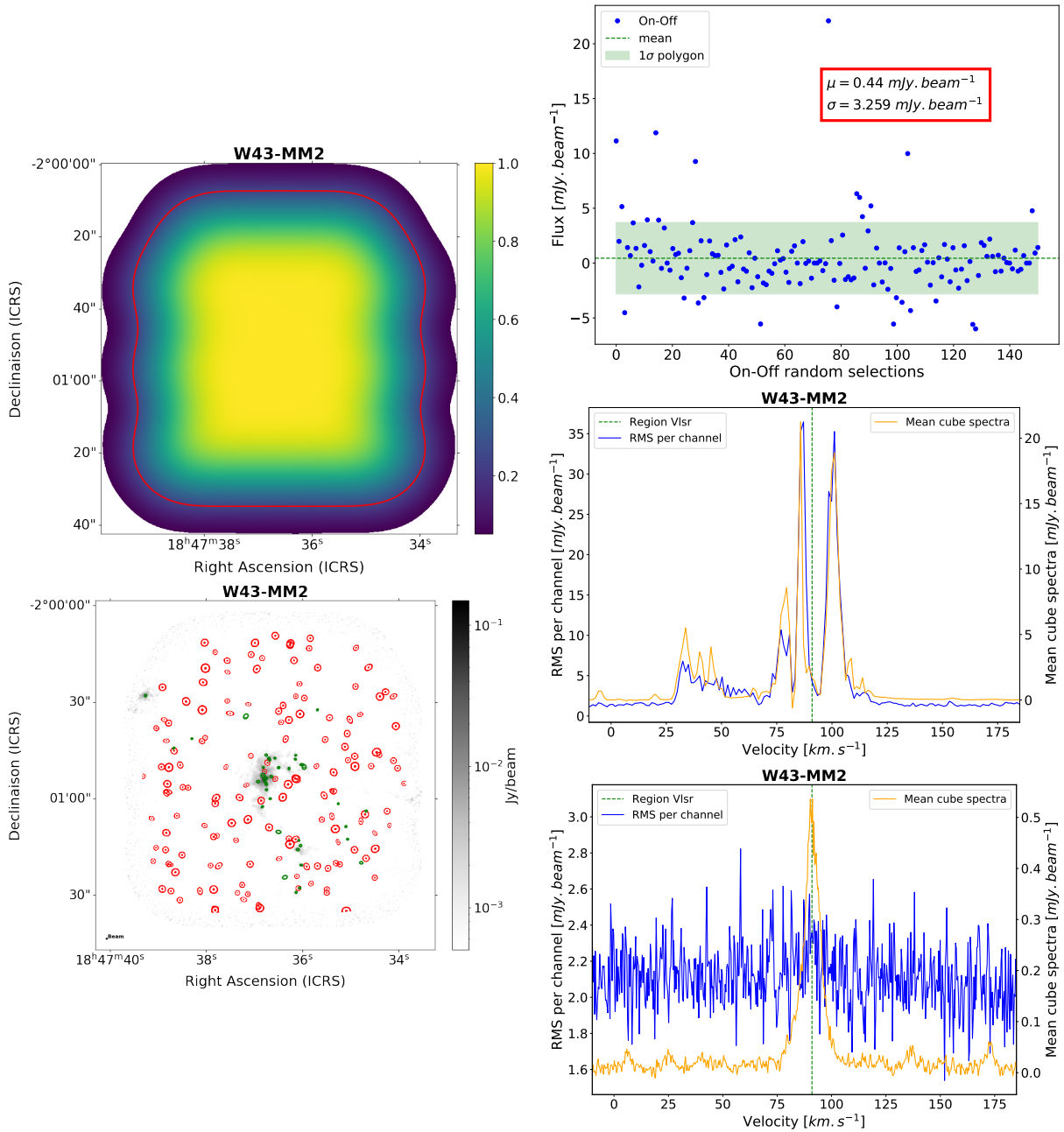


FIGURE 3.4 – **Haut gauche** : Carte de correction du lobe primaire du proto-amas W43-MM2 pour retirer les pixels des bords bruités des cubes. Le contour rouge marque le seuil de valeur 0.25, choisie comme limite de bords. **Bas gauche** : Carte continuum du proto-amas W43-MM2. Les ellipses vertes correspondent aux FWHM des cœurs extraits par l’algorithme getsf et les ellipses et anneaux rouges correspondent aux 150 On-Off tirés aléatoirement pour estimer le bruit. **Haut droite** : Dispersion d’un canal des 150 On-Off sélectionnés dans le cube de CO pour la région W43-MM2, où μ représente la moyenne et σ l’écart type. **Milieu droite** : Spectre de bruit du cube de CO recentré sur le V_{LSR} du proto-amas (identifié par la ligne pointillée verte) pour la région W43-MM2, superposé avec le spectre moyen du cube en orange (axe de droite des ordonnées). Le spectre moyen est calculé en faisant la moyenne des flux de tous les pixels pour chaque canal. **Bas droite** : Identique au panneau du dessus mais pour le cube de SiO.

contour rouge de la figure. Enfin, je masque les cœurs de la région, sources d'émission non désirées pour la mesure du bruit.

La deuxième étape consiste à utiliser le principe de On-Off pour estimer spatialement le bruit dans la carte. Je réalise un tirage Monte Carlo pour générer aléatoirement la localisation, la taille, l'angle et l'excentricité de 150 On-Off. Les tailles varient entre 3000 et 5500 ua, tailles typiques des sources du relevé ALMA-IMF et l'excentricité entre 0 et 0.8. Ce tirage de 150 On-Off est représenté dans le panneau en bas à gauche de la figure 3.4. La valeur de 150 tirages a été choisie après une inspection visuelle, pour estimer le bruit dans un maximum de zones spatiales de la carte non masquées. Pour chaque canal, je calcule ensuite la moyenne et l'écart type gaussien des flux On-Off. Ainsi, je construis un spectre de bruit à partir de ces écarts types. Le panneau de droite de la figure 3.4 présente le calcul de la moyenne et de l'écart type pour un canal (haut), ainsi que les spectres de bruit pour le cube de CO (milieu) et de SiO (bas) de la région W43-MM2, où l'axe des vitesses en abscisse est recentré sur le V_{LSR} de la région. On peut voir que le spectre de bruit du cube de CO trace bien les variations du spectre moyen du cube représenté en orange (en deuxième axe des ordonnées) et que le bruit augmente autour du V_{LSR} , lorsque l'émission de CO est la plus intense. Le bruit augmente également entre 25 et 55 km s⁻¹, dû à de l'émission de CO d'un nuage de premier plan (Nguyen-Luong et al., 2017). En revanche, le spectre de bruit du cube de SiO reste plus homogène.

Maintenant que la méthode permet d'étudier automatiquement les spectres et d'estimer directement si l'émission dans les ailes de raie est significative, je me suis rendu compte en comparant la méthode avec les études de Nony et al. (2020) et Nony et al. (2023) dans les proto-amas W43 du besoin d'un outil supplémentaire afin de la rendre plus robuste.

3.1.4 Cartes moléculaires de flots : un outil supplémentaire nécessaire

En procédant à la comparaison, il apparaît que certains cas récurrents posent problème à la méthode de détection de flots et de classification des cœurs. Deux cas pathologiques principaux posent problème lorsqu'on utilise uniquement la méthode du spectre On-Off :

- **Détection d'excès dans une aile de raie d'un cœur préstellaire** : cet excès est dû à un lobe de flot d'une autre source qui se superpose avec le cœur, voire qui entraîne une partie du gaz du cœur visé (dans le cas d'un réel alignement en 3 dimensions). Cela entraîne une contamination dans les spectres.
- **Non détection de flot d'un cœur protostellaire** : cela est causé par le positionnement de l'anneau qui est contaminé par plusieurs flots environnants qui empêchent de détecter l'éjection de la source visée dans le spectre On-Off.

Ces deux exemples sont illustrés dans la figure 3.5. À gauche, je présente la carte de CO (2–1) de Nony et al. (2020) et les spectres du cœur préstellaire #77 du proto-amas W43-MM1. À droite, les mêmes figures pour le cœur protostellaire #44.

Dans le premier cas, le cœur préstellaire est situé au milieu d'un lobe bleu de CO, ce qui entraîne une contamination des spectres. On observe que, entre -75 et -50 km s⁻¹ l'émission dans le spectre On-Off est significative, avec un pic dépassant 40σ dans le spectre de CO (visible dans le panneau du rapport signal sur bruit). Une erreur de classification peut avoir lieu dans ce type de cas si nous ne disposons pas de cartes moléculaires de flots afin de réaliser une inspection visuelle. Dans le deuxième cas, le cœur présente au moins un flot monopolaire bleu d'après les cartes de Nony et al. (2020). Cependant, lorsque l'on étudie le spectre On-Off de cette source, on ne détecte pas d'éjection, dû à de nombreux flots avec une forte émission qui viennent contaminer l'anneau.

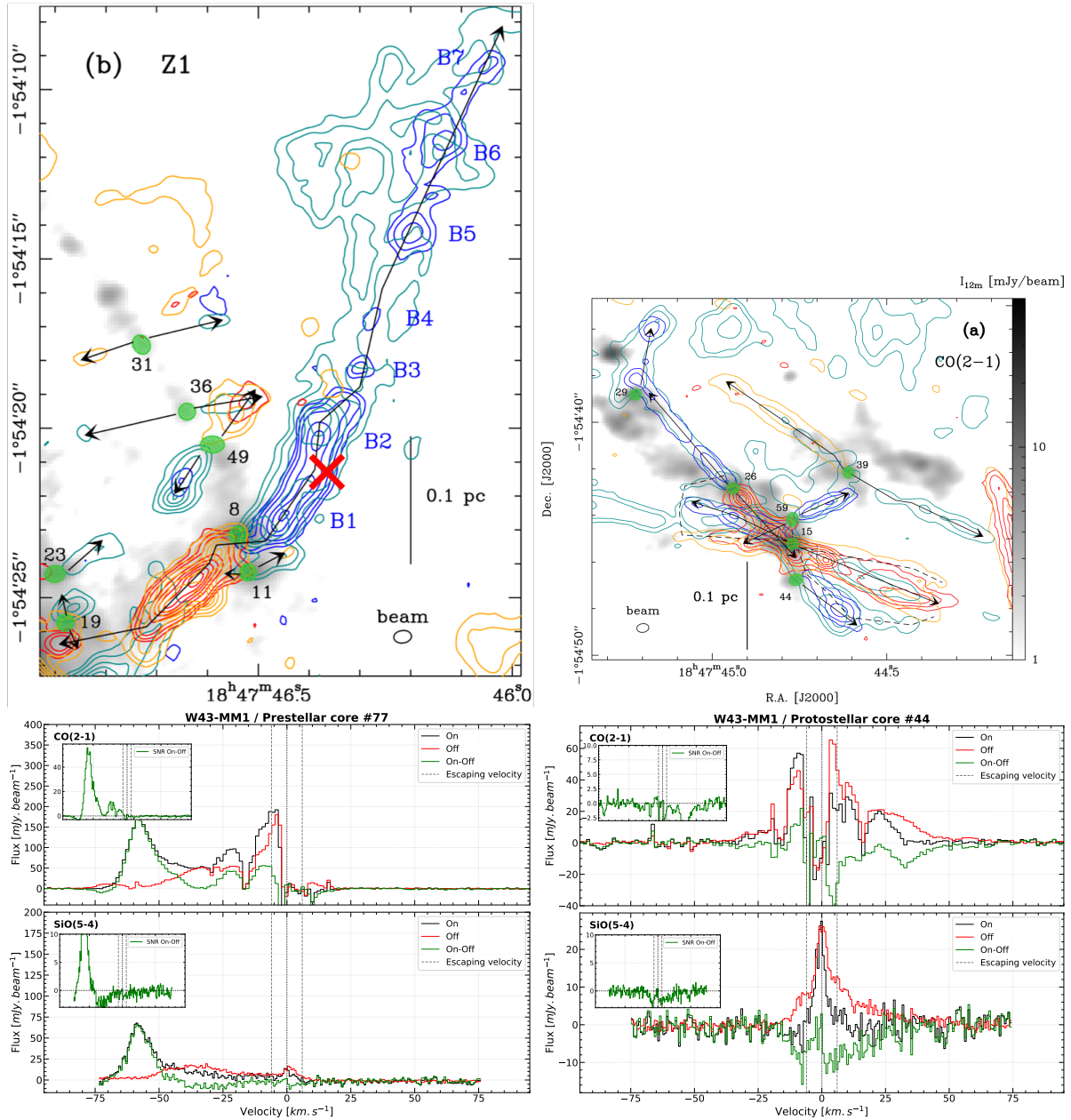


FIGURE 3.5 – **Gauche** : Carte moléculaire de CO (2–1) du nuage W43-MM1 tirée de [Nony et al. \(2020\)](#) (haut), où le cœur préstellaire #77 est localisée par la croix rouge. Spectres de CO (2–1) et SiO (5–4) du cœur préstellaire #77 (bas). Les spectres On, Off et On-Off sont représentés respectivement en noir, rouge et vert. Les petits panneaux en haut à gauche des spectres représentent le ratio signal sur bruit du spectre On-Off. **Droite** : Similaire au panneau de gauche mais pour le cœur protostellaire #44.

Il est donc crucial d'utiliser des cartes de moment 0 des ailes de raie blue- et red-shiftées des raies moléculaires de CO et de SiO pour classifier correctement les cœurs dans les régions les plus complexes des proto-amas. Pour ce faire, je crée systématiquement ces cartes dans le code Fortran, en essayant de maintenir les mêmes intervalles de vitesse d'intégration pour tous les proto-amas : $\pm, 10 - 25$ et $\pm, 25 - 50$ km/s pour les basses et hautes vitesses de SiO, ainsi que $\pm, 15 - 30$ et $\pm, 30 - 50$ km/s pour les basses et hautes vitesses de CO. Dans certains cas, ces intervalles sont ajustés afin d'éviter l'intégration d'émissions non pertinentes pour le proto-amas, par exemple lorsqu'un nuage de CO passe au premier plan de la ligne de visée à

une certaine gamme de vitesses. Ces intervalles sont choisis pour éviter l'intégration excessive de bruit à haute vitesse et la contamination par les larges raies de CO, tout en essayant de garder les mêmes intervalles dans chaque région.

En combinant cet outil spectral (spectre On-Off) avec ce second outil spatial (cartes de moment 0), nous disposons désormais d'une méthode complète et systématique de détection et d'inspection des flots moléculaires. Cette méthode est efficace pour traiter de grands volumes de données et est particulièrement adaptée à l'étude des proto-amas, où l'environnement complexe des sources joue un rôle crucial. Ces deux outils permettent de construire des "cartes d'identité" pour chaque cœur afin de les classer comme pré ou protostellaires.

Dans la section suivante, je vais présenter l'article sur la découverte d'un échantillon de cœurs préstellaires massifs dans les proto-amas du relevé ALMA-IMF. Après avoir résumé celui-ci, je présente la version qui a été soumise au journal *Astronomy and Astrophysics*. Enfin, dans la dernière sous-section, je présenterai plusieurs idées et résultats qui vont au-delà de ce qui est présenté dans l'article.

3.2 Article sur la population de cœurs préstellaires massifs

Contraindre les conditions physiques des phases les plus précoces de formation des étoiles massives est crucial afin de comprendre comment il est possible de former de telles étoiles. Pour cela, la découverte d'un échantillon de cœurs préstellaires massifs est nécessaire afin d'étudier les propriétés du gaz qui va être accréter sur la protoétoile. La découverte d'un échantillon statistique de cœurs préstellaires fait l'objet des sections 3.2.1 et 3.2.2.

3.2.1 Présentation de l'article

La grande statistique de cœurs disponible grâce aux proto-amas du programme ALMA-IMF permet pour la première fois de chercher à étudier un échantillon statistique de cœurs préstellaires massifs.

En utilisant les raies de CO (2–1) et de SiO (5–4) comme traceurs d'éjection nous avons pu appliquer la méthode de détection de flots protostellaires présentée dans la section précédente (et dans la section 3 de l'article). Nous avons pu détecter les éjections des cœurs protostellaires les plus massifs, nous permettant d'obtenir un échantillon de cœurs préstellaires massifs. Ces cœurs ne présentent pas d'éjection, permettant de rejeter l'hypothèse d'une forte accréation sur un objet central. En fixant un seuil en masse à $8 M_{\odot}$, en adoptant une température de 20 K, nous avons pu étudier un échantillon de 141 cœurs. Parmi ces 141 cœurs, nous avons découvert 42 cœurs préstellaires plus massifs que $8 M_{\odot}$.

En utilisant une température adaptée à chaque cœur, 12 de ces 42 cœurs se révèlent être plus massifs que $16 M_{\odot}$, constituant l'échantillon robuste de cœurs préstellaires massifs du relevé ALMA-IMF. Nous avons trouvé que ces cœurs se forment majoritairement dans les clumps des proto-amas, renforçant la difficulté de les trouver dû à la superposition de flots et de cœurs dans ce type d'environnement. Les cœurs couvrent des masses jusqu'à peu près $50 M_{\odot}$ et ont des tailles (FWHM) déconvoluées entre 1350 et 4200 ua. Leurs densités sont très importantes, entre 2×10^6 et $1.5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, engendrant des temps de chute libre très courts de l'ordre de 3 à 20×10^3 ans.

En adoptant un temps de vie protostellaire constant de 3×10^5 ans, nous avons pu calculer le temps de vie statistique de la phase préstellaire massive. Pour cela nous avons réalisé des histogrammes avec différents bins de masse. Ces résultats sont présentés en détail dans la section

7 de l'article ci-dessous. Nous avons calculé ces temps de vie pour deux hypothèses différentes sur l'évolution du cœur protostellaire dans le temps. La première hypothèse suppose des flots d'accrétion de matière de l'échelle du clump qui viennent maintenir la masse de l'enveloppe du cœur protostellaire constante au cours du temps (scénario "clump-fed"). La deuxième hypothèse suppose que le réservoir de masse initiale est un réservoir fini et que la masse de l'enveloppe protostellaire diminue au cours du temps (scénario de "core-fed"). Dans les deux cas, nous observons une diminution du temps de vie statistique avec la masse. Dans le modèle d'accrétion à grande échelle, nous obtenons une diminution de 240×10^3 ans pour $8 M_{\odot} < M < 16 M_{\odot}$ vers 100×10^3 ans pour $30 M_{\odot} < M < 55 M_{\odot}$. Dans le modèle de réservoir de masse fini, nous obtenons une diminution de 120×10^3 ans pour $8 M_{\odot} < M < 16 M_{\odot}$ vers 50×10^3 ans pour $30 M_{\odot} < M < 55 M_{\odot}$.

Ces temps de vie statistiques obtenus sont plus élevés que ceux de la phase préstellaire de faible masse d'environ 10^6 ans. La phase préstellaire massive est donc plus courte que la phase préstellaire de faible masse. Cela suggère que nous avons besoin de flots de matière supersoniques de l'ordre du km s^{-1} afin de pouvoir collecter autant de masse en des temps aussi courts. En revanche, lorsque l'on compare ces temps de vie avec les temps de chute libre, on obtient des rapports de plus de 10 fois le temps de chute libre. Cela suggère un besoin fort contre l'effondrement gravitationnel en plus du support thermique. Ce support peut être d'origine turbulent, magnétique ou rotationnel.

Le chapitre 4 sur l'analyse moléculaire des 12 candidats préstellaires les plus massifs permettra notamment d'étudier la turbulence des cœurs.

3.2.2 Article : "Census and lifetime of high-mass prestellar cores in 14 massive protoclusters" (Vaille-Manet et al. 2024, soumis à A&A)

ALMA-IMF XVI - Census and lifetime of high-mass prestellar cores in 14 massive protoclusters

M. Valeille-Manet¹, S. Bontemps¹, T. Csengeri¹, T. Nony^{2,3}, F. Motte⁴, A. M. Stutz^{5,17}, A. Gusdorf^{6,7}, A. Ginsburg⁸, R. Galván-Madrid², P. Sanhueza^{12,13}, M. Bonfand⁹, N. Brouillet¹, P. Dell’Ova^{6,7}, F. Louvet⁴, N. Cunningham^{4,10}, M. Fernández-López¹¹, F. Herpin¹, F. Wyrowski¹⁵, R. H. Álvarez-Gutiérrez⁵, M. Armante^{6,7}, A. E. Guzmán¹⁴, N. Kessler¹, A. Koley⁵, J. Salinas⁵, T. Yoo⁸, L. Bronfman¹⁶, and N. Le Nestour⁴

(Affiliations can be found after the references)

Received ...; accepted ...

ABSTRACT

Context. High-mass prestellar cores are extremely rare. Indeed, the search for such objects has until recently been hampered by small sample sizes, leading to large ambiguities in their lifetimes and hence the conditions in the cores in which high mass stars ($\geq 8 M_{\odot}$) form.

Aims. Here we leverage the large sample (~ 580 cores) detected in the ALMA-IMF survey to identify both protostellar and prestellar cores to estimate their relative lifetimes.

Methods. We use CO and SiO outflows to reliably identify protostellar cores. We present a new automated method based on aperture line emission and background subtraction to systematically detect outflows associated with each of the 141 most massive cores. Massive cores which are not driving an outflow in either tracer are identified as prestellar. After careful scrutiny of the sample, we derive statistical lifetime estimates for the prestellar phase.

Results. Our automated method allows for efficient detection of CO and SiO outflows and has a similar performance efficiency as more cumbersome classical techniques. We identify 30 likely prestellar cores with $M \geq 8 M_{\odot}$, of which 12 have core masses $M \geq 16 M_{\odot}$. The latter contains the best candidates for high-mass star precursors. Moreover, most of these 12 are located inside the crowded central regions of the protoclusters, where most high-mass stars are expected to form. Using the relative ratios of prestellar to protostellar cores, and assuming a high-mass protostellar lifetime of 300 kyr, we derive a prestellar core lifetime of 120 kyr to 240 kyr for cores with masses $8 M_{\odot} < M < 16 M_{\odot}$. For $30 M_{\odot} < M < 55 M_{\odot}$, lifetimes range from 50 kyr to 100 kyr. The spread in timescales reflects different assumptions for scenarios for the mass reservoir evolution. These timescales are remarkably long compared to the 4 kyr to 7 kyr free-fall time of the cores. Hence, we suggest that high mass cores live ~ 10 to 30 free-fall times, with a tentative trend of a slight decrease with core mass. Such large ratios suggest that the collapse of massive cores is slowed down by non-thermal support of turbulent, magnetic or rotational origin at or below the observed scale.

Key words. stars: formation – stars: massive – stars: prestellar cores – stars: protostellar cores – ISM: outflows – ISM: clouds

1. Introduction

Understanding star formation strongly relies on unveiling the youngest stages of the evolution from molecular gas to young stars, i.e. the stages of the so-called protostars and pre-collapse or prestellar cores (e.g. Lada & Adams 1992; Andre et al. 2000 and references therein). These stages still carry the imprint of the physical properties at the onset of collapse and of the prevailing physical processes leading to the birth of a new star. For low-mass star formation, a fairly good census of all protostars and prestellar cores has been obtained with a series of infrared (IR) space telescopes, such as *IRAS*, *ISO*, *Spitzer* and *Herschel* leading to a view with a sequence of different observational stages led by clear physical processes.

Low-mass ($M < 8 M_{\odot}$) prestellar cores (hereafter PSCs) are believed to originate from quasi-static contractions of dense cores and clumps, well described by Bonnor-Ebert spheres, and leading to a gravitational collapse when gravity cannot be contained by the other supports, i.e. thermal, magnetic and turbulent pressures. In nearby molecular clouds, the properties of low-mass PSCs have been widely studied leading to a picture, namely the gravo-turbulent scenario (Padoan & Nordlund 2002), of a probable slow contraction of low density clump to high density cores over ~ 1 Myr (e.g. Jessop & Ward-Thompson 2000; Könyves et al. 2015). The typical thermal Jeans masses are also

found to correspond well to the stellar masses suggesting no additional support to thermal pressure is required to account for low-mass star masses.

In contrast the steps to form high-mass stars ($M > 8 M_{\odot}$) are much less understood. From the observational point of view this is due to the rarity of high-mass stars and the need to search for high-mass protostellar objects at large galactic distances (typically at a distance $d > 2$ kpc; Motte et al. 2018a). From the theoretical point of view, the modeling and simulations have difficulties in accounting for the full complexity of the required physics to explain the highest stellar masses, which certainly have to involve magnetic fields, turbulence and radiative energy at the same time and over decades of different scales in molecular clouds (e.g. Tan et al. 2014; Stutz & Gould 2016; Commerçon et al. 2022). Low-mass PSCs are easy to study and can be convincingly seen as the reservoir of mass to form stars (Motte et al. 1998; Launhardt et al. 2013; Könyves et al. 2015; Furlan et al. 2016) possibly formed by thermal Jeans instability in dense filaments and clumps, following the so-called core-fed scenario. In contrast, the reservoirs to form high-mass stars are much elusive and seem too massive to be explained by simple thermal Jeans fragmentation, certainly requiring magnetic and turbulent supports to keep possible the core-fed scenario. Continuously driven turbulence could increase the local Jeans masses enough

to explain high-mass reservoirs (McKee & Tan 2003). The global gravitational potential well of dense clumps (> 0.1 pc scale) could also lead to a competition for accretion from the large infall rates (Bonnell et al. 2001). The reservoir of mass to form high-mass stars could therefore mostly reside at clump scales with powerful convergence of gas down to protostellar scales in a so-called clump-fed scenario (Peretto et al. 2013; Csengeri et al. 2011; Duarte-Cabral et al. 2013; Peretto et al. 2020). It is unclear which exact physical processes are regulating or dominating the evolution of these massive cradles, and at which scale(s) a fragmentation process might yield small scale concentrations of mass that we would call "cores". Hence it remains unclear if high mass reservoirs can be pinpointed observationally as well-identified objects distinct from their surroundings (Motte et al. 2007; Tigé et al. 2017; Sanhueza et al. 2019; Morii et al. 2023).

Observationally the protoclusters are very dynamical in nature (Schneider et al. 2010; Peretto et al. 2013; Avison et al. 2021; Álvarez-Gutiérrez et al. 2024) and the dense high-mass clumps do not have the required level of turbulence to explain high-mass Jeans fragmentation (e.g. Csengeri et al. 2011). In order to explain the very rare occurrence of high-mass PSCs, Motte et al. (2018a) proposed a scenario in which protostellar cores and their parental clumps simultaneously grow in mass and accrete gas from their surroundings without any high-mass reservoir formed at early stage. The top-heavy core mass functions recently observed in the ALMA-IMF protoclusters (Motte et al. 2018b; Pouteau et al. 2022; Louvet et al. sub.) and its proposed evolution (Pouteau et al. 2023; Nony et al. 2023; Armante et al. 2024) could reflect this effect of progressive increase of core mass from the prestellar to the protostellar phase.

To understand the precise origin of high-mass stars, it is most vital to find very good examples of high-mass PSCs, and to study their physical properties. Such high-mass PSCs are, however, extremely rare as recognised early on by Motte et al. (2007) (see also Motte et al. 2018a for a review). So far only a few candidates for high mass prestellar cores have been found as compact cores that are both massive enough (at least above $16 M_{\odot}$) and without any outflow detection:

- CygX-N53-MM2 discovered in Duarte-Cabral et al. (2013) among nine other high-mass protostellar cores which does not show any strong sign of CO outflow but which is also situated on the side of a strong protostellar outflow from the nearby CygX-N53-MM1 protostellar core.
- G11.11-P6-SMA1 found in Wang et al. (2014) which is relieved of any outflow emission.
- W43-MM1 #6 discovered in Nony et al. (2018) which does not drive any strong outflow (it is close to a strong outflow driving high-mass protostar W43-MM1 #3) but has an interesting and unusual weak emission of complex organic molecules pointing to the presence of some warm gas inside it (between 20 and 90K; Molet et al. 2019).
- C2c1a in the Dragon cloud from Barnes et al. (2023) which is a core not driving any CO outflow but which might not be massive enough to be in the high mass regime. The relatively high-mass in Barnes et al. (2023) is due to an adopted very low temperature close to 9 K (from NH_3 gas temperature estimate) and a favorable dust opacity (see Sect. 5.2).

Some additional candidates in the past have been discarded since then: cores G11.92-0.61-MM2 of Cyganowski et al. (2014) and C1S of Tan et al. (2013) have been found to be protostellar in nature after follow up observations (Cyganowski et al. 2022 and Tan et al. 2016 respectively). Some recent studies have searched

for high-mass prestellar cores but without success most probably due to low statistics in the sample of high-mass cores (e.g. Louvet et al. 2019 and Morii et al. 2023 for the ALMA program ASHES). It is thus vital to observe some more significant samples of high-mass PSCs.

ALMA-IMF is the largest ALMA survey for high-mass protostellar objects in the relatively nearby high-mass protoclusters of the Galaxy (see Motte et al. 2022 for an overview). As suggested by Sanhueza et al. (2019), if high-mass prestellar cores exist they are most likely to be found in more massive and possibly more evolved environments than clumps in so-called IR Dark Clouds (IRDC). Xu et al. (2024) also observed that starless cores become more massive in evolved clumps such as protoclusters. ALMA-IMF survey allows us thus for the first time to search for high-mass prestellar cores in such environments with unprecedented statistics.

At disk and protostar scale, there is evidence that low and high-mass star accretion and ejection rely on the same mechanism of the magneto-centrifugal accretion-ejection process (Blandford & Payne 1982; Ferreira et al. 2006) with a magnetic regulation of the angular momentum in the inner parts of the accretion disk (see Matsushita et al. 2017; Kölligan & Kuiper 2018; Csengeri et al. 2018; Olguin et al. 2023 for high-mass protostars). Accretion onto protostars is possible only if angular momentum in excess is driven away by ejecting part of the accretion flow through a magnetised jet and wind in the polar directions. Ejection of angular momentum allows the main accretion flows to spiral down onto the inner protostar in the equatorial plane. Since protostars are embedded inside their collapsing envelope and in surrounding dense clumps and filaments, jets and winds have to strongly interact with the surroundings. These interactions lead to a large amount of entrained gas in a roughly momentum conserved manner easily seen in CO line wings since CO is the most abundant observable species in cold dense gas. CO outflows are thus the best tracers of accretion for protostellar objects of all masses. This strong link between CO outflows and accretion onto protostars was first recognized observationally by Bontemps et al. (1996) for low-mass protostars. In addition to CO, SiO is a great tracer of shocks and can help to identify outflows especially in very crowded regions where the confusion of CO can be important. These outflows can therefore be used to recognize accretion in cold cores to differentiate between prestellar cores (potential infall or slow contraction but no central accretion on a protostar) and protostellar objects (accretion on the central protostar). Here we use the CO and SiO outflow diagnostics as a signpost of protostellar accretion in the ALMA-IMF cores.

After presenting the dataset in Sect. 2, we describe the CO and SiO outflow automated method to detect in a homogeneous way the outflows associated with the detected protostars of the ALMA-IMF fields in Sect. 3. We then show that, as expected, most of the detected cores are driving outflows (Sect. 4). However, we identify a number of clearly young high-mass cores without outflow, making them excellent candidates to be high-mass PSCs. These sources are described in Sect. 4. We define high-mass PSCs and present the robust sample of high-mass PSC candidates in Sect. 5. Their rarity is discussed in Sect. 6. In Sect. 7, we then discuss this result in the context of the expected evolution of a high-mass protostar, deriving a strongly improved lifetime for PSCs for the high-mass regime which can be used to discuss first implications on the way high-mass star may form.

Table 1. Overview of the ALMA-IMF protocluster clouds, their evolutionary stage and angular resolution.

Protocluster cloud name ¹	RA ¹ [ICRS (J2000)]	Dec ¹	V _{LSR} ² [km s ⁻¹]	d ¹ [kpc]	M _{cloud} ¹ × 10 ³ M _⊙	Evolutionary stage ³	ν _{1.3mm} ⁴ [GHz]	θ ⁵ ["]	θ ^{spw16} _{ave} ["]	θ ^{spw57} _{ave} ["]
G008.67	18:06:21.12	-21:37:16.7	+35.0	3.4	3.1	I	228.732	0.79	0.80	0.76
G010.62	18:10:28.84	-19:55:48.3	-2.7	4.95	6.7	E	229.268	0.55	0.60	0.54
G012.80	18:14:13.37	-17:55:45.2	+36.1	2.4	4.6	E	229.080	1.13	1.07	1.00
G327.29	15:53:08.13	-54:37:08.6	-45.0	2.5	5.1	Y	229.507	1.08	0.78	0.73
G328.25	15:57:59.68	-53:58:00.2	-43.4	2.5	2.5	Y	227.575	1.08	0.66	0.61
G333.60	16:22:09.36	-50:05:58.9	-47.8	4.2	12.0	E	229.062	0.64	0.71	0.65
G337.92	16:41:10.62	-47:08:02.9	-39.6	2.7	2.5	Y	227.503	1.00	0.73	0.68
G338.93	16:40:34.42	-45:41:40.6	-61.1	3.9	7.1	Y	229.226	0.69	0.72	0.67
G351.77	17:26:42.62	-36:09:20.5	-3.9	2.0	2.5	I	227.991	1.35	0.95	0.88
G353.41	17:30:26.28	-34:41:49.7	-17.6	2.0	2.5	I	229.431	1.35	0.97	0.90
W43-MM1	18:47:47.00	-01:54:26.0	+97.4	5.5	13.4	Y	229.680	0.49	0.55	0.50
W43-MM2	18:47:36.61	-02:00:51.1	+91.0	5.5	11.6	Y	227.597	0.49	0.56	0.56
W43-MM3	18:47:41.46	-02:00:27.6	+93.0	5.5	5.2	I	228.931	0.49	0.61	0.58
W51-E	19:23:44.18	+14:30:29.5	+55.2	5.4	32.7	I	228.918	0.50	0.4	0.46
W51-IRS2	19:23:39.81	+14:31:03.5	+61.4	5.4	20.6	E	228.530	0.50	0.62	0.55

¹ Protocluster name, central position used for the ALMA-IMF observations. Distances and masses are taken from Motte et al. (2022) and references therein.

² Velocity relative to the local standard of rest extracted from Cunningham et al. (2023).

³ Classification of the ALMA-IMF protocluster clouds: Young (Y), Intermediate (I), and Evolved (E) (see Section 4.1 by Motte et al. (2022)).

⁴ Central frequencies of observations in Band 6 extracted from Louvet et al. (sub.)

⁵ Angular resolution in Band 6 extracted from Louvet et al. (sub.)

⁶ Angular resolution in spw1 Band 6 define as $\theta_{ave} = \sqrt{\theta_{maj} \times \theta_{min}}$ and extracted from Cunningham et al. (2023)

⁷ Angular resolution in spw5 Band 6 extracted from Cunningham et al. (2023)

Table 2. Spectral lines used and their spectral resolution.

Line	Frequency [GHz]	ALMA Band	Spectral window	Cube bandwidth [MHz]	Resolution [kHz]	Resolution [km s ⁻¹]
SiO(5-4)	217.105	B6	SPW 1	234	244	0.34
DCN(3-2)	217.238	B6	SPW 1	234	244	0.34
CO(2-1)	230.538	B6	SPW 5	974	468	1.27

2. Observations and data reduction

The data used for this paper are part of the large program *ALMA-IMF¹: ALMA transforms our view of the origin of stellar masses* (#2017.1.01355.L, PIs: Motte, Ginsburg, Louvet, Sanhueza), which targets 15 massive protoclusters located at distances from 2 to 5.5 kpc. Motte et al. (2022) (ALMA-IMF Paper I) describe in detail the ALMA-IMF large program, its objectives and first results. In short, the targets were selected from the ATLASGAL survey carried out with the APEX telescope (Csengeri et al. 2014), from which Csengeri et al. (2017) identified the 200 sub-millimeter brightest star forming clumps covering different evolutionary stages. We used the Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA) interferometer to image these regions in two frequency bands : Band 3 (B3; ~91-106 GHz) and Band 6 (B6; ~216-234 GHz) as described in Motte et al. (2022). Table 1 lists the main characteristics of each protocluster, such as their name and central positions, V_{LSR}, distance from the Sun, evolutionary stage from Motte et al. (2022), the synthesized beam of the continuum maps in arc seconds, and the corresponding physical scale in astronomical unit (au), as well as the synthesized beam in arc seconds of the line datacubes used.

Details of the data reduction process is described in Ginsburg et al. (2022) (ALMA-IMF Paper II) that presents the continuum maps at 1.3 mm and 3 mm for the 15 protoclusters. We use here on the catalogs of continuum sources from Louvet et al. (sub.) that were obtained with the source extraction algorithm getsf (Men'shchikov 2021). We use the source catalogs extracted from the cleanest continuum maps smoothed to a common physical resolution of 2700 au that corresponds to the poorest resolution of the sample. Sources potentially contaminated by free-free emission were removed from this catalog based on spectral index estimations (see Galván-Madrid et al. sub. and Louvet et al. sub. for details). In short, the cleanest continuum maps are obtained by using only line free channels to estimate the continuum. The smoothing was done in order to obtain the same spatial resolution of 2700 au in Band 6 for all the targeted regions. This provides us a sample with a total of 580 gravitationally bound cores on the same linear scale (cores are considered as bounded for M_{BE}/M_{core} < 2 in Louvet et al. sub.). We identify the sources based on the core name from Louvet et al. (sub.), and the core numbering per each protocluster.

We also make use of the spectral line datacubes from ALMA-IMF, in particular the CO (J=2-1), the SiO (J=5-4), and the DCN (J=3-2) transitions. While the CO and SiO lines are

¹ <https://www.almaimf.com>

used to trace protostellar outflows, DCN is used to estimate a V_{LSR} for each source individually, similarly as done by [Cunningham et al. \(2023\)](#). The data reduction of the line cubes is presented in detail in [Cunningham et al. \(2023\)](#). We use the spectral line datacubes with the "JvM" correction ([Jorsater & van Moorsel 1995](#)) of the residual flux scale. The continuum is subtracted from the datacubes using the STATCONT procedure ([Sánchez-Monge et al. 2018](#)). The SiO (J=5–4) line is covered in our Band 6 setup and spectral window 1 together with the DCN (J=3–2) line. The CO (J=2–1) transition is also in our Band 6 setup and the spectral window 5. We use data only from the ALMA 12 m array configurations. The beam sizes of the linecubes used here are comparable to the continuum ones with a difference up to 35% depending on the region. The synthesized beam sizes and sensitivity of the linecubes is described in [Cunningham et al. \(2023\)](#). We summarize the observing parameters for the spectral line datacubes used here in Table 2.

As described in [Cunningham et al. \(2023\)](#), due to bright and extended CO emission in some regions, we masked channels around their V_{LSR} to avoid cleaning divergences in this spectral window. The G351.77 protocluster still presents strong sidelobes at high velocities in the CO datacube, preventing us from studying the protostellar outflows in this region, overall leaving us with the remaining 14 protoclusters of ALMA-IMF.

[Nony et al. \(2020\)](#) and [Nony et al. \(2023\)](#) used the same CO transition as we use here to distinguish pre- and protostellar cores in the W43 protoclusters. [Towner et al. \(2024\)](#) used the SiO (J=5–4) transition of ALMA-IMF to search for shocked gas potentially associated with outflows although with no attempt to associate them to their driving sources. [Armante et al. \(2024\)](#) studied the evolved protocluster, G012.80, from ALMA-IMF and they also classified pre- and protostellar cores using the same CO and SiO transitions. A comparison of these studies and our work is presented in Sect. 4.3.

3. A systematic method to detect proto-stellar outflows

Our goal here is to classify cores from ALMA-IMF into protostellar or prestellar cores. To do so, we make use of the CO (J=2–1) and SiO (J=5–4) lines to perform a systematic search for high-velocity emission. Such emission is likely to correspond to directly ejected and gas entrained by ejected material due to protostellar accretion, and can be thus efficiently used to identify protostellar sources.

3.1. Detection of high velocity excess emission: On-Off spectra

We develop an automatic method to systematically identify protostellar outflows by looking for high-velocity excess emission in the CO and SiO spectra. For this purpose, we use the ellipse corresponding to the extracted continuum source, where the major and minor axes of the ellipse are defined as the FWHM of the fitted 2D Gaussian major and minor axes. We then take the mean of the spectra within this region. We use this spectrum as an On source measurement, and compute an Off source measurement, using an annulus between 2.5 and 3.5× the FWHM of the on-source ellipse. In this annulus we exclude pixels belonging to another continuum source. See example in Fig. 1 and in App. A. With this method, our aim is to measure emission from the ejected and entrained gas from the relatively close vicinity of the source itself. By subtracting the Off measurement from

the On, we can search for high-velocity residual emission in the immediate vicinity of the protostellar core, as first introduced by [Bontemps et al. \(1996\)](#) and explained in detail in [Duarte-Cabral et al. \(2013\)](#). This method relies on the principle that any ejection events should accelerate a significant amount of gas inside the core itself so that an excess of outflowing gas on the core (On spectrum) should be detected compared to the average surrounding (Off spectrum).

We compute this differential spectra for all sources with $M > 8 M_{\odot}$ where we used a conservative temperature estimate of 20 K (see Sect. 4.1) from the catalog of [Louvét et al. \(sub.\)](#).

ALMA-IMF targets several of the most active star forming regions of the Galaxy, and therefore we have several complex areas where many cores and outflows overlap. Therefore, to complement our analysis based on differential spectra, we also produced maps of molecular outflows using moment zero maps to study their spatial distribution, as presented in Sect. 3.5.

We show in Fig. 1 the W43-MM2 #3 source as an example. The On-Off spectrum shows an excess emission at velocities offset from the source V_{LSR} corresponding to line wings. This example demonstrates that core #3 exhibits an excess in high-velocity emission up to $\pm 75 \text{ km s}^{-1}$, corresponding to outflowing and ejected gas, and thus can be classified as a protostellar core. The corresponding spectra of each PSC candidate identified in this paper are shown in App. E.

3.2. V_{LSR} estimation of dust cores

In order to define the velocity ranges corresponding to our definition of high-velocity emission, we first need precise and systematic estimates of the V_{LSR} of each dust core. As shown in [Cunningham et al. \(2023\)](#), the typical dispersion of the V_{LSR} for individual sources within our protoclusters can be as high as 12 km s^{-1} , meaning that the determination of the V_{LSR} of individual cores is important to well define the velocity range sufficiently offset from the source V_{LSR} .

Using the same approach as in [Cunningham et al. \(2023\)](#), we perform here an independent estimate of the V_{LSR} of each dense core using the DCN (J=3–2) transition. We extract the On-Off spectrum of the DCN line towards each core in the same fashion as discussed above, and as in [Cunningham et al. \(2023\)](#), then fit a single component 1D Gaussian. We consider a line detected if the fit has a FWHM larger than the spectral resolution and the measured area is greater than 5σ . We estimate σ by using the noise spectrum presented in Fig. 2 on the channels of the fit area. For a discussion on the noise estimation we refer to Sect. 3.3. If these criteria are not met, we perform the same fitting using the On spectrum. Finally, if none of the fits are good, we use the mean V_{LSR} of each region, as the value for the individual core, estimated with the DCN measurements on the cores where the fits can be performed. The DCN (J=3–2) spectra and the respective fit for every prestellar core candidate is provided in App. E. Our V_{LSR} estimates are in agreement with the estimates of [Cunningham et al. \(2023\)](#) for sources that are classified as exhibiting a single component DCN emission. Compared to the analysis shown in [Cunningham et al. \(2023\)](#), here we go a step further by fitting also the On spectra. From the sample of 141 cores presented in Sect. 4.4, we get 136 individual V_{LSR} , among which 116 are also in [Cunningham et al. \(2023\)](#), from the fit of 106 On-Off and 30 On spectra, while the region V_{LSR} is used for the 5 cores without a good DCN detection.

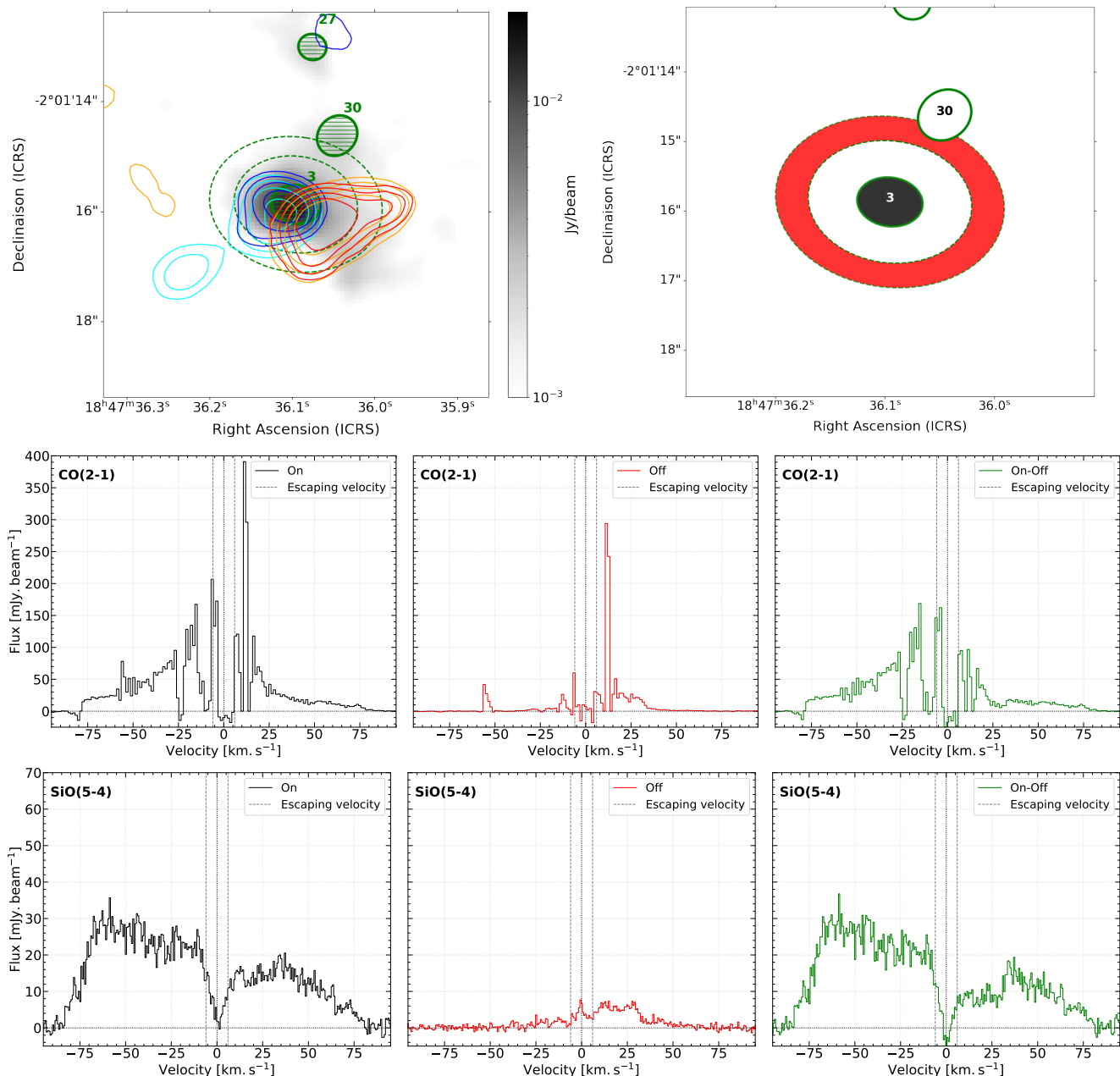


Fig. 1. Overview of the outflow detection procedure using the On-Off spectra presented in Sect. 3.1. **Top Left:** Zoom on the continuum core #3 overlaid on the 1.3mm dust continuum map of W43-MM2 (in grey scale). The green ellipses correspond to the FWHM of the extracted source sizes to the continuum emission by getsf. Colored CO (2–1) contours are 10, 20, 40 and 80 in units of σ , with $\sigma = 14.3, 12.6, 10.8, 9.0$ mJy beam⁻¹ km s⁻¹ for cyan, blue, orange and red contours respectively. The corresponding velocity ranges are ± 15 –23 km s⁻¹ for cyan and orange, -31 –42 km s⁻¹ for blue and $+31$ –50 km s⁻¹ for red. These velocities have been centered the of the core (see text). **Top Right:** Example of the On (black ellipse) and Off (red annulus) spectra computation used to estimate the core-averaged background-subtracted spectra, here for core #3. **Bottom :** Resulting CO(2-1) and SiO(5-4) On (black), Off (red), and On-Off (green) spectra for core #3 which show clear line wings, representative of its bipolar outflow that can be analysed in its On-Off spectra. The black and red spectra are computed in the black ellipse and red annulus of the top right panel. The grey dashed lines correspond to the escaping velocity (i.e. the velocity to escape the gravitational orbit) presented in Sect. 3.4. From now on all the SiO spectra shown are smoothed by a factor of two in spectral resolution purely for visual clarity, but the analysis has been carried out using the full spectral resolution.

3.3. Noise estimates

The noise distribution of the ALMA-IMF datacubes exhibits some spatial and spectral variations. Spatial variations of the noise distribution for other transitions in the ALMA-IMF has been discussed for example in Bonfand et al. (2024). The CO (J=2–1) datacube is particular in this context, because channels

close to the source V_{LSR} exhibit a higher noise mostly due to side-lobes from missing short spacings.

In order to be able to estimate the significance of CO emission individually in each velocity channels we have estimated the emission noise using the spatial variation of emission in both for the CO and the SiO lines. For that we measured some ran-

domly chosen On-Off spectra to estimate the emission dispersion of each channel inside the collection of spatially different On-Off spectra. To do so, we first mask all the pixels from the cores of the ALMA-IMF catalog and the noisy edges of the datacubes. We then compute the On-Off spectrum for randomly placed 150 sources with convolved FWHM sizes between 3000 and 5500 au, a random position angle and eccentricity between 0 and 0.8 for each (see Fig. B.1 in App. B). We compute the mean and extract the standard deviation of the 150 On-Off fluxes for every channel, and use this dispersion as the noise in each channel. Placing 150 On-Off random locations allows to account for the spatial variations of the datacube, while doing it for every channel account for the spectral variations.

As an example, we show the noise estimation in Fig. 2 for the W43-MM2 region for one channel (top panel), and then the noise spectra extracted for both CO and SiO datacubes (middle and bottom panels). The noise spectrum recovers well the fluctuations of emission in the cube (shown on the right y-axis) when we compare the noise over the channels with the mean spectrum of a datacube. In Fig. 2 we show our velocity axis centered on the V_{LSR} of the region. We find that the noise is increasing where the CO emission is bright, i.e. close to the source V_{LSR} , and between 25 and 55 km s^{-1} for W43-MM2 where there is a significant foreground CO emission (foreground cloud on the line of sight; see Nony et al. 2023, Nguyen-Luong et al. 2017). The noise is globally decreasing for velocities largely offsetted from CO emission at the V_{LSR} , confirming the interest to estimate such a precise noise variation along the velocity channels. In Fig. 2, bottom panel, we see that the typical noise spectrum (for W43-MM2) for SiO is much more uniform than for CO.

3.4. Identification of outflow emission

From our analysis above, we obtain a spectrum representing the CO and SiO emission for each dust core. As a next step we analyse these spectra to search for emission at high velocities compared to the source V_{LSR} . We define the velocity range to search for gas that can escape the core gravitational potential by computing the escape velocity for a core mass of $M = 50 M_{\odot}$ and a radius r of 3000 au as $V_{\text{esc}} = \sqrt{\frac{2GM}{r}}$, where G is the gravitational constant. We obtain an escape velocity of 5.4 km s^{-1} which is then used to define the velocity limits to identify outflowing gas. Since the CO emission from the protocluster is usually broader than this limit we actually adopt a slightly larger value of $> \pm 6 \text{ km s}^{-1}$ around the V_{LSR} to search for possible significant outflowing gas emission. This threshold in velocity offset is used systematically for all cores. We consider emission as significant in two steps: if at least two consecutive channels exceed 5σ then the emission is directly considered as significant; if this first criteria is not reached but the sum of the emission in five consecutive channels or less exceed the 5σ threshold, it is also considered as significant emission. These criteria are considered for both CO and SiO lines, however significant emission in the high-velocity part in one of the two lines is considered sufficient to be considered as an outflow.

The method described above is the first step of our detection procedure. In the case of crowded regions, outflows from nearby protostars can deposit some momentum on the detected cores, therefore it is necessary to also visually check the spatial distribution of outflowing gas to support our systematic outflow detection method (see next section). For this we have also automatically produced moment zero maps of outflows in both CO and SiO.

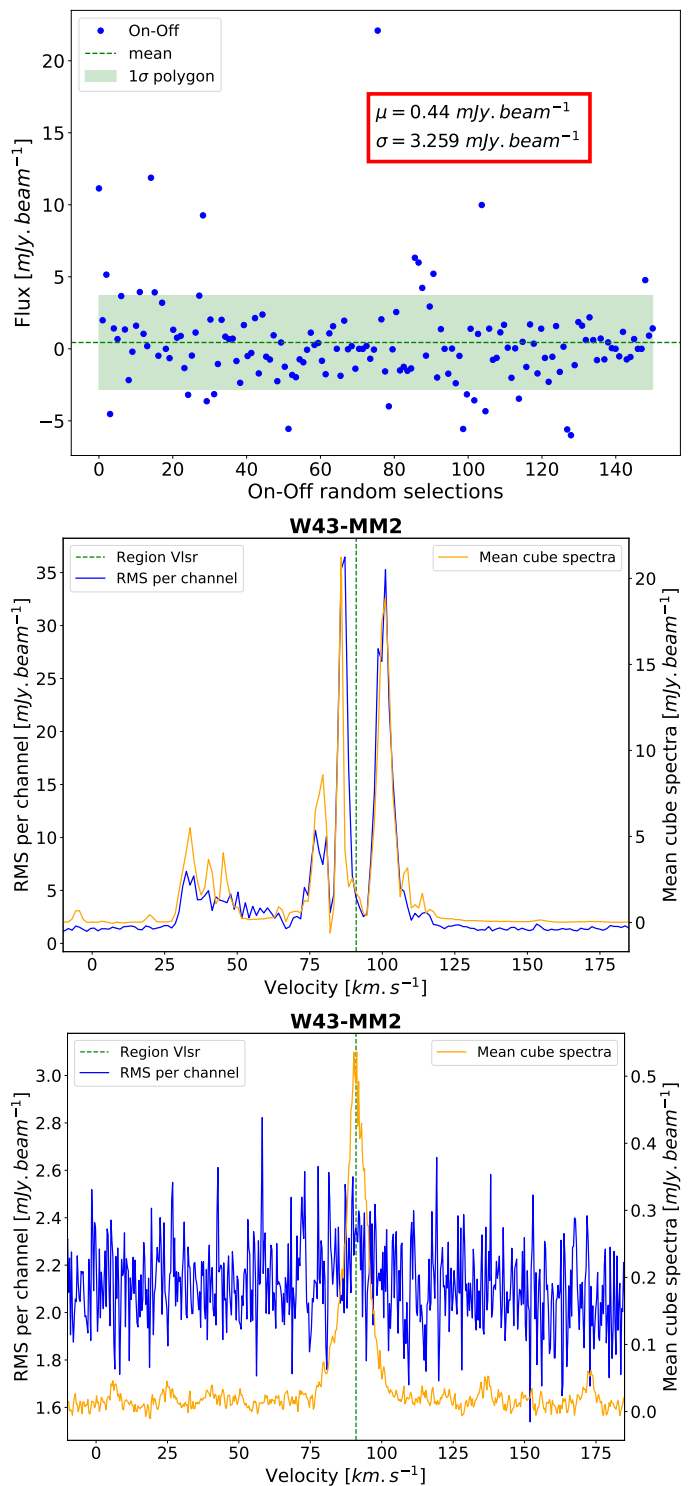


Fig. 2. Top : One channel dispersion of the On-Off 150 random selections fluxes in the CO datacube of the region W43-MM2. The mean (μ) and standard deviation (σ), which is assumed for the noise in a respective channel, are indicated in the panel. **Middle :** Noise spectra of the CO datacube of the region W43-MM2 (in blue, left y axis) overlaid with its mean cube spectra (in orange, right y axis). The mean cube spectra is computed by averaging the fluxes of all the pixels (except the ones of the edges) at every channel. The green dotted line is centered on the V_{LSR} of the region. **Bottom :** Same as above for the SiO datacube.

3.5. Molecular outflow maps

To complement the On-Off method presented above, we compute moment zero maps of the blue- and red-shifted wings of the CO (2-1) and SiO (5-4) lines, that are then compared to the continuum map and the position of continuum cores. The visual inspection of maps of high velocity lobes is the usual method to recognise outflows and their driving sources which are placed at the center of the usual bipolar configuration of molecular outflows (see e.g. Armante et al. 2024, Nony et al. 2023, Avison et al. 2021, Nony et al. 2020, Li et al. 2020, Cunningham et al. 2016, Duarte-Cabral et al. 2013). Here the velocity ranges of integration are chosen as the best compromise to cover the full CO and SiO emission in the line wings. We try to avoid a too strong contamination from the broad CO emission of the region, while keeping the same velocity ranges (compared to V_{LSR}) for the 14 ALMA-IMF protoclusters. We then choose as a reference to have low and high velocity contours at velocity offsets with respect to the V_{LSR} at $\pm 15\text{--}30\text{ km s}^{-1}$ and $\pm 30\text{--}50\text{ km s}^{-1}$ for CO, and $\pm 10\text{--}25\text{ km s}^{-1}$ and $\pm 25\text{--}50\text{ km s}^{-1}$ for SiO. These ranges can slightly change depending on the region to avoid some possible strong CO foreground or background cloud contamination. Figure 3 shows the example for the W43-MM2 region with the CO and SiO molecular outflow maps on the left and right panel, respectively. Some CO contamination is, however, still present in the outflow map, shown by the north blue-shifted low-velocity emission (cyan contours) and the south-east blue-shifted high-velocity emission (blue contours). This emission is not collimated and not associated with a continuum core, therefore it is not considered as outflow emission. The CO and SiO outflow maps of each high-mass PSC candidate identified from this work (see Sect. 4.1 below) are presented in Appendix E with the corresponding velocity range plotted on the spectra and the characteristics for each map in the caption. The noise for each velocity range to represent the contours is obtained from the noise estimation presented in Sect. 3.3.

4. Results and analysis

4.1. High-mass cores in ALMA-IMF

We estimate the core masses using the classical formula modified to correct from optically thick emission as in Pouteau et al. (2022) (see their appendix B), which converts the integrated flux ($S_{1.3\text{mm}}^{\text{int}}$) and peak flux ($S_{1.3\text{mm}}^{\text{peak}}$) at 1.3 mm into a mass :

$$M_{\text{source}} = -\Omega_{\text{beam}}^{1.3\text{mm}} \frac{d^2}{\kappa_{1.3\text{mm}}} \frac{S_{1.3\text{mm}}^{\text{int}}}{S_{1.3\text{mm}}^{\text{peak}}} \ln \left(1 - \frac{S_{1.3\text{mm}}^{\text{peak}}}{\Omega_{\text{beam}}^{1.3\text{mm}} B(T_d, \nu)} \right) \quad (1)$$

where $\Omega_{\text{beam}}^{1.3\text{mm}}$ is the solid angle of the beam at 1.3mm, d is the distance between the region and the Sun, $\kappa_{1.3\text{mm}}$ is the dust opacity defined by $\kappa_{1.3\text{mm}} = 0.1(\nu/1000\text{ GHz})^\beta \text{ cm}^2\text{ g}^{-1}$, at the central frequency ν of the observations in the Band 6 of each region, with $\beta = 1.5$ chosen to be the same as in Louvet et al. (sub.) and Pouteau et al. (2022), which is the typical opacity index for cold and dense gas at the core scale (Andre et al. 1993, Ossenkopf & Henning 1994). $B(T_d, \nu)$ is the Planck function at the frequency ν and dust temperature T_d .

To cover all potential precursors of high-mass stars, we perform the systematic outflow detection on all cores above $8 M_\odot$ using a dust temperature of 20 K. This temperature could be in practice lower for PSCs without internal source as the cooling times are short at such high densities (shorter than free-fall

times for an isothermal collapse; see for instance Commerçon et al. 2022 and references therein), and could be as low as 10-15 K as observed in recent claims for high-mass PSCs such as in Mai et al. (2024), Barnes et al. (2023), Morii et al. (2023), or Sanhueza et al. (2017) in which they used NH_3 or rotational diagram of CH_3OH lines to derive gas temperatures. At a temperature of 15/10 K, our proposed threshold would then correspond to 12/16 M_\odot . A total of 141 cores were found above this threshold. The final adopted dust temperatures are further discussed object by object in Sect. 4.5 below.

4.2. Systematic detection of outflows

We use both the On-Off spectra (step 1) and the outflow lobe maps in CO and in SiO (step 2) described above in Sect. 3 to search for outflows inside the 141 cores from ALMA-IMF with $M > 8 M_\odot$.

Our primary and first criterium to decide whether a core is driving an outflow is based on the detection of a significant emission in the high velocity ranges in CO and/or in SiO in the On-Off spectrum towards the core. As a second step then we use the outflow lobe maps to check whether a possible significant detection of an excess (compared to the surroundings as measured in the Off spectrum) of outflowing gas towards the core could not be due to a nearby outflow (from another source). This would deposit some detectable momentum onto the targeted core. This happens often in the crowded regions like the ALMA-IMF central clumps. When such a clear nearby interacting outflow is present we consider to revise the On-Off result leading to a possible non detection of an outflow despite a significant excess on the source. This second criterion is slightly more subjective since it is based on the visual inspection of the maps but is necessary to reject clear cases of a significant influence of nearby outflows.

In practice to select potential pre-stellar core candidates not driving an outflow we adopt the following two steps:

- The CO and SiO spectra show no excess above 5σ in the blue- or red-shifted high-velocity ranges as defined in Sect. 3.5 ;
- If an excess is detected in the On-Off spectra onto the source, there is a nearby outflow driven by another source which convincingly explain this excess.

In Fig. 4 we show an example of a protostellar core and a prestellar source using both CO and SiO spectra and maps. These sources are representative of the simplest cases where there is no outflow confusion. The left panel shows the protostellar core #1 of the G328.25 region, known to be a hot core precursor (Csengeri et al. 2019; Bouscasse et al. 2022), where both the CO and SiO spectra show line wings representative of its bipolar outflow (e.g. Csengeri et al. 2018), clearly driven by the central source. The right panel confirms the prestellar nature of the core #6 of W43-MM1 as proposed by Nony et al. (2018). Neither the CO, nor the SiO spectra exhibit emission in the line wings, and no outflow is driven from the core shown in the CO and SiO maps.

As expected, a large number of the 141 targeted cores are found to drive outflows. However, 42 of these cores are found with no significant sign of outflowing activity, which are then considered to be PSC candidates. The CO and SiO outflow maps of the 12 most massive of these 42 PSC candidates are displayed in Fig. 5. In the different panels of Fig. 5, centered on these 12 high-mass PSCs, we see a number of cores associated with outflow lobes qualifying them as protostellar cores. On the other hand, at the center of these maps we see each PSC candidate that we propose showing no sign of outflow driven by these cores.

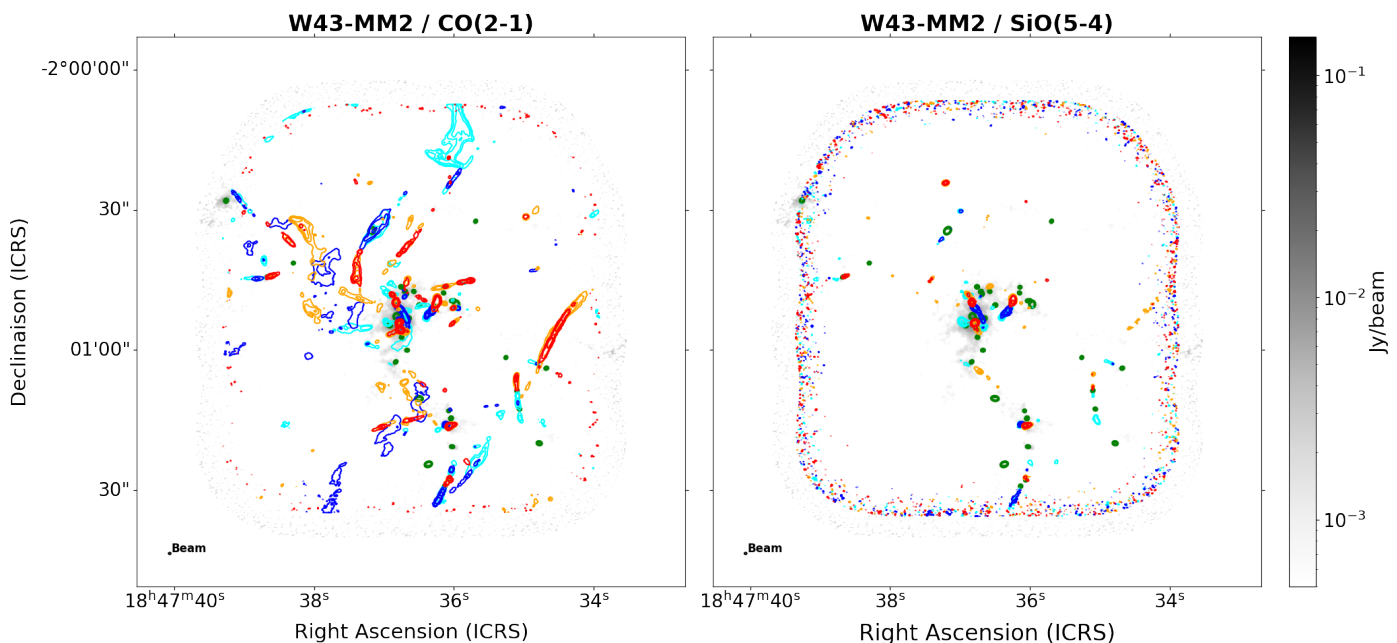


Fig. 3. CO (left) and SiO (right) molecular outflows map of the W43-MM2 region overlaid on the 1.3mm dust continuum map (in grey scale). The green ellipses represent the FWHM of the continuum cores convolved by the beam size. Moment 0 contours of the blue-shifted wings are overlaid on the continuum map at low velocity in cyan and high velocity in blue. Moment 0 contours of the red-shifted wings are overlaid on the continuum map at low velocity in orange and high velocity in red. CO and SiO contours are 10, 20, 40, and 80 in units of σ , with $\sigma = 18.9, 11.0, 18.1, 6.4$ mJy beam $^{-1}$ km s $^{-1}$ for CO, and $\sigma = 4.4, 5.7, 4.5, 5.7$ mJy beam $^{-1}$ km s $^{-1}$ for SiO, for cyan, blue, orange and red contours respectively. The corresponding velocity ranges are ± 15 –30 km s $^{-1}$ and ± 30 –45 km s $^{-1}$ for CO and ± 10 –25 km s $^{-1}$ and ± 25 –50 km s $^{-1}$ for SiO.

4.3. Comparison with previous ALMA-IMF outflow results

Nony et al. (2020) and Nony et al. (2023) previously used the CO ($J=2-1$) outflow lobe maps to visually identify outflows in the W43-MM1, W43-MM2 and W43-MM3 regions. These works were based on careful and relatively time consuming investigation of the outflow maps and cubes.

The comparison with our present results is therefore extremely interesting to validate the method since the data are the same (ALMA-IMF dataset). We see that our more automated method based on the On-Off spectra gives exactly the same identification of outflows for 26 protostellar common sources with Nony et al. (2020) and Nony et al. (2023). We see discrepancies in the identification of outflows for one core that we classify here as protostellar and for three out of 11 cores which we here consider as not driving any outflow. We classify W43-MM1 source #20² as protostellar due to a detection in the red-shifted wing in the On-Off spectrum and its associated lobe, while Nony et al. (2020) classified it as prestellar. Among the three other sources, two (W43-MM1 #30 and W43-MM2 #9)³ do not have any significant emission at high velocities in their On-Off spectrum and their outflow maps show no sufficient evidence of association with the surrounding lobes to validate an outflow from these cores. W43-MM1 #30 was indeed labeled as tentative in Nony et al. (2020). W43-MM2#2⁴ has no significant emission at high velocities in the On-Off spectrum in CO, but has a possible weak extend in high velocities (up to $\sim \pm 10$ km s $^{-1}$) in SiO, at the limit of the significance (4.8 and 2.5 σ in the blue and red parts respectively). In Nony et al. (2023) this source is an outflow

² This core is labeled as #37 in Nony et al. (2020) and Nony et al. (2023)

³ They correspond to sources #14 in Nony et al. (2020) and #15 in Nony et al. (2023) respectively.

⁴ It corresponds to source #6 in Nony et al. (2023).

source due to some weak red lobes in CO. But these lobes are weak and are situated at relatively large distance from the core making very uncertain the association of these lobes with the core. Altogether, we therefore can conclude that our automated fast method is validated against the more classical approach of Nony et al. (2020, 2023) for 36 out 38 cores (95 %) in W43 with a disagreement for only two sources, W43-MM1 #20 and W43-MM2 #2.

Towner et al. (2024) used the SiO ($J=5-4$) line to search for emission that could be associated to jet and outflow activity, independent of the core positions towards all ALMA-IMF fields. In that work however there was no attempt to associate the detected high velocity lobes with the cores, making it difficult to compare with the results presented here. However, we perform a visual comparison between our SiO lobes with the catalog of SiO lobes in Towner et al. (2024). We recover $\sim 80\%$ of the SiO structures find in Towner et al. (2024). The remaining 20% lobes do not affect our classification since none are directly associated with the cores in consideration here.

Finally, Armante et al. (2024) classified pre- and protostellar cores using the same CO and SiO lines as this study. Above our mass threshold, we have the same identification for four protostellar cores and one prestellar. For core #6⁵ in G012.80 however, there is a difference in the identification of outflows. Armante et al. (2024) classified it as prestellar, while we classify it as protostellar due to a red excess detection in the On-Off spectrum, and blue and red lobes centered on the core in the outflow lobe maps. Armante et al. (2024) rejected it as protostellar due to the lack of SiO lobes centered on the core, leading to the difference of classification. Overall we have an agreement on five out of six cores ($\sim 80\%$).

⁵ This core is labeled as core #5 in Armante et al. (2024).

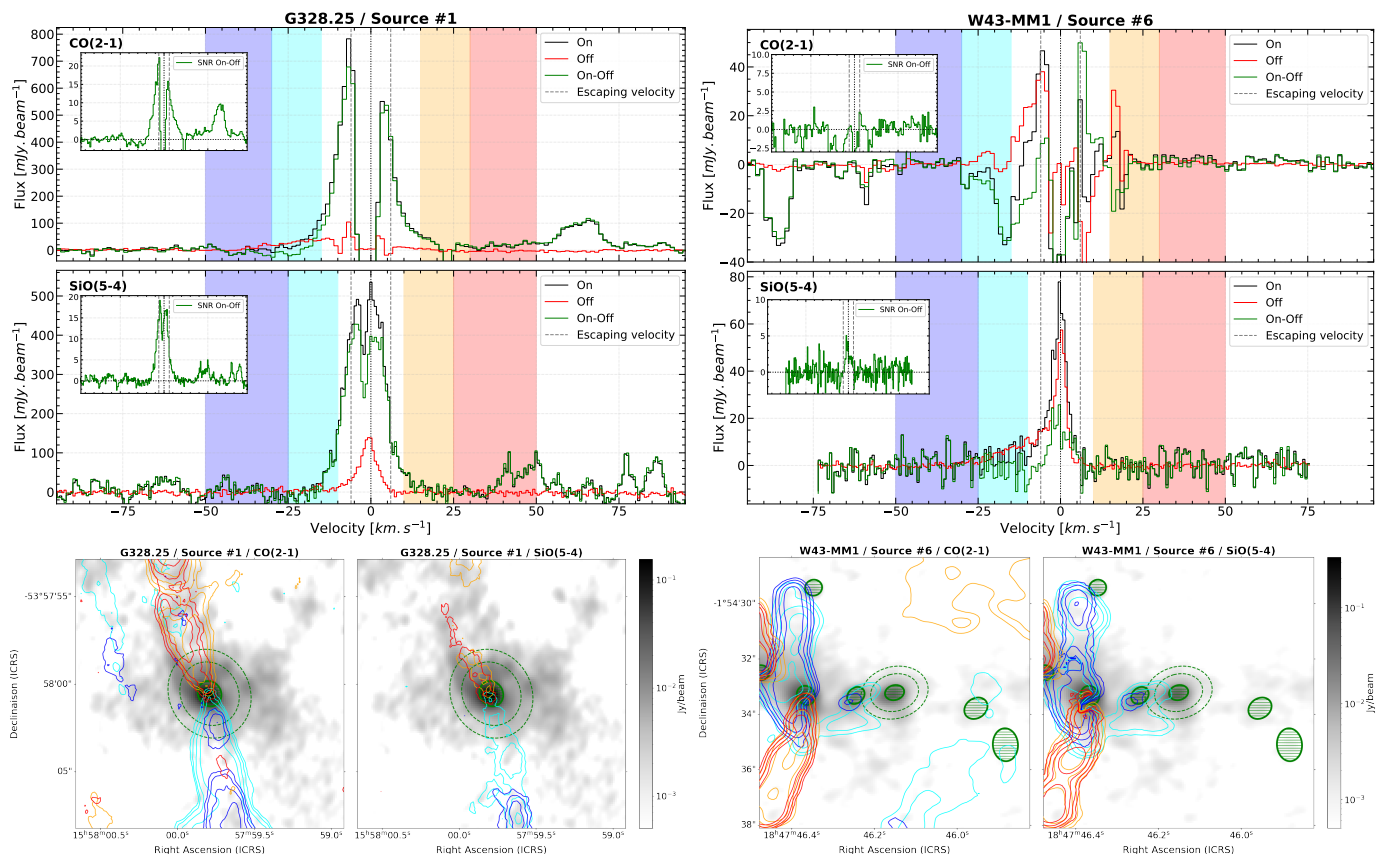


Fig. 4. **Top Left:** CO and SiO spectra of the protostellar source #1 of the G328.25 region. On, Off, and On-Off spectra are the black, red, and green spectra respectively. The small subplots on the top left of each spectra are the SNR for On and On-Off spectra, revealing the significant part of each one. The colored spaces on the spectra are the velocities ranges used to make molecular outflows maps. **Bottom Left:** Zoom on the #1 of the G328.25 region driving a bipolar outflow. Contours colors correspond to the same as in figure 3. CO and SiO contours are 5, 10, 20, and 40 in units of σ , with $\sigma = 60.1, 60.4, 61.9, 62.7$ mJy beam $^{-1}$ km s $^{-1}$ for CO, and $\sigma = 38.9, 49.0, 38.1, 49.6$ mJy beam $^{-1}$ km s $^{-1}$ for SiO, for cyan, blue, orange and red contours respectively. **Top Right:** Same as top left panel but for the prestellar source #6 of the W43-MM1 region. **Bottom Right:** Same as the bottom left panel but for the prestellar source #6 of the W43-MM1 region. CO and SiO contours are 10, 20, 40, and 80 in units of σ , with $\sigma = 32.6, 18.6, 49.5, 15.3$ mJy beam $^{-1}$ km s $^{-1}$ for CO, and $\sigma = 6.4, 7.4, 7.3, 7.2$ mJy beam $^{-1}$ km s $^{-1}$ for SiO, for cyan, blue, orange and red contours respectively.

4.4. The complete list of PSC candidates

To arrive to the 141 cores above $8M_{\odot}$ (using a temperature of 20 K) presented in the previous sections, that we classified into pre and protostellar cores, we have performed an additional verification to scrutinize and hence verify the continuum emission of these cores and verify that they are indeed compact individual cores.

We use the results of the GExt2D algorithm that is based on the 2D second derivative of the continuum map to check the presence of strong local curvature peak for each core. Also since the Louvet et al. (sub.) catalog is actually based on images smoothed to a homogeneous physical scale of 2700 au, we may have sign of sub-fragmentation when investigating the original ALMA-IMF images and the 2D second derivative maps at the native resolution. We remove any cores that do not show either a strong local curvature or that have indications of multiple peaks in the second derivative map. In this later case, sources that lead to fragments below the $8M_{\odot}$ cutoff are removed. On the other hand, some sources could appear as multiple at the native resolution, but each fragment can still be massive enough to stay in our list of cores. This is the case for the G333 #1 source, which corresponds to the most massive core of the complete list of PSCs with $148M_{\odot}$ at 20 K. Figure 6 shows the second derivative map produced by GExt2D revealing that this core splits into

two continuum peaks. From the ratio of flux density measurements towards both peaks at the native resolution, we estimate the fraction of the total mass distributed in both cores which are presented in Table 3. In the final complete list of PSC candidates, we have therefore split G333 #1 into G333 #1A (North-East core) and #1B (South-West core) adding a candidate in the list.⁶

We also verify that the PSC candidates we recognize are not associated with a hot core which would point to a strong central heating source. We checked into the 76 hot core catalog of Bonfand et al. (2024), and found that only one of our PSC candidates (W43-MM1 #30) seem to spatially coincide with a methyl formate peak. However in Bonfand et al. (2024) this peak is weak (weakest methyl formate peak of the W43-MM1 hot core catalog), and could actually correspond to a spatial contamination from the extended hot core/methyl formate emission which is observed in this part of the W43 region. We also note that none of our PSC candidates in the W43 regions have been classified as hot cores in the Brouillet et al. (2022) study.

⁶ Their respective sizes are taken from the GExt2D catalog which will be published on CDS with the catalogs of Louvet et al. (sub.). Cores #1A and #1B correspond to cores #9 and #7 in the GExt2D catalog of the G333.60 protocluster.

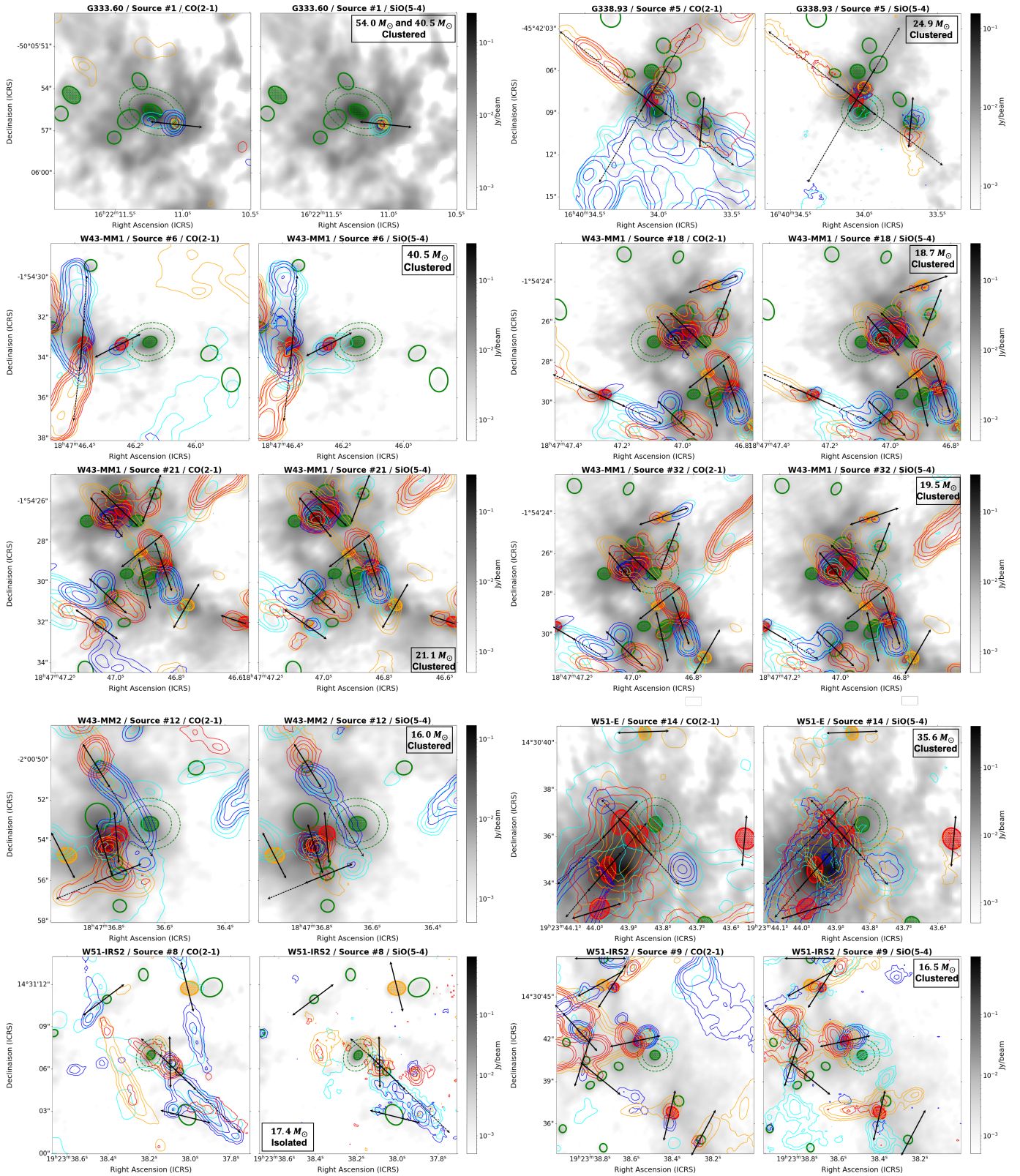


Fig. 5. CO(2-1) and SiO(5-4) molecular outflow maps centered on the 12 most massive PSC candidates, represented as the center green ellipse with an annulus in each panel (cores #1A and #1B of G333.60 are displayed as one core here, see Sect. 4.4). Ellipses in red are cores classified as protostellar (due to an association with an outflow) with a mass greater than $8 M_{\odot}$, and ellipses in orange are protostellar cores with a mass between 4 and $8 M_{\odot}$. Filled green ellipses are other PSC candidates (i.e. with $M > 8 M_{\odot}$ at 20 K) while the empty green ellipses are low mass cores which have not been analysed here. Moment 0 contours of the blue-shifted wings are overlaid on the continuum map at low velocity in cyan and high velocity in blue. Moment 0 contours of the red-shifted wings are overlaid on the continuum map at low velocity in orange and high velocity in red. Arrows represent the direction of the outflows driven by the protostars. The mass and the location of the candidate (i.e. classified as clustered or as isolated, see Sect. 5.2 for the details of the classification) are presented in each SiO map. Parameters of each map can be found in Appendix E.

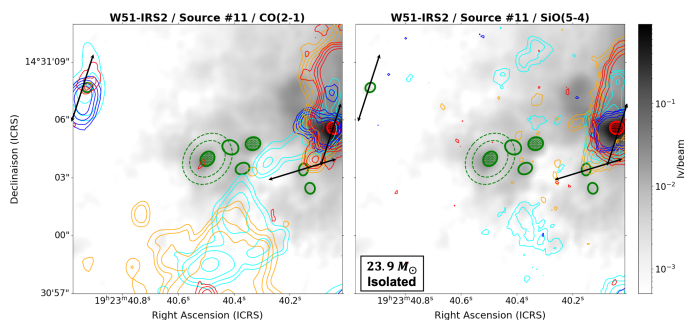


Fig. 5. continued.

Our final catalog contains 42 individual PSC candidates and 99 individual protostellar cores candidates, above the threshold of $M > 8 M_{\odot}$ at 20 K. The PSC candidates are presented in Table 3 along with their physical properties we discuss in the following section.

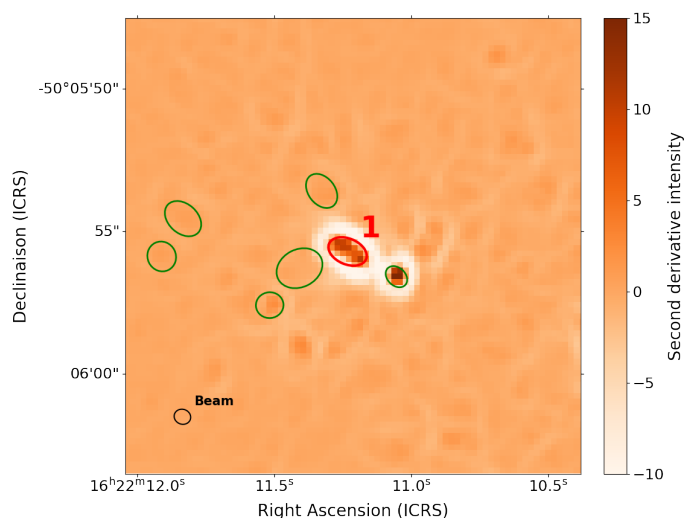


Fig. 6. Second derivative map of G333.60 with a zoom on core #1. The beam of the smoothed continuum map of G333.60 is shown in bottom left.

4.5. Basic properties of the PSC candidates

Table 3 presents the list of 42 candidates above $8 M_{\odot}$ at 20 K, together with the name of the host region, their number, their right ascension and declination coordinates (ICRS), the range of mass and the size of the core as well as the corresponding average density and free-fall time.

The dust temperatures to adopt to estimate the masses from dust emission are difficult to establish for such distant regions for which the FIR data required to observe the peak of the spectral energy distribution of dust emission have too low spatial resolution to resolve individual cores. As argued in Sect. 4.1 in such dense cores the cooling times are low pointing to possible low temperatures most probably below 20 K (see also Bhandare et al. 2018). On the other hand, the observed regions are filled by warm gas and dust due to high-mass star feedbacks as shown in the dust temperatures obtained with PPMAP in Dell’Ova & et al. (sub.) using *Herschel* data and derived down to $2.5''$ scale (i.e. between 2 and 5 times larger than the typical core size). These PPMAP temperatures are obtained from the low resolution *Herschel* maps with beam sizes between $12''$ and $18''$ at 160 and

$250 \mu\text{m}$ by a guided (bayesian) method using also the high resolution 1.3mm ALMA-IMF images. The PPMAP dust temperatures are estimated by averaging over the pixels of each source in the "non-corrected" dust temperature maps of Dell’Ova & et al. (sub.). We use these $2.5''$ scale temperatures to derive a maximum dust temperature for each core and adopt 20 K as a conservative lowest temperature. Using these as upper and lower limits in temperature, we obtain lower and upper limits in mass, giving a possible range of mass for each core and give an adopted central mass taken at the middle of this uncertainty range. We use these lower and upper masses to extract a symmetric error on the density and free-fall time computations (see below).

Similarly we propose to adjust the dust temperatures to be adopted in the following to best estimate the masses of the protostellar cores. We propose to also adopt the PPMAP temperatures from Dell’Ova & et al. (sub.) but using the $70 \mu\text{m}$ corrected ones such as in Louvet et al. (sub.) and which are best suitable for internally heated sources such as high-mass protostellar cores.

Using these best estimate dust temperatures for both PSCs and protostellar cores we thus finally get a reduced number of cores above $8 M_{\odot}$ with 30 PSCs and 52 protostellar cores⁷ from the full sample of 42 PSCs and 99 protostellar cores originally analysed for outflows in the previous sections. These 82 cores (30 PSCs and 52 protostellar cores) are then going to be the ones further discussed in following sections.

Accounting for improved dust temperatures to be used to select protostellar (PPMAP $70 \mu\text{m}$ corrected temperature) and pre-stellar cores (average temperature between 20 K and PPMAP non corrected temperature) it is finally 30 PSCs and 52 protostellar cores which are found above $8 M_{\odot}$.

To calculate the volume density n_{H_2} , we use as a radius the 1.3mm continuum deconvolved size $\text{FWHM}_{1.3\text{mm}}^{\text{dec}}$ as: $\text{FWHM}_{1.3\text{mm}}^{\text{dec}} \simeq \sqrt{a_{1.3\text{mm}} \times b_{1.3\text{mm}} - \Theta_{\text{beam}}^2} \times d$, with $a_{1.3\text{mm}}$ and $b_{1.3\text{mm}}$ the major and minor FWHM axes of the core, Θ_{beam} the geometric mean of the beam FWHM of the smoothed continuum map, and d the distance of the region. As in Pouteau et al. (2022), we fix a minimum deconvolved size at half the beam FWHM. We compute the H_2 volume density as:

$$n_{\text{H}_2} = \frac{M_{\text{source}}}{\frac{4}{3}\pi \mu m_{\text{H}} (\text{FWHM}_{1.3\text{mm}}^{\text{dec}})^3} \quad (2)$$

with M_{source} the mass of the source, $\mu = 2.8$ the mean molecular weight of interstellar gas, and m_{H} the mass of the hydrogen atom. Using the average volume density, we compute the free-fall time of each core as:

$$t_{\text{ff}} = \left(\frac{3\pi}{32G\rho_0} \right)^{1/2} \simeq 10^4 \text{ yr} \left(\frac{n_{\text{H}_2}}{10^7 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \quad (3)$$

with G the gravitational constant, ρ_0 and n_{H_2} the volumetric mass and volume density of the core, respectively.

We also classify the PSC candidates according to their environmental conditions. We define an environment as clustered if the PSC has two or more high-mass ($M > 8 M_{\odot}$) cores within a radius of 0.15 pc, and as isolated if they have less than two neighbouring high-mass cores. This criterion was chosen to take into account both crowded environment and mass. We present in Table 4 the ranges in mass, size, volume density, and free-fall

⁷ The full list of protostellar cores down to $\sim 4 M_{\odot}$ using the PPMAP temperature is presented in appendix C.

time of the 30 PSC candidates with $M > 8 M_{\odot}$, for the three different hypothesis (average mass, mass at 20 K, and mass using the PPMAP dust temperature). The minimum, mean, and maximum of each value are presented in each column. The range of free-fall times, between $\sim 2 \times 10^3$ yr and $\sim 2 \times 10^4$ yr, is in agreement with previous studies on massive starless cores (e.g. Kong et al. 2017, Duarte-Cabral et al. 2013). We have roughly as many clustered PSC candidates as isolated ones when including all the cores (22 clustered and 20 isolated), but the most massive ones are mostly located (10/12) in the crowded regions (see Fig. 5), which is expected as most of the mass is located in these crowded clumps of the protoclusters.

Except the eight PSC candidates in common with the W43 study of Nony et al. (2023) and the one in common with the G012.80 study of Armante et al. (2024), the other PSC candidates from the sample of 42 cores presented here are newly found PSCs. Among these 8 PSCs in common, Core #6 from W43-MM1 is one of our most massive candidates and was discovered in Nony et al. (2018). Core #12 from W43-MM2 and core #21 from W43-MM1 were also presented as possible high-mass prestellar cores in Nony et al. (2023) (labeled as core #22 and #134). The five other cores were under $16 M_{\odot}$ and not proposed to be high-mass PSC candidates in Nony et al. (2023). The spectra and molecular outflows maps for each 30 PSC candidates not shown in Fig. 5 are shown in Appendix E. We also display in appendix F the location of the PSC candidates and protostellar cores identified in each protocluster.

From all the 14 protoclusters studied, only G328.25 does not host any PSC candidate above $8 M_{\odot}$ using a dust temperature of 20 K. Core #22 in W51-IRS2 identified as PSC candidate is also covered by the W51-E field (identified as core #20). We keep this object in W51-IRS2 as the signal to noise ratio in this region is higher. We have a large number of PSC candidates in the W51-IRS2 region with ten cores, followed by the W43-MM1 region with seven of them. The G010.62, G012.80, G327.29, G353.41, and W43-MM3 regions host only one candidate each.

5. A new sample of high-mass PSC candidates

5.1. High-Mass PSCs defined as massive cores hosting highly accreting protostars

It is difficult and uncertain to decide which observed mass reservoirs are going to truly form high-mass stars (larger than $8 M_{\odot}$). Here we adopt a mass threshold of $16 M_{\odot}$ corresponding to a core to star efficiency ϵ_{cse} of 50 % to form a final $8 M_{\odot}$ star. In Table 3 (in bold font), using our adopted mass estimate we find that 12 candidates then qualify as high-mass and we propose that they represent the robust sample of high-mass PSC candidates to be considered below for discussion. The rest of the 42 candidates will be labeled as PSC candidates in the following.

The most probable driver for high-mass star formation is the high level of dynamical (convergent) motions at the scale of dense clumps (Schneider et al. 2010; Galván-Madrid et al. 2010; Peretto et al. 2013; Álvarez-Gutiérrez et al. 2024; see also references in Motte et al. 2018a). These convergent flows should lead to large infall rates at core scales and then to large final accretion rates of the newly formed high-mass protostars. In order to form a $30 M_{\odot}$ protostar in 0.3 Myr, the accretion rate has to be of the order of $10^{-4} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$. These large accretion rates are compatible with the global infall rates at the scales of clumps which are directly observed with for instance $2.5 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ in the SDC335 clump which contains only a few high-mass protostars; (Peretto et al. 2013; see also Contreras et al. 2018; Redaelli et al.

2022; Olguin et al. 2023). It is also compatible with accretion rates derived from CO outflows for high-mass/intermediate mass protostars (Duarte-Cabral et al. 2013; Maud et al. 2015; Avison et al. 2021). A young high-mass protostar is therefore expected to be a strongly accreting object. High rate accretion has always to be accompanied by similarly high rate ejection (e.g. Cabrit & Bertout 1992; Bontemps et al. 1996; Beuther et al. 2002; Duarte-Cabral et al. 2013; Maud et al. 2015) to allow for angular momentum removal as predicted in the magneto-centrifugal jet/wind processes at disk and protostellar scales (Ferreira et al. 2006; Mignon-Risse et al. 2021; Commerçon et al. 2022). Young highly accreting high-mass protostars should thus all be powerful outflow drivers. In addition since the observed cores are massive and dense, any jets or winds escaping from high-mass protostars should always be revealed as CO outflows entrained inside the cores themselves.

We therefore adopt here the definition of a HM PSCs as a compact core ($\text{FWHM}^{\text{dec}} < 5000 \text{ au}$) massive enough to form a high-mass star ($16 M_{\odot}$) and which does not drive any CO/SiO outflow indicating that the core does not host yet any high-mass protostar with a large accretion rate. This definition could allow for the existence inside our HM PSCs of low-mass protostars with low accretion rates. We note that in the view promoted by Motte et al. (2018a) where the earliest phases to form high-mass stars would correspond to cores hosting low-mass protostars which compete for mass from the global infall rate, our definition of HM PSCs would encompass both pre-collapse, purely starless (no protostar at all) cores and high-mass cores hosting only low-mass protostars at the earliest stages. We note however that this stage with only low-mass protostars cannot last for long if the infall and accretion rates are globally large and that we should detect excess in the spectra due to the sum of momentum of the different low-mass outflows.

We see in Fig. 5 that these 12 high-mass PSCs (cores #1A and #1B of G333.60 are displayed as one core in this figure) are mostly situated in the crowded, central regions of the protoclusters where the confusion between outflows from nearby (also massive) protostars is the highest. This is expected since high-mass stars are believed to form mostly at the center of the densest and most massive clumps where several high-mass stars may form roughly at the same time. Despite this unavoidable confusion, we are confident that we have a robust selection due to our systematic approach. The On-Off spectra are expected to reveal any excess of outflow emission in CO or SiO centered on the source, and thus are expected to provide a reliable mean of detecting outflow emission coincident with the position of the core. We can certainly exclude for all these 12 high-mass cores that they could drive a powerful outflow as expected if they would be strongly accreting objects.

5.2. Comparison with previous high-mass PSC surveys

We have therefore discovered 12 robust HM PSCs above $16 M_{\odot}$ and 18 lower mass PSCs between 8 and $16 M_{\odot}$ (see Table 3) as well as 52 protostellar cores above $8 M_{\odot}$ in the ALMA-IMF fields that we can then discuss further below.

It is important to have discovered and catalogued a significant number of PSCs with potential mass reservoirs massive enough to qualify as high-mass star precursors. The number of candidates appears large compared to what is known in the literature (see below) but still low compared to the total number of cores in the ALMA-IMF sample. The 12 robust candidates of the sample above $16 M_{\odot}$ represent $\sim 2\%$ (12/584) of the total number of cores in Louvet et al. (sub.).

Table 3. List and properties of the sample of prestellar core (PSC) candidates.

Region	Source	RA [deg]	DEC [deg]	Mass [range] ¹ [M _⊙]	FWHM ^{dec} [au]	n_{H_2} ² [$\times 10^6 \text{ cm}^{-3}$]	t_{ff}^2 [kyr]
G008.67	#4	271.580761	-21.6237093	7.8 [6.6 – 8.9]	3870	4.1 ± 0.6	15.7 ± 1.2
G008.67	#7	271.5800126	-21.6251966	13.7 [11.2 – 16.2]	2780	19.3 ± 3.5	7.2 ± 0.7
G008.67	#10	271.5774356	-21.6271193	7.4 [5.9 – 8.9]	4120	3.2 ± 0.6	17.7 ± 1.8
G010.62	#4	272.6216933	-19.9291438	11.7 [8.7 – 14.7]	1840	56.7 ± 14.6	4.2 ± 0.6
G012.80	#5	273.5482204	-17.9458195	7.4 [6.8 – 8.1]	1450	73.6 ± 6.6	3.7 ± 0.2
G327.29	#11	238.2800319	-54.6194279	8.6 [6.6 – 10.6]	3480	6.2 ± 1.4	12.7 ± 1.5
G333.60	³#1A	245.5468839	-50.0987477	54.0 [35.7 – 72.3]	2970	62.4 ± 21.2	4.0 ± 0.7
G333.60	³#1B	245.5466503	-50.0988518	40.5 [26.8 – 54.1]	2440	84.4 ± 28.4	3.4 ± 0.6
G333.60	#8	245.5282954	-50.1068134	6.7 [5.4 – 8.0]	2510	12.8 ± 2.5	8.8 ± 0.9
G333.60	#26	245.535353	-50.1041745	7.0 [4.9 – 9.1]	2310	17.3 ± 5.1	7.6 ± 1.2
G333.60	#45	245.549303	-50.0984873	6.4 [4.5 – 8.2]	4370	2.3 ± 0.7	20.8 ± 3.2
G337.92	#3	250.2949021	-47.1343006	12.0 [9.2 – 14.8]	2750	17.4 ± 4.1	7.6 ± 0.9
G337.92	#5	250.295556	-47.134715	11.2 [8.7 – 13.7]	3450	8.3 ± 1.9	11.0 ± 1.3
G338.93	#5	250.1417392	-45.7025004	24.9 [17.4 – 32.4]	1750	140.5 ± 42.4	2.7 ± 0.4
G338.93	#7	250.1378537	-45.7040233	10.0 [8.2 – 11.8]	1470	95.4 ± 16.8	3.2 ± 0.3
G338.93	#13	250.1423231	-45.6931039	11.1 [9.5 – 12.7]	3090	11.4 ± 1.7	9.4 ± 0.7
G338.93	#16	250.1418854	-45.701708	6.5 [4.8 – 8.2]	2930	7.8 ± 2.1	11.3 ± 1.6
G353.41	#5	262.6101515	-34.6960014	12.7 [9.9 – 15.6]	2630	21.2 ± 4.7	6.9 ± 0.8
W43-MM1	#6	281.9423152	-1.909246	40.5 [37.3 – 43.6]	2030	146.5 ± 11.4	2.6 ± 0.1
W43-MM1	#8	281.938703	-1.9102889	8.3 [7.5 – 9.0]	1350	101.6 ± 8.9	3.1 ± 0.1
W43-MM1	#14	281.944974	-1.9044595	9.1 [8.4 – 9.7]	1350	111.6 ± 8.2	3.0 ± 0.1
W43-MM1	#18	281.9462451	-1.9075171	18.7 [17.9 – 19.4]	1930	78.6 ± 3.0	3.6 ± 0.1
W43-MM1	#21	281.9453834	-1.9082357	21.1 [20.3 – 21.9]	2390	46.8 ± 1.7	4.6 ± 0.1
W43-MM1	#30	281.9456971	-1.9082389	12.2 [11.8 – 12.6]	1350	150.0 ± 5.4	2.6 ± 0.0
W43-MM1	#32	281.9455609	-1.9075139	19.5 [18.8 – 20.1]	2180	56.9 ± 1.9	4.2 ± 0.1
W43-MM2	#2	281.9001273	-2.0224281	13.0 [11.7 – 14.3]	2020	47.7 ± 4.8	4.6 ± 0.2
W43-MM2	#9	281.9034863	-2.0173945	7.8 [6.7 – 8.8]	2160	23.3 ± 3.3	6.6 ± 0.5
W43-MM2	#12	281.9027193	-2.014794	16.0 [14.0 – 18.1]	3390	12.4 ± 1.6	9.0 ± 0.6
W43-MM3	#3	281.9207197	-2.0057611	10.8 [9.4 – 12.2]	2420	23.1 ± 3.0	6.6 ± 0.4
W51-E	#14	290.9326071	14.510126	35.6 [28.8 – 42.3]	2080	119.7 ± 22.7	2.9 ± 0.3
W51-E	#28	290.9319946	14.5089561	7.5 [6.7 – 8.2]	1600	55.1 ± 5.8	4.3 ± 0.2
W51-E	#31	290.9288221	14.5159753	9.5 [9.3 – 9.7]	4170	3.9 ± 0.1	15.9 ± 0.2
W51-IRS2	#8	290.9091553	14.5185781	17.4 [14.0 – 20.9]	1930	73.4 ± 14.5	3.7 ± 0.4
W51-IRS2	#9	290.9103723	14.5113251	16.5 [13.0 – 19.9]	2510	31.5 ± 6.7	5.6 ± 0.6
W51-IRS2	#11	290.9187587	14.5177443	23.9 [17.8 – 30.0]	2950	28.2 ± 7.2	6.0 ± 0.8
W51-IRS2	#17	290.9245968	14.5197752	11.5 [9.4 – 13.5]	3950	5.6 ± 1.0	13.3 ± 1.2
W51-IRS2	#22	290.9255723	14.5112676	7.6 [6.1 – 9.1]	1350	93.5 ± 18.6	3.3 ± 0.3
W51-IRS2	#24	290.9114738	14.5186878	7.7 [6.4 – 9.1]	3120	7.7 ± 1.4	11.4 ± 1.0
W51-IRS2	#28	290.9052888	14.5184717	10.1 [8.7 – 11.5]	3910	5.1 ± 0.7	14.0 ± 1.0
W51-IRS2	#32	290.9069467	14.5064897	9.7 [8.3 – 11.2]	1900	43.0 ± 6.4	4.8 ± 0.4
W51-IRS2	#38	290.9262262	14.515357	7.7 [6.1 – 9.4]	1800	40.1 ± 8.6	5.0 ± 0.6
W51-IRS2	#42	290.9180791	14.5179626	11.5 [8.7 – 14.2]	2820	15.5 ± 3.7	8.0 ± 1.0

Bold font is used to present the robust sample of PSC candidates with $M > 16M_{\odot}$.

¹ Mean masses of the candidates with their range using the non-corrected PPMAP dust temperature (see Dell’Ova & et al. sub.) and 20 K as high and lower limits in temperature.

² Volume density and free-fall time (see section 4.5)

³ This source contains two continuum peaks that can be seen in the GExt2D second derivative map. We then use the flux density and size of each GExt2D source to compute the masses and densities of the two peaks (see section 4.4).

To our knowledge, no work has yet reached large enough statistics in high-mass SFRs to investigate well high-mass PSC candidates. First systematic surveys such as Motte et al. (2007) and Bontemps et al. (2010) in Cygnus X could only find a couple of high-mass cores (9 objects at a ~ 2000 au scale in Bon-

temps et al. 2010) and only one candidate to be prestellar (CygX-N53-MM2) could be identified among them using CO outflows in Duarte-Cabral et al. (2013). This candidate still stands as a probable intermediate mass PSC with a here revised mass of $9.5M_{\odot}$ in the average convolved size of 3800 au of the ALMA-

Table 4. Range of the properties of the 30 PSC candidates with $M > 8 M_{\odot}$.

	Mass ¹	FWHM ^{dec} ¹	n_{H_2} ¹	t_{ff} ¹
	[M_{\odot}]	[au]	[$\times 10^6 \text{cm}^{-3}$]	[kyr]
Adopted mass	8.3 - 17.5 - 54.0	1350 - 2509 - 4170	3.9 - 54.1 - 150.0	2.6 - 6.3 - 15.9
$M_{20\text{K}}$	9.0 - 20.8 - 72.3	1350 - 2509 - 4170	4.0 - 62.6 - 182.9	2.3 - 5.9 - 15.7
$M_{\text{T}_{\text{PPMAP}}}$	6.6 - 14.2 - 37.3	1350 - 2509 - 4170	3.9 - 45.7 - 144.6	2.6 - 7.0 - 16.1

¹ Each range is presented as minimum - mean - maximum.

IMF PSC candidates, and using the here adopted hypothesis (temperature and emissivity; Sect. 4.1 and 4.5). Similarly Tan et al. (2013) led a survey in the first galactic quadrant towards cold IRDCs detected in N_2D^+ , but their best candidate happened to correspond to two early stage protostellar cores (see Tan et al. 2016). Louvet et al. (2019) did not find any HM PSC candidate in NGC2264 either. In Barnes et al. (2023) one PSC candidate of ~ 2200 au was identified in the dragon cloud (core C2c1a) using 1.3 mm continuum, with a mass of $23 M_{\odot}$. For a direct comparison with the present work, using the dust opacity presented in Sect. 4.1 and a temperature of 20 K, the mass of this PSC candidate would actually be $5.2 M_{\odot}$. Wang et al. (2014) used the SMA and similarly found a PSC candidate (G11.11-P6-SMA1) of $28 M_{\odot}$ and ~ 2600 au, which, using our dust emission flux to mass conversion, would actually have a mass of $7.4 M_{\odot}$. As discussed in Sect. 4.1, these two cores would not make it in our complete list of 42 PSC candidates above $8 M_{\odot}$. Finally, the ALMA project ASHES which mapped massive IR dark clumps did not succeed in finding high-mass PSC candidates with $M > 16 M_{\odot}$ (see Morii et al. 2023). Their most massive cores without outflow have lower masses than $16 M_{\odot}$ and have deconvolved FWHM larger than the core sizes in our sample with an average factor of ~ 5 .

In Fig. 7 we present the distribution of the masses and sizes of the 42 cores of the complete list of PSC candidates and added the candidates discussed above from the literature, where we re-computed their mass using a dust temperature of 20 K and our dust emissivity. We clearly see that our new detections are probing for the first time the high mass regime to investigate the initial conditions prevailing to form high-mass stars (i.e. above $8 M_{\odot}$). We note however that among the 12 robust high-mass PSC candidates, only 4 cores have mass reservoirs greater than $30 M_{\odot}$ most probably highlighting the difficulty to find cores in the highest stellar mass regime. Clustered and isolated candidates are displayed as blue and red circle points respectively (see Sect. 4.5 for details on this classification). Protostellar cores with $M > 8 M_{\odot}$ are shown as green triangles. It appears that 10 of the 12 most massive candidates are found in a clustered environment as expected since these crowded regions are the most probable places to form highest mass stars. In contrast, a significant fraction of the cores below $16 M_{\odot}$ are found to be isolated with 18 of the 30 remaining cores having one or no high-mass core neighbour.

6. Are high-mass PSCs really rare?

So far an extremely small number of candidates to be HM PSCs have been recognized in the literature (Sect. 5.2) suggesting that the compact high-mass cores in pre-collapse or at the very beginning of collapse/assembly without high-mass protostellar activity yet are rare and may even not exist at all (see Motte et al. 2018a). We here actually detect some robust HM PSC candidates up to masses of $\sim 50 M_{\odot}$ (between 35 and $70 M_{\odot}$ accounting for

the uncertain dust temperature). This indicates that high-mass PSCs exist up to relatively high masses. Since these masses are similar to those observed for the protostellar cores (see green triangles in Fig. 7), it suggests that our ability to probe even larger mass reservoirs might actually be limited by the statistics of cores we could detect in ALMA-IMF.

Investigating the number statistics of prestellar versus protostellar cores, we find about half as many HM PSCs than high-mass protostars above $16 M_{\odot}$ with 12 [9-14]⁸ HM PSCs and 27 high-mass protostars among a total of 39 high-mass cores; i.e. 69% [66-75%] of protostars among these 39 [36-41] cores. This fraction is statistically compatible with the value found by Nony et al. (2023) on the sub-sample obtained only in the three proto-clusters of W43 with a value of $\sim 80\%$ of protostars. We note also that the mass scale of the present work is slightly higher as we use a source catalog on smoothed images at a single physical size beam (for homogeneity reason over all regions). Since in Nony et al. (2023) the fraction of protostars is strongly dependent of the mass, the difference between these fractions is also explained by this shift toward slightly higher masses in the present work.

Typically low-mass star forming regions host significantly more numerous prestellar than protostellar cores. In Aquila, Könyves et al. (2015) found a total of 446 prestellar cores (gravitationally bound cores without $70 \mu\text{m}$ emission) for only 58 protostars, i.e a factor of 8 times more prestellar cores to be compared to the factor ~ 0.5 found here for HM PSCs. The high-mass PSCs are thus indeed significantly rarer than their low-mass counterparts, and are globally extremely rare due to the rarity of high-mass cores, protostars, and stars.

The reason why previous surveys for HM PSCs could not detect almost any good candidates is probably two-fold. First they are indeed very rare, slightly rarer than high-mass protostars (driving the need for large samples of high-mass cores), and second they are mostly clustered with the high-mass protostellar objects in dense clumps making their identification extremely difficult (confusion with the strong outflows from the very nearby high-mass protostars). We see that most of the HM PSCs above $16 M_{\odot}$ are indeed found clustered in the central clumps of the regions (see Fig. 7).

7. Statistical lifetimes of high-mass prestellar cores

The number of PSC candidates can be used to estimate the statistical duration of the prestellar phase to form high-mass stars providing that we can choose a favored protostellar lifetime for high-mass stars.

⁸ range of number of PSCs above $16 M_{\odot}$ from the range of uncertain mass for PSCs

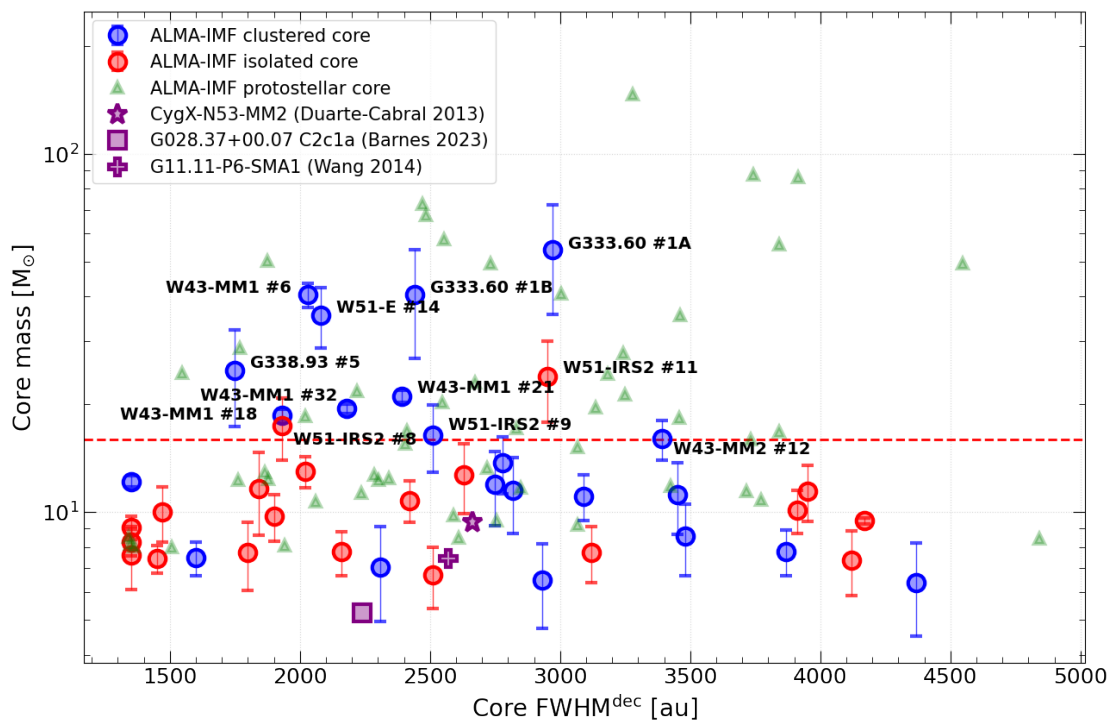


Fig. 7. Mass distribution in function of the size of the total sample of PSC candidates. Blue and red circles correspond to clustered and isolated candidates respectively. Errorbar symbols indicate the whole range of possible mass justified in Sect. 4.5, using 20 K and PPMAP non corrected temperatures as lower and upper limits in temperature. The red dashed line corresponds to the threshold of $16 M_{\odot}$. The three markers in purple are the previous high-mass PSC candidates from Duarte-Cabral et al. (2013), Barnes et al. (2023), Wang et al. (2014) using the mass computation parameters from the present work. Protostellar cores with $M > 8 M_{\odot}$ are shown in green triangles.

7.1. Accretion phase and protostellar lifetimes

The lifetime of (high-mass) protostars which should correspond to the main accretion of the final star is not a well determined quantity due to the difficulty to estimate it observationally or theoretically. Statistical estimate of protostellar lifetimes was firstly introduced by Beichman et al. (1986) who studied the embedded young stellar objects (YSOs) in the sample of cores of Myers et al. (1983). Only few papers focused on the lifetime of the massive protostellar phase. Duarte-Cabral et al. (2013) adopted 300 kyr based on the observed trend that the protostellar lifetime for the intermediate/high mass regime is similar to the low-mass value which was debated to range from 200 to 400 kyr, and thanks to indirect estimates of accretion rates using CO outflows. Independently and in the high-mass regime, Mottram et al. (2011) surveyed massive YSOs and compact HII regions at the scale of the galactic plane. Their obtained luminosity distribution were used to compare the number of massive YSOs (high-mass protostars) and of HII regions with the total number of massive stars. This allowed them to estimate statistical lifetimes as a function of the luminosity of the objects (i.e. equivalent to the final mass of the object). At low luminosities (B0.5 stars, lowest masses) the obtained lifetime of 500 kyr represents the total protostellar time. At higher luminosities a part of the compact HII regions can actually be still accreting protostars and should then be included in the protostellar lifetime (see below in Sect. 7.3). Interestingly enough Nony et al. (2024) in the W49 region found that of the order of one third of the UC HII regions are still dust emission cores and are possibly still protostellar (accreting) objects. Adding massive YSO and one third of the compact HII region lifetimes from Mottram et al. (2011) we then get a lifetime of the order of 200 kyr for O7-O8 final stars. It also suggests that

the protostellar lifetime may decrease with mass from 500-600 to 100-200 kyr. In W49, Nony et al. (2024) derived a protostellar lifetime of 140 kyr.

Altogether, accounting for above constrains and uncertainties, we adopt as a baseline a constant protostellar lifetime of 300 ± 100 kyr. At one point of the discussion we will also consider the possibility of a decrease of this time for highest masses that we will adopt from 300 to 100 kyr for final mass from 8 to $\sim 30 M_{\odot}$.

7.2. Mass dependence of the statistical lifetime

Down to a core mass of $8 M_{\odot}$ using our adopted dust temperature (Sect. 4.5 and Tab. 3), we detect a total of 30 PSC candidates. Compared to the total of 52 protostellar (with outflows) cores above $8 M_{\odot}$ which correspond to a statistical time of 0.3 Myr, we then get a global statistical time for PSCs above $8 M_{\odot}$ of ~ 170 kyr. These 30 candidates also provides a statistical basis to investigate possible mass dependencies of the fractions and statistical lifetimes of prestellar cores in the observed mass regime. In Nony et al. (2023) with 8 PSCs (5 above $8 M_{\odot}$ and 3 above $16 M_{\odot}$) in the W43 regions, a trend of a decrease of the fraction of PSCs toward the high-mass regime was observed. We can here go one step further with a larger statistics.

In Fig. 8 left panel we show the histogram of the number of prestellar cores (blue histogram) compared to the number of protostellar cores (red histogram). To compute the masses, PPMAP temperatures are taken for protostellar cores, while we use our best temperature estimates (see Sect. 4.5 and Tab. 3) for the prestellar cores. Assuming a 50 % core to star efficiency (hereafter ϵ_{cse}), we have indicated the corresponding final mass of the stars on the upper x-axis. Between core masses of 8 and

$\sim 16 M_{\odot}$ (two first bins) we obtain a relatively similar number of prestellar and of protostellar cores (fraction PSCs/proto close to 1) and with a trend of a decreasing fraction towards high masses. This fraction continues to decrease above $16 M_{\odot}$ to a fraction of PSCs more of the order of 0.5 of the number of protostars. In terms of lifetimes (green points in Fig. 8), this suggests a decrease from ~ 300 kyr to ~ 150 kyr in the highest mass regime which for ϵ_{cse} of 50 % would correspond to final masses of the order of $20\text{-}30 M_{\odot}$ (see upper x-axis of Fig. 8). We note that we do not detect HM PSC candidates in the last bin of mass of Fig. 8 leading to a large uncertainty on the resulting upper limit of lifetime for these highest masses (last green point in the figure).

7.3. Correction for missing UCHII protostars

Some of the bright millimeter cores in the survey have a clear contribution at 3 mm from free-free emission, pointing to the existence of young ionising high-mass protostellar objects, i.e. of so-called Ultra compact HII (UCHII) regions inside the detected cores. Some of these free-free contaminated millimeter sources are expected to be still accreting. High-mass stars have indeed to still strongly accrete mass while being already an ionising protostar so that they can reach masses well above $10 M_{\odot}$ (Yorke & Sonnhalter 2002; Krumholz et al. 2007; Keto 2007; Tanaka et al. 2016). For the most massive stars, it is even a significant fraction of the protostellar lifetime (accretion phase) which is expected to appear as an UCHII region (Peters et al. 2010). In the Louvet et al. (sub.) study, 68 such compact free-free sources are found, i.e. of the order of 10 % of the whole sample of cores. These free-free contaminated cores are either high-mass protostars that are still accreting, or slightly more evolved objects, i.e. main sequence stars with accretion finished with a remaining compact halo of ionised gas (see for instance Nony et al. 2024 in W49). We note that with our outflow detection tool we indeed found some outflows around a few of these bright free-free contaminated compact objects in the survey confirming the protostellar nature of these objects. We even decided to add to our list of high-mass protostars the three least free-free contaminated objects initially excluded from the catalogs of Louvet et al. (sub.), those with a spectral index close to two (cores #5 and #9 of W51-E and core #5 of W51-IRS2) and found them indeed associated with an outflow⁹.

The more massive a star is going to be, the larger is the fraction of its accretion time as an ionising protostar (ultra or hyper compact HII regions, hereafter UCHII regions). These ionising protostars are not included in the sample of cores of Louvet et al. (sub.) due to the fact that it is not trivial to evaluate a proper dust emission at 1.3 mm to estimate their envelope masses. They are therefore not accounted for in the red histogram of Fig. 8 and in the PSC lifetime estimate. In order to compensate for these missing high-mass protostars we have estimated for each bins of final stellar masses of Fig. 8 the number of expected UCHII protostars. For that we use the model of protostellar evolution of Hosokawa & Omukai (2009) as expressed in Duarte-Cabral et al. (2013). Assuming a constant accretion rate and a core to star efficiency ϵ_{cse} of 50%, for each final stellar mass bin we can estimate the percentage of lifetime a protostar is going to be ionising as an UCHII region (see appendix D). This leads to a number of free-free contaminated protostars in each bin, as an additional fraction of the number of observed non-ionising protostellar cores (red histogram). The number of these expected

ionising protostars are shown as a yellow histogram in Fig. 8. This larger number of protostars in the highest mass bins then decreases the fraction of PSCs in the highest mass regime and decreases the corresponding PSC lifetime.

Adopting this correction we have plotted in Fig. 8 the lifetime values for all mass bins (blue connected points). In addition we show the dispersion in the histograms resulting from the range of possible masses for PSCs (see Tab. 3) as black and brown connected points. Together with the uncertainty bars for each points reflecting the Poisson noise, we then get a view of the evolution of the lifetimes with masses and of the dispersion of the obtained values due to PSC mass uncertainties. A decrease of the lifetime is now visible with the correction while without correction there was a tendency of a flattening (connected green points). In the right panel of Fig. 8 we present the mean PSC lifetime extracted from the three hypotheses of the left panel with its one sigma dispersion. The values in ranges of mass of this mean PSC lifetime and its dispersion are given in Tab. 5. We see that the decrease now goes from approximately 300 kyr in the lowest masses to 100 kyr in the highest mass regime of detected PSC candidates of 40 to 50 M_{\odot} (corresponding to final stellar masses from ~ 5 to $\sim 25 M_{\odot}$ for ϵ_{cse} of 50 %).

7.4. Accounting for the evolution of protostellar core masses

So far we have compared the number of PSCs to the number of protostellar cores above the same threshold in core masses and for the bins of Fig. 8. However, in the simplest view of an initially set mass reservoir (without strong replenishment during protostellar times, i.e. a core-fed view), the protostellar core masses (also referred as protostellar envelope) are expected to decrease as the inner protostar accretes and ejects material.

Accounting for a constant rate for the decrease of core/envelope mass and constant accretion rate, a protostar is statistically observed at half of its protostellar time which would then correspond to be at half of its initial core mass (i.e. its original mass at the stage of PSC). We have revised Fig. 8 to account for such a possible decrease in protostellar core masses by doubling the present day mass of protostellar cores (as a proxy for their initial core mass). The result of this correction is displayed in Fig. 9. In practice, however, this simple adjustment has to be slightly revised for the protostars which have a significant part of their accretion time appearing as ionising protostars. For all mass bins for which a part of the protostars are expected to be ionising (bins with a contribution of ionising objects displayed as a yellow histogram), we applied an adapted correction. It accounts for this shorter protostellar time as a non ionised protostar to evaluate the shift in average envelope mass to apply when counting only non ionised high-mass protostars. The detailed of this correction calculated using the model of protostellar evolution of Hosokawa & Omukai (2009) and expressed in Duarte-Cabral et al. (2013) are provided in Appendix D.

In Fig. 9 we show that compared to the case of a constant core mass which can correspond to a continuous replenishment of the core mass in a clump-fed view, the number of prestellar cores is now always smaller than the number of protostellar cores. A fraction of 0.3 to 0.5 for mass bins without ionising sources is observed, and this fraction decreases to less than 0.25 above an initial core mass of $16 M_{\odot}$ in the more realistic case which includes the expected number of ionising protostars (yellow histogram and blue, black and brown points). We note that the total number of ionising protostars is of 49 objects, and appears as a reasonable value since the total number of possible ionising sources found in Louvet et al. (sub.) was 68 objects.

⁹ Since they have some weak free-free emission, they cannot be prestellar cores and were then expected to be driving an outflow.

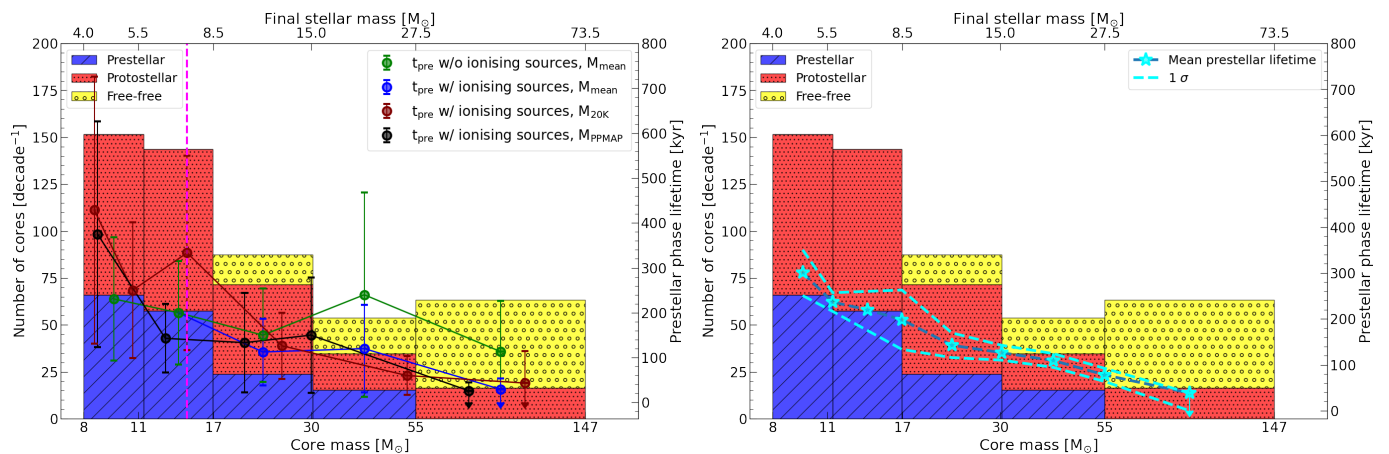


Fig. 8. Left: Weighted histogram of the number of prestellar and protostellar cores per bin and lifetime of the (massive) prestellar phase for each bin (points). The y-axis indicates the density of number of cores per decade. Prestellar cores are shown in blue bars, protostellar cores in red, and free-free sources in yellow. Bins are built using the average mass adopted in Table 3. Prestellar lifetimes are presented with green (without ionising sources) and blue (with ionising sources) points for the average mass adopted. We also display with brown and black points the histograms obtained using PSC masses for the lowest and highest dust temperatures respectively we considered in Table 3. The magenta dashed line represents the threshold in mass of the protostar to start ionising its envelope. The upper x axis represent the final stellar mass assuming a core to star efficiency ϵ_{cse} of 50%. **Right:** Same histogram with the mean prestellar lifetime in cyan stars extracted along the range of PSC masses (blue, brown and black points in left panel). Cyan dashed lines represent the one sigma dispersion.

As for Fig. 8 we present in the right panel of Fig. 9 the mean PSC lifetime extracted from the left panel with values presented in Tab. 5. In terms of lifetime in this scenario of a progressive decrease of the core mass as the protostars evolve, we obtain a decrease from ~ 150 kyr to ~ 50 kyr from 4 to $\sim 25 M_{\odot}$ final stellar masses.

7.5. Prestellar lifetimes and free fall times

The obtained HM PSC lifetimes of the order of 100 kyr (see above) are therefore clearly lower than the values measured for low-mass star formation, with a best value of 1.2 Myr in Aquila by Könyves et al. (2015). Such 10 times shorter times confirm that the growth of compact mass reservoirs to form high-mass stars has to be faster than that of low-mass stars while having to collect larger amount of material to form high-mass stars. This leads to the need for fast contraction and/or rapid converging flows of gas. Starting from typical densities in dense clumps¹⁰ in the observed protoclusters of $\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$, a $30 M_{\odot}$ sphere has a radius of 0.11 pc, and travelling over 0.11 pc during 10^5 yr leads to a velocity of 1.1 km s^{-1} which is clearly supersonic. This velocity of 1.1 km s^{-1} is of the order of magnitude of the observed gas dispersions in the clumps of ALMA-IMF (Cunningham et al. 2023). Moreover, in particular in G353, where we detect one PSC, the previous study by Álvarez-Gutiérrez et al. (2024) shows that this core is located in the kinematically complex convergence point of 3 filaments and near a "V-shape" in position-velocity (PV) space (V-shape "F" in Álvarez-Gutiérrez et al. (2024), see their Table D.1 and Fig. 4). These PV structures are interpreted in this study as cold N_2H^+ inflows onto cores or dense regions in G353. In particular, V-shape F has an associated inflow timescale based on the PV structure of about 63 kyr, broadly consistent with the timescales presented above, and that remains far longer than the t_{ff} estimate for this core. This consistency in the contradiction between timescales albeit in one core in G353, derived from completely independent methods, appears

¹⁰ Values obtained for the central clumps of for instance G338 or W43-MM2 in Tab.1 of Motte et al. 2022

remarkable and tends to confirm the results presented here and in Álvarez-Gutiérrez et al. (2024).

The above results are also compatible with the velocities of the so-called converging flows of Csengeri et al. (2011) in Cygnus X for instance (see also Galván-Madrid et al. 2010). At a density of 10^5 cm^{-3} in the clump, the free-fall time is actually ~ 100 kyr which is close to the observed HM PSCs lifetime. In contrast the free-fall times at the scale of the PSCs are much lower than 100 kyr since the average densities have significantly increased. The obtained densities range from $\sim 2 \times 10^6$ to $1.5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ leading to free-fall times as low as ~ 3 to 20 kyr (see Table 4). They are more than 10 times lower than the typical observed statistical lifetime we get for these HM PSCs. We have summarized the lifetimes of Fig. 8 and Fig. 9 in several ranges of mass and the corresponding average free-fall times and densities in Table 5.

To further illustrate the relationship between free fall and statistical PSC lifetimes we have plotted both of them as a function of the core densities in Fig. 10. Each of the green and blue points correspond to the 8 histogram points in the right panels of Fig. 8 and 9. The fourth blue and green points roughly correspond to core mass of $16 M_{\odot}$. The green points are for the clump-fed scenario with a constant core mass over time (continuously refilled by converging flows; Fig. 8 and Sect. 7.2) and suggest very large values of the statistical lifetime over free-fall time ratio with values between 35 and 40 below $16 M_{\odot}$ and between 25 and 30 above $16 M_{\odot}$. The blue points are for the core-fed scenario with a decrease of the core masses along protostellar times (Fig. 9 and Sect. 7.4). They point to lower ratios ranging from 17 to 20 below $16 M_{\odot}$ and between 12 and 15 above $16 M_{\odot}$. We also show with red points the effects of considering a possible decrease of the protostellar lifetime from 300 to 100 kyr for cores masses between 16 and $60 M_{\odot}$ (final stellar masses of 8 to $30 M_{\odot}$) (see Sect. 7.1). This shows that even such a strong decrease of the protostellar time would lead to ratios with free-fall times which would still be of the order of 7 to 10.

Altogether with values ranging from 50 to 160 kyr above $16 M_{\odot}$ (last 5 blue and green points) the lifetimes obtained for high-mass cores are clearly shorter in absolute value than for low

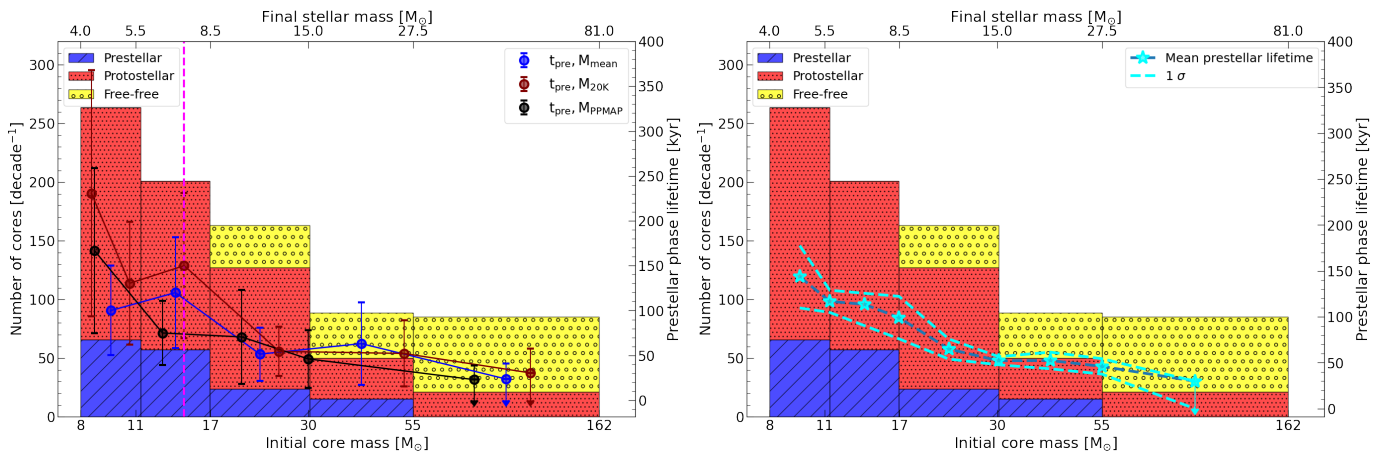


Fig. 9. Left: Weighted histogram of the number of prestellar and protostellar cores per bin and lifetime of the (massive) prestellar phase for each bin (points). Prestellar cores are shown in blue bars, protostellar cores in red, and free-free sources in yellow. Bins are constructed using the average mass adopted in Table 3. Protostellar cores masses are corrected assuming a decrease of the core mass envelope over time (see Sect. 7.4), with a constant accretion and a core to star efficiency ϵ_{cse} of 50%. Prestellar lifetimes are presented with blue points for the average mass adopted, black and brown points for the lower and upper mass limits. The magenta dashed line represents the threshold in mass of the protostar to start ionising its envelope. The upper x axis represent the final stellar mass assuming a core to star efficiency ϵ_{cse} of 50%. **Right:** Same histogram with the mean prestellar lifetime in cyan stars extracted from the three hypotheses of left panel. Cyan dashed lines represent the one sigma dispersion.

Table 5. Prestellar phase lifetime.

	Mass range [M_{\odot}]	$\langle n_{\text{H}_2} \rangle^1$ [$\times 10^7 \text{cm}^{-3}$]	$\langle t_{\text{ff}} \rangle^2$ [kyr]	t_{PSC}^3 [kyr]
Constant	8 - 16	2.0	7.1	240 [190 - 290]
protostellar	16 - 30	3.8	5.1	160 [120 - 200]
envelope	30 - 55	7.0	3.8	100 [80 - 120]
Decreasing	8 - 16	2.0	7.1	120 [90 - 150]
protostellar	16 - 30	3.8	5.1	70 [50 - 90]
envelope	30 - 55	7.0	3.8	50 [40 - 60]

¹ Mean volume density

² Mean free-fall time per bin

³ Mean prestellar lifetime obtained from the right panels of Fig. 8 and 9. The range correspond to the uncertainty obtained from the dispersion of the points.

mass cores with values of the order of 1 Myr (Andre et al. 2000). In Könyves et al. (2015) the obtained lifetime of 1.2 Myr at a density of $4 \times 10^4 \text{cm}^{-3}$ corresponds to a ratio of lifetime over the free-fall time of 8. The prestellar cores in Aquila have however slightly larger sizes (average size of 0.03 pc) than our HM PSC candidates. Assuming a typical linear relationship between the size and the mass of cores, the Aquila value would then shift upward in density by a factor of ~ 5 at a size of 0.013 pc (density scales as size^{-2} when mass scales as size) leading to a ratio of statistical lifetime to free-fall time of ~ 18 very similar to the values we obtain in the high-mass regime.

The ratios of the obtained lifetimes with the free-fall times are therefore surprisingly large with values systematically larger than 10 and reaching values possibly as large as 30. They seem to be relatively similar to what is observed for low-mass PSCs. There is a tendency of a decrease of this ratio for the highest masses above $16 M_{\odot}$ (i.e. $8 M_{\odot}$ for the final stellar mass) but with values which stay above 10. It is only if we would consider that the protostellar lifetime could significantly decrease for the highest masses that we could have values below 10. In order to reach a plausible value of 1 to 2 for the ratio expected for a direct collapse without additional support (see Sect. 7.6 below),

one would need to consider a decrease of the protostellar lifetime down to values as low as 20 kyr for the bins of mass we probe here, i.e. for typically $30 M_{\odot}$ final mass star ($60 M_{\odot}$ core mass). This would lead to average accretion rates as large as $1.5 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ for a $30 M_{\odot}$ star.

7.6. Non thermal supports in dynamical convergent flows

The ratios between the statistical lifetimes and the free-fall times of the cores are surprisingly large. If only thermal support is considered, such compact high-mass cores would collapse roughly in one or two free-fall times. How can they have a statistical lifetime at least 10 times larger?

If as expected the formation and evolution of the observed prestellar cores have a dynamical origin with converging flows from large scales, one explanation is that the observed cores are dynamical features apparently stable for $\sim 50 - 100$ kyr. They would be collapsing on a free-fall time (typically 5 kyr; see Tab.5) but would be continuously replenished by the large scale flows of infall. In this case one has to understand how we can have a long continuous and strong collapse (typically $30 M_{\odot}$ over each free-fall time of ~ 5 kyr, leads to infall rate of

$6 \times 10^{-3} M_{\odot}/\text{yr}$) on such a small scale without having formed yet a single high-mass protostar inside it (then driving a powerful outflow).

Alternatively, the observed HM PSCs have to be significantly regulated and supported by other forces than thermal pressure to keep them that numerous before to further converge/contract or to collapse. In this case, the additional support could also lead to effective Jeans masses large enough to favor high-mass star formation. For instance in the case of turbulent additional support, an effective Jeans mass of $10 M_{\odot}$ would be obtained at all scales from 0.11 down to 0.013 pc (clump to PSC scale) for effective turbulent velocities ranging from 0.7 to 4.5 km s^{-1} respectively. This possible turbulent support can be partly discussed using the line width in DCN(3-2) for some of the detected HM PSCs (see also [Cunningham et al. 2023](#)). These line widths are typically ranging from 1 to 2 km s^{-1} . We see that most of these cores have then virial parameter close to 1 or below 1 suggesting turbulence could indeed play a role to support some of the cores (the ones with virial parameters close to or above 1). The complete study of the line widths in different dense gas tracers goes out of the scope of the present work. A forthcoming paper will investigate carefully the complex spectra toward these sources and their surroundings, in different line tracers to draw a complete and reliable view of the possible turbulent support in the cores. Concerning the potential magnetic support, the most recent measurements of B fields intensity in high-mass star forming region tend to point to relatively weak fields not strong enough to prevent collapse (e.g. [Sanhueza et al. 2021](#); [Cortés et al. 2021](#)). On the other hand no measurement could have been done yet on HM PSCs due to the lack of good HM PSC candidates so far. We note however that the ambipolar diffusion time happens to be of the order of 30 times the free-fall time (see [Bergin & Tafalla 2007](#)) i.e. similar to the largest observed lifetimes of the PSCs we discuss here (i.e. in the 8 to $16 M_{\odot}$ mass regime, see Tab. 5). B-field measurements toward our cores will be invaluable to verify this possibility. We conclude that the tendency to have large statistical lifetimes of HM PSCs suggest that turbulent and magnetic support may act together or alternatively in different cores to statistically indicate a slowing down of or a delay for an immediate collapse. The observed convergent dynamical supersonic flows (e.g. [Schneider et al. 2010](#); [Galván-Madrid et al. 2010](#); [Csengeri et al. 2011](#); [Peretto et al. 2013](#); [Avison et al. 2021](#); [Schneider et al. 2023](#); [Bonne et al. 2023](#)) are expected to concentrate sources of support (magnetic field, rotation and turbulence) leading to some possible stop or braking of the collapse at smaller scales if dispersion/radiation of the related energies/pressures cannot dissipate fast enough. The alternative view of continuously collapsing and replenished cores is more difficult to consider as we would expect a fast formation of at least one high-mass protostars inside the cores which should drive a powerful outflow.

7.7. Effect of possible sub-fragmentation of the cores

So far in the discussion we assumed that each observed core is the precursor of a single (high-mass) protostar. We only accounted for a certain core to star efficiency ϵ_{cse} (of 50 %) to convert the mass reservoir into a final mass star. Confronted however with the complexity described above of dynamical collapses mediated by turbulence, magnetic field (and some possible angular momentum), one cannot be sure that the observed cores are not fragmenting at lower spatial scales (e.g. [Louvet et al. 2021](#)). The observations of outflows from the high-mass protostars in [Nony et al. \(2020, 2023\)](#) and in the present work mostly point to sin-

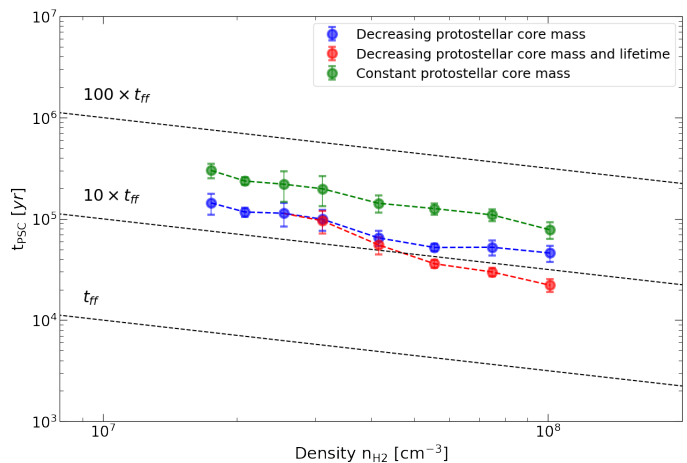


Fig. 10. Statistical lifetime of the prestellar phase as a function of the density. Green points represent the lifetimes and densities extracted from the right panel of Fig. 8, corresponding to the case of a constant protostellar core mass over time (clump-fed). Blue and red points correspond to the case of a decreasing protostellar core mass over time (core-fed). Blue points are extracted from the right panel of Fig. 9, while red points are computed assuming a decreasing protostellar lifetime between $16 M_{\odot}$ and $60 M_{\odot}$, from 300 kyr to 100 kyr. The black dashed lines represent one, ten and a hundred free-fall times.

gle outflows coming from the protostellar cores indicating that the single protostar hypothesis might be mostly correct. On the other hand very recent results of very high resolution ALMA observations of similar high-mass cores have revealed some fragmentation inside the cores with typically 2 to 3 very small scale (typically 500 au) sources which point to a multiplicity of such 2000-3000 au high mass cores ([Budaiev et al. 2024](#); [Li et al. 2024](#); [Olguin et al. 2022](#); [Goddi et al. 2020](#)).

This possible sub-fragmentation of the HM PSCs discussed here does not change our conclusion concerning the pre-stellar nature of the cores as we defined it in Sect. 5.1. Only the mass will be sub divided into several cores. If some sub-fragments are present inside the cores the non detection of outflows still indicates that there are not yet any strongly accreting objects inside them which would be revealed by a detectable outflow. Concerning the statistical lifetime of the cores the multiplicity would not affect the validity of the number ratios between pre and protostellar cores if the multiplicity level does not change between the two evolutionary stages. This would only move our conclusions lower in final stellar masses (typically from 25 to $12.5 M_{\odot}$) obtainable from the present day prestellar mass reservoirs. On the other hand the dynamical fast inflows have no reason to stop to flow, making possible to keep constant the mass reservoirs during the protostellar time (clump-fed scenario corresponding to Sect. 7.3 and Fig. 8). This would allow for increasing the possible final stellar masses. This would also be in line with the protostellar mass evolution proposed to explain evolution of core mass functions in [Nony et al. \(2023\)](#) and [Pouteau et al. \(2023\)](#) (see also [Sanhueza et al. 2019](#)).

7.8. Alternative scenarios

The coincidence of dynamical processes to form the compact cores and of relatively long statistical lifetimes compared to free-fall times appears difficult to explain without the above claim for additional support of magnetic, turbulent or rotational nature. On the other hand our approach relies on the expected strong

link between a detectable CO/SiO outflow inside the cores themselves (On-Off criterium) and the expected strong accretion of any high-mass (i.e. highly accreting) protostar in the cores. We can question each of the steps of this link between high accretion and strong CO outflows in the cores. In other words, can our HM PSC candidates hide protostars with large accretion rates?

We list below several alternative scenarios to non-thermal support at the scale of the observed cores:

1. One possibility is that the strong slowing down of the expected collapses does not occur at the presently observed scale of 2700 AU but more in smaller fragments which are observed in [Budaiev et al. \(2024\)](#) for instance. If at such smaller scale, the fragments stops collapsing due to a strong support of magnetic, turbulent or rotational nature they would not have immediately a strong accretion activity, and would not drive any strong outflows such as the strong outflow observed for instance in a protostellar core of W51-IRS2 in [Goddi et al. \(2020\)](#).
2. The direct link between ejection and accretion could also be broken or altered for young high mass protostars. Contrary to what the basic physics of the magneto-centrifugal ejection dictate, this would allow for a high accretion without a strong ejection counterpart. The magneto-centrifugal processes explain the efficient removal of angular momentum, allowing accretion while ejecting material through magnetic mediation. No ejection would then point to no angular momentum to be removed for youngest high-mass protostars. In the here favored dynamical formation processes, the initial angular momentum of dynamically concentrated gas is however certainly larger than in more quasi-static processes which can best evacuate angular momentum during the slow gas concentration for low-mass star formation. Concerning the magnetic field, it is similarly difficult to expect no concentration at all of the magnetic field as the cores form and collapse. Altogether only the existence of so-called dead zones due to non ideal MHD processes or to very low levels of ionisation could be claimed to explain a suppressed magneto-centrifugal ejection/accretion process. But in this case the angular momentum could not be removed and compact rotating cores would then grow rapidly in mass without accretion onto an inner protostar and could then lead to non accreting compact rotating fragments.
3. The expected strong accretion/ejection activity could be variable enough to make that some cores have their CO outflows faded away between two events of accretion to become undetectable. A significant variability of the accretion/ejection is indeed expected. To let a CO outflow disappears between two accretion/ejection events, the time between events has to be large enough. The typical time for a CO outflow to fade away should roughly correspond to the crossing time of the CO gas. Here we typically search for outflows at 6 km s^{-1} for an averaged core radius of $\sim 1350 \text{ au}$. This leads to crossing times of $\sim 1100 \text{ yr}$. This is larger than the typical variability of 500 yr recognized as typical for the CO outflows in W43 by [Nony et al. 2020](#)). This would suggest that strong accretion/ejection has to stop for periods longer than $\sim 650 \text{ yr}$ at the earliest stages of the high-mass star formation. This is a large value for cores which have free-fall times of only 3 to 7 kyr.
4. The expected strong ejection from the hidden high-mass protostars would not interact strongly enough with the compact cores we observed in dust continuum to be detected in CO or SiO at high velocities in the On-Off spectra. This is only possible if the cores are actually mostly hidden with the detected

dust emission being actually concentrated in even more compact cores. Since most of the high-mass cores we studied are seen as resolved sources with the ALMA beam, this would indicate that they would be made of several such compact cores which would be distant enough from each other to mimic a single resolved core. In this case the strong ejected jets/winds could escape the cores without interacting much with the immediate surroundings.

5. In the case of sub-fragmentation of the cores, the expected large global accretion rate could be spread on several individual low-mass protostars with a reduced global effects of the different outflows driven by these protostars. Since the rate of momentum carried by outflows is proportional to the accretion rates, the global momentum of the sum of these outflows should be similar to that of a single outflow from a single high-mass protostar. The possible different directions of the outflows could limit the ability to well identify outflows in the maps, but some excess of high-velocity CO gas should be detectable towards the cores in the spectra.

8. Conclusions

We used the core catalog of [Louvvet et al. \(sub.\)](#), extracted from the continuum, combined with CO (J=2–1) and SiO (J=5–4) data-cubes of the large program ALMA-IMF to identify a sample of high-mass prestellar cores in 14 protoclusters. Our main results are :

1. We built a new automated method combining spectral information with the comparison of On and Off spectra and spatial information with molecular outflow maps to identify outflowing emission from compact cores. Our method is efficient at detecting outflows from protostellar cores and has proved essential for clarifying the classification of cores in the most clustered regions where outflows overlap, and is particularly adapted to systematic analysis of large CO/SiO data cubes.
2. Using this method, we identified for the first time a significant sample of robust high-mass PSC candidates inside a single survey, with masses reaching up to $50 M_{\odot}$ as a mass reservoir and which may then form stars as massive as $25 M_{\odot}$ (for a core to star mass efficiency of 50 %).
3. From 82 cores above $8 M_{\odot}$, we identify 30 cores that do not have any associated outflow. Of these 30 cores, 12 are more massive than $16 M_{\odot}$, the most massive core being $54 M_{\odot}$. These 30 PSC candidates range from 1350 to 4200 au in deconvolved FWHM size, and are all high density cores between $\sim 4 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ and $\sim 1.5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$.
4. We found that most of the robust HM PSC candidates are located in the central clump regions where most of the mass is most probably dynamically gathered. We propose that it is mostly the difficulty to identify cores without outflows in such highly clustered environments which explains why so few high-mass PSCs could be identified so far.
5. Adopting a high-mass protostellar lifetime of 300 kyr, we could estimate the lifetime of the high-mass prestellar phase in several mass bins. We ended up with a range of most plausible statistical lifetimes between 8 and $16 M_{\odot}$ of 150 to 250 kyr with a trend of decrease to 50 to 100 kyr between 16 and $40\text{-}50 M_{\odot}$.
6. The surprisingly large ratios (10 to 30) of HM PSC lifetimes with their free-fall times strongly point to the need for non thermal support of the observed cores. Such support can either be turbulent, magnetic, or rotational in nature. Further

studies are required to find out what is the best scenario to precisely account for these large timescale ratios.

These results confirm the extreme rarity of HM PSCs with only 12 candidates above $16 M_{\odot}$ found in 14 very active proto-clusters of the Galaxy where hundreds of cores have been recognized, with only four of them more massive than $30 M_{\odot}$.

Acknowledgements. This paper makes use of the following ALMA data: ADS/JAO.ALMA#2017.1.01355.L. ALMA is a partnership of ESO (representing its member states), NSF (USA) and NINS (Japan), together with NRC (Canada), MOST and ASIAA (Taiwan), and KASI (Republic of Korea), in co-operation with the Republic of Chile. The Joint ALMA Observatory is operated by ESO, AUI/NRAO and NAOJ. This work was supported by the Programme National "Physique et Chimie du Milieu Interstellaire" (PCMI) of CNRS/INSU with INC/INP co-funded by CEA and CNES. This work was supported by the "Programme National de Physique Stellaire" (PNPS) of CNRS/INSU co-funded by CEA and CNES. T. Cs. and M.B. acknowledge support from the French State in the framework of the IdEx Université de Bordeaux Investments for the future Program. AS gratefully acknowledges support by the Fondecyt Regular (project code 1220610), and ANID BASAL project FB210003. AG acknowledges support from the NSF under grants AST 2008101 and CAREER 2142300. R.G.M. acknowledges support from UNAM-PAPIIT project IN108822 and from CONACYT Ciencia de Frontera project ID 86372. PS was partially supported by a Grant-in-Aid for Scientific Research (KAKENHI Number JP22H01271 and JP23H01221) of JSPS. R.A. gratefully acknowledges support from ANID Beca Doctorado Nacional 21200897. LB gratefully acknowledges support by ANID Basal project FB210003.

References

- Álvarez-Gutiérrez, R. H., Stutz, A. M., Sandoval-Garrido, N., et al. 2024, arXiv e-prints, arXiv:2404.07363
- Andre, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 1993, *ApJ*, 406, 122
- Andre, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 2000, in *Protostars and Planets IV*, ed. V. Mannings, A. P. Boss, & S. S. Russell, 59
- Armante, M., Gusdorf, A., Louvet, F., et al. 2024, arXiv e-prints, arXiv:2401.09203
- Avison, A., Fuller, G. A., Peretto, N., et al. 2021, *A&A*, 645, A142
- Barnes, A. T., Liu, J., Zhang, Q., et al. 2023, *A&A*, 675, A53
- Beichman, C. A., Myers, P. C., Emerson, J. P., et al. 1986, *ApJ*, 307, 337
- Bergin, E. A. & Tafalla, M. 2007, *ARA&A*, 45, 339
- Beuther, H., Schilke, P., Sridharan, T. K., et al. 2002, *A&A*, 383, 892
- Bhandare, A., Kuiper, R., Henning, T., et al. 2018, *A&A*, 618, A95
- Blandford, R. D. & Payne, D. G. 1982, *MNRAS*, 199, 883
- Bonfand, M., Csengeri, T., Bontemps, S., et al. 2024, arXiv e-prints, arXiv:2402.15023
- Bonne, L., Bontemps, S., Schneider, N., et al. 2023, *ApJ*, 951, 39
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., Clarke, C. J., & Pringle, J. E. 2001, *MNRAS*, 323, 785
- Bontemps, S., Andre, P., Terebey, S., & Cabrit, S. 1996, *A&A*, 311, 858
- Bontemps, S., Motte, F., Csengeri, T., & Schneider, N. 2010, *A&A*, 524, A18
- Bouscasse, L., Csengeri, T., Belloche, A., et al. 2022, *A&A*, 662, A32
- Brouillet, N., Despois, D., Molet, J., et al. 2022, *A&A*, 665, A140
- Budaiev, N., Ginsburg, A., Jeff, D., et al. 2024, *ApJ*, 961, 4
- Cabrit, S. & Bertout, C. 1992, *A&A*, 261, 274
- Commerçon, B., González, M., Mignon-Risse, R., Hennebelle, P., & Vaytet, N. 2022, *A&A*, 658, A52
- Contreras, Y., Sanhueza, P., Jackson, J. M., et al. 2018, *ApJ*, 861, 14
- Cortés, P. C., Sanhueza, P., Houde, M., et al. 2021, *ApJ*, 923, 204
- Csengeri, T., Belloche, A., Bontemps, S., et al. 2019, *A&A*, 632, A57
- Csengeri, T., Bontemps, S., Schneider, N., et al. 2011, *ApJ*, 740, L5
- Csengeri, T., Bontemps, S., Wyrowski, F., et al. 2018, *A&A*, 617, A89
- Csengeri, T., Bontemps, S., Wyrowski, F., et al. 2017, *A&A*, 601, A60
- Csengeri, T., Urquhart, J. S., Schuller, F., et al. 2014, *A&A*, 565, A75
- Cunningham, N., Ginsburg, A., Galván-Madrid, R., et al. 2023, arXiv e-prints, arXiv:2306.14710
- Cunningham, N., Lumsden, S. L., Cyganowski, C. J., Maud, L. T., & Purcell, C. 2016, *MNRAS*, 458, 1742
- Cyganowski, C. J., Brogan, C. L., Hunter, T. R., et al. 2014, *ApJ*, 796, L2
- Cyganowski, C. J., Ilee, J. D., Brogan, C. L., et al. 2022, *ApJ*, 931, L31
- Dell'Ova, P. & et al., . sub., *A&A*
- Duarte-Cabral, A., Bontemps, S., Motte, F., et al. 2013, *A&A*, 558, A125
- Ferreira, J., Dougados, C., & Cabrit, S. 2006, *A&A*, 453, 785
- Furlan, E., Fischer, W. J., Ali, B., et al. 2016, *ApJS*, 224, 5
- Galván-Madrid, R., Ginsburg, A., & et al., . sub., *A&A*
- Galván-Madrid, R., Zhang, Q., Keto, E., et al. 2010, *ApJ*, 725, 17
- Ginsburg, A., Csengeri, T., Galván-Madrid, R., et al. 2022, *A&A*, 662, A9
- Goddi, C., Ginsburg, A., Maud, L. T., Zhang, Q., & Zapata, L. A. 2020, *ApJ*, 905, 25
- Hosokawa, T. & Omukai, K. 2009, *ApJ*, 691, 823
- Jessop, N. E. & Ward-Thompson, D. 2000, *MNRAS*, 311, 63
- Jorsater, S. & van Moorsel, G. A. 1995, *AJ*, 110, 2037
- Keto, E. 2007, *ApJ*, 666, 976
- Kölligan, A. & Kuiper, R. 2018, *A&A*, 620, A182
- Kong, S., Tan, J. C., Caselli, P., et al. 2017, *ApJ*, 834, 193
- Könyves, V., André, P., Men'shchikov, A., et al. 2015, *A&A*, 584, A91
- Krumholz, M. R., Klein, R. I., & McKee, C. F. 2007, *ApJ*, 656, 959
- Lada, C. J. & Adams, F. C. 1992, *ApJ*, 393, 278
- Launhardt, R., Stutz, A. M., Schmiedecke, A., et al. 2013, *A&A*, 551, A98
- Li, S., Sanhueza, P., Beuther, H., et al. 2024, *Nature Astronomy*, 8, 472
- Li, S., Sanhueza, P., Zhang, Q., et al. 2020, *ApJ*, 903, 119
- Louvet, F., Hennebelle, P., Men'shchikov, A., et al. 2021, *A&A*, 653, A157
- Louvet, F., Neupane, S., Garay, G., et al. 2019, *A&A*, 622, A99
- Louvet, F., Sanhueza, P., Stutz, A., & et al., . sub., *A&A*
- Mai, X., Liu, T., Liu, X., et al. 2024, *ApJ*, 961, L35
- Matsushita, Y., Machida, M. N., Sakurai, Y., & Hosokawa, T. 2017, *MNRAS*, 470, 1026
- Maud, L. T., Moore, T. J. T., Lumsden, S. L., et al. 2015, *MNRAS*, 453, 645
- McKee, C. F. & Tan, J. C. 2003, *ApJ*, 585, 850
- Men'shchikov, A. 2021, *A&A*, 649, A89
- Mignon-Risse, R., González, M., & Commerçon, B. 2021, *A&A*, 656, A85
- Molet, J., Brouillet, N., Nony, T., et al. 2019, *A&A*, 626, A132
- Morii, K., Sanhueza, P., Nakamura, F., et al. 2023, *ApJ*, 950, 148
- Motte, F., Andre, P., & Neri, R. 1998, *A&A*, 336, 150
- Motte, F., Bontemps, S., Csengeri, T., et al. 2022, *A&A*, 662, A8
- Motte, F., Bontemps, S., & Louvet, F. 2018a, *ARA&A*, 56, 41
- Motte, F., Bontemps, S., Schilke, P., et al. 2007, *A&A*, 476, 1243
- Motte, F., Nony, T., Louvet, F., et al. 2018b, *Nature Astronomy*, 2, 478
- Mottram, J. C., Hoare, M. G., Davies, B., et al. 2011, *ApJ*, 730, L33
- Myers, P. C., Linke, R. A., & Benson, P. J. 1983, *ApJ*, 264, 517
- Nguyen-Luong, Q., Anderson, L. D., Motte, F., et al. 2017, *ApJ*, 844, L25
- Nony, T., Galván-Madrid, R., Brouillet, N., et al. 2024, arXiv e-prints, arXiv:2404.02250
- Nony, T., Galván-Madrid, R., Motte, F., et al. 2023, *A&A*, 674, A75
- Nony, T., Louvet, F., Motte, F., et al. 2018, *A&A*, 618, L5
- Nony, T., Motte, F., Louvet, F., et al. 2020, *A&A*, 636, A38
- Olguin, F. A., Sanhueza, P., Chen, H.-R. V., et al. 2022, *ApJ*, 959, L31
- Olguin, F. A., Sanhueza, P., Ginsburg, A., et al. 2023, *ApJ*, 929, 68
- Ossenkopf, V. & Henning, T. 1994, *A&A*, 291, 943
- Padoan, P. & Nordlund, Å. 2002, *ApJ*, 576, 870
- Peretto, N., Fuller, G. A., Duarte-Cabral, A., et al. 2013, *A&A*, 555, A112
- Peretto, N., Rigby, A., André, P., et al. 2020, *MNRAS*, 496, 3482
- Peters, T., Banerjee, R., Klessen, R. S., et al. 2010, *ApJ*, 711, 1017
- Pouteau, Y., Motte, F., Nony, T., et al. 2022, *A&A*, 664, A26
- Pouteau, Y., Motte, F., Nony, T., et al. 2023, *A&A*, 674, A76
- Redaelli, E., Bovino, S., Sanhueza, P., et al. 2022, *ApJ*, 936, 169
- Sánchez-Monge, Á., Schilke, P., Ginsburg, A., Cesaroni, R., & Schmiedecke, A. 2018, *A&A*, 609, A101
- Sanhueza, P., Contreras, Y., Wu, B., et al. 2019, *ApJ*, 886, 102
- Sanhueza, P., Girart, J. M., Padovani, M., et al. 2021, *ApJ*, 915, L10
- Sanhueza, P., Jackson, J. M., Zhang, Q., et al. 2017, *ApJ*, 841, 97
- Schneider, N., Bonne, L., Bontemps, S., et al. 2023, *Nature Astronomy*, 7, 546
- Schneider, N., Csengeri, T., Bontemps, S., et al. 2010, *A&A*, 520, A49
- Stutz, A. M. & Gould, A. 2016, *A&A*, 590, A2
- Tan, J., Beltrán, M. T., & Caselli, P. e. a. 2014, 149
- Tan, J. C., Kong, S., Butler, M. J., Caselli, P., & Fontani, F. 2013, *ApJ*, 779, 96
- Tan, J. C., Kong, S., Zhang, Y., et al. 2016, *ApJ*, 821, L3
- Tanaka, K. E. I., Tan, J. C., & Zhang, Y. 2016, *ApJ*, 818, 52
- Tigé, J., Motte, F., Russeil, D., et al. 2017, *A&A*, 602, A77
- Towner, A. P. M., Ginsburg, A., Dell'Ova, P., et al. 2024, *ApJ*, 960, 48
- Wang, K., Zhang, Q., Testi, L., et al. 2014, *MNRAS*, 439, 3275
- Xu, F., Wang, K., Liu, T., et al. 2024, *ApJS*, 270, 9
- Yorke, H. W. & Sonnhalter, C. 2002, *ApJ*, 569, 846

-
- ¹ Laboratoire d'astrophysique de Bordeaux, Univ. Bordeaux, CNRS, B18N, allée Geoffroy Saint-Hilaire, 33615 Pessac, France
 - ² Instituto de Radioastronomía y Astrofísica, Universidad Nacional Autónoma de México, Morelia, Michoacán 58089, México
 - ³ INAF-Osservatorio Astrofisico di Arcetri, Largo E. Fermi 5, I-50125 Firenze, Italy
 - ⁴ Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France
 - ⁵ Departamento de Astronomía, Universidad de Concepción, Casilla 160-C, 4030000 Concepción, Chile
 - ⁶ Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure, ENS, Université PSL, CNRS, Sorbonne Université, Université de Paris, Paris, France
 - ⁷ Observatoire de Paris, PSL University, Sorbonne Université, LERMA, 75014, Paris, France
 - ⁸ Department of Astronomy, University of Florida, PO Box 112055, USA
 - ⁹ Departments of Astronomy and Chemistry, University of Virginia, Charlottesville, VA 22904, USA
 - ¹⁰ SKA Observatory, Jodrell Bank, Lower Withington, Macclesfield SK11 9FT, United Kingdom
 - ¹¹ Instituto Argentino de Radioastronomía (CCT-La Plata, CONICET; CICPBA), C.C. No. 5, 1894, Villa Elisa, Buenos Aires, Argentina
 - ¹² Department of Astronomical Science, SOKENDAI (The Graduate University for Advanced Studies), 2-21-1 Osawa, Mitaka, Tokyo 181-8588, Japan
 - ¹³ The Graduate University for Advanced Studies (SOKENDAI), 2-21-1 Osawa, Mitaka, Tokyo 181-0015, Japan
 - ¹⁴ Joint Alma Observatory (JAO), Alonso de Córdova 3107, Vitacura, Santiago, Chile
 - ¹⁵ Max Planck Institute for Radio Astronomy, Auf dem Hügel 69, 53121 Bonn, Germany
 - ¹⁶ Department of Astronomy, Universidad de Chile, Camino El Observatorio 1515, Santiago, Chile.
 - ¹⁷ Franco-Chilean Laboratory for Astronomy, IRL 3386, CNRS and Universidad de Chile, Santiago, Chile.

Appendix A: On and Off spectra computation method

Figure A.1 shows the two different cases for On and Off spectra computation. Top panel presents the continuum cores #2 and #3 of G353.41 overlaid on the 1.3mm continuum map in grey scale, and the computation of the On and Off spectra in the ellipses and annulus of the cores are presented in the middle and bottom panels. Core #2 has another source crossing its annulus causing the pixels overlapping to be subtracted from the background annulus.

Appendix B: Noise estimation

Figure B.1 presents an example of the method used to estimate the noise in the ALMA-IMF datacubes.

Appendix C: List of protostellar core candidates

Here we present the 100 cores of Louvet et al. (sub.) with $M > 4M_{\odot}$ classified as protostellar core candidates due to an association with an outflow. They are listed in Table C.1 with their host region, number, coordinates (ICRS), mass, temperature and size. To compute their masses the same PPMAP temperatures as in Louvet et al. (sub.) were used. The error on the masses are computed by taking into account only the uncertainties on the integrated and peak fluxes.

Appendix D: Correction of the masses of the protostellar cores using ionising models

Here we present the correction applied to the observed protostellar cores masses in order to estimate their initial prestellar mass reservoir. We assume a constant accretion and a core to star efficiency (ϵ_{cse}) of 50%. As we work on core catalogs with ionising protostars removed, we can assume that on average we observe protostellar cores at half of their non-ionising part life (i.e. while the protostar is accreting to reach the mass ionising threshold). Using the models from Hosokawa & Omukai (2009) as in Duarte-Cabral et al. (2013), we can infer the fraction of time each protostellar core is going to pass in the ionising phase in function of the final mass of the protostar. Then we correct from half of the mass lost during the non-ionising accretion time to obtain the initial mass reservoir of the protostellar core. In practice this correction doubles the mass of protostellar cores with protostars not massive enough to ionise their envelope, while the correction factor is lower than two for protostars that will be ionising for part of their protostellar lifetime. In Fig. D.1 we present the fraction of the non-ionising protostellar lifetime in function of the final stellar mass, and the non-ionising protostellar lifetime in function of the initial prestellar mass reservoir.

Appendix E: Massive prestellar core candidates figures

In this section we present the CO and SiO spectra and the individual molecular outflows maps of every candidate of the survey used to classify them as prestellar. The On and On-Off DCN spectra are also presented with the fit adopted to estimate the V_{LSR} of each candidate.

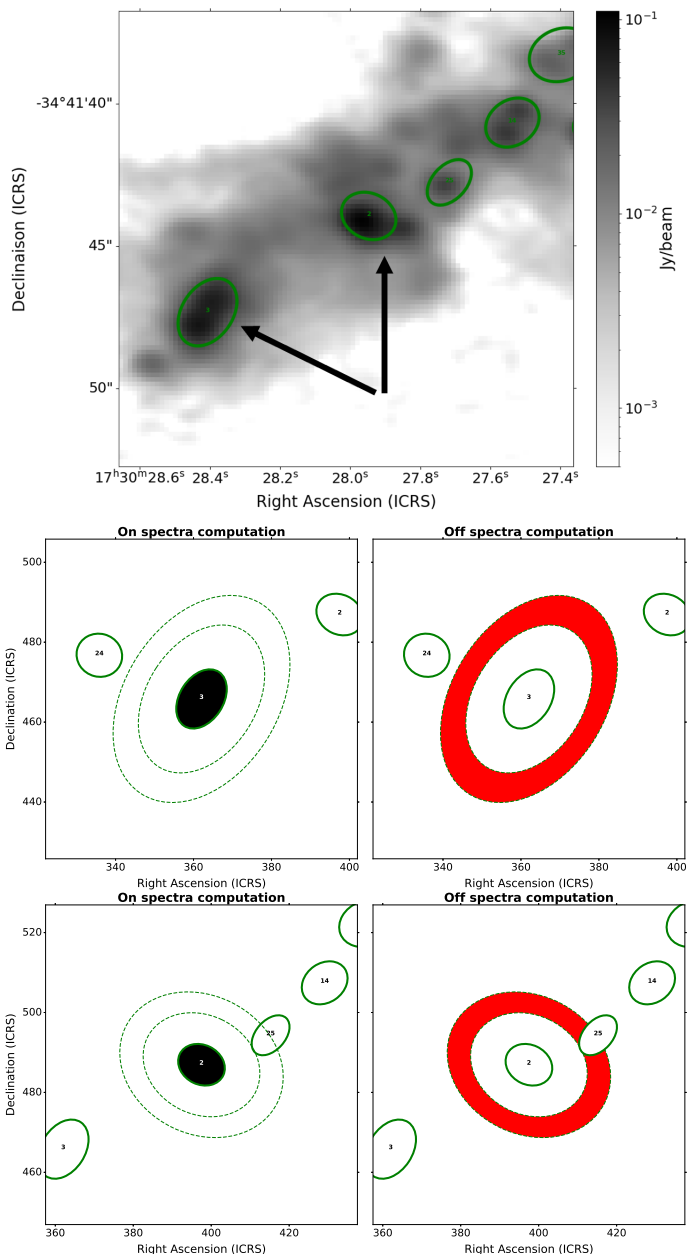


Fig. A.1. Top: Zoom on the continuum core #2 (top right) and #3 (bottom left) overlaid on the 1.3mm continuum map of G353.41 (in grey scale). The green ellipses are 1 time the FWHM of the continuum core. **Bottom:** Example of the On (black ellipse) and Off (red annulus) spectra computation for each core, used to estimate the core-averaged background-subtracted spectra. Core #3 (first example) is the simplest case where no other core is overlapping on its annulus (computed between 2.5 and 3.5 the FWHM of the continuum core). Core #2 has another core overlapping on its annulus. The pixels overlapping are then subtracted from the background estimation.

Appendix F: Location of the prestellar candidates in the ALMA-IMF regions

Figure F.1 presents the fourteen ALMA-IMF fields with the prestellar cores candidates highlighted in blue with their number. The red and orange cores are all the high-mass and intermediate mass cores above which have been studied and have been

Table C.1. List and properties of the sample of protostellar core candidates with $M > 4M_{\odot}$.

Region	Source	RA [deg]	DEC [deg]	Mass ¹ [M_{\odot}]	Temperature ² [K]	FWHM ^{dec} [au]
G008.67	#3	271.5796091	-21.6250348	8.5 ± 0.7	35	1340
G008.67	#5	271.5785345	-21.6222306	4.9 ± 0.2	25	2000
G010.62	#8	272.6185252	-19.9301787	8.0 ± 1.0	44	1360
G010.62	#14	272.6213499	-19.9296433	7.0 ± 0.6	40	2970
G010.62	#16	272.6207417	-19.929286	4.7 ± 0.6	41	1630
G010.62	#24	272.6222764	-19.930054	4.9 ± 0.5	36	3040
G012.80	#1	273.5493292	-17.9256817	6.1 ± 0.1	100	1850
G012.80	#3	273.5573504	-17.9225106	5.3 ± 0.1	100	2960
G012.80	#6	273.5531484	-17.9208183	4.4 ± 0.1	33	1680
G012.80	#8A*	273.5487793	-17.9261916	6.8 ± 0.3	31	2120
G012.80	#8B*	273.5484473	-17.9261587	6.4 ± 0.2	31	1910
G012.80	#11	273.5547682	-17.9278997	9.8 ± 1.4	42	2590
G327.29	#1	238.282335	-54.618403	49.6 ± 0.2	300	4550
G327.29	#2A*	238.2893669	-54.6167726	15.2 ± 0.3	32	2040
G327.29	#2B*	238.2895574	-54.616967	9.2 ± 0.2	32	1270
G327.29	#3	238.280656	-54.6186811	9.5 ± 0.3	42	2760
G327.29	#5	238.2955904	-54.6128047	11.7 ± 0.3	28	2850
G327.29	#6	238.2938644	-54.6110507	4.9 ± 0.2	28	1390
G327.29	#7	238.2961992	-54.6133521	8.5 ± 0.4	26	2610
G327.29	#8	238.2983074	-54.6069915	4.3 ± 0.3	27	1590
G327.29	#9	238.2858254	-54.6172552	4.0 ± 0.4	36	1590
G328.25	#1	239.4991778	-53.9668493	11.3 ± 0.1	100	2240
G333.60	#2	245.5356169	-50.104813	12.7 ± 0.3	41	2290
G333.60	#3	245.528392	-50.1050657	5.8 ± 0.3	36	2080
G333.60	#4	245.5460571	-50.0990531	4.7 ± 0.3	100	1500
G333.60	#5	245.5285258	-50.1045541	4.7 ± 0.4	36	1420
G333.60	#7	245.5370048	-50.1027976	16.8 ± 0.7	46	3840
G333.60	#11	245.5357042	-50.1033887	5.2 ± 0.3	100	4390
G333.60	#62	245.5358049	-50.1009901	7.7 ± 1.4	45	3660
G337.92	#1	250.2935548	-47.1342727	23.0 ± 0.4	100	2670
G337.92	#2	250.2936172	-47.133748	19.6 ± 0.7	48	3140
G337.92	#8	250.2927529	-47.1352673	4.4 ± 0.6	39	2360
G337.92	#9	250.294383	-47.1348356	4.3 ± 0.8	40	2890
G338.93	#1	250.1422011	-45.6934028	12.9 ± 0.1	100	1870
G338.93	#2	250.1427268	-45.6936217	12.4 ± 0.1	100	1880
G338.93	#3	250.1417044	-45.7020244	7.6 ± 0.1	100	1750
G338.93	#4	250.1397543	-45.6936984	6.2 ± 0.1	100	1870
G338.93	#6	250.1419183	-45.7022799	15.5 ± 0.4	40	2400
G338.93	#8	250.1433977	-45.6938542	11.8 ± 0.3	27	3420
G353.41	#2	262.6165032	-34.6955865	12.3 ± 0.7	29	2300
G353.41	#8	262.6039531	-34.6936374	4.6 ± 0.2	26	2630
W43-MM1	#1	281.9459334	-1.9074736	72.4 ± 0.6	100	2470
W43-MM1	#2	281.9451648	-1.9081343	28.7 ± 0.7	100	1770
W43-MM1	#3	281.9432069	-1.9092736	20.3 ± 0.3	100	2550
W43-MM1	#4	281.945748	-1.9073463	35.4 ± 0.5	100	3460
W43-MM1	#5	281.9469228	-1.908243	24.4 ± 0.3	26	1550
W43-MM1	#7	281.9438998	-1.9064175	7.4 ± 0.2	100	1910
W43-MM1	#9	281.9448606	-1.9086666	6.3 ± 0.3	100	1860

Bold font is used to present protostellar core candidates with $M > 16M_{\odot}$.

¹ Mass of the protostellar core candidates obtained with the PPMAP $70\mu\text{m}$ corrected dust temperatures (see Dell'Ova & et al. sub.).

² PPMAP $70\mu\text{m}$ corrected dust temperatures (see Dell'Ova & et al. sub.).

* These sources were found to be multiple using the GExt2D second derivative map. The sizes and masses are computed using the ellipses parameters and fluxes of the GExt2D catalogs.

Table C.2. Continued.

Region	Source	RA [deg]	DEC [deg]	Mass [M_{\odot}]	Temperature [K]	FWHM ^{dec} [au]
W43-MM1	#13	281.9427046	-1.9092745	10.7 ± 0.6	26	2060
W43-MM1	#16	281.9372707	-1.9118969	5.0 ± 0.3	25	1890
W43-MM1	#20	281.9456983	-1.9036124	8.4 ± 0.4	24	4840
W43-MM1	#24	281.9440629	-1.9089	12.3 ± 1.4	26	1760
W43-MM1	#29	281.9460739	-1.9089351	4.6 ± 0.9	25	1350
W43-MM1	#37	281.9454183	-1.9067383	6.3 ± 1.1	28	1590
W43-MM1	#40	281.9440532	-1.9057986	4.5 ± 0.5	26	3060
W43-MM1	#42	281.9455026	-1.9079514	4.9 ± 1.3	31	1350
W43-MM2	#1	281.9033208	-2.0150752	40.9 ± 0.3	100	3000
W43-MM2	#3	281.9004197	-2.0210949	18.4 ± 0.3	25	3460
W43-MM2	#5	281.9011837	-2.0141012	8.1 ± 0.2	27	1940
W43-MM2	#6	281.9031379	-2.0149264	24.3 ± 0.5	37	3180
W43-MM2	#8	281.8962619	-2.0191026	4.6 ± 0.1	23	1820
W43-MM2	#10	281.9135971	-2.0078124	21.3 ± 0.6	29	3250
W43-MM2	#13	281.9028491	-2.0133518	6.0 ± 0.2	28	2120
W43-MM2	#26	281.9038579	-2.0152273	4.1 ± 0.3	31	3720
W43-MM3	#1	281.9238036	-2.0079434	7.3 ± 0.2	100	1570
W43-MM3	#4	281.9238914	-2.0076105	8.2 ± 0.5	33	1350
W43-MM3	#6	281.9234345	-2.007048	5.4 ± 0.5	32	2130
W43-MM3	#10	281.924284	-2.008162	4.2 ± 0.5	31	2840
W51-E	#2	290.9331854	14.5095896	87.9 ± 0.6	300	3740
W51-E	#4	290.9329076	14.5078281	147.0 ± 6.7	100	3280
W51-E	#5[†]	290.9328333	14.5099861	86.4 ± 3.1	59	3910
W51-E	#8	290.9330369	14.5101522	55.8 ± 3.3	54	3840
W51-E	#9[†]	290.9426667	14.4964278	27.8 ± 2.2	24	3240
W51-E	#12	290.933288	14.5091267	16.0 ± 1.5	49	3730
W51-E	#13	290.9324479	14.5054808	17.1 ± 3.4	32	2830
W51-E	#15	290.9315055	14.5099588	10.9 ± 0.8	29	3770
W51-E	#16	290.9327544	14.5073581	12.5 ± 5.5	53	2340
W51-E	#19	290.9327315	14.5112086	6.0 ± 1.0	27	1350
W51-E	#22	290.9277814	14.500986	4.1 ± 0.4	23	2970
W51-E	#29	290.9296394	14.5149377	7.5 ± 0.9	24	4520
W51-E	#34	290.9325349	14.5131101	6.6 ± 0.6	23	4730
W51-IRS2	#1	290.9168699	14.5181896	57.8 ± 0.7	300	2550
W51-IRS2	#2	290.9164704	14.5181596	50.4 ± 1.4	100	1870
W51-IRS2	#4	290.9107235	14.5116053	16.9 ± 0.2	100	2410
W51-IRS2	#5[†]	290.9159167	14.5180806	67.6 ± 2.9	60	2480
W51-IRS2	#6	290.916647	14.5182923	49.5 ± 1.4	100	2730
W51-IRS2	#7	290.9156148	14.5181323	18.6 ± 1.1	100	2020
W51-IRS2	#10	290.9111836	14.5126596	8.0 ± 0.3	31	1510
W51-IRS2	#13	290.9059966	14.5052314	21.8 ± 0.6	20	2220
W51-IRS2	#14	290.9091924	14.5092115	6.1 ± 0.4	31	1770
W51-IRS2	#15	290.9100189	14.510189	11.4 ± 0.5	31	3720
W51-IRS2	#27	290.9083688	14.5198952	4.2 ± 0.1	28	5390
W51-IRS2	#33	290.9235087	14.5171682	4.7 ± 0.3	34	3150
W51-IRS2	#41	290.9161814	14.5181418	13.3 ± 1.9	62	2720
W51-IRS2	#49	290.9114383	14.5127072	4.3 ± 0.3	31	3370
W51-IRS2	#60	290.911816	14.5117357	5.9 ± 0.5	30	4860
W51-IRS2	#68	290.9149185	14.5178211	4.1 ± 0.7	45	2980
W51-IRS2	#76	290.9074011	14.506935	4.5 ± 0.5	27	2020
W51-IRS2	#81	290.9082835	14.5082754	5.4 ± 0.3	27	5180

[†] These sources were initially considered as free-free sources by Louvet et al. (sub.), but were added here to the protostellar sample due to their spectral index close to two and their association to an outflow.

associated to an outflow (i.e. protostellar cores). The green cores remaining are all the cores which have not been classified.

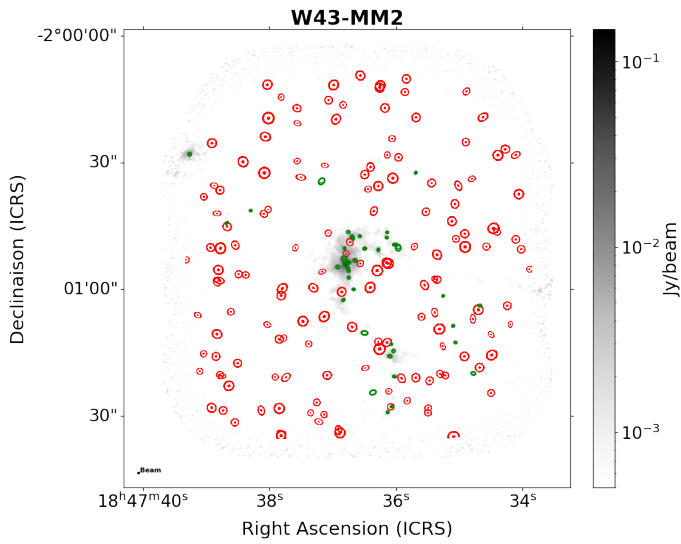


Fig. B.1. W43-MM2 field with in green ellipses the ALMA-IMF cores, and in red the 150 On and Off random selections. The grey background represents the 1.3mm dust continuum.

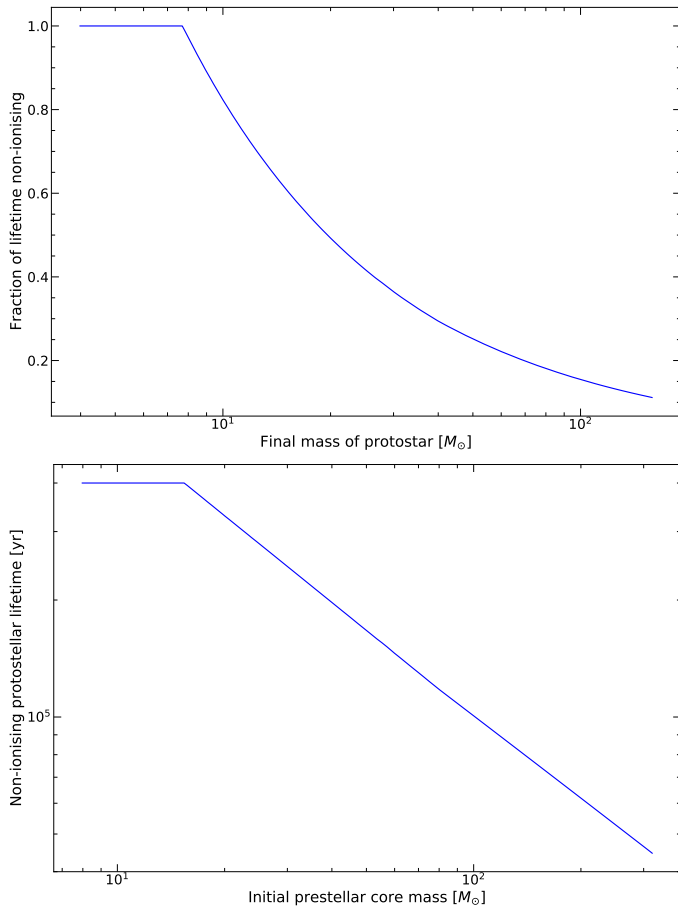


Fig. D.1. Top: Fraction of the non-ionising protostellar lifetime in function of the final stellar mass. **Bottom:** Non-Ionising protostellar lifetime in function of the initial prestellar mass reservoir.

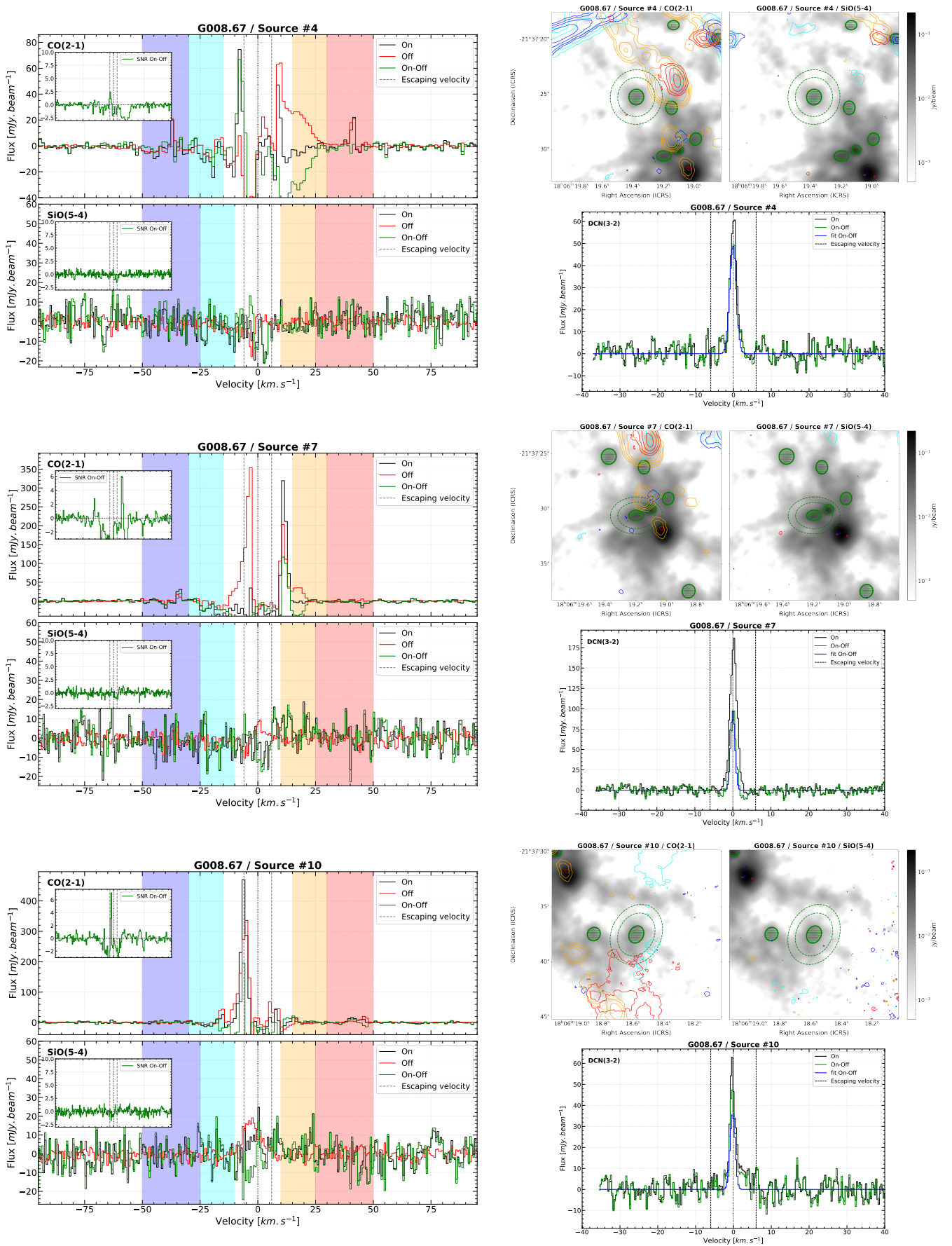


Fig. E.1. CO and SiO spectra (left) and molecular outflow maps (top right) of the high-mass PSC candidates of the G008.67 region. CO contours are 5, 10, 20, and 40 in units of σ , with $\sigma = 39.4, 37.5, 35.0, 38.0$ mJy beam $^{-1}$ km s $^{-1}$ for cyan, blue, orange and red contours respectively. SiO contours are 5, 10, 20, and 40 in units of σ , with $\sigma = 21.7, 27.7, 21.5, 27.3$ mJy beam $^{-1}$ km s $^{-1}$ for cyan, blue, orange and red contours respectively. DCN spectra and fit (bottom right) of the high-mass PSC candidates of the G008.67 region.

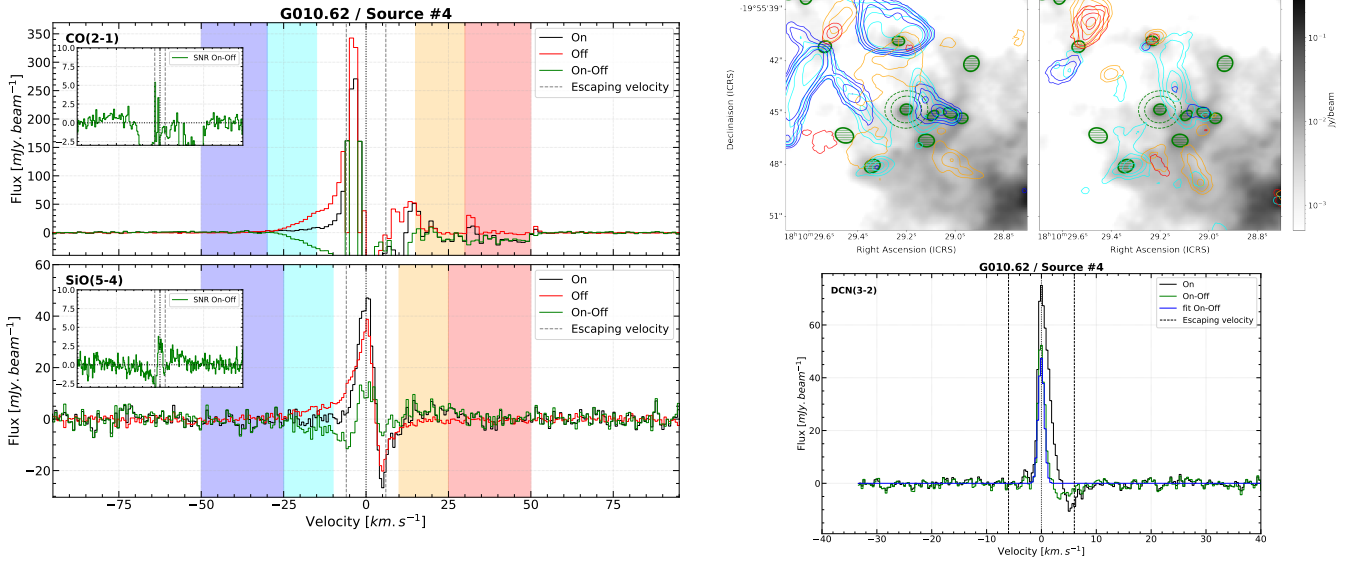


Fig. E.2. CO and SiO spectra and molecular outflow maps of the high-mass PSC candidate of the G010.62 region. CO contours are 10, 20, 40, and 80 in units of σ , with $\sigma = 27.6, 8.6, 20.6, 15.4 \text{ mJy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ for cyan, blue, orange and red contours respectively. SiO contours are 10, 20, 40, and 80 in units of σ , with $\sigma = 5.6, 7.5, 5.4, 7.2 \text{ mJy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ for cyan, blue, orange and red contours respectively. DCN spectra (bottom right) of the high-mass PSC candidate of the G010.62 region.

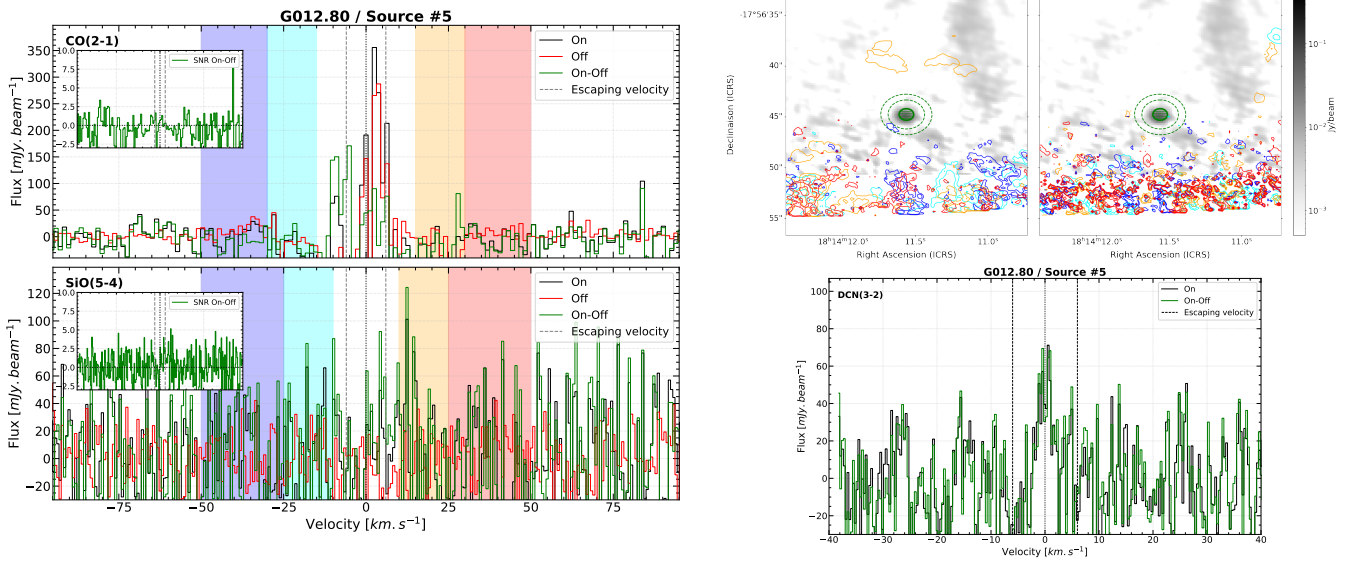


Fig. E.3. CO and SiO spectra and molecular outflow maps of the high-mass PSC candidate of the G012.80 region. CO contours are 10, 20, 40, and 80 in units of σ , with $\sigma = 112.3, 64.1, 126.2, 72.8 \text{ mJy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ for cyan, blue, orange and red contours respectively. SiO contours are 10, 20, 40, and 80 in units of σ , with $\sigma = 26.5, 34.0, 26.2, 33.1 \text{ mJy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ for cyan, blue, orange and red contours respectively. DCN spectra (bottom right) of the high-mass PSC candidate of the G012.80 region.

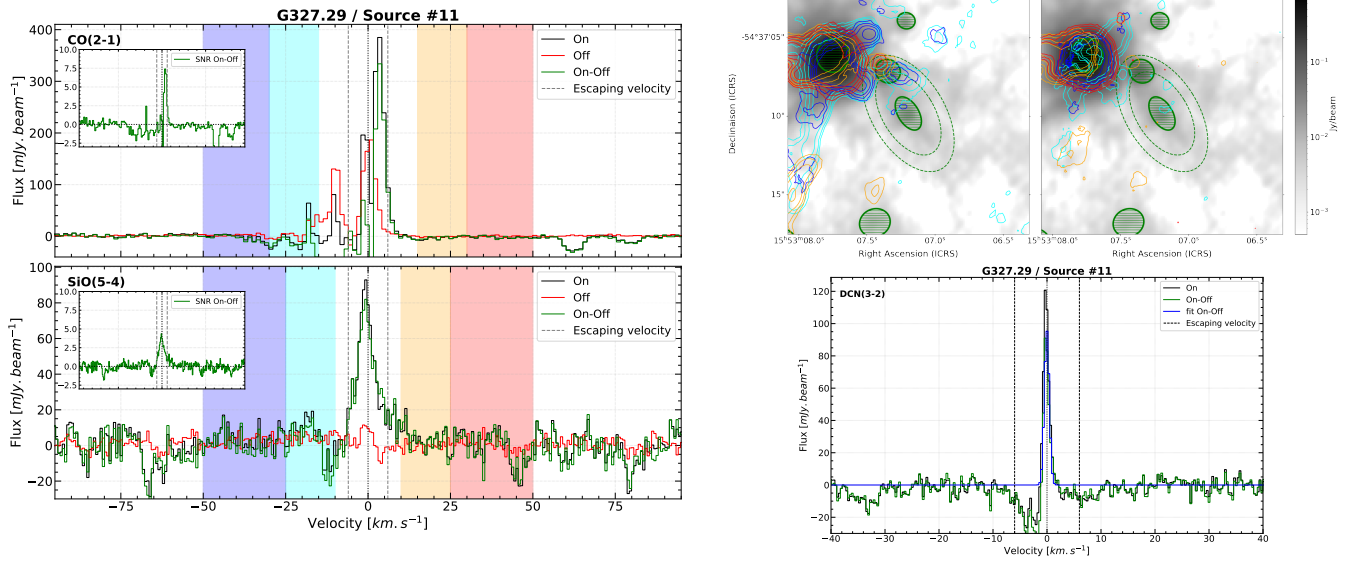


Fig. E.4. CO and SiO spectra (left) and molecular outflow maps (top right) of the high-mass PSC candidates of the G327.29 region. CO contours are 5, 10, 20, and 40 in units of σ , with $\sigma = 48.2, 39.3, 56.1, 37.8$ mJy beam⁻¹ km s⁻¹ for cyan, blue, orange and red contours respectively. SiO contours are 5, 10, 20, and 40 in units of σ , with $\sigma = 35.5, 44.7, 35.7, 45.5$ mJy beam⁻¹ km s⁻¹ for cyan, blue, orange and red contours respectively. DCN spectra and fit (bottom right) of the high-mass PSC candidate of the G327.29 region.

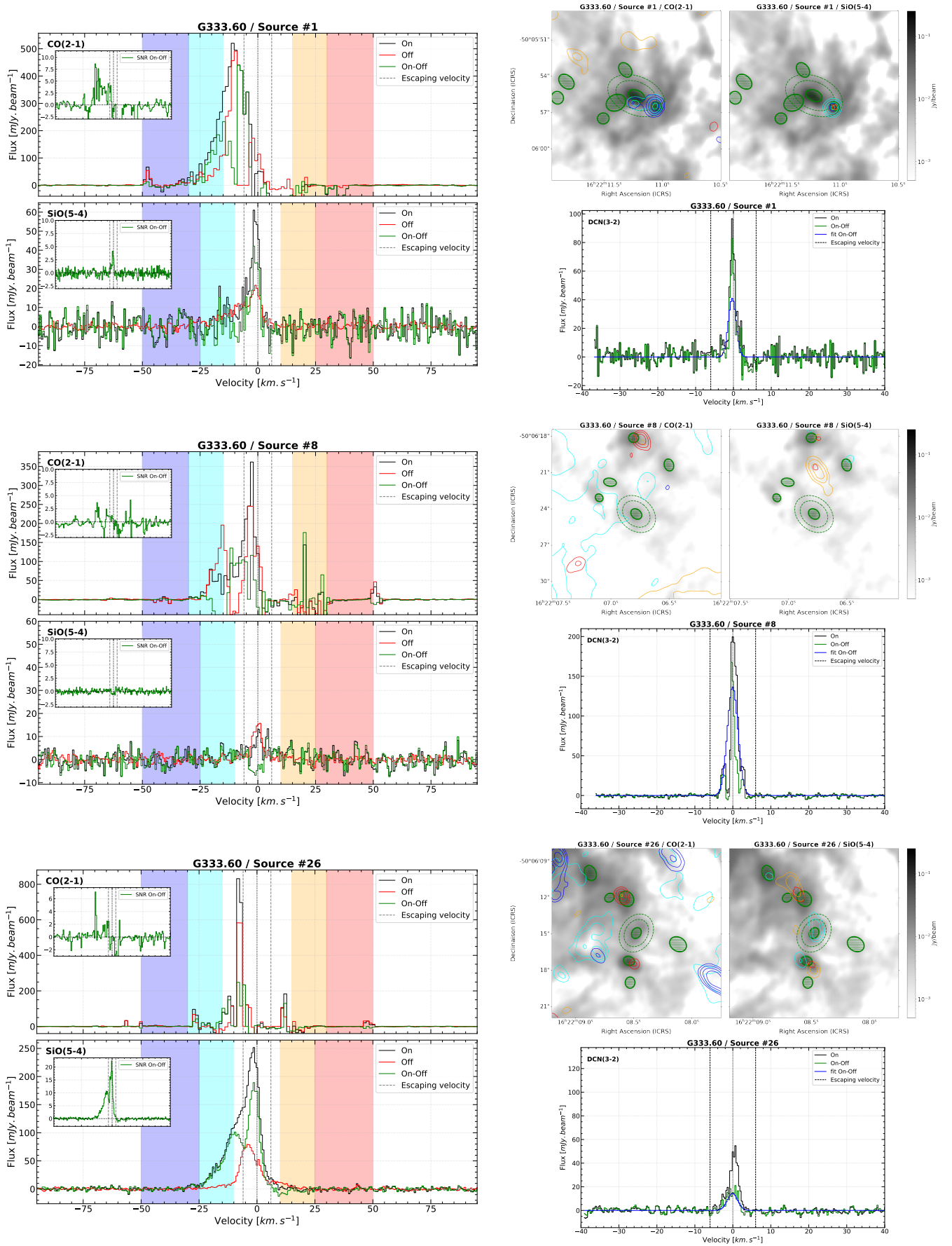


Fig. E.5. CO and SiO spectra (left) and molecular outflow maps (top right) of the high-mass PSC candidates of the G333.60 region. CO contours are 10, 20, 40 and 80 in units of σ , with $\sigma = 110.8, 17.0, 98.6, 20.3$ mJy beam⁻¹ km s⁻¹ for cyan, blue, orange and red contours respectively. SiO contours are 10, 20, 40 and 80 in units of σ , with $\sigma = 15.8, 20.1, 16.1, 19.8$ mJy beam⁻¹ km s⁻¹ for cyan, blue, orange and red contours respectively. DCN spectra and fits (bottom right) of the high-mass PSC candidates of the G333.60 region.

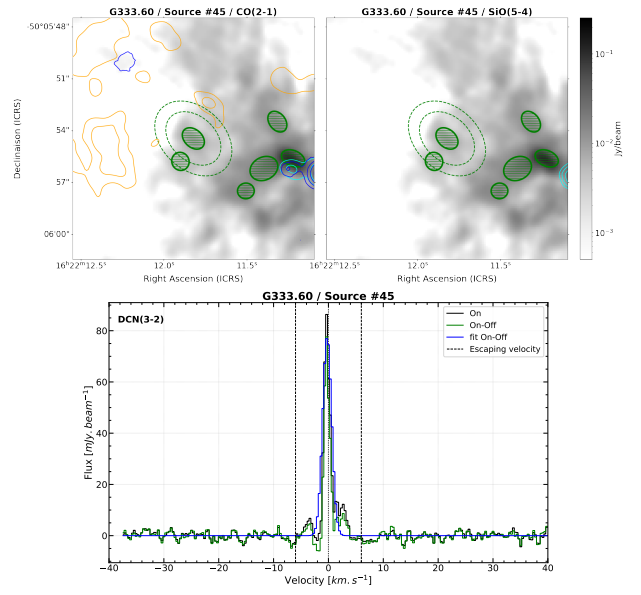
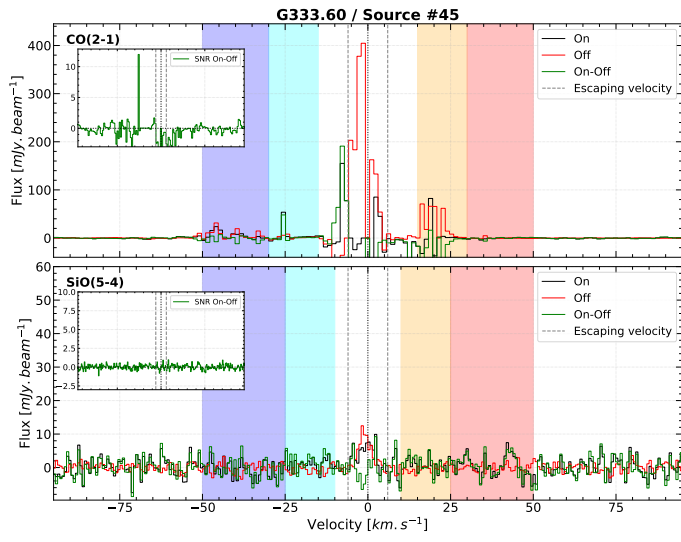


Fig. E.5. continued.

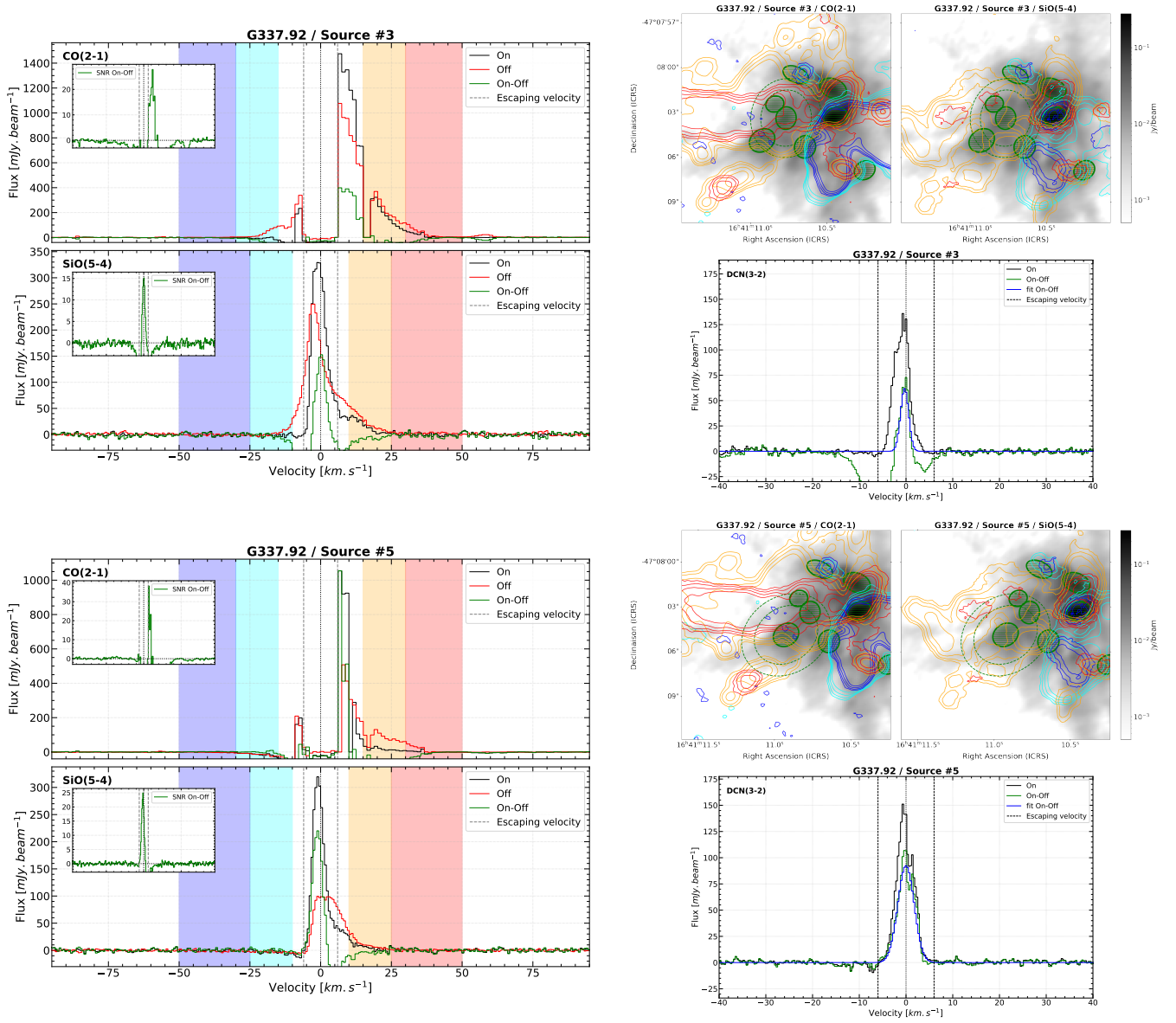


Fig. E.6. CO and SiO spectra (left) and molecular outflow maps (top right) of the high-mass PSC candidates of the G337.92 region. CO contours are 5, 10, 20, and 40 in units of σ , with $\sigma = 38.8, 16.6, 40.3, 24.4$ mJy beam⁻¹ km s⁻¹ for cyan, blue, orange and red contours respectively. SiO contours are 5, 10, 20, and 40 in units of σ , with $\sigma = 9.4, 12.5, 10.2, 12.2$ mJy beam⁻¹ km s⁻¹ for cyan, blue, orange and red contours respectively. DCN spectra and fits (bottom right) of the high-mass PSC candidates of the G337.92 region.

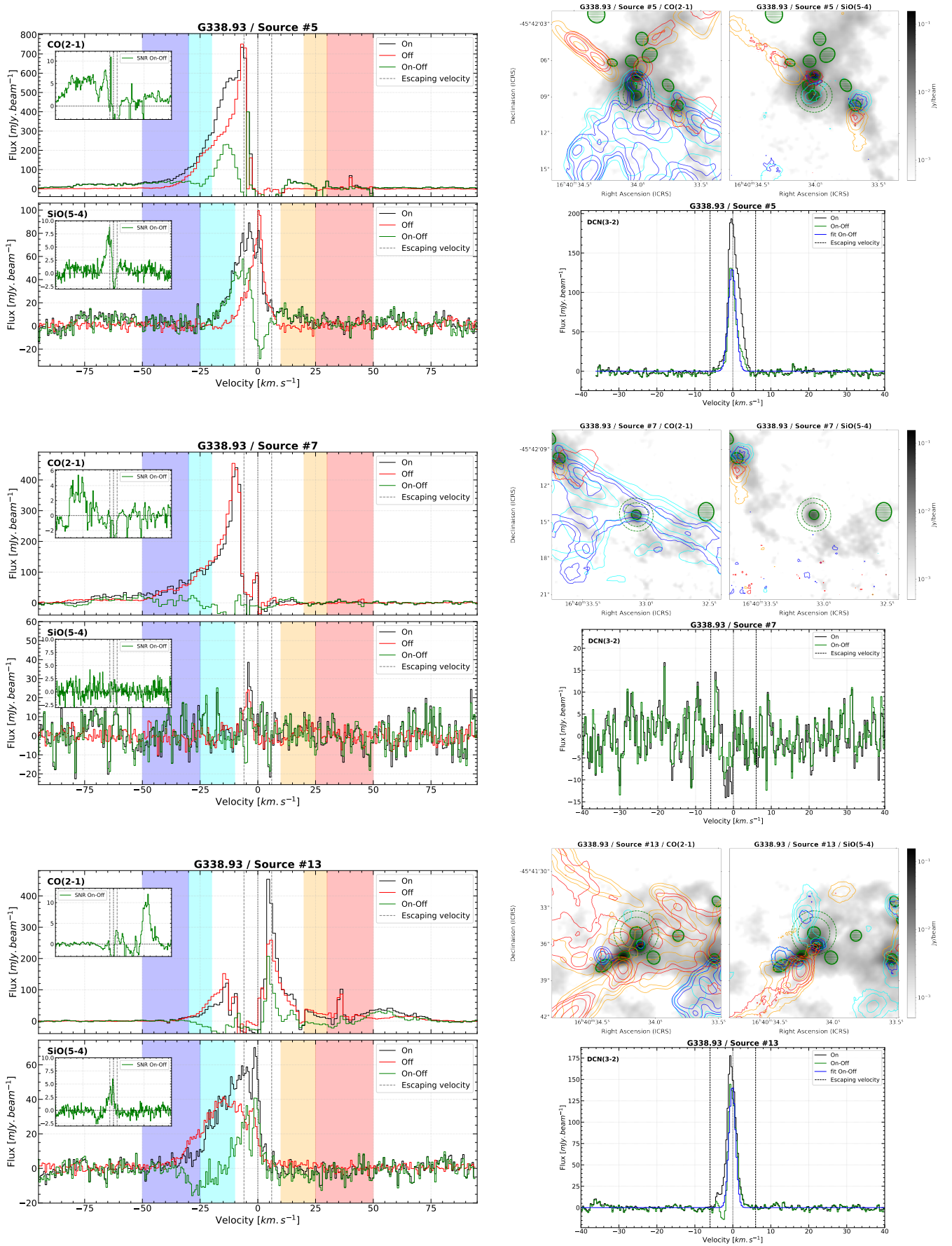


Fig. E.7. CO and SiO spectra (left) and molecular outflow maps (top right) of the high-mass PSC candidates of the G338.93 region. CO contours are 10, 20, 40, and 80 in units of σ , with $\sigma = 69.1, 27.1, 70.0, 27.3$ mJy beam $^{-1}$ km s $^{-1}$ for cyan, blue, orange and red contours respectively. SiO contours are 10, 20, 40, and 80 in units of σ , with $\sigma = 10.3, 12.7, 11.0, 12.5$ mJy beam $^{-1}$ km s $^{-1}$ for cyan, blue, orange and red contours respectively. DCN spectra and fits (bottom right) of the high-mass PSC candidates of the G338.93 region.

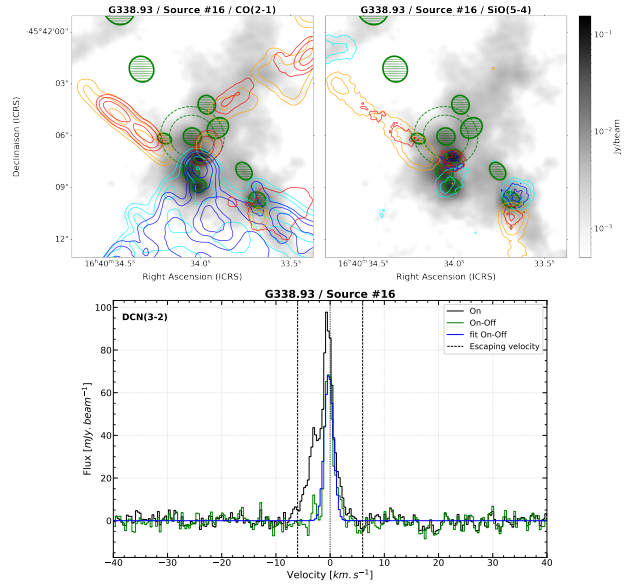
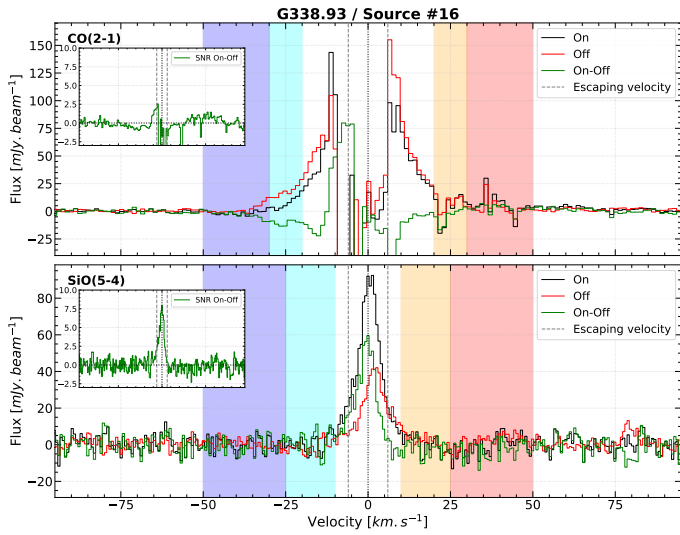


Fig. E.7. continued.

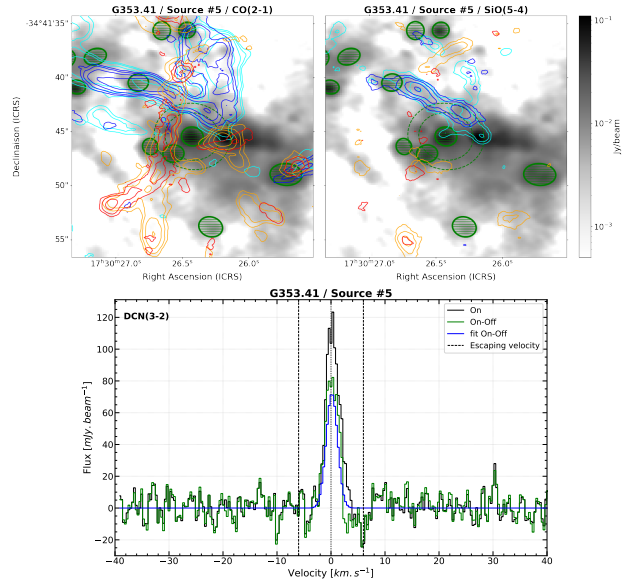
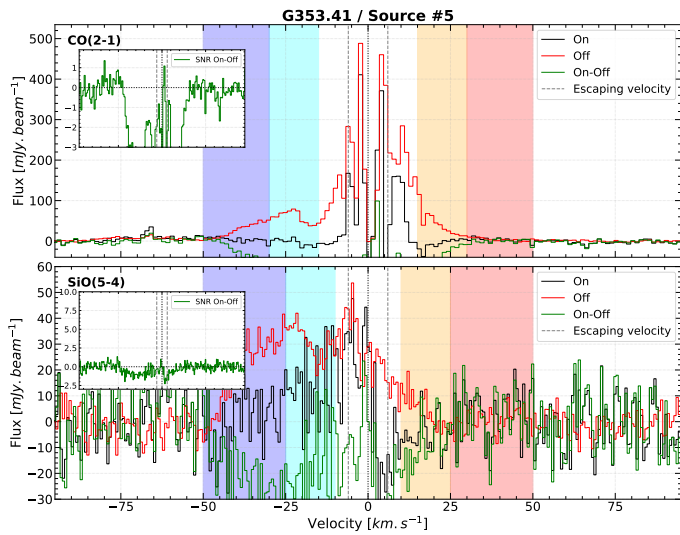


Fig. E.8. CO and SiO spectra (left) and molecular outflow maps (top right) of the high-mass PSC candidate of the G353.41 region. CO contours are 5, 10, 20, and 40 in units of σ , with $\sigma = 95.3, 66.0, 62.9, 64.1$ mJy beam $^{-1}$ km s $^{-1}$ for cyan, blue, orange and red contours respectively. SiO contours are 5, 10, 20, and 40 in units of σ , with $\sigma = 38.5, 49.8, 38.8, 49.1$ mJy beam $^{-1}$ km s $^{-1}$ for cyan, blue, orange and red contours respectively. DCN spectra and fit (bottom right) of the high-mass PSC candidate of the G353.41 region.

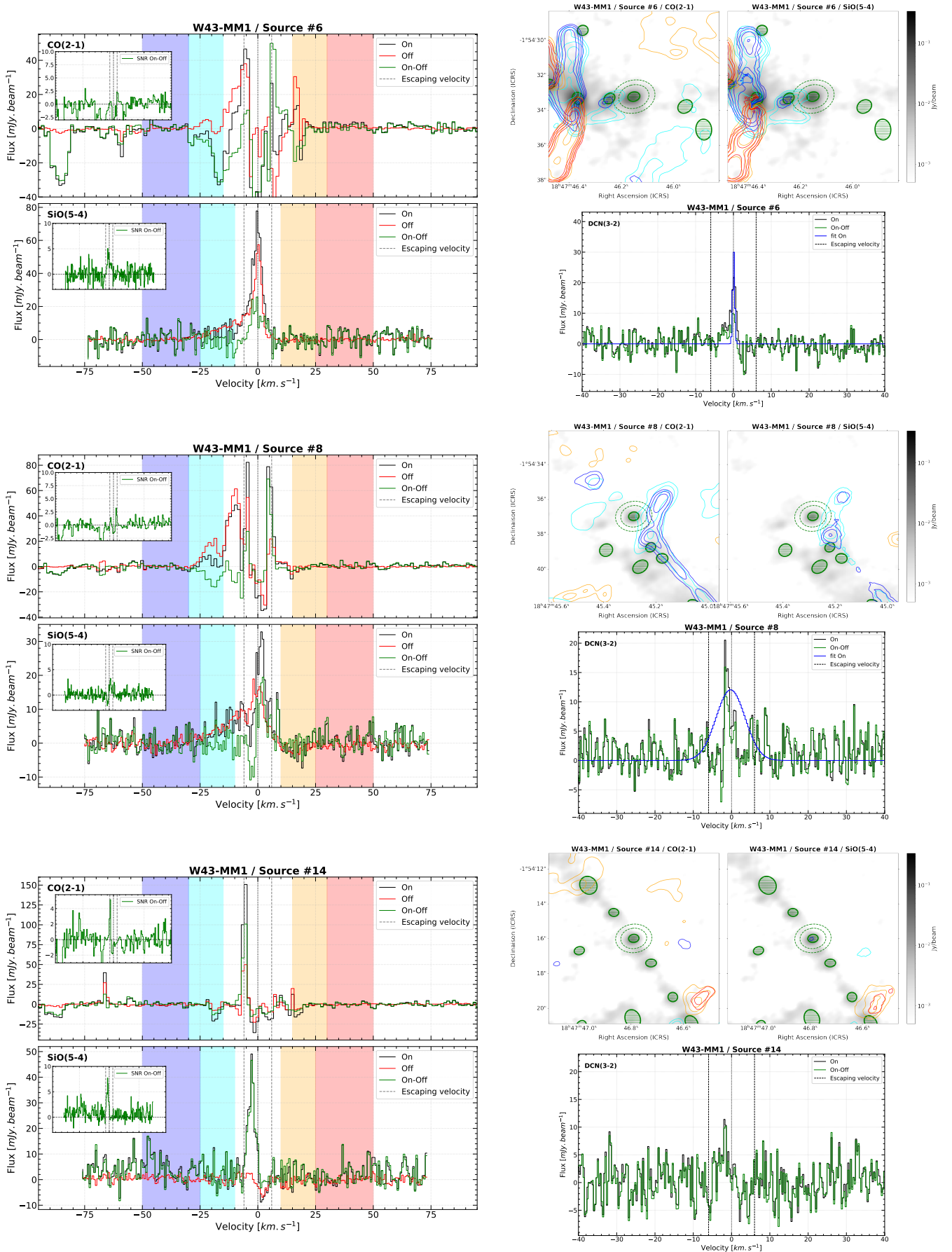


Fig. E.9. CO and SiO spectra (left) and molecular outflow maps (top right) of the high-mass PSC candidates of the W43-MM1 region. CO contours are 10, 20, 40, and 80 in units of σ , with $\sigma = 32.6, 18.6, 49.5, 15.3 \text{ mJy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ for cyan, blue, orange and red contours respectively. SiO contours are 10, 20, 40, and 80 in units of σ , with $\sigma = 6.4, 7.4, 7.3, 7.2 \text{ mJy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ for cyan, blue, orange and red contours respectively. DCN spectra and fits (bottom right) of the high-mass PSC candidates of the W43-MM1 region.

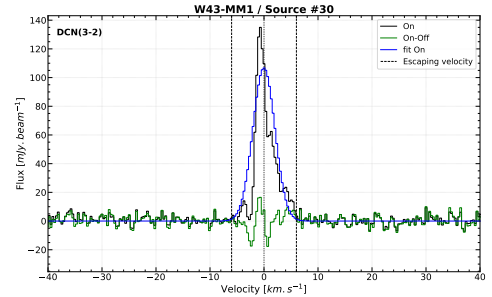
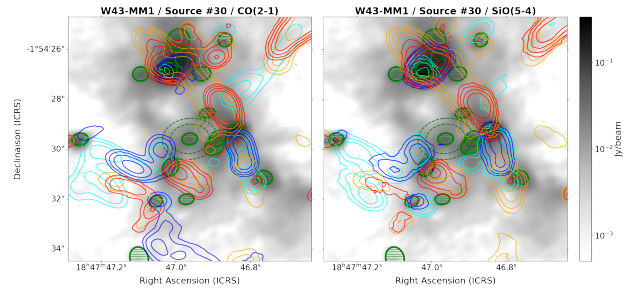
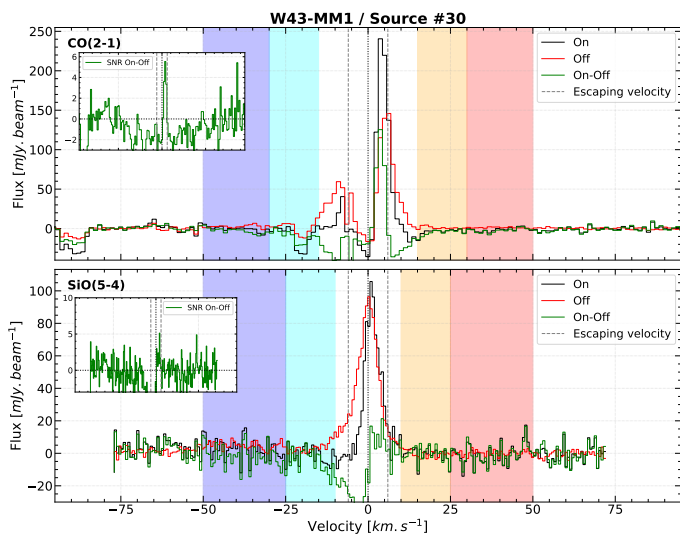
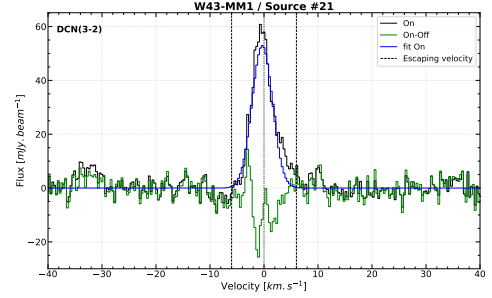
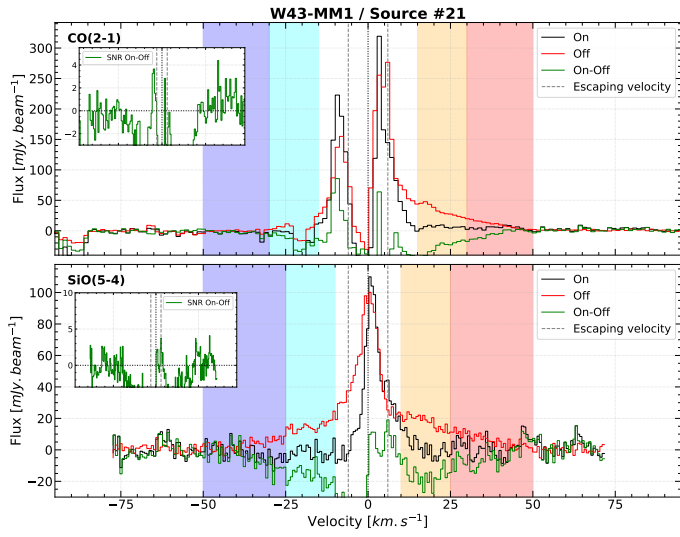
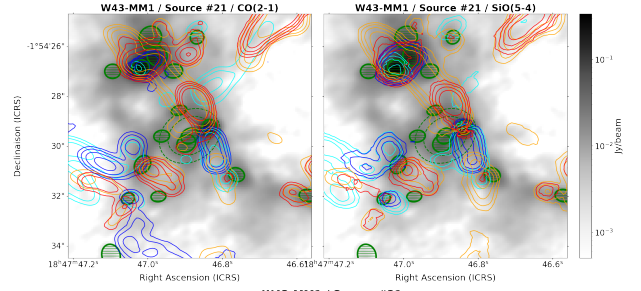
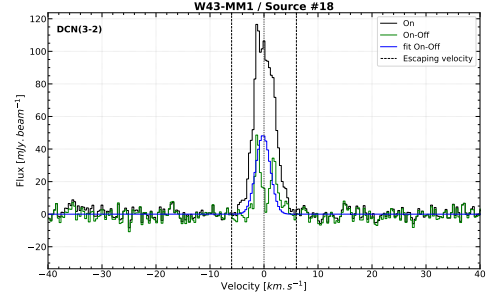
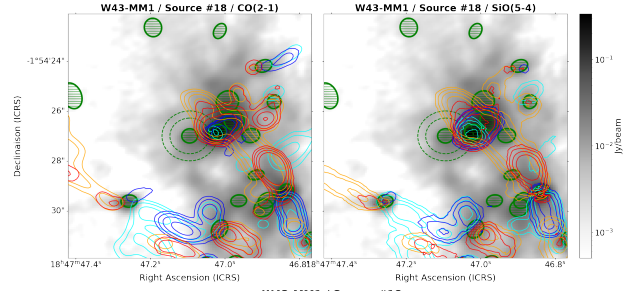
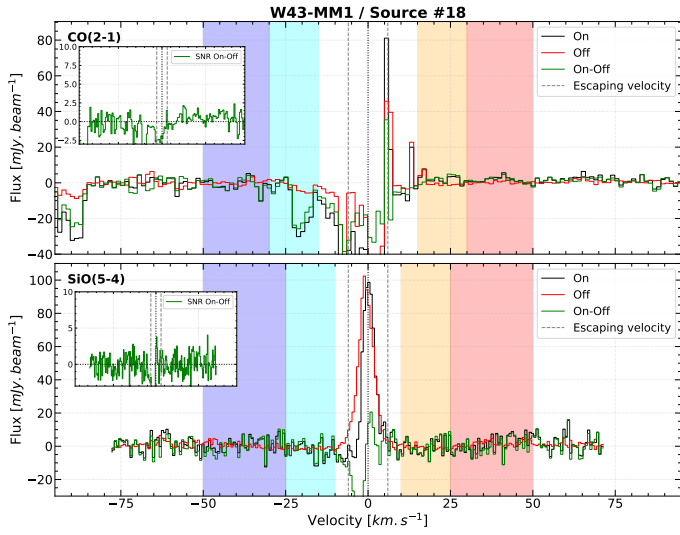


Fig. E.9. continued.

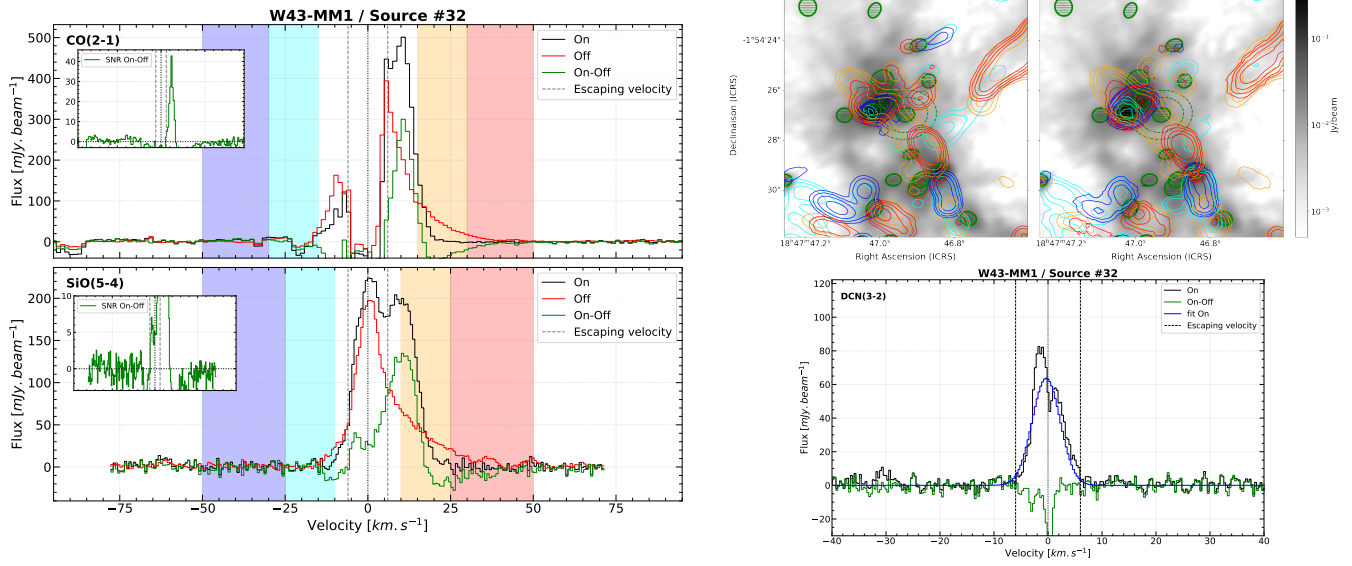


Fig. E.9. continued.

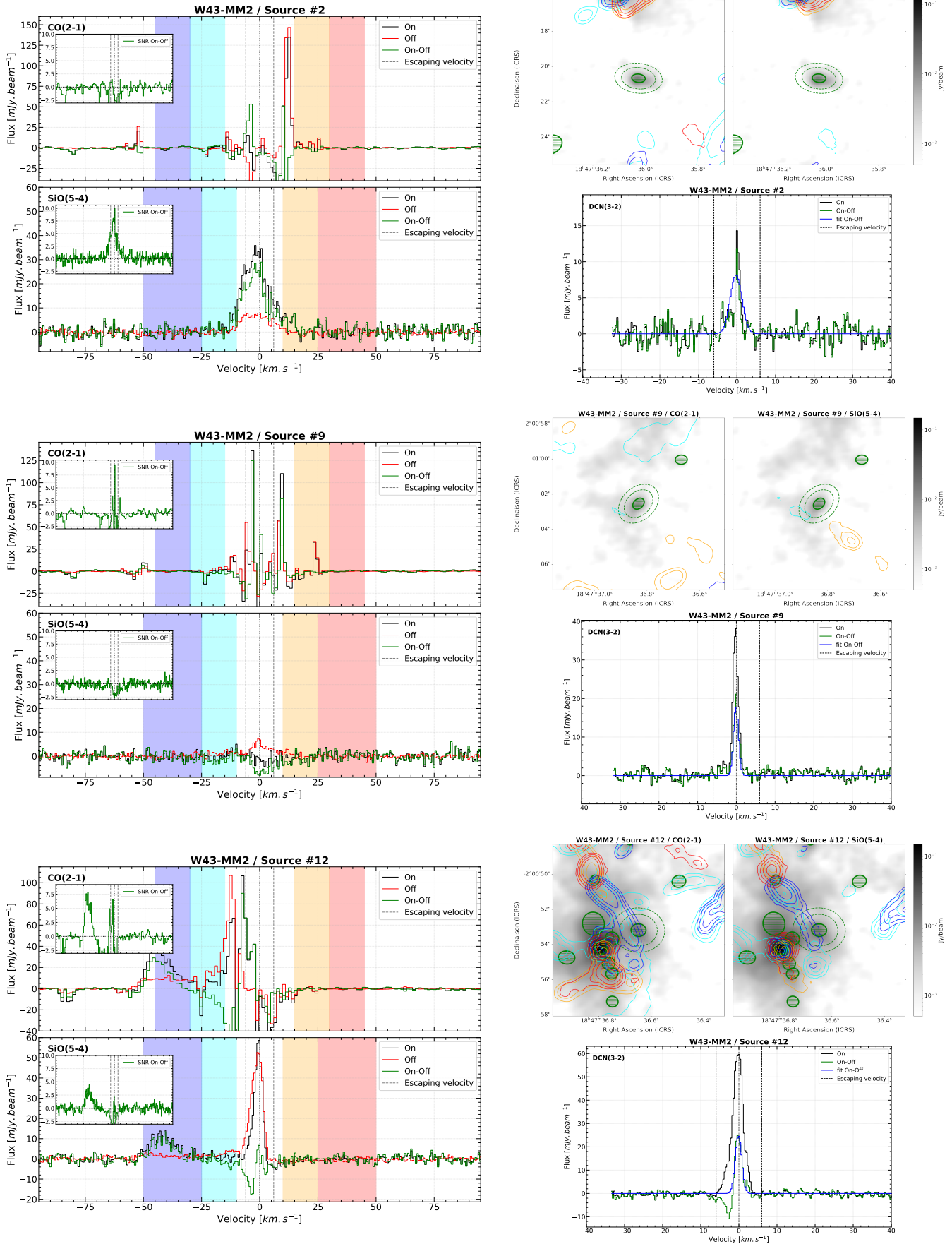


Fig. E.10. CO and SiO spectra (left) and molecular outflow maps (top right) of the high-mass PSC candidates of the W43-MM2 region. CO contours are 10, 20, 40, and 80 in units of σ , with $\sigma = 18.9, 11.0, 6.4 \text{ mJy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ for cyan, blue, orange and red contours respectively. SiO contours are 10, 20, 40, and 80 in units of σ , with $\sigma = 4.4, 5.7, 4.5, 5.7 \text{ mJy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ for cyan, blue, orange and red contours respectively. DCN spectra and fits (bottom right) of the high-mass PSC candidates of the W43-MM2 region.

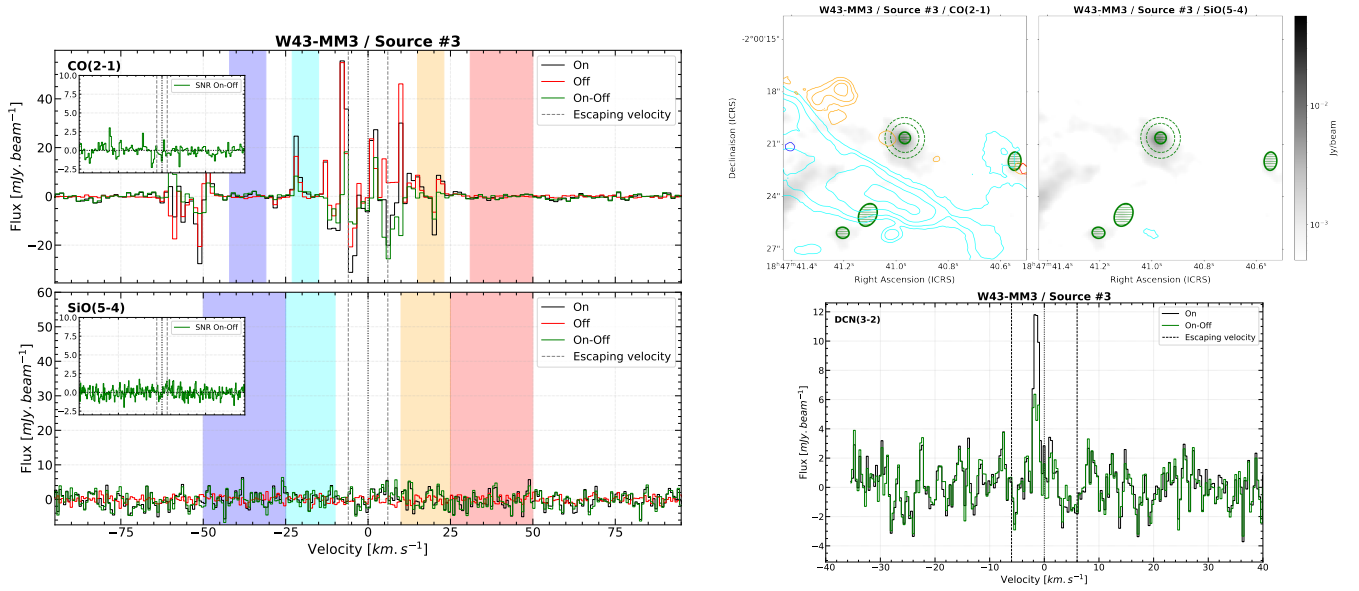


Fig. E.11. CO and SiO spectra (left) and molecular outflow maps (top right) of the high-mass PSC candidate of the W43-MM3 region. CO contours are 5, 10, 20, and 40 in units of σ , with $\sigma = 14.3, 12.6, 10.8, 9.0$ mJy beam $^{-1}$ km s $^{-1}$ for cyan, blue, orange and red contours respectively. SiO contours are 5, 10, 20, and 40 in units of σ , with $\sigma = 5.7, 7.2, 5.5, 7.2$ mJy beam $^{-1}$ km s $^{-1}$ for cyan, blue, orange and red contours respectively. DCN spectra and fit (bottom right) of the high-mass PSC candidate of the W43-MM3 region.

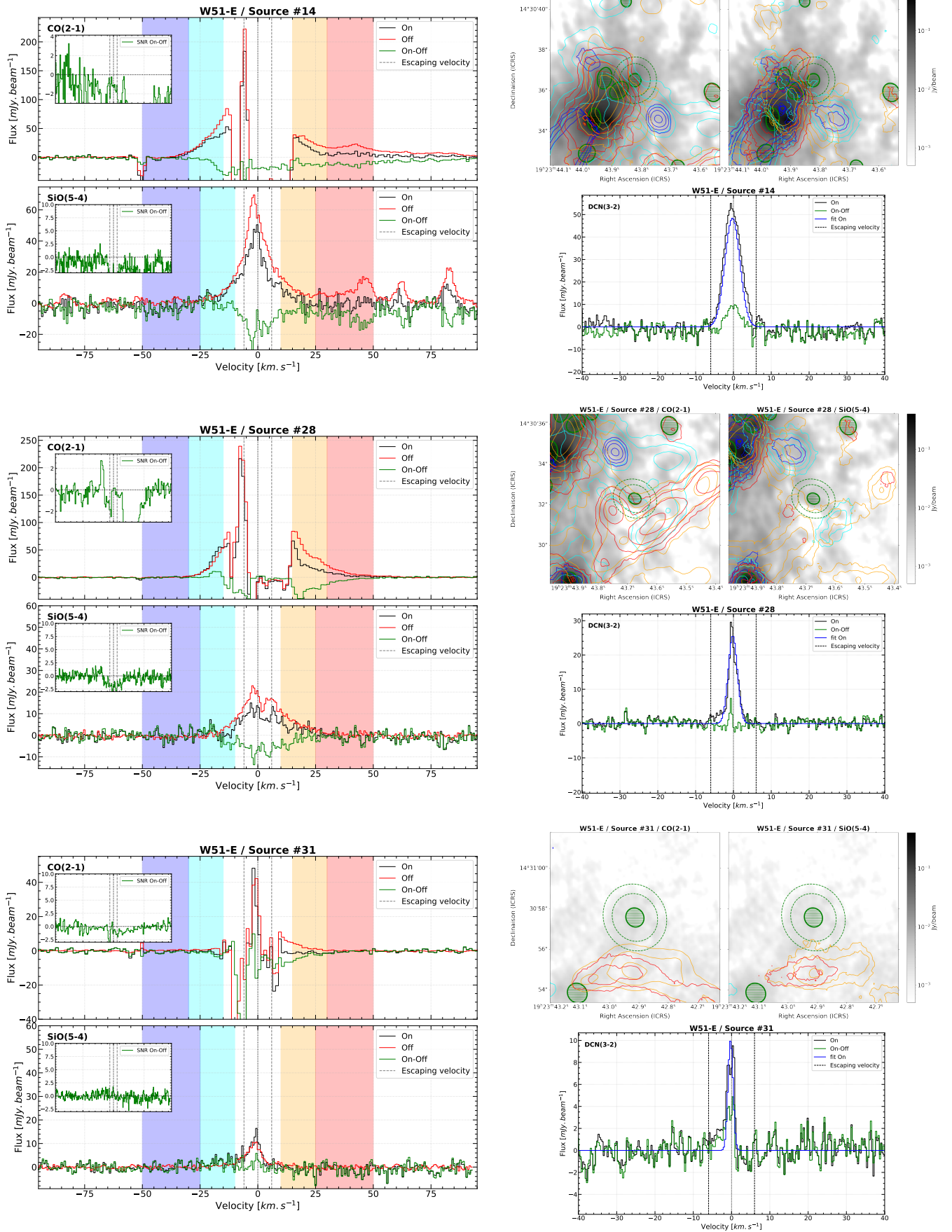


Fig. E.12. CO and SiO spectra (left) and molecular outflow maps (top right) of the high-mass PSC candidates of the W51-E region. CO contours are 10, 20, 40 and 80 in units of σ , with $\sigma = 13.3, 7.5, 25.7, 10.2$ mJy beam⁻¹ km s⁻¹ for cyan, blue, orange and red contours respectively. SiO contours are 10, 20, 40 and 80 in units of σ , with $\sigma = 4.7, 6.1, 4.6, 6.0$ mJy beam⁻¹ km s⁻¹ for cyan, blue, orange and red contours respectively. DCM spectra and fits (bottom right) of the high-mass PSC candidates of the W51-IRS2 region.

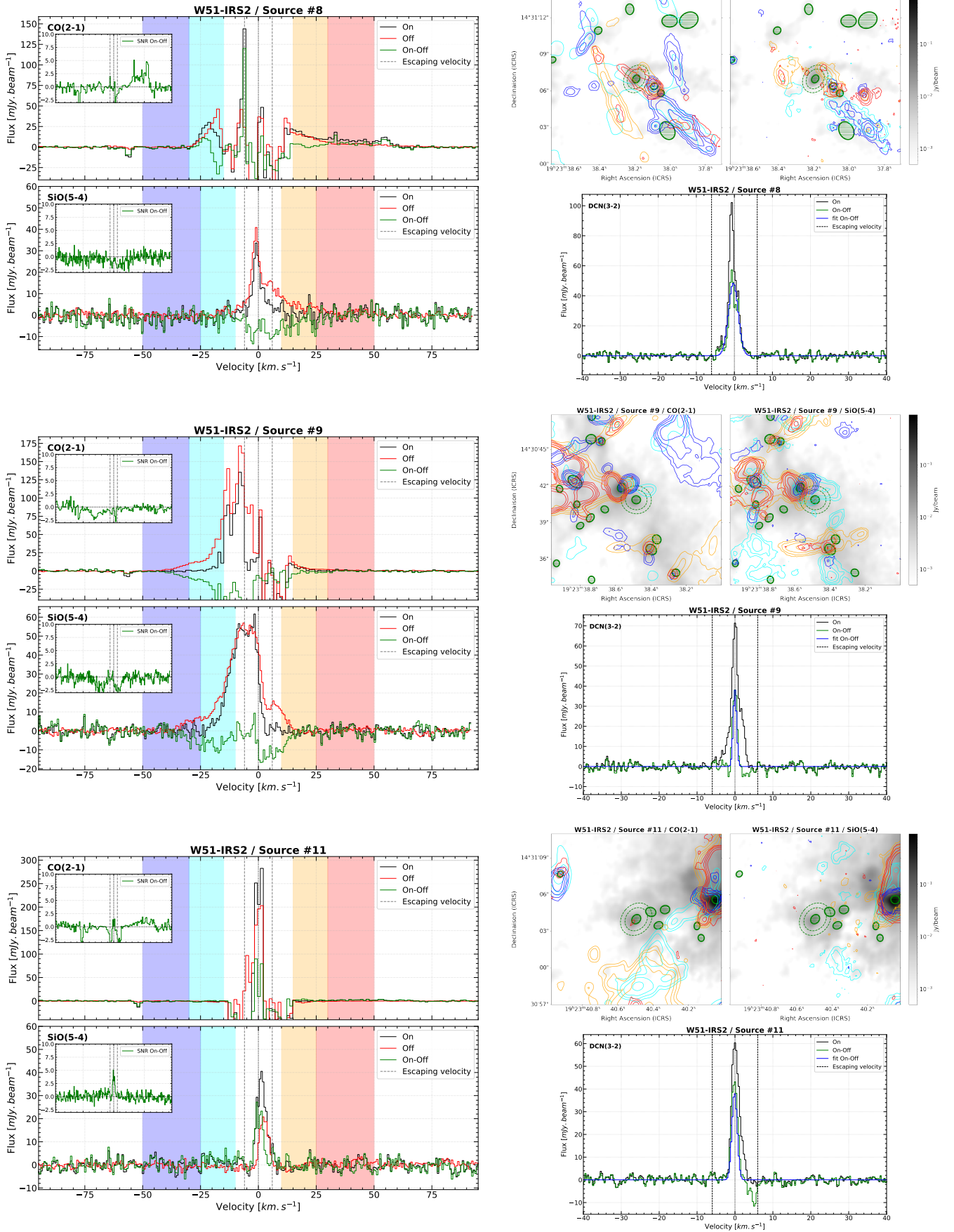


Fig. E.13. CO and SiO spectra (left) and molecular outflow maps (top right) of the high-mass PSC candidates of the W51-IRS2 region. CO contours are 5, 10, 20, and 40 in units of σ , with $\sigma = 105.5, 13.8, 44.8, 13.2$ mJy beam $^{-1}$ km s $^{-1}$ for cyan, blue, orange and red contours respectively. SiO contours are 5, 10, 20, and 40 in units of σ , with $\sigma = 5.9, 7.4, 6.2, 7.5$ mJy beam $^{-1}$ km s $^{-1}$ for cyan, blue, orange and red contours respectively. DCN spectra and fits (bottom right) of the high-mass PSC candidates of the W51-IRS2 region.

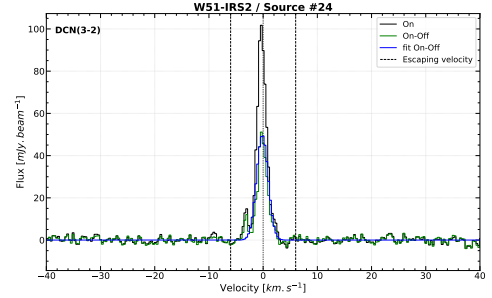
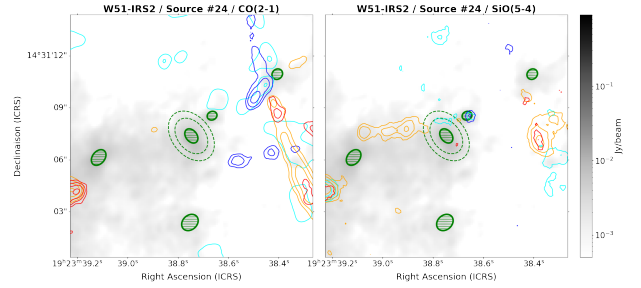
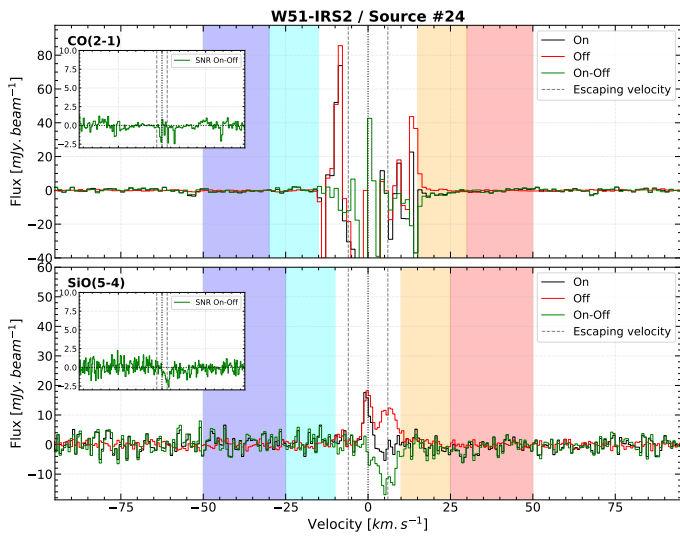
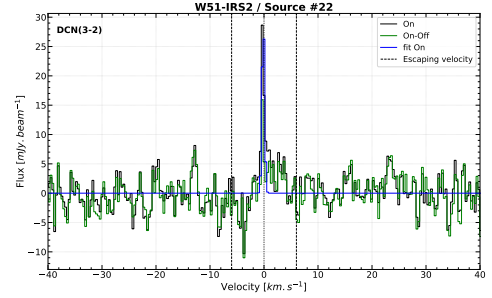
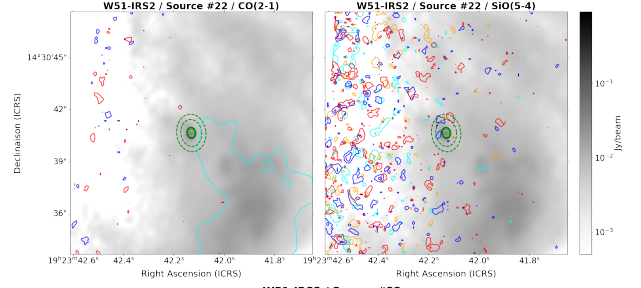
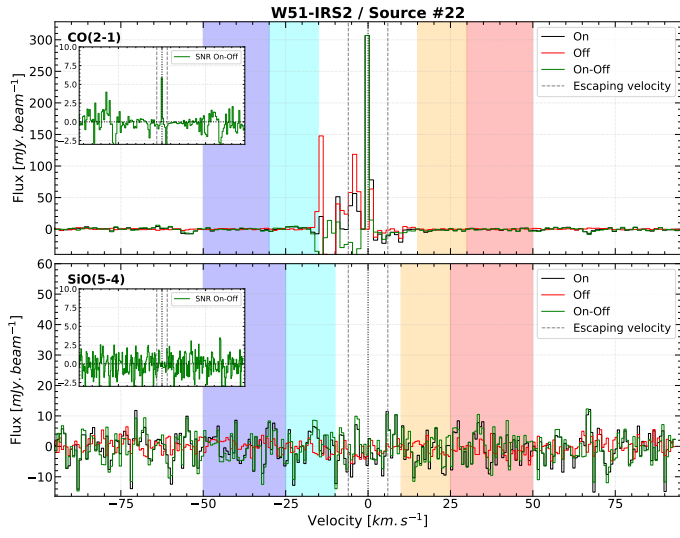
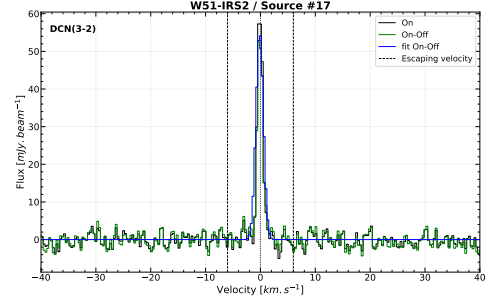
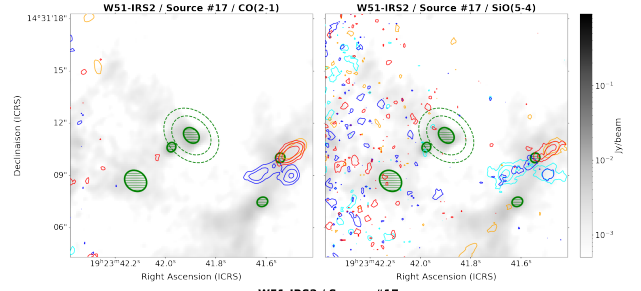
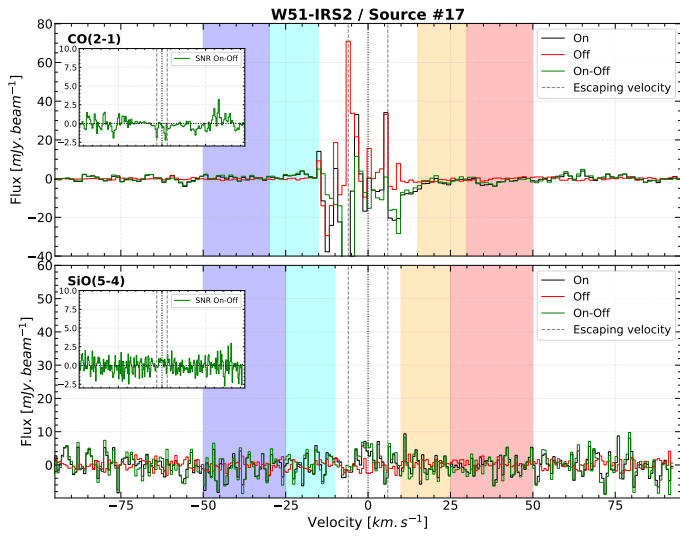


Fig. E.13. continued.

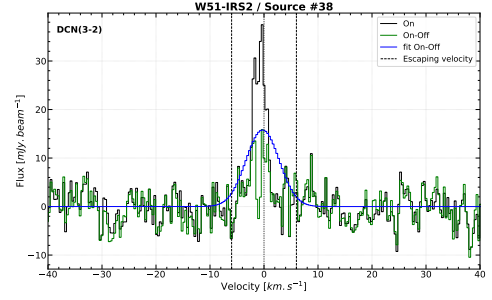
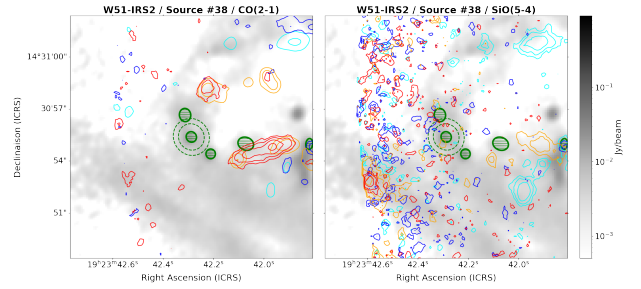
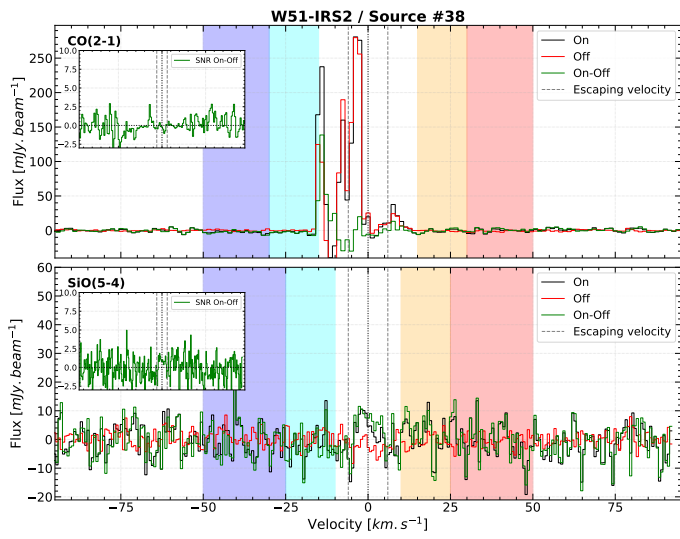
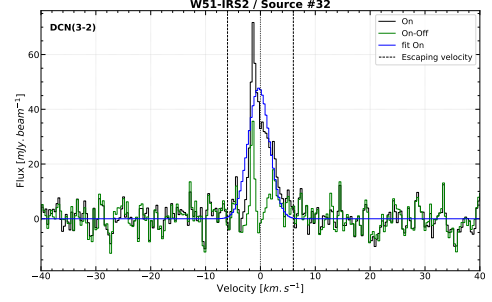
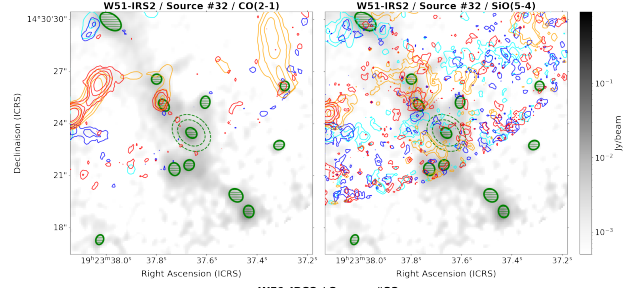
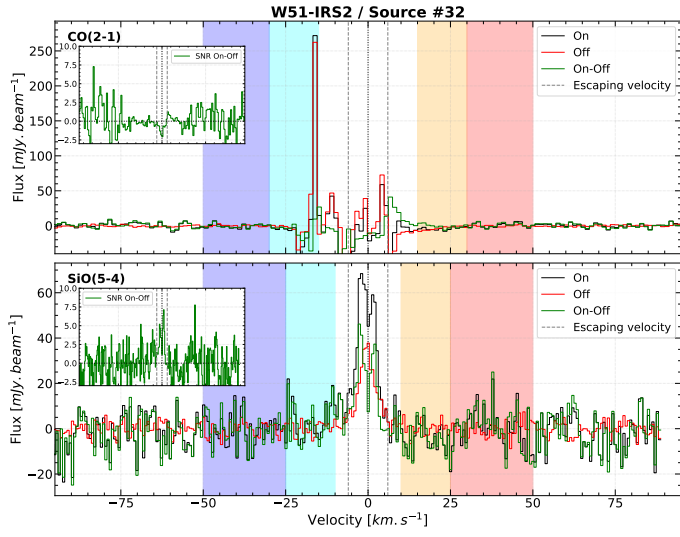
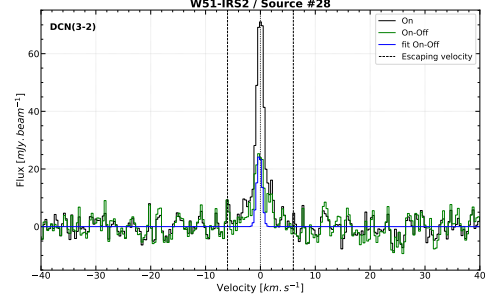
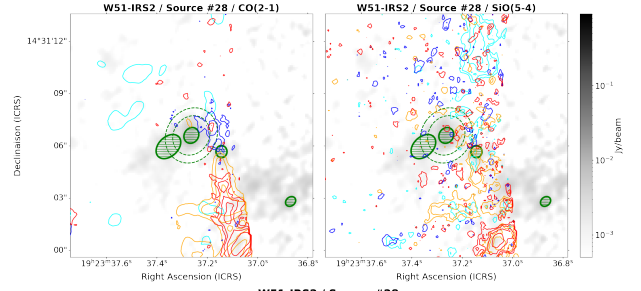
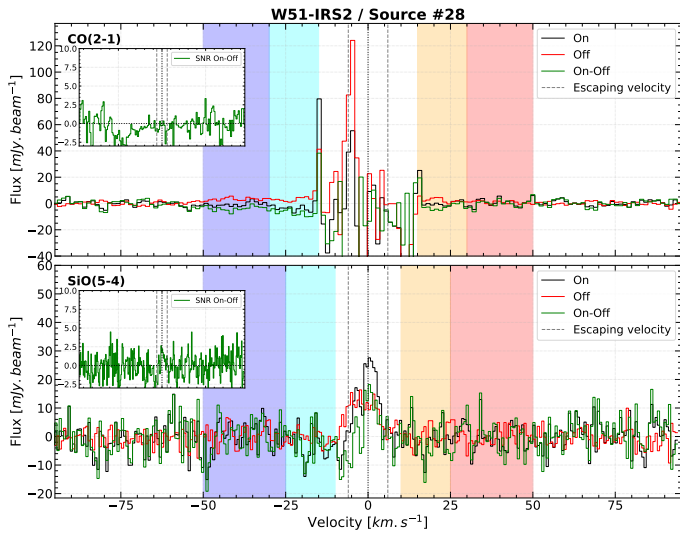


Fig. E.13. continued.

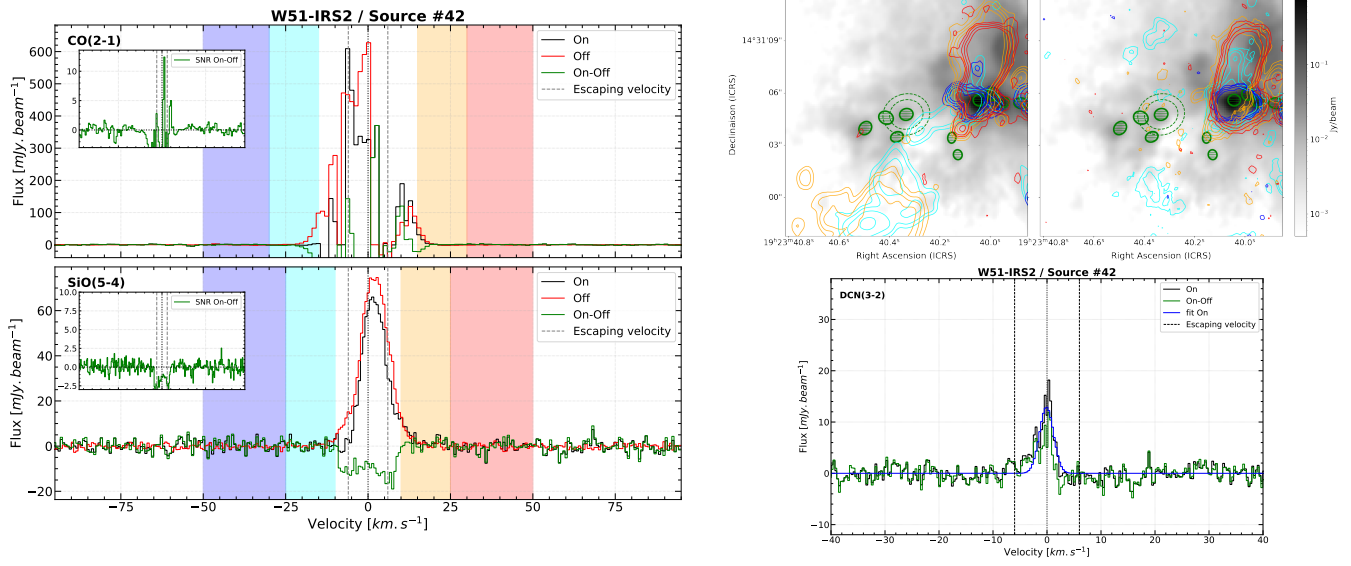


Fig. E.13. continued.

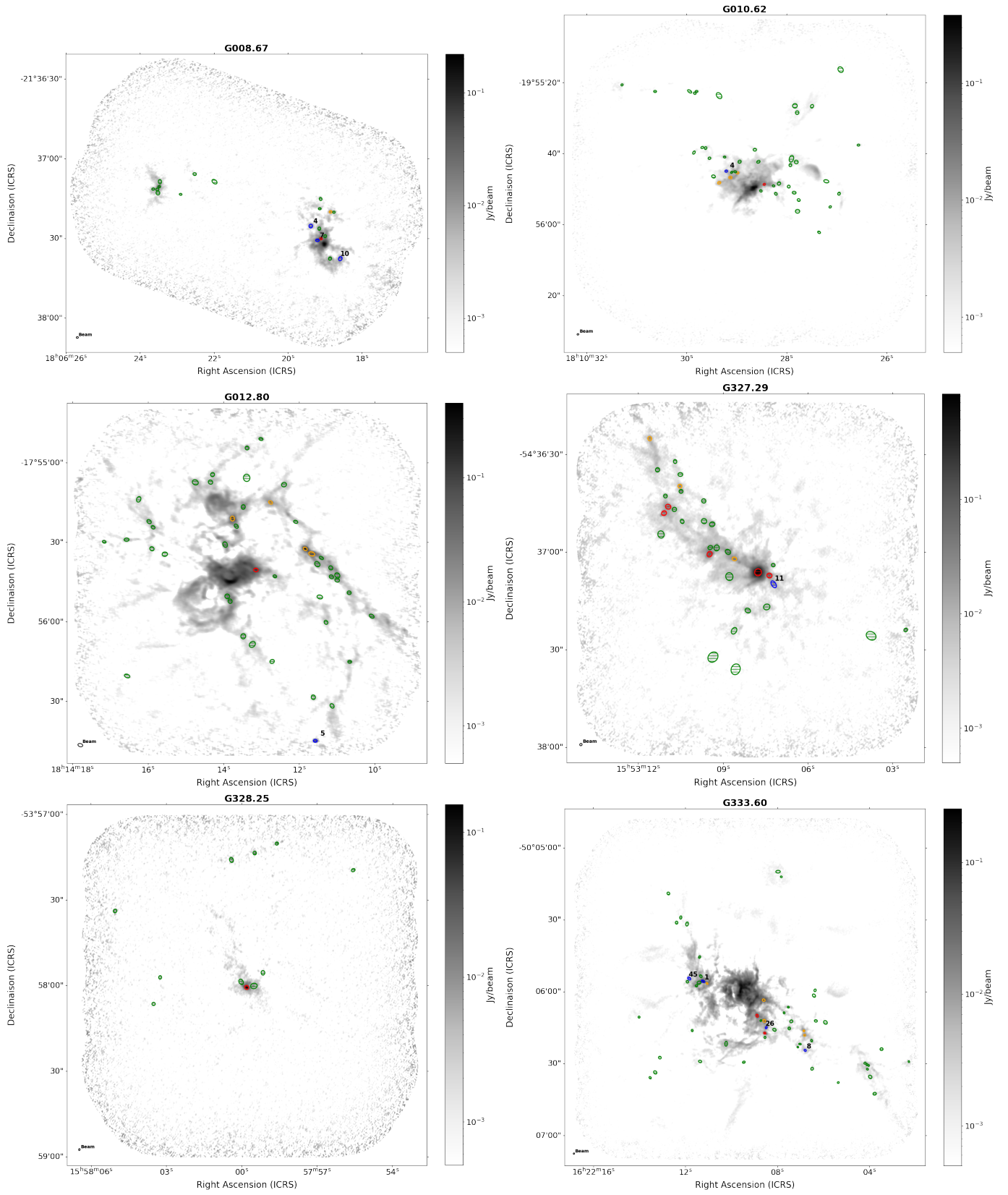


Fig. F.1. Locations of the high-mass PSC candidates in the ALMA-IMF regions. The candidates are the blue ellipses annotated with their number. The red cores are the high-mass protostellar cores ($M > 8 M_{\odot}$) and the orange ones are the intermediate mass protostellar cores ($4 M_{\odot} < M < 8 M_{\odot}$). The other cores are the green ellipses which are non studied cores.

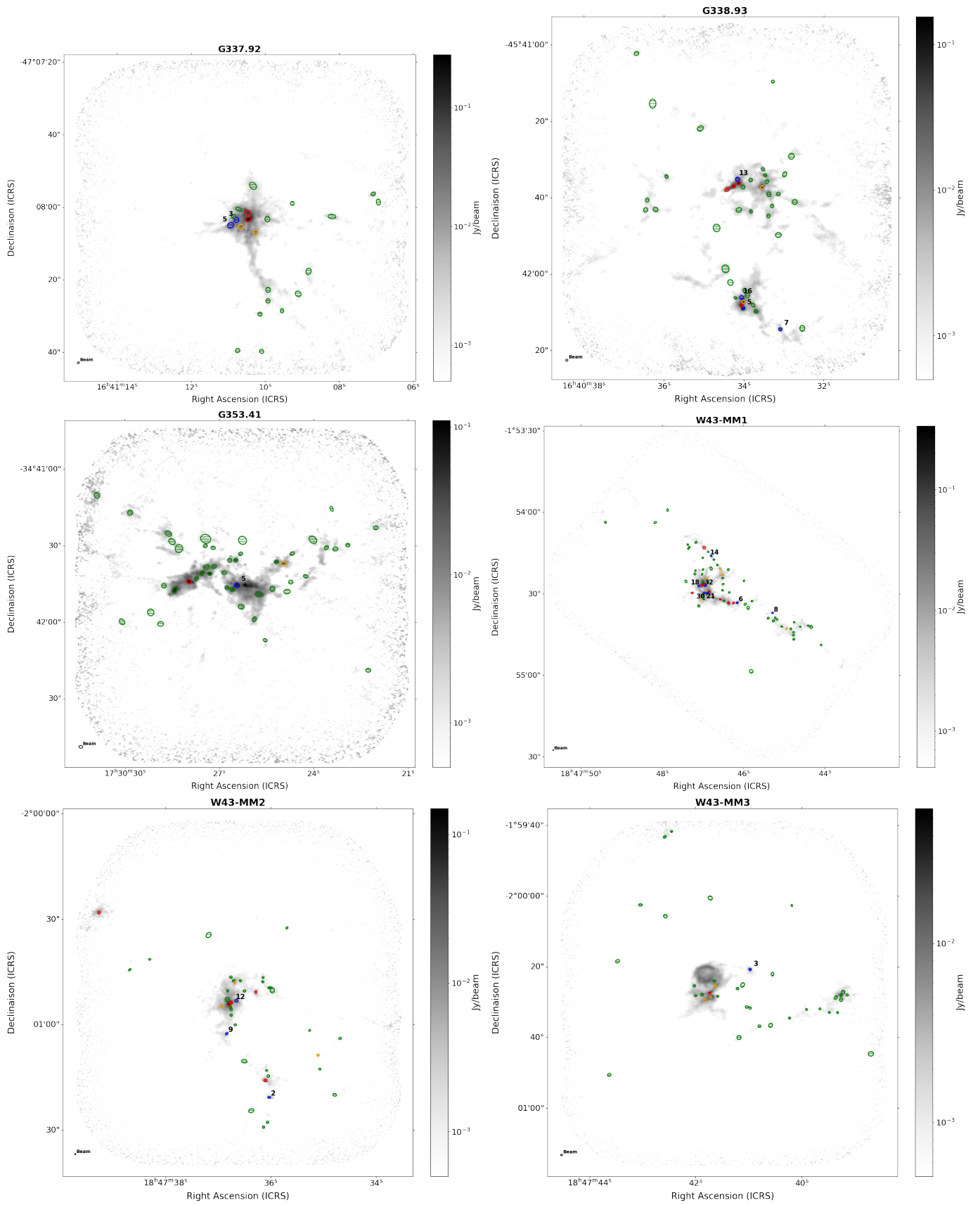


Fig. F.1. continued.

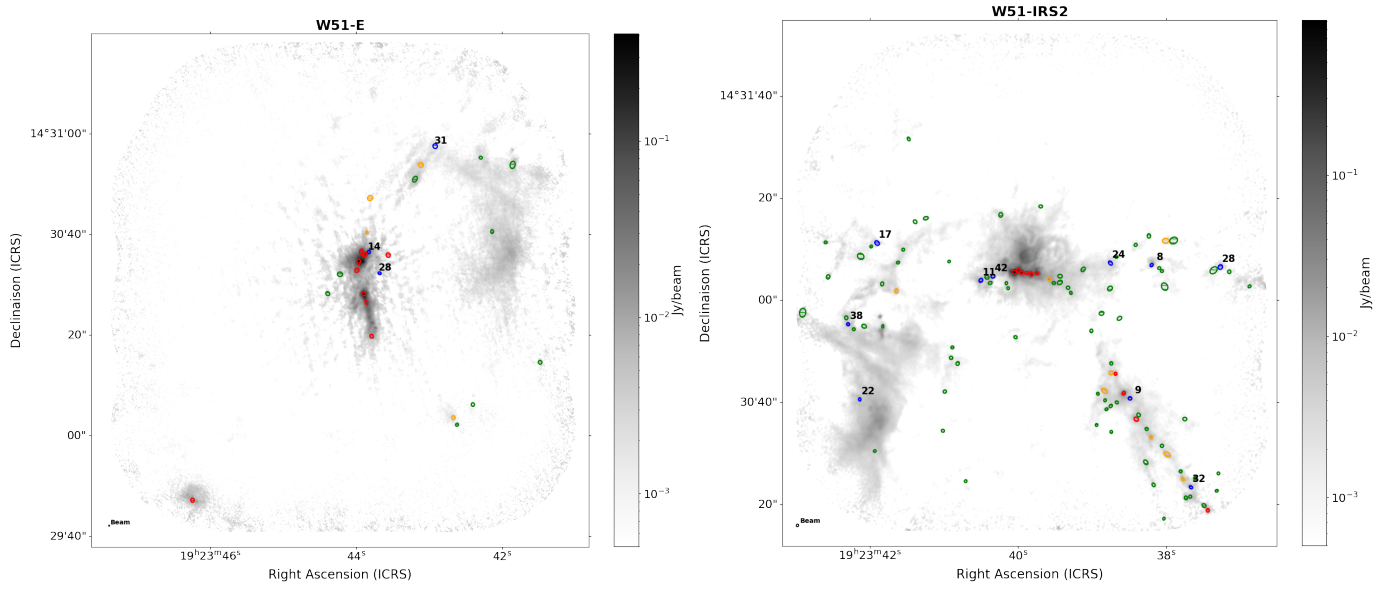


Fig. F.1. continued.

3.3 Compléments

3.3.1 Possibles biais de la méthode

Il est important d'aborder les possibles biais de détection des cœurs préstellaires et protostellaires via la méthode présentée dans la section 3.1. La première question sur laquelle nous pouvons nous pencher est : les algorithmes d'extraction de source (en l'occurrence ici getsf et GExt2D, voir chapitre 2) recensent-ils tous les cœurs denses, notamment dans les endroits les plus complexes ? Il est possible que dans les régions centrales des amas où de nombreux cœurs sont présents, le contraste d'émission entre les sources les plus brillantes et celles de faible masse ne soit pas suffisant pour détecter les cœurs de plus faible masse. Cependant, ce travail se concentrant sur les cœurs massifs, nous pouvons penser que l'ensemble des cœurs de plus de $8 M_{\odot}$ sont bien référencés dans les catalogues de sources à notre disposition.

Ensuite, est-il possible que certains cœurs préstellaires aient été associés à un flot protostellaire ou inversement ? Dans les amas où de nombreux flots protostellaires se recouvrent, il est compliqué pour certains cœurs de déterminer s'ils sont à l'origine d'une éjection ou non. Ne disposant pas de données à $70 \mu\text{m}$ avec une résolution spatiale assez bonne (voir la section 1.2.5), nous ne pouvons pas utiliser le domaine IR pour déterminer si une protoétoile est présente au sein de ces cœurs de gaz. Des données JWST à $28 \mu\text{m}$ permettraient quant à elles de déterminer si des protoétoiles légèrement évoluées (l'équivalent massif des classes 1) sont présentes dans ces cœurs. Dans le cadre de cette étude, afin de construire un échantillon robuste de cœurs préstellaires de plus de $8 M_{\odot}$, les cœurs denses situés au croisement de nombreux flots ont été classifiés comme protostellaires. Le nombre de cœurs préstellaires s'en trouve donc probablement réduit, cependant nous minimisons ce biais à l'aide de la méthode On-Off qui permet de réaliser une étude spectrale de l'enveloppe de chaque cœur.

Enfin, étudier systématiquement les éjections protostellaires au delà de $\pm 6 \text{ km s}^{-1}$ pour tous les cœurs a-t-il pour conséquence de manquer certaines éjections à basse vitesse pour lesquels la vitesse d'échappement du gaz est plus faible que ce seuil ? Comme expliqué dans [Vaille-Manet et al. \(sub\)](#), les cœurs denses étudiés étant massifs, si une protoétoile était présente au sein de celui-ci, alors le taux d'accrétion attendu serait important (de l'ordre de $10^{-3} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$) accompagné d'une éjection forte détectable au delà de $\pm 6 \text{ km s}^{-1}$. On peut donc penser qu'aucun flot à basse vitesse n'a été manqué dans la classification des cœurs préstellaires massifs.

3.3.2 Influence de la température sur les temps de vie

Nous avons vu dans la section 2.1.3 et dans l'article [Vaille-Manet et al. \(sub\)](#) présenté dans la section 3.2 que la température des poussières adoptée pour calculer la masse des cœurs a une forte influence. Nous avons utilisé trois hypothèses différentes pour la température des cœurs préstellaires (20 K, la température PPMAP non corrigée et la température correspondant à la masse moyenne, voir la section 7 de l'article). Cependant, nous n'avons pas discuté la température des cœurs protostellaires. Les températures adoptées étaient celles des catalogues publiés par [Louv et al. \(sub\)](#), dans lesquels tous les cœurs chauds détectés dans [Bonfand et al. \(2024\)](#) ont été associés à une température de 100 K. Pour tester la robustesse de nos résultats nous pouvons adopter les températures proposés par [Motte et al. \(2024\)](#) pour l'ensemble de l'échantillon de cœurs protostellaires utilisés pour calculer les temps de vie statistique de la phase préstellaire massive. Ces températures correspondent à la moyenne entre la température extraite sur les cœurs dans les cartes PPMAP publiés par [Dell'Ova et al. \(2024\)](#) et la température dérivée à partir des cartes de luminosité lorsque le cœur est associé à un pic de luminosité (voir [Motte et al. \(2024\)](#) pour plus de détails).

En utilisant ces températures affinées pour les cœurs protostellaires, nous pouvons à nouveau calculer leur masse et construire les histogrammes de masse pour dériver les temps de vie statistique, comme dans la section 7 de [Vaille-Manet et al. \(sub\)](#). Nous obtenons 45 cœurs protostellaires avec $M > 8 M_{\odot}$ avec ces nouvelles températures, contre 52 cœurs protostellaires dans l'article. Ces nouvelles températures augmentent de manière générale les températures des cœurs, sauf pour les cœurs chauds qui ne sont plus systématiquement associés à une température de 100 K. Cette augmentation générale de la température des cœurs explique le plus faible nombre de cœurs protostellaires plus massifs que $8 M_{\odot}$. De la même manière que calculés dans l'article, les histogrammes présentant les temps de vie statistique moyens de la phase préstellaire massive sont présentés en figure 3.6. L'histogramme de gauche correspond à l'hypothèse où la masse d'enveloppe protostellaire reste constante (scénario "clump-fed"), tandis que l'histogramme de droite correspond à un réservoir protostellaire fini qui décroît dans le temps (scénario "core-fed"). Les temps de vie moyens dérivés dans différents intervalles de masse sont présentés dans la table 3.1.

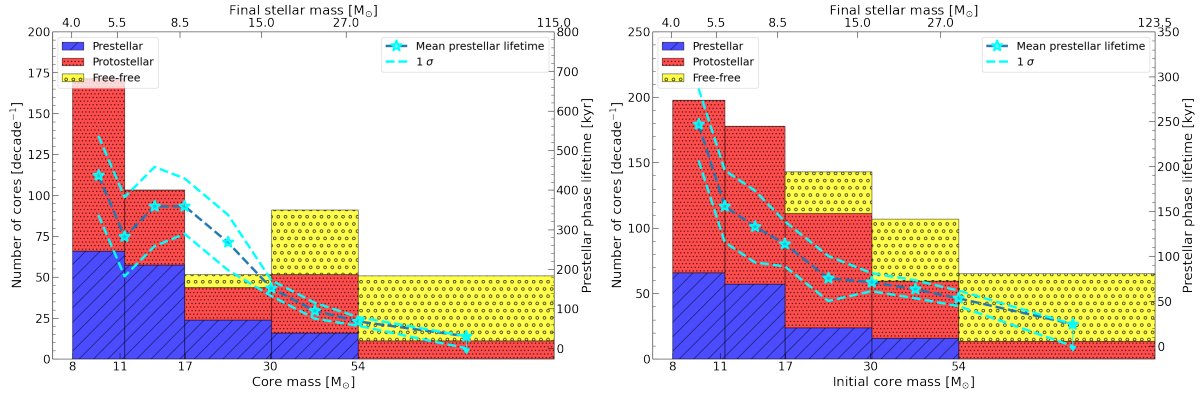


FIGURE 3.6 – **Gauche** : Histogramme pondéré du nombre de cœurs préstellaires et protostellaires par bin de masse pour l'hypothèse de "clump-fed". Le temps de préstellaire moyen (dérivé des trois hypothèses de température préstellaire) et sa dispersion à 1σ sont représentés par les étoiles et les lignes tirées cyan. **Droite** : Même histogramme dans l'hypothèse de "core-fed".

TABLE 3.1 – Temps de vie de la phase préstellaire massive.

	Mass range [M_{\odot}]	t_{PSC}^1 [kyr]
Enveloppe protostellaire constante	8 - 16	350 [250 - 450]
	16 - 30	250 [180 - 320]
	30 - 55	100 [80 - 120]
Decreasing protostellar envelope	8 - 16	160 [120 - 200]
	16 - 30	90 [70 - 110]
	30 - 55	60 [50 - 70]

¹ Temps de vie préstellaire moyen obtenu dans les histogrammes de la figure 3.6. La gamme donnée entre crochets correspond à l'incertitude.

Les temps de vie obtenus en utilisant les températures de [Motte et al. \(2024\)](#) pour les cœurs protostellaires sont très proches de ceux présentés dans la table 5 de [Vaille-Manet et al. \(sub\)](#).

Cela souligne la robustesse de nos résultats, puisqu'en utilisant différentes hypothèses de température pour les cœurs préstellaires et les cœurs protostellaires, nous obtenons des temps de vie statistiques proches. Ces temps de vie sont toujours nettement plus courts que le temps de vie de la phase préstellaire de faible masse comme suggéré dans notre article, et nettement plus longs que les temps typiques d'effondrement (chute libre).

3.3.3 Plusieurs bursts de formation d'étoiles ?

En utilisant l'échantillon de 30 cœurs préstellaires présenté dans l'article de la section précédente avec $M > 8 M_{\odot}$, nous pouvons étudier la statistique de cette phase précoce au sein des différents proto-amas. Une première analyse consiste à comparer le nombre de cœurs préstellaires en fonction du stade évolutif des régions.

Motte et al. (2022) a utilisé le rapport de flux à 1 et 3 mm des régions ainsi que le contenu en émission free-free afin de classer les différents proto-amas en régions jeunes, intermédiaires et évoluées. Comme expliqué dans le chapitre 2, plus une région est évoluée, plus le rapport de flux doit diminuer et plus la région doit présenter d'émission free-free provenant des bulles HII. En ne considérant qu'un seul évènement (appelé burst en anglais et dans la suite) de formation d'étoiles (massives), on s'attendrait à ce que la fraction de cœurs préstellaires soit plus élevée dans les régions jeunes, diminuant ensuite dans les régions intermédiaires puis évoluées, voire même que cette fraction soit inexistante vu le temps de vie court de la phase préstellaire massive.

Dans le panneau de gauche de la figure 3.7 je montre le nombre de cœurs préstellaires dans les trois stades évolutifs des régions. On observe que le nombre de candidats préstellaires est effectivement plus important dans les régions jeunes (15 cœurs) que dans les régions intermédiaires (5 cœurs). Cependant, le nombre de candidats semble redevenir élevé dans les régions évoluées avec 10 cœurs. Ce constat est également valable pour les cœurs préstellaires massifs de l'échantillon ($M > 16 M_{\odot}$) avec 6/1/5 cœurs respectivement dans les régions jeunes/intermédiaires/évoluées. Ce résultat n'est normalement pas influencé par la masse totale dans chaque stade évolutif, puisqu'elle est similaire, avec environ $4 \times 10^4 M_{\odot}$.

Le rapport du nombre de cœurs préstellaires sur le nombre total de cœurs dans chaque région est également plus important dans les régions jeunes avec 8 % (voir carrés rouges). Il est ensuite environ similaire dans les régions intermédiaires et évoluées avec 4 %.

Le nombre réduit de cœurs préstellaires dans les régions intermédiaires, malgré une masse totale similaire, pourrait suggérer qu'un premier burst de formation d'étoiles a lieu dans les régions jeunes, suivi d'une activité de formation décroissante dans les régions intermédiaires. Le rapport de cœurs préstellaires similaire dans les régions évoluées et intermédiaires pourrait s'expliquer par un second burst de formation d'étoiles massives. Cependant, ce rapport étant plus faible que celui des régions jeunes, ce second burst pourrait être moins intense en termes de formation d'étoiles massives, ou indiquer que les régions évoluées sont, en moyenne, au tout début de ce second burst.

Pour approfondir cette hypothèse de deux bursts de formation d'étoiles, nous pouvons examiner le nombre de cœurs protostellaires au dessus de $8 M_{\odot}$ dans les trois types de région. On trouve 26, 12 et 14 cœurs protostellaires respectivement dans les régions jeunes, intermédiaires et évoluées. Cela suggère une diminution du nombre de cœurs protostellaires dans les régions intermédiaires par rapport aux régions jeunes, ainsi qu'une diminution dans les régions évoluées par rapport aux régions jeunes. La même tendance est donc observée pour les cœurs protostellaires.

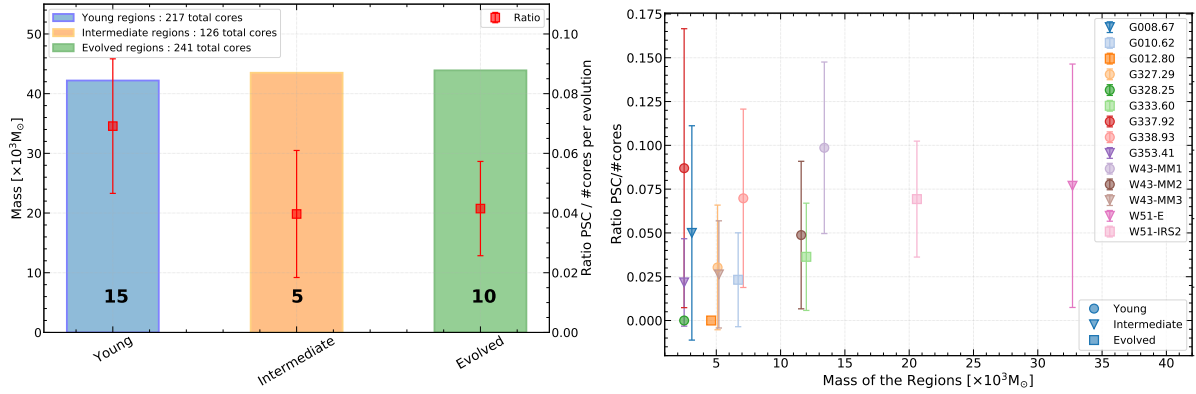


FIGURE 3.7 – **Gauche** : Les bins rectangulaires représentent la masse totale de chaque stade d’évolution des proto-amas et les carrés rouges le ratio du nombre de cœurs préstellaires (avec $M > 8M_\odot$) sur le nombre total de cœurs de chaque stade évolutif. Le nombre de cœurs préstellaires pour chaque stade évolutif est écrit au centre des bins rectangulaires. Les barres d’erreur représentent l’erreur Poissonnienne. **Droite** : Ratio du nombre de cœurs préstellaires sur le nombre total de cœurs dans chaque région en fonction de la masse des régions. Les marqueurs circulaires, triangulaires et carrés sont utilisés respectivement pour les proto-amas jeunes, intermédiaires et évolués.

Le panneau de droite de la figure 3.7 présente le ratio du nombre de cœurs préstellaires au dessus de $8M_\odot$ sur le nombre total de cœurs denses pour chacun des 14 proto-amas étudiés. On observe que les taux de cœurs préstellaires varient entre 0 et 10 %, et qu’un plus grand nombre de régions jeunes, comparé aux régions intermédiaires et évoluées, est présent parmi les régions ayant le rapport de cœurs préstellaires le plus élevé (4 régions jeunes avec au moins 5 %, contre 2 régions intermédiaires et 1 région évoluée). De plus, au-delà d’un seuil en masse d’environ $10 \times 10^4 M_\odot$, toutes les régions présentent un rapport de cœurs préstellaires d’au moins 7 ± 2 %.

Nous pouvons conclure que nous observons possiblement deux bursts de formation d’étoiles, le second formant moins d’étoiles massives ou étant encore jeune. Ce second burst de formation pourrait être une conséquence du feedback de la première génération d’étoiles. Ce résultat est en accord l’observation de régions HII dans les proto-amas évolués (Motte et al., 2022; Armande et al., 2024), ainsi que l’observation de cœurs préstellaires de plus faible masse détectés en N_2D^+ dans les parties externes des proto-amas évolués selon Cunningham et al. (2023), suggérant l’émergence une nouvelle génération de cœurs.

Nous constatons aussi qu’il pourrait y avoir un seuil en masse entre 5000 et 10000 M_\odot pour les régions pour former des étoiles massives. Il ne s’agit potentiellement que d’un effet statistique car nous travaillons ici avec des petits nombres d’objets (voir barres d’erreur Poissonniennes). Ce possible seuil en masse est proche de la masse du nuage d’Orion ($2 \times 10^5 M_\odot$, Wilson et al., 2005) qui ne forme actuellement pas d’étoiles massives. C’est aussi une valeur compatible en ordre de grandeur avec le seuil en masse vu par Csengeri et al. (2014) de $650 M_\odot$ au-delà duquel il est probable que des cœurs massifs se forment dans des clumps d’environ 0.3 pc. Ici, les proto-amas observés ont des tailles de 1 à 2 pc et contiennent typiquement 5 fois plus de masse ($3250 M_\odot$).

3.3.4 Une ségrégation en masse des proto-amas

Nous avons aussi observé que la majorité des cœurs préstellaires massifs ($M > 16M_\odot$) se trouvent dans des amas (*clumps*), avec 10 sur 12 (environ 80 %) candidats localisés dans ces

régions. Les critères pour classer les cœurs selon leur localisation sont les suivants :

- Un cœur est considéré comme situé dans un amas s'il a au moins deux voisins de plus de $8 M_{\odot}$ dans un rayon de 0.15 pc.
- Un cœur est considéré comme isolé s'il a au maximum un voisin de plus de $8 M_{\odot}$ dans un rayon de 0.15 pc.

En appliquant ces critères aux cœurs protostellaires de plus de $16 M_{\odot}$ présentés dans la table en Annexe C de l'article, nous trouvons que 21 des 27 cœurs (environ 80 % également) sont situés dans ces amas/clumps. Cela montre que les cœurs les plus massifs, qu'ils soient préstellaires ou protostellaires, se forment principalement dans les régions les plus concentrées en masse des régions observées, i.e. des proto-amas. À l'inverse, 11 des 18 (environ 60 %) cœurs préstellaires avec une masse comprise entre 8 et $16 M_{\odot}$ sont isolés et n'appartiennent pas à un clump.

Cette ségrégation spatiale des cœurs les plus massifs, indépendamment de leur stade d'évolution, suggère une possible ségrégation en masse des proto-amas dès leur formation. Une possibilité de formation des étoiles est qu'elles puissent naître n'importe où au sein d'un nuage, et que la ségrégation en masse se déroule ultérieurement avec un rassemblement des étoiles massives au centre des amas, on parle de ségrégation dynamique. Cependant, plusieurs amas jeunes avec une ségrégation en masse importante ont été observés (Hillenbrand, 1997; Hillenbrand and Hartmann, 1998; Fischer et al., 1998; Sirianni et al., 2002; Stolte et al., 2006), et les simulations ont montré qu'une telle ségrégation en masse dans des amas aussi jeunes ne pouvait être expliquée par une évolution dynamique (voir par exemple Bonnell and Davies, 1998). McMillan et al. (2007) ont ensuite simulé la fusion de sous-amas qui permet d'expliquer une plus rapide ségrégation en masse pour ce type d'amas jeunes.

Ici, nos résultats suggèrent donc une ségrégation en masse présente dès la naissance des cœurs qui n'a pas lieu ultérieurement par rassemblement des cœurs au centre des clumps. Cela expliquerait la présence de la majorité des cœurs préstellaires et protostellaires massifs au sein des clumps centraux des proto-amas du relevé ALMA-IMF.

3.3.5 Le relevé ALMA-IMF est-il suffisant pour sonder les plus hautes masses ?

En reprenant le calcul de la section 1.3.1, on peut estimer l'ordre de grandeur du nombre de protoétoiles et le nombre de protoétoiles OB qui devraient être présents dans le relevé ALMA-IMF. Le relevé ALMA-IMF a observé des proto-amas entre des longitudes galactiques comprises approximativement entre $-60^{\circ} < l < +60^{\circ}$ (voir figure 2.1). On peut considérer que les 15 proto-amas cartographiés représentent 50 % des régions de formation d'étoiles massives dans 1/3 du disque de la galaxie de rayon 5.5 kpc car seulement une partie des proto-amas les plus massifs ont été sélectionnés (de l'ordre de la moitié, voir Motte et al., 2022). En sachant que le disque galactique fait environ 10 kpc de rayon, en supposant une répartition homogène des régions des proto-amas massifs dans la galaxie et en reprenant les résultats $N_{\text{proto}}^{\text{OB}} = 6.54 \times 10^3$ et $N_{\text{proto}}^{\text{tot}} = 1.04 \times 10^6$ de la partie 1.3.1 sur l'ensemble de la galaxie, on a alors :

$$\begin{aligned}
 N_{\text{proto}}^{\text{ALMA-IMF}} &= \frac{1}{2} \frac{\frac{1}{3} \pi (R = 5.5 \text{ kpc})^2}{\pi (R = 10 \text{ kpc})^2} \times N_{\text{proto}}^{\text{tot}} \\
 &\simeq 5.24 \times 10^4
 \end{aligned}
 \tag{3.1}$$

$$\begin{aligned}
 N_{\text{proto}}^{\text{OB ALMA-IMF}} &= \frac{1}{2} \frac{\frac{1}{3}\pi(R = 5.5 \text{ kpc})^2}{\pi(R = 10 \text{ kpc})^2} \times N_{\text{proto}}^{\text{OB}} \\
 &\simeq 330
 \end{aligned}
 \tag{3.2}$$

On voit que le nombre total de protoétoiles estimé dans ALMA-IMF (52400) est bien plus important que les 600 cœurs denses actuellement extraits des cartes continus (voir Chapitre 2). La sensibilité des données ALMA-IMF ne permet pas de détecter les protoétoiles de plus faible masse, qui représentent le plus grand nombre d'objets, ce qui justifie ce gros écart. Pour le nombre de protoétoiles OB estimé (330), il est relativement proche du nombre de 52 cœurs protostellaires massifs découverts dans notre étude (voir chapitre 2 et section 3.2).

De la même manière que dans la section 1.3.1, on peut essayer d'estimer si le relevé ALMA-IMF permet statistiquement d'observer des protoétoiles précurseurs d'étoiles les plus massives de la galaxie. En choisissant des protoétoiles entre 100 et 120 M_{\odot} , on a :

$$\begin{aligned}
 N_{\star}^{100-120} &= \int_{100}^{120} \frac{dN}{dM} dM = \left(\frac{120^{-1.3} - 100^{-1.3}}{-1.3} \right) \xi_2 \\
 &\simeq 4.08 \times 10^{-4} \xi_2
 \end{aligned}
 \tag{3.3}$$

En divisant le résultat $N_{\star}^{\text{tot}} \simeq 7.91 \xi_2$ obtenu en section 1.3.1, par le résultat de l'équation 3.3, on obtient que une étoile entre 100 et 120 M_{\odot} se forme pour environ 19400 étoiles formées. En divisant maintenant le nombre de protoétoiles total dans la galaxie $N_{\text{proto}}^{\text{tot}}$ par ce résultat (de la même manière qu'en équation 1.15), on obtient :

$$N_{\text{proto}}^{100-120} = \frac{N_{\text{proto}}^{\text{tot}}}{19400} \simeq 53
 \tag{3.4}$$

Nous voyons par ce calcul que la galaxie ne contient que quelques dizaines de protoétoiles extrêmement massives. Enfin, en supposant les mêmes hypothèses qu'au début de cette section, on peut estimer l'ordre de grandeur du nombre de protoétoiles plus massives que 100 M_{\odot} contenues dans le relevé ALMA-IMF :

$$\begin{aligned}
 N_{\text{proto}}^{100-120 \text{ ALMA-IMF}} &= \frac{1}{2} \frac{\frac{1}{3}\pi(R = 5.5 \text{ kpc})^2}{\pi(R = 10 \text{ kpc})^2} \times N_{\text{proto}}^{100-120} \\
 &\simeq 2.7
 \end{aligned}
 \tag{3.5}$$

En prenant en compte les incertitudes sur les calculs, on voit que pour observer des protoétoiles de masse très élevée, les statistiques du relevé ALMA-IMF ne sont pas suffisantes. Afin d'observer un échantillon d'environ une dizaine de protoétoiles extrêmement massives, il faudrait sonder au moins trois fois plus de proto-amas massifs de la galaxie que ce qui est fait par le relevé ALMA-IMF, ce qui est un défi très complexe à relever.

3.3.6 Une nouvelle méthode de détermination de V_{LSR} des cœurs

Nous avons vu qu'il était essentiel d'avoir une estimation robuste du V_{LSR} de chaque cœur, notamment afin de pouvoir estimer les vitesses d'éjection du gaz de manière correcte. Pour cela, la méthode habituellement adoptée (également adoptée dans notre étude présentée ici) est d'ajuster une raie optiquement mince par une gaussienne. Cependant cette méthode pose deux

problèmes. Il faut tout d'abord trouver une transition rotationnelle détectée vers le plus grand nombre de sources possibles, ce qui n'est pas toujours le cas, comme avec la transition rotationnelle DCN (3–2) pour notre étude (voir section 3.2 de [Vaille-Manet et al., sub](#)). Également, l'ajustement gaussien dépend fortement de la forme de la raie, qui peut présenter plusieurs composantes de vitesse et être mal représentée par un ajustement gaussien.

Pour répondre à cette problématique, j'ai procédé à l'encadrement de Octave Bernadet, stagiaire du Master 1 Physique Fondamentale et Applications de l'Université de Bordeaux de Mai à Juin 2023, afin de développer une méthode non dépendante de la forme des raies pour déterminer les V_{LSR} .

Principe d'une nouvelle méthode

Cette nouvelle méthode est basée sur la corrélation entre spectres afin d'utiliser l'information sur la position de nombreuses raies au sein du spectre pour déterminer le V_{LSR} . Pour cela nous avons besoin d'un spectre de référence d'une source dont nous connaissons précisément le V_{LSR} auquel nous allons comparer le spectre de la source dont nous cherchons à déterminer la vitesse systémique. Cette méthode nécessite que chaque spectre présente un nombre suffisant de raies afin de pouvoir les comparer entre eux. Nous utilisons ici la corrélation de Pearson afin de mesurer la corrélation entre les deux spectres, qui doit être maximum lorsqu'ils sont alignés. En décalant le spectre de la source dont on cherche à déterminer la vitesse systémique vers les vitesses négatives et les vitesses positives, on peut alors déterminer une courbe de corrélation. La corrélation de Pearson, qui mesure la corrélation linéaire entre deux variables est donnée par son coefficient :

$$\rho = \frac{\text{cov}(X, Y)}{\sigma_X \sigma_Y} \quad (3.6)$$

où $\text{cov}(X, Y)$ est la covariance des variables X et Y et σ l'écart type de chacune des variables. Ainsi, pour deux spectres alignés on s'attend à ce que la corrélation soit maximum et qui tendrait vers 1.

Une figure illustrant la courbe de corrélation et les spectres de deux sources initialement non décalés puis recentrés, est présentée en figure 3.8. Les sources utilisées sont les cœurs #1 et #4 de W43-MM1 et leurs spectres sont les spectres extraits de la fenêtre spectrale 1. On peut voir que lorsque les spectres ne sont pas alignés, la corrélation est faible ou inexistante. En décalant le spectre de la source #1 du décalage en fréquence (ou en vitesse) obtenu par rapport au pic de corrélation, on obtient un alignement des spectres. Ce décalage en fréquence/vitesse correspond alors au décalage de V_{LSR} entre les deux sources. Ici, nous obtenons un décalage de $-1.69 \pm 0.34 \text{ km s}^{-1}$ entre les deux sources (l'incertitude est donnée par la résolution spectrale du cube utilisée, i.e. la largeur d'un canal de vitesse). La vitesse systémique du cœur #1 correspond alors à la somme de la vitesse systémique du cœur #4 et de ce décalage.

Comparaison avec les résultats de [Brouillet et al. \(2022\)](#)

On peut utiliser cette méthode afin de réaliser de premiers tests sur des cœurs chauds de W43-MM1, pour lesquels nous avons leur V_{LSR} grâce aux travaux réalisés à la main et longs de [Brouillet et al. \(2022\)](#). Il est important de noter que les valeurs de V_{LSR} obtenues dans cette étude ne sont pas précises, mais permettent de faire une comparaison pour avoir une référence. Utiliser des cœurs chauds nous permet d'avoir des spectres riches en raie, comparables entre eux.

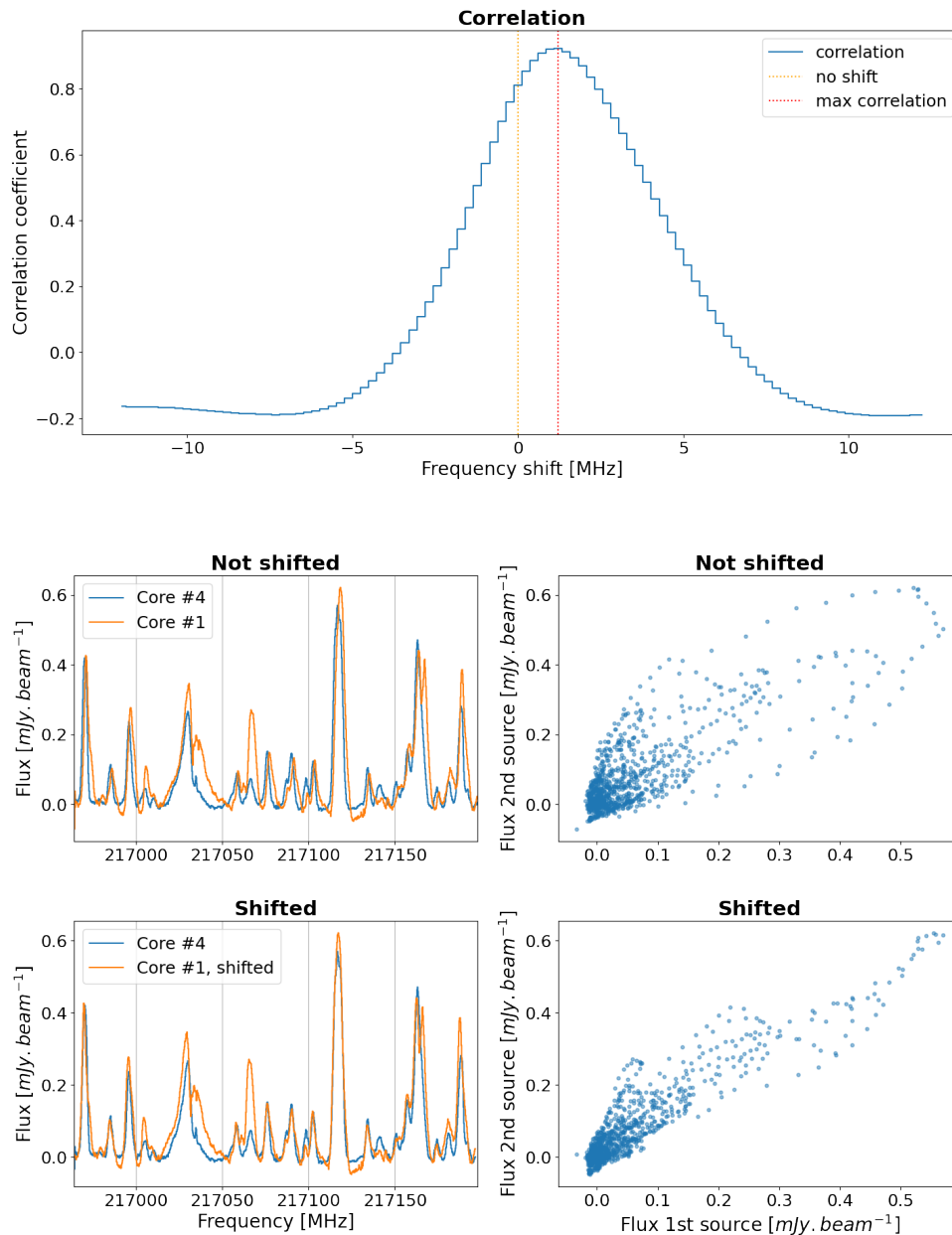


FIGURE 3.8 – **Haut** : Courbe de corrélation obtenue en décalant le spectre du cœur #1 par rapport au spectre du cœur #4 (source de référence). Sans décalage la corrélation n'est pas maximale (ligne orange pointillée). Le décalage obtenu pour le maximum de corrélation est présenté par la ligne pointillée rouge. **Bas** : Spectres de la fenêtre spectrale 1 des cœurs #1 et #4 non décalés puis recentrés sur le maximum de corrélation. Le flux de la source décalée en fonction de la source de référence est présenté à droite dans le cas sans décalage puis recentré sur le pic de corrélation.

Nous utilisons ici les spectres de la fenêtre spectrale 1 pour les cœurs #1, #4, #9, #11 de W43-MM1. Ces cœurs ont été choisis car les cœurs chauds #1 et #4 présentent de fortes émissions tandis que les cœurs chauds #9 et #11 sont plus faibles, permettant de procéder à des comparaisons entre spectres avec plusieurs intensités de raie. Trois paires de cœurs ont été utilisées pour calculer les décalages de V_{LSR} : le cœur #4 (référence) et le cœur #1 (comme présenté en figure 3.8), le cœur #4 (référence) et le cœur #9, le cœur #9 (référence) et le cœur #11. Les

figures 3.9 et 3.10 présentent les mêmes résultats que la figure 3.8 pour les cœurs #4 et #9 puis #9 et #11. Les décalages en vitesse obtenus sont présentés dans la table 3.2.

TABLE 3.2 – Décalage de V_{LSR} obtenus pour trois cœurs chauds de W43-MM1.

Paire de sources	Δv [km s ⁻¹]	Δv [km s ⁻¹] (Brouillet et al., 2022)
#4 et #1	-1.69 ± 0.34	-2.1
#4 et #9	-5.39 ± 0.34	-5.9
#9 et #11	-2.70 ± 0.34	-2.5

Les valeurs obtenues sont proches de celles déterminées dans Brouillet et al. (2022), confirmant l’intérêt de la méthode pour des spectres riches. La méthode est efficace même si les deux spectres ont des intensités très différentes (voir figure 3.9), ou des intensités faibles (voir figure 3.10). Cependant, la méthode n’a pu être appliquée avec ce principe que pour des cœurs chauds, qui contiennent un grand nombre de transitions moléculaires détectables. Je vais maintenant aborder les possibilités d’amélioration afin d’étendre cette méthode à plus de cœurs.

Possibilités d’amélioration de la méthode

Afin de pouvoir étendre cette nouvelle méthode aux cœurs froids, deux principaux problèmes persistent. Le premier est que nous avons besoin d’un spectre de référence pour une source dont nous connaissons parfaitement le V_{LSR} . Cela peut être contraignant dans le cas où nous ne connaissons la vitesse systémique d’aucune source de la région étudiée. Le second problème est que la méthode est efficace si les spectres présentent de nombreuses raies, ce qui n’est généralement pas le cas pour les cœurs froids lorsque l’on extrait leur spectre d’une fenêtre spectrale.

Pour résoudre le premier problème, il faudrait construire un spectre synthétique de différentes raies préalablement choisies parmi les raies les plus récurrentes parmi tous les cœurs. En imposant un V_{LSR} pour cette source synthétique ainsi que des largeurs de raies typiques observées, on disposerait alors d’un spectre synthétique de référence auquel toutes les sources pourraient être comparées.

Pour résoudre le second problème, il faudrait extraire des portions de spectre autour de raies suffisamment fortes pour être détectées, et sans contaminer la corrélation par le bruit sur de larges bandes spectrales globalement vides. Cela permettra ensuite de comparer ces spectres de plusieurs raies au spectre synthétique afin de déterminer le V_{LSR} des sources. Le stage d’Octave a permis d’initier cette étape de découpage/assemblage de raies mais aucun test n’a pu encore être réalisé en comparant avec un spectre synthétique.

Cette méthode se révèle donc comme prometteuse et pourrait être une bonne alternative à l’ajustement gaussien d’une seule raie qui peut être très complexe dans des environnements dynamiques comme les proto-amas étudiés dans le relevé ALMA-IMF.

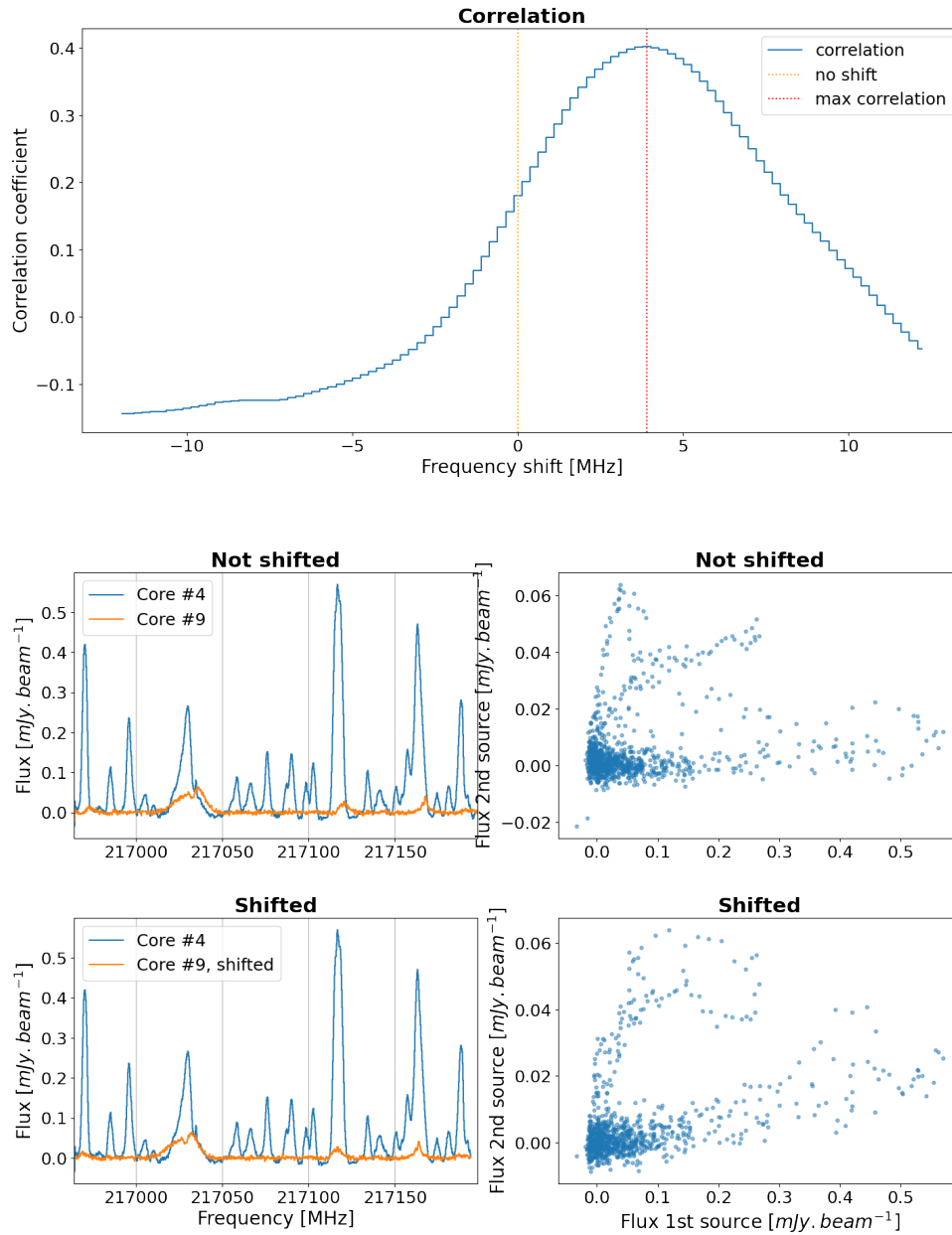


FIGURE 3.9 – Même figure que la figure 3.8 pour les cœurs #4 (pris comme source de référence) et #9 de W43-MM1.

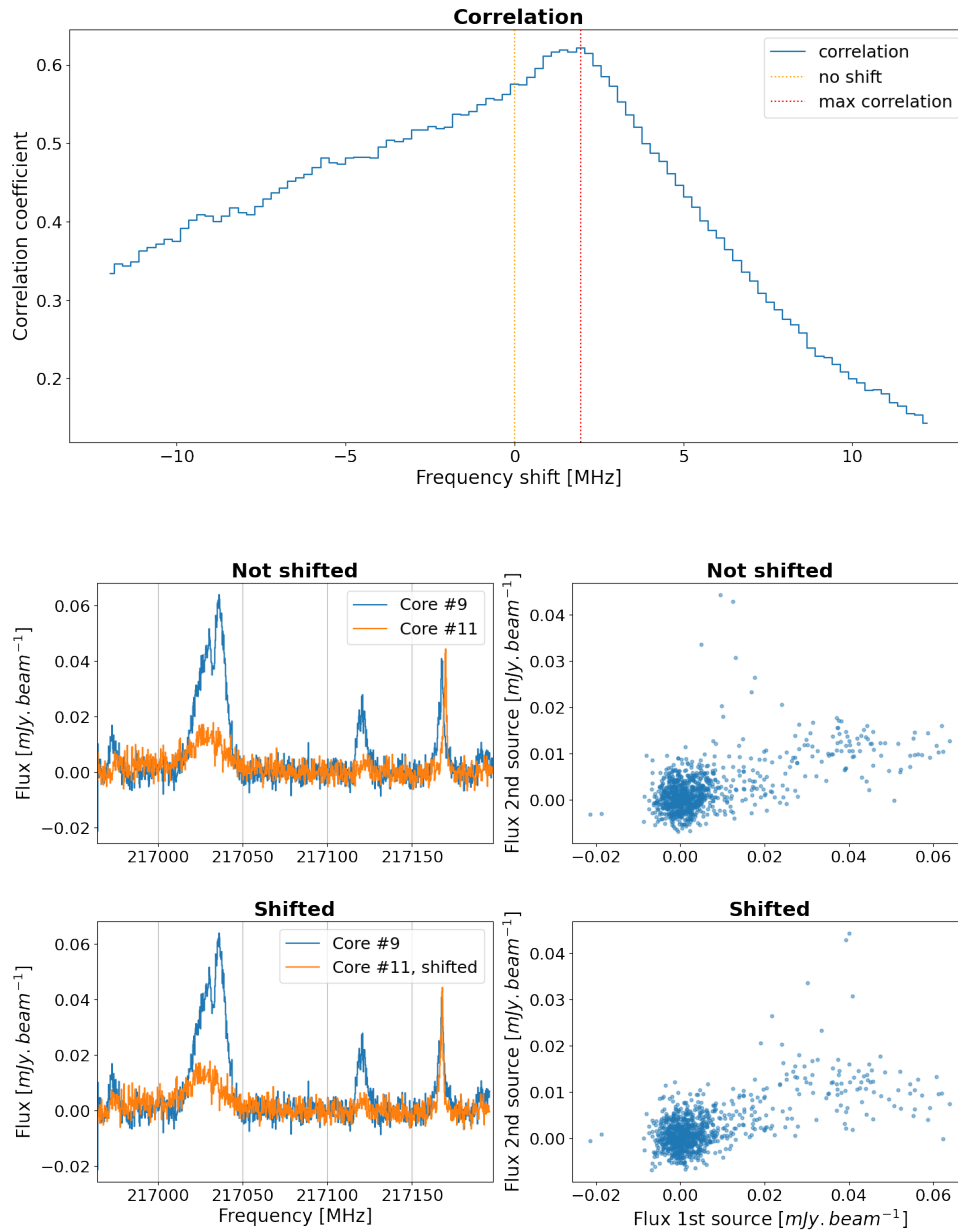


FIGURE 3.10 – Même figure que la figure 3.10 pour les cœurs #9 (pris comme source de référence) et #11 de W43-MM1.

3.3.7 Étude de l'accrétion : vers une amélioration de la méthode

Maintenant que nous disposons d'un échantillon protostellaire massif (en plus des cœurs préstellaires étudiés jusqu'ici), il serait intéressant d'étudier les phénomènes physiques d'accrétion. Une manière indirecte de mesurer le taux d'accrétion des protoétoiles est d'étudier leurs éjections. En effet, le taux d'accrétion est proportionnel à la quantité de mouvement de l'éjection qui est conservée dans sa direction. L'étude de l'énergétique des flots protostellaires permet donc d'obtenir des informations sur la protoétoile au sein du cœur.

En améliorant la méthode présentée en section 3.1, je pourrais mesurer automatiquement dans un anneau la quantité de mouvement des flots moléculaires des protoétoiles massives. Ce serait similaire à ce qui a déjà été présenté dans [Bontemps et al. \(1996\)](#) et [Duarte-Cabral et al. \(2013\)](#), où la mesure du moment était réalisée dans un polygone à l'intérieur d'un anneau circulaire autour du maximum d'émission. La méthode de [Duarte-Cabral et al. \(2013\)](#) est présentée en figure 3.11. Grâce à l'automatisation je pourrais mesurer cette quantité de mouvement pour un grand nombre de cœurs protostellaires de manière non biaisée. Les équations 3.7 et 3.8 présentent le calcul de la quantité de mouvement de l'éjection ainsi que la relation qui la lie au taux d'accrétion :

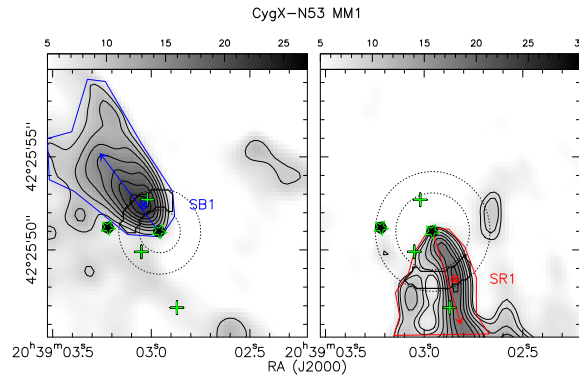


FIGURE 3.11 – Mesure de la quantité de mouvement du flot bipolaire de la protoétoile N53-MM1 de Cygnus X dans [Duarte-Cabral et al. \(2013\)](#). Elle est mesurée dans un polygone au sein de l'anneau, pour chacun des deux flots.

$$F_{\text{out}} \propto \int \frac{T (v - v_0)^2}{\Delta r} dv \quad (3.7)$$

$$F_{\text{out}} = f_{\text{ent}} \frac{\dot{M}_w}{\dot{M}_{\text{acc}}} v_w \dot{M}_{\text{acc}} \quad (3.8)$$

Dans l'équation 3.7, T représente l'intensité intégrée dans l'anneau (en Kelvin), dv est l'intégrale de vitesse d'intégration, v_0 est la vitesse moyenne du cœur et Δr est la largeur de l'anneau utilisé. Dans l'équation 3.8, f_{ent} représente l'efficacité d'entraînement du gaz, \dot{M}_w est le taux d'éjection de masse, v_w est la vitesse du vent d'éjection et \dot{M}_{acc} est le taux d'accrétion.

Procéder à la mesure du taux d'accrétion pour un échantillon statistique de cœurs protostellaires massifs de cette taille serait donc crucial pour contraindre la physique d'accrétion de la phase massive.

Chapitre 4

Traceurs moléculaires d'un échantillon de cœurs préstellaires massifs

La découverte d'un vrai échantillon statistique de cœurs préstellaires qui sont des vrais précurseurs d'étoiles massives est une opportunité nouvelle et unique actuellement pour tenter de comprendre les processus physiques à l'oeuvre pour expliquer l'existence et la formation des étoiles massives. Dans ce chapitre j'utilise les observations moléculaires de ALMA-IMF pour mener une première étude détaillée des propriétés physiques des 12 candidats les plus massifs ($M > 16 M_{\odot}$) obtenus dans [Vaille-Manet et al. \(sub\)](#). Ces cœurs les plus massifs sont les meilleurs candidats pour former une ou des étoiles massives dans un avenir proche. Ils sont des cibles exceptionnelles pour reconnaître les propriétés physiques (dynamique, soutien turbulent, magnétique et rotationnel) qui régissent l'accumulation de matière pour former ce type d'étoiles. Nous nous concentrons ici seulement sur ces 12 meilleurs candidats mais l'étude pourra ensuite être étendue aux 18 autres cœurs préstellaires avec $M > 8 M_{\odot}$ de [Vaille-Manet et al. \(sub\)](#).

4.1 Objectifs et méthode

4.1.1 Liste des transitions et objectifs

Le relevé ALMA-IMF nous permet de bénéficier de 12 fenêtres spectrales (8 en bande 6 et 4 en bande 3) pour un total de 6.7 GHz de couverture spectrale (voir [tableau 2.2](#)). Cette richesse nous permet d'étudier un nombre significatif de transitions moléculaires pour étudier les propriétés physico-chimiques de ces 12 cœurs préstellaires massifs présentés dans le [chapitre 3](#). Cet échantillon est particulièrement précieux, car aucune étude précédente n'a pu se concentrer sur un vrai échantillon de cœurs préstellaires massifs (dans cette gamme de masse seul le cœur #6 de W43-MM1 a été étudié par [Molet et al., 2019](#)). Ces cœurs sont caractérisés par une densité extrêmement élevée (de l'ordre de 10^7 cm^{-3}) et sont situés dans des proto-amas riches en molécules, comme le montrent les travaux de [Cunningham et al. \(2023\)](#), [Bonfand et al. \(2024\)](#), [Armante et al. \(2024\)](#), et [Álvarez-Gutiérrez et al. \(2024\)](#).

[Cyganowski et al. \(2014\)](#) qui avaient découvert un candidat de cœur préstellaire massif (qui s'est avéré être protostellaire, [Cyganowski et al., 2022](#)), ne trouvaient aucune émission de traceurs moléculaires associée au cœur. En revanche, [Molet et al. \(2019\)](#) ont détecté plusieurs molécules dans le cœur préstellaire massif #6 de W43-MM1 (qui fait partie de nos 12 candidats) et notamment une faible émission de molécules organiques complexes, indiquant la présence de gaz tiède au sein du cœur (de l'ordre de $\sim 50 \text{ K}$). De plus, des traceurs moléculaires ont éga-

CHAPITRE 4. TRACEURS MOLÉCULAIRES D'UN ÉCHANTILLON DE CŒURS PRÉSTELLAIRES MASSIFS

TABLE 4.1 – Table des transitions moléculaires étudiées sur les cœurs préstellaires massifs.

		Transition	Freq (GHz)	$E_{\text{up}}/k_{\text{B}}$ (K)	Taux de détection
Band 6	spw0	DCO ⁺ (3 – 2)	216.11258	20.7	50 % (6/12)
		HCOOH(6 _{2,5} – 6 _{1,6})	216.2327219	35.4	0 % (0/12)
	spw1	SiO(5 – 4)	217.10498	31.3	100 % (12/12)
		DCN(3 – 2)	217.238538	20.9	100 % (12/12)
	spw2	SO(6 – 5)	219.949442	35.0	100 % (12/12)
	spw3	H ₂ CO(3 _{0,3} – 2 _{0,2})	218.222192	21.0	100 % (12/12)
		HC ₃ N(24 – 23)	218.324723	131.0	100 % (12/12)
	spw4	C ¹⁸ O(2 – 1)	219.5603568	15.8	100 % (12/12)
	spw6	OCS(19 – 18)	231.060993	110.9	92 % (11/12)
		¹³ CS(5 – 4)	231.2206852	33.3	100 % (12/12)
CH ₃ OH(10 ₂ – 9 ₃)		231.28111	165.3	50 % (6/12)	
N ₂ D ⁺ (3 – 2)		231.3218283	22.2	0 % (0/12)	
D ₂ CO(4 _{0,4} – 3 _{0,3})		231.410234	27.9	0 % (0/12)	
	CH ₃ CHO(12 _{4,9} – 11 _{4,8})	231.506291	108.3	42 % (5/12)	

Band 3	spw0	N ₂ H ⁺ (1 – 0)	93.1762595	4.5	100 % (12/12)
	spw1	CH ₃ CN(5 ₄ – 4 ₄)	91.9587263	127.5	50 % (6/12)
		CH ₃ CN(5 ₃ – 4 ₃)	91.9711307	77.5	75 % (9/12)
		CH ₃ CN(5 ₂ – 4 ₂)	91.9799946	41.8	75 % (9/12)
		CH ₃ CN(5 ₁ – 4 ₁)	91.9853144	20.4	75 % (9/12)
		CH ₃ CN(5 ₀ – 4 ₀)	91.9870879	13.24409	75 % (9/12)
	spw2	CH ₃ CCH(6 ₄ – 5 ₄)	102.516573	132.4	25 % (3/12)
		CH ₃ CCH(6 ₃ – 5 ₃)	102.5303487	82.3	75 % (9/12)
		CH ₃ CCH(6 ₂ – 5 ₂)	102.5401446	46.1	83 % (10/12)
		CH ₃ CCH(6 ₁ – 5 ₁)	102.5460242	24.5	100 % (12/12)
		CH ₃ CCH(6 ₀ – 5 ₀)	102.5479844	17.22542	100 % (12/12)
	spw3	H ₂ CS(3 _{1,2} – 2 _{1,1})	104.61704	23.2	83 % (10/12)

lement été détectés dans la contrepartie faible masse des cœurs préstellaires (voir par exemple [Tafalla et al., 2004](#); [Bergin and Tafalla, 2007](#)). Il est donc crucial d'examiner l'émission moléculaire de nos candidats afin de déterminer s'il est possible de contraindre les propriétés du gaz formant des étoiles massives. Cette étude pourrait offrir de nouvelles perspectives sur la composition et les conditions physiques de ces cœurs, contribuant ainsi à une meilleure compréhension de la formation des étoiles massives.

En utilisant différentes transitions rotationnelles, nous pouvons tout d'abord étudier les propriétés cinématiques :

- Estimer la turbulence au sein des cœurs.
- Tracer des signes d'effondrement ou de rotation.
- Chercher des traceurs d'éjections protostellaires complémentaires aux transitions CO (2–1) et SiO (5–4).

mais également étudier les propriétés chimiques :

- Chercher des molécules deutérées qui tracent du gaz froid et des indices de déplétion.
- Vérifier si de l'émission compacte de molécules organiques complexes (COMs) est présente au sein des cœurs.

Pour cela, nous avons analysé les transitions rotationnelles présentées dans la table 4.1.

4.1.2 Méthode

Afin de procéder à l'analyse des transitions moléculaires présentées dans la section 4.1.1, nous utilisons la même méthode que décrite dans la section 3.1. Une molécule est considérée comme détectée lorsque la raie moléculaire étudiée est présente dans le spectre On. Le spectre On-Off, quant à lui, fournit des informations sur la contribution du cœur après soustraction de la composante environnementale. Comme présenté dans la section 3.1, le spectre On est obtenu en moyennant le flux sur la source, tandis que le spectre Off est obtenu en moyennant le flux dans un anneau entre 2.5 et 3.5 fois la taille de la source. Le spectre On-Off est utilisé comme un traceur possible de l'émission venant seulement du cœur, le spectre Off comme un indicateur des propriétés du gaz environnant le cœur, alors que le spectre On mélange les contributions du cœur et de l'environnement.

Pour estimer la turbulence au sein de chacun des 12 candidats préstellaires massifs, on peut procéder à l'ajustement d'une gaussienne afin d'estimer la dispersion de vitesse. Nous utilisons le code fortran présenté dans le chapitre 3 afin d'extraire automatiquement les spectres et les ajustements gaussiens pour chaque cœur. Pour obtenir la mesure de la dispersion en vitesse, nous utilisons les spectres On-Off et On et procédons comme suit :

1. Nous ajustons le spectre On-Off et le spectre On avec une gaussienne et utilisons l'écart type gaussien comme dispersion de vitesse
2. Lorsque l'ajustement gaussien n'est pas robuste, nous mesurons la FWHM de la raie manuellement et calculons ensuite la dispersion gaussienne avec $\sigma = FWHM / \sqrt{8 \log(2)}$

Nous allons tout d'abord présenter les taux de détection des molécules, indiqués dans la dernière colonne de la table 4.1.

4.2 Détection des molécules et contraintes sur la température

4.2.1 Taux de détection

Nous considérons une raie moléculaire comme détectée si l'émission moléculaire dépasse environ 3σ dans le spectre On. Les taux de détection de chacune des transitions sont présentés dans la dernière colonne de la table 4.1.

L'analyse montre que plusieurs molécules sont détectées, confirmant que ces cœurs de gaz, correspondant à la phase précoce de formation d'étoiles massives, peuvent être tracés moléculairement. Certaines molécules sont détectées dans la majorité des cœurs, tandis que d'autres ne le sont pas du tout. À titre d'exemple, la figure 4.1, présente les spectres et la carte de moment 0 de la transition DCN (3-2) détectée vers le cœur préstellaire massif #8 de W51-IRS2, ainsi que les spectres et la carte de moment 0 de la transition HCOOH ($6_{2,5} - 6_{1,6}$) non détectée. Ces observations permettent d'utiliser les détections et les non-détections de certaines transitions pour contraindre la température de nos cœurs préstellaires massifs. Nous présentons en figure 4.2 les spectres et cartes de moment 0 des transitions DCN (3-2), ^{13}CS (5-4), C^{18}O (2-1) et N_2H^+ (1-0) pour l'ensemble des 12 cœurs préstellaires massifs. Ces transitions seront les plus utilisées dans la suite du chapitre. Leurs flux pics ainsi que des composantes de vitesse observées dans les spectres sont données dans la table 4.2.

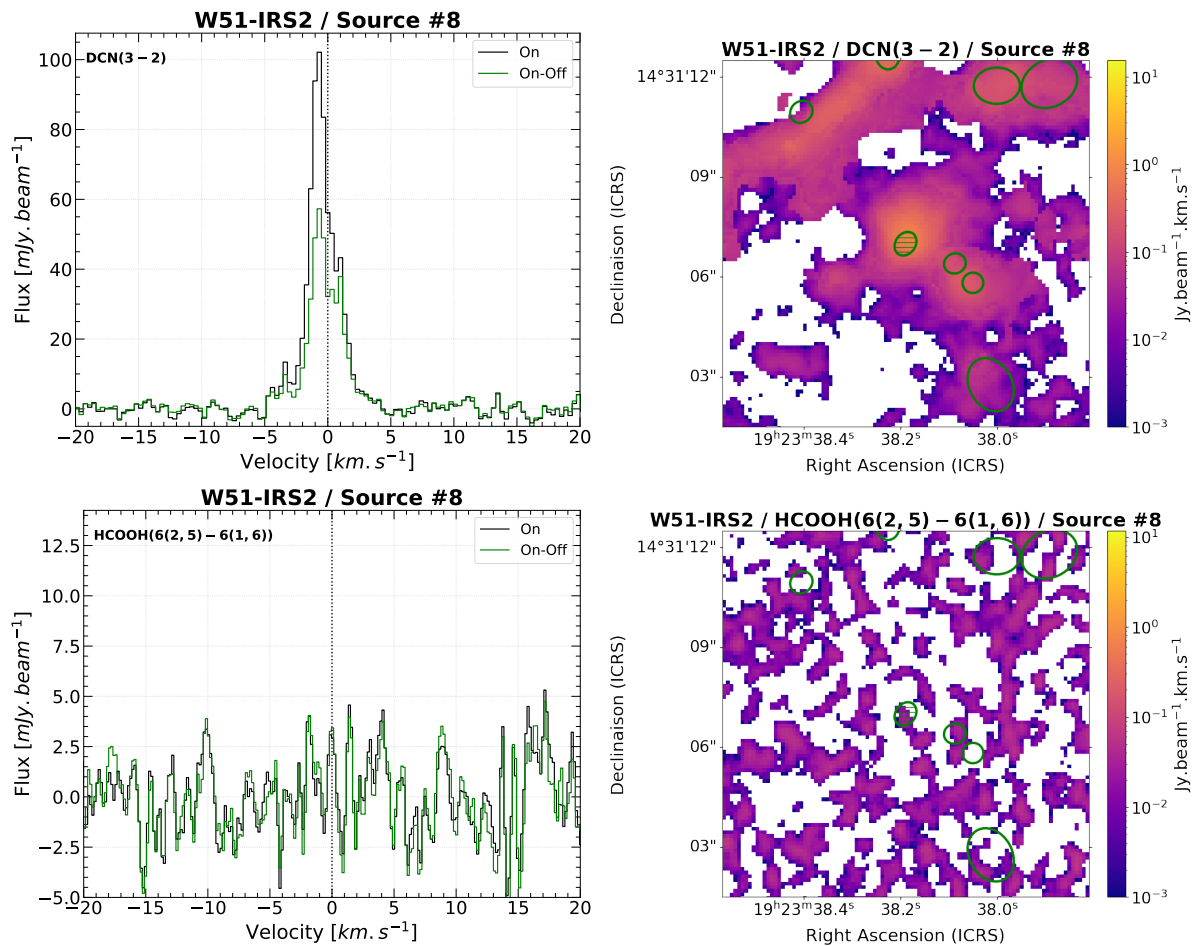


FIGURE 4.1 – Exemples de transitions rotationnelles détectées et non détectées vers le cœur #8 du proto-amas W51-IRS2. **Gauche** : Spectres On (noir) et On-Off (vert) des transitions rotationnelles DCN (3–2) et HCOOH (6_{2,5} – 6_{1,6}). **Droite** : Cartes de moment 0 des transitions rotationnelles correspondantes, obtenues en intégrant en vitesse sur l’intervalle de vitesse $\Delta v = V_{\text{LSR}} \pm 1.5 \text{ km s}^{-1}$. Le cœur étudié est présenté avec l’ellipse verte hachurée, tandis que les autres cœurs de la région sont représentés par des ellipses vertes vides.

4.2. DÉTECTION DES MOLÉCULES ET CONTRAINTES SUR LA TEMPÉRATURE

TABLE 4.2 – Flux pics et composantes de vitesse des 12 cœurs préstellaires massifs.

Source	Flux DCN ¹ [mJy beam ⁻¹]	Flux ¹³ CS ¹ [mJy beam ⁻¹]	Flux C ¹⁸ O ¹ [mJy beam ⁻¹]	Flux N ₂ H ⁺ [mJy beam ⁻¹]	V _{bleu} ² [km s ⁻¹]	V _{rouge} ² [km s ⁻¹]
G333.60 #1A	113.0	200.0	750.0	—	-2.1	1.5
G333.60 #1B	85.0	200.0	720.0	2.5	-1.5	1.5
G338.93 #5	190.0	52.5	157.0	28.0	-3.0	2.5
W43-MM1 #6	21.0	18.0	63.0	33.0	-2.5	1.5
W43-MM1 #18	115.0	250.0	335.0	7.6	-1.8	1.7
W43-MM1 #21	60.0	74.0	235.0	13.5	-3.1	2.9
W43-MM1 #32	81.0	180.0	400.0	3.1	-3.0	2.0
W43-MM2 #12	59.0	123.0	235.0	2.0	-3.7	1.8
W51-E #14	54.0	85.0	185.0	4.0	-2.0	3.9
W51-IRS2 #8	100.0	23.0	68.0	14.2	-3.7	1.5
W51-IRS2 #9	70.0	26.5	81.0	13.0	-4.2	1.5
W51-IRS2 #11	60.0	25.2	355.0	—	-1.0	1.8

¹ Flux pics obtenus dans les spectres On.

² Vitesse des composantes de vitesse observées dans les spectres, par rapport au V_{LSR} de chaque source. Les cartes de flots convergents sont obtenues en intégrant de $\pm 1 \text{ km s}^{-1}$ autour de ces vitesses.

CHAPITRE 4. TRACEURS MOLÉCULAIRES D'UN ÉCHANTILLON DE CŒURS PRÉSTELLAIRES MASSIFS

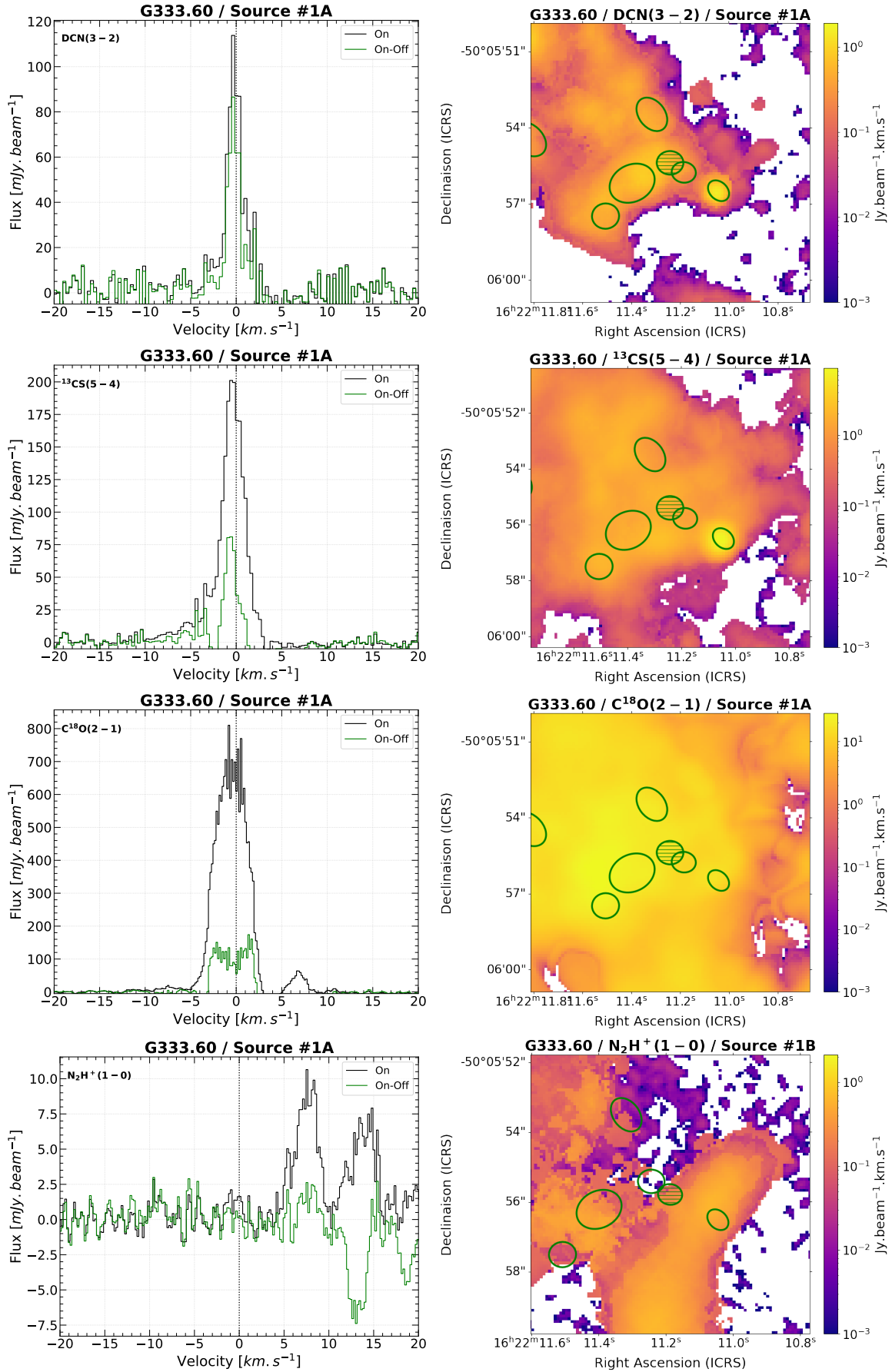


FIGURE 4.2 – Spectres On (noir) et On-Off (vert) et cartes de moment 0 des transitions DCN(3–2), $^{13}\text{CS}(5-4)$, $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ et $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ des 12 cœurs préstellaires massifs. Les cartes de moment 0 sont centrées sur chaque cœur pré stellaire massif de la transition rotationnelle présentée à gauche, obtenue en intégrant sur l'intervalle de vitesse $\Delta v = V_{\text{LSR}} \pm 1.5 \text{ km s}^{-1}$. Le cœur pré stellaire massif est présenté avec l'ellipse verte hachurée.

4.2. DÉTECTION DES MOLÉCULES ET CONTRAINTES SUR LA TEMPÉRATURE

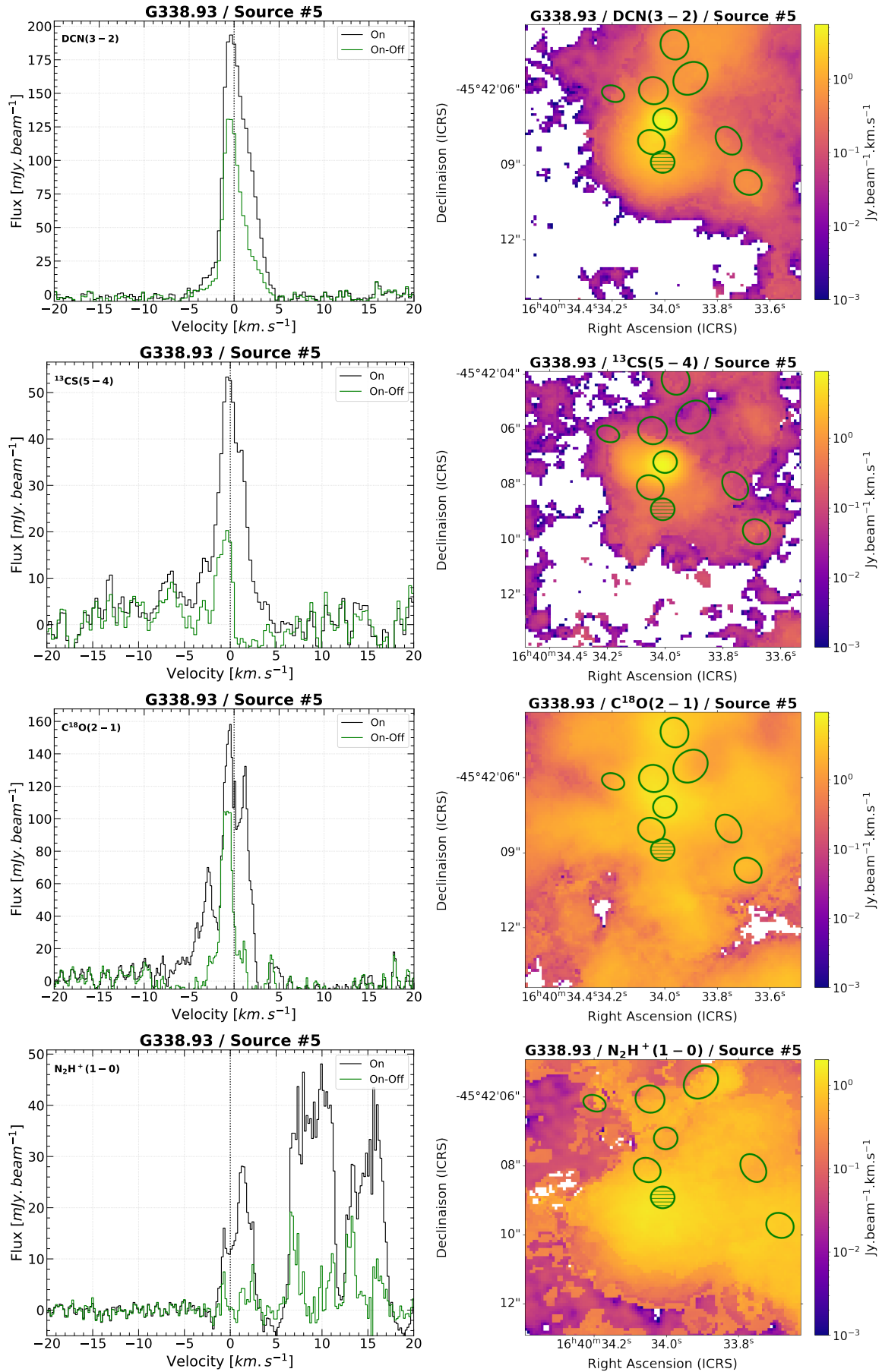


FIGURE 4.2 – Suite figure 4.2

CHAPITRE 4. TRACEURS MOLÉCULAIRES D'UN ÉCHANTILLON DE CŒURS PRÉSTELLAIRES MASSIFS

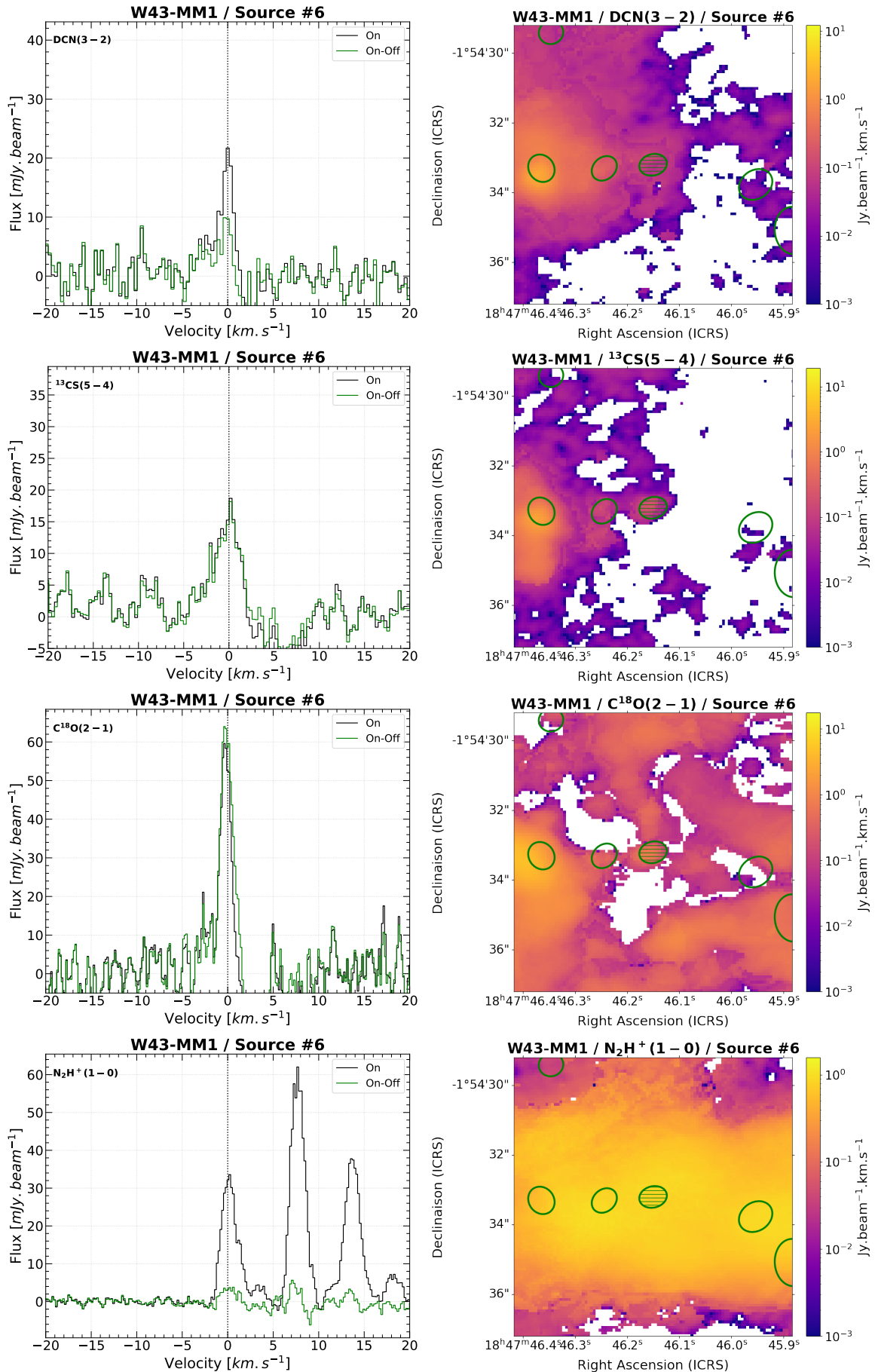


FIGURE 4.2 – Suite figure 4.2

4.2. DÉTECTION DES MOLÉCULES ET CONTRAINTES SUR LA TEMPÉRATURE

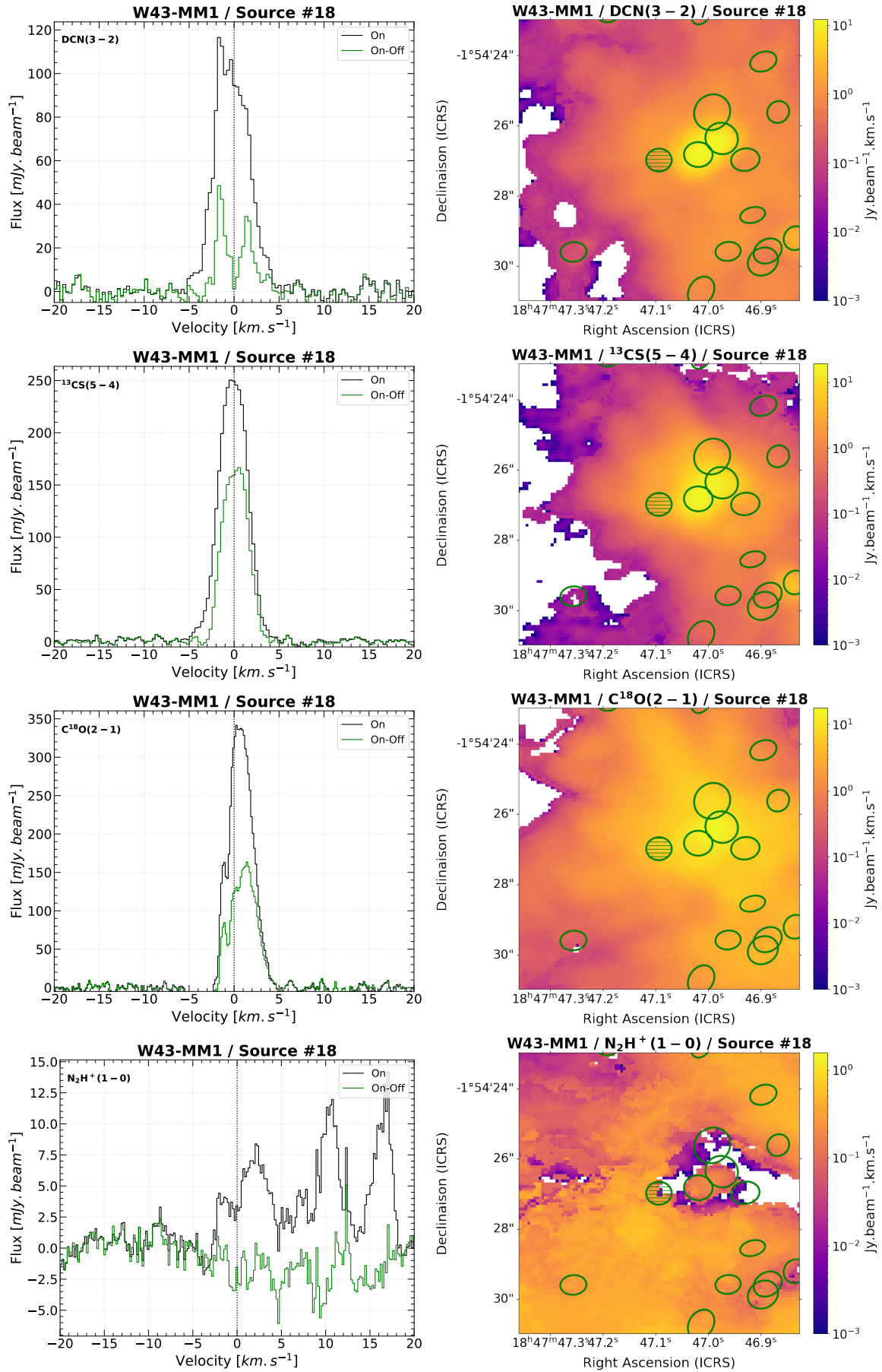


FIGURE 4.2 – Suite figure 4.2

CHAPITRE 4. TRACEURS MOLÉCULAIRES D'UN ÉCHANTILLON DE CŒURS PRÉSTELLAIRES MASSIFS

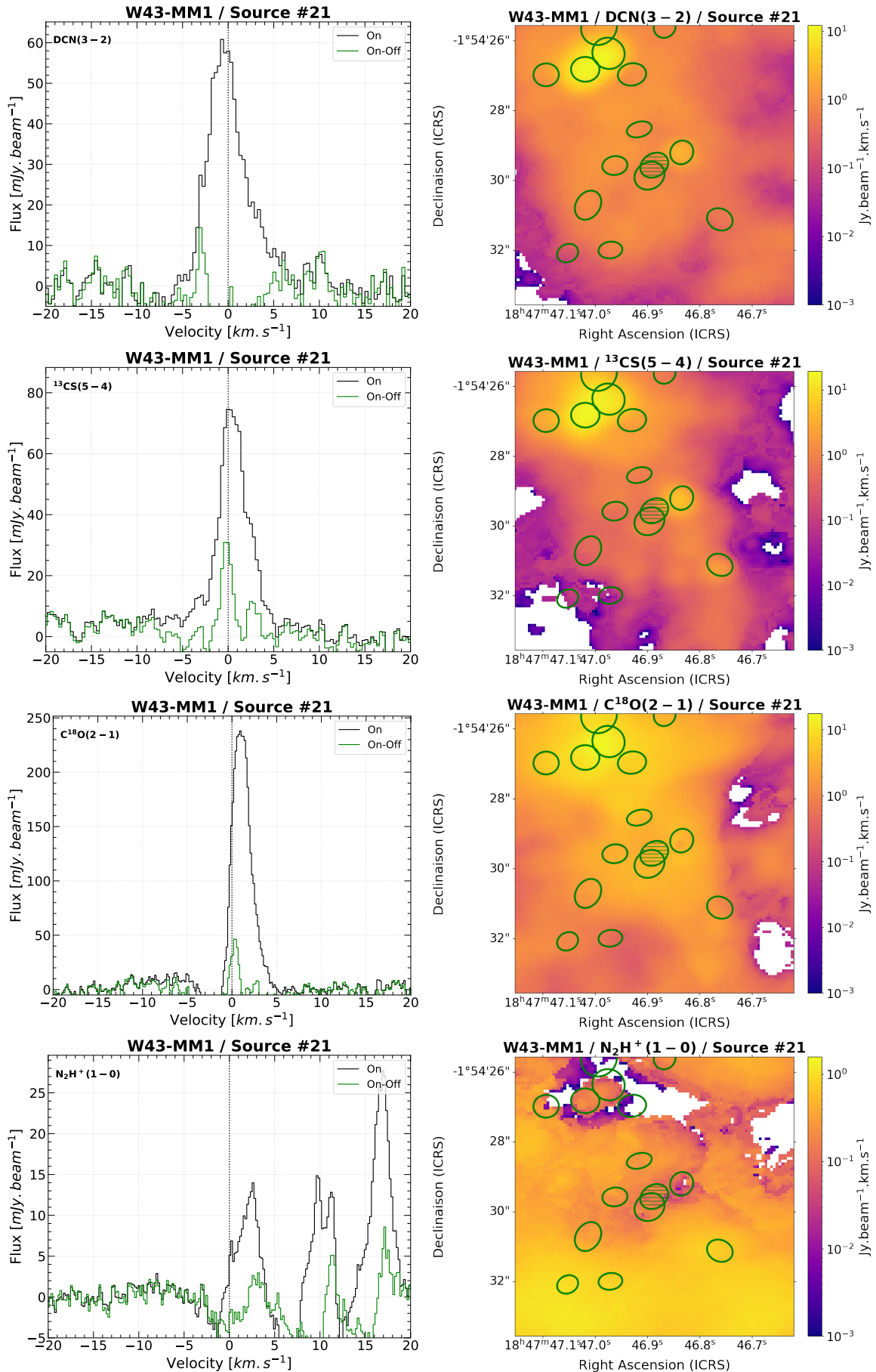


FIGURE 4.2 – Suite figure 4.2

4.2. DÉTECTION DES MOLÉCULES ET CONTRAINTES SUR LA TEMPÉRATURE

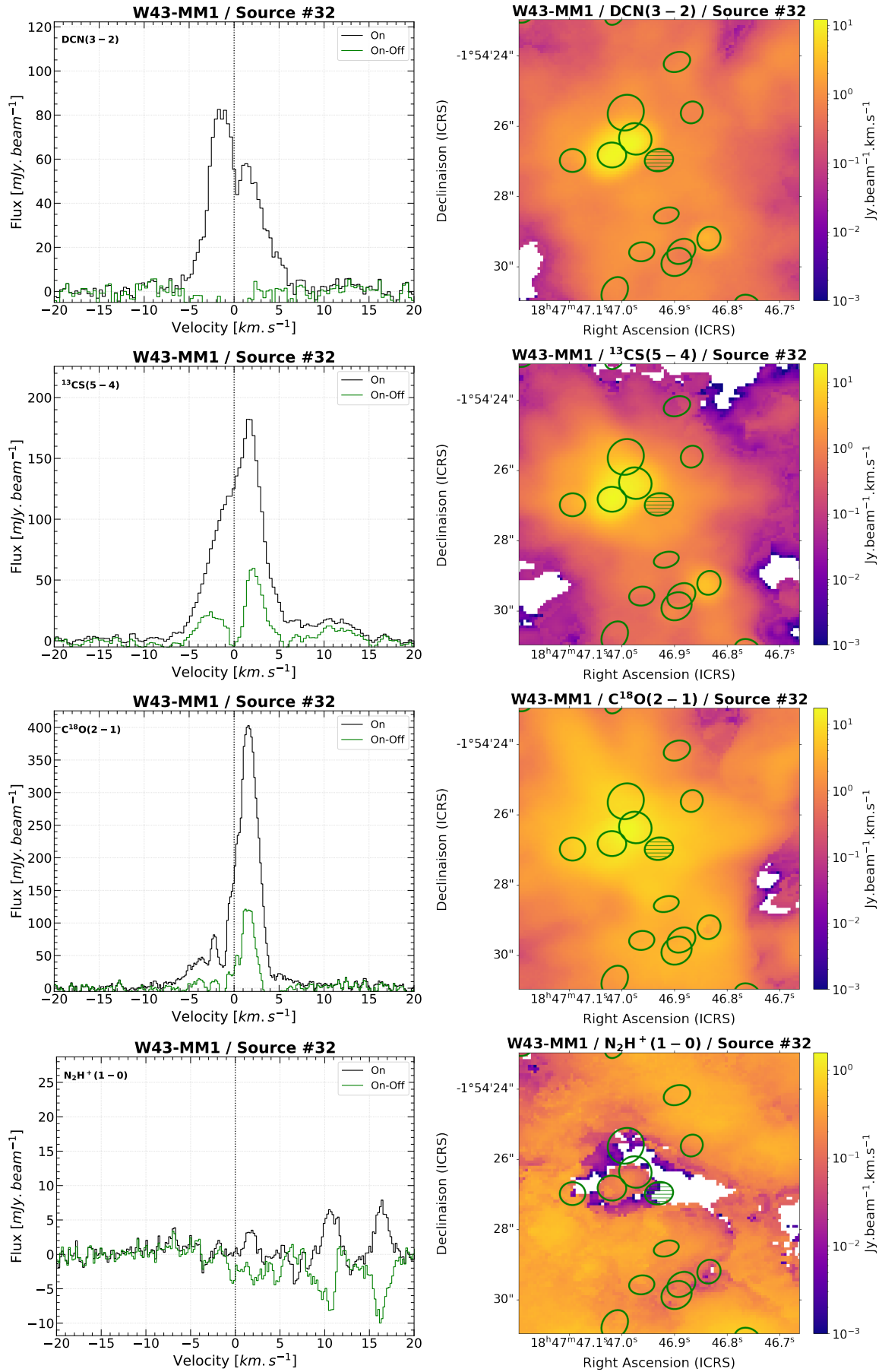


FIGURE 4.2 – Suite figure 4.2

CHAPITRE 4. TRACEURS MOLÉCULAIRES D'UN ÉCHANTILLON DE CŒURS PRÉSTELLAIRES MASSIFS

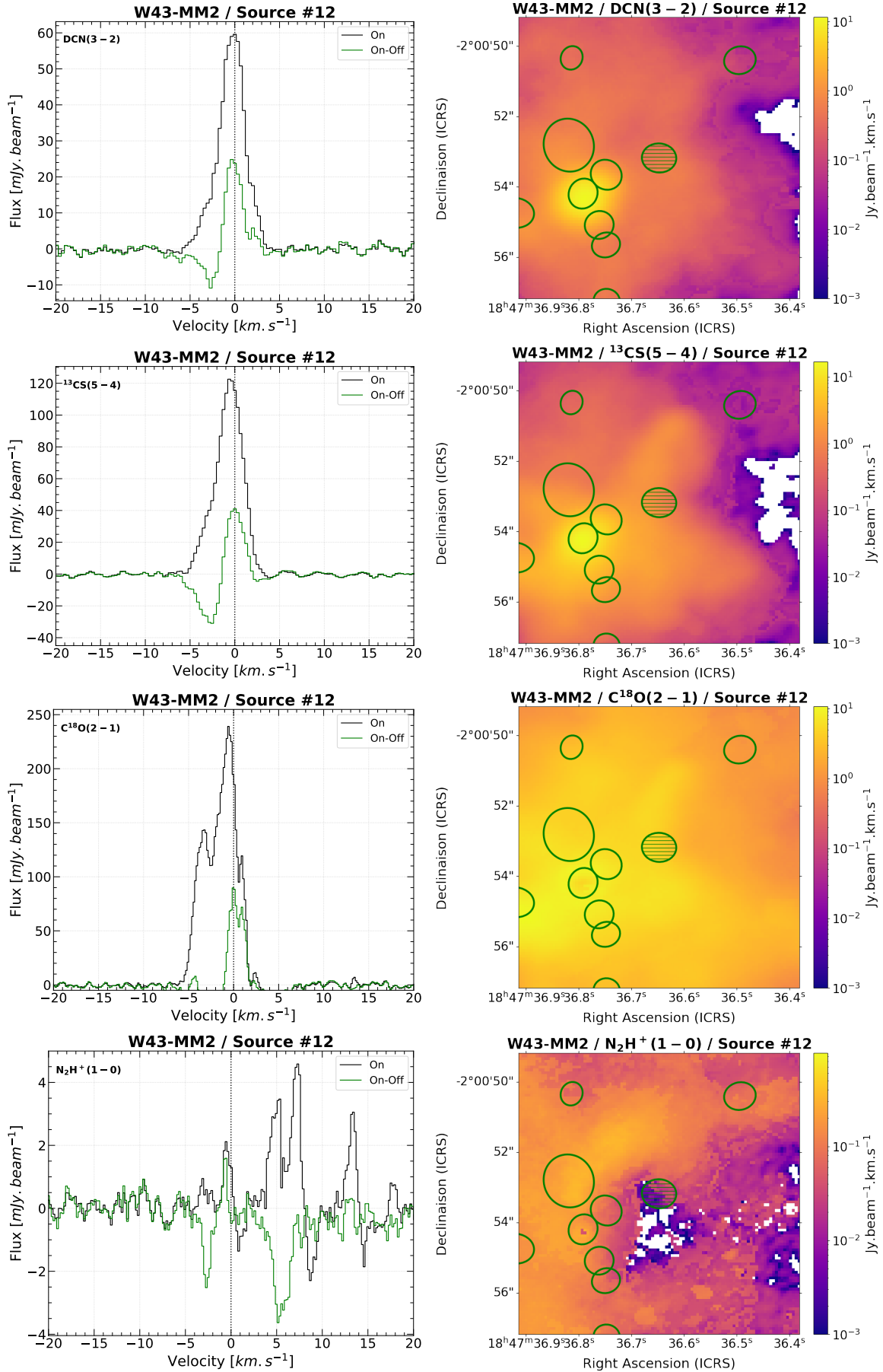


FIGURE 4.2 – Suite figure 4.2

4.2. DÉTECTION DES MOLÉCULES ET CONTRAINTES SUR LA TEMPÉRATURE

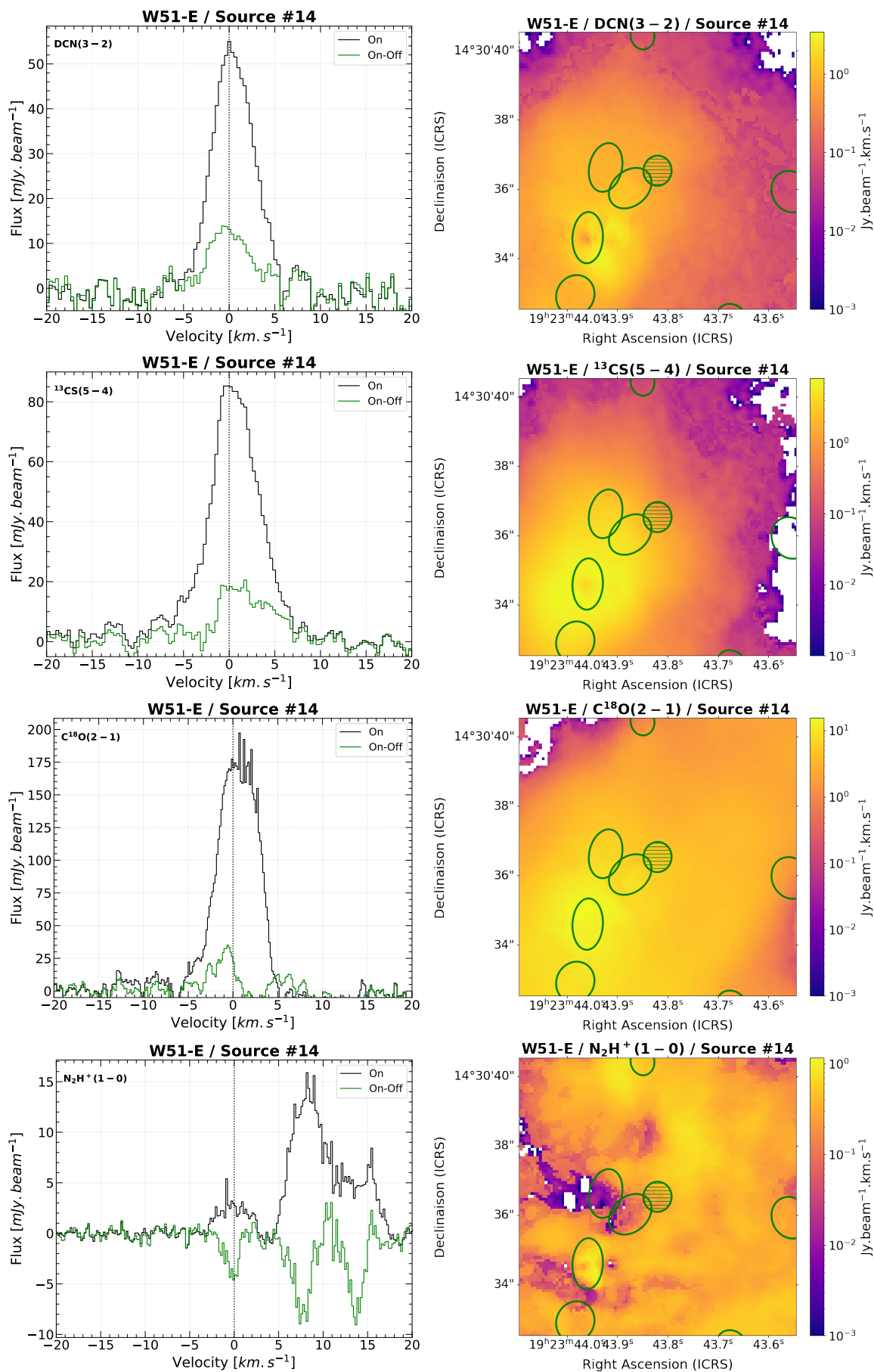


FIGURE 4.2 – Suite figure 4.2

CHAPITRE 4. TRACEURS MOLÉCULAIRES D'UN ÉCHANTILLON DE CŒURS PRÉSTELLAIRES MASSIFS

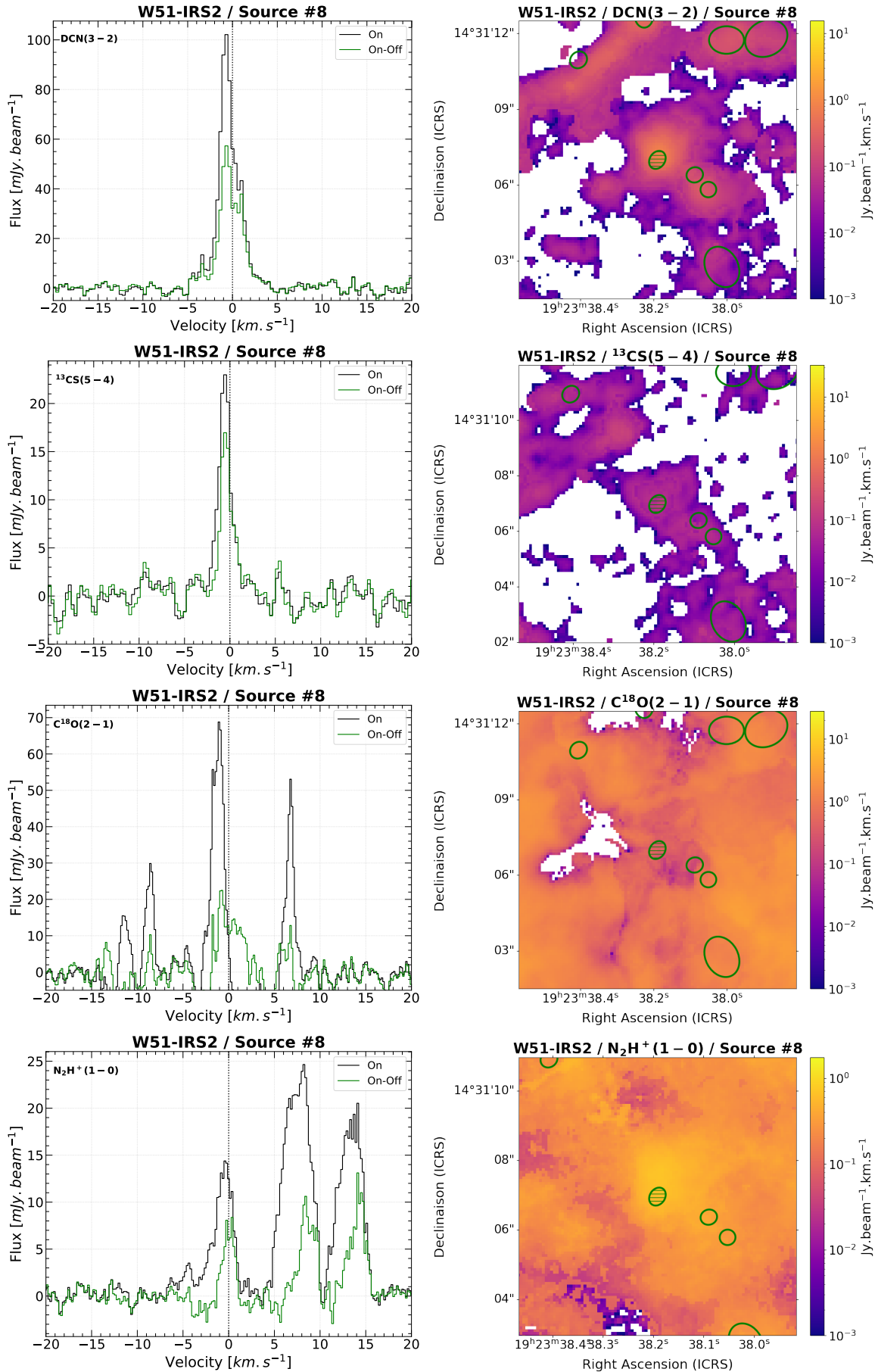


FIGURE 4.2 – Suite figure 4.2

4.2. DÉTECTION DES MOLÉCULES ET CONTRAINTES SUR LA TEMPÉRATURE

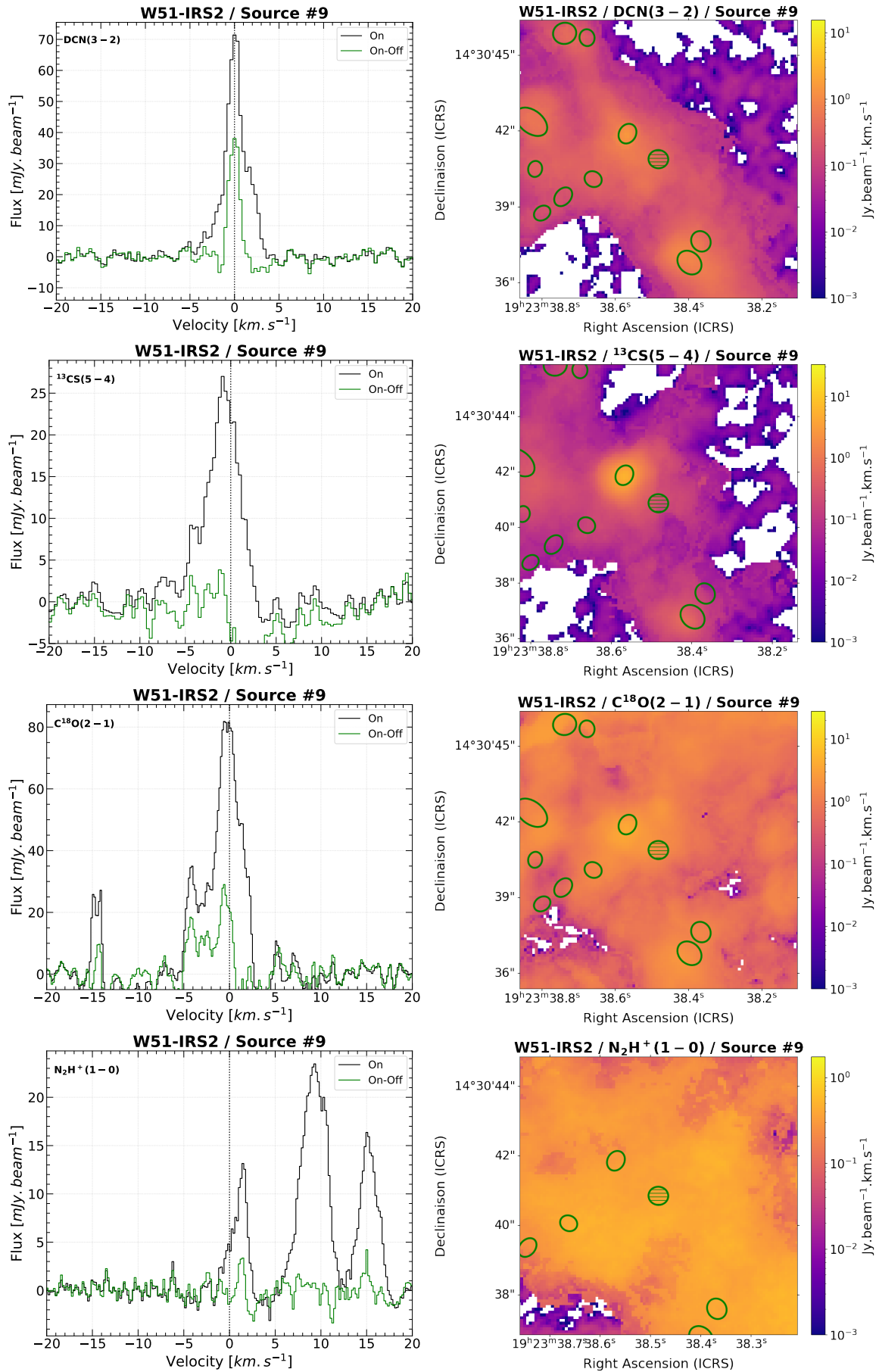


FIGURE 4.2 – Suite figure 4.2

CHAPITRE 4. TRACEURS MOLÉCULAIRES D'UN ÉCHANTILLON DE CŒURS PRÉSTELLAIRES MASSIFS

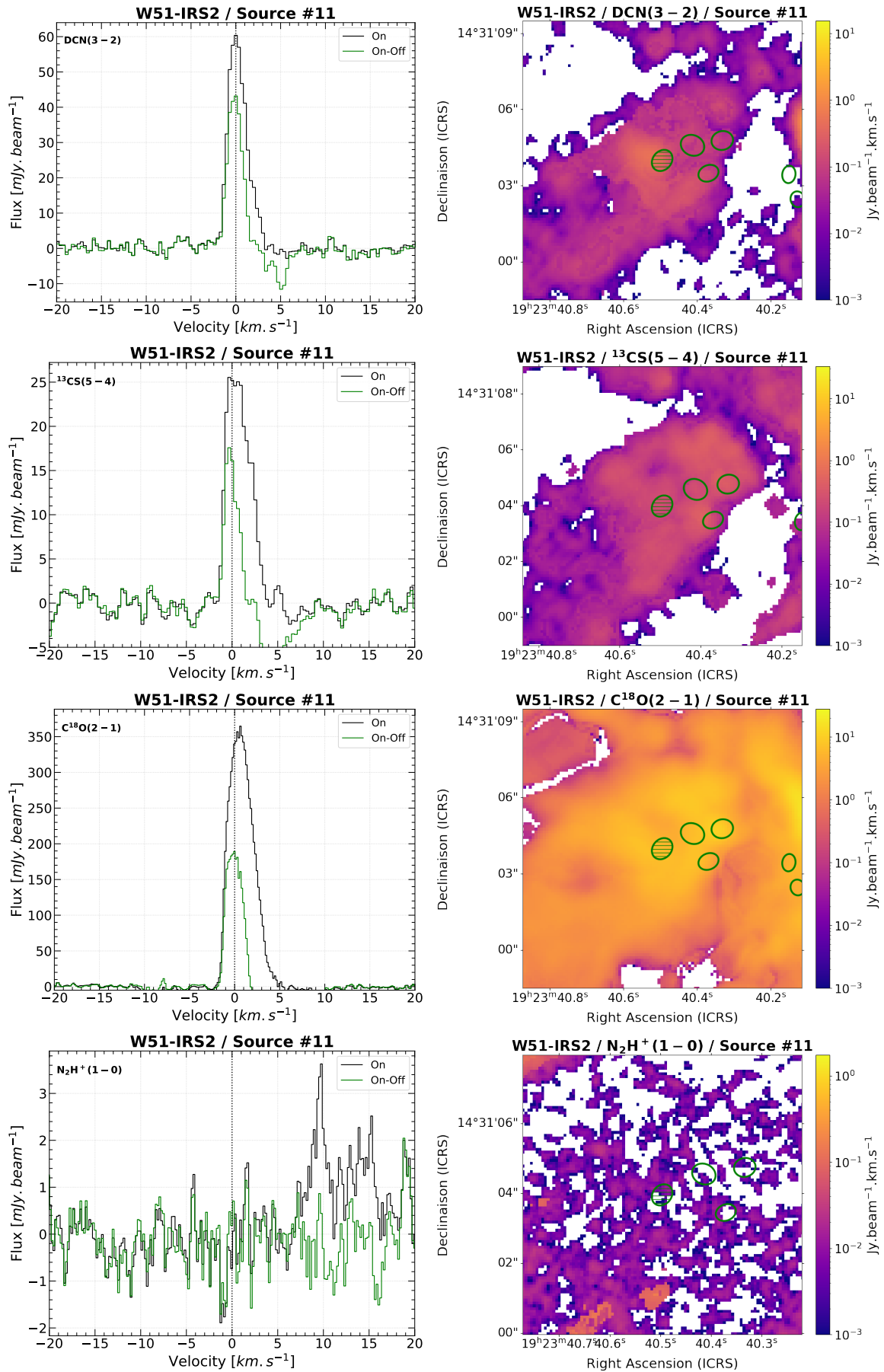
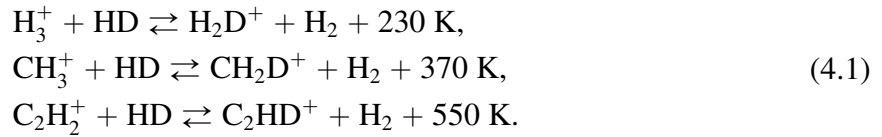


FIGURE 4.2 – Suite figure 4.2

La détection de molécules vers tous nos candidats de cœurs préstellaires massifs nous permet donc de confirmer leur existence, et d'étudier leurs propriétés physiques. En effet, nous observons bien, en plus des raies, des pics clairs d'émission vers nos sources dans les cartes de moment 0, comme on peut le voir par exemple en figure 4.2 pour le cœur #6 de W43-MM1 ou le cœur #8 de W51-IRS2.

4.2.2 Chimie des espèces deutérées et déplétion du CO

Bien que l'abondance cosmique du deutérium soit très faible ($D/H \sim 10^{-5}$), un certain nombre d'isotopologues contenant du deutérium sont facilement détectables. Ceci est dû à des réactions chimiques, qui, à basse température, permettent d'enrichir le milieu en molécules deutérées avec des abondances des isotopologues bien au delà du rapport 10^{-5} moyen. Ces réactions sont présentées ci-dessous :



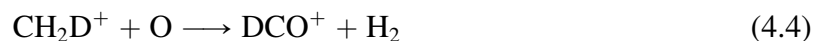
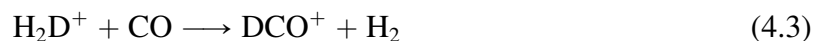
La première réaction qui permet de deutérer l'ion H_3^+ en transférant le deutérium depuis son réservoir HD vers d'autres molécules, n'a pas de barrière thermique, mais la réaction inverse est endothermique (Watson, 1974; Wootten, 1987; Albertsson et al., 2013). Cette réaction est efficace à basse température pour enrichir le milieu en deutérium, mais est négligeable à plus haute température car la réaction inverse devient plus efficace. Ces réactions permettent d'enrichir en deutérium pour des températures entre $\sim 10 - 30$ K via l'ion H_3^+ et pour des températures entre $\sim 10 - 80$ K pour les hydrocarbures légers (voir par exemple Albertsson et al., 2013). Il est donc possible d'enrichir en molécules deutérées à différents régimes de température.

Le N_2D^+ se forme en très grande majorité via la réaction basse température de la deutération (Dalgarno and Lepp, 1984) :



Le N_2D^+ n'est donc attendu qu'à de très faibles températures, n'est produit que dans la phase gazeuse et est détruit dès que la température dépasse ~ 20 K (Herbst, 1982; Fontani et al., 2011). Il est en fait détruit lorsque le CO revient en phase gazeuse et récupère les protons H^+/D^+ au détriment du N_2 qui a une plus faible affinité avec les protons (Tafalla et al., 2002; Jørgensen et al., 2005; Emprechtinger et al., 2009). Une corrélation est notamment observée entre la déplétion du CO et l'émission de N_2H^+/N_2D^+ .

Le DCO^+ peut être formé via deux réactions dans la phase gazeuse, de préférence à basse température (équation 4.3, Watson, 1974; Wootten, 1987), ou dans du gaz plus chaud avec l'hydrocarbure CH_2D^+ (équation 4.4, Favre et al., 2015) :



Le DCN peut également être produit à basse et plus haute température dans le gaz comme le DCO^+ , par interaction avec les ions H_3^+ ou CH_2D^+ , mais aussi à la surface des grains de poussière. Le DCN est cependant formé en plus grande quantité via le chemin à plus haute température et à la surface des grains à basse température (Albertsson et al., 2013).

Enfin le D_2CO , molécule doublement deutérée, se forme très majoritairement sur les grains comme le méthanol (Taquet et al., 2012) et en moindre quantité dans le gaz par réaction avec l'hydrocarbure CH_2D^+ .

Les températures attendues vers nos cœurs préstellaires massifs étant basses puisqu'ils ne présentent pas d'éjection et donc pas de chauffage par une protoétoile centrale, il est important d'étudier les traceurs chimiques de gaz froid pour vérifier ces hypothèses. Typiquement, les températures adoptées dans Valeille-Manet et al. (sub) sont comprises entre 20 et 30 K.

4.2.3 Contraintes sur la température des cœurs

Molécules deutérées

Nous pouvons maintenant utiliser les détections des différentes molécules afin de contraindre la température de nos cœurs préstellaires massifs. Les processus de deutération ayant lieu en grande partie lors des phases précoces denses et froides du gaz ($T < 20$ K, $n_{H_2} > 10^4$ cm $^{-3}$, Kong et al., 2015, voir section 4.2.2), la détection de transitions rotationnelles de certaines molécules deutérées peut permettre d'estimer une limite inférieure en température. Les quatre transitions rotationnelles deutérées que nous avons étudiées (voir table 4.1) ont d'ailleurs toutes des $E_u < 30$ K, pouvant facilement être excitées et détectables dans le gaz froid.

Comme expliqué en section 4.2.2, les molécules DCO^+ et DCN peuvent se former via deux réactions chimiques dans du gaz froid et tiède/chaud. La détection des transitions rotationnelles DCO^+ (3–2) pour une partie des cœurs, et DCN (3–2) pour l'ensemble des cœurs ne permet donc pas de contraindre la température.

Concernant la molécule D_2CO , la transition rotationnelle D_2CO (4(0,4)-3(0,3)) n'est détectée sur aucun des 12 candidats de cœur préstellaire massif. Cependant cette molécule est doublement deutérée et les observations ALMA-IMF n'ont probablement pas la sensibilité nécessaire afin de la détecter.

Enfin la non détection de la transition N_2D^+ (3–2) pourrait permettre d'imposer une contrainte basse en température pour tous les 12 cœurs préstellaires massifs, le N_2D^+ étant détruit dès que la température dépasse les 20 K et que le CO se désorbe des grains (voir section 4.2.2). Néanmoins, il est aussi possible que le N_2D^+ ne soit en fait jamais formé dans le gaz qui forme les cœurs. En effet, l'augmentation de l'abondance de N_2D^+ demande un temps suffisant à basse température et à haute densité (pour avoir une forte déplétion de CO) pour le gaz. La formation dynamique des cœurs avec un passage rapide de basse densité à haute densité pourrait empêcher une différenciation forte de N_2D^+ et ne permettre que la formation de N_2H^+ à forte déplétion de CO (voir ci-dessous). Il est donc compliqué d'inférer une limite basse en température via la non détection du N_2D^+ .

Déplétion du CO

On peut cependant utiliser la présence de N_2H^+ (1–0) et l'absence corrélée de $C^{18}O$ (2–1), pour inférer directement les températures des cœurs. En effet, aux densités des cœurs, si la température du gaz est en dessous de 20 à 25 K, le CO reste déplété et N_2H^+ doit être détecté, tandis que le $C^{18}O$ doit être à l'inverse faible. A l'inverse dès que la température atteint ces températures, le CO revient en phase gazeuse, $C^{18}O$ redevient brillant et le N_2H^+ disparaît par transfert de proton sur le CO (pour former HCO^+ au détriment de N_2H^+). Dans la figure 4.3, le flux pic de la transition rotationnelle $C^{18}O$ (2–1) est représenté en fonction du flux pic de N_2H^+ (2–1). Une anticorrélation est bien observée : les cœurs présentant une émission plus importante de N_2H^+ ont une émission plus faible de $C^{18}O$. Les cœurs #1A de G333.60 et #11 de

W51-IRS2 ne présentent pas d'émission de la composante de N_2H^+ étudiée et sont représentés en tant que limite supérieure. Ce résultat confirme que la déplétion de CO dicte bien les intensités relatives de $C^{18}O$ et N_2H^+ dans nos cœurs. Nous constatons aussi que ce sont bien les cœurs attendus comme les plus chauds (autour de 25 K) qui ont des intensités de N_2H^+ très faibles ou non détectables (partie gauche de la figure 4.3). De même les cœurs froids avec des températures proches de 20K sont bien dans la partie droite de la figure 4.3 avec une déplétion forte de CO. Nous confirmons donc les températures adoptées pour calculer les masses de nos cœurs préstellaires massifs.

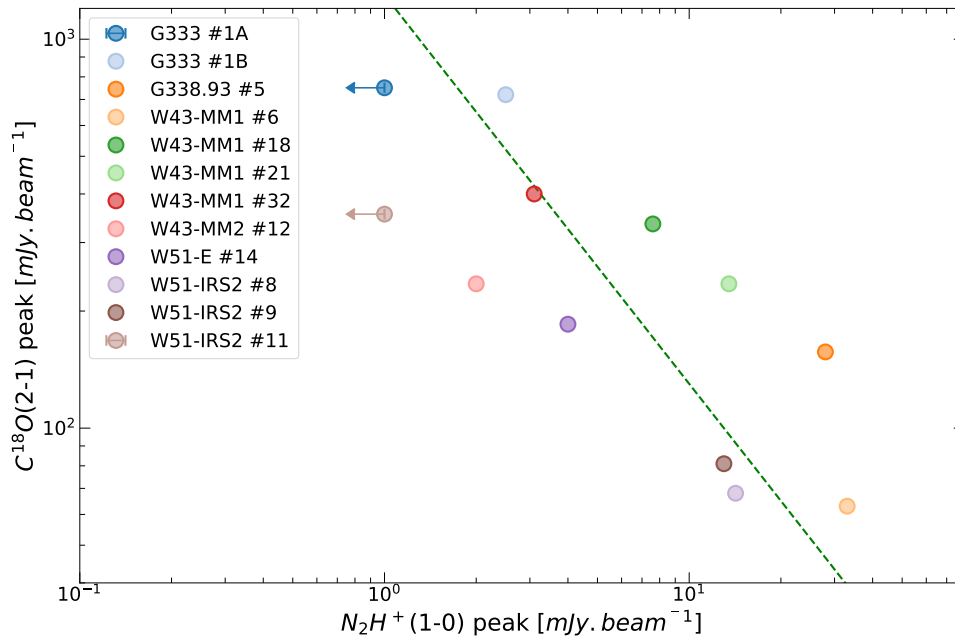


FIGURE 4.3 – Déplétion du CO : Diminution du flux pic de $C^{18}O(2-1)$ en fonction du flux pic de $N_2H^+(1-0)$ pour les 12 cœurs préstellaires massifs. Les cœurs #1A de G333.60 et #11 de W51-IRS2 n'ont pas de détection de $N_2H^+(1-0)$ et sont présentés comme des limites supérieures. La ligne verte tirée représente une anticorrélation parfaite.

Du gaz tiède ?

Afin d'imposer une limite supérieure en température, les multiplets des transitions $CH_3CN(5-4)$ et $CH_3CCH(6-5)$ qui permettent de sonder plusieurs valeurs de E_u , peuvent être utilisés. Les molécules CH_3CN et CH_3CCH sont considérées comme de bons traceurs de gaz tiède/chaud, régulièrement utilisées dans l'étude des cœurs chauds (voir par exemple [Giannetti et al., 2017](#); [Brouillet et al., 2022](#)). Pour chaque multiplet, l'échantillonnage du nombre quantique K de 0 à 4, permettant d'étudier des températures de gaz jusqu'à ~ 100 K. Comme présentés dans la table 4.1, même les transitions les plus élevées en énergie sont détectées vers certains des cœurs, dénotant la présence de gaz tiède vers ces candidats. Sur les 12 cœurs préstellaires massifs, seuls les cœurs #8 et #9 de W51-IRS2 n'ont pas de transition avec un nombre quantique supérieur à 3 détectée, et ne montrent donc pas d'émission de gaz tiède/chaud.

Cependant, l'émission moléculaire de ces transitions est faible vers l'ensemble des candidats. On peut également noter que si le spectre On est utilisé pour caractériser les détections, le spectre On-Off peut nous renseigner sur l'influence de l'environnement de la source. Pour tous les candidats, l'émission dans le spectre On-Off est beaucoup plus faible voire inexistante selon les sources. Comme nos candidats sont majoritairement localisés dans les clumps, il semblerait

que de l'émission étendue de gaz chaud provenant des cœurs protostellaires massifs voisins viennent contaminer nos candidats. Nous pouvons en conclure que même si du gaz tiède est détecté vers nos candidats, il est peu probable que nos cœurs soient à l'origine de cette émission, mais plutôt qu'il soit lié à de la contamination des cœurs voisins. Ce résultat est également en accord avec la comparaison avec le travail de [Bonfand et al. \(2024\)](#), présenté dans l'article en section 3.2, où aucun de nos candidats n'est associé à un pic de formate de méthyl (CH_3OCHO), sauf un cœur de W43-MM1 (voir [Vaille-Manet et al., sub](#)).

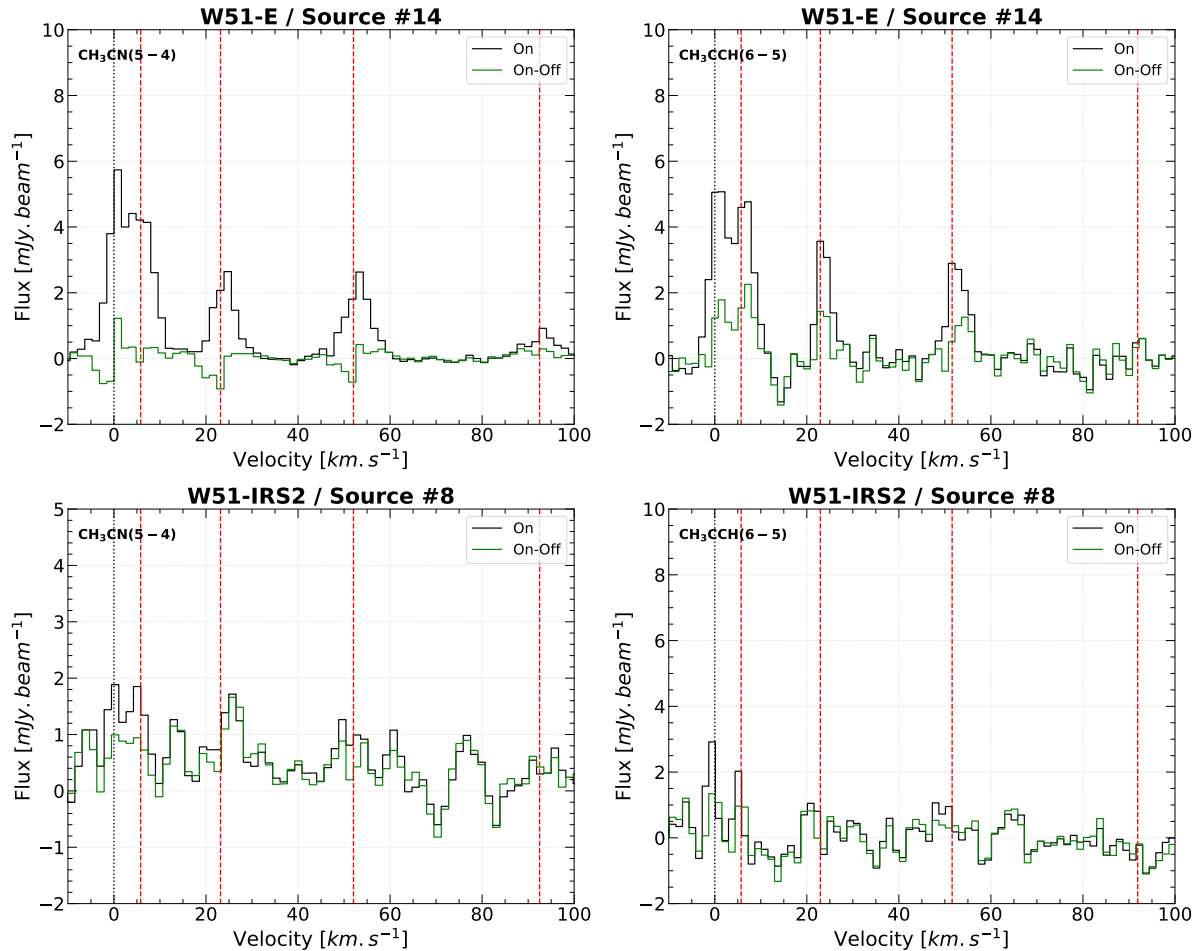


FIGURE 4.4 – Multiplets des transitions $\text{CH}_3\text{CN}(5-4)$ (panneaux de gauche) et $\text{CH}_3\text{CCH}(6-5)$ (panneaux de droite) pour les cœurs #14 de W51-E (panneaux du haut) et #8 de W51-IRS2 (panneaux du bas). Les spectres On sont représentés en noir et les spectres On-Off en vert. La ligne pointillée noire représente la transition $K = 0$ des multiplets. Les lignes en tirets rouges représentent les transitions $K = 1, 2, 3, 4$ des multiplets.

Je montre comme exemple les spectres des cœurs #14 de W51-E et #8 de W51-IRS2 pour les deux multiplets étudiés en figure 4.4. La transition rotationnelle de chaque molécule pour $K = 0$ est représentée par la ligne pointillée noire et centrée sur 0 km s^{-1} , tandis que les transitions avec $K = 1, 2, 3, 4$ sont représentées par les lignes rouges en tirets ($K = 1$ étant la plus à gauche jusqu'à $K = 4$ la plus à droite). Pour la source #14, les 5 transitions du multiplet sont détectées en CH_3CN et seulement les 4 premières transitions en CH_3CCH . Du gaz chaud est bien présent sur la source, cependant le spectre On-Off ne montre pas d'émission dans les transitions rotationnelles de CH_3CN et est très faible pour les transitions de CH_3CCH , soulignant le fait que le cœur n'est probablement pas à l'origine de l'émission. Pour la source #8 de W51-IRS2, aucune détection robuste de transition du multiplet de CH_3CN n'est observée, tandis que

les deux premières transitions sont détectées en CH₃CCH. Il n'y a donc pas d'émission de gaz tiède/chaud vers ce cœur. Nous pouvons également souligner que le cœur #14, situé dans un clump présente une faible émission, tandis que le cœur #8, isolé ne présente pas d'émission. Ceci est en accord avec notre hypothèse de contamination des cœurs voisins proposée dans le paragraphe du dessus.

Cette analyse nous permet de confirmer les températures basses adoptées dans [Vaille-Manet et al. \(sub\)](#) pour nos cœurs préstellaires massifs. En effet, on observe le phénomène de déplétion du CO vers la plupart de nos candidats. De plus, lorsque de l'émission de gaz tiède est détectée, le spectre On-Off ainsi que la localisation du cœur nous suggère que ce gaz provient d'une contamination des cœurs protostellaires voisins.

4.3 Analyse de la turbulence au sein des cœurs

4.3.1 Choix des traceurs les plus adaptés

Afin d'étudier la turbulence au sein des cœurs, nous avons utilisé les transitions rotationnelles DCN (3–2), ¹³CS (5–4), DCO⁺ (3–2), C¹⁸O (2–1) et la composante isolée de la transition N₂H⁺ (1–0). Ces transitions sont adaptées afin de tracer le gaz froid et dense présent dans l'enveloppe des cœurs. La densité critique d'une transition peut être calculée par l'équation 4.5 :

$$n_{\text{crit}} = \frac{A_{ij}}{\gamma_{ij}} \quad (4.5)$$

A_{ij} est le coefficient d'Einstein en s⁻¹ qui décrit la probabilité de désexcitation spontanée d'une transition radiative entre deux niveaux d'énergie i et j et est fourni par les spectroscopistes. γ_{ij} est le taux de collision en cm³ s⁻¹ et est disponible pour certaines molécules sur le site "Leiden Atomic and Molecular DAtabase" (LAMDA)¹ ([Schöier et al., 2005](#)). Dans la suite les densités critiques seront prises dans la littérature, où une température cinétique de 20 K a été utilisée afin de les calculer.

Les transitions rotationnelles DCN (3–2) et DCO⁺ (3–2) ont des densités critiques très importantes de $\sim 10^7$ cm⁻³ et $\sim 10^6$ cm⁻³ respectivement (voir [Barlach Christensen et al., 2024](#)). Ces transitions sont donc particulièrement adaptées pour tracer le gaz froid (où la fraction de deutération augmente) et à très haute densité des cœurs préstellaires massifs présentés dans l'article du chapitre précédent.

Les transitions ¹³CS (5–4) et N₂H⁺ (1–0) ont également des densités critiques importantes de $\sim 10^6$ cm⁻³ et $\sim 2 \times 10^5$ cm⁻³ respectivement ([Ungerechts et al., 1997](#)), permettant de sonder le gaz à haute densité. La transition N₂H⁺ (1–0) est d'ailleurs communément utilisée afin d'étudier les parties les plus denses et froides de région de formation d'étoiles (voir par exemple [Caselli et al., 2002](#); [Bergin et al., 2002](#); [Tafalla et al., 2004](#); [Lippok et al., 2013](#); [González Lobos and Stutz, 2019](#); [Álvarez-Gutiérrez et al., 2024](#)).

Enfin, la transition C¹⁸O (2–1) a une densité critique plus faible de $\sim 10^3$ cm⁻³ ([Kirk et al., 2007](#)) et est sujette au "CO freeze-out", c'est-à-dire à la déplétion du CO sur les grains lorsque la température tombe sous les ~ 20 K, comme expliqué en section 4.2.2. Cependant, si la température des cœurs est plus élevée que 20 K, comme envisagée dans l'article en section 3.2 et suggéré pour certains cœurs en section 4.2.2 avec peu d'émission de N₂H⁺ mais une émission importante de C¹⁸O, le C¹⁸O permettrait de sonder les parties internes des cœurs.

1. <https://home.strw.leidenuniv.nl/~moldata/>

En étudiant ces 5 transitions, je me suis cependant aperçu que les transitions de DCO^+ (3–2), C^{18}O (2–1) et N_2H^+ (1–0) ne permettent pas d'estimer correctement la turbulence au sein des cœurs. En effet, la transition de DCO^+ est mélangée avec l'émission de la transition rotationnelle du formate de méthyl CH_3OCHO ($19_{2,18} - 18_{2,17}$), rendant impossible de mesurer la dispersion de vitesse dans cette raie. Les cœurs préstellaires massifs étant majoritairement localisés dans les clumps, l'émission du formate de méthyl venant des cœurs chauds peut-être étendue, entraînant une contamination sur cette transition de DCO^+ .

La transition C^{18}O (2–1), du fait de sa plus faible densité critique ne permet pas de correctement tracer les parties les plus internes de l'enveloppe pour plusieurs cœurs. Les profils de raie sont complexes avec plusieurs composantes de vitesse et ne permettent pas d'ajuster une gaussienne afin d'estimer la largeur de raie.

Enfin la transition N_2H^+ (1–0) présente pour la plupart des cœurs plusieurs composantes de vitesse et n'est donc pas adaptée afin d'étudier la turbulence dans les parties internes de l'enveloppe des cœurs étudiés. Cela confirme encore une fois la température basse de cœur avec une forte déplétion du CO dans la partie interne des enveloppes. Le gaz à plus grande échelle est probablement tracé par cette transition, compliquant l'analyse des raies.

Les traceurs choisis pour estimer la turbulence au sein des cœurs parmi les transitions étudiées sont donc les transitions rotationnelles DCN (3–2) et ^{13}CS (5–4). Dans la section suivante, nous présentons les dispersions de vitesse non thermique estimées au sein des enveloppes des cœurs préstellaires massifs à l'aide de ces traceurs.

Dans la figure 4.5 je présente les spectres On et On-Off et ajustements gaussiens robustes des transitions rotationnelles DCN (3–2) et ^{13}CS (5–4) pour le cœur #1A de G333.60 afin d'estimer la dispersion en vitesse. L'ajustement gaussien du spectre On-Off pour la transition de ^{13}CS n'est pas robuste, l'estimation de la dispersion de vitesse est alors faite à la main. En figure 4.6 plusieurs exemples pour lesquelles les transitions DCO^+ (3–2), C^{18}O (2–1) et N_2H^+ (1–0) ne sont pas exploitables afin d'estimer la turbulence sont montrés. Pour chaque transition, les spectres On et On-Off sont montrés ainsi que les cartes de moment 0 centrées sur le cœur préstellaire massif.

Dans la section suivante, nous allons utiliser ces mesures de largeur de raie pour DCN et ^{13}CS afin d'estimer la dispersion de vitesse non thermique au sein des enveloppes des cœurs préstellaires massifs. L'intégralité des spectres de DCN (3–2) et ^{13}CS (5–4) sont montrés dans la figure 4.2.

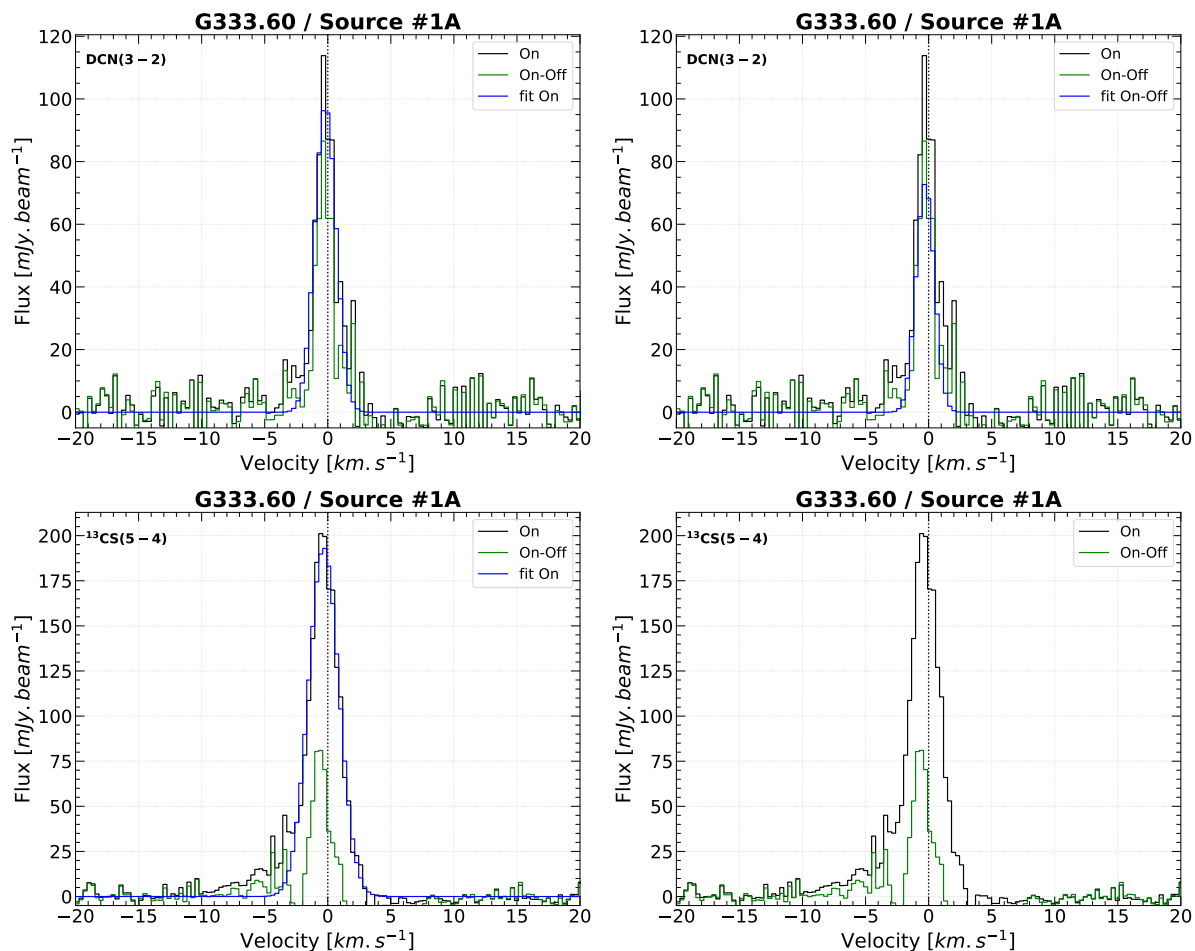


FIGURE 4.5 – Profils de raie et ajustements gaussiens robustes permettant d’estimer la turbulence. **Haut** : Spectres On (noir) et On-Off (vert) de la transition rotationnelle DCN (3–2) et ajustements gaussiens robustes en bleu du spectre On (gauche) et On-Off (droite) pour le cœur #1A de G333.60. **Bas** : Même figure pour la transition rotationnelle ¹³CS (5–4). L’ajustement gaussien du spectre On-Off n’est pas robuste, l’écart-type est alors estimé à la main.

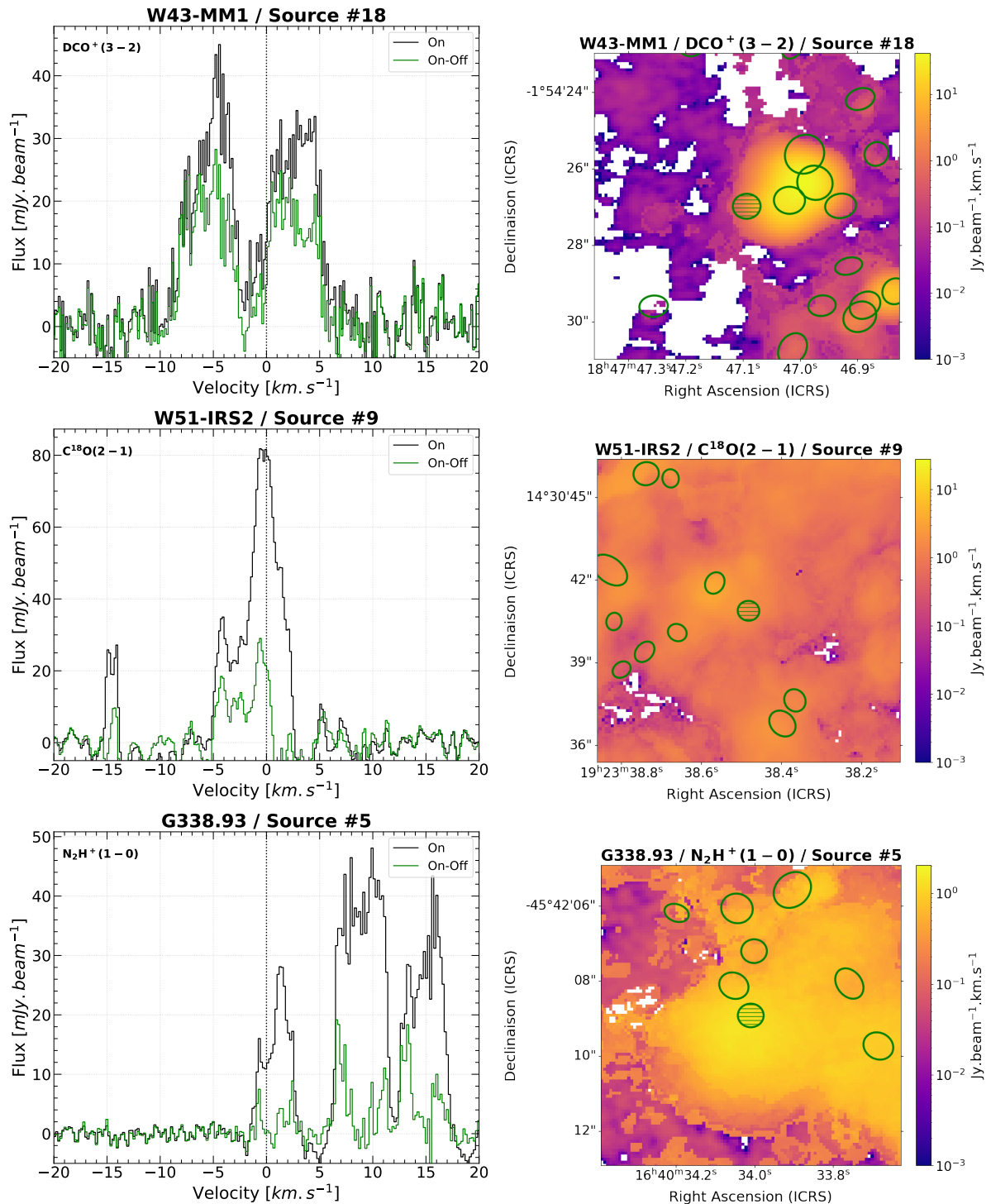


FIGURE 4.6 – Exemples de profils de raie typiques de transitions qui ne permettent pas d’estimer la turbulence des cœurs. **Gauche** : Spectres On (noir) et On-Off (vert) pour les transitions rotationnelles DCO⁺ (3-2) (haut), C¹⁸O (2-1) (milieu), N₂H⁺ (1-0) (bas) pour les cœurs #18 de W43-MM1, #9 de W51-IRS2 et #5 de G338.93. **Droite** : Carte de moment 0 centrée sur le cœur préstellaire massif de la transition rotationnelle présentée à gauche, obtenue en intégrant sur l’intervalle de vitesse Δv = V_{LSR} ± 1.5 km s⁻¹. Le cœur préstellaire massif est représenté avec l’ellipse verte hachurée et les autres sources en ellipses vertes vides.

4.3.2 Estimation de la dispersion en vitesse des cœurs

En utilisant les ajustements gaussiens automatiques sur les spectres On-Off et On on peut obtenir directement un écart type gaussien qui permet d'estimer la turbulence présente dans les enveloppes de gaz. Comme expliqué en section 4.1.2, lorsque cet ajustement gaussien n'est pas robuste, on mesure à la main la largeur à mi-hauteur, que l'on convertit en écart-type.

Dans la table 4.3, je présente pour chacun des 12 cœurs préstellaires massifs les dispersions de vitesse estimées dans les deux traceurs. Lorsque la largeur de raie a été estimée par l'ajustement gaussien une erreur égale à la résolution spectrale du cube est associée à la largeur à mi-hauteur (FWHM). Lorsque la largeur de raie est estimée manuellement, l'erreur associée à la FWHM est de deux fois la résolution spectrale. Comme attendu, les dispersions de vitesse estimées dans les spectres On-Off sont bien plus faibles que celles dans les spectres On, contaminés par l'émission de l'environnement.

TABLE 4.3 – Dispersions de vitesse estimées dans les 12 cœurs préstellaires massifs.

Source	$\sigma_{\text{DCN}}^{\text{On}}$ [km s ⁻¹]	$\sigma_{^{13}\text{CS}}^{\text{On}}$ [km s ⁻¹]	$\sigma_{\text{DCN}}^{\text{On-Off}}$ [km s ⁻¹]	$\sigma_{^{13}\text{CS}}^{\text{On-Off}}$ [km s ⁻¹]
G333.60 #1A	0.85 ± 0.14	1.21 ± 0.13	0.73 ± 0.14	0.64 ± 0.27
G333.60 #1B	0.72 ± 0.14	1.03 ± 0.13	0.50 ± 0.29	0.50 ± 0.13
G338.93 #5	1.39 ± 0.14	1.38 ± 0.27	1.13 ± 0.14	0.85 ± 0.27
W43-MM1 #6	0.76 ± 0.14	1.40 ± 0.27	0.50 ± 0.29	1.40 ± 0.27
W43-MM1 #18	1.77 ± 0.14	1.70 ± 0.27	1.65 ± 0.29	1.65 ± 0.27
W43-MM1 #21	1.90 ± 0.14	1.81 ± 0.13	—	—
W43-MM1 #32	2.59 ± 0.14	2.12 ± 0.27	—	—
W43-MM2 #12	1.39 ± 0.14	1.47 ± 0.13	0.86 ± 0.14	0.90 ± 0.27
W51-E #14	2.35 ± 0.29	2.67 ± 0.13	2.12 ± 0.29	2.50 ± 0.27
W51-IRS2 #8	0.85 ± 0.29	0.57 ± 0.13	1.28 ± 0.14	0.61 ± 0.13
W51-IRS2 #9	0.85 ± 0.29	1.70 ± 0.13	0.65 ± 0.29	—
W51-IRS2 #11	1.03 ± 0.14	1.34 ± 0.27	0.96 ± 0.29	0.76 ± 0.27

La dispersion de vitesse estimée dans chaque raie (en 1D) correspond à la somme de la dispersion due à l'agitation thermique des molécules et d'une composante non thermique correspondant à la turbulence : $\sigma_{\text{fit}}^2 = \sigma_{\text{th}}^2 + \sigma_{\text{NT}}^2$. La composante thermique est donnée par $\sigma_{\text{th}} = \sqrt{\frac{k_B T_{\text{dust}}}{\mu m_H}}$, avec k_B la constante de Boltzmann, T_{dust} la température des poussières de la source, μ le poids moléculaire du traceur et m_H la masse de l'atome d'hydrogène. Pour la molécule DCN, $\mu_{\text{DCN}} = 28$ et pour le ^{13}CS , $\mu_{^{13}\text{CS}} = 45$. En pratique, pour une température de 20 K, la composante thermique est faible (de l'ordre de 0.05 km s⁻¹) et ne participe qu'à une faible partie de la dispersion en vitesse comparée à la composante non thermique (turbulence). On peut donc négliger l'influence de l'agitation thermique face à la turbulence au sein des cœurs.

Dans la figure 4.7, je présente les dispersions de vitesse estimées dans chacun des 12 cœurs préstellaires massifs, grâce au spectre On et On-Off, dans les transitions rotationnelles DCN (3–2) et ^{13}CS (5–4). Les panneaux de gauche présentent les valeurs en fonction de la masse de chaque cœur, et les panneaux de droite les dispersions estimées dans la raie de ^{13}CS en fonction de celles estimées dans la raie de DCN. On peut voir que les deux transitions donnent des résultats assez similaires et sont assez bien corrélées, mettant en lumière le fait que ces deux transitions permettent bien de tracer le gaz interne des cœurs. Un plus grand étalement des dispersions de vitesse est observé pour les masses les plus faibles, à la fois dans les spectres On et On-Off. Si la dispersion n'a pu être estimée dans les spectres On-Off, la valeur adoptée

CHAPITRE 4. TRACEURS MOLÉCULAIRES D'UN ÉCHANTILLON DE CŒURS PRÉSTELLAIRES MASSIFS

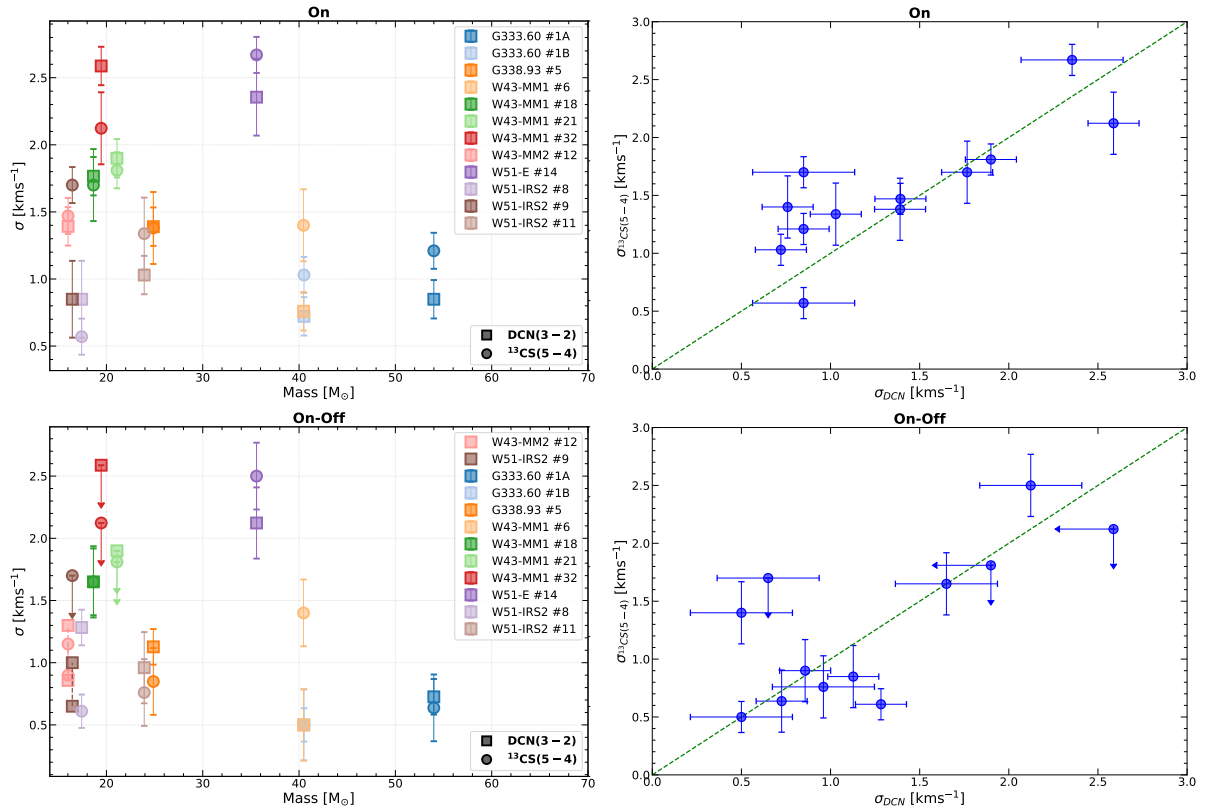


FIGURE 4.7 – Dispersion en vitesse des 12 cœurs préstellaires massifs. **Haut** : À gauche, dispersion en vitesse (sigma gaussien) des cœurs préstellaires massifs en fonction de leur masse, pour les transitions DCN(3–2) (carrés) et $^{13}\text{CS}(5-4)$ (cercles), estimée dans le spectre On. À droite, dispersion en vitesse de la transition $^{13}\text{CS}(5-4)$ en fonction de la dispersion de DCN(3–2) pour les valeurs estimées dans le spectre On. La ligne en tirets verts représente la droite $y = x$, représentative d’une corrélation parfaite. **Bas** : Identique au panneau du haut pour les dispersions de vitesses estimées dans les spectres On-Off. Les cœurs #21 et #32 de W43-MM1 n’ont pas de détection dans le On-Off et sont représentés avec des limites supérieures provenant des dispersions des spectres On. Les cœurs #12 de W43-MM2 et #9 de W51-IRS2 sont représentés à l’aide de deux points (limite inférieure et limite supérieure) dans la figure de gauche, car leur spectre On-Off semble présenter une absorption qui pourrait entraîner une sous-estimation de la dispersion de vitesse.

est la valeur estimée dans le On en tant que limite supérieure. Pour les cœurs #12 de W43-MM2 et #9 de W51-IRS2, deux valeurs sont données (seulement en DCN pour le cœur #9) pour leur dispersion dans le spectre On-Off. En effet, une absorption dans le spectre On-Off semble entraîner une éventuelle sous-estimation de la largeur de raie. Ces deux valeurs peuvent être interprétées comme des limites inférieures et supérieures. Dans la suite, la dispersion de vitesse finale adoptée pour chaque cœur sera la moyenne de la largeur de raie estimée dans les deux transitions rotationnelles. Pour les cœurs #21 et #32 de W43-MM1 sans détection dans les spectres On-Off, la valeur moyenne obtenue dans les spectres On sera adoptée comme limite supérieure. Pour le cœur #9 de W51-IRS2, uniquement détecté en DCN en On-Off c’est cette valeur qui est adoptée.

Ces dispersions de vitesse supersoniques et de l’ordre du km s^{-1} , sont en accord avec les dispersions observées dans [Cunningham et al. \(2023\)](#) pour l’ensemble des cœurs du relevé ALMA-IMF.

4.3.3 La turbulence insuffisante contre l'effondrement gravitationnel ?

Pour estimer si un cœur est en effondrement gravitationnel, ou si la turbulence est suffisante pour le supporter face à la gravité, nous pouvons faire une analyse du Viriel. La masse du Viriel est donnée dans l'équation 4.6 (voir par exemple [McKee and Tan, 2003](#); [Nony et al., 2018](#)) :

$$M_{\text{vir}} = 3 \left(\frac{5 - 2n}{3 - n} \right) \frac{\sigma^2 FWHM^{\text{dec}}}{G} \quad (4.6)$$

où n est l'indice du profil de densité ($\rho \propto r^{-n}$), σ est la dispersion de vitesse 1D, $FWHM^{\text{dec}}$ est la taille du cœur déconvoluée et G la constante gravitationnelle. Les valeurs classiques adoptées sont $n = 0$ pour un profil de densité uniforme sans protoétoile (préstellaire) et $n = 2$ un profil de densité concentré sur une protoétoile en son centre. Cependant, prendre $n = 0$ comme indice est probablement peu représentatif et représente une limite supérieure pour la masse du Viriel. Nous adoptons ici une valeur $n = 1.8$ comme [Sanhueza et al. \(2017\)](#), d'après les observations de profil de densité de régions de formations d'étoiles massives de [Garay et al. \(2007\)](#) et [Mueller et al. \(2002\)](#). La masse du Viriel devient donc $M_{\text{vir}} = 7\sigma^2 FWHM^{\text{dec}}/2G$. On peut ensuite calculer le paramètre α du Viriel pour chaque cœur, qui permet d'évaluer si celui-ci est en effondrement en comparant sa masse avec celle du Viriel :

$$\alpha_{\text{vir}} = \frac{M_{\text{vir}}}{M_{\text{cœur}}} = \frac{7\sigma^2 FWHM^{\text{dec}}}{2GM_{\text{cœur}}} \quad (4.7)$$

Pour $\alpha_{\text{vir}} < 1$, la turbulence n'est pas suffisante pour contrer la gravité, et le cœur est en effondrement s'il n'y a pas d'autres supports. Pour $\alpha_{\text{vir}} > 1$, le cœur est stable à l'effondrement gravitationnel par le seul support turbulent. Pour $\alpha_{\text{vir}} > 2$ le cœur est considéré comme gravitationnellement non lié. En utilisant les largeurs de raie présentées en section précédente, on peut évaluer la valeur de α_{vir} pour chacun des cœurs. La distribution du paramètre du Viriel en fonction de la masse de chaque cœur est présentée en figure 4.8.

Dans un premier temps, étudions le panneau du haut de la figure 4.8, dans le cas des valeurs de dispersion estimées dans les spectres On. On peut voir que pour $\sim 50\%$ des candidats préstellaires massifs (6/12), $\alpha_{\text{vir}} < 1$. Pour ces 6 candidats, la turbulence n'est donc pas suffisante pour éviter l'effondrement. Le cœur #32 de W43-MM1 a une valeur de α_{vir} légèrement supérieure à 2, et n'est possiblement pas gravitationnellement lié. Enfin, les 5 cœurs avec $1 < \alpha_{\text{vir}} < 2$ (#18 et #21 de W43-MM1, #12 de W43-MM2, #14 de W51-E et #9 de W51-IRS2) seraient stables avec une turbulence suffisante pour supporter l'effondrement gravitationnel. Ces candidats pourraient correspondre aux premiers cœurs préstellaires massifs turbulents observés. Ces 6 candidats avec le paramètre du Viriel le plus important sont notamment les cœurs situés dans les clumps les plus riches en cœurs (à l'exception du cœur #9 de W51-IRS2), ce qui pourrait justifier un niveau de turbulence plus important au sein de leurs enveloppes (voir leur localisation en annexe F de l'article en section 3.2). Le cœur #5 de G338.93, à l'inverse, n'est pas supporté par la turbulence alors qu'il est lui aussi situé dans un clump massif avec plusieurs cœurs protostellaires massifs voisins.

Maintenant, étudions le panneau du bas, pour les valeurs de dispersion estimées dans les spectres On-Off. Comme mentionné dans la section du dessus, les cœurs #21 et #32 de W43-MM1 sont présentés en tant que limite supérieure (valeur obtenue dans le On), tandis que les cœurs #12 de W43-MM2 et #9 de W51-IRS2 sont présentés avec deux valeurs. Les cœurs #14 de W51-E, #12 de W43-MM2 et #18 de W43-MM1 sont confirmés comme supportés par la turbulence. En revanche, nous avons maintenant 7 cœurs (8 si l'on compte le cœur #12 de W43-MM2) pour lesquels $\alpha_{\text{vir}} < 1$. Cette analyse sur les spectres On-Off nous confirme donc que

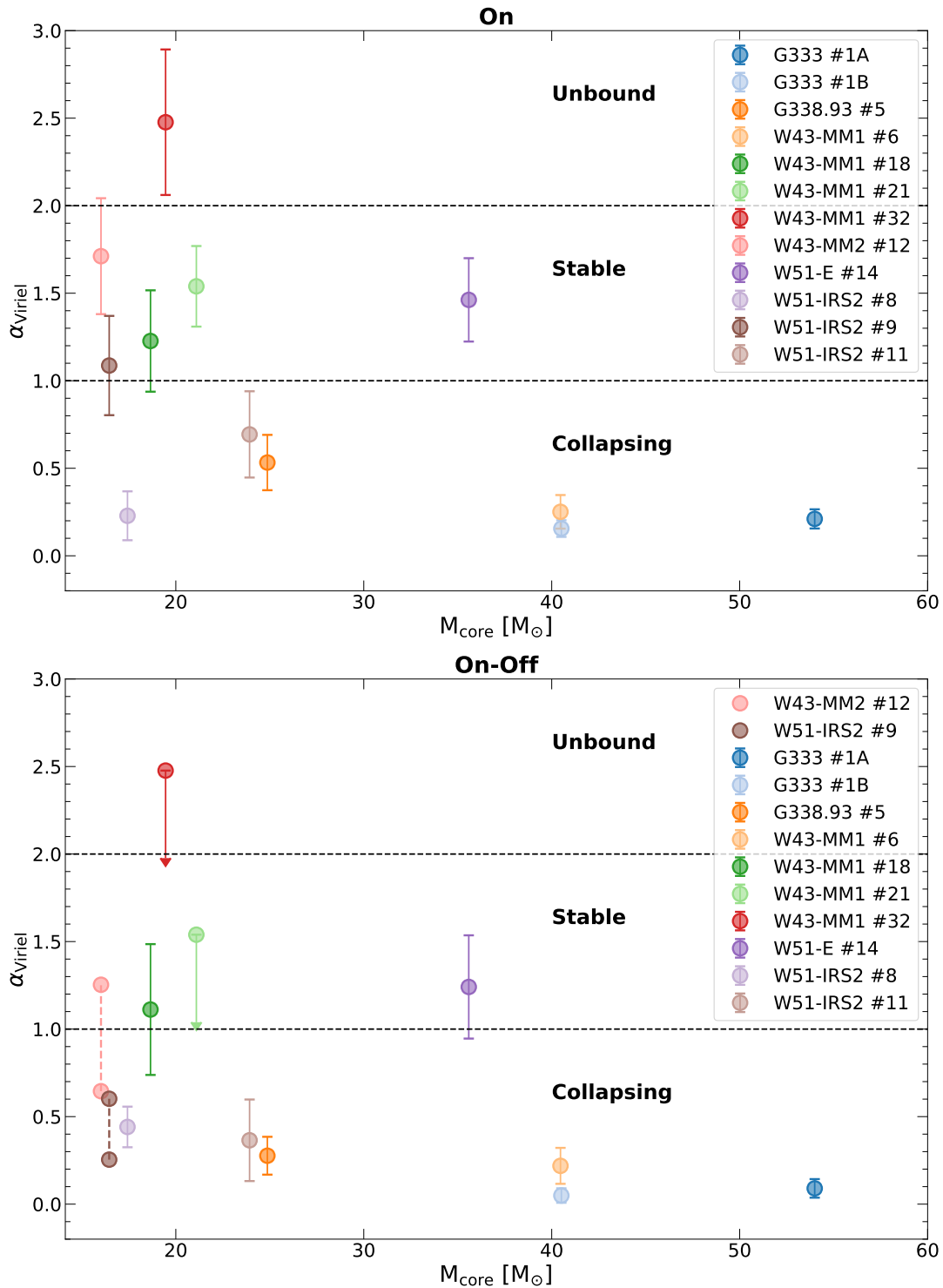


FIGURE 4.8 – Paramètre du Viriel α_{vir} pour les 12 cœurs préstellaires massifs en fonction de leur masse, dans les cas où les dispersions de vitesse sont estimées dans les spectres On (haut) et dans les spectres On-Off (bas). Les deux lignes en tirets représentent $\alpha_{\text{vir}} = 1$ et $\alpha_{\text{vir}} = 2$. Dans le plot On-Off, les cœurs #21 et #32 de W43-MM1, sans détection dans le On-Off, sont présentés en tant que limite supérieure avec la valeur obtenue dans le On. Les cœurs #12 de W43-MM2 et #9 de W51-IRS2 présentant des spectres On-Off avec une absorption, sont présentés avec une limite supérieure et une limite inférieure.

même si quelques cœurs sont probablement stables face à la gravité, un support supplémentaire est nécessaire pour les autres candidats, afin de justifier leur temps de vie statistique long présenté dans le chapitre 3.

4.3.4 Un support magnétique supplémentaire possible ?

Dans la section précédente, nous avons vu que la turbulence n'est pas suffisante afin d'expliquer la stabilité de 6 (7 dans le cas On-Off) des 12 candidats de cœurs préstellaires massifs. On peut pousser l'analyse du Viriel plus loin en estimant le champ magnétique nécessaire afin de stabiliser les cœurs ($\alpha_{\text{vir}} = 1$). Pour cela, on peut rajouter une composante de vitesse à la dispersion totale pour prendre en compte l'influence du champ magnétique. La masse du Viriel devient alors (voir par exemple [Sanhueza et al., 2017](#); [Henshaw et al., 2016](#)) :

$$M_{\text{B,vir}} = \frac{7 FWHM^{\text{dec}}}{2 G} \left(\sigma_{\text{fit}}^2 + \frac{1}{6} \sigma_{\text{alf}}^2 \right) \quad (4.8)$$

où σ_{alf} correspond à la vitesse d'Alfvén des ondes plongées dans un champ magnétique et est donnée par $\sigma_{\text{alf}} = \sqrt{B^2/(\mu_0 \rho)}$. Ici, B correspond à l'intensité du champ magnétique en Tesla, μ_0 à la perméabilité magnétique du vide ($\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H m}^{-1}$) et ρ à la masse volumique du cœur ($\rho = M_{\text{cœur}}/V$). En reprenant l'équation 4.7, il vient :

$$\sigma_{\text{fit}}^2 + \frac{1}{6} \sigma_{\text{alf}}^2 = \frac{2 G M_{\text{cœur}} \alpha_{\text{B,vir}}}{7 FWHM^{\text{dec}}} \quad (4.9)$$

On peut alors en déduire l'intensité du champ magnétique B avec l'équation 4.10 ([Henshaw et al., 2016](#)) :

$$B = \sqrt{6\mu_0 \rho \left(\frac{2 G M_{\text{cœur}} \alpha_{\text{B,vir}}}{7 FWHM^{\text{dec}}} - \sigma_{\text{fit}}^2 \right)} \quad (4.10)$$

En supposant $\alpha_{\text{B,vir}} = 1$ pour les 7 cœurs préstellaires massifs où la turbulence est insuffisante, on peut estimer le champ magnétique nécessaire pour les stabiliser. On obtient des valeurs variant de $\sim 5 \text{ mG}$ à $\sim 50 \text{ mG}$ selon les cœurs. Alors que des valeurs de champ magnétique de l'ordre du mG sont observées dans certaines régions de formation d'étoiles (voir paragraphe suivant), l'existence de champs magnétiques d'un à deux ordres de grandeur supérieurs reste encore une question ouverte.

L'observation de filaments massifs a montré que le champ magnétique était d'importance comparable à la turbulence pour stabiliser ces structures, avec des intensités de l'ordre de quelques dizaines de μG à quelques mG ([Pillai et al., 2015](#); [Pattle et al., 2017](#); [Liu et al., 2018](#); [Tang et al., 2019](#); [Soam et al., 2019](#); [Arzoumanian et al., 2021](#), voir aussi la revue [Pattle et al., 2023](#)). En particulier, [Pattle et al. \(2017\)](#) ont mesuré un champ magnétique de $\sim 6 \text{ mG}$ dans la région OMC 1, suggérant un support magnétique important.

L'observation à haute résolution angulaire de cœurs massifs a aussi permis de mesurer l'intensité du champ magnétique dans quelques objets. [Ching et al. \(2018\)](#) ont observé la région de formation d'étoiles massives Cygnus X avec le Submillimeter Array (SMA) et a dérivé des intensités de champ magnétique de $\sim 2 \text{ mG}$ et $\sim 5 \text{ mG}$ dans les objets protostellaires Cyg-N38 et Cyg-N48. [Contreras et al. \(2018\)](#) ont également observé un candidat de cœur préstellaire de $17 M_{\odot}$ en effondrement, qui nécessiterait un champ magnétique de l'ordre du mG afin de maintenir ce cœur en stabilité. [Liu et al. \(2020\)](#) ont quant à eux mesuré des champs magnétiques de l'ordre du mG dans plusieurs cœurs massifs d'un "Infrared Dark Cloud" (IRDC), mais qui ne sont pas suffisants pour contrer l'effondrement gravitationnel d'après une analyse du Viriel.

Nous pouvons calculer le paramètre μ , présenté dans l'équation 4.11 (voir par exemple [McKee and Ostriker, 2007](#); [Pillai et al., 2015](#)), qui peut se réécrire comme l'équation 4.12 lorsque l'on remplace la densité de colonne moyenne $\langle N_{\text{H}_2} \rangle$ par $\pi M_{\text{cœur}} R^2 m_{\text{H}_2}$ (en supposant une symétrie sphérique). Ce rapport représente le rapport entre la masse par unité de flux magnétique réelle de la région M/Φ_B , et la valeur critique $(M/\Phi_B)_{\text{cr}}$ au delà de laquelle la gravité surpasse la force magnétique. Pour $\mu > 1$ le cœur est supercritique c'est à dire que la gravité domine. À l'inverse, pour $\mu < 1$ la force magnétique domine la gravité. Ce paramètre est régulièrement utilisée dans les simulations numériques afin de quantifier l'intensité du champ magnétique injecté dans les conditions initiales (voir par exemple [Mignon-Risse et al., 2021b,a](#); [Commerçon et al., 2022](#)).

Pour les 7 cœurs préstellaires massifs, les valeurs de μ obtenues sont comprises entre 1 et 2. Ces valeurs soulignent un régime légèrement dominé par la gravité, mais où le champ magnétique joue un rôle stabilisateur important, en accord avec les valeurs de champ magnétique déterminées plus haut.

$$\mu = \frac{(M/\Phi_B)}{(M/\Phi_B)_{\text{cr}}} = 0.76 \left(\frac{\langle N_{\text{H}_2} \rangle}{10^{23} \text{ cm}^{-2}} \right) \left(\frac{B_{\text{tot}}}{1000 \mu\text{G}} \right)^{-1} \quad (4.11)$$

$$\mu \simeq 7.14 \left(\frac{M_{\text{cœur}}}{10 M_{\odot}} \right) \left(\frac{R}{3000 \text{ ua}} \right)^{-2} \left(\frac{B_{\text{tot}}}{1000 \mu\text{G}} \right)^{-1} \quad (4.12)$$

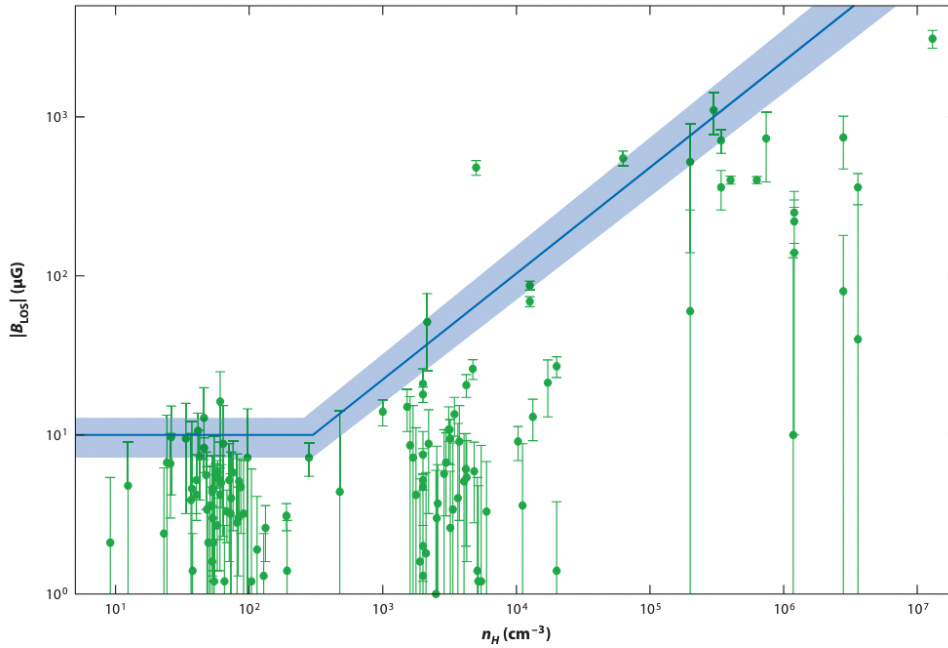


FIGURE 4.9 – Intensité du champ magnétique sur la ligne de visée en fonction de la densité, figure tirée de [Crutcher \(2012\)](#). La ligne bleue et son incertitude représente la valeur du champ magnétique total la plus probable.

En résumé, les nouvelles observations de champ magnétique à plus haute résolution angulaire apportent de plus en plus de compréhension sur l'influence du champ magnétique dans la formation stellaire massive. Les observations actuelles sont en accord avec des champs magnétiques de l'ordre du mG, compatible pour un de nos candidats de cœurs préstellaires massifs. En revanche, pour les cas où un champ magnétique de plusieurs dizaines de mG est nécessaire,

aucune observation ne permet encore de confirmer l'existence de telles intensités dans les régions de formation d'étoiles massives. Cependant, comme suggéré par [Sanhueza et al. \(2017\)](#), aucune observation de champ magnétique n'a été réalisée dans des cœurs préstellaires du même régime de masse que ceux présentés ici. Il sera donc crucial d'observer nos candidats de cœurs préstellaires massifs afin de déterminer si le champ magnétique y est assez important afin de supporter les cœurs contre l'effondrement gravitationnel. Les simulations ont d'ailleurs montré que la présence d'un fort champ magnétique dans les cœurs massifs permettrait de réduire la fragmentation dans les disques autour des protoétoiles massives et de former par conséquent des étoiles de plus fortes masses (voir par exemple [Mignon-Risse et al., 2021b,a](#)).

[Crutcher \(2012\)](#) a dérivé l'intensité du champ magnétique total la plus probable en fonction de la densité en s'appuyant sur des mesures de champ magnétique sur la ligne de visée dans différents nuages moléculaires (voir figure 4.9). En prolongeant la droite du champ magnétique total (ligne bleue) jusqu'à des densités de 10^8 cm^{-3} (densités les plus importantes de nos candidats), on peut en déduire des valeurs de champ magnétique total de l'ordre de plusieurs dizaines de mG. Ces valeurs de champ magnétique sont en accord avec les estimations que nous avons dérivées dans les paragraphes au-dessus. Il est important de noter qu'aujourd'hui l'étude de [Whitworth et al. \(2024\)](#) remet en question la loi de puissance obtenue par [Crutcher \(2012\)](#) pour l'intensité du champ magnétique en fonction de la densité. En effet, une loi de puissance avec un exposant proche de $1/2$ plutôt que de $2/3$ est favorisée pour correspondre aux observations. À des densités de 10^8 cm^{-3} on peut déduire des valeurs de champ magnétique total d'environ 10 mG, soit plus faible que les valeurs de champ estimées plus haut. Cela met encore une fois en lumière l'importance d'observer nos candidats pour déterminer l'importance du champ magnétique sur leur évolution.

4.4 Des flots convergents d'effondrement sur les cœurs ?

La formation dynamique des cœurs préstellaires est en question depuis plus de 20 ans. Cette formation dynamique a d'abord été indirectement suggérée dans le processus gravo-turbulent ([Padoan and Nordlund, 2002](#)) dans lequel des flots au sein de la turbulence pourraient singulariser des concentrations de matière suffisantes pour permettre un effondrement local. Depuis, ces flots convergents ont pu être observés dans plusieurs régions de formation d'étoile massive ([Csengeri et al., 2011](#); [Schneider et al., 2010](#); [Peretto et al., 2013](#); [Bonne et al., 2023](#); [Álvarez-Gutiérrez et al., 2024](#)). La question a ensuite été et reste posée de savoir ce qui induit ces convergences supersoniques. [Vázquez-Semadeni et al. \(2019\)](#) proposent que la gravité à toutes les échelles induit ces mouvements convergents. [Padoan and Nordlund \(2002\)](#) et [McKee and Tan \(2002, 2003\)](#) conjecturent que l'injection de turbulence à grandes échelles implique des convergences locales de turbulence dans les clumps et les cœurs. [Bonnell et al. \(2001\)](#) propose une vue intermédiaire avec de la turbulence à petite échelle et de l'autogravité à l'échelle des proto-amas denses.

Cette vision de l'existence de flots convergents dynamiques et supersoniques n'a été confirmée que pour l'observation de la formation de cœurs massifs et d'étoiles massives. Dans ALMA-IMF, des premières évidences claires ont été identifiées dans G353.41 par [Álvarez-Gutiérrez et al. \(2024\)](#), avec des flots sous la forme de "V-shape" au sein du proto-amas. Nous pouvons utiliser ici l'étude moléculaire de nos candidats afin de chercher à identifier des flots convergents. Pour cela, nous avons réalisé des cartes de flots des transitions DCN (3–2), ^{13}CS (5–4), C^{18}O (2–1) et N_2H^+ (1–0), en intégrant de $\pm 1 \text{ km s}^{-1}$ autour des composantes de vitesse identifiées dans les spectres de chaque cœur (voir la figure 4.2) données dans la table 4.2. La figure 4.10 présente les 4 cartes de flots pour le cœur #5 de G338, qui est le meilleur candidat pour lequel nous ob-

servons des flots convergents. La possible direction des flots est indiquée par les flèches noires dans la figure. On observe que ces flots à basse vitesse pointent vers le clump dans lequel le cœur #5 se situe. De la matière est donc amenée par ces flots et pourrait résulter d'une accrétion compétitive sur les cœurs du clump. De la même manière que pour le cœur #5, les cartes de flots convergents sont présentées pour les 11 autres candidats de cœurs préstellaires massifs dans la figure 4.11, avec seulement leurs deux meilleurs traceurs moléculaires. Des flots semblent être observés pour l'ensemble des cœurs, sauf pour les candidats #18, #21, #32 de W43-MM1 et #14 de W51-E, pour lesquels la confusion avec le clump environnant est trop importante.

Ces flots convergents nous permettent de conclure sur différents points. Tout d'abord, nous pouvons rejeter l'hypothèse numéro 4 de la section 7.8 de [Vaille-Manet et al. \(sub\)](#). Cette hypothèse de scénario alternatif à des cœurs préstellaires massifs, proposait que dans le cas de fragments protostellaires à plus petite échelle sans enveloppe de gaz environnante, les flots protostellaires ne pourraient pas être détectés. Cette hypothèse peut donc être rejetée puisque nous avons la confirmation que la plupart de nos cœurs présentent des flots de matière convergents, avec lesquels les flots protostellaires devraient interagir.

Nous pouvons également estimer un taux d'effondrement en utilisant la masse de nos cœurs et le "crossing time" c'est-à-dire le temps que le gaz mettrait à traverser le cœur : $\dot{M}_{\text{infall}} = M_{\text{cœur}}/t_{\text{cross}}$. En prenant l'ordre de grandeur du km s^{-1} des flots convergents, et le rayon typique des cœurs de 1350 ua, on obtient un crossing time $t_{\text{cross}} \sim 6.4 \times 10^4$ ans. En prenant la masse moyenne typique de $30 M_{\odot}$ de nos cœurs, cela donne un taux d'effondrement $\dot{M}_{\text{infall}} \sim 5 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{an}^{-1}$. Un tel taux d'effondrement permet de confirmer la nature préstellaire de nos cœurs. En effet, si une ou plusieurs protoétoiles accrétaient avec un tel taux au sein du cœur, alors nous devrions détecter une éjection protostellaire.

Ici nous n'avons pas étudié l'origine de ces flots convergents : sont-ils des flots gravitaires, ou bien des flots liés à de la dynamique à grande échelle ? Pour répondre à cette question, il faudra regarder l'évolution canal par canal de ces flots de matière autour des cœurs, mais ce travail ne sera pas fait ici. En effet, si l'origine des flots est l'autogravité du cœur ou du clump, la vitesse du flot devrait augmenter près du cœur (ou du clump). En revanche, dans le cas de flots originaires d'une dynamique à plus grande échelle, le comportement inverse est attendu. Il est également intéressant de noter que dans le cas de flots convergents non initiés par l'autogravité, un paramètre d'impact dans le clump (ou sur le cœur) non nul des flots convergents a lieu. Ce paramètre d'impact aura comme conséquence une probable injection forte de moment angulaire dans le cœur formé, pouvant donner lieu à un support supplémentaire contre la gravité.

Enfin, une tendance non attendue est observée. Des flots convergents sont observés vers les cœurs (et notamment le cœur #5 de G338.93) qui ne présentent qu'une très faible turbulence (voir leur paramètre du Viriel alpha dans la figure 4.8), tandis que les cœurs #14 de W51-E, #18, #21 et #32 de W43-MM1, situés dans des environnements complexes où les flots ne sont pas observés, présentent une turbulence importante. Les flots de matière supersoniques étant des sources potentielles de turbulence, ce résultat pourrait indiquer que les flots convergents ne seraient possiblement pas à l'origine de la turbulence de ces cœurs. Ils auraient comme action principale un apport de masse sur les cœurs.

On peut conclure que ces observations suggèrent fortement l'existence de flots convergents vers nos cœurs préstellaires massifs. Cela confirme que ces flots supersoniques jouent un rôle crucial d'apport de matière dans une formation dynamique de ces cœurs.

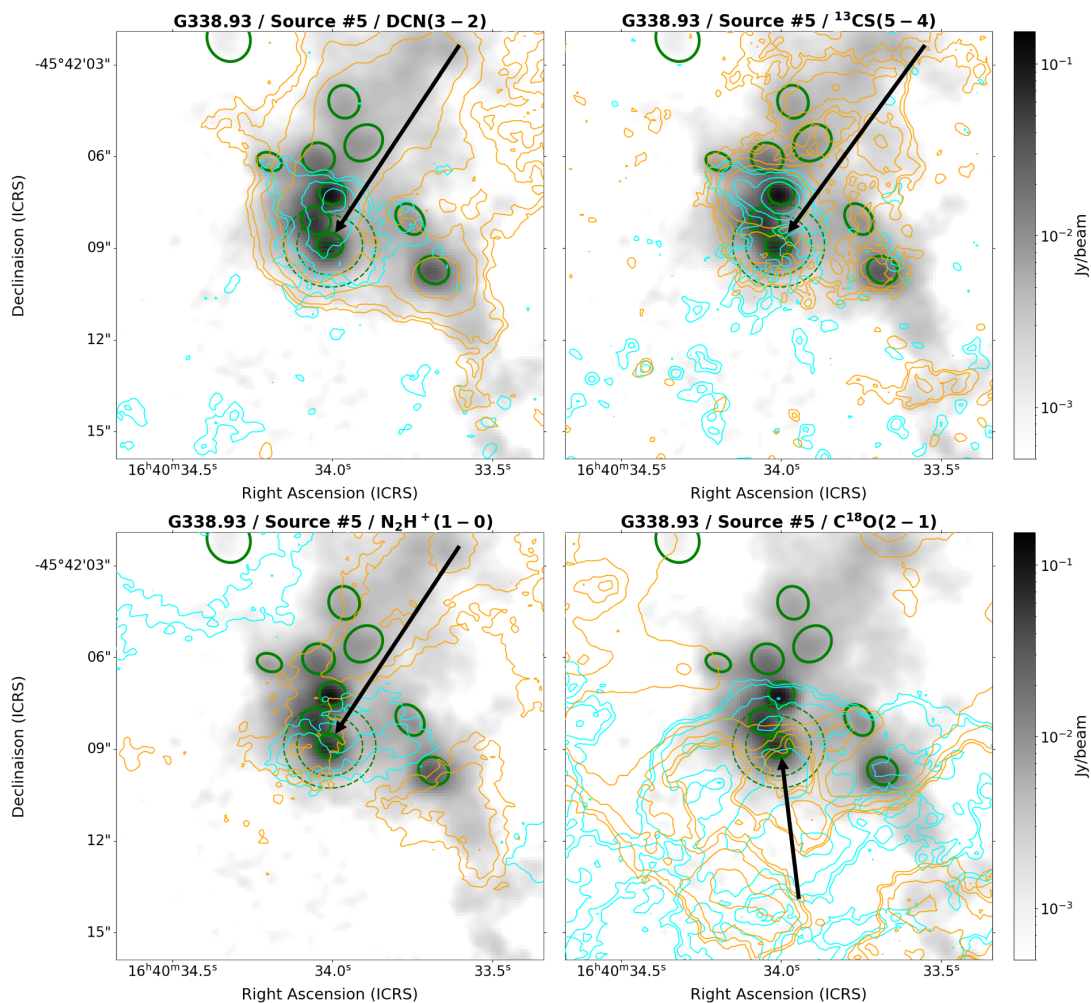


FIGURE 4.10 – Flots convergents vers le cœur #5 de G338.93. Flots convergents de DCN(3–2) (haut gauche), $^{13}\text{CS}(5-4)$ (haut droite), $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ et $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ vers le cœur #5 de G338.93. Les contours cyans et oranges sont obtenus en intégrant sur les intervalles de vitesse $V_{\text{bleu}} \pm 1\text{ km s}^{-1}$ et $V_{\text{rouge}} \pm 1\text{ km s}^{-1}$ respectivement (voir table 4.2), sauf pour les contours cyans en $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ intégrés de 0 à -1.5 km s^{-1} . Les valeurs des contours sont données par 5, 10, 20, 40 σ . Les flèches représentent les possibles directions des flots convergents observés.

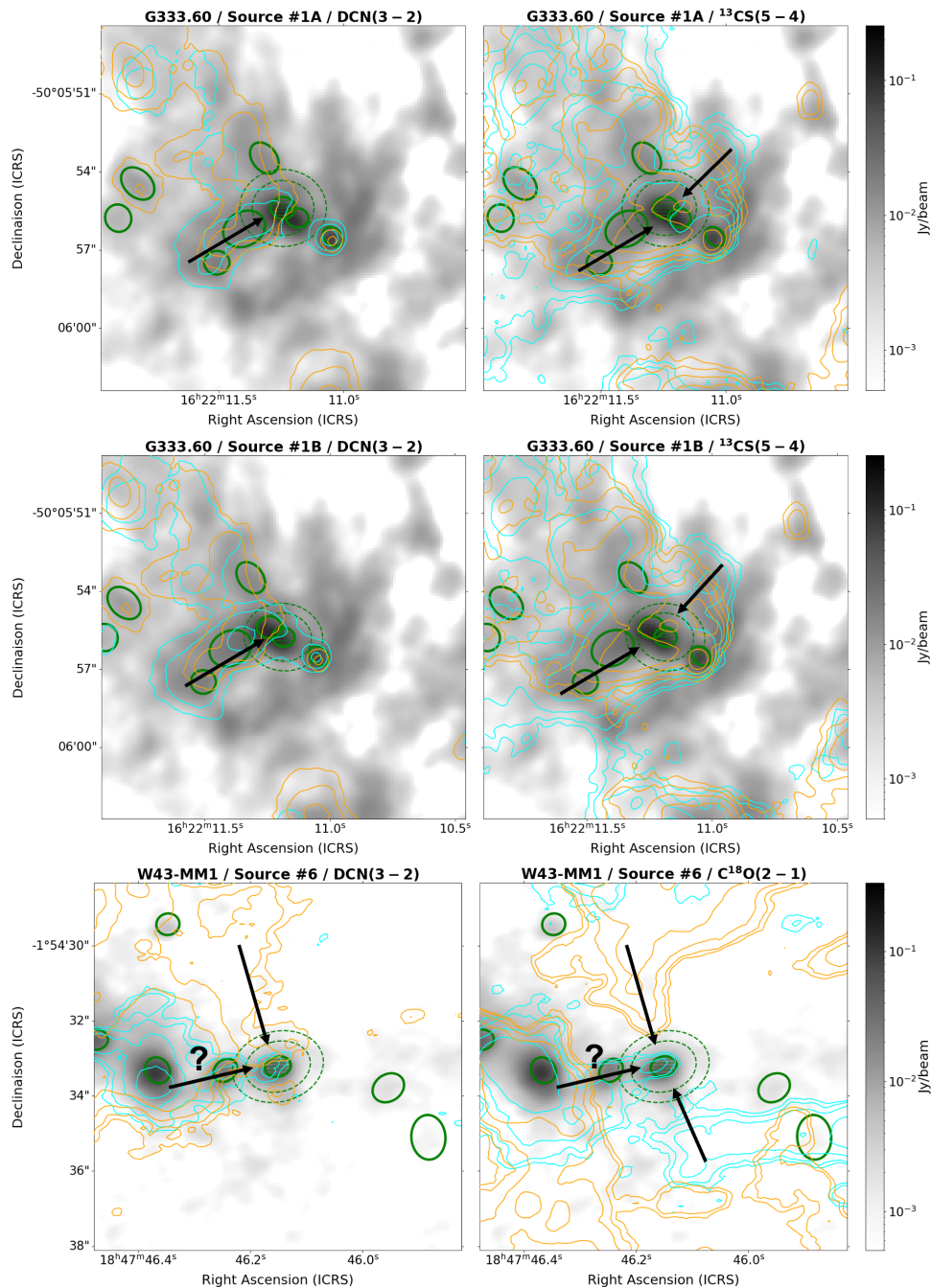


FIGURE 4.11 – Flots convergents pour les autres cœurs préstellaires massifs, représentés par les deux meilleurs traceurs pour chaque candidat. Les contours des cœurs #1A et #1B sont donnés par 3,5,10,20 σ , tandis que ceux du cœur #6 de W43-MM1 sont représentés pour 5, 10, 20, 40 σ . Les flèches représentent les possibles directions des flots convergents observés. La flèche avec un point d'interrogation pour le cœur #6 représente un flot très incertain, correspondant probablement au gaz du filament principal de W43-MM1.

4.4. DES FLOTS CONVERGENTS D'EFFONDREMENT SUR LES CŒURS ?

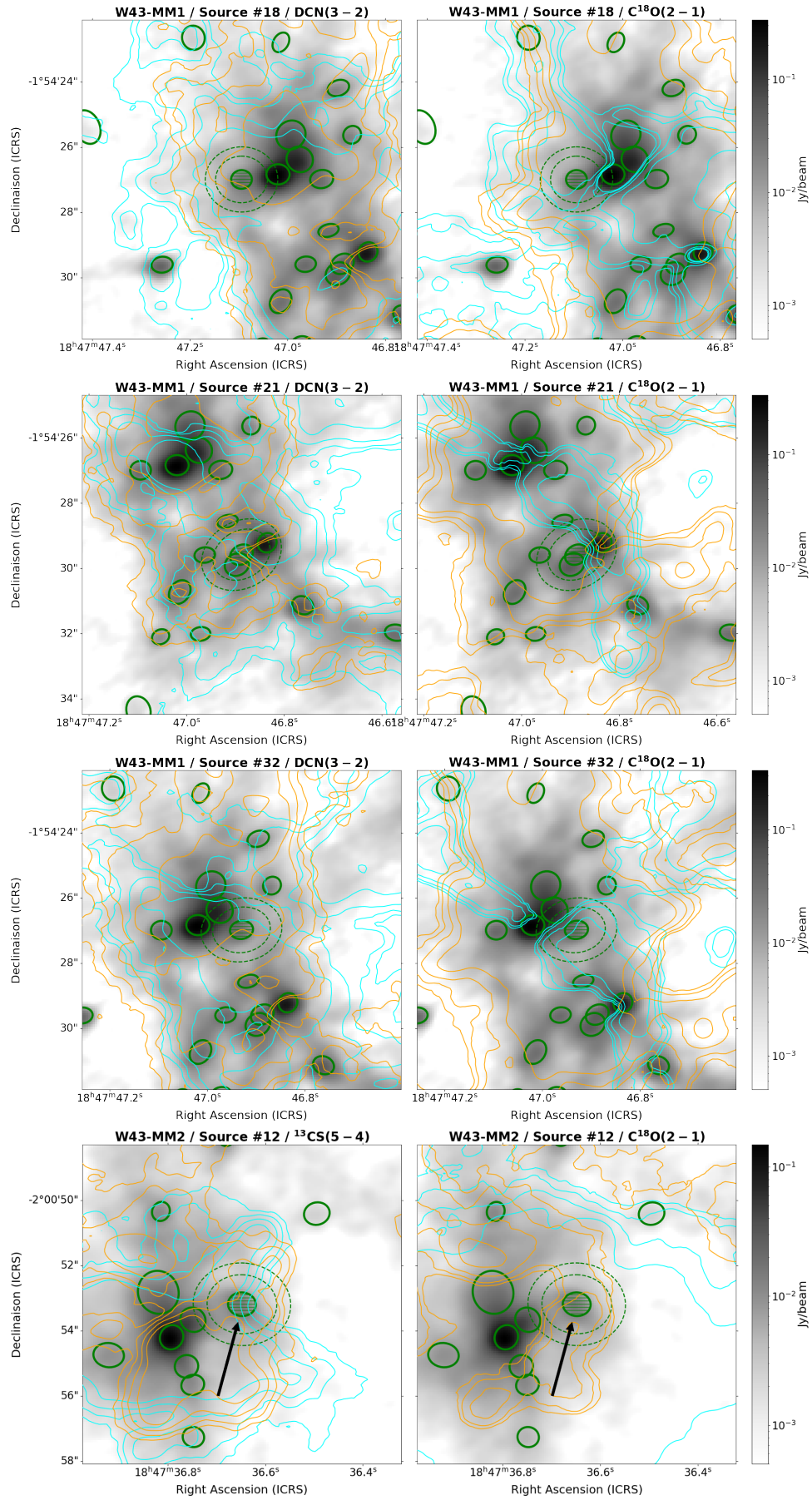


FIGURE 4.11 – Suite de la figure 4.11. Tous les contours représentent 5, 10, 20, 40 σ .

CHAPITRE 4. TRACEURS MOLÉCULAIRES D'UN ÉCHANTILLON DE CŒURS PRÉSTELLAIRES MASSIFS

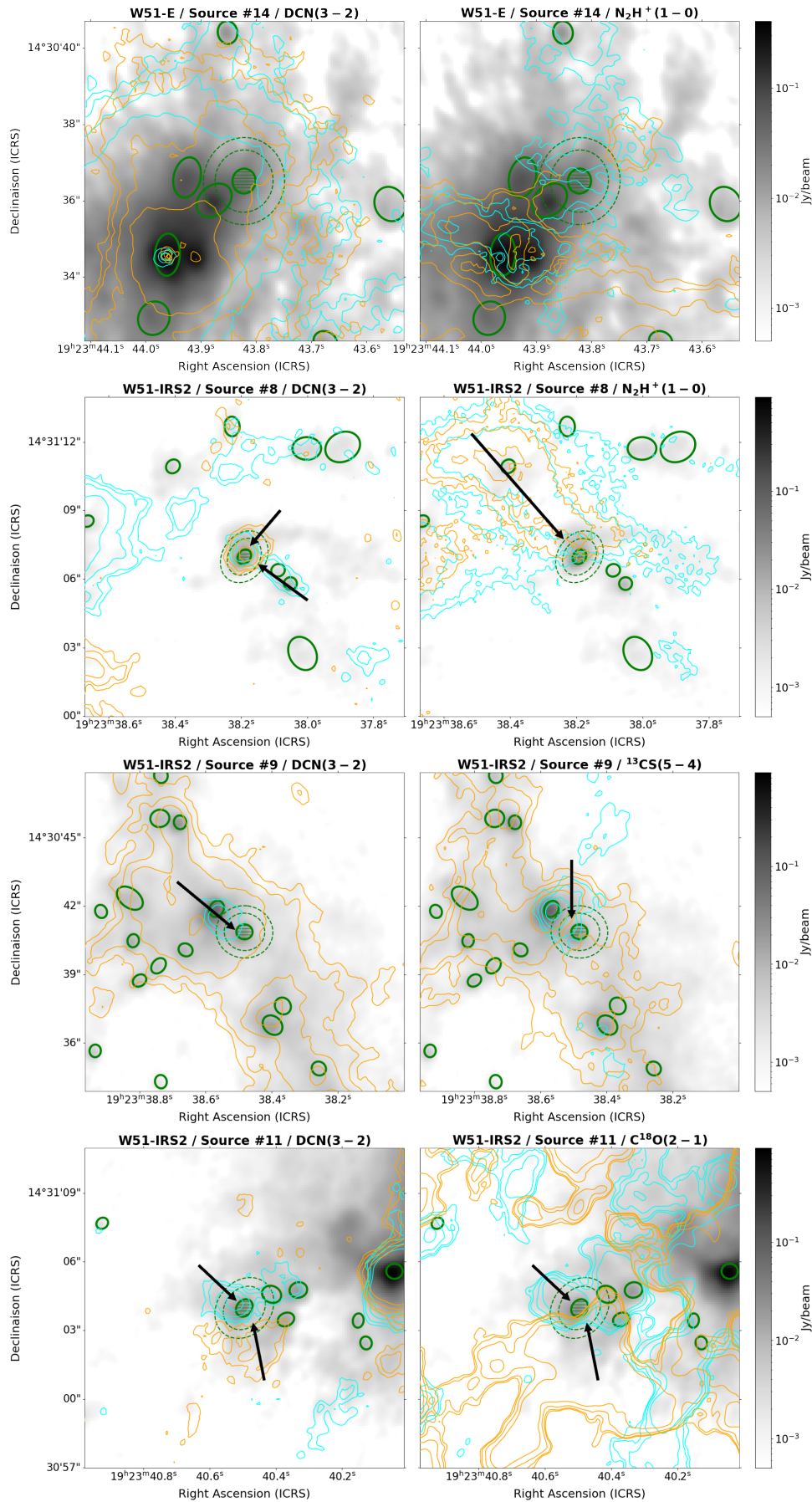


FIGURE 4.11 – Suite de la figure 4.11. Les contours représentent 3, 5, 10, 20 σ pour les cœurs #14, #8 et #11, et 5, 10, 20, 40 σ pour le cœur #9.

4.5 Des traceurs moléculaires efficaces pour détecter les éjections protostellaires

La richesse moléculaire du relevé ALMA-IMF nous permet ici de chercher des traceurs de flots moléculaires complémentaires aux transitions rotationnelles CO (2–1) et SiO (5–4) communément utilisées (Vaille-Manet et al., sub; Armante et al., 2024; Towner et al., 2024; Nony et al., 2023, 2020). En utilisant les transitions rotationnelles présentées dans la table 4.1, nous pouvons comparer les profils de raie de ces transitions avec les profils de raie de CO (2–1) et SiO (5–4) des cœurs protostellaires massifs identifiés dans Vaille-Manet et al. (sub). Quatre transitions se révèlent efficaces pour détecter les éjections protostellaires :

- SO (6–5)
- H₂CO(3_{0,3} – 2_{0,2})
- HC₃N (24–23)
- OCS (19–18)

Le SO est produit dans les chocs lorsque l’atome de soufre est libéré des grains (Hartquist et al., 1980; Millar and Williams, 1993). Il permet par conséquent d’être un traceur de choc, qui permet de tracer le jet à haute vitesse des éjections ainsi que les parties à plus basse vitesse entraînées par le jet (Tychoniec et al., 2021). Le H₂CO est formé très majoritairement sur les grains (Taquet et al., 2012) et permet comme le SO de tracer les parties à hautes vitesses ainsi que le gaz entraîné par les éjections des protoétoiles (Tychoniec et al., 2021). Le HC₃N se forme dans le gaz et son abondance est nettement enrichie dans les cœurs chauds (van Dishoeck, 1999; Chapman et al., 2009). Il est détecté dans les parties à basse vitesse des éjections protostellaires (Beltrán et al., 2004). Enfin, OCS comme SO est une molécule soufrée dont l’abondance est enrichie dans les chocs et est un bon traceur d’éjections protostellaires (Codella et al., 2023).

Pour deux cœurs protostellaires massifs identifiés à l’aide des transitions rotationnelles CO (2–1) et SiO (5–4), je présente en figure 4.12 et 4.13 la comparaison avec les profils de raies des quatre nouveaux traceurs. Les cœurs #4 de G338.93 et #7 de W51-IRS2 sont deux cœurs protostellaires massifs identifiés grâce à la méthode systématique de détection de flots moléculaires (voir la table C1 de Vaille-Manet et al. (sub)). Leurs spectres de CO (2–1) et SiO (5–4) présentent des ailes de raie dans les parties à haute vitesse rouge et bleue, à la fois dans le On et le On-Off, représentatifs de leurs éjections bipolaires protostellaires. On peut voir que les spectres des 4 transitions rotationnelles SO (6–5), H₂CO(3_{0,3} – 2_{0,2}), HC₃N (24–23) et OCS (19–18) présentent les mêmes similarités. Ces traceurs permettent également de détecter le flot bipolaire de ces deux sources, soulignant leur robustesse afin de détecter les flots moléculaires de protoétoiles massives dans des proto-amas riches comme ceux observés par le programme ALMA-IMF. À titre de comparaison, nous pouvons observer que ces traceurs ne présentent pas d’ailes de raie pour les cœurs préstellaires massifs #6 de W43-MM1 et #11 de W51-IRS2 en figures 4.14 et 4.15.

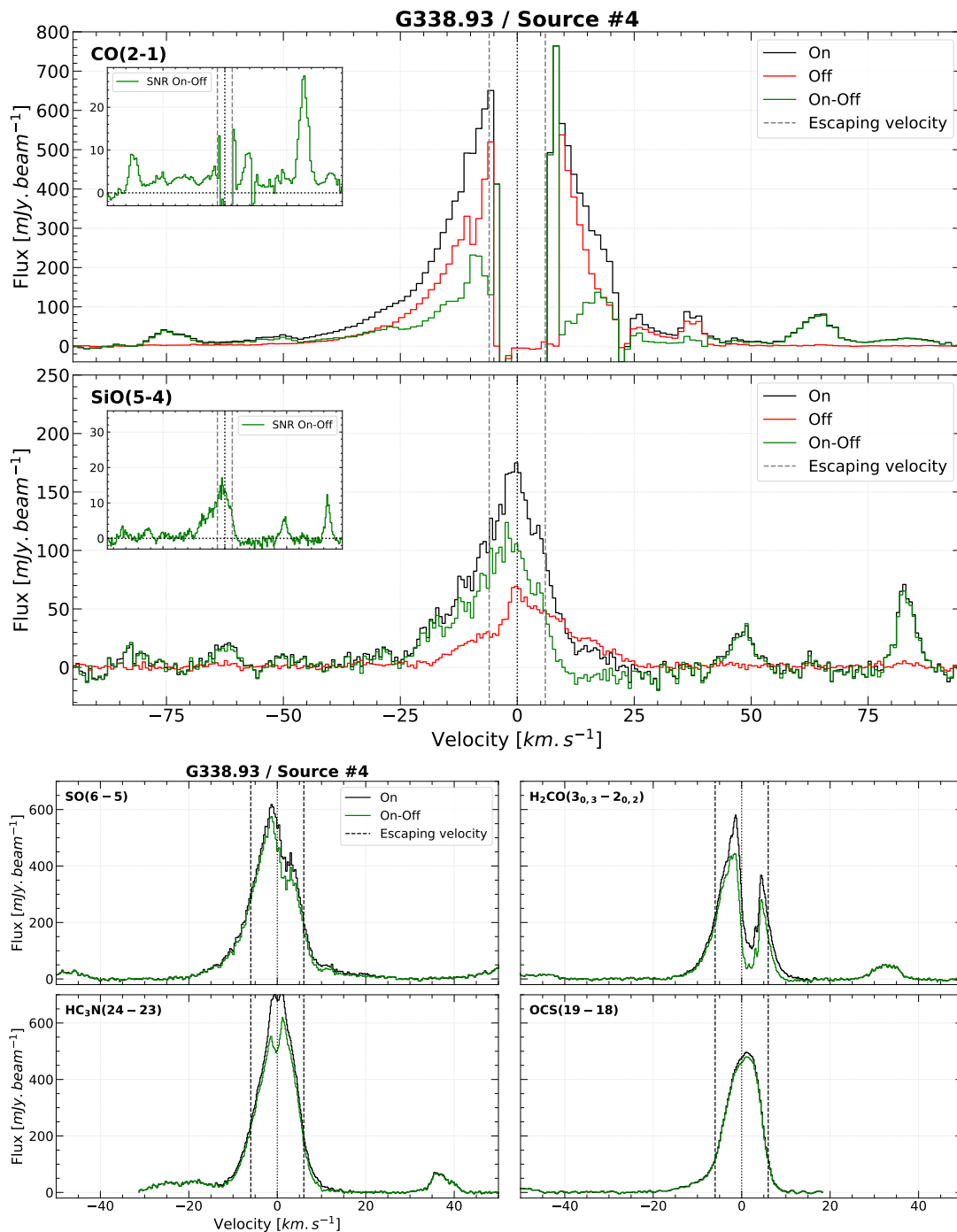


FIGURE 4.12 – **Haut** : Spectres On (noir), Off (rouge) et On-Off de CO (2–1) et SiO (5–4) utilisés pour classifier le cœur #4 de G338.93 comme cœur protostellaire. Les sous-panneaux représentent le rapport signal sur bruit du spectre On-Off. Les lignes tirées grises montrent la vitesse d'échappement de $\pm 6 km s^{-1}$. **Bas** : Spectres On (noir) et On-Off (vert) de SO (6–5), H₂CO(3_{0,3} – 2_{0,2}), HC₃N (24–23) et OCS 19–18) du même cœur.

4.5. DES TRACEURS MOLÉCULAIRES EFFICACES POUR DÉTECTER LES ÉJECTIONS PROTOSTELLAIRES

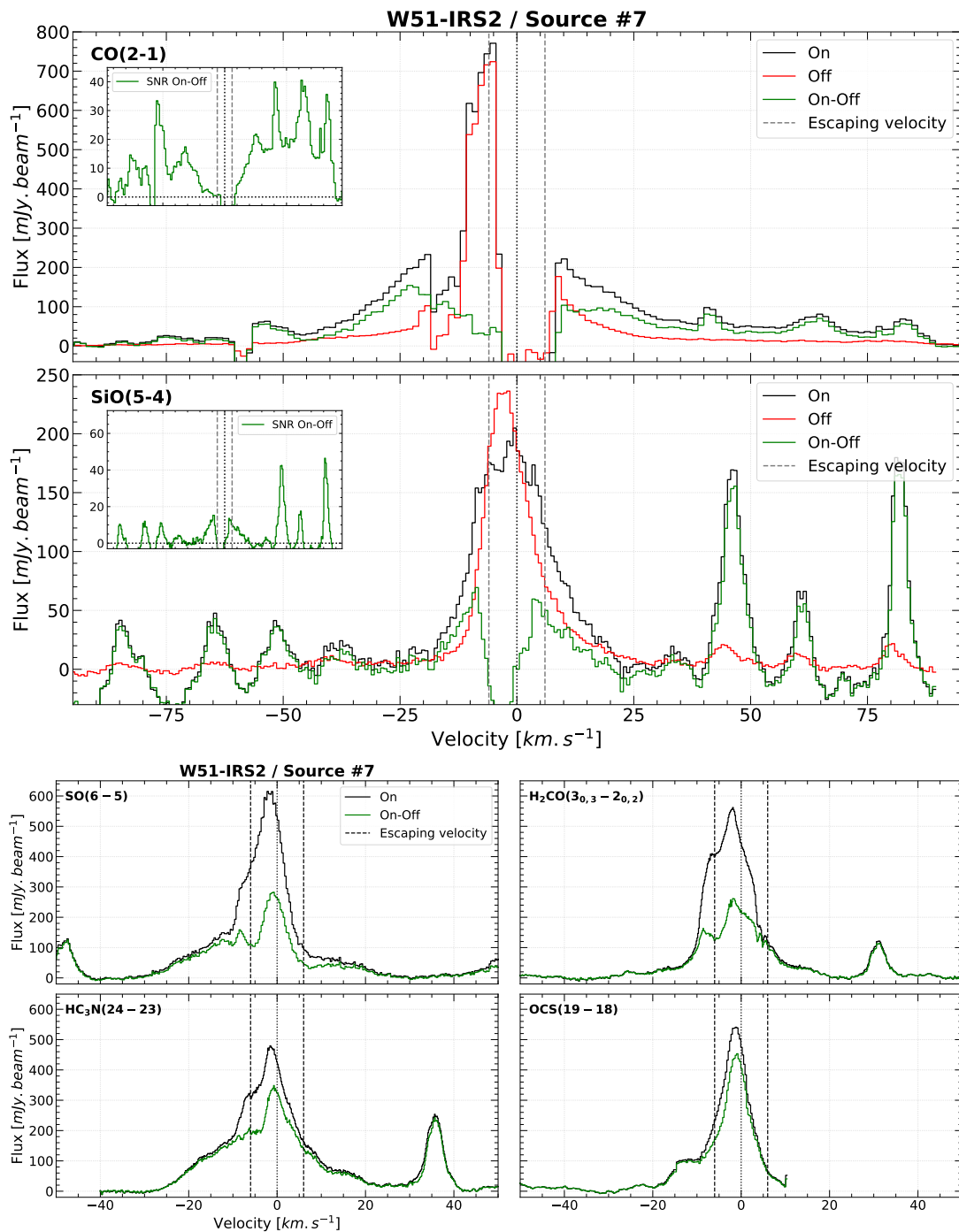


FIGURE 4.13 – Même figure que la 4.12 pour le cœur protostellaire #7 de W51-IRS2.

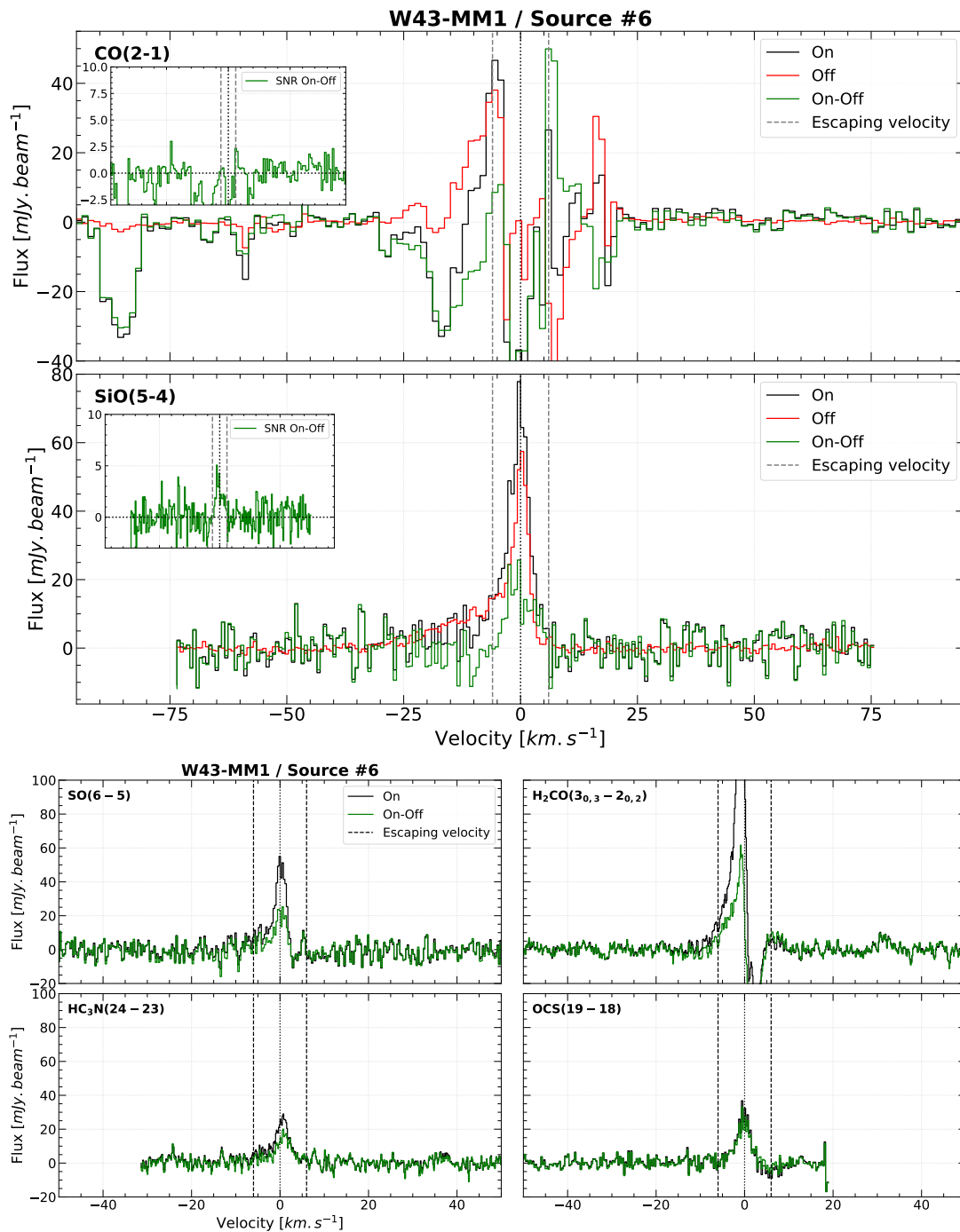


FIGURE 4.14 – Même figure que la 4.12 pour le cœur préstellaire massif #6 de W43-MM1.

4.5. DES TRACEURS MOLÉCULAIRES EFFICACES POUR DÉTECTER LES ÉJECTIONS PROTOSTELLAIRES

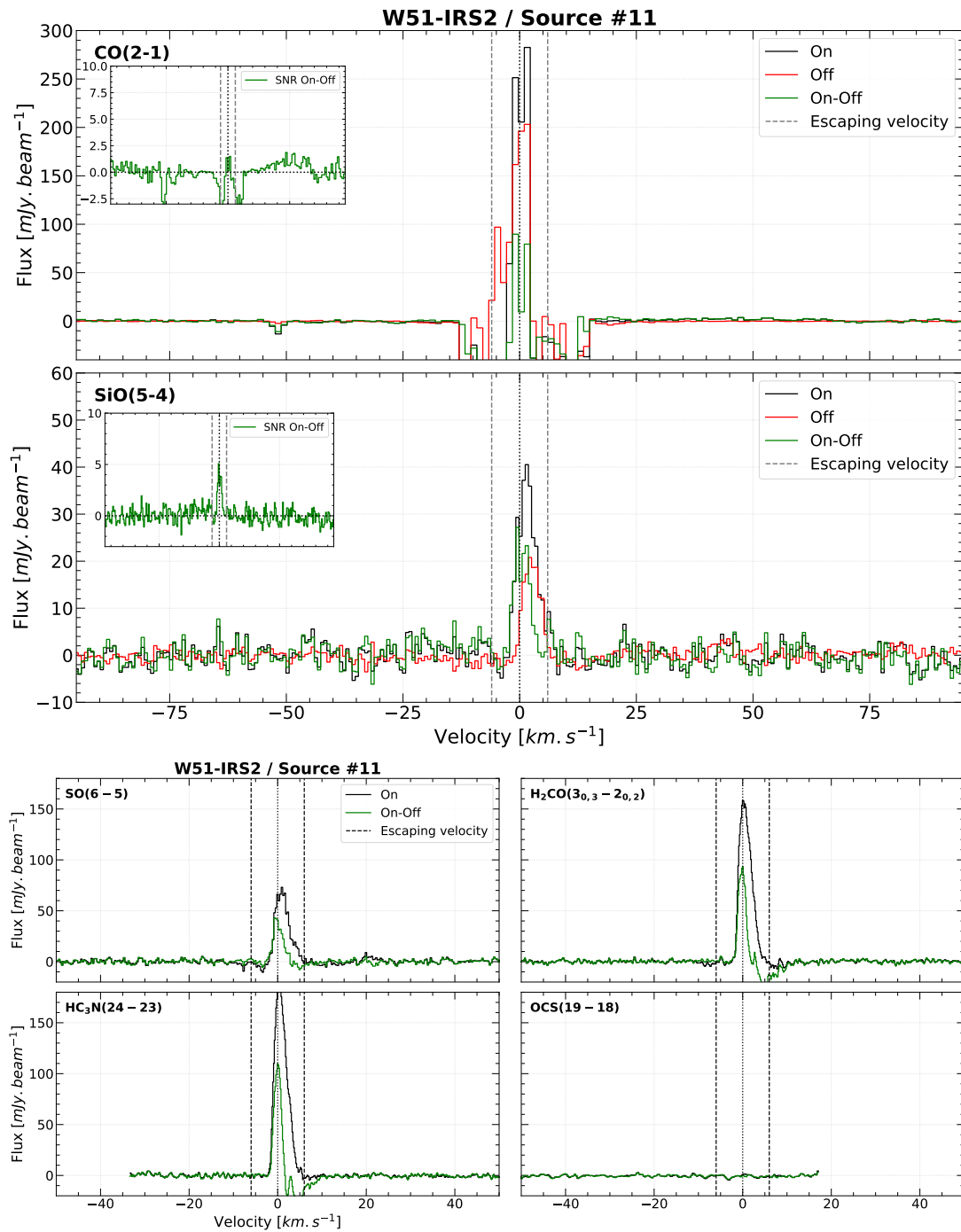


FIGURE 4.15 – Même figure que la 4.12 pour le cœur préstellaire massif #11 de W51-IRS2.

4.6 Vers un scénario complet de formation des étoiles massives

4.6.1 Une possible fragmentation des cœurs

Jusqu'ici, les cœurs préstellaires détectés dans le relevé ALMA-IMF et présentés dans [Vaille-Manet et al. \(sub\)](#) ont été considérés comme des objets monolithiques qui donneront naissance à une seule étoile. Cependant, comme abordé en section 7.7 de l'article, il est possible que ces cœurs fragmentent en plusieurs morceaux à plus petite échelle. Nous savons aujourd'hui grâce à l'excellente résolution spatiale des interféromètres, que les cœurs denses à l'échelle de 2000 à 3000 ua peuvent se fragmenter en plusieurs cœurs de quelques centaines d'ua de taille (voir [Budaiev et al., 2024](#); [Li et al., 2024](#); [Olguin et al., 2022](#); [Goddi et al., 2020](#)). Nous savons également que le cœur #6 de W43-MM1 se fragmente en 3 morceaux à une échelle de 250 ua (F. Louvet, N. Brouillet, communication privée). On peut donc se poser la question : nos cœurs vont-ils former une seule étoile massive ou plusieurs étoiles ?

La première remarque possible est que même si nos cœurs préstellaires massifs se fragmentent, cela ne remet pas en cause leur nature préstellaire. En effet, si les fragments étaient de nature protostellaire, nous devrions détecter leurs flots moléculaires :

- Dans le cas de plusieurs éjections protostellaires orientées dans des directions aléatoires (cas A de la figure 4.16), nous ne serions pas capable de détecter les flots moléculaires à l'aide des cartes de moment 0 des flots. Cependant, le quantité de mouvement globale d'éjection de l'ensemble des éjections serait détectable à l'aide du spectre On-Off.
- Dans le cas de plusieurs très faibles éjections alignées (cas B de la figure 4.16), un manque de sensibilité instrumentale pourrait empêcher la détection de ces éjections et entraîner une mauvaise classification de la nature de la source. Cependant, cette option est très peu probable puisque les taux d'accrétions attendus sont très importants, créant très rapidement des fragments avec des protoétoiles assez massives pour détecter leurs éjections.

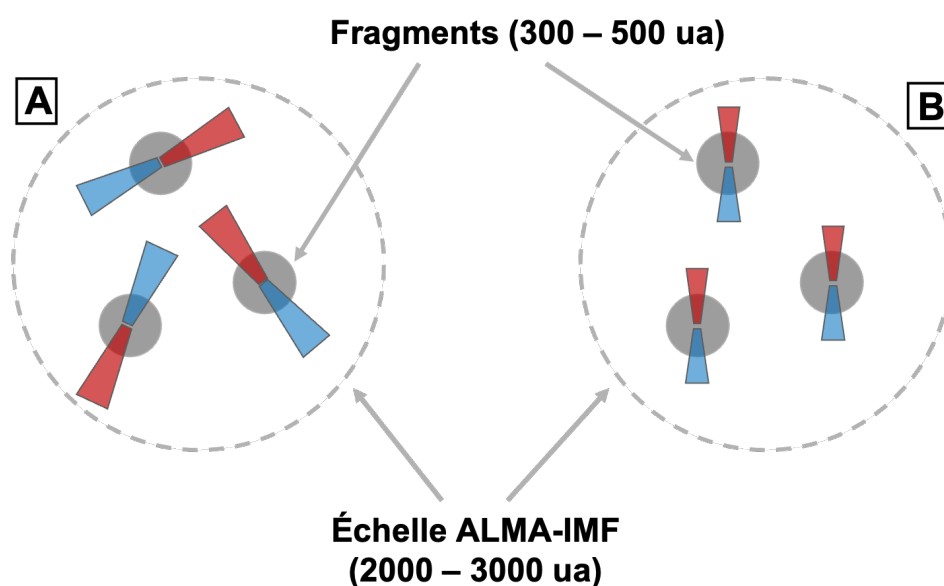


FIGURE 4.16 – Schéma explicatif de fragmentation de cœurs denses en fragments protostellaires à plus petite échelle.

Ces hypothèses sont d'ailleurs confirmées par [Li et al. \(2024\)](#) et [Olguin et al. \(2022\)](#), qui, malgré une multiplicité des cœurs à petite échelle, détectent un flot moléculaire à l'échelle de quelques milliers d'ua, confirmant la nature protostellaire des sources.

Si nos sources fragmentent en cœurs préstellaires de plus petites tailles (voir le premier paragraphe de la section 7.8 de [Vaille-Manet et al., sub](#)), alors le freinage de l'effondrement gravitationnel n'a plus lieu aux échelles des cœurs de ALMA-IMF, mais à ces plus petites échelles de quelques centaines d'ua. La présence de turbulence et/ou champ magnétique et/ou rotation permettrait alors à ces fragments de lutter contre l'effondrement gravitationnel, sans accrétion centrale sur une protoétoile. Les flots de matière à l'échelle des cœurs permettrait alors d'alimenter en masse ces fragments.

4.6.2 Turbulence, champ magnétique et rotation : un environnement de formation complexe

L'étude de l'échantillon des 12 cœurs préstellaires massifs réalisées dans les chapitres 3 et 4 nous permet maintenant d'avoir une vision plus complète des phases précoces de la formation des étoiles massives.

Nous avons vu que ces cœurs ont des temps de vie statistiques plus courts que la phase préstellaire de faible masse, mais tout de même beaucoup plus long que leur temps de chute libre (rapport supérieur à 10). Les cœurs les plus massifs ont tendance à se former dans les clumps, mais des cœurs préstellaires massifs isolés sont également observés. Leur analyse moléculaire a montré que seuls quelques cœurs, situés dans des clumps très denses, pourraient être suffisamment turbulents pour être stable face à l'effondrement. Les autres cœurs nécessitent un support supplémentaire (magnétique ou rotationnel) afin d'expliquer les temps statistiques longs observés. Nous avons montré que l'existence de flots convergents est extrêmement probable et alimente en masse nos cœurs préstellaires massifs. Ces cœurs peuvent fragmenter à plus petites échelles, comme expliqué dans la section 4.6.1.

Un schéma explicatif des tendances de formation que nous avons observé jusqu'ici est présenté dans la figure 4.17. Le premier cas de formation correspondant à un cœur préstellaire massif au sein d'un clump, peut-être résumé comme suit :

1. Un clump massif se forme peut-être au sein d'un filament massif d'un proto-amas.
2. Ce clump massif, alimenté par des flots convergents, regroupe plusieurs cœurs massifs, préstellaires et protostellaires, au sein d'un même réservoir de masse. Ce clump a une taille d'environ 0.1 pc (~ 20000 ua). Les différents cœurs au sein du clump créent une accrétion compétitive, entraînant un partage de la masse provenant des flots convergents.
3. Le cœur préstellaire massif au sein du clump pourrait avoir un support turbulent important, lui permettant d'être stable et de ne pas s'effondrer. Il est également alimenté par des flots convergents. Il a une taille comprise entre 0.01 et 0.02 pc (2000 à 4000 ua) et une masse typique de $30 M_{\odot}$. Cette turbulence importante pourrait permettre de limiter la fragmentation et ne former qu'un ou deux fragments à plus petite échelle au sein du cœur. La stabilisation par la turbulence permettrait également une possible dissipation du champ magnétique et de la rotation. Cette phase préstellaire massive a une durée de 0.5 à 1×10^5 ans.
4. La phase protostellaire massive commence ensuite pour environ 3×10^5 ans.
5. Principalement une étoile massive a pu se former à partir du cœur préstellaire massif initial.

CHAPITRE 4. TRACEURS MOLÉCULAIRES D'UN ÉCHANTILLON DE CŒURS PRÉSTELLAIRES MASSIFS

Pour les cœurs plus isolés, le scénario est clairement différent puisque nous n'avons jamais observé suffisamment de turbulence pour stabiliser les cœurs observés. Ce deuxième cas de formation peut être résumé comme suit :

1. Un clump de masse intermédiaire ou un cœur massif individuel se forme au sein d'un filament d'un proto-amas.
2. Ce clump isolé, alimenté par des flots convergents, représente un réservoir de masse pour un cœur (préstellaire) massif unique. D'autres clumps isolés à proximité peuvent former des cœurs massifs uniques. Ce réservoir de masse du cœur préstellaire massif isolé a une taille d'environ 0.03 à 0.05 pc.
3. Le cœur préstellaire massif qui en découle dispose d'un support turbulent trop faible, qui favorise une fragmentation potentiellement plus importante que dans le cas d'une formation dans un clump massif. Il est alimenté en flots convergents. Le cœur préstellaire massif a une taille comprise entre 0.01 et 0.02 pc (2000 à 4000 ua) et une masse typique de $30 M_{\odot}$. Du fait d'une turbulence faible, un support additionnel magnétique et/ou rotationnel à petite échelle (dû à l'accumulation de moment angulaire) joue(nt) probablement un rôle plus important dans la stabilisation du cœur, que dans le premier cas de formation, permettant de justifier le temps de vie statistique long. Cette phase préstellaire massive a une durée de 0.5 à 1×10^5 ans.
4. La phase protostellaire massive commence ensuite pour environ 3×10^5 ans.
5. Plusieurs étoiles massives, mais peut-être de plus faible masse que dans le premier cas, sont formées à partir de ce cœur préstellaire massif isolé.

Cette vue schématique divisée possiblement en deux scénarios de formation, selon le réservoir de masse initiale qui donne naissance au cœur préstellaire massif, repose sur les tendances observées parmi les 12 cœurs préstellaires massifs étudiés dans le chapitre 3 et 4. Cette tendance découle principalement du fait que nos cœurs préstellaires massifs non situés dans un clump très dense, ne présentent pas un support turbulent assez important pour contrer la gravité. Cependant, le cas inverse n'est pas forcément respecté. En effet, le cœur #5 de G338.93, situé dans un clump très dense avec des flots convergents, présente un support turbulent faible. Il est donc possible qu'un cœur préstellaire massif, localisé dans un clump massif, ne dispose pas d'un support turbulent suffisant afin de suivre le premier chemin de formation suggéré dans la figure 4.17. Cette "passerelle" entre les deux visions de formation est indiquée par la flèche rouge avec le point d'interrogation dans ce schéma.

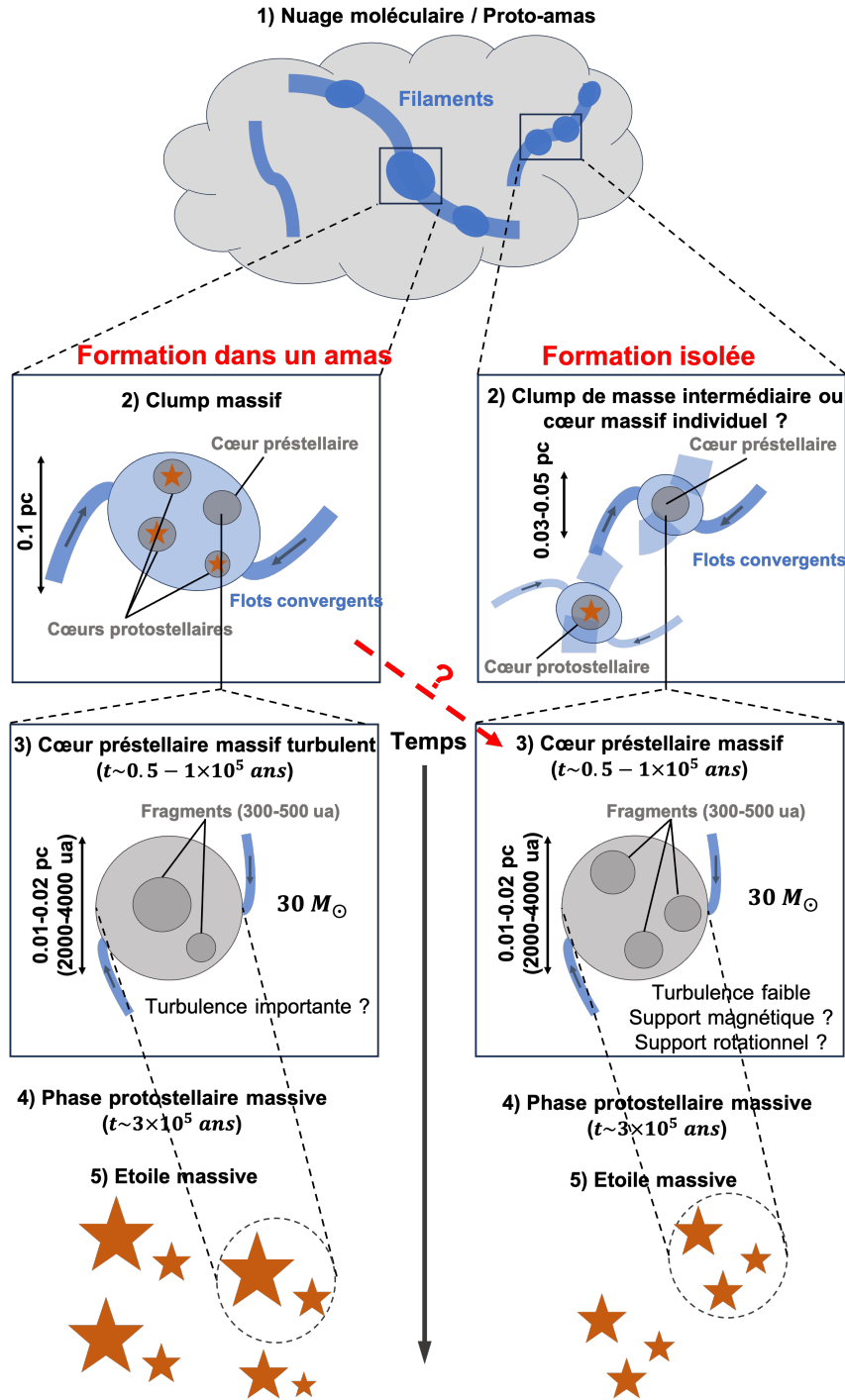


FIGURE 4.17 – Schéma explicatif des phases précoces de la formation des étoiles massives. Deux chemins principaux sont présentés : la formation d’un cœur préstellaire massif dans un amas/clump massif, et la formation d’un cœur préstellaire massif isolé. Dans les deux cas, la masse du cœur préstellaire massif est d’environ $30 M_{\odot}$, masse typique de notre échantillon de candidats. Dans le premier cas le cœur est regroupé avec d’autres cœurs (protostellaires) massifs au sein d’un même réservoir, le clump. Dans le second cas, le cœur se forme de manière plus isolée avec un réservoir de plus faible masse unique. La turbulence est plus importante dans le cas de formation dans un amas, permettant de limiter la fragmentation du cœur préstellaire massif et de former des étoiles plus massives. Cependant, un cœur préstellaire massif dans un clump peut aussi présenter une turbulence faible, en résulte une possible passerelle entre les deux cas de formation. Pour une formation isolée, la turbulence est faible et pourrait entraîner une fragmentation importante du cœur préstellaire massif, donnant alors naissance à des étoiles moins massives. Des flots convergents sont observés à l’échelle du clump et du cœur.

Chapitre 5

Conclusions et perspectives

5.1 Conclusions

La formation des étoiles massives est un sujet central de l’astrophysique encore aujourd’hui mal compris. Contrairement à la formation des étoiles de faible masse, les phénomènes physiques des phases précoces de formation des étoiles de plus de $8 M_{\odot}$ sont encore mal contraints. Les étoiles massives jouent pourtant un rôle crucial dans la vie des nuages moléculaires dans lesquelles elles naissent, notamment via leurs forts processus de rétroaction.

L’objectif de cette thèse était de découvrir des cœurs préstellaires massifs et de les étudier, afin de contraindre les processus physiques régissant les conditions initiales de formation des étoiles massives. Pour cela, nous avons utilisé les données du large programme observationnel ALMA-IMF, nous permettant de disposer de données continuum et moléculaires de 15 proto-amas massifs. Malgré les difficultés de détection et les incertitudes importantes liées à la distance et à la complexité (dynamique et de confusion entre objets) des régions à étudier, nous avons pu identifier des objets très précoces, sans éjection de matière qui sont vitaux à étudier pour bien cerner l’origine des grandes masses stellaires.

Nous avons développé une nouvelle méthode de détection des éjections protostellaires systématique afin de pouvoir différencier les cœurs préstellaires des protostellaires au sein des proto-amas du relevé ALMA-IMF. Cette méthode combine un outil de comparaison spectrale avec des cartes moléculaires de flots. La comparaison du spectre vers une source avec le spectre de son environnement est réalisée par un spectre On-Off, et permet de détecter si la source présente des éjections de matière qui lui sont propres, en identifiant l’émission significative au sein du spectre dans les parties à haute vitesse.

Nous avons ainsi pu progresser sur la question des phases précoces de la formation des étoiles massives en mettant en évidence pour la première fois un échantillon de 30 cœurs de type préstellaire, sans éjection de matière détectable, pour des cœurs compacts de plus $8 M_{\odot}$ qui sont des bons candidats pour former dans le futur proche des étoiles massives. Parmi ces 30 cœurs, 12 sont plus massifs que $16 M_{\odot}$ et représentent les meilleurs candidats de précurseur d’étoile massive. Il ressort que la raison pour laquelle nous ne pouvions détecter des cœurs de ce type auparavant est double : (1) statistique, il faut des relevés très ambitieux comme ALMA-IMF pour observer assez de régions riches pour découvrir suffisamment de candidats ; et (2) les cœurs sont difficiles à identifier car ils sont souvent dans des clumps denses, qui contiennent également des cœurs protostellaires massifs avec des flots moléculaires très puissants, entraînant une forte confusion.

Nous confirmons l’existence probable de cœurs sans accrétion protostellaire forte (pas d’éjec-

tion détectée) avec des masses similaires aux protoétoiles massives qui accrètent, elles, fortement (flots moléculaires puissants détectés). En adoptant les meilleures hypothèses, notamment de température de poussière des cœurs préstellaires et protostellaires, nous arrivons à un rapport de nombre de ces cœurs par rapport au nombre de cœurs protostellaires de l'ordre de 1/4 pour les plus grandes masses (entre 30 et $55 M_{\odot}$). Ce rapport indiquerait un temps statistique pour cette phase de l'ordre de 10 fois le temps de chute libre des cœurs. Ce résultat est surprenant pour des cœurs aussi denses et concentrés. Il y aurait donc un freinage significatif de l'effondrement, afin de permettre à ces cœurs de rester stables pendant des temps aussi longs.

Nous avons montré que ce freinage n'est pas de nature turbulente pour la plupart des cœurs (seuls 2 à 5 cœurs sur 12 pourraient avec un niveau de turbulence suffisant) à l'aide d'une analyse du Viriel. Nous spéculons que ce soit l'accumulation du champ magnétique ou du moment angulaire (rotation) liée à la formation dynamique (flots convergents supersoniques) des cœurs qui ralentit les effondrements pour former les étoiles massives. Nous avons pu confirmer l'existence extrêmement probable de flots convergents supersoniques associés à chacun des cœurs détectés, validant le scénario qui se dessine. Nous notons que les 2 à 5 cœurs qui pourraient néanmoins avoir un soutien turbulent suffisant pour expliquer le ralentissement de leur effondrement sont tous situés dans les clumps centraux des régions, là où une compétition pour la matière en convergence pourrait être effective entre les différents objets et puits de potentiel. En revanche, tous les objets plus isolés ne montrent pas assez de turbulence mais ne sont par contre pas situés dans des endroits propices à une compétition pour la convergence de matière. Il ressort donc potentiellement un scénario complexe où des cœurs massifs se forment dans les clumps massifs des proto-amas, mais seraient peut-être supportés par la turbulence, comme prédit par le scénario du cœur turbulent de [McKee and Tan \(2002\)](#), mais là où la compétition proposée par [Bonnell et al. \(2001\)](#) serait potentiellement la plus active. D'un autre côté, dans les endroits où cette compétition est peu probable, les cœurs ne sont pas assez turbulents et ne peuvent pas se former en suivant la vision de [McKee and Tan \(2002\)](#). La réalité des observations est plus complexe que ces vues théoriques et pourrait combiner les processus attendus dans ces deux grandes visions théoriques.

5.2 Perspectives

L'ensemble du travail réalisé dans ce manuscrit peut être étendu afin d'aller plus loin dans l'analyse de la phase préstellaire massive et de confirmer certains résultats présentés ici.

Tout d'abord, l'analyse moléculaire n'a été réalisée que sur les 12 cœurs préstellaires les plus massifs, mais il sera essentiel d'étudier les 18 cœurs restants ayant une masse comprise entre 8 et $16 M_{\odot}$. Cela permettra de déterminer si les mêmes processus physiques sont en place dans cette gamme de masse plus faible et d'examiner les supports en place pour lutter contre l'effondrement afin d'expliquer les temps statistiques longs observés.

Afin de confirmer l'existence des flots convergents, il sera important d'étudier l'émission moléculaire canal par canal. Cela permettra en plus de confirmer leur existence, de déterminer leur origine, gravitaire ou de dynamique à grande échelle. De la même manière, il sera intéressant de déterminer si les flots convergents sont également présents pour les cœurs de plus faible masse, ou si ce phénomène d'apport de matière extérieur n'a lieu que pour les sources les plus massives.

L'analyse du Viriel réalisée dans le chapitre 4 a montré que pour les cœurs dont le support turbulent n'est pas assez important afin de maintenir stable le cœur face à l'effondrement, un

champ magnétique de quelques mG à plusieurs dizaines de mG pourrait être nécessaire afin de les stabiliser. Des observations polarimétriques de nos candidats de cœur préstellaire massif seraient donc essentielles afin de déterminer si une réelle accumulation de champ magnétique permet de construire un support supplémentaire efficace et suffisant pour les maintenir stables.

Il sera intéressant de prendre en compte les résultats obtenus ici dans les simulations numériques de formation d'étoiles massives. En effet, contrairement aux conditions initiales actuellement prises en compte dans les simulations, nous avons montré ici que des flots convergents de matière sont présents dès les phases les plus précoces de formation. De plus, les champs magnétiques estimés pour stabiliser les cœurs correspondent à des rapports masse sur flux magnétique entre 1 et 2. Adopter des conditions initiales dynamiques avec un champ magnétique important pour la phase préstellaire sera donc intéressant afin d'obtenir des simulations numériques en accord avec les contraintes observationnelles obtenues ici.

Également, nous avons abordé la possibilité de fragmentation de nos cœurs à l'échelle de quelques centaines d'ua comme observé dans plusieurs études. Ce degré de fragmentation est d'ailleurs pris en compte dans le scénario de formation que nous proposons. Des observations à haute résolution angulaire seront donc cruciales afin de déterminer si nos cœurs préstellaires sont des objets monolithiques, amenant à la formation d'une seule étoile massive, ou s'ils se fragmentent et donnent naissance à plusieurs étoiles. Le consortium ALMA-IMF va notamment soumettre un proposal ALMA afin d'obtenir du temps pour observer trois proto-amas (W43-MM1, G351.77 et W51-IRS2) avec une résolution angulaire de 500 au. Les objectifs sont multiples, et permettront notamment d'étudier la fragmentation des cœur hôtes observés à la résolution ALMA-IMF d'environ 2500 ua, ainsi que d'étudier les flots d'accrétion et d'éjections sur les fragments. Si le proposal est accepté, cela nous permettra d'étudier la fragmentation de nos candidats préstellaires et de vérifier si les flots d'accrétion observés à l'échelle ALMA-IMF sont aussi observables à plus petite échelle sur les fragments.

Enfin, ce travail a permis de découvrir, en plus d'un échantillon de cœurs préstellaires, un échantillon de cœurs protostellaires massifs. L'étude énergétique de leurs éjections permettra de déduire leur taux d'accrétion, quantité encore mal contrainte pour les protoétoiles massives. De manière générale, ces cœurs plus évolués seront donc très intéressants à étudier afin de comparer leurs propriétés physiques avec celles de la phase préstellaire. L'utilisation de notre méthode systématique de détection des flots a notamment permis de construire un catalogue de cœurs protostellaires de toutes masses, qui sera publié dans un prochain article (Nony, Vaeylle-Manet et al., *in prep*).

ANNEXES

Annexe A

Échantillon de cœurs protostellaires massifs.

Dans cette partie, nous présentons les figures complémentaires à l'article [Vaille-Manet et al. \(sub\)](#) présenté en section 3.2 du chapitre 3, qui ont permis de classer ces cœurs comme protostellaires. La table contenant toutes les informations sur ces cœurs (région et numéro, position, masse, température et taille) est présentée dans [Vaille-Manet et al. \(sub\)](#) en annexe C. En tout, 98 cœurs protostellaires (deux cœurs sont doubles, amenant le total à 100 cœurs) plus massifs que $4 M_{\odot}$ sont présentés, avec leur spectres de CO (2–1) et SiO (5–4), leurs cartes moléculaires de flots respectives, ainsi que leur spectre de DCN (3–2) qui a permis de dériver leur V_{LSR} .

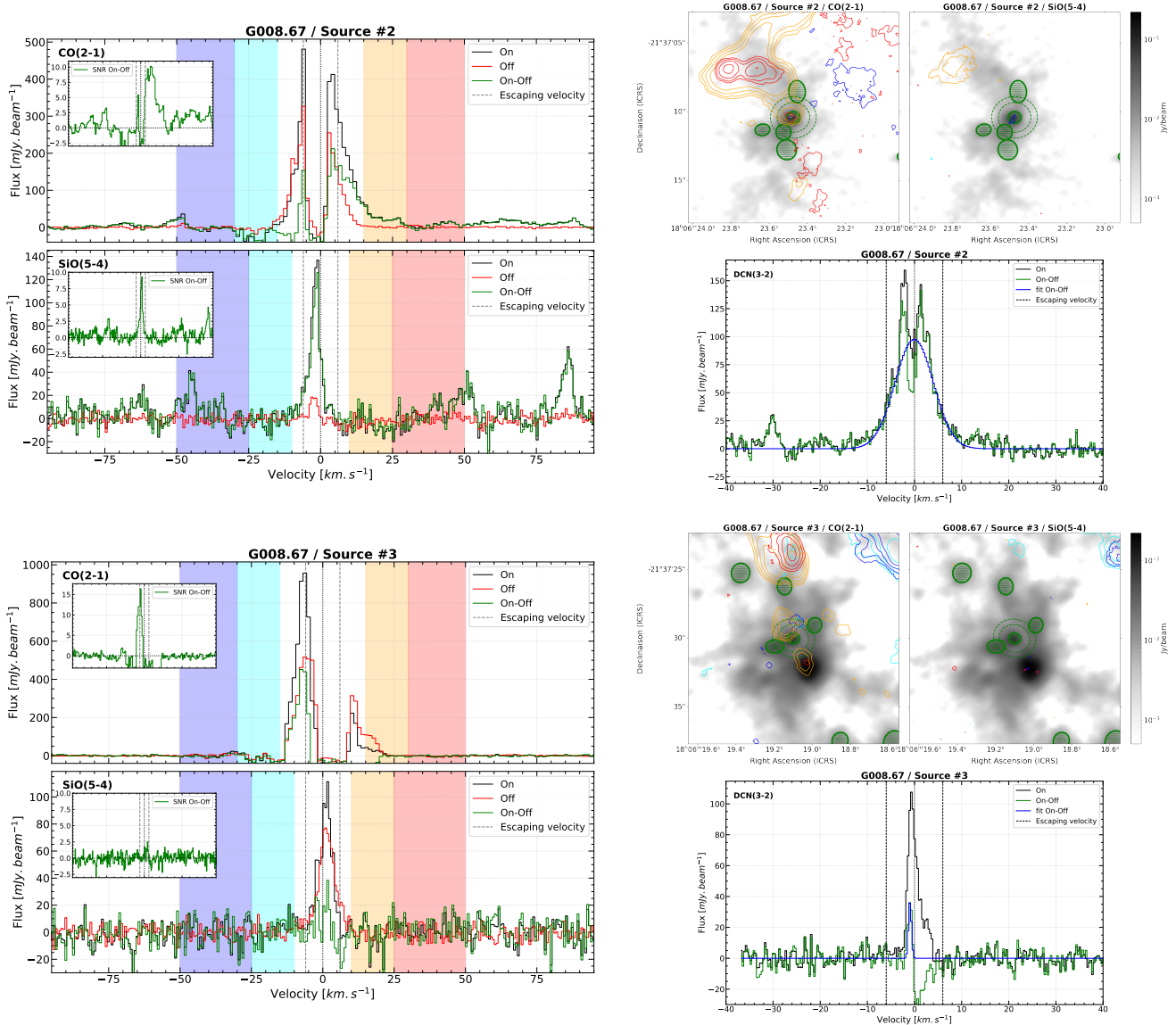


FIGURE A.1 – Spectres de CO et SiO (gauche) et cartes moléculaires de flots (haut droite) des cœurs protostellaires massifs de la région G008.67. Les contours de CO représentent 5, 10, 20, et 40 σ avec $\sigma = 39.4, 37.5, 35.0, 38.0 \text{ mJy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ pour les contours cyans, bleus, oranges et rouges respectivement. Les contours de SiO représentent 5, 10, 20, et 40 en unité de σ , avec $\sigma = 21.7, 27.7, 21.5, 27.3 \text{ mJy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ pour les contours cyans, bleus, oranges et rouges respectivement. Les spectres de DCN et leur ajustement gaussien, s'il a convergé, sont présentés en bas à droite.

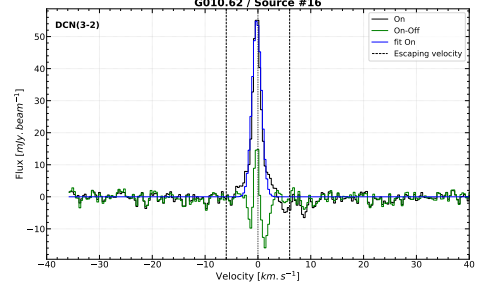
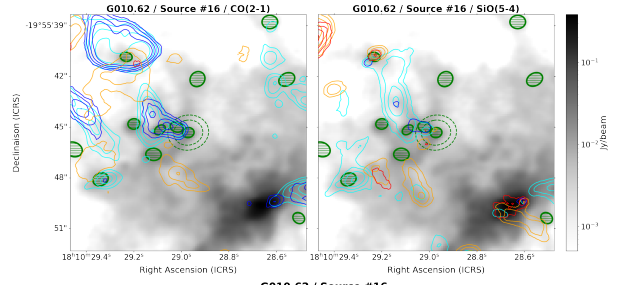
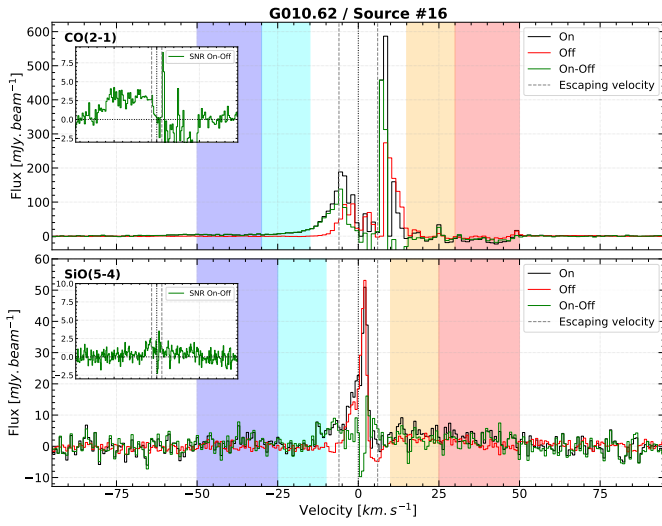
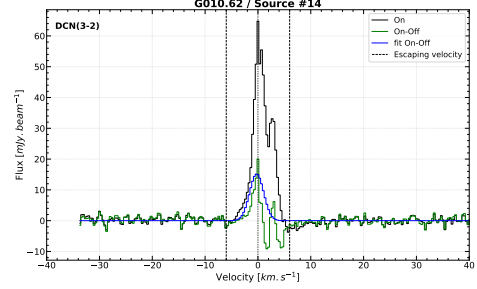
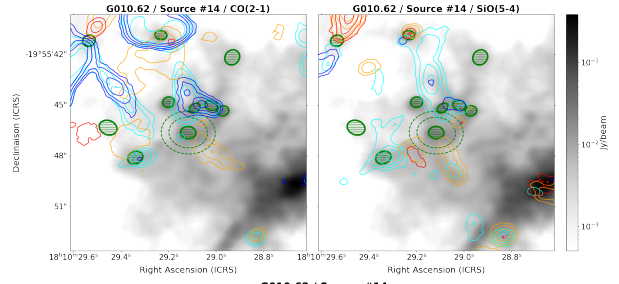
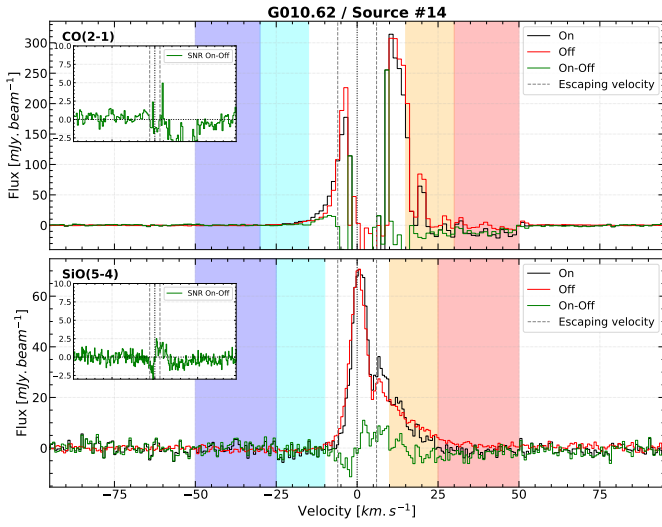
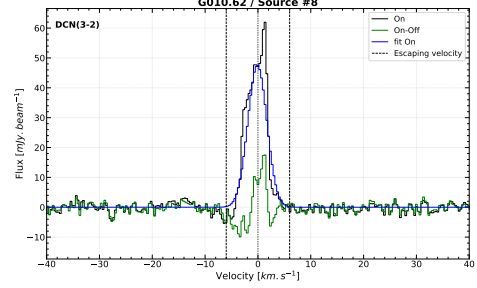
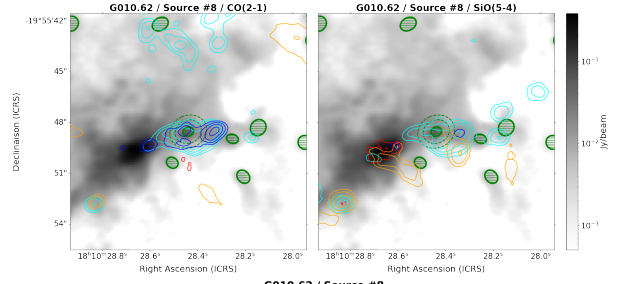
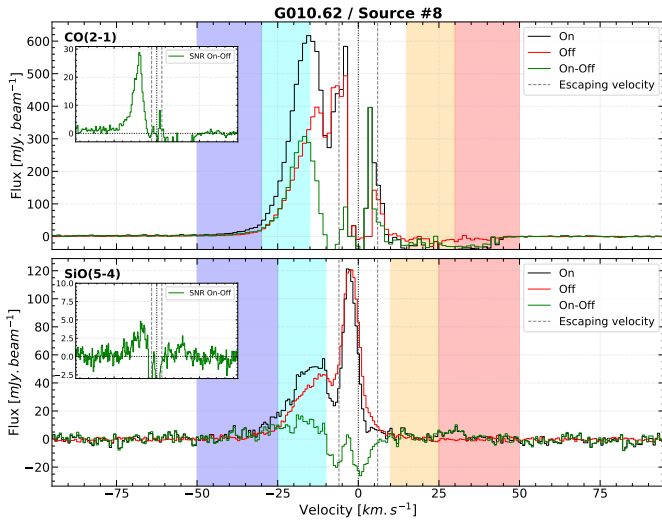


FIGURE A.2 – Spectres de CO et SiO (gauche) et cartes moléculaires de flots (haut droite) des cœurs protostellaires massifs de la région G010.62. Les contours de CO représentent 10, 20, 40, et 80 σ avec $\sigma = 27.6, 8.6, 20.6, 15.4$ mJy beam⁻¹ km s⁻¹ pour les contours cyans, bleus, oranges et rouges respectivement. Les contours de SiO représentent 10, 20, 40, et 80 σ , avec $\sigma = 5.6, 7.5, 5.4, 7.2$ mJy beam⁻¹ km s⁻¹ pour les contours cyans, bleus, oranges et rouges respectivement. Les spectres de DCN et leur ajustement gaussien, s'il a convergé, sont présentés en bas à droite.

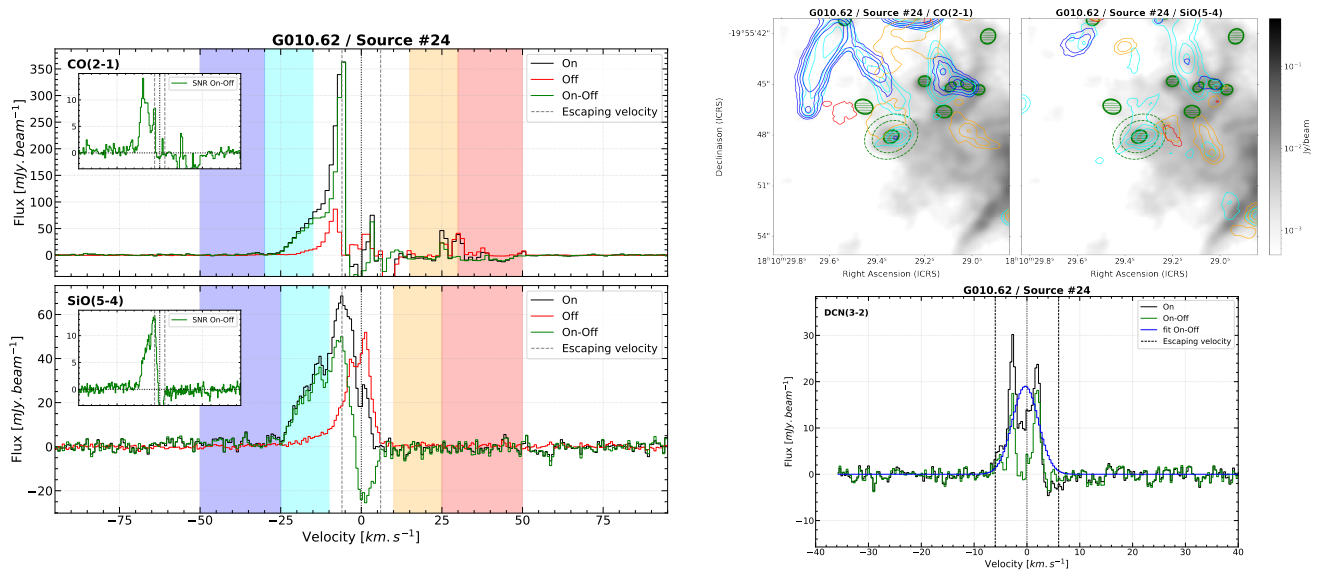


FIGURE A.2 – Suite.

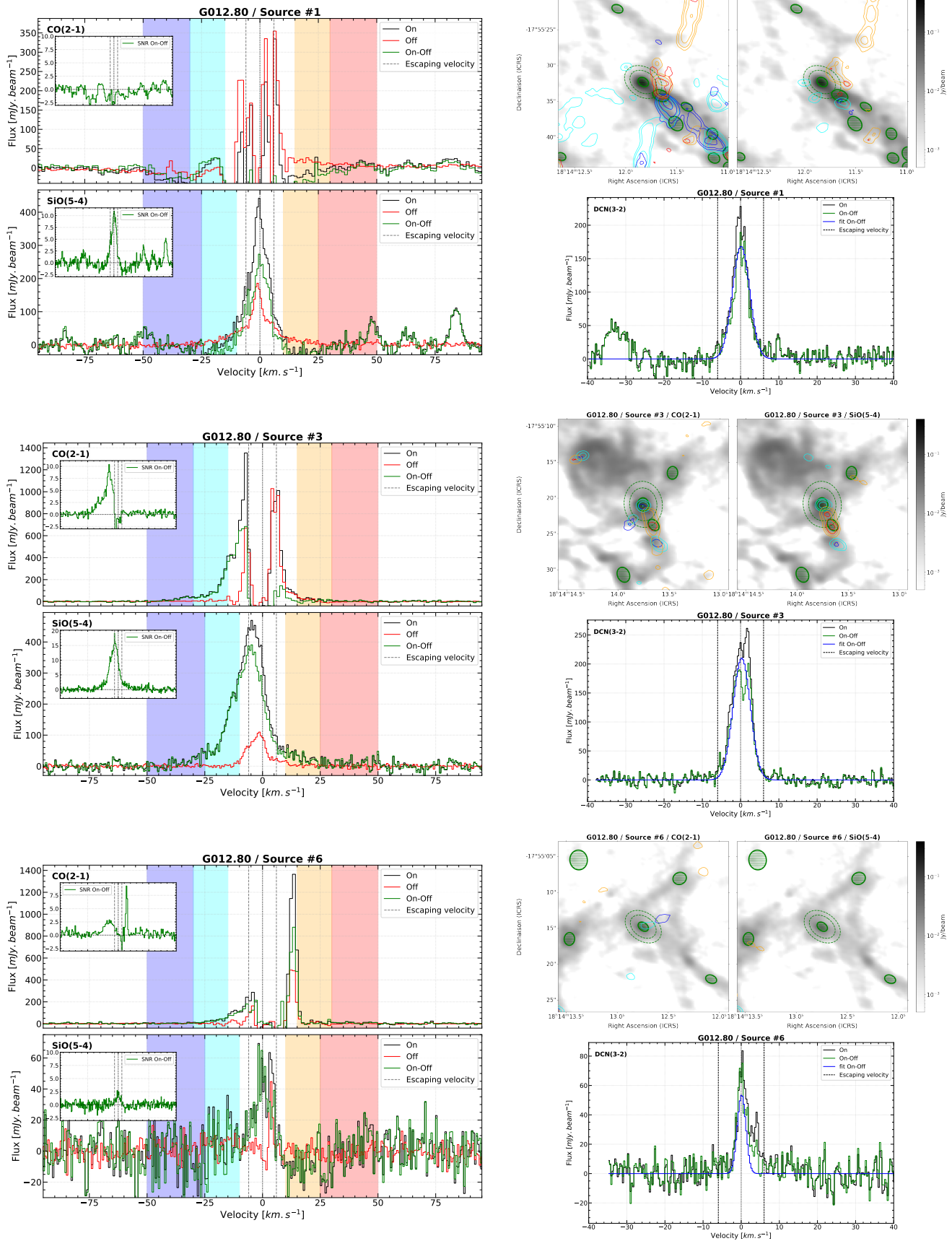


FIGURE A.3 – Spectres de CO et SiO (gauche) et cartes moléculaires de flots (haut droite) des cœurs protostellaires massifs de la région G012.80. Les contours de CO représentent 10, 20, 40, et 80 σ avec $\sigma = 112.3, 64.1, 126.2, 72.8$ mJy beam $^{-1}$ km s $^{-1}$ pour les contours cyans, bleus, oranges et rouges respectivement. Les contours de SiO représentent 10, 20, 40, et 80 σ , avec $\sigma = 26.5, 34.0, 26.2, 33.1$ mJy beam $^{-1}$ km s $^{-1}$ pour les contours cyans, bleus, oranges et rouges respectivement. Les spectres de DCN et leur ajustement gaussien, s'il a convergé, sont présentés en bas à droite.

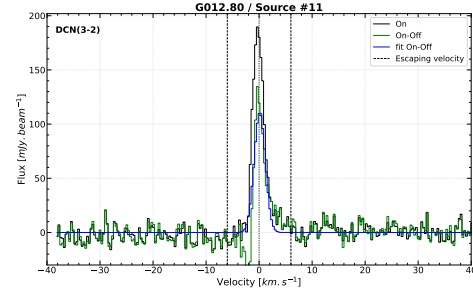
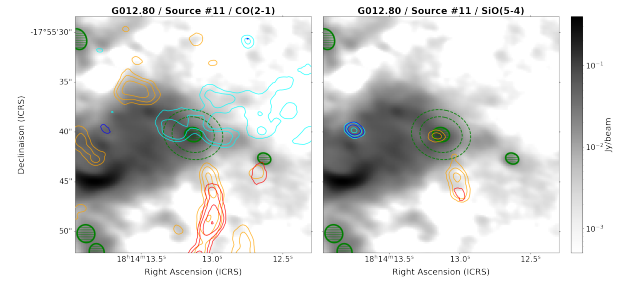
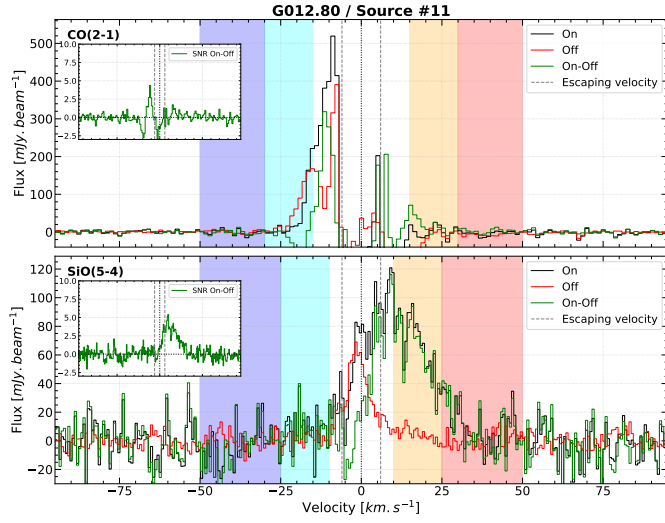
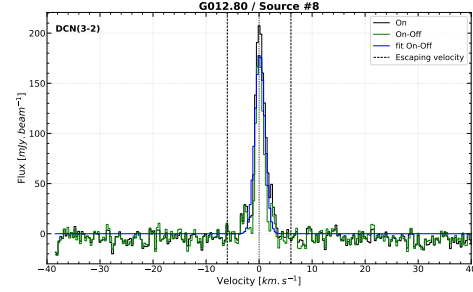
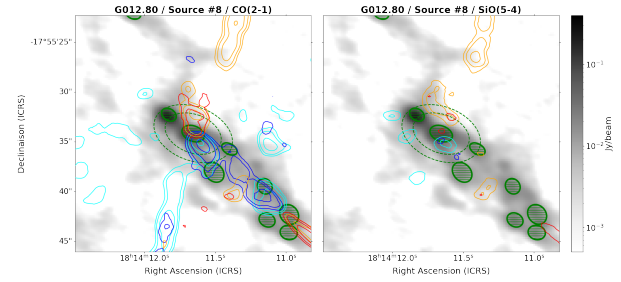
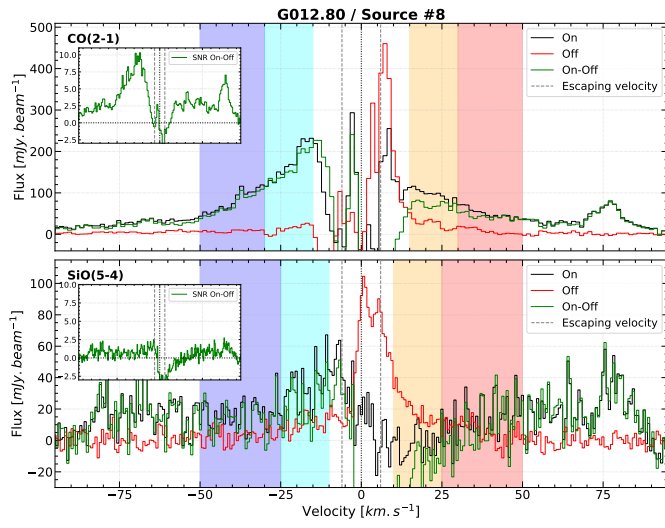


FIGURE A.3 – Suite.

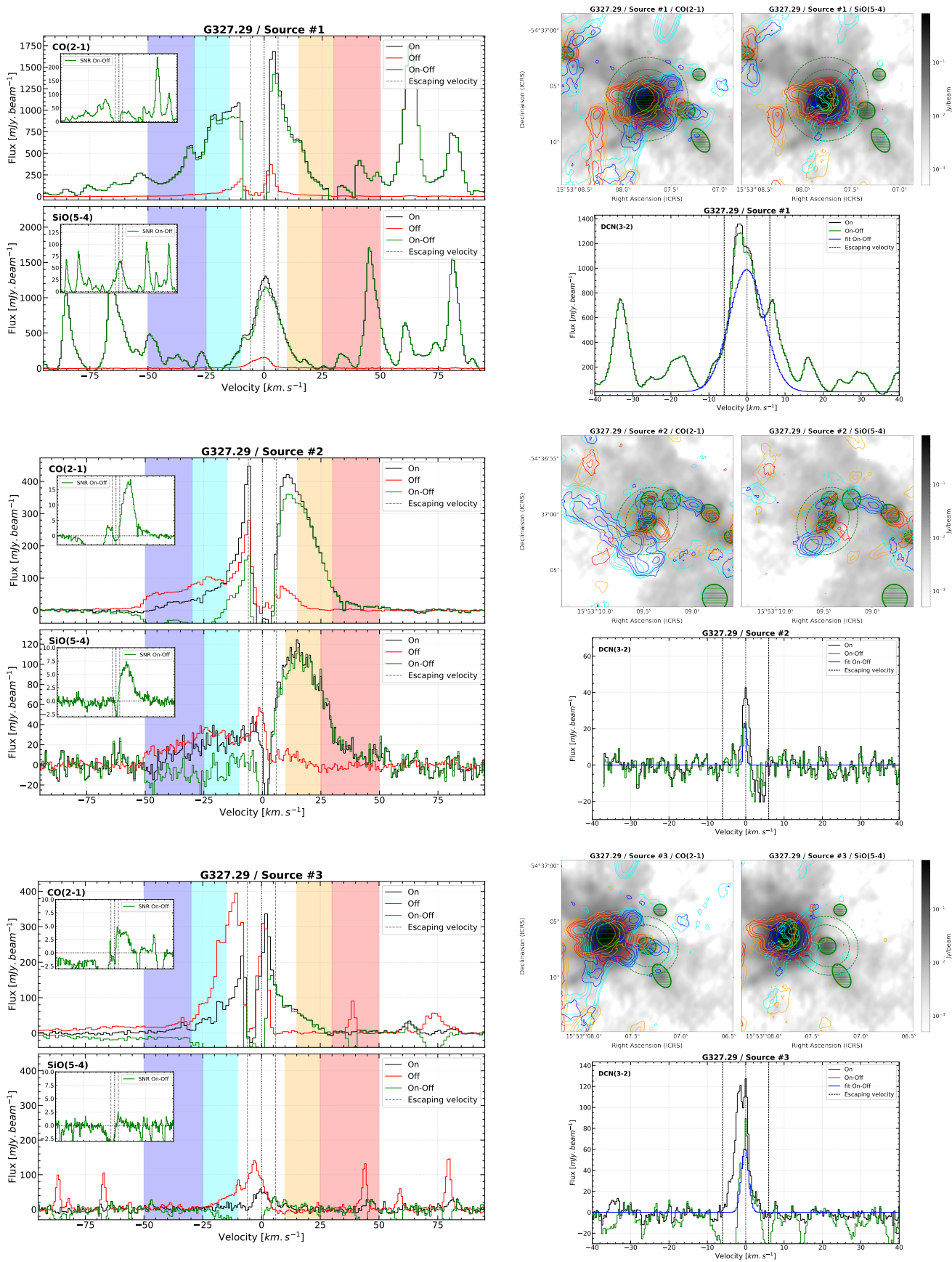


FIGURE A.4 – Spectres de CO et SiO (gauche) et cartes moléculaires de flots (haut droite) des cœurs protostellaires massifs de la région G327.29. Les contours de CO représentent 5, 10, 20 et 40 σ avec $\sigma = 48.2, 39.3, 56.1, 37.8$ mJy beam $^{-1}$ km s $^{-1}$ pour les contours cyan, bleu, orange et rouge respectivement. Les contours de SiO représentent 5, 10, 20 et 40 σ , avec $\sigma = 35.5, 44.7, 35.7, 45.5$ mJy beam $^{-1}$ km s $^{-1}$ pour les contours cyan, bleu, orange et rouge respectivement. Les spectres de DCN et leur ajustement gaussien, s'il a convergé, sont présentés en bas à droite.

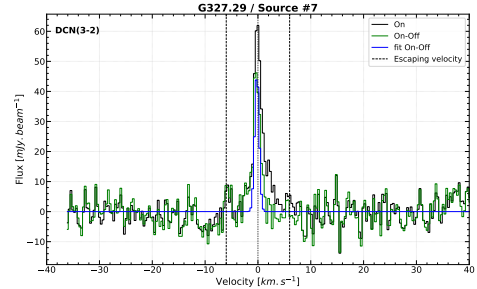
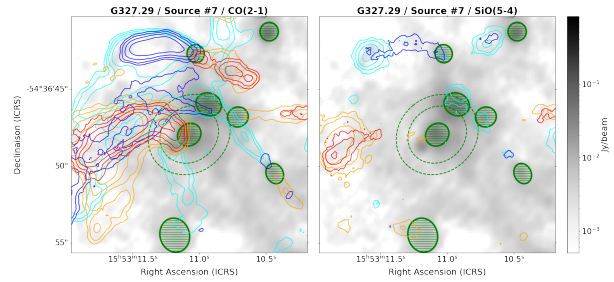
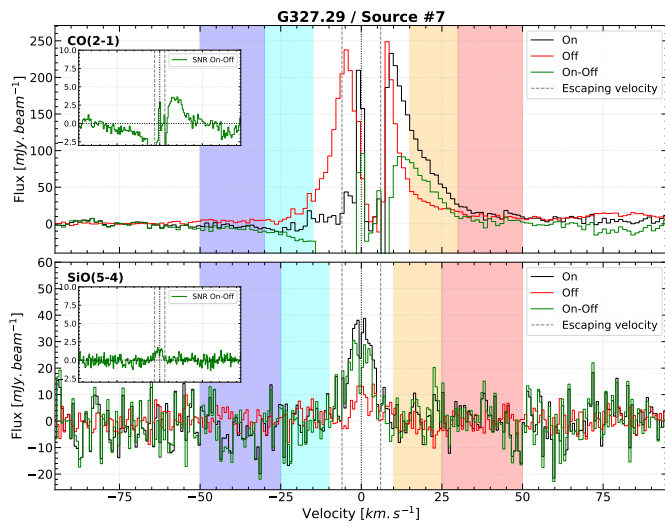
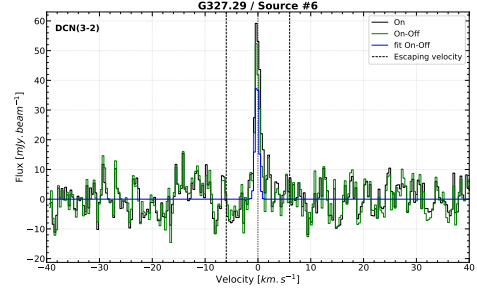
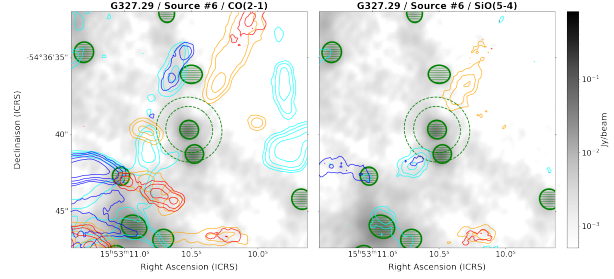
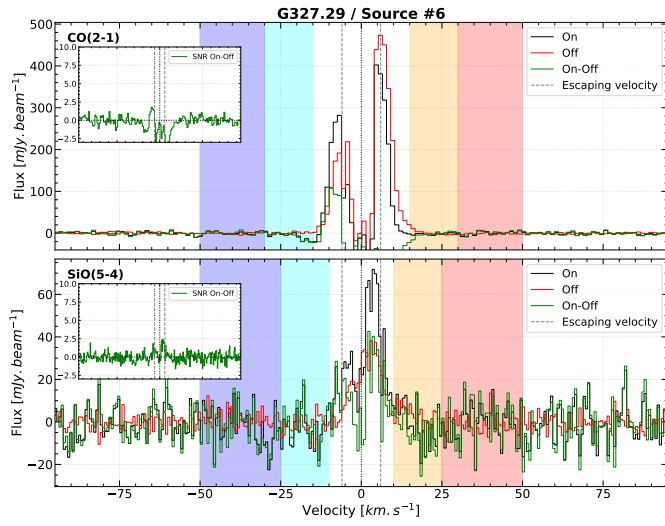
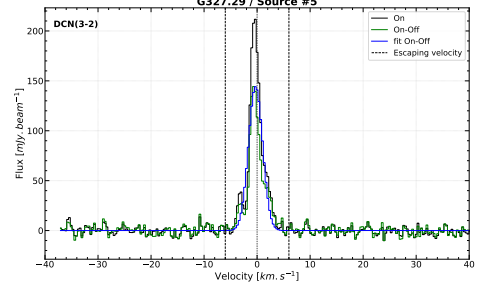
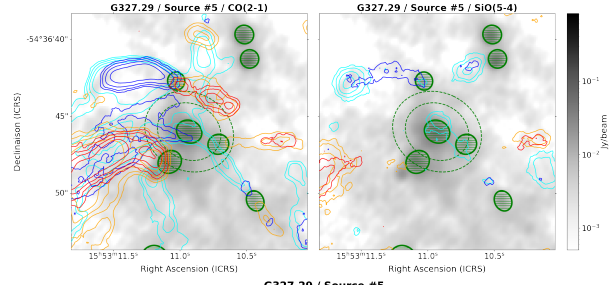
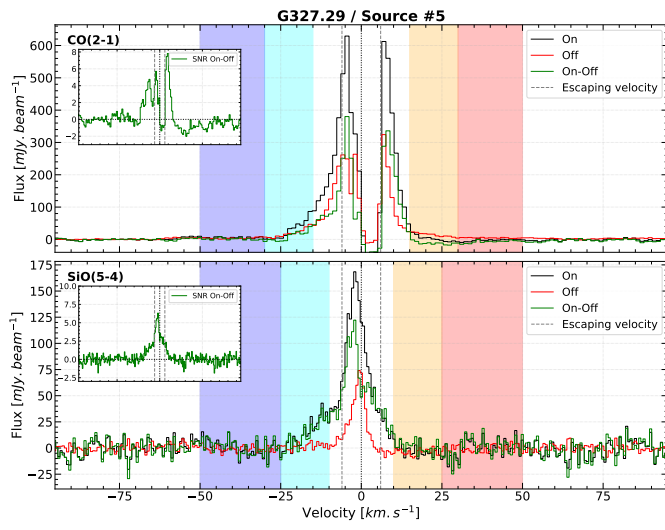


FIGURE A.4 – Suite.

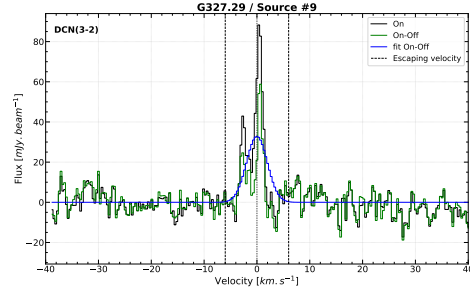
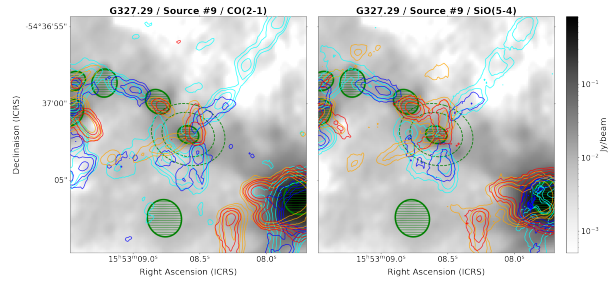
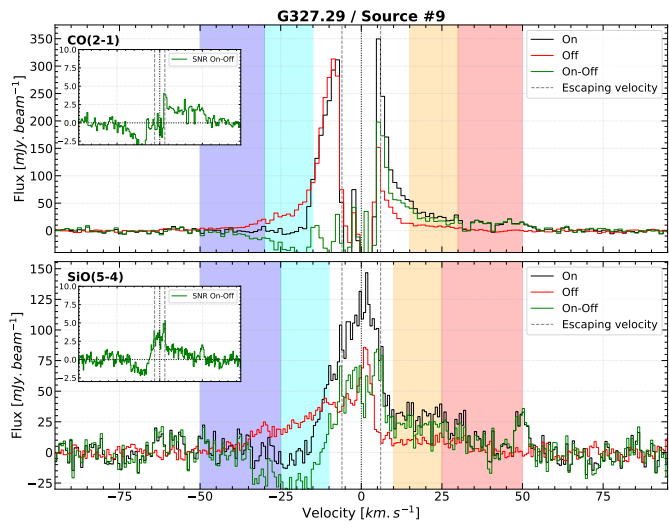
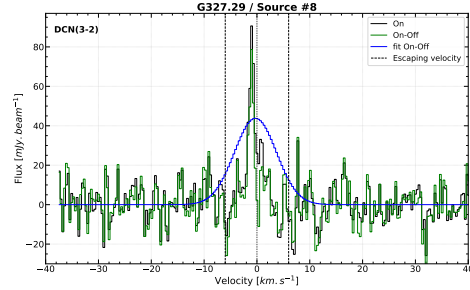
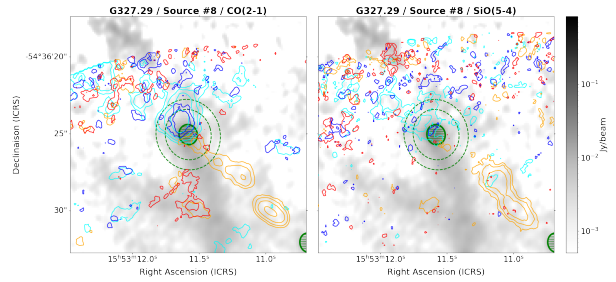
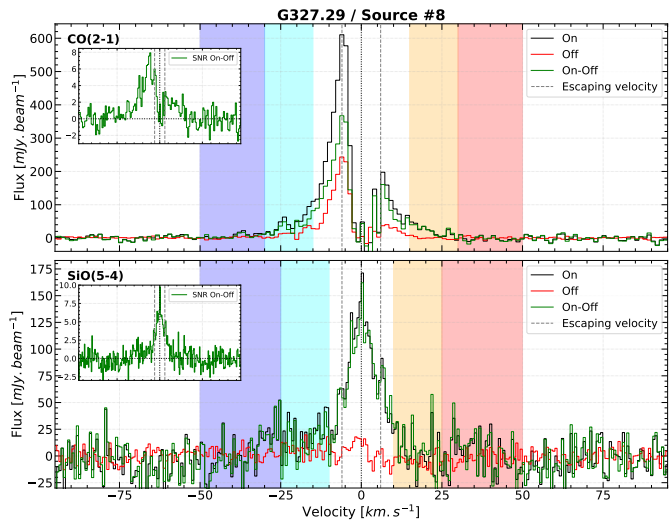


FIGURE A.4 – Suite.

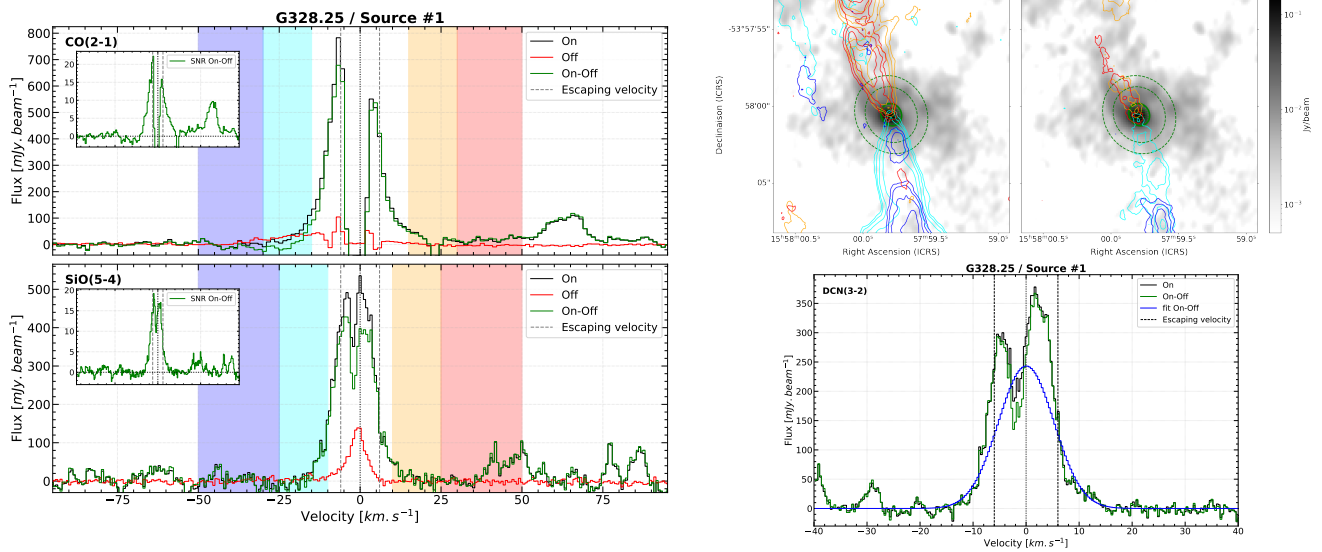


FIGURE A.5 – Spectres de CO et SiO (gauche) et cartes moléculaires de flots (haut droite) du cœur protostellaire massif de la région G328.25. Les contours de CO représentent 5, 10, 20 et 40 σ avec $\sigma = 60.1, 60.4, 61.9, 62.7$ mJy beam⁻¹ km s⁻¹ pour les contours cyans, bleus, oranges et rouges respectivement. Les contours de SiO représentent 5, 10, 20 et 40 σ , avec $\sigma = 38.9, 49.0, 38.1, 49.6$ mJy beam⁻¹ km s⁻¹ pour les contours cyans, bleus, oranges et rouges respectivement. Le spectre de DCN et son ajustement gaussien, s'il a convergé, sont présentés en bas à droite.

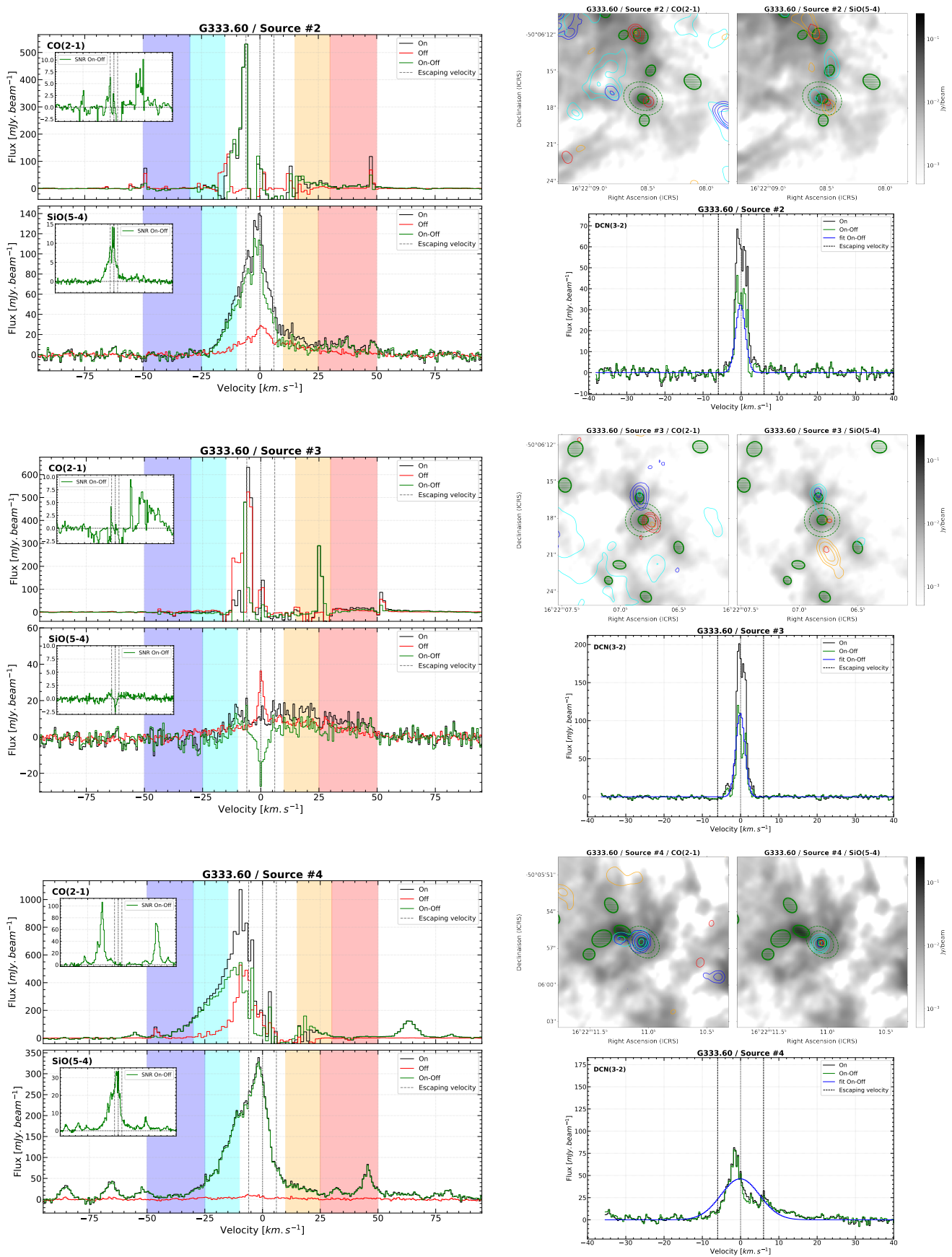


FIGURE A.6 – Spectres de CO et SiO (gauche) et cartes moléculaires de flots (haut droite) des cœurs protostellaires massifs de la région G333.60. Les contours de CO représentent 10, 20, 40 et 80 σ avec $\sigma = 110.8, 17.0, 98.6, 20.3$ mJy beam $^{-1}$ km s $^{-1}$ pour les contours cyans, bleus, oranges et rouges respectivement. Les contours de SiO représentent 10, 20, 40 et 80 σ , avec $\sigma = 15.8, 20.1, 16.1, 19.8$ mJy beam $^{-1}$ km s $^{-1}$ pour les contours cyans, bleus, oranges et rouges respectivement. Les spectres de DCN et leur ajustement gaussien, s'il a convergé, sont présentés en bas à droite.

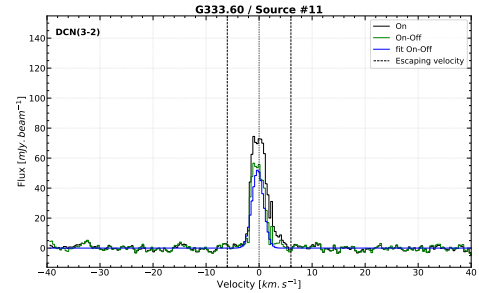
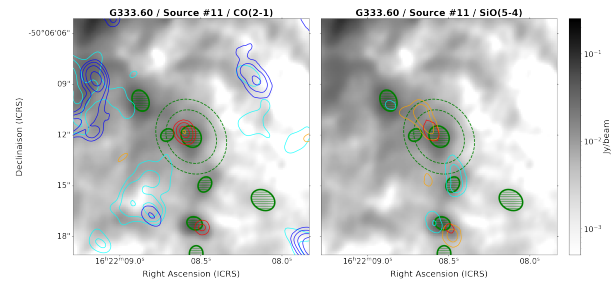
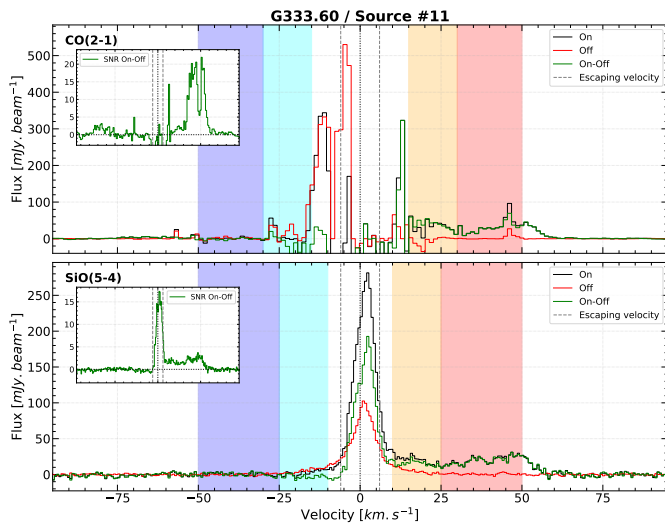
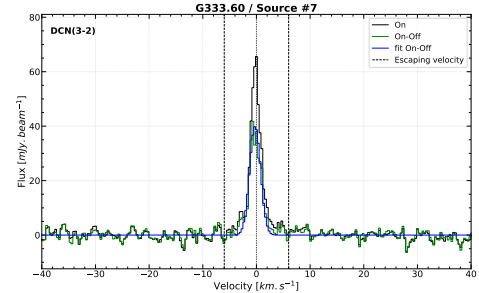
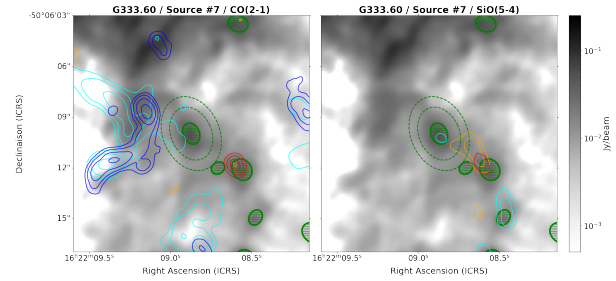
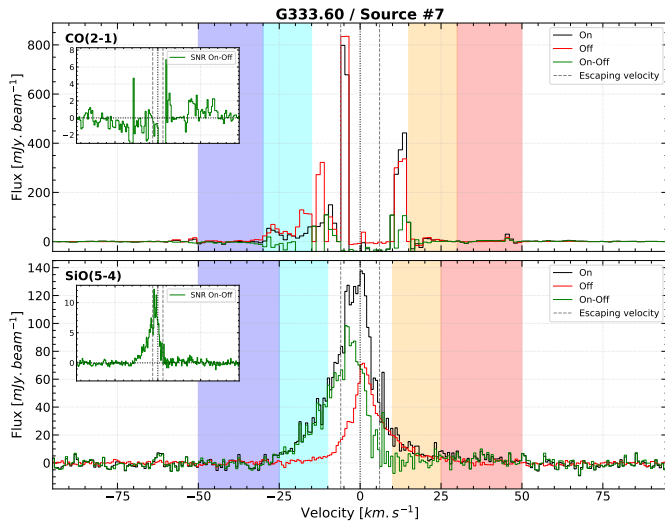
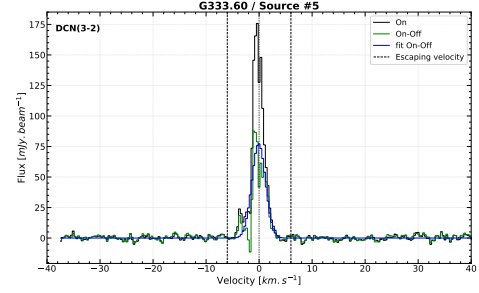
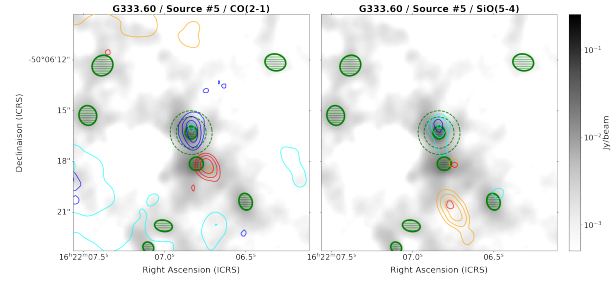
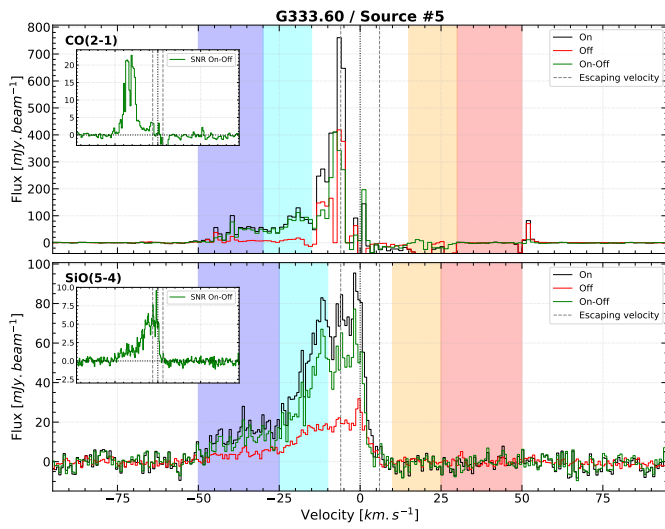


FIGURE A.6 – Suite.

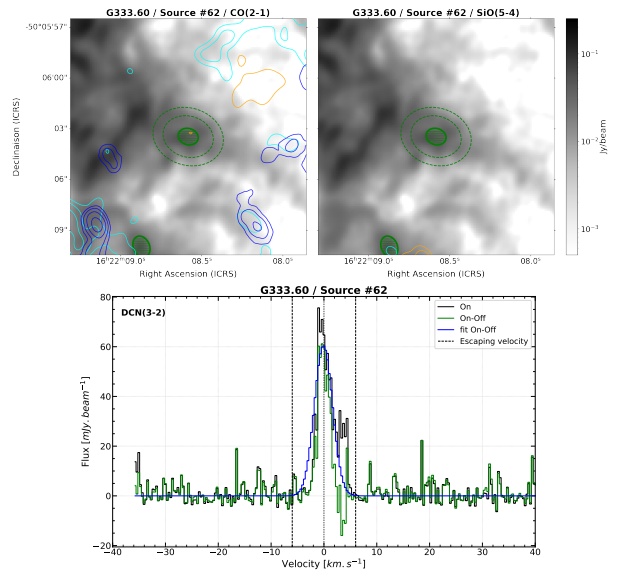
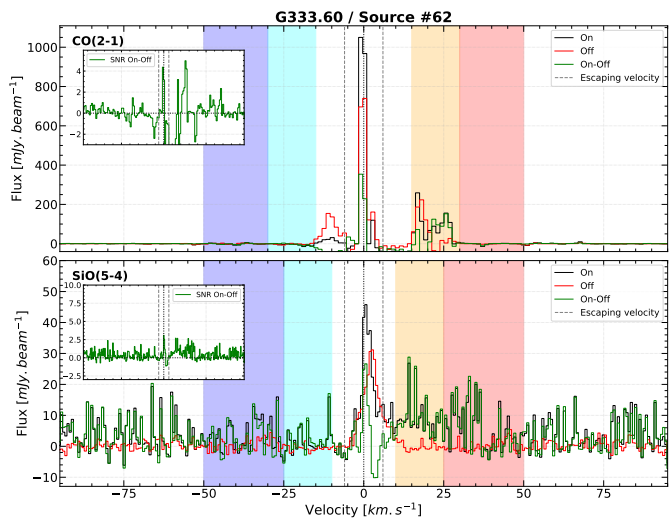


FIGURE A.6 – Suite.

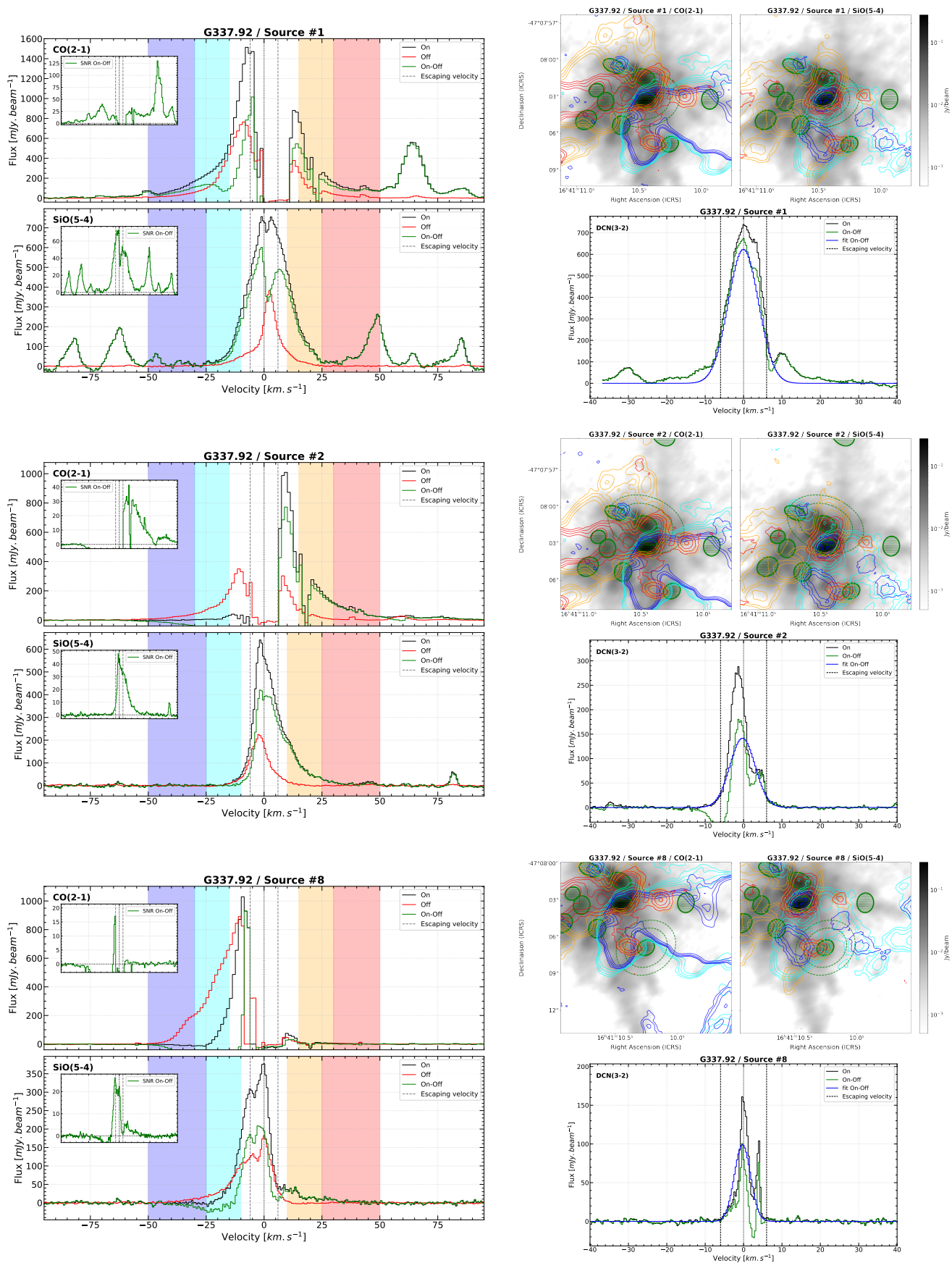


FIGURE A.7 – Spectres de CO et SiO (gauche) et cartes moléculaires de flots (haut droite) des cœurs protostellaires massifs de la région G337.92. Les contours de CO représentent 5, 10, 20 et 40 σ avec $\sigma = 38.8, 16.6, 40.3, 24.4$ mJy beam⁻¹ km s⁻¹ pour les contours cyan, bleu, orange et rouge respectivement. Les contours de SiO représentent 5, 10, 20 et 40 σ , avec $\sigma = 9.4, 12.5, 10.2, 12.2$ mJy beam⁻¹ km s⁻¹ pour les contours cyan, bleu, orange et rouge respectivement. Les spectres de DCM et leur ajustement gaussien, s'il a convergé, sont présentés en bas à droite.

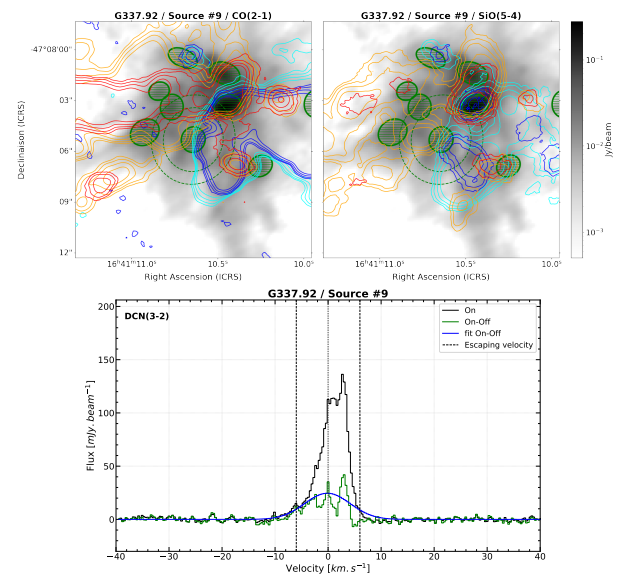
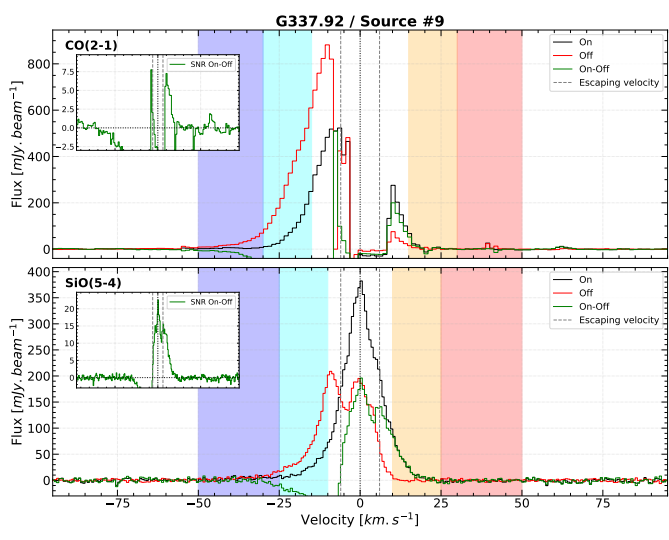


FIGURE A.7 – Suite.

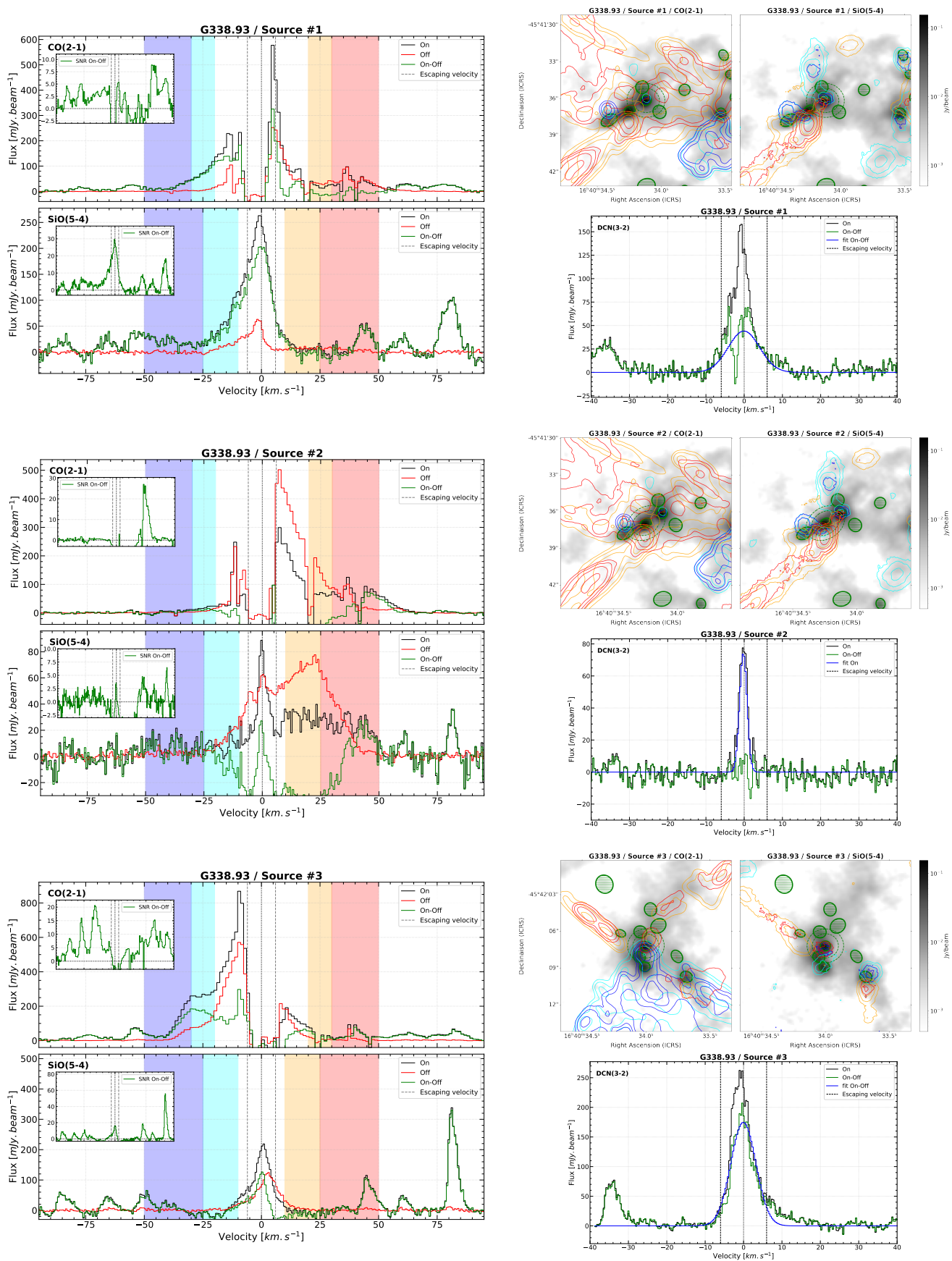


FIGURE A.8 – Spectres de CO et SiO (gauche) et cartes moléculaires de flots (haut droite) des cœurs protostellaires massifs de la région G338.93. Les contours de CO représentent 10, 20, 40 et 80 σ avec $\sigma = 69.1, 27.1, 70.0, 27.3$ mJy beam⁻¹ km s⁻¹ pour les contours cyans, bleus, oranges et rouges respectivement. Les contours de SiO représentent 10, 20, 40 et 80 σ , avec $\sigma = 10.3, 12.7, 11.0, 12.5$ mJy beam⁻¹ km s⁻¹ pour les contours cyans, bleus, oranges et rouges respectivement. Les spectres de DCN et leur ajustement gaussien, s'il a convergé, sont présentés en bas à droite.

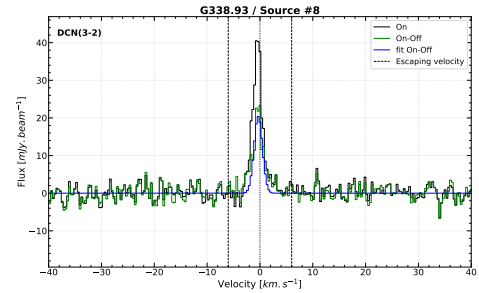
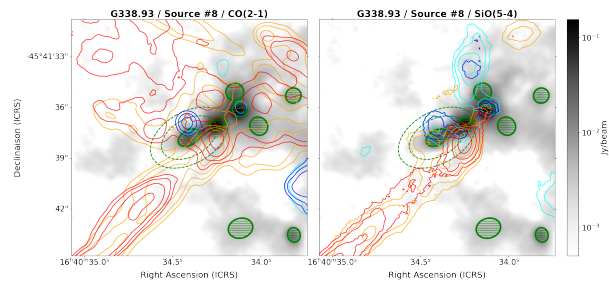
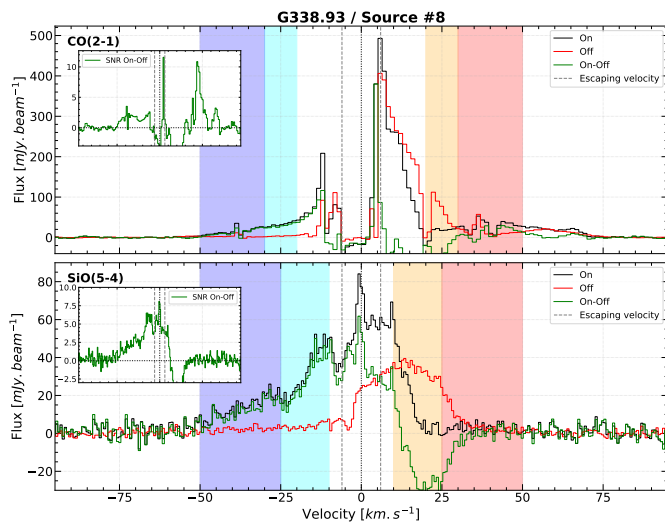
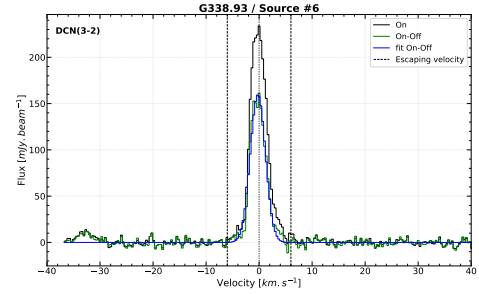
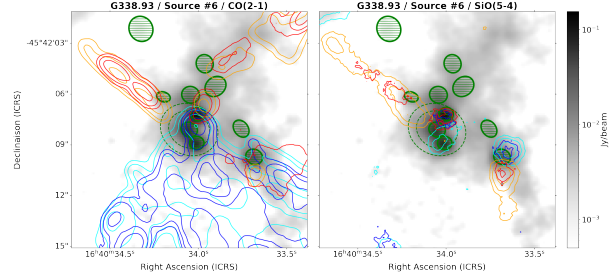
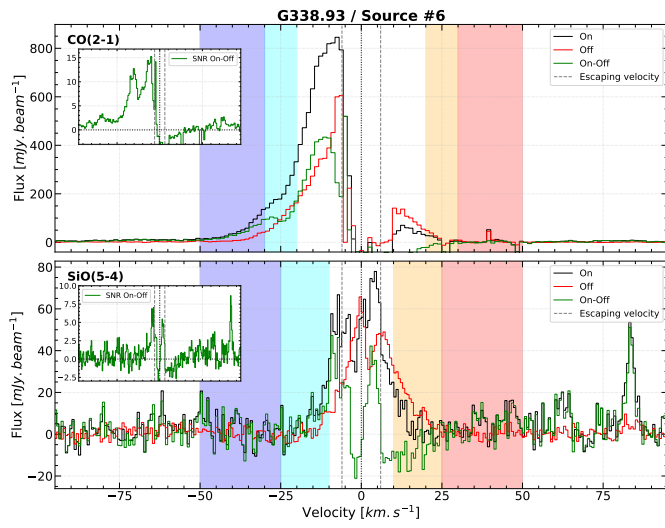
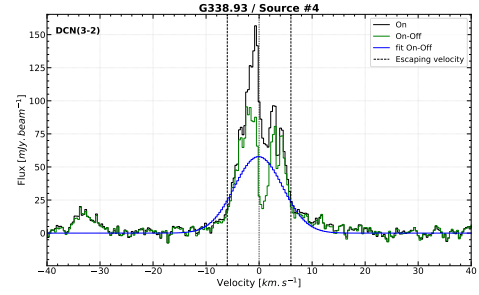
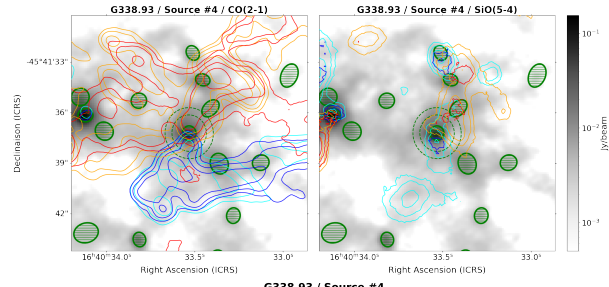
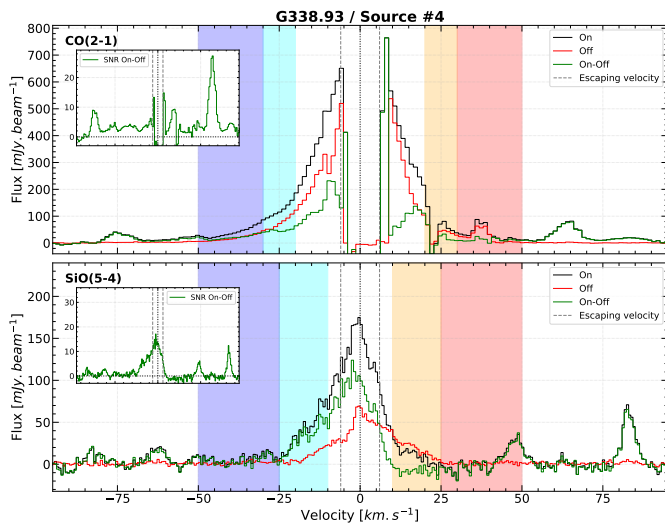


FIGURE A.8 – Suite.

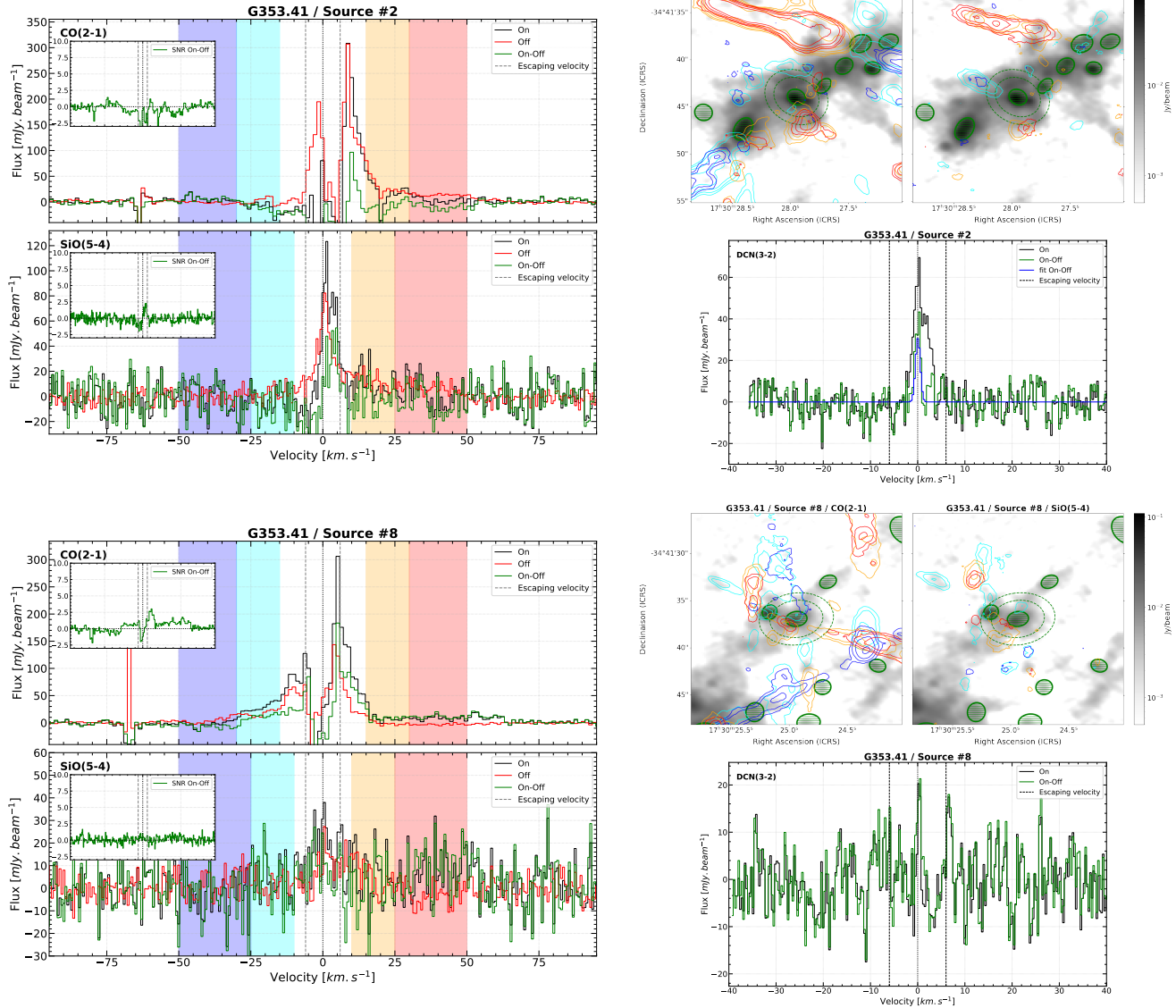


FIGURE A.9 – Spectres de CO et SiO (gauche) et cartes moléculaires de flots (haut droite) des cœurs protostellaires massifs de la région G353.41. Les contours de CO représentent 5, 10, 20 et 40 σ avec $\sigma = 95.3, 66.0, 62.9, 64.1$ mJy beam $^{-1}$ km s $^{-1}$ pour les contours cyan, bleu, orange et rouge respectivement. Les contours de SiO représentent 5, 10, 20 et 40 σ , avec $\sigma = 38.5, 49.8, 38.8, 49.1$ mJy beam $^{-1}$ km s $^{-1}$ pour les contours cyan, bleu, orange et rouge respectivement. Les spectres de DCN et leur ajustement gaussien, s'il a convergé, sont présentés en bas à droite.

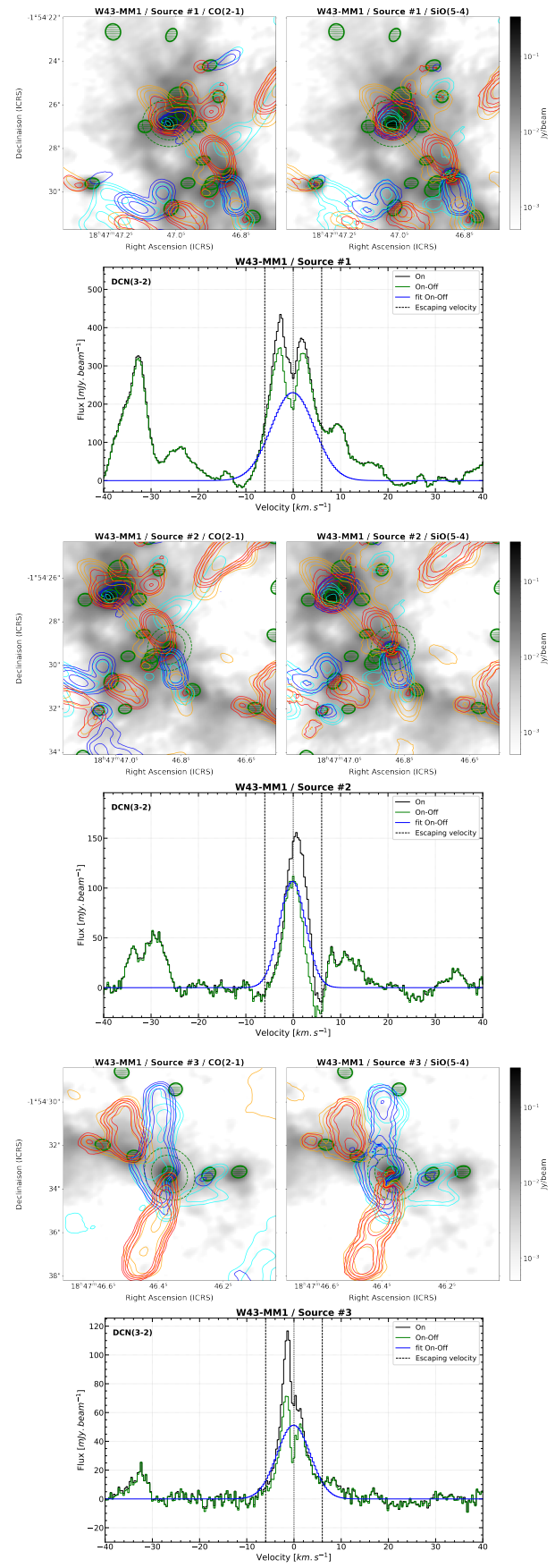
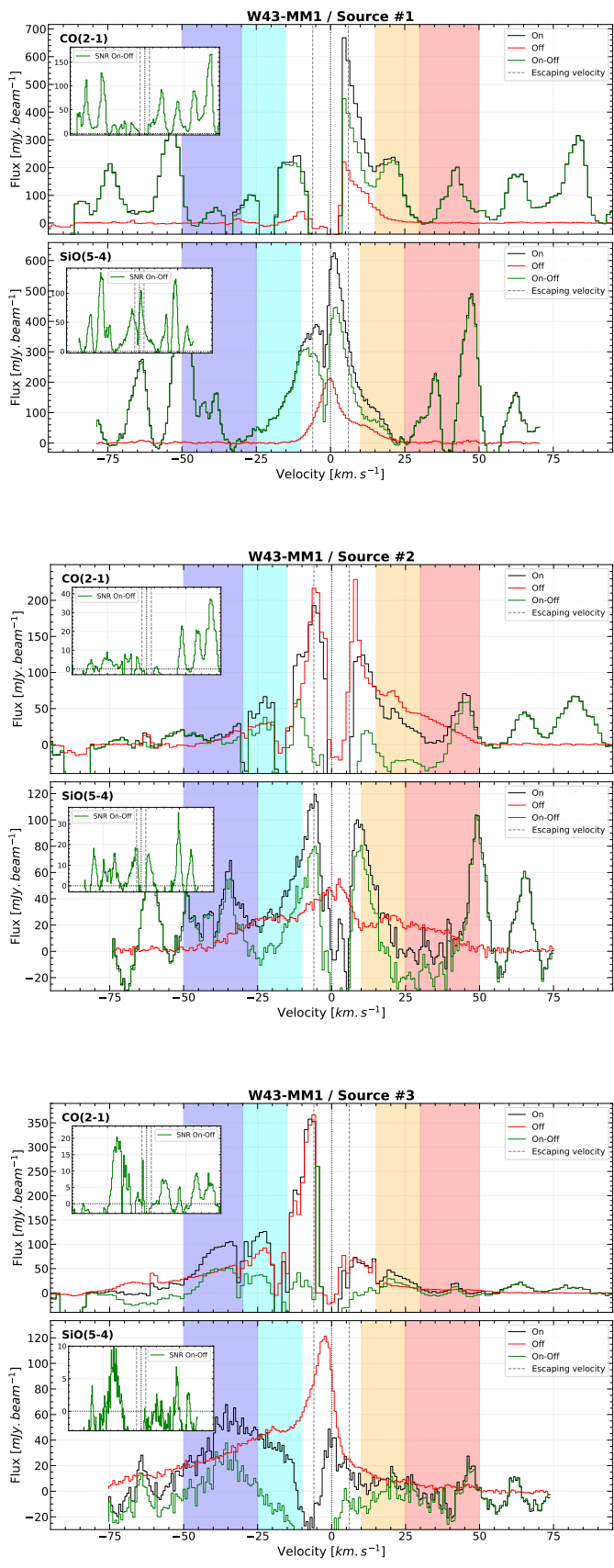


FIGURE A.10 – Spectres de CO et SiO (gauche) et cartes moléculaires de flots (haut droite) des cœurs protostellaires massifs de la région W43-MM1. Les contours de CO représentent 10, 20, 40 et 80 σ avec $\sigma = 32.6, 18.6, 49.5, 15.3 \text{ mJy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ pour les contours cyan, bleu, orange et rouge respectivement. Les contours de SiO représentent 10, 20, 40 et 80 σ , avec $\sigma = 6.4, 7.4, 7.3, 7.2 \text{ mJy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ pour les contours cyan, bleu, orange et rouge respectivement. Les spectres de DCN et leur ajustement gaussien, s'il a convergé, sont présentés en bas à droite.

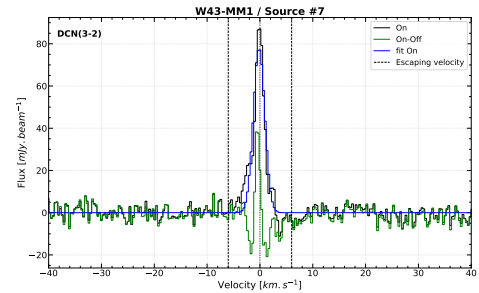
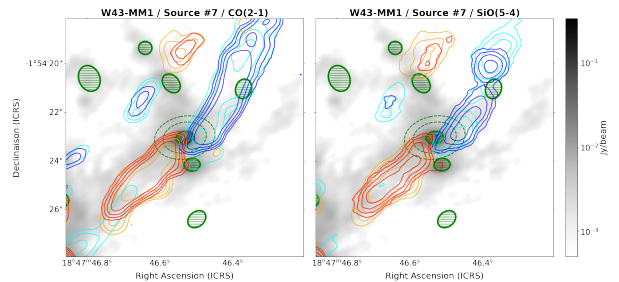
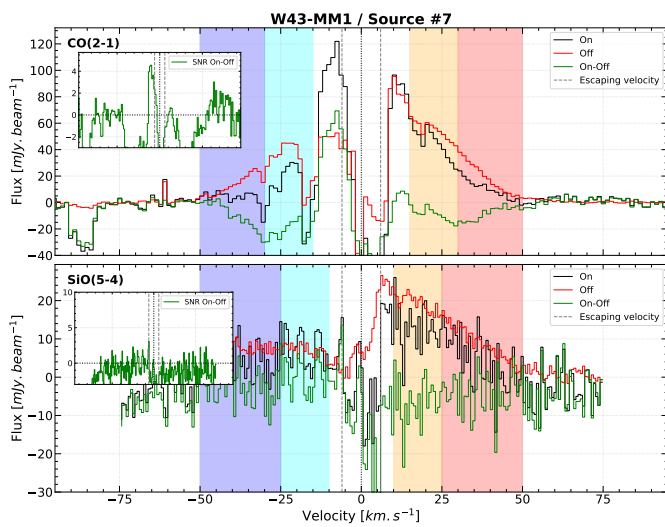
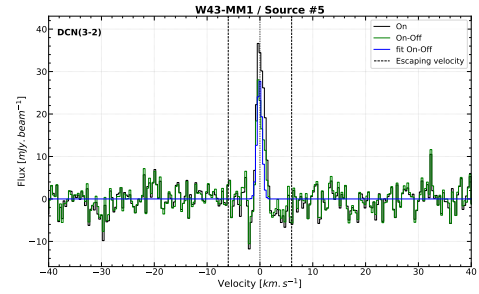
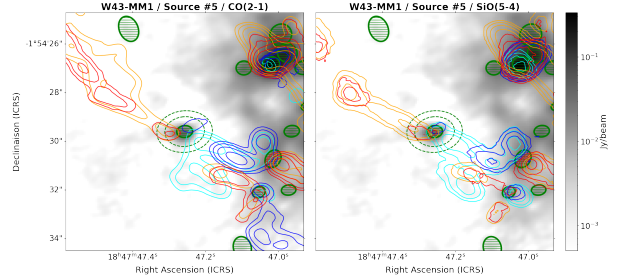
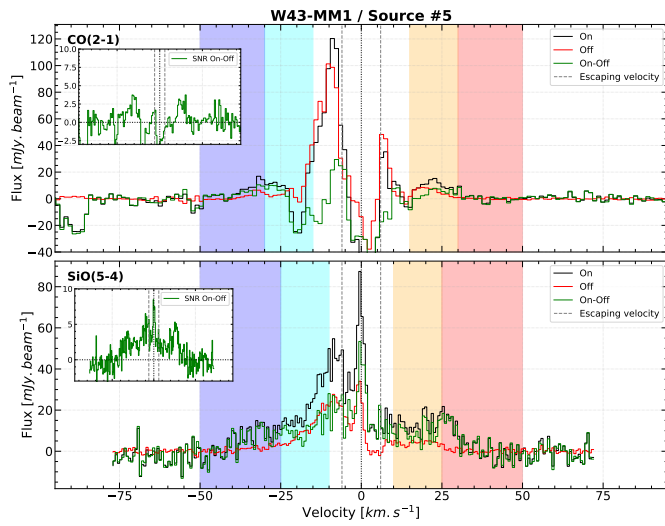
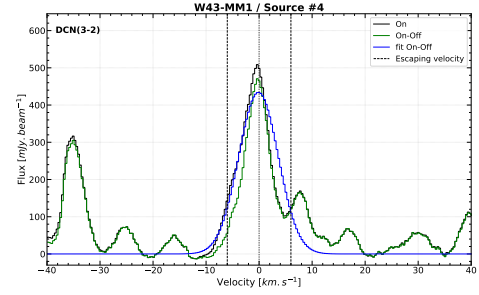
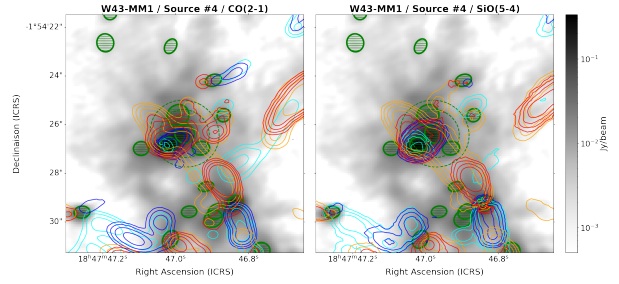
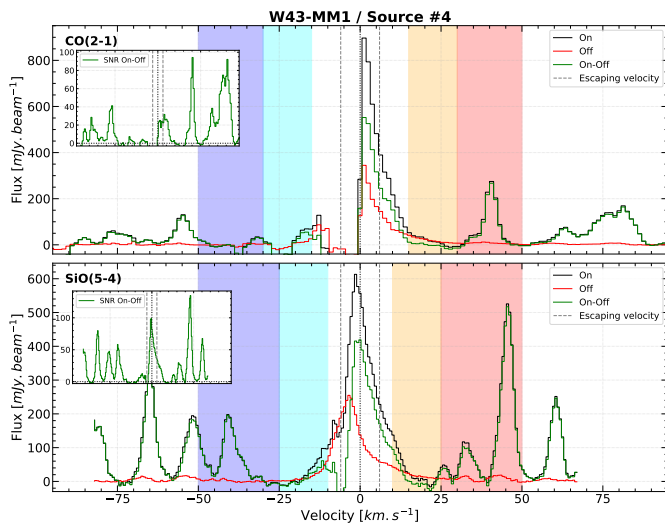


FIGURE A.10 – Suite.

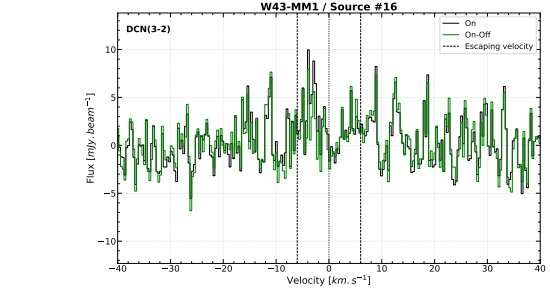
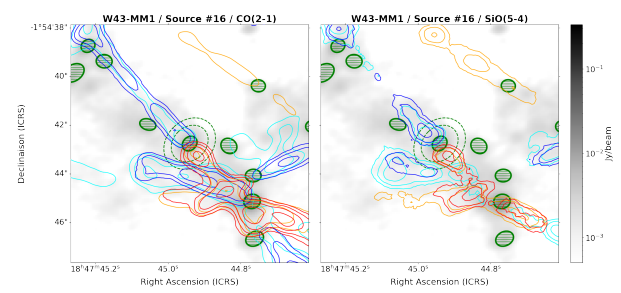
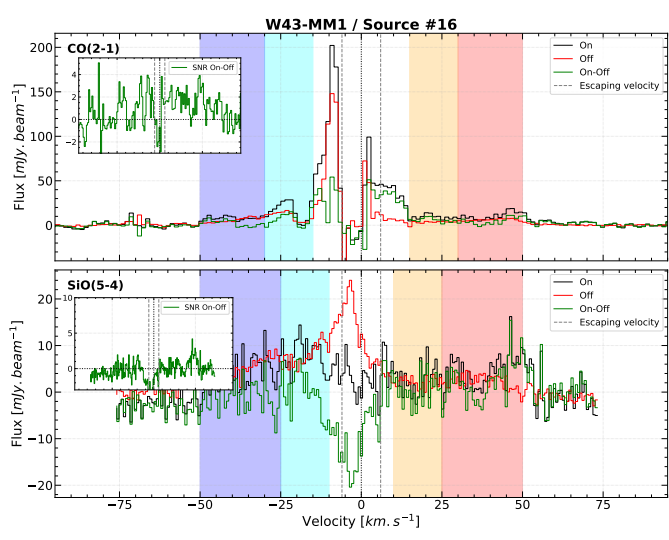
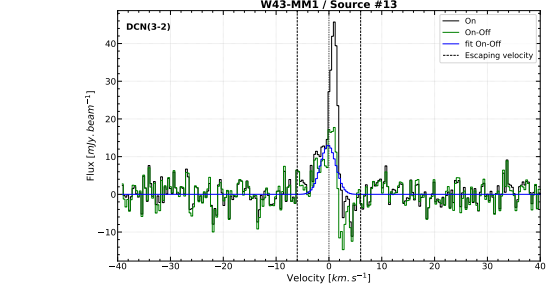
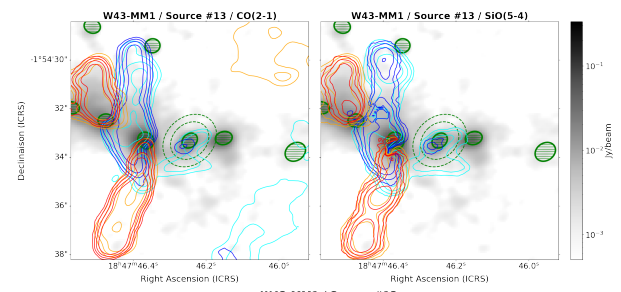
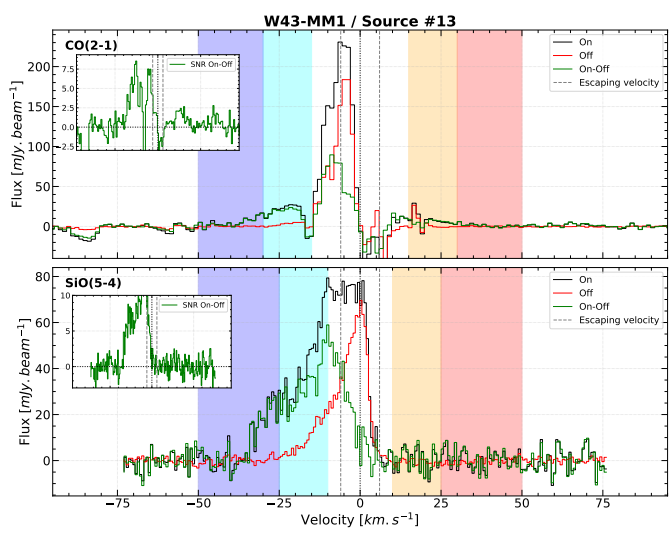
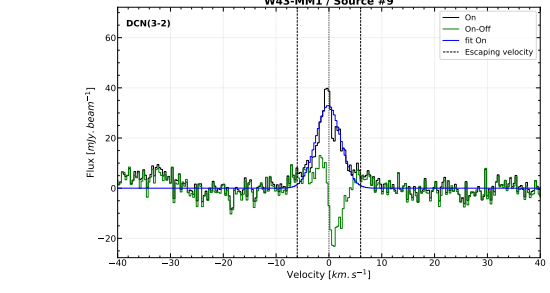
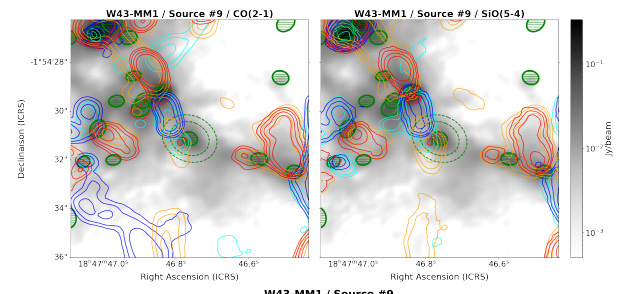
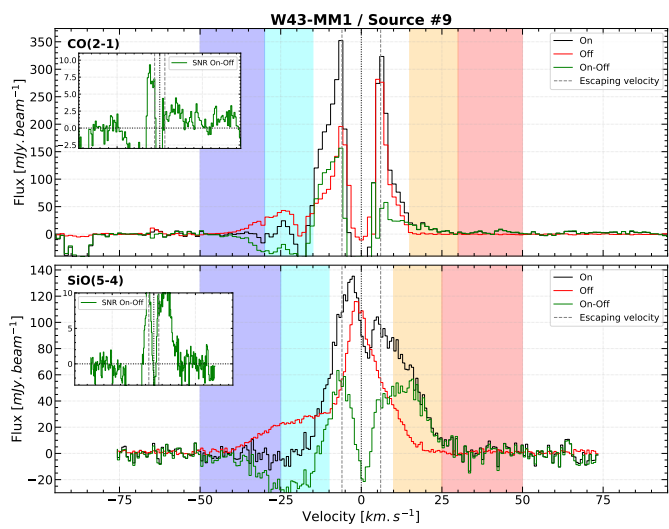


FIGURE A.10 – Suite.

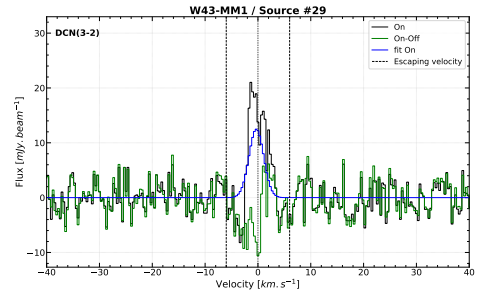
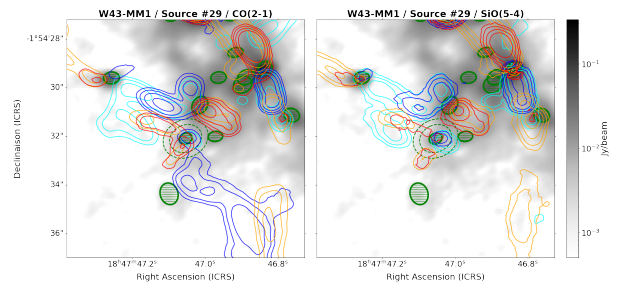
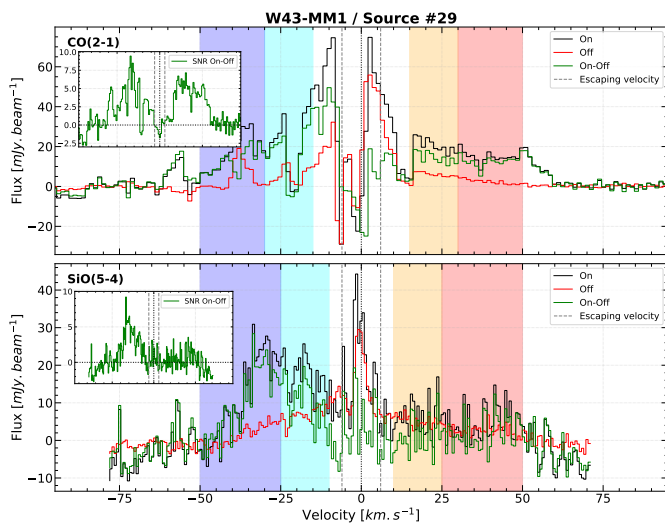
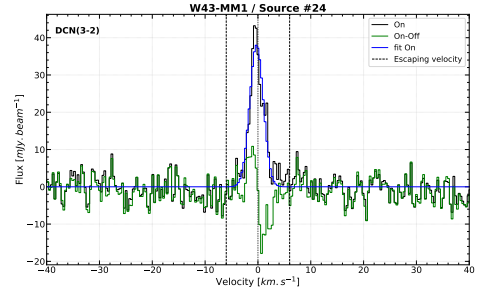
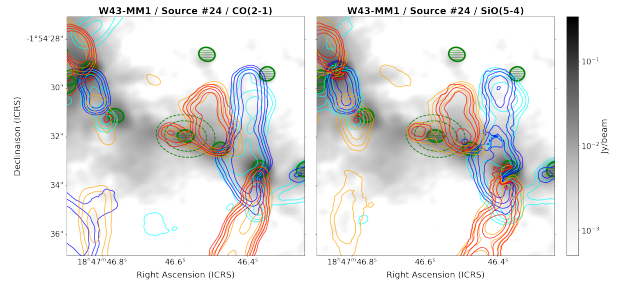
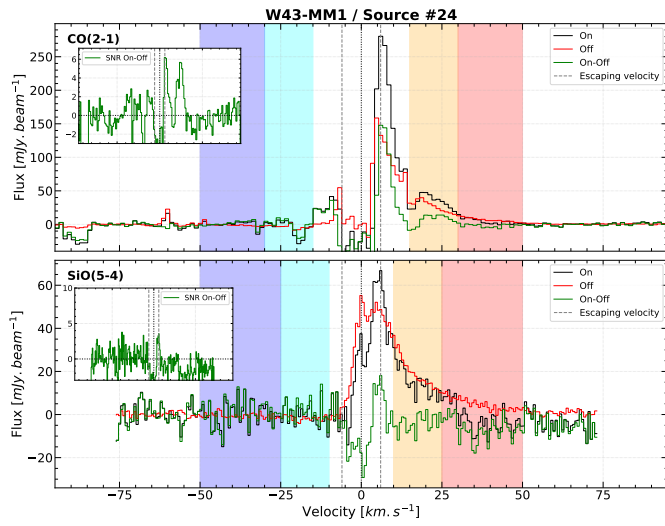
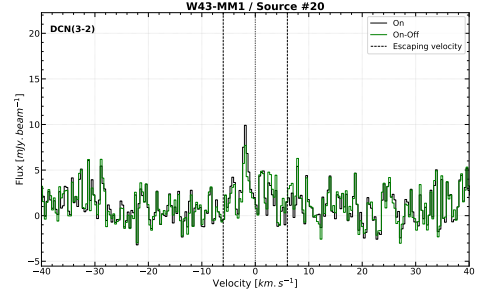
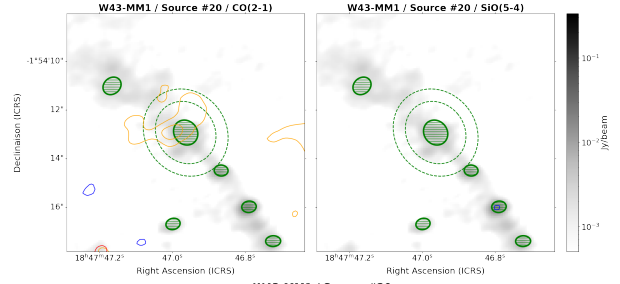
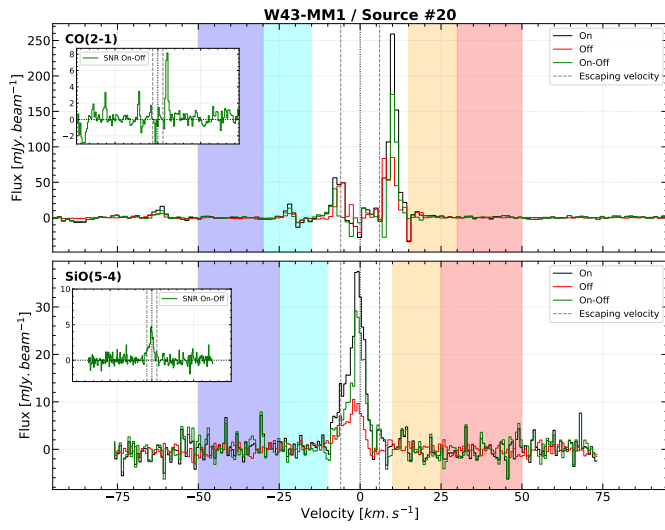


FIGURE A.10 – Suite.

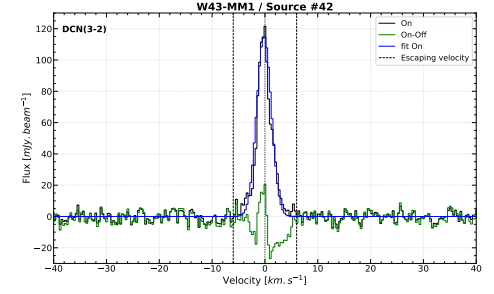
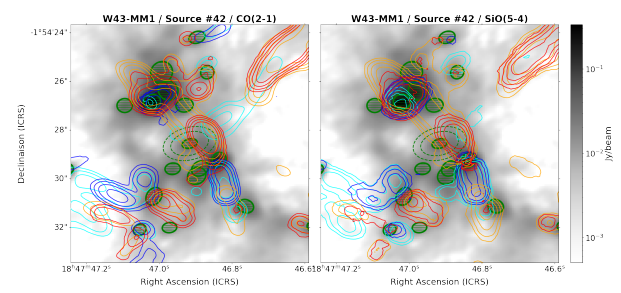
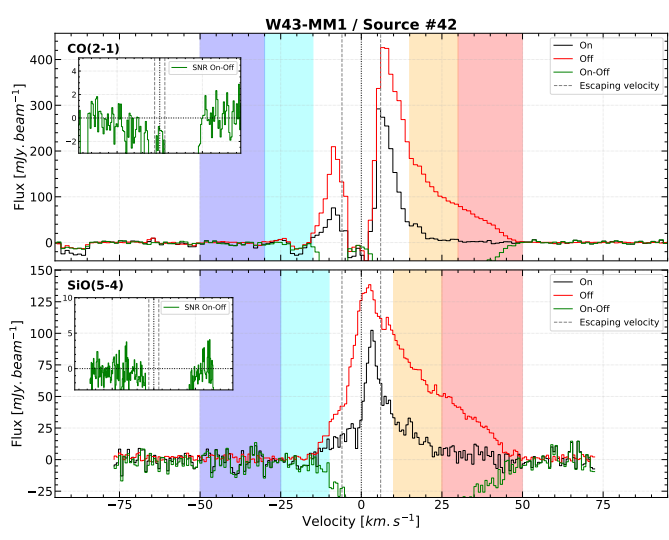
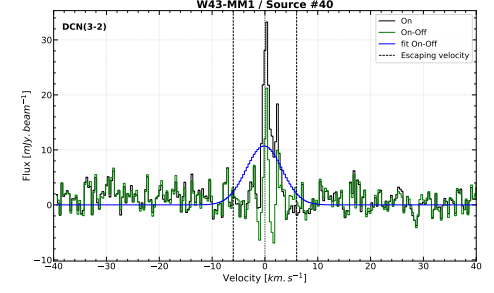
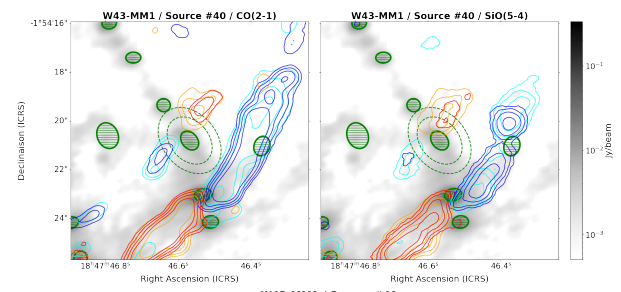
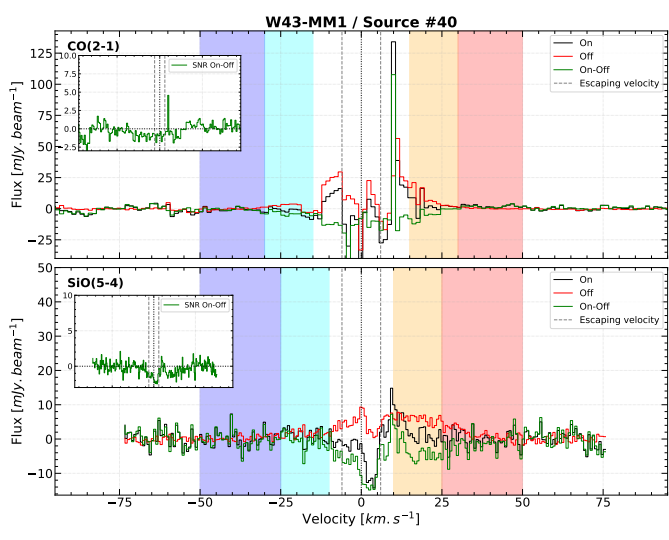
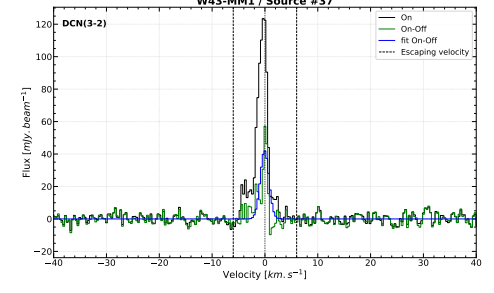
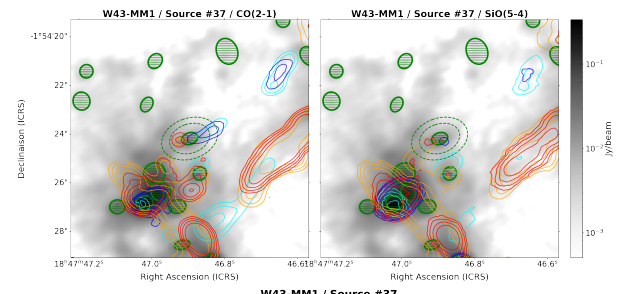
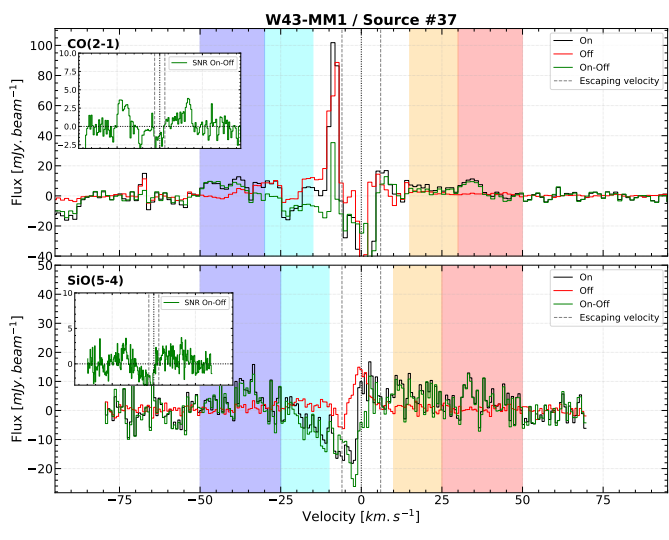


FIGURE A.10 – Suite.

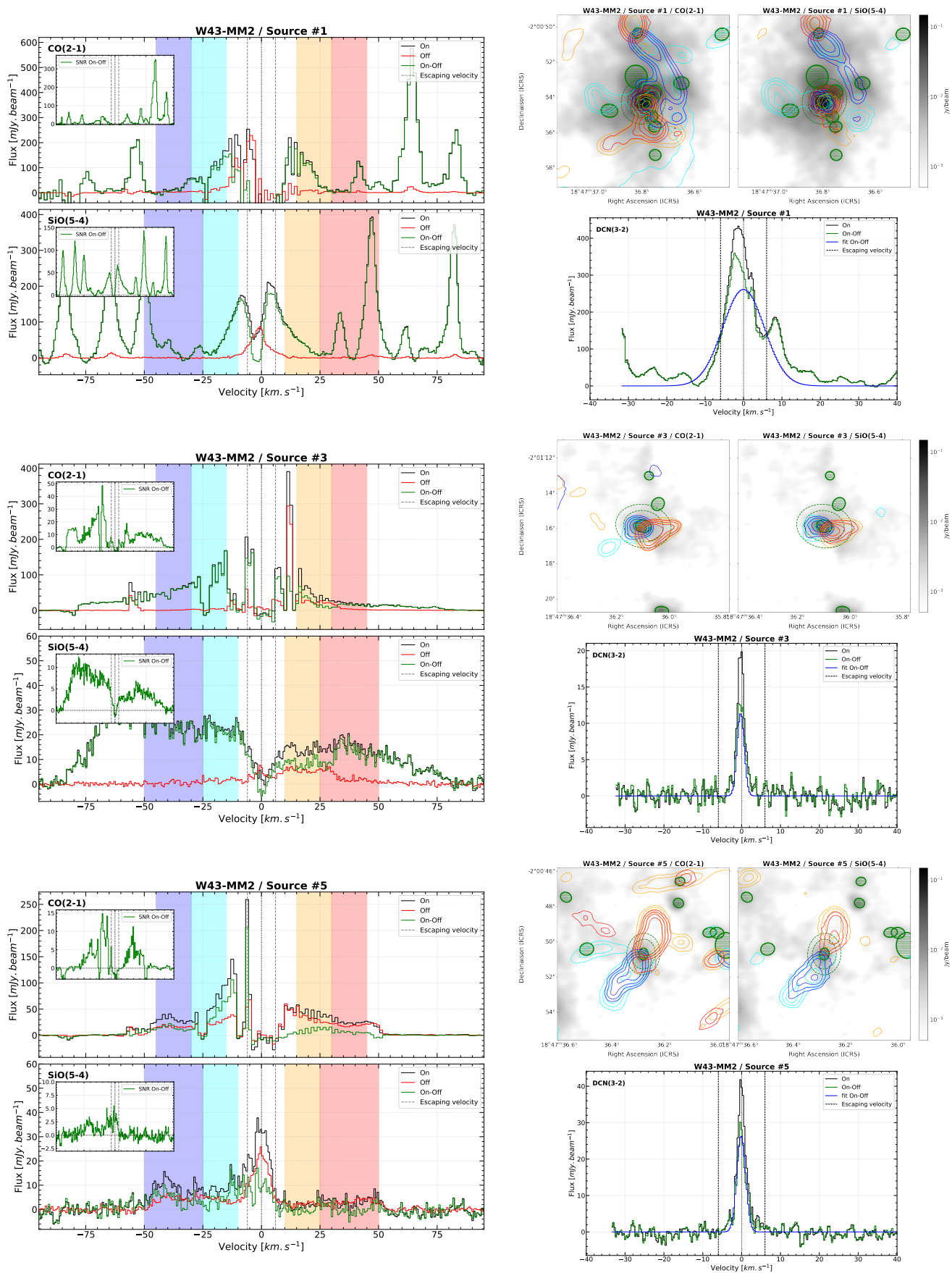


FIGURE A.11 – Spectres de CO et SiO (gauche) et cartes moléculaires de flots (haut droite) des cœurs protostellaires massifs de la région W43-MM2. Les contours de CO représentent 10, 20, 40 et 80 σ avec $\sigma = 18.9, 11.0, 18.1, 6.4 \text{ mJy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ pour les contours cyan, bleu, orange et rouge respectivement. Les contours de SiO représentent 10, 20, 40 et 80 σ , avec $\sigma = 4.4, 5.7, 4.5, 5.7 \text{ mJy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ pour les contours cyan, bleu, orange et rouge respectivement. Les spectres de DCN et leur ajustement gaussien, s'il a convergé, sont présentés en bas à droite.

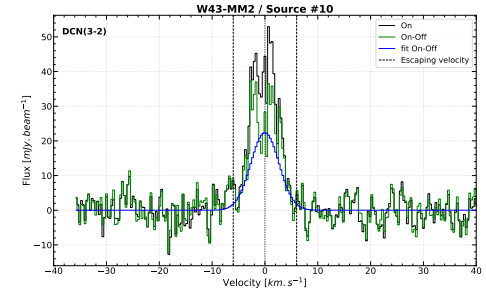
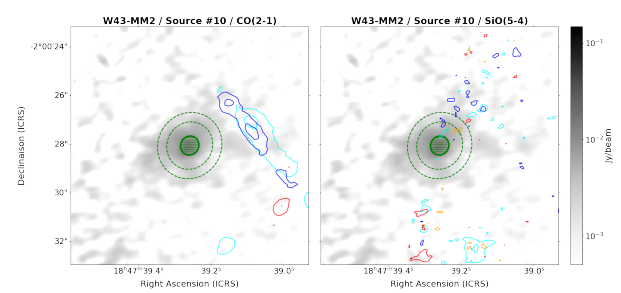
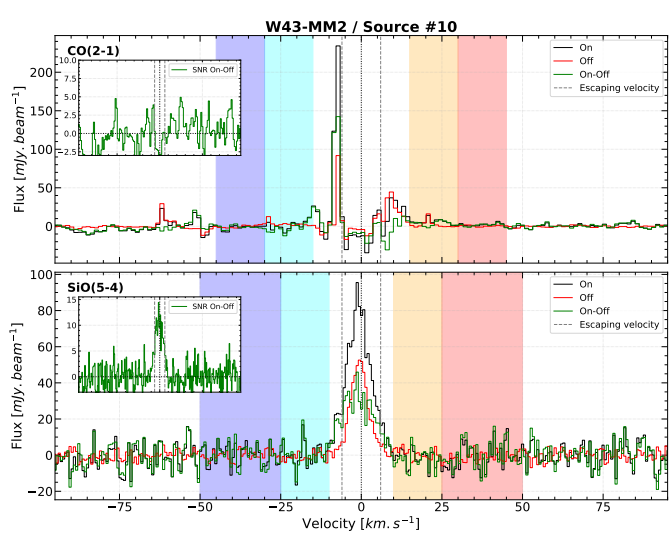
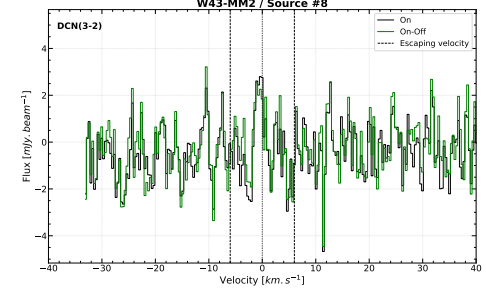
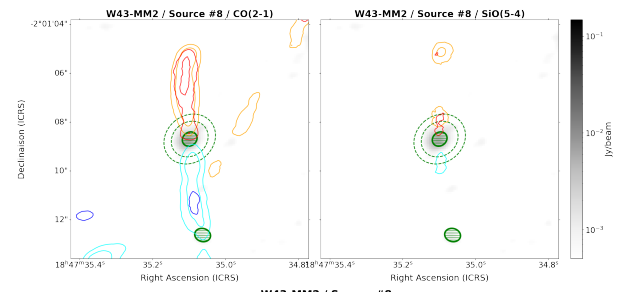
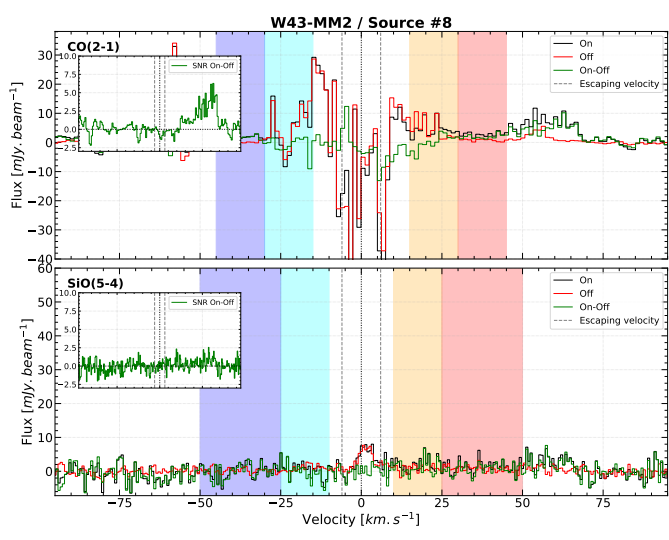
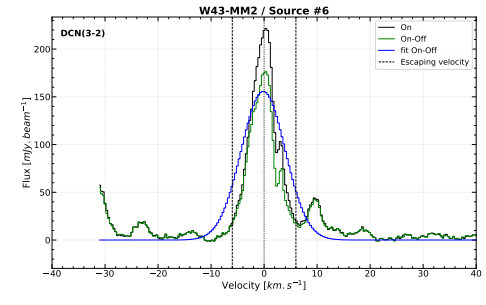
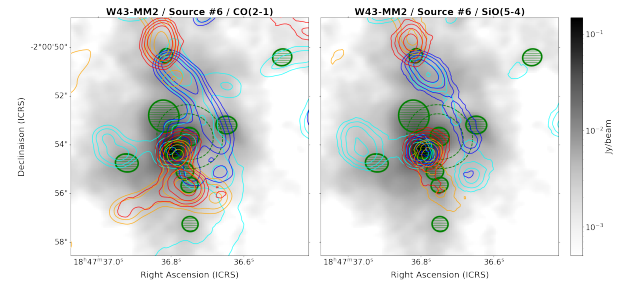
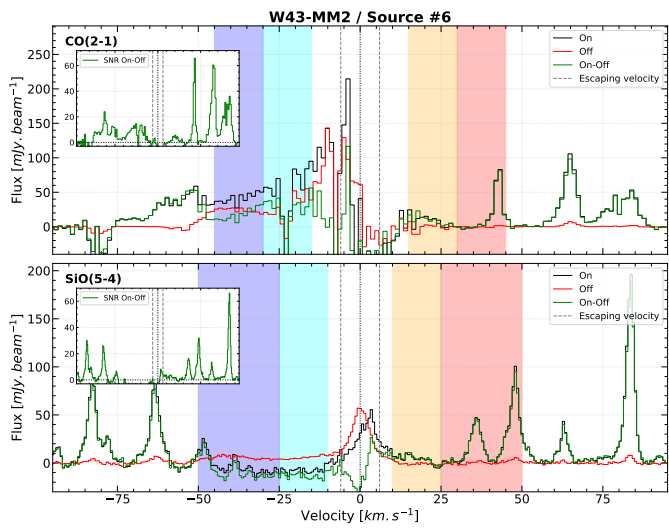


FIGURE A.11 – Suite.

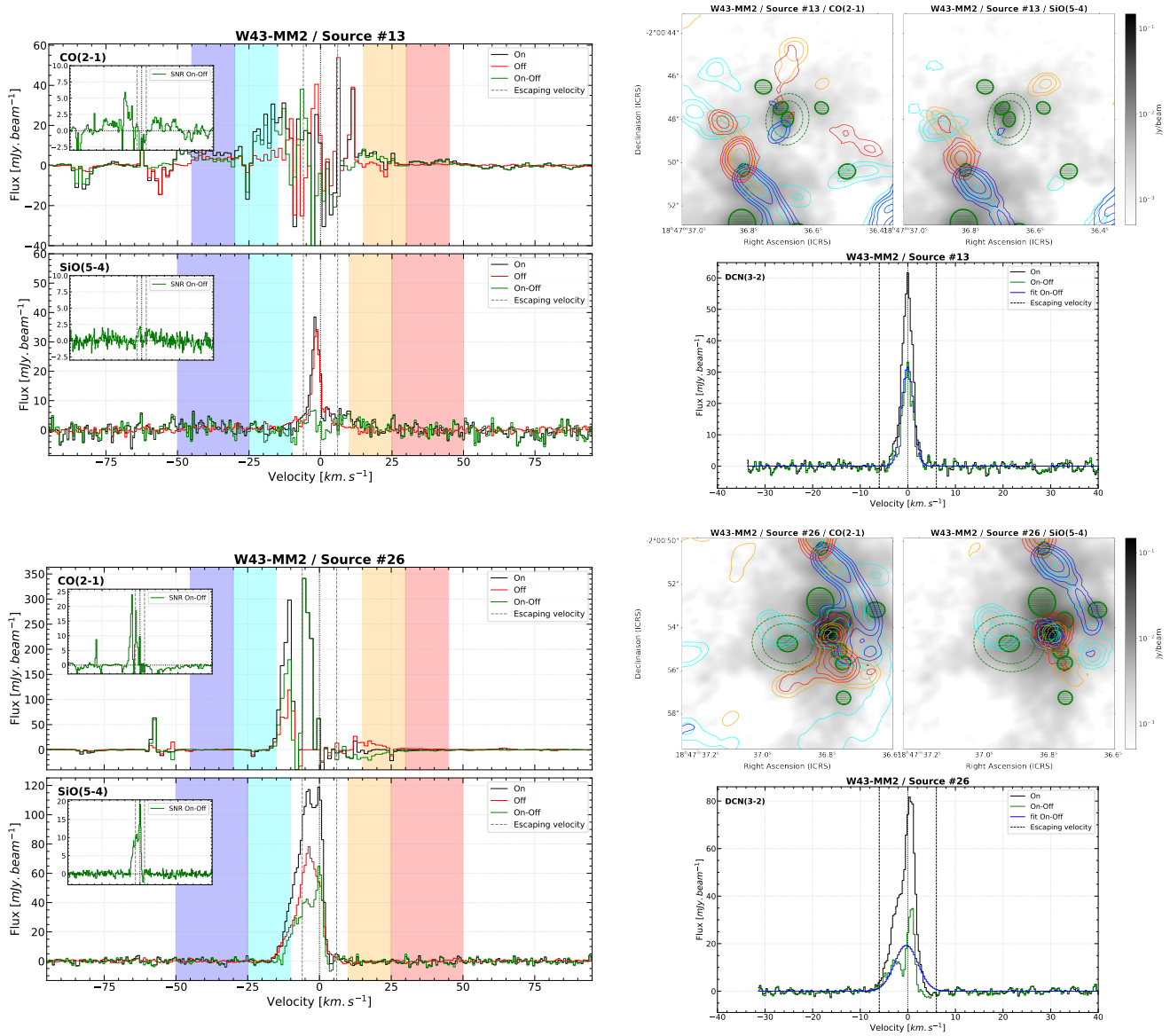


FIGURE A.11 – Suite.

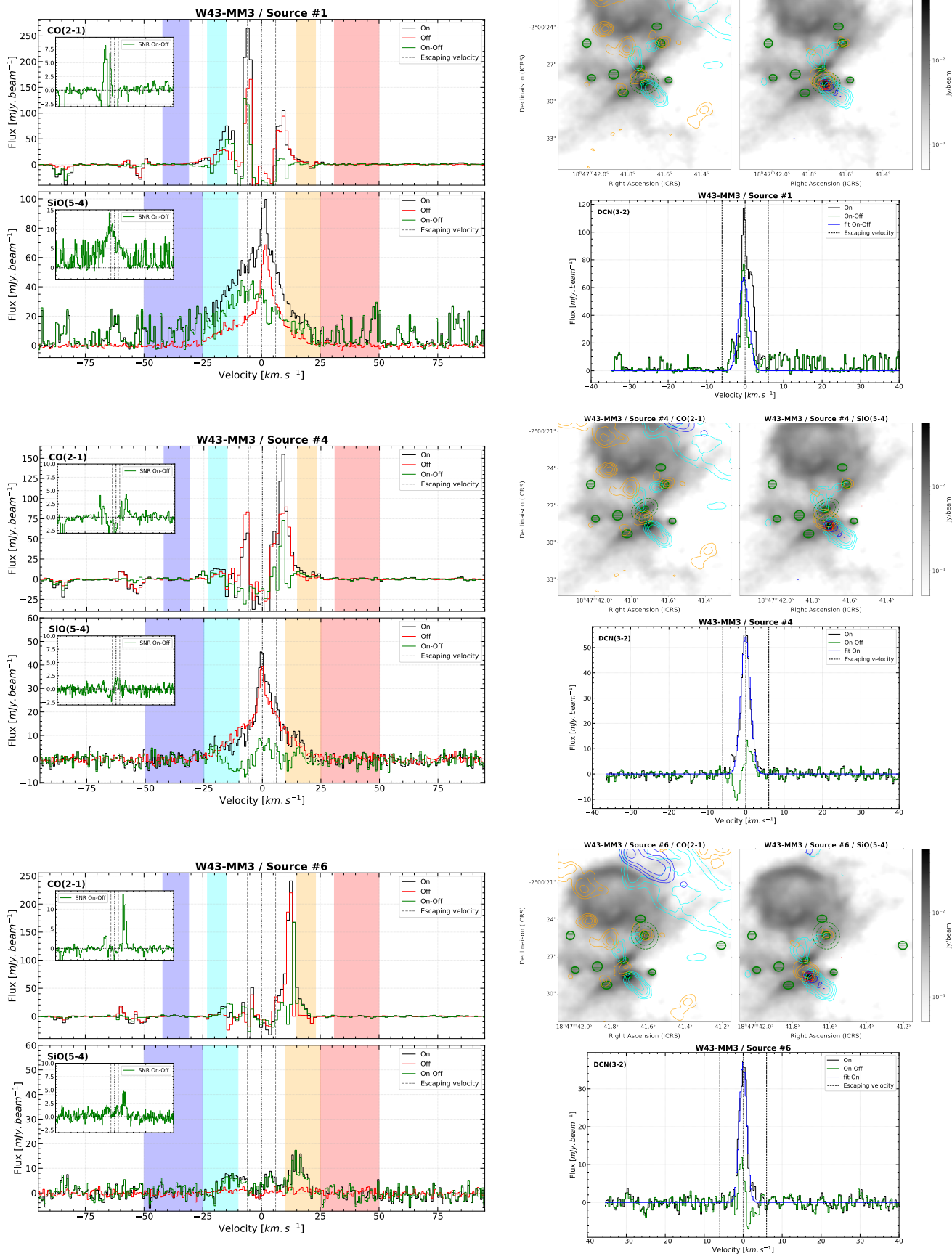


FIGURE A.12 – Spectres de CO et SiO (gauche) et cartes moléculaires de flots (haut droite) des cœurs protostellaires massifs de la région W43-MM3. Les contours de CO représentent 5, 10, 20 et 40 σ avec $\sigma = 14.3, 12.6, 10.8, 9.0$ mJy beam $^{-1}$ km s $^{-1}$ pour les contours cyans, bleus, oranges et rouges respectivement. Les contours de SiO représentent 5, 10, 20 et 40 σ , avec $\sigma = 5.7, 7.2, 5.5, 7.2$ mJy beam $^{-1}$ km s $^{-1}$ pour les contours cyans, bleus, oranges et rouges respectivement. Les spectres de DCN et leur ajustement gaussien, s'il a convergé, sont présentés en bas à droite.

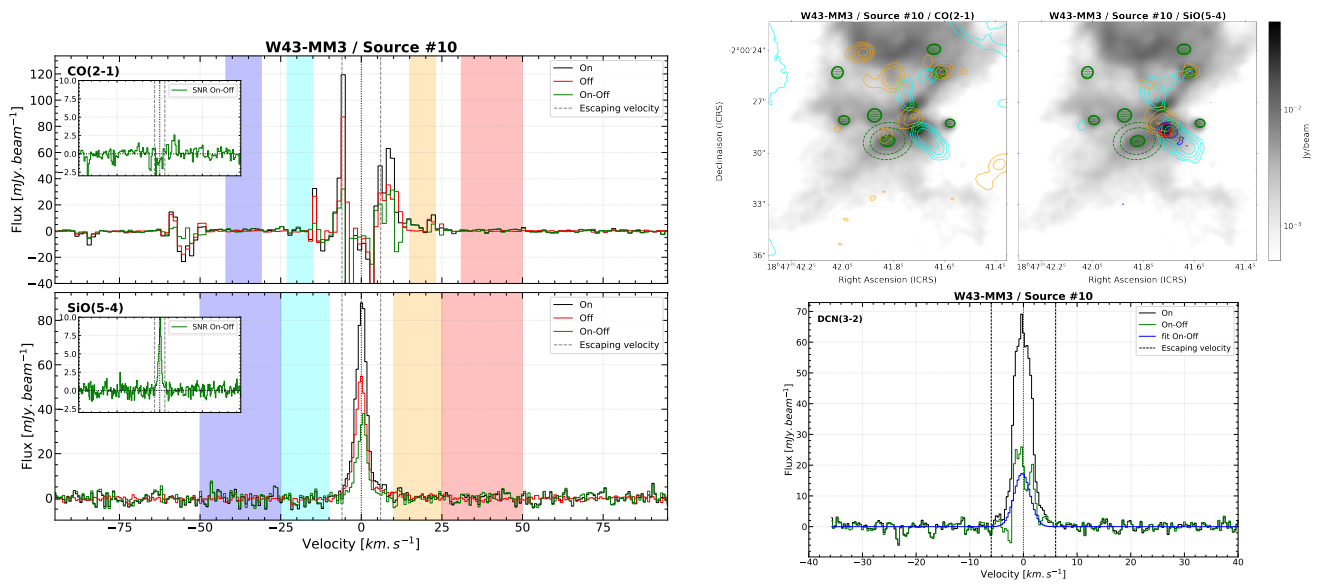


FIGURE A.12 – Suite.

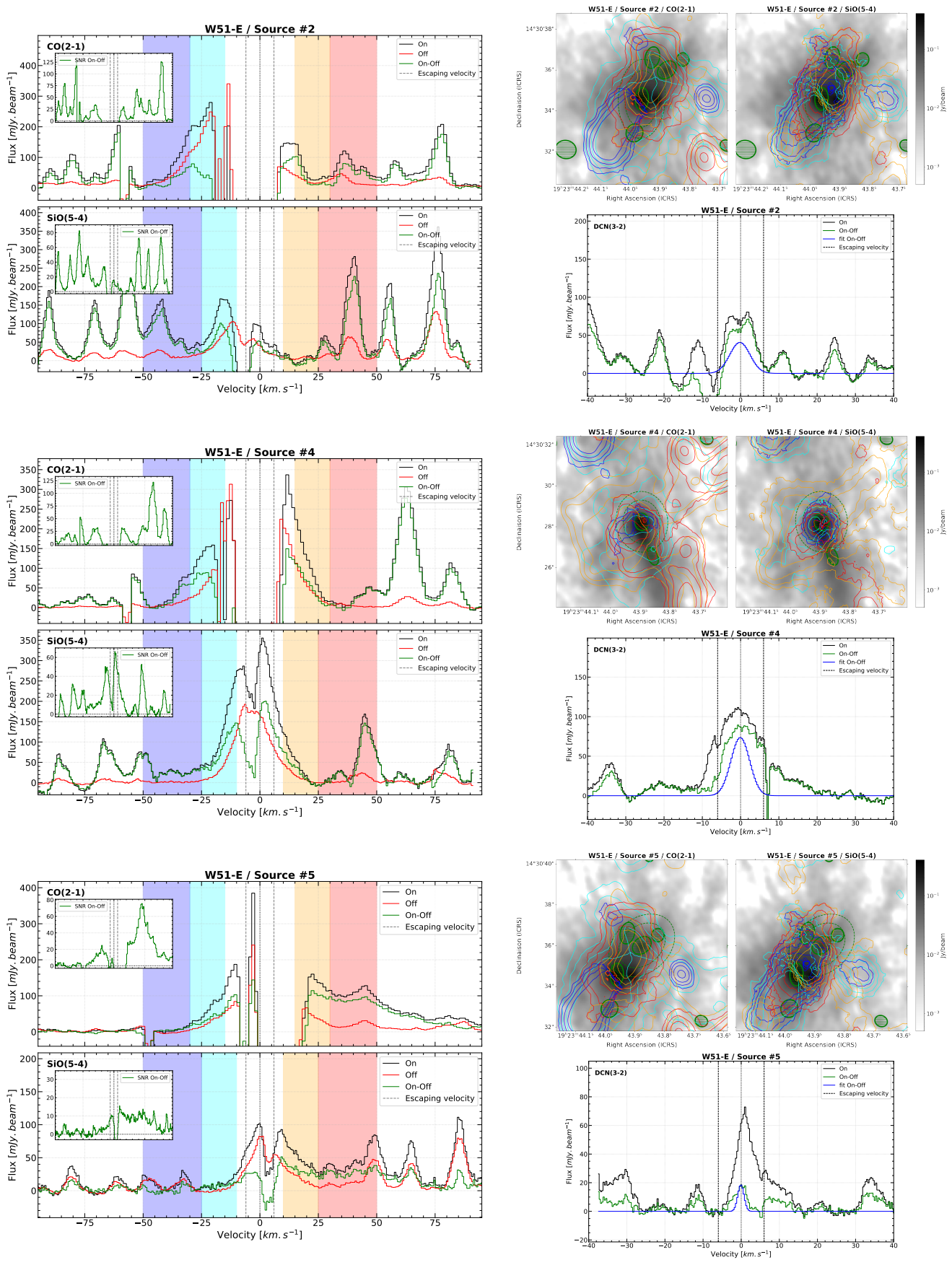


FIGURE A.13 – Spectres de CO et SiO (gauche) et cartes moléculaires de flots (haut droite) des cœurs protostellaires massifs de la région W51-E. Les contours de CO représentent 10, 20, 40 et 80 σ avec $\sigma = 13.3, 7.5, 25.7, 10.2$ mJy beam $^{-1}$ km s $^{-1}$ pour les contours cyans, bleus, oranges et rouges respectivement. Les contours de SiO représentent 10, 20, 40 et 80 σ , avec $\sigma = 4.7, 6.1, 4.6, 6.0$ mJy beam $^{-1}$ km s $^{-1}$ pour les contours cyans, bleus, oranges et rouges respectivement. Les spectres de DCN et leur ajustement gaussien, s'il a convergé, sont présentés en bas à droite.

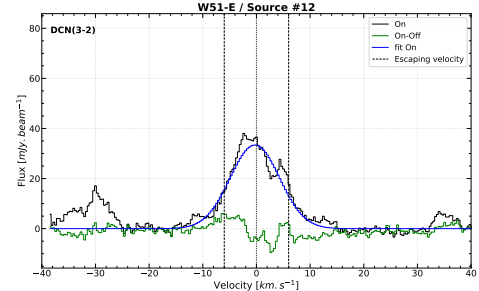
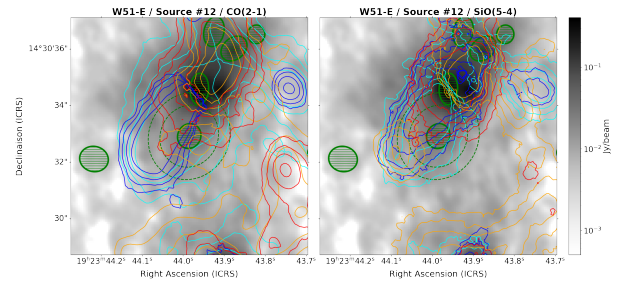
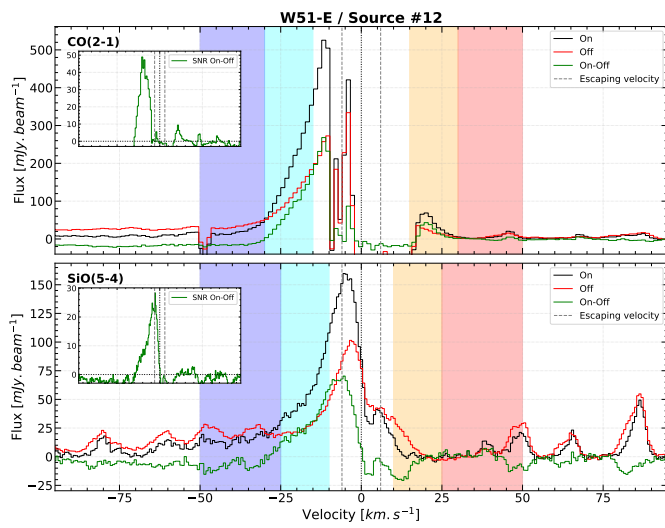
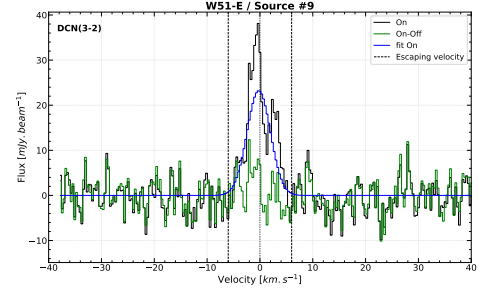
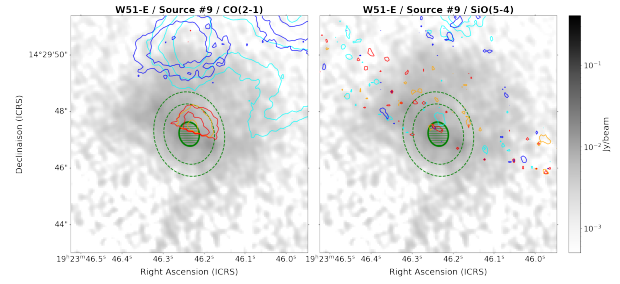
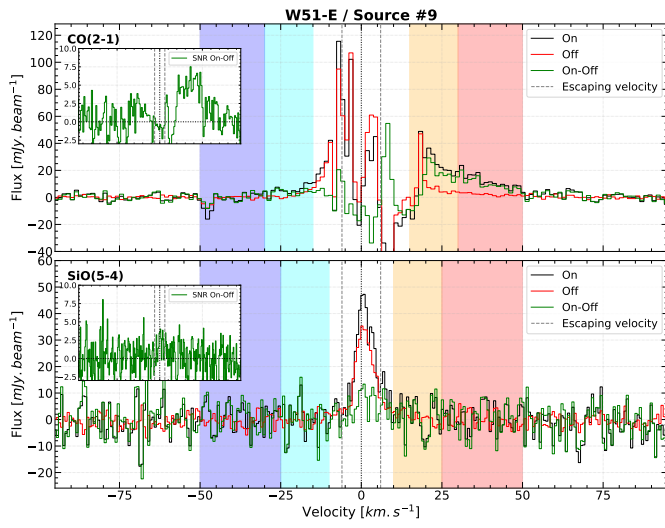
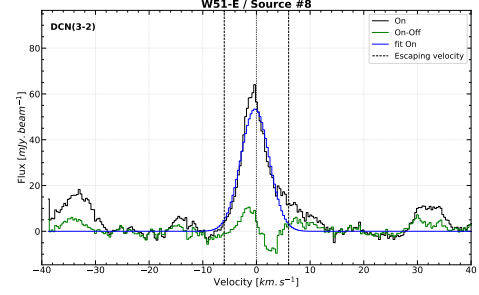
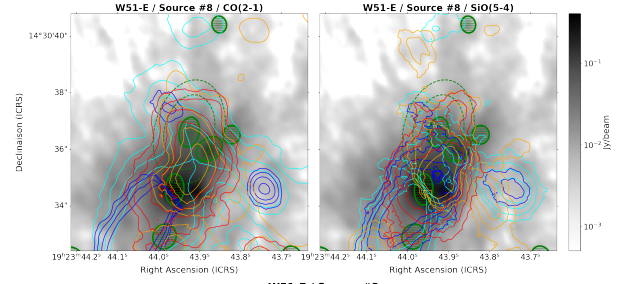
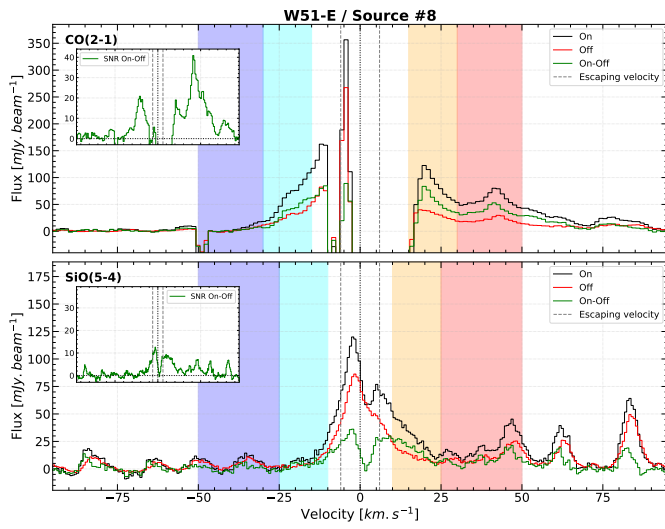


FIGURE A.13 – Suite.

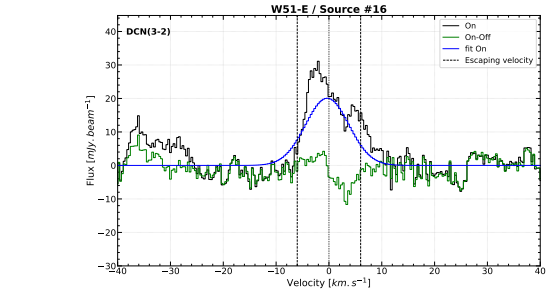
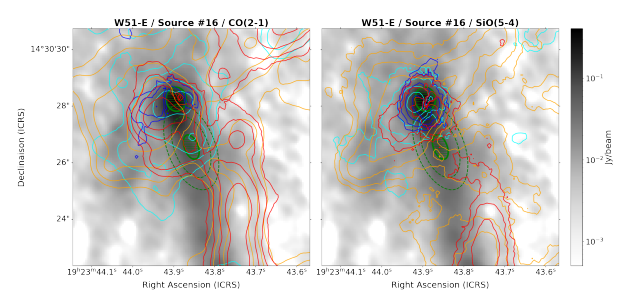
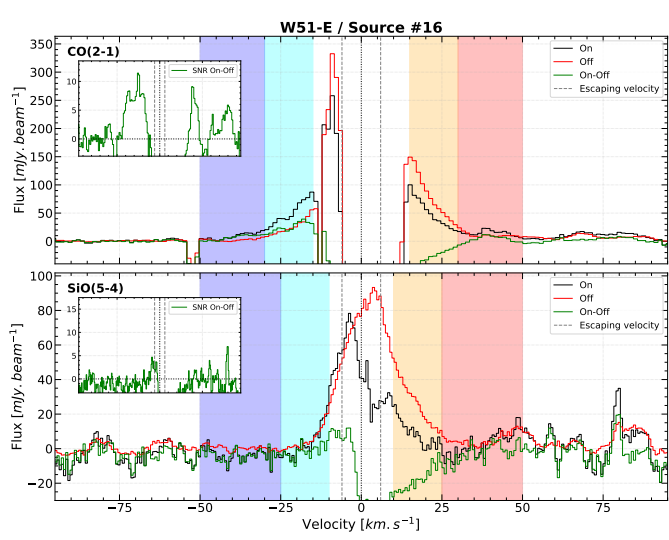
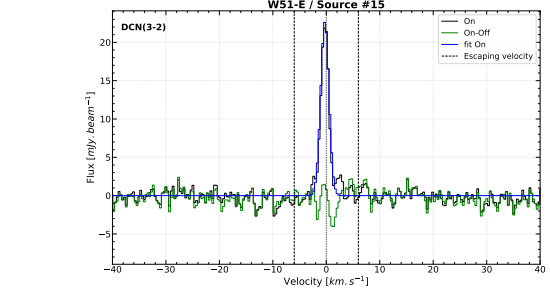
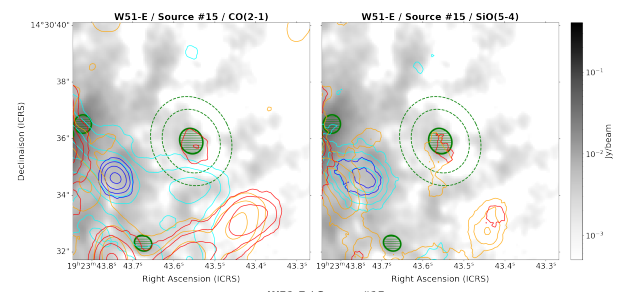
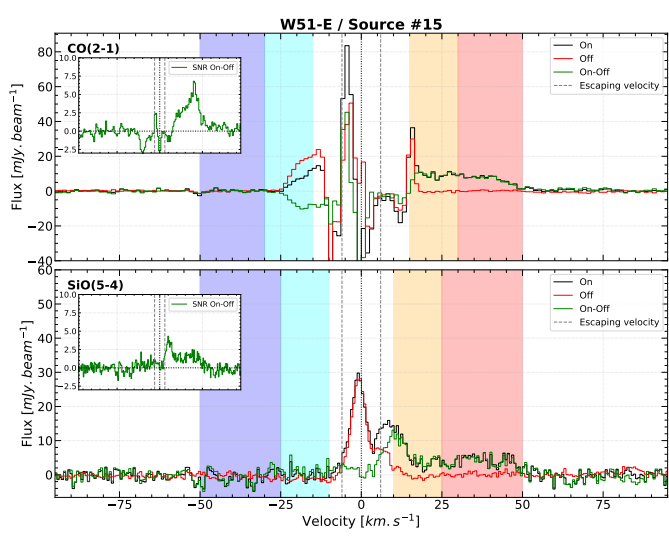
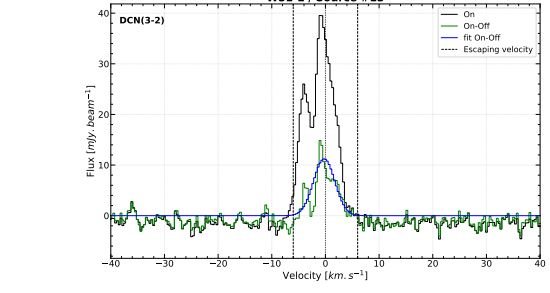
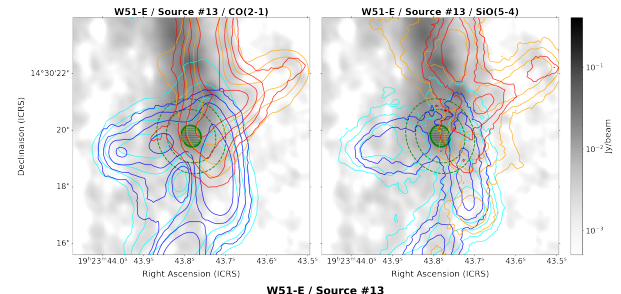
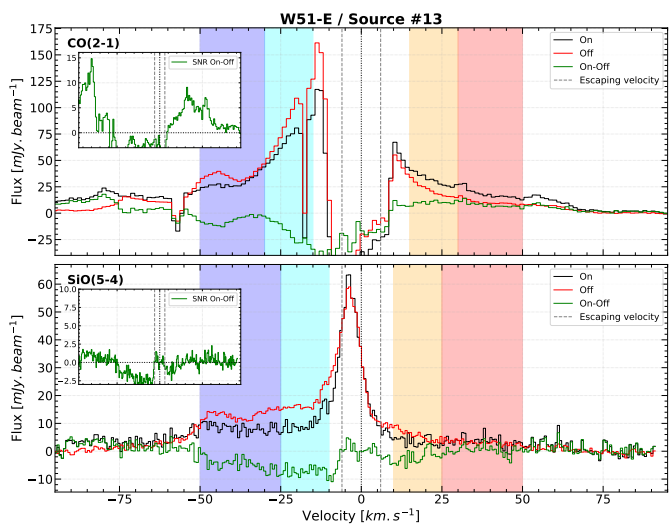


FIGURE A.13 – Suite.

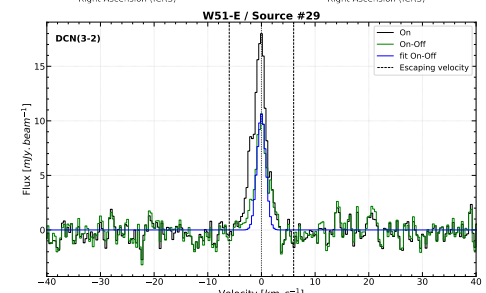
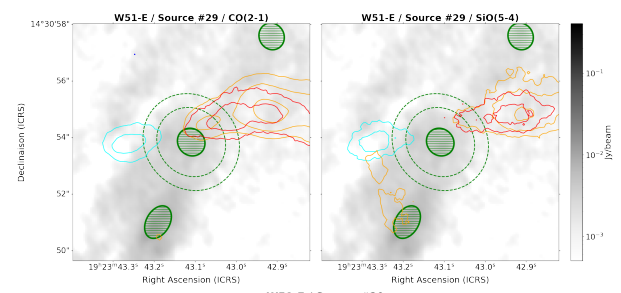
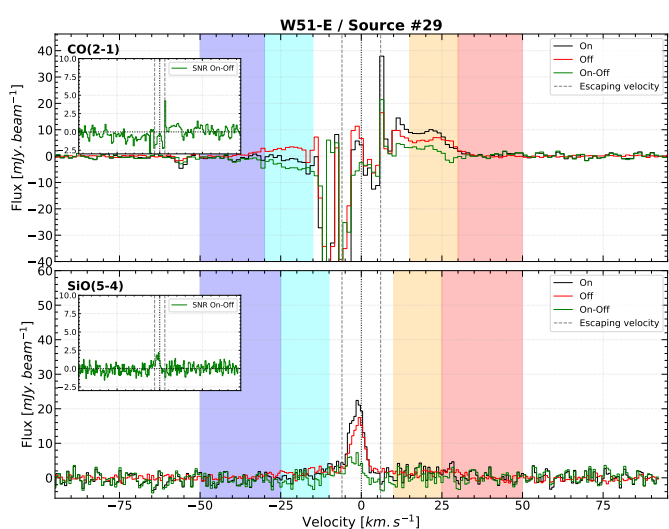
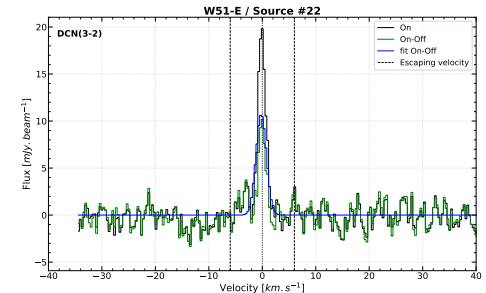
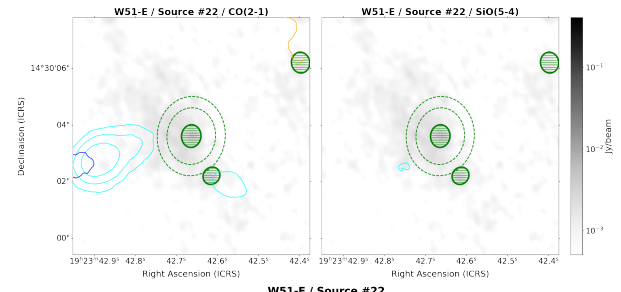
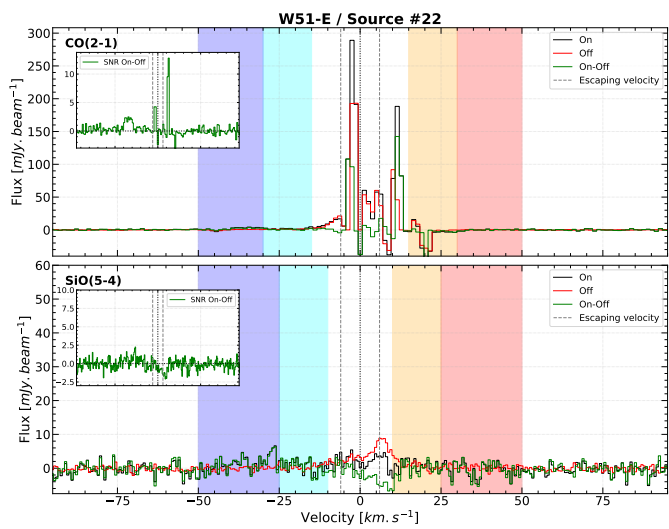
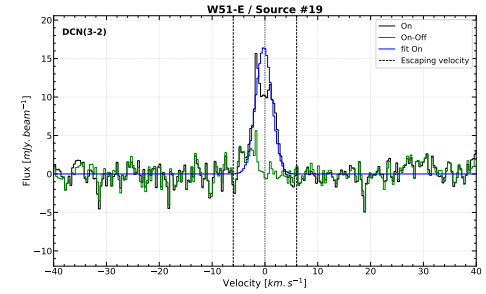
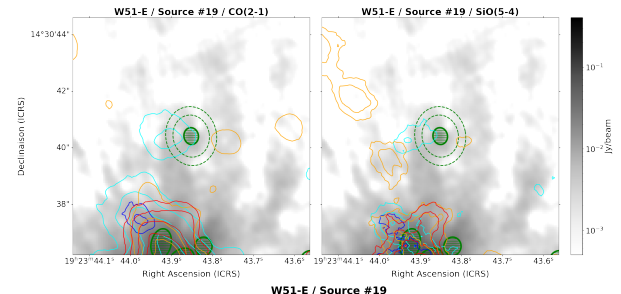
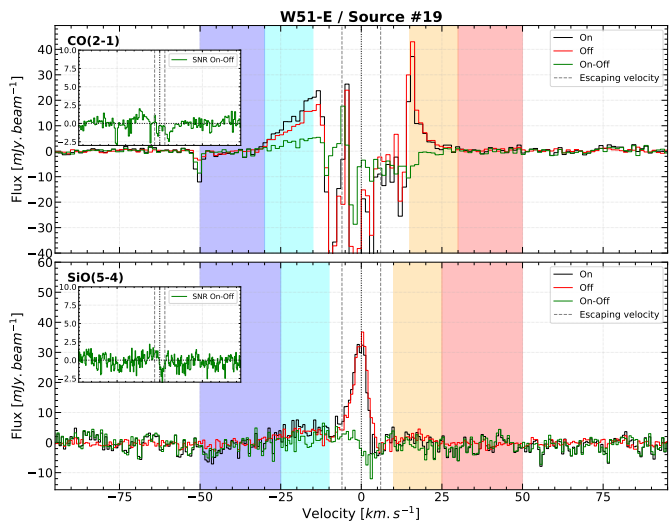


FIGURE A.13 – Suite.

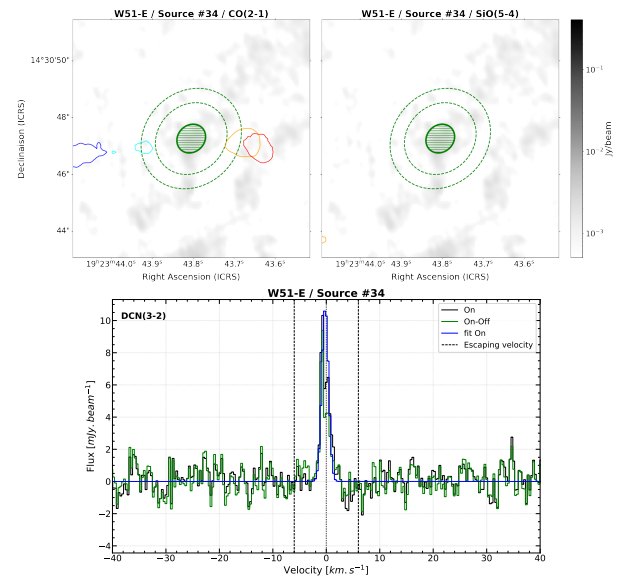
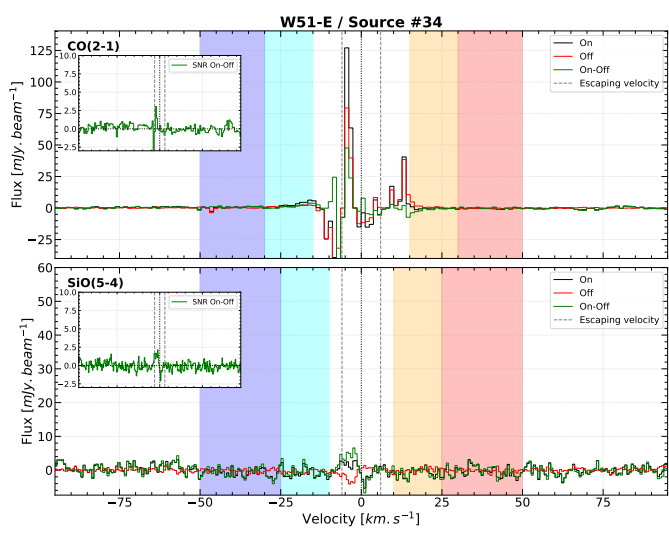


FIGURE A.13 – Suite.

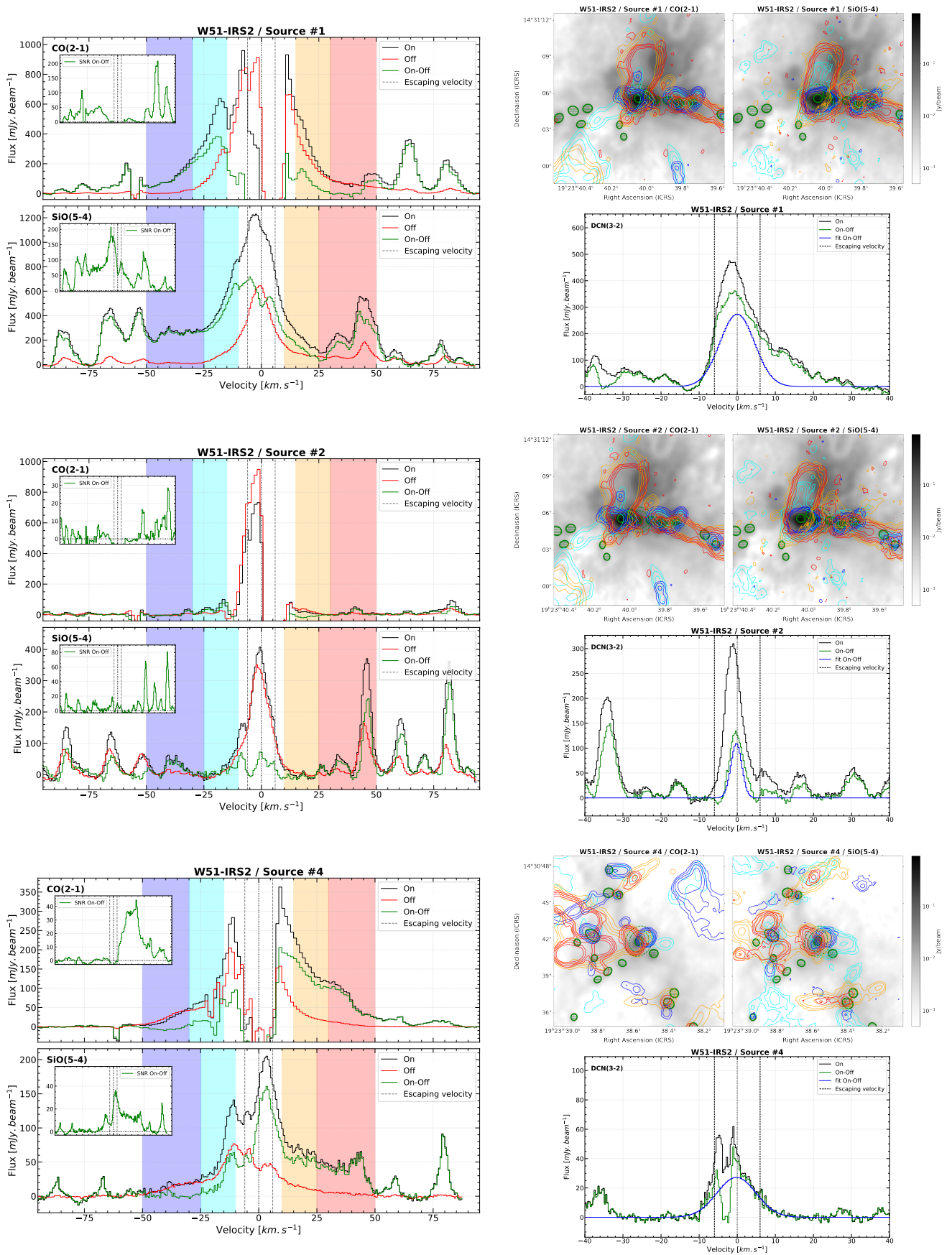


FIGURE A.14 – Spectres de CO et SiO (gauche) et cartes moléculaires de flots (haut droite) des cœurs protostellaires massifs de la région W51-IRS2. Les contours de CO représentent 5, 10, 20 et 40 σ avec $\sigma = 105.5, 13.8, 44.8, 13.2$ mJy beam $^{-1}$ km s $^{-1}$ pour les contours cyan, bleu, orange et rouge respectivement. Les contours de SiO représentent 5, 10, 20 et 40 σ , avec $\sigma = 5.9, 7.4, 6.2, 7.5$ mJy beam $^{-1}$ km s $^{-1}$ pour les contours cyan, bleu, orange et rouge respectivement. Les spectres de DCN et leur ajustement gaussien, s'il a convergé, sont présentés en bas à droite.

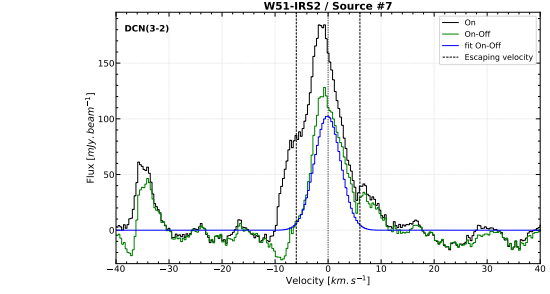
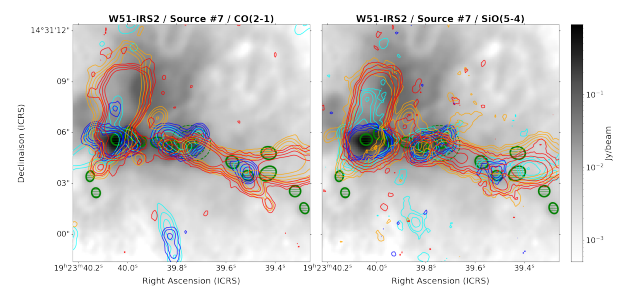
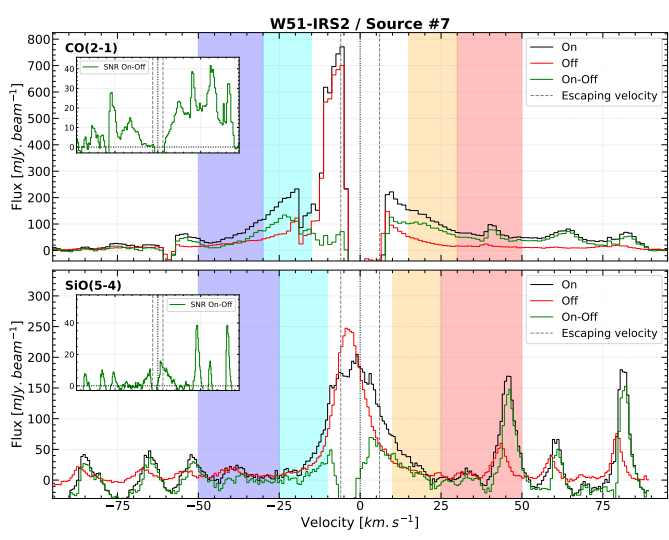
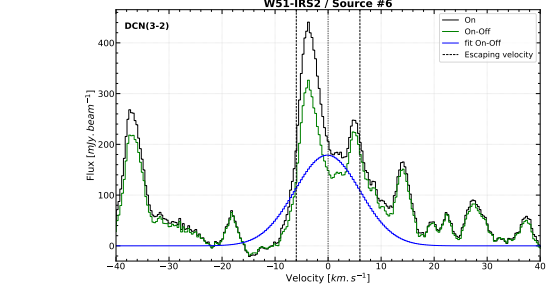
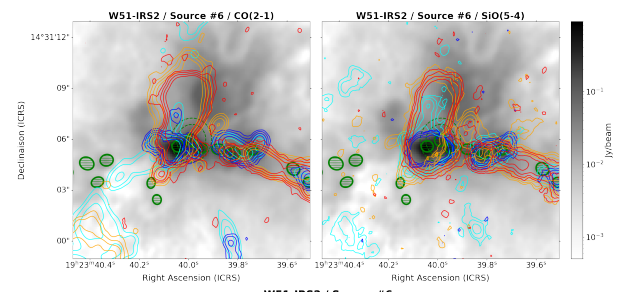
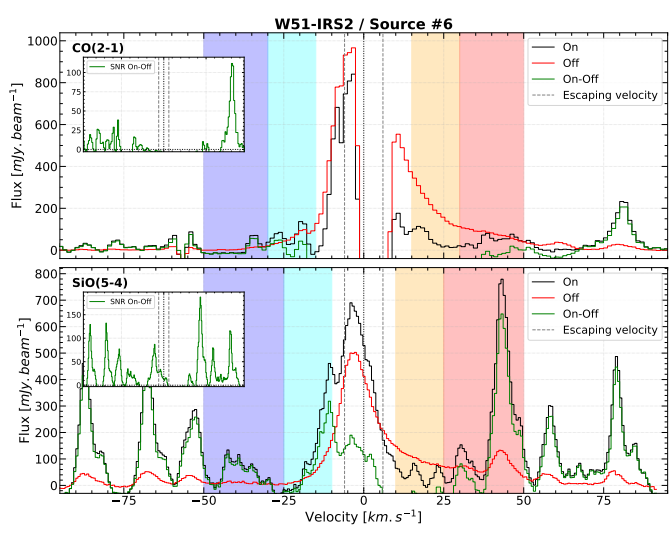
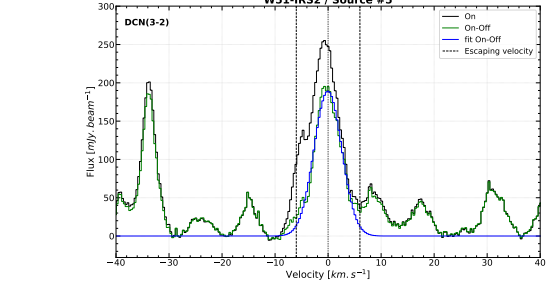
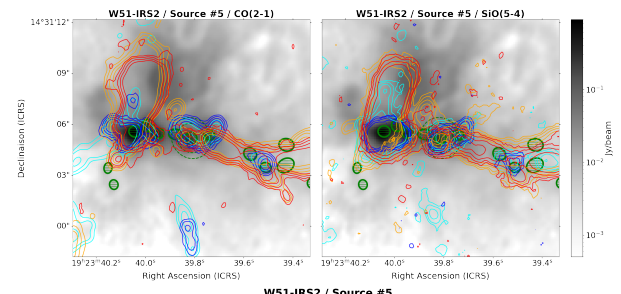
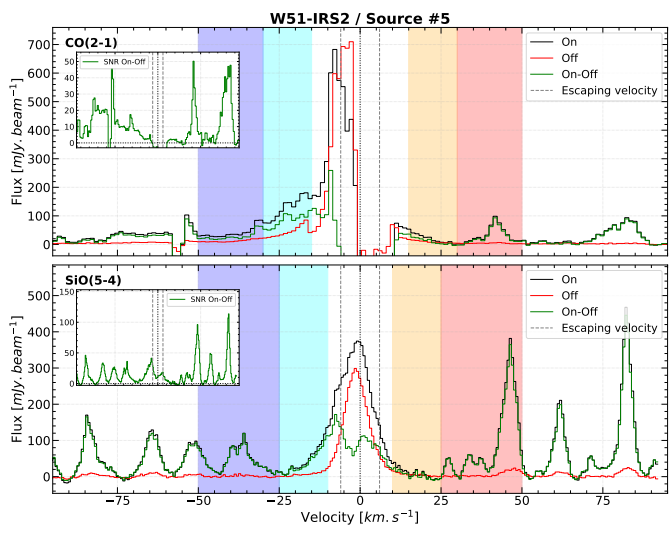


FIGURE A.14 – Suite.

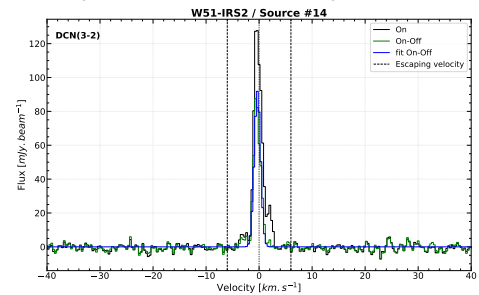
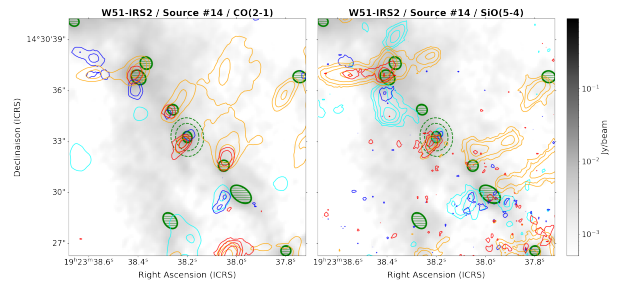
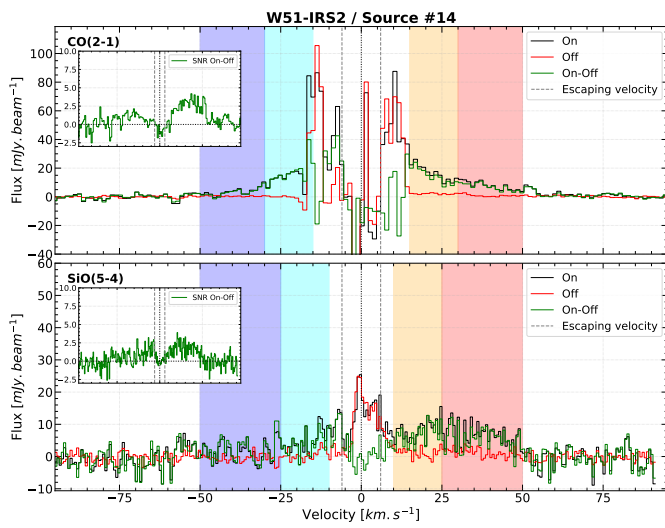
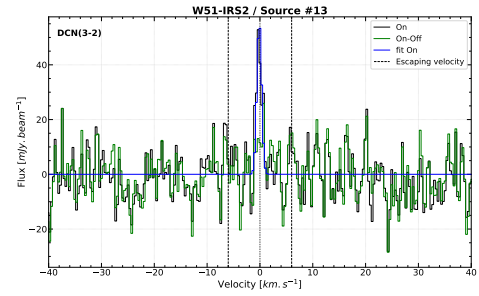
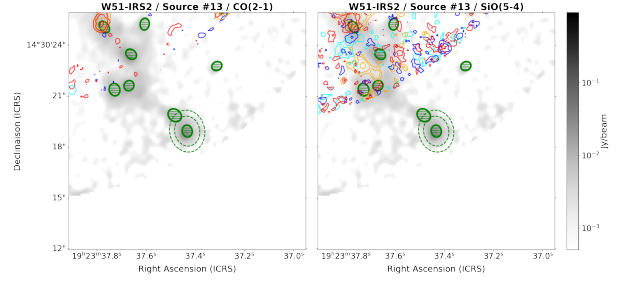
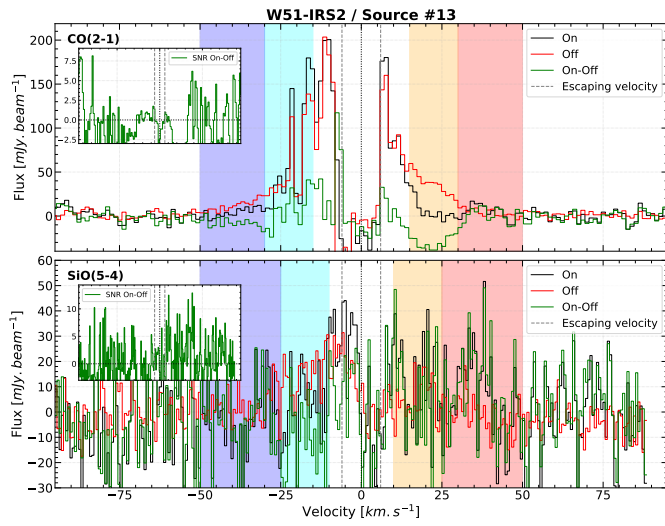
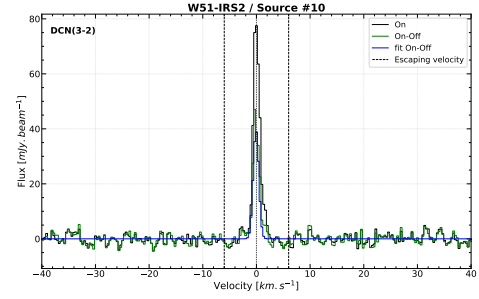
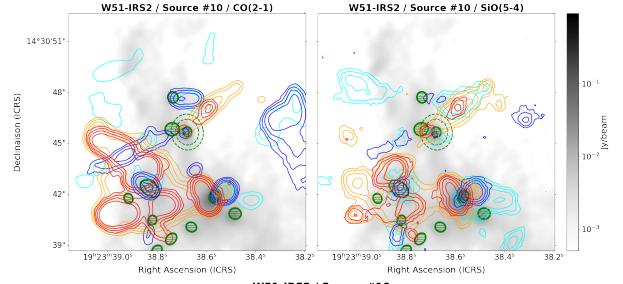
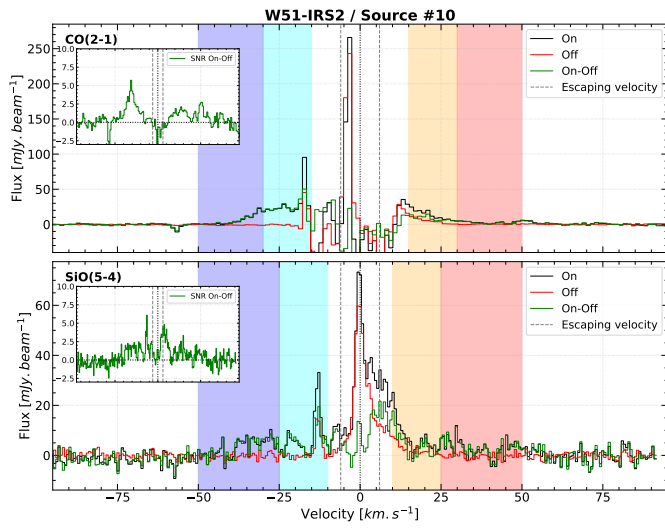


FIGURE A.14 – Suite.

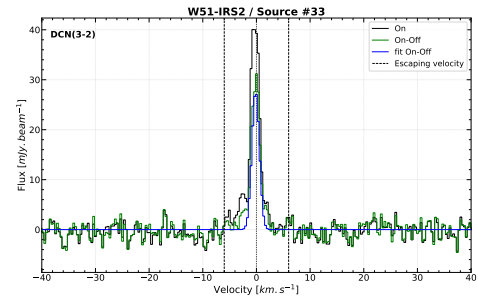
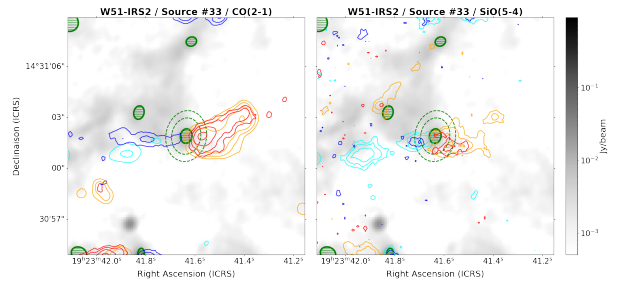
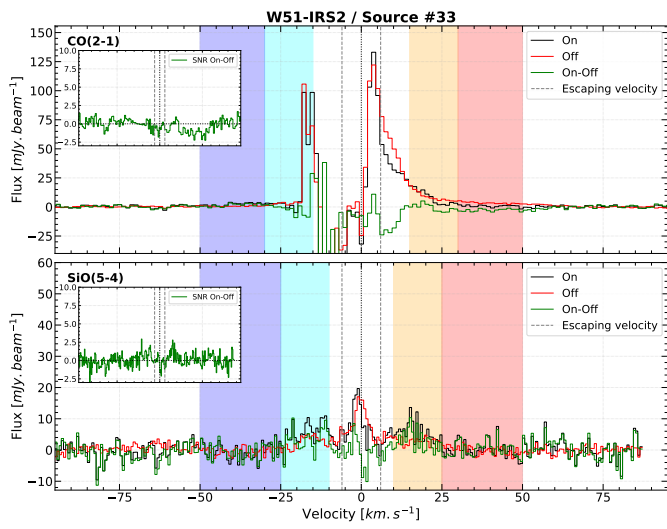
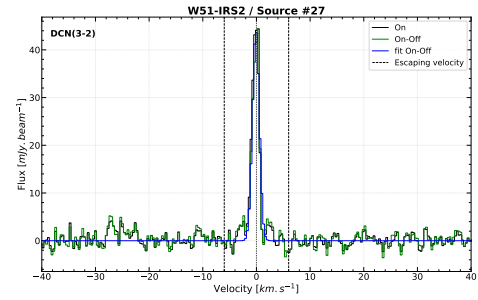
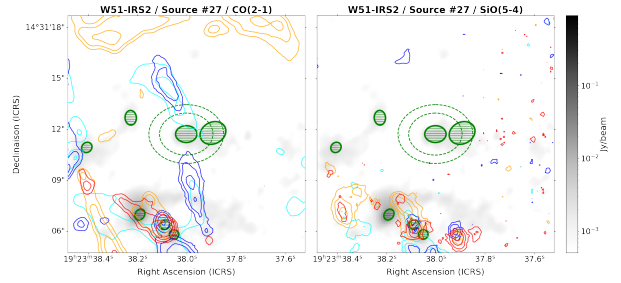
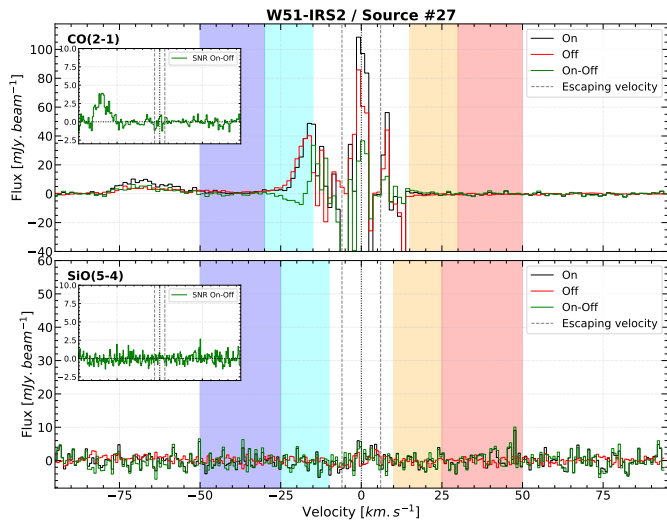
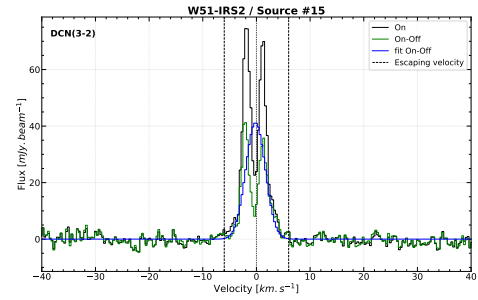
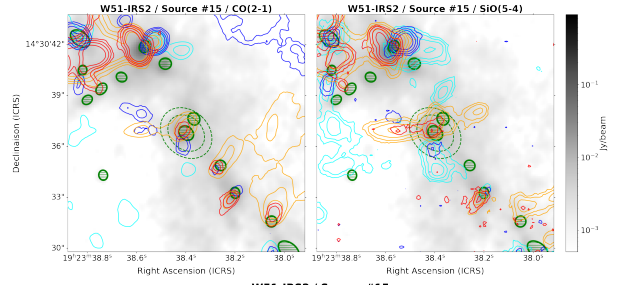
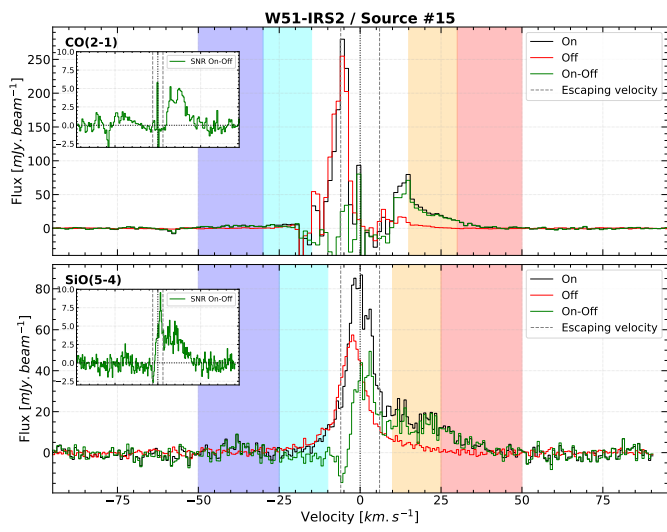


FIGURE A.14 – Suite.

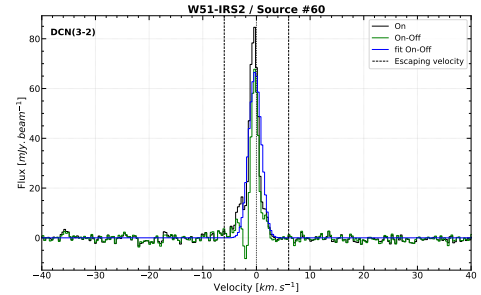
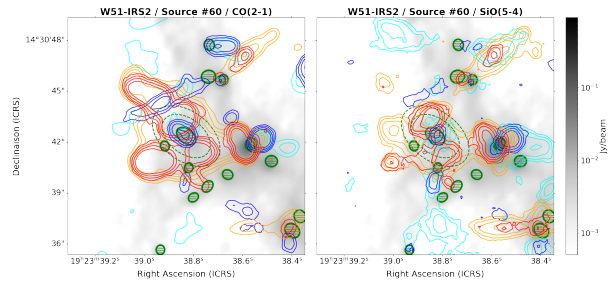
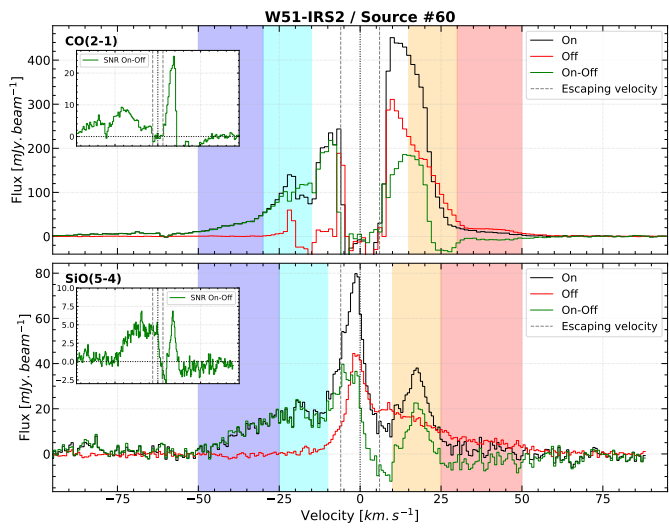
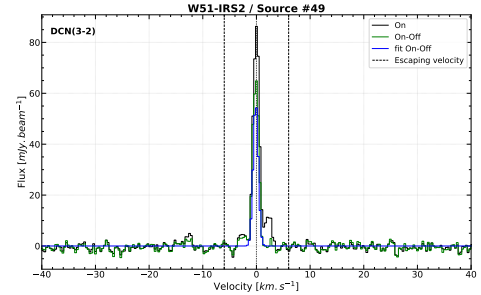
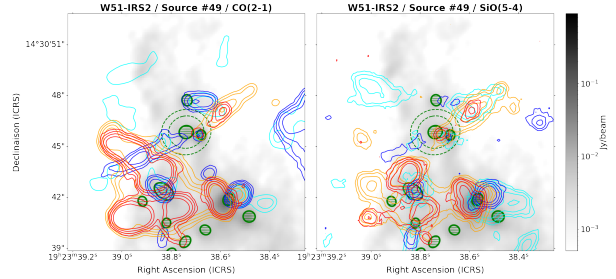
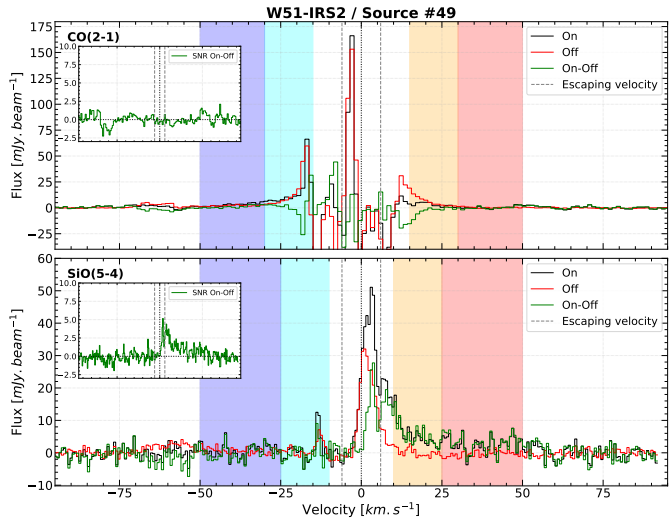
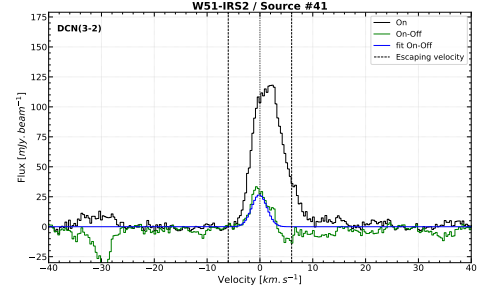
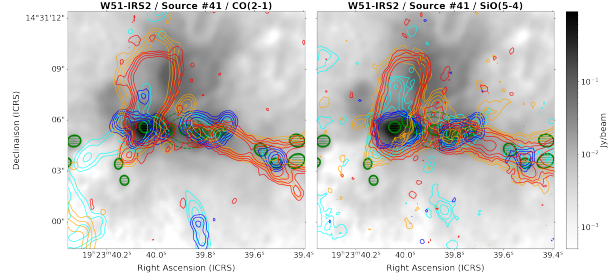
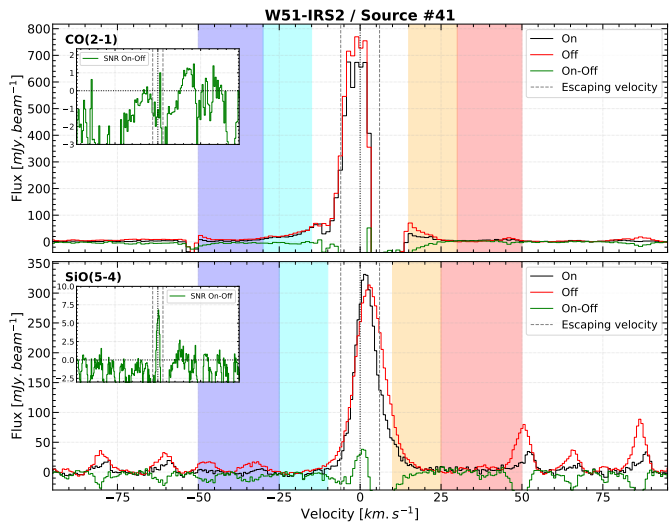


FIGURE A.14 – Suite.

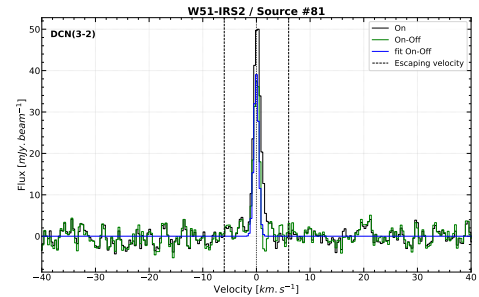
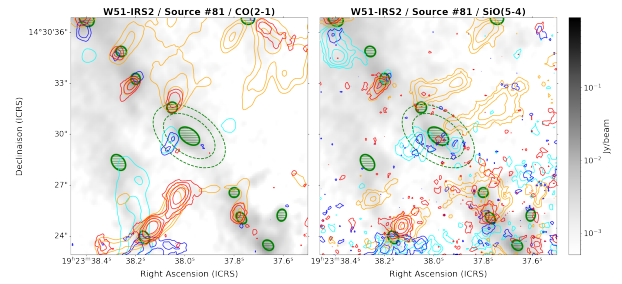
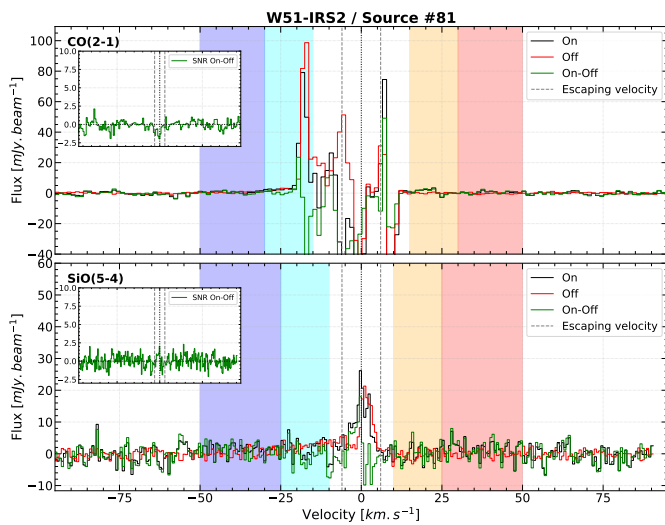
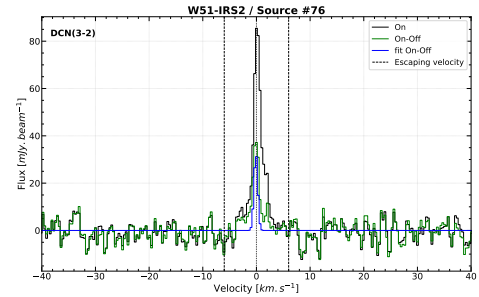
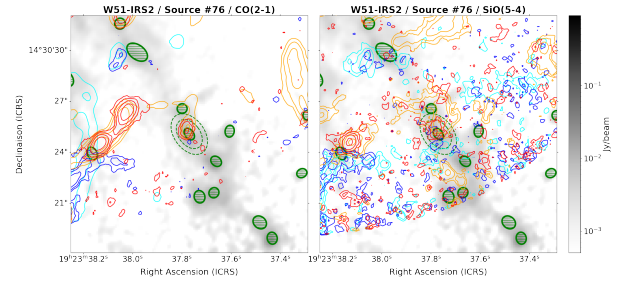
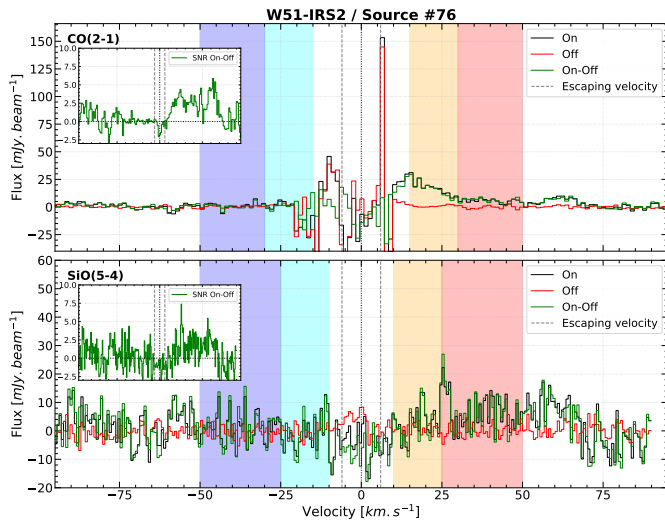
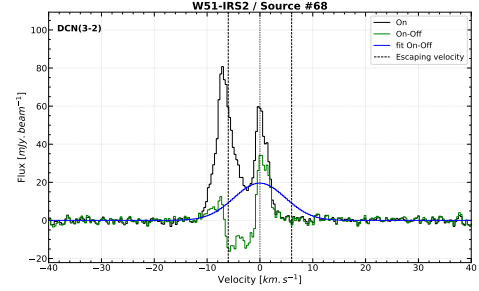
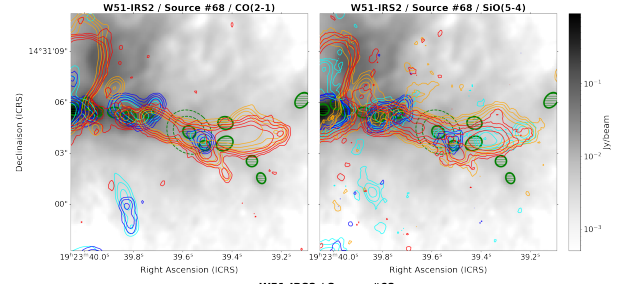
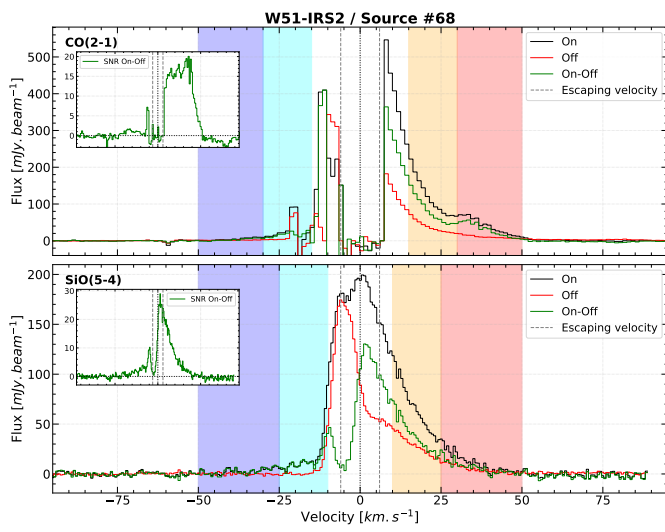


FIGURE A.14 – Suite.

Bibliographie

- Albertsson, T., Semenov, D. A., Vasyunin, A. I., Henning, T., and Herbst, E. (2013). New Extended Deuterium Fractionation Model : Assessment at Dense ISM Conditions and Sensitivity Analysis. *Astrophys. J. Supp. Series*, 207(2) :27.
- Álvarez-Gutiérrez, R. H., Stutz, A. M., Sandoval-Garrido, N., Louvet, F., Motte, F., Galván-Madrid, R., Cunningham, N., Sanhueza, P., Bonfand, M., Bontemps, S., Gusdorf, A., Ginsburg, A., Csengeri, T., Reyes, S. D., Salinas, J., Baug, T., Bronfman, L., Busquet, G., Díaz-González, D. J., Fernandez-Lopez, M., Guzmán, A., Koley, A., Liu, H. L., Olguin, F. A., Valeille-Manet, M., and Wyrowski, F. (2024). ALMA-IMF XIII : N₂H⁺ kinematic analysis on the intermediate protocluster G353.41. *arXiv e-prints*, page arXiv :2404.07363.
- André, P., Men'shchikov, A., Bontemps, S., Könyves, V., Motte, F., Schneider, N., Didelon, P., Minier, V., Saraceno, P., Ward-Thompson, D., di Francesco, J., White, G., Molinari, S., Testi, L., Abergel, A., Griffin, M., Henning, T., Royer, P., Merín, B., Vavrek, R., Attard, M., Arzoumanian, D., Wilson, C. D., Ade, P., Aussel, H., Baluteau, J. P., Benedettini, M., Bernard, J. P., Blommaert, J. A. D. L., Cambrésy, L., Cox, P., di Giorgio, A., Hargrave, P., Hennemann, M., Huang, M., Kirk, J., Krause, O., Launhardt, R., Leeks, S., Le Pennec, J., Li, J. Z., Martin, P. G., Maury, A., Olofsson, G., Omont, A., Peretto, N., Pezzuto, S., Prusti, T., Roussel, H., Russeil, D., Sauvage, M., Sibthorpe, B., Sicilia-Aguilar, A., Spinoglio, L., Waelkens, C., Woodcraft, A., and Zavagno, A. (2010). From filamentary clouds to prestellar cores to the stellar IMF : Initial highlights from the Herschel Gould Belt Survey. *Astron. Astrophys.*, 518 :L102.
- Andre, P., Ward-Thompson, D., and Barsony, M. (2000). From Prestellar Cores to Protostars : the Initial Conditions of Star Formation. In Mannings, V., Boss, A. P., and Russell, S. S., editors, *Protostars and Planets IV*, page 59.
- Arce, H. G., Shepherd, D., Gueth, F., Lee, C. F., Bachiller, R., Rosen, A., and Beuther, H. (2007). Molecular Outflows in Low- and High-Mass Star-forming Regions. In Reipurth, B., Jewitt, D., and Keil, K., editors, *Protostars and Planets V*, page 245.
- Armante, M., Gusdorf, A., Louvet, F., Motte, F., Pouteau, Y., Lesaffre, P., Galván-Madrid, R., Dell'Ova, P., Bonfand, M., Nony, T., Brouillet, N., Cunningham, N., Ginsburg, A., Men'shchikov, A., Bontemps, S., Díaz González, D., Csengeri, T., Fernández-López, M., González, M., Herpin, F., Liu, H. L., Sanhueza, P., Stutz, A. M., and Valeille-Manet, M. (2024). ALMA-IMF X – The core population in the evolved W33-Main (G012.80) protocluster. *arXiv e-prints*, page arXiv :2401.09203.
- Arzoumanian, D., Furuya, R. S., Hasegawa, T., Tahani, M., Sadavoy, S., Hull, C. L. H., Johnstone, D., Koch, P. M., Inutsuka, S., Doi, Y., Hoang, T., Onaka, T., Iwasaki, K., Shimajiri, Y., Inoue, T., Peretto, N., André, P., Bastien, P., Berry, D., Chen, H. R. V., Di Francesco,

- J., Eswaraiyah, C., Fanciullo, L., Fissel, L. M., Hwang, J., Kang, J. h., Kim, G., Kim, K. T., Kirchschrager, F., Kwon, W., Lee, C. W., Liu, H. L., Lyo, A. R., Pattle, K., Soam, A., Tang, X., Whitworth, A., Ching, T. C., Coudé, S., Wang, J. W., Ward-Thompson, D., Lai, S. P., Qiu, K., Bourke, T. L., Byun, D. Y., Chen, M., Chen, Z., Chen, W. P., Cho, J., Choi, Y., Choi, M., Chrysostomou, A., Chung, E. J., Dai, S., Diep, P. N., Duan, H. Y., Duan, Y., Eden, D., Fiege, J., Franzmann, E., Friberg, P., Fuller, G., Gledhill, T., Graves, S., Greaves, J., Griffin, M., Gu, Q., Han, I., Hatchell, J., Hayashi, S., Houde, M., Jeong, I. G., Kang, M., Kang, S. j., Kataoka, A., Kawabata, K., Kemper, F., Kim, M. R., Kim, K. H., Kim, J., Kim, S., Kirk, J., Kobayashi, M. I. N., Könyves, V., Kusune, T., Kwon, J., Lacaille, K., Law, C. Y., Lee, C. F., Lee, Y. H., Lee, S. S., Lee, H., Lee, J. E., Li, H. b., Li, D., Li, D. L., Liu, J., Liu, T., Liu, S. Y., Lu, X., Mairs, S., Matsumura, M., Matthews, B., Moriarty-Schieven, G., Nagata, T., Nakamura, F., Nakanishi, H., Ngoc, N. B., Ohashi, N., Park, G., Parsons, H., Pyo, T. S., Qian, L., Rao, R., Rawlings, J., Rawlings, M., Retter, B., Richer, J., Rigby, A., Saito, H., Savini, G., Scaife, A., Seta, M., Shinnaga, H., Tamura, M., Tang, Y. W., Tomisaka, K., Tram, L. N., Tsukamoto, Y., Viti, S., Wang, H., Xie, J., Yen, H. W., Yoo, H., Yuan, J., Yun, H. S., Zenko, T., Zhang, G., Zhang, C. P., Zhang, Y., Zhou, J., Zhu, L., de Looze, I., Dowell, C. D., Eyres, S., Falle, S., Friesen, R., Robitaille, J. F., and van Loo, S. (2021). Dust polarized emission observations of NGC 6334. BISTRO reveals the details of the complex but organized magnetic field structure of the high-mass star-forming hub-filament network. *Astron. Astrophys.*, 647 :A78.
- Avison, A., Fuller, G. A., Peretto, N., Duarte-Cabral, A., Rosen, A. L., Traficante, A., Pineda, J. E., Güsten, R., and Cunningham, N. (2021). Continuity of accretion from clumps to Class 0 high-mass protostars in SDC335. *Astron. Astrophys.*, 645 :A142.
- Bacciotti, F., Mundt, R., Ray, T. P., Eisloffel, J., Solf, J., and Camezind, M. (2000). Hubble Space Telescope STIS Spectroscopy of the Optical Outflow from DG Tauri : Structure and Kinematics on Subarcsecond Scales. *Astrophys. J., Letters*, 537(1) :L49–L52.
- Bally, J. (2016). Protostellar Outflows. *Annual Review of Astron. Astrophys.*, 54 :491–528.
- Barlach Christensen, I., Wyrowski, F., Veena, V. S., Beuther, H., Semenov, D., Menten, K. M., Jacob, A. M., Kim, W. J., Cunningham, N., Gieser, C., Hacar, A., Li, S., Schneider, N., Skrettas, I., and Winters, J. M. (2024). The Cygnus Allscale Survey of Chemistry and Dynamical Environments : CASCADE III. The large scale distribution of DCO+, DNC and DCN in the DR21 filament. *arXiv e-prints*, page arXiv :2406.09145.
- Barnes, A. T., Liu, J., Zhang, Q., Tan, J. C., Bigiel, F., Caselli, P., Cosentino, G., Fontani, F., Henshaw, J. D., Jiménez-Serra, I., Kalb, D. S., Law, C. Y., Longmore, S. N., Parker, R. J., Pineda, J. E., Sánchez-Monge, A., Lim, W., and Wang, K. (2023). Mother of dragons. A massive, quiescent core in the dragon cloud (IRDC G028.37+00.07). *Astron. Astrophys.*, 675 :A53.
- Bastian, N., Covey, K. R., and Meyer, M. R. (2010). A Universal Stellar Initial Mass Function ? A Critical Look at Variations. *Annual Review of Astron. Astrophys.*, 48 :339–389.
- Beltrán, M. T., Gueth, F., Guilloteau, S., and Dutrey, A. (2004). L1157 : Interaction of the molecular outflow with the Class 0 environment. *Astron. Astrophys.*, 416 :631–640.
- Bergin, E. A., Alves, J., Huard, T., and Lada, C. J. (2002). N₂H⁺ and C¹⁸O Depletion in a Cold Dark Cloud. *Astrophys. J., Letters*, 570(2) :L101–L104.

- Bergin, E. A. and Tafalla, M. (2007). Cold Dark Clouds : The Initial Conditions for Star Formation. *Annual Review of Astron. Astrophys.*, 45(1) :339–396.
- Beuther, H., Vlemmings, W. H. T., Rao, R., and van der Tak, F. F. S. (2010). Magnetic Field Structure in a High-mass Outflow/Disk System. *Astrophys. J., Letters*, 724(1) :L113–L117.
- Bhandare, A., Kuiper, R., Henning, T., Fendt, C., Marleau, G.-D., and Kölligan, A. (2018). First core properties : from low- to high-mass star formation. *Astron. Astrophys.*, 618 :A95.
- Blandford, R. D. and Payne, D. G. (1982). Hydromagnetic flows from accretion disks and the production of radio jets. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 199 :883–903.
- Bonfand, M., Csengeri, T., Bontemps, S., Brouillet, N., Motte, F., Louvet, F., Ginsburg, A., Cunningham, N., Galván-Madrid, R., Herpin, F., Wyrowski, F., Valeille-Manet, M., Stutz, A. M., Di Francesco, J., Gusdorf, A., Fernández-López, M., Lefloch, B., Liu, H.-L., Sanhueza, P., Álvarez-Gutiérrez, R. H., Olguin, F., Nony, T., Lopez-Sepulcre, A., Dell’Ova, P., Pouteau, Y., Jeff, D., Chen, H. R. V., Armante, M., Towner, A., Bronfman, L., and Kessler, N. (2024). ALMA-IMF XI : The sample of hot core candidates A rich population of young high-mass proto-stars unveiled by the emission of methyl formate. *arXiv e-prints*, page arXiv :2402.15023.
- Bonne, L., Bontemps, S., Schneider, N., Simon, R., Clarke, S. D., Csengeri, T., Chambers, E., Graf, U., Jackson, J. M., Klein, R., Okada, Y., Tielens, A. G. G. M., and Tiwari, M. (2023). Unveiling the Formation of the Massive DR21 Ridge. *Astrophys. J.*, 951(1) :39.
- Bonnell, I. A. and Bate, M. R. (2005). Binary systems and stellar mergers in massive star formation. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 362(3) :915–920.
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., Clarke, C. J., and Pringle, J. E. (2001). Competitive accretion in embedded stellar clusters. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 323(4) :785–794.
- Bonnell, I. A. and Davies, M. B. (1998). Mass segregation in young stellar clusters. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 295(3) :691–698.
- Bonnor, W. B. (1956). Boyle’s Law and gravitational instability. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 116 :351.
- Bontemps, S., André, P., Kaas, A. A., Nordh, L., Olofsson, G., Hultgren, M., Abergel, A., Blommaert, J., Boulanger, F., Burgdorf, M., Cesarsky, C. J., Cesarsky, D., Copet, E., Davies, J., Falgarone, E., Lagache, G., Montmerle, T., Pérault, M., Persi, P., Prusti, T., Puget, J. L., and Sibille, F. (2001). ISOCAM observations of the rho Ophiuchi cloud : Luminosity and mass functions of the pre-main sequence embedded cluster. *Astron. Astrophys.*, 372 :173–194.
- Bontemps, S., Andre, P., Terebey, S., and Cabrit, S. (1996). Evolution of outflow activity around low-mass embedded young stellar objects. *Astron. Astrophys.*, 311 :858–872.
- Bontemps, S., Motte, F., Csengeri, T., and Schneider, N. (2010). Fragmentation and mass segregation in the massive dense cores of Cygnus X. *Astron. Astrophys.*, 524 :A18.
- Boogert, A. C. A., Gerakines, P. A., and Whittet, D. C. B. (2015). Observations of the icy universe. *Annual Review of Astron. Astrophys.*, 53 :541–581.

- Brouillet, N., Despois, D., Molet, J., Nony, T., Motte, F., Gusdorf, A., Louvet, F., Bontemps, S., Herpin, F., Bonfand, M., Csengeri, T., Ginsburg, A., Cunningham, N., Galván-Madrid, R., Maud, L., Busquet, G., Bronfman, L., Fernández-López, M., Jeff, D. L., Lefloch, B., Pouteau, Y., Sanhueza, P., Stutz, A. M., and Valeille-Manet, M. (2022). ALMA-IMF. IV. A comparative study of the main hot cores in W43-MM1 : Detection, temperature, and molecular composition. *Astron. Astrophys.*, 665 :A140.
- Budaiev, N., Ginsburg, A., Jeff, D., Goddi, C., Meng, F., Sánchez-Monge, Á., Schilke, P., Schmiedeke, A., and Yoo, T. (2024). Protostellar Cores in Sagittarius B2 N and M. *Astrophys. J.*, 961(1) :4.
- Burbidge, E. M., Burbidge, G. R., Fowler, W. A., and Hoyle, F. (1957). Synthesis of the Elements in Stars. *Reviews of Modern Physics*, 29(4) :547–650.
- Cabrit, S., Edwards, S., Strom, S. E., and Strom, K. M. (1990). Forbidden-Line Emission and Infrared Excesses in T Tauri Stars : Evidence for Accretion-driven Mass Loss ? *Astrophys. J.*, 354 :687.
- Caselli, P., Benson, P. J., Myers, P. C., and Tafalla, M. (2002). Dense Cores in Dark Clouds. XIV. N_2H^+ (1-0) Maps of Dense Cloud Cores. *Astrophys. J.*, 572(1) :238–263.
- Chapman, J. F., Millar, T. J., Wardle, M., Burton, M. G., and Walsh, A. J. (2009). Cyanopolynes in hot cores : modelling G305.2+0.2. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 394(1) :221–230.
- Ching, T.-C., Lai, S.-P., Zhang, Q., Girart, J. M., Qiu, K., and Liu, H. B. (2018). Interactions Between Gas Dynamics and Magnetic Fields in the Massive Dense Cores of the DR21 Filament. *Astrophys. J.*, 865(2) :110.
- Clark, P. C., Glover, S. C. O., Ragan, S. E., and Duarte-Cabral, A. (2019). Tracing the formation of molecular clouds via [C II], [C I], and CO emission. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 486(4) :4622–4637.
- Codella, C., Bachiller, R., and Viti, S. (2023). The Distribution of High-excitation OCS Emission Around the Cep A-East Protostellar Cluster. *Research Notes of the American Astronomical Society*, 7(10) :219.
- Commerçon, B., González, M., Mignon-Risse, R., Hennebelle, P., and Vaytet, N. (2022). Discs and outflows in the early phases of massive star formation : Influence of magnetic fields and ambipolar diffusion. *Astron. Astrophys.*, 658 :A52.
- Commerçon, B., Hennebelle, P., and Henning, T. (2011). Collapse of Massive Magnetized Dense Cores Using Radiation Magnetohydrodynamics : Early Fragmentation Inhibition. *Astrophys. J., Letters*, 742(1) :L9.
- Contreras, Y., Sanhueza, P., Jackson, J. M., Guzmán, A. E., Longmore, S., Garay, G., Zhang, Q., Nguyen-Lu’o’ng, Q., Tatematsu, K., Nakamura, F., Sakai, T., Ohashi, S., Liu, T., Saito, M., Gomez, L., Rathborne, J., and Whitaker, S. (2018). Infall Signatures in a Prestellar Core Embedded in the High-mass 70 μm Dark IRDC G331.372-00.116. *Astrophys. J.*, 861(1) :14.
- Crowther, P. A., Caballero-Nieves, S. M., Bostroem, K. A., Maíz Apellániz, J., Schneider, F. R. N., Walborn, N. R., Angus, C. R., Brott, I., Bonanos, A., de Koter, A., de Mink, S. E., Evans, C. J., Gräfener, G., Herrero, A., Howarth, I. D., Langer, N., Lennon, D. J., Puls, J.,

- Sana, H., and Vink, J. S. (2016). The R136 star cluster dissected with Hubble Space Telescope/STIS. I. Far-ultraviolet spectroscopic census and the origin of He II $\lambda 1640$ in young star clusters. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 458(1) :624–659.
- Crutcher, R. M. (2012). Magnetic Fields in Molecular Clouds. *Annual Review of Astron. Astrophys.*, 50 :29–63.
- Csengeri, T., Bontemps, S., Schneider, N., Motte, F., Gueth, F., and Hora, J. L. (2011). Convergent Flows and Low-velocity Shocks in DR21(OH). *Astrophys. J., Letters*, 740(1) :L5.
- Csengeri, T., Bontemps, S., Wyrowski, F., Belloche, A., Menten, K. M., Leurini, S., Beuther, H., Bronfman, L., Commerçon, B., Chapillon, E., Longmore, S., Palau, A., Tan, J. C., and Urquhart, J. S. (2018). Search for high-mass protostars with ALMA revealed up to kiloparsec scales (SPARKS). I. Indication for a centrifugal barrier in the environment of a single high-mass envelope. *Astron. Astrophys.*, 617 :A89.
- Csengeri, T., Bontemps, S., Wyrowski, F., Megeath, S. T., Motte, F., Sanna, A., Wienen, M., and Menten, K. M. (2017). The ATLASGAL survey : The sample of young massive cluster progenitors. *Astron. Astrophys.*, 601 :A60.
- Csengeri, T., Urquhart, J. S., Schuller, F., Motte, F., Bontemps, S., Wyrowski, F., Menten, K. M., Bronfman, L., Beuther, H., Henning, T., Testi, L., Zavagno, A., and Walmsley, M. (2014). The ATLASGAL survey : a catalog of dust condensations in the Galactic plane. *Astron. Astrophys.*, 565 :A75.
- Cunningham, N., Ginsburg, A., Galván-Madrid, R., Motte, F., Csengeri, T., Stutz, A. M., Fernández-López, M., Álvarez-Gutiérrez, R. H., Armante, M., Baug, T., Bonfand, M., Bontemps, S., Braine, J., Brouillet, N., Busquet, G., Díaz-González, D. J., Di Francesco, J., Gusdorf, A., Herpin, F., Liu, H., López-Sepulcre, A., Louvet, F., Lu, X., Maud, L., Nony, T., Olguin, F. A., Pouteau, Y., Rivera-Soto, R., Sandoval-Garrido, N. A., Sanhueza, P., Tatematsu, K., Towner, A. P. M., and Vaille-Manet, M. (2023). ALMA-IMF VII – First release of the full spectral line cubes :Core kinematics traced by DCN J=(3-2). *arXiv e-prints*, page arXiv :2306.14710.
- Cyganowski, C. J., Brogan, C. L., Hunter, T. R., Graninger, D., Öberg, K. I., Vasyunin, A., Zhang, Q., Friesen, R., and Schnee, S. (2014). G11.92-0.61-MM2 : A Bonafide Massive Prestellar Core? *Astrophys. J., Letters*, 796(1) :L2.
- Cyganowski, C. J., Ilee, J. D., Brogan, C. L., Hunter, T. R., Zhang, S., Harries, T. J., and Harworth, T. J. (2022). Discovery of a 500 au Protobinary in the Massive Prestellar Core G11.92-0.61 MM2. *Astrophys. J., Letters*, 931(2) :L31.
- Dalgarno, A. and Lepp, S. (1984). Deuterium fractionation mechanisms in interstellar clouds. *Astrophys. J., Letters*, 287 :L47–L50.
- Dell’Ova, P., Motte, F., Gusdorf, A., Pouteau, Y., Men’shchikov, A., Diaz-Gonzalez, D., Galván-Madrid, R., Lesaffre, P., Didelon, P., Stutz, A. M., Towner, A. P. M., Marsh, K., Whitworth, A., Armante, M., Bonfand, M., Nony, T., Vaille-Manet, M., Bontemps, S., Csengeri, T., Cunningham, N., Ginsburg, A., Louvet, F., Alvarez-Gutierrez, R. H., Brouillet, N., Salinas, J., Sanhueza, P., Nakamura, F., Nguyen Luong, Q., Baug, T., Fernandez-Lopez, M., Liu, H. L., and Olguin, F. (2024). ALMA-IMF XII : Point-process mapping of 15 massive protoclusters. *arXiv e-prints*, page arXiv :2407.07610.

- Dishoeck, E., Kristensen, L., Benz, A., Bergin, E., Caselli, P., Cernicharo, J., Herpin, F., Hogerheijde, M., Johnstone, D., Liseau, R., Nisini, B., Shipman, R., Tafalla, M., Tak, F., Wyrowski, F., Baudry, A., Bontemps, S., Braine, J., Chavarría, L., and Marseille, M. (2011). Water in star-forming regions with the herchel space observatory (wish). i. overview of key program and first results. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 123.
- Draine, B. T. (2011). *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium*.
- Duarte-Cabral, A., Bontemps, S., Motte, F., Hennemann, M., Schneider, N., and André, P. (2013). CO outflows from high-mass Class 0 protostars in Cygnus-X. *Astron. Astrophys.*, 558 :A125.
- Dunham, M. M., Arce, H. G., Allen, L. E., Evans, Neal J., I., Broekhoven-Fiene, H., Chapman, N. L., Cieza, L. A., Gutermuth, R. A., Harvey, P. M., Hatchell, J., Huard, T. L., Kirk, J. M., Matthews, B. C., Merín, B., Miller, J. F., Peterson, D. E., and Spezzi, L. (2013). The Luminosities of Protostars in the Spitzer c2d and Gould Belt Legacy Clouds. *Astronom. J.*, 145(4) :94.
- Dunham, M. M., Crapsi, A., Evans, Neal J., I., Bourke, T. L., Huard, T. L., Myers, P. C., and Kauffmann, J. (2008). Identifying the Low-Luminosity Population of Embedded Protostars in the c2d Observations of Clouds and Cores. *Astrophys. J. Supp. Series*, 179(1) :249–282.
- Dunham, M. M., Stutz, A. M., Allen, L. E., Evans, N. J., I., Fischer, W. J., Megeath, S. T., Myers, P. C., Offner, S. S. R., Poteet, C. A., Tobin, J. J., and Vorobyov, E. I. (2014). The Evolution of Protostars : Insights from Ten Years of Infrared Surveys with Spitzer and Herschel. In Beuther, H., Klessen, R. S., Dullemond, C. P., and Henning, T., editors, *Protostars and Planets VI*, pages 195–218.
- Ebert, R. (1955). Über die Verdichtung von H I-Gebieten. Mit 5 Textabbildungen. *Zeitschrift fuer Astrophysik*, 37 :217.
- Elia, D., Molinari, S., Schisano, E., Soler, J. D., Merello, M., Russeil, D., Veneziani, M., Zavagno, A., Noriega-Crespo, A., Olmi, L., Benedettini, M., Hennebelle, P., Klessen, R. S., Leurini, S., Paladini, R., Pezzuto, S., Traficante, A., Eden, D. J., Martin, P. G., Sormani, M., Coletta, A., Colman, T., Plume, R., Maruccia, Y., Mininni, C., and Liu, S. J. (2022). The Star Formation Rate of the Milky Way as Seen by Herschel. *Astrophys. J.*, 941(2) :162.
- Ellerbroek, L., Podio, L., Kaper, L., Sana, H., Huppenkothen, D., de Koter, A., and Monaco, L. (2012). The outflow history of two herbig-haro jets in rcw 36 : Hh 1042 and hh 1043. *Astronomy and Astrophysics*, 551.
- Emprechtinger, M., Caselli, P., Volgenau, N. H., Stutzki, J., and Wiedner, M. C. (2009). The $N\{2\}D^+/N\{2\}H^+$ ratio as an evolutionary tracer of Class 0 protostars. *Astron. Astrophys.*, 493(1) :89–105.
- Evans, Neal J., I., Allen, L. E., Blake, G. A., Boogert, A. C. A., Bourke, T., Harvey, P. M., Kessler, J. E., Koerner, D. W., Lee, C. W., Mundy, L. G., Myers, P. C., Padgett, D. L., Pontoppidan, K., Sargent, A. I., Stapelfeldt, K. R., van Dishoeck, E. F., Young, C. H., and Young, K. E. (2003). From Molecular Cores to Planet-forming Disks : An SIRTf Legacy Program. *Pub. Astron. Soc. Pac.*, 115(810) :965–980.

Evans, Neal J., I., Dunham, M. M., Jørgensen, J. K., Enoch, M. L., Merín, B., van Dishoeck, E. F., Alcalá, J. M., Myers, P. C., Stapelfeldt, K. R., Huard, T. L., Allen, L. E., Harvey, P. M., van Kempen, T., Blake, G. A., Koerner, D. W., Mundy, L. G., Padgett, D. L., and Sargent, A. I. (2009). The Spitzer c2d Legacy Results : Star-Formation Rates and Efficiencies; Evolution and Lifetimes. *Astrophys. J. Supp. Series*, 181(2) :321–350.

Event Horizon Telescope Collaboration, Akiyama, K., Alberdi, A., Alef, W., Algaba, J. C., Anantua, R., Asada, K., Azulay, R., Bach, U., Baczko, A.-K., Ball, D., Baloković, M., Barrett, J., Bauböck, M., Benson, B. A., Bintley, D., Blackburn, L., Blundell, R., Bouman, K. L., Bower, G. C., Boyce, H., Bremer, M., Brinkerink, C. D., Brissenden, R., Britzen, S., Broderick, A. E., Brogiere, D., Bronzwaer, T., Bustamante, S., Byun, D.-Y., Carlstrom, J. E., Ceccobello, C., Chael, A., Chan, C.-k., Chatterjee, K., Chatterjee, S., Chen, M.-T., Chen, Y., Cheng, X., Cho, I., Christian, P., Conroy, N. S., Conway, J. E., Cordes, J. M., Crawford, T. M., Crew, G. B., Cruz-Osorio, A., Cui, Y., Davelaar, J., De Laurentis, M., Deane, R., Dempsey, J., Desvignes, G., Dexter, J., Dhruv, V., Doeleman, S. S., Dougal, S., Dzib, S. A., Eatough, R. P., Emami, R., Falcke, H., Farah, J., Fish, V. L., Fomalont, E., Ford, H. A., Fraga-Encinas, R., Freeman, W. T., Friberg, P., Fromm, C. M., Fuentes, A., Galison, P., Gammie, C. F., García, R., Gentaz, O., Georgiev, B., Goddi, C., Gold, R., Gómez-Ruiz, A. I., Gómez, J. L., Gu, M., Gurwell, M., Hada, K., Haggard, D., Haworth, K., Hecht, M. H., Hesper, R., Heumann, D., Ho, L. C., Ho, P., Honma, M., Huang, C.-W. L., Huang, L., Hughes, D. H., Ikeda, S., Impellizzeri, C. M. V., Inoue, M., Issaoun, S., James, D. J., Jannuzi, B. T., Janssen, M., Jeter, B., Jiang, W., Jiménez-Rosales, A., Johnson, M. D., Jorstad, S., Joshi, A. V., Jung, T., Karami, M., Karuppusamy, R., Kawashima, T., Keating, G. K., Kettenis, M., Kim, D.-J., Kim, J.-Y., Kim, J., Kim, J., Kino, M., Koay, J. Y., Kocherlakota, P., Kofuji, Y., Koch, P. M., Koyama, S., Kramer, C., Kramer, M., Krichbaum, T. P., Kuo, C.-Y., La Bella, N., Lauer, T. R., Lee, D., Lee, S.-S., Leung, P. K., Levis, A., Li, Z., Lico, R., Lindahl, G., Lindqvist, M., Lisakov, M., Liu, J., Liu, K., Liuzzo, E., Lo, W.-P., Lobanov, A. P., Loinard, L., Lonsdale, C. J., Lu, R.-S., Mao, J., Marchili, N., Markoff, S., Marrone, D. P., Marscher, A. P., Martí-Vidal, I., Matsushita, S., Matthews, L. D., Medeiros, L., Menten, K. M., Michalik, D., Mizuno, I., Mizuno, Y., Moran, J. M., Moriyama, K., Moscibrodzka, M., Müller, C., Mus, A., Musoke, G., Myserlis, I., Nadolski, A., Nagai, H., Nagar, N. M., Nakamura, M., Narayan, R., Narayanan, G., Natarajan, I., Nathanail, A., Fuentes, S. N., Neilsen, J., Neri, R., Ni, C., Noutsos, A., Nowak, M. A., Oh, J., Okino, H., Olivares, H., Ortiz-León, G. N., Oyama, T., Özel, F., Palumbo, D. C. M., Paraschos, G. F., Park, J., Parsons, H., Patel, N., Pen, U.-L., Pesce, D. W., Piétu, V., Plambeck, R., PopStefanija, A., Porth, O., Pötzl, F. M., Prather, B., Preciado-López, J. A., Psaltis, D., Pu, H.-Y., Ramakrishnan, V., Rao, R., Rawlings, M. G., Raymond, A. W., Rezzolla, L., Ricarte, A., Ripperda, B., Roelofs, F., Rogers, A., Ros, E., Romero-Cañizales, C., Roshanineshat, A., Rottmann, H., Roy, A. L., Ruiz, I., Ruszczyk, C., Rygl, K. L. J., Sánchez, S., Sánchez-Argüelles, D., Sánchez-Portal, M., Sasada, M., Satapathy, K., Savolainen, T., Schloerb, F. P., Schonfeld, J., Schuster, K.-F., Shao, L., Shen, Z., Small, D., Sohn, B. W., SooHoo, J., Souccar, K., Sun, H., Tazaki, F., Tetarenko, A. J., Tiede, P., Tilanus, R. P. J., Titus, M., Torne, P., Traianou, E., Trent, T., Trippe, S., Turk, M., van Bemmell, I., van Langevelde, H. J., van Rossum, D. R., Vos, J., Wagner, J., Ward-Thompson, D., Wardle, J., Weintraub, J., Wex, N., Wharton, R., Wielgus, M., Wiik, K., Witzel, G., Wondrak, M. F., Wong, G. N., Wu, Q., Yamaguchi, P., Yoon, D., Young, A., Young, K., Younsi, Z., Yuan, F., Yuan, Y.-F., Zensus, J. A., Zhang, S., Zhao, G.-Y., Zhao, S.-S., Agurto, C., Allardi, A., Amestica, R., Araneda, J. P., Arriagada, O., Berghuis, J. L., Bertarini, A., Berthold, R., Blanchard, J., Brown, K., Cárdenas, M., Cantzler, M., Caro, P., Castillo-Domínguez, E., Chan, T. L., Chang, C.-C., Chang, D. O., Chang, S.-H., Chang, S.-

C., Chen, C.-C., Chilson, R., Chuter, T. C., Ciechanowicz, M., Colin-Beltran, E., Coulson, I. M., Crowley, J., Degenaar, N., Dornbusch, S., Durán, C. A., Everett, W. B., Faber, A., Forster, K., Fuchs, M. M., Gale, D. M., Geertsema, G., González, E., Graham, D., Gueth, F., Halverson, N. W., Han, C.-C., Han, K.-C., Hasegawa, Y., Hernández-Rebollar, J. L., Herrera, C., Herrero-Illana, R., Heyminck, S., Hirota, A., Hoge, J., Hostler Schimpf, S. R., Howie, R. E., Huang, Y.-D., Jiang, H., Jinchi, H., John, D., Kimura, K., Klein, T., Kubo, D., Kuroda, J., Kwon, C., Lacasse, R., Laing, R., Leitch, E. M., Li, C.-T., Liu, C.-T., Liu, K.-Y., Lin, L. C. C., Lu, L.-M., Mac-Auliffe, F., Martin-Cocher, P., Matulonis, C., Maute, J. K., Messias, H., Meyer-Zhao, Z., Montaña, A., Montenegro-Montes, F., Montgomerie, W., Moreno Nolasco, M. E., Muders, D., Nishioka, H., Norton, T. J., Nystrom, G., Ogawa, H., Olivares, R., Oshiro, P., Pérez-Beaupuits, J. P., Parra, R., Phillips, N. M., Poirier, M., Pradel, N., Qiu, R., Raffin, P. A., Rahlin, A. S., Ramírez, J., Ressler, S., Reynolds, M., Rodríguez-Montoya, I., Saez-Madain, A. F., Santana, J., Shaw, P., Shirkey, L. E., Silva, K. M., Snow, W., Sousa, D., Sridharan, T. K., Stahm, W., Stark, A. A., Test, J., Torstensson, K., Venegas, P., Walther, C., Wei, T.-S., White, C., Wieching, G., Wijnands, R., Wouterloot, J. G. A., Yu, C.-Y., Yu, W., and Zeballos, M. (2022). First Sagittarius A* Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole in the Center of the Milky Way. *Astrophys. J., Letters*, 930(2) :L12.

Event Horizon Telescope Collaboration, Akiyama, K., Alberdi, A., Alef, W., Asada, K., Azulay, R., Baczkó, A.-K., Ball, D., Baloković, M., Barrett, J., Bintley, D., Blackburn, L., Boland, W., Bouman, K. L., Bower, G. C., Bremer, M., Brinkerink, C. D., Brissenden, R., Britzen, S., Broderick, A. E., Brogiere, D., Bronzwaer, T., Byun, D.-Y., Carlstrom, J. E., Chael, A., Chan, C.-k., Chatterjee, S., Chatterjee, K., Chen, M.-T., Chen, Y., Cho, I., Christian, P., Conway, J. E., Cordes, J. M., Crew, G. B., Cui, Y., Davelaar, J., De Laurentis, M., Deane, R., Dempsey, J., Desvignes, G., Dexter, J., Doeleman, S. S., Eatough, R. P., Falcke, H., Fish, V. L., Fomalont, E., Fraga-Encinas, R., Freeman, W. T., Friberg, P., Fromm, C. M., Gómez, J. L., Galison, P., Gammie, C. F., García, R., Gentaz, O., Georgiev, B., Goddi, C., Gold, R., Gu, M., Gurwell, M., Hada, K., Hecht, M. H., Hesper, R., Ho, L. C., Ho, P., Honma, M., Huang, C.-W. L., Huang, L., Hughes, D. H., Ikeda, S., Inoue, M., Issaoun, S., James, D. J., Jannuzi, B. T., Janssen, M., Jeter, B., Jiang, W., Johnson, M. D., Jorstad, S., Jung, T., Karami, M., Karuppusamy, R., Kawashima, T., Keating, G. K., Kettenis, M., Kim, J.-Y., Kim, J., Kim, J., Kino, M., Koay, J. Y., Koch, P. M., Koyama, S., Kramer, M., Kramer, C., Krichbaum, T. P., Kuo, C.-Y., Lauer, T. R., Lee, S.-S., Li, Y.-R., Li, Z., Lindqvist, M., Liu, K., Liuzzo, E., Lo, W.-P., Lobanov, A. P., Loinard, L., Lonsdale, C., Lu, R.-S., MacDonald, N. R., Mao, J., Markoff, S., Marrone, D. P., Marscher, A. P., Martí-Vidal, I., Matsushita, S., Matthews, L. D., Medeiros, L., Menten, K. M., Mizuno, Y., Mizuno, I., Moran, J. M., Moriyama, K., Moscibrodzka, M., Müller, C., Nagai, H., Nagar, N. M., Nakamura, M., Narayan, R., Narayanan, G., Natarajan, I., Neri, R., Ni, C., Noutsos, A., Okino, H., Olivares, H., Ortiz-León, G. N., Oyama, T., Özel, F., Palumbo, D. C. M., Patel, N., Pen, U.-L., Pesce, D. W., Piétu, V., Plambeck, R., PopStefanija, A., Porth, O., Prather, B., Preciado-López, J. A., Psaltis, D., Pu, H.-Y., Ramakrishnan, V., Rao, R., Rawlings, M. G., Raymond, A. W., Rezzolla, L., Ripperda, B., Roelofs, F., Rogers, A., Ros, E., Rose, M., Roshanineshat, A., Rottmann, H., Roy, A. L., Ruszczyk, C., Ryan, B. R., Rygl, K. L. J., Sánchez, S., Sánchez-Arguelles, D., Sasada, M., Savolainen, T., Schloerb, F. P., Schuster, K.-F., Shao, L., Shen, Z., Small, D., Sohn, B. W., SooHoo, J., Tazaki, F., Tiede, P., Tilanus, R. P. J., Titus, M., Toma, K., Torne, P., Trent, T., Trippe, S., Tsuda, S., van Bemmell, I., van Langevelde, H. J., van Rossum, D. R., Wagner, J., Wardle, J., Weintroub, J., Wex, N., Wharton, R., Wielgus, M., Wong, G. N., Wu, Q., Young, K., Young, A., Younsi, Z., Yuan, F., Yuan, Y.-F., Zensus, J. A., Zhao, G., Zhao, S.-S., Zhu, Z.,

- Algaba, J.-C., Allardi, A., Amestica, R., Anczarski, J., Bach, U., Baganoff, F. K., Beaudoin, C., Benson, B. A., Berthold, R., Blanchard, J. M., Blundell, R., Bustamente, S., Cappallo, R., Castillo-Domínguez, E., Chang, C.-C., Chang, S.-H., Chang, S.-C., Chen, C.-C., Chilson, R., Chuter, T. C., Córdova Rosado, R., Coulson, I. M., Crawford, T. M., Crowley, J., David, J., Derome, M., Dexter, M., Dornbusch, S., Dudevoir, K. A., Dzib, S. A., Eckart, A., Eckert, C., Erickson, N. R., Everett, W. B., Faber, A., Farah, J. R., Fath, V., Folkers, T. W., Forbes, D. C., Freund, R., Gómez-Ruiz, A. I., Gale, D. M., Gao, F., Geertsema, G., Graham, D. A., Greer, C. H., Grosslein, R., Gueth, F., Haggard, D., Halverson, N. W., Han, C.-C., Han, K.-C., Hao, J., Hasegawa, Y., Henning, J. W., Hernández-Gómez, A., Herrero-Illana, R., Heyminck, S., Hirota, A., Hoge, J., Huang, Y.-D., Impellizzeri, C. M. V., Jiang, H., Kamble, A., Keisler, R., Kimura, K., Kono, Y., Kubo, D., Kuroda, J., Lacasse, R., Laing, R. A., Leitch, E. M., Li, C.-T., Lin, L. C. C., Liu, C.-T., Liu, K.-Y., Lu, L.-M., Marson, R. G., Martin-Cocher, P. L., Massingill, K. D., Matulonis, C., McColl, M. P., McWhirter, S. R., Messias, H., Meyer-Zhao, Z., Michalik, D., Montaña, A., Montgomerie, W., Mora-Klein, M., Muders, D., Nadolski, A., Navarro, S., Neilsen, J., Nguyen, C. H., Nishioka, H., Norton, T., Nowak, M. A., Nystrom, G., Ogawa, H., Oshiro, P., Oyama, T., Parsons, H., Paine, S. N., Peñalver, J., Phillips, N. M., Poirier, M., Pradel, N., Primiani, R. A., Raffin, P. A., Rahlin, A. S., Reiland, G., Risacher, C., Ruiz, I., Sáez-Madaín, A. F., Sassella, R., Schellart, P., Shaw, P., Silva, K. M., Shiokawa, H., Smith, D. R., Snow, W., Souccar, K., Sousa, D., Sridharan, T. K., Srinivasan, R., Stahm, W., Stark, A. A., Story, K., Timmer, S. T., Vertatschitsch, L., Walther, C., Wei, T.-S., Whitehorn, N., Whitney, A. R., Woody, D. P., Wouterloot, J. G. A., Wright, M., Yamaguchi, P., Yu, C.-Y., Zeballos, M., Zhang, S., and Ziurys, L. (2019). First M87 Event Horizon Telescope Results. I. The Shadow of the Supermassive Black Hole. *Astrophys. J., Letters*, 875(1) :L1.
- Ewen, H. I. and Purcell, E. M. (1951). Observation of a Line in the Galactic Radio Spectrum : Radiation from Galactic Hydrogen at 1,420 Mc./sec. , 168(4270) :356.
- Favre, C., Bergin, E. A., Cleeves, L. I., Hersant, F., Qi, C., and Aikawa, Y. (2015). Evidence for DCO⁺ as a Probe of Ionization in the Warm Disk Surface. *Astrophys. J., Letters*, 802(2) :L23.
- Ferreira, J., Dougados, C., and Cabrit, S. (2006). Which jet launching mechanism(s) in T Tauri stars? *Astron. Astrophys.*, 453(3) :785–796.
- Fischer, P., Pryor, C., Murray, S., Mateo, M., and Richtler, T. (1998). Mass Segregation in Young Large Magellanic Cloud Clusters. I. NGC 2157. *Astronom. J.*, 115(2) :592–604.
- Fischer, W. J., Megeath, S. T., Stutz, A. M., Tobin, J. J., Ali, B., Stanke, T., Osorio, M., Furlan, E., HOPS Team, and Orion Protostar Survey (2013). Results from HOPS : A multiwavelength census of Orion protostars. *Astronomische Nachrichten*, 334(1-2) :53.
- Fontani, F., Palau, A., Caselli, P., Sánchez-Monge, Á., Butler, M. J., Tan, J. C., Jiménez-Serra, I., Busquet, G., Leurini, S., and Audard, M. (2011). Deuteration as an evolutionary tracer in massive-star formation. *Astron. Astrophys.*, 529 :L7.
- Frank, A., Ray, T. P., Cabrit, S., Hartigan, P., Arce, H. G., Bacciotti, F., Bally, J., Benisty, M., Eislöffel, J., Güdel, M., Lebedev, S., Nisini, B., and Raga, A. (2014). Jets and Outflows from Star to Cloud : Observations Confront Theory. In Beuther, H., Klessen, R. S., Dullemond, C. P., and Henning, T., editors, *Protostars and Planets VI*, pages 451–474.
- Garay, G., Mardones, D., Brooks, K. J., Videla, L., and Contreras, Y. (2007). A Multiwavelength Study of Young Massive Star Forming Regions. II. The Dust Environment. *Astrophys. J.*, 666(1) :309–320.

- Garrod, R. T., Jin, M., Matis, K. A., Jones, D., Willis, E. R., and Herbst, E. (2022). Formation of Complex Organic Molecules in Hot Molecular Cores through Nondiffusive Grain-surface and Ice-mantle Chemistry. *Astrophys. J. Supp. Series*, 259(1) :1.
- Giannetti, A., Leurini, S., Wyrowski, F., Urquhart, J., Csengeri, T., Menten, K. M., König, C., and Güsten, R. (2017). ATLASGAL-selected massive clumps in the inner Galaxy. V. Temperature structure and evolution. *Astron. Astrophys.*, 603 :A33.
- Ginsburg, A., Csengeri, T., Galván-Madrid, R., Cunningham, N., Álvarez-Gutiérrez, R. H., Baug, T., Bonfand, M., Bontemps, S., Busquet, G., Díaz-González, D. J., Fernández-López, M., Guzmán, A., Herpin, F., Liu, H., López-Sepulcre, A., Louvet, F., Maud, L., Motte, F., Nakamura, F., Nony, T., Olguin, F. A., Pouteau, Y., Sanhueza, P., Stutz, A. M., Towner, A. P. M., ALMA-IMF Consortium, Armante, M., Battersby, C., Bronfman, L., Braine, J., Brouillet, N., Chapillon, E., Di Francesco, J., Gusdorf, A., Izumi, N., Joncour, I., Walker Lu, X., Men'shchikov, A., Menten, K. M., Moraux, E., Molet, J., Mundy, L., Nguyen Luong, Q., Reyes-Reyes, S. D., Robitaille, J., Rosolowsky, E., Sandoval-Garrido, N. A., Svoboda, B., Tatematsu, K., Walker, D. L., Whitworth, A., Wu, B., and Wyrowski, F. (2022). ALMA-IMF. II. Investigating the origin of stellar masses : Continuum images and data processing. *Astron. Astrophys.*, 662 :A9.
- Goddi, C., Ginsburg, A., Maud, L. T., Zhang, Q., and Zapata, L. A. (2020). Multidirectional Mass Accretion and Collimated Outflows on Scales of 100-2000 au in Early Stages of High-mass Protostars. *Astrophys. J.*, 905(1) :25.
- González Lobos, V. and Stutz, A. M. (2019). Gas velocity structure of the Orion A integral-shaped filament. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 489(4) :4771–4782.
- Gray, W. J., McKee, C. F., and Klein, R. I. (2018). Effect of angular momentum alignment and strong magnetic fields on the formation of protostellar discs. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 473(2) :2124–2143.
- Greene, T. P., Wilking, B. A., Andre, P., Young, E. T., and Lada, C. J. (1994). Further Mid-Infrared Study of the rho Ophiuchi Cloud Young Stellar Population : Luminosities and Masses of Pre–Main-Sequence Stars. *Astrophys. J.*, 434 :614.
- Gusdorf, A., Cabrit, S., Flower, D. R., and Pineau Des Forêts, G. (2008). SiO line emission from C-type shock waves : interstellar jets and outflows. *Astron. Astrophys.*, 482(3) :809–829.
- Hartquist, T. W., Dalgarno, A., and Oppenheimer, M. (1980). Molecular diagnostics of interstellar shocks. *Astrophys. J.*, 236 :182–188.
- Hennemann, M., Motte, F., Schneider, N., Didelon, P., Hill, T., Arzoumanian, D., Bontemps, S., Csengeri, T., André, P., Konyves, V., Louvet, F., Marston, A., Men'shchikov, A., Minier, V., Nguyen Luong, Q., Palmeirim, P., Peretto, N., Sauvage, M., Zavagno, A., Anderson, L. D., Bernard, J. P., Di Francesco, J., Elia, D., Li, J. Z., Martin, P. G., Molinari, S., Pezzuto, S., Russeil, D., Rygl, K. L. J., Schisano, E., Spinoglio, L., Soubie, T., Ward-Thompson, D., and White, G. J. (2012). The spine of the swan : a Herschel study of the DR21 ridge and filaments in Cygnus X. *Astron. Astrophys.*, 543 :L3.
- Henshaw, J. D., Caselli, P., Fontani, F., Jiménez-Serra, I., Tan, J. C., Longmore, S. N., Pineda, J. E., Parker, R. J., and Barnes, A. T. (2016). Investigating the structure and fragmentation of a highly filamentary IRDC. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 463(1) :146–169.

- Herbst, E. (1982). The temperature dependence of the HCO⁺/DCO⁺ abundance ratio in dense interstellar clouds. *Astron. Astrophys.*, 111(1) :76–80.
- Hewish, A., Bell, S. J., Pilkington, J. D. H., Scott, P. F., and Collins, R. A. (1968). Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source. , 217(5130) :709–713.
- Hillenbrand, L. A. (1997). On the Stellar Population and Star-Forming History of the Orion Nebula Cluster. *Astronom. J.*, 113 :1733–1768.
- Hillenbrand, L. A. and Hartmann, L. W. (1998). A Preliminary Study of the Orion Nebula Cluster Structure and Dynamics. *Astrophys. J.*, 492(2) :540–553.
- Hosek, Matthew W., J., Lu, J. R., Anderson, J., Najjarro, F., Ghez, A. M., Morris, M. R., Clarkson, W. I., and Albers, S. M. (2019). The Unusual Initial Mass Function of the Arches Cluster. *Astrophys. J.*, 870(1) :44.
- Hosokawa, T. and Omukai, K. (2009). Evolution of Massive Protostars with High Accretion Rates. *Astrophys. J.*, 691(1) :823–846.
- Ibeling, D. and Heger, A. (2013). The Metallicity Dependence of the Minimum Mass for Core-collapse Supernovae. *Astrophys. J., Letters*, 765(2) :L43.
- Jeans, J. H. (1902). The Stability of a Spherical Nebula. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 199 :1–53.
- Jenkins, E. B. (2009). A Unified Representation of Gas-Phase Element Depletions in the Interstellar Medium. *Astrophys. J.*, 700(2) :1299–1348.
- Jørgensen, J. K., Schöier, F. L., and van Dishoeck, E. F. (2005). Molecular freeze-out as a tracer of the thermal and dynamical evolution of pre- and protostellar cores. *Astron. Astrophys.*, 435(1) :177–182.
- Kahn, F. D. (1974). Cocoons around early-type stars. *Astron. Astrophys.*, 37 :149–162.
- Kirk, H., Johnstone, D., and Tafalla, M. (2007). Dynamics of Dense Cores in the Perseus Molecular Cloud. *Astrophys. J.*, 668(2) :1042–1063.
- Kölligan, A. and Kuiper, R. (2018). Jets and outflows of massive protostars. From cloud collapse to jet launching and cloud dispersal. *Astron. Astrophys.*, 620 :A182.
- Kong, S., Caselli, P., Tan, J. C., Wakelam, V., and Sipilä, O. (2015). The Deuterium Fractionation Timescale in Dense Cloud Cores : A Parameter Space Exploration. *Astrophys. J.*, 804(2) :98.
- Könyves, V., André, P., Men'shchikov, A., Palmeirim, P., Arzoumanian, D., Schneider, N., Roy, A., Didelon, P., Maury, A., Shimajiri, Y., Di Francesco, J., Bontemps, S., Peretto, N., Beneddini, M., Bernard, J. P., Elia, D., Griffin, M. J., Hill, T., Kirk, J., Ladjelate, B., Marsh, K., Martin, P. G., Motte, F., Nguyễn Luong, Q., Pezzuto, S., Roussel, H., Rygl, K. L. J., Sadavoy, S. I., Schisano, E., Spinoglio, L., Ward-Thompson, D., and White, G. J. (2015). A census of dense cores in the Aquila cloud complex : SPIRE/PACS observations from the Herschel Gould Belt survey. *Astron. Astrophys.*, 584 :A91.

- Kraus, S., Hofmann, K.-H., Menten, K. M., Schertl, D., Weigelt, G., Wyrowski, F., Meilland, A., Perraut, K., Petrov, R., Robbe-Dubois, S., Schilke, P., and Testi, L. (2010). A hot compact dust disk around a massive young stellar object. , 466(7304) :339–342.
- Kroupa, P. (2001). On the variation of the initial mass function. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 322(2) :231–246.
- Kroupa, P., Tout, C. A., and Gilmore, G. (1993). The Distribution of Low-Mass Stars in the Galactic Disc. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 262 :545–587.
- Kroupa, P., Weidner, C., Pflamm-Altenburg, J., Thies, I., Dabringhausen, J., Marks, M., and Maschberger, T. (2013). The Stellar and Sub-Stellar Initial Mass Function of Simple and Composite Populations. In Oswald, T. D. and Gilmore, G., editors, *Planets, Stars and Stellar Systems. Volume 5 : Galactic Structure and Stellar Populations*, volume 5, page 115.
- Krumholz, M. R. (2015). The Formation of Very Massive Stars. In Vink, J. S., editor, *Very Massive Stars in the Local Universe*, volume 412 of *Astrophysics and Space Science Library*, page 43.
- Krumholz, M. R., Klein, R. I., McKee, C. F., Offner, S. S. R., and Cunningham, A. J. (2009). The Formation of Massive Star Systems by Accretion. *Science*, 323(5915) :754.
- Kuiper, R. and Hosokawa, T. (2018). First hydrodynamics simulations of radiation forces and photoionization feedback in massive star formation. *Astron. Astrophys.*, 616 :A101.
- Kuiper, R., Klahr, H., Beuther, H., and Henning, T. (2010). Circumventing the Radiation Pressure Barrier in the Formation of Massive Stars via Disk Accretion. *Astrophys. J.*, 722(2) :1556–1576.
- Lada, C. J. (1987). Star formation : from OB associations to protostars. In Peimbert, M. and Jugaku, J., editors, *Star Forming Regions*, volume 115, page 1.
- Larson, R. B. (1969). Numerical calculations of the dynamics of collapsing proto-star. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 145 :271.
- Larson, R. B. and Starrfield, S. (1971). On the formation of massive stars and the upper limit of stellar masses. *Astron. Astrophys.*, 13 :190.
- Lavalley-Fouquet, C., Cabrit, S., and Dougados, C. (2000). DG Tau : A shocking jet. *Astron. Astrophys.*, 356 :L41–L44.
- Lee, C.-F. (2020). Molecular jets from low-mass young protostellar objects. *Astron. Astrophys. Rev.*, 28(1) :1.
- Lee, C.-F., Stone, J. M., Ostriker, E. C., and Mundy, L. G. (2001). Hydrodynamic Simulations of Jet- and Wind-driven Protostellar Outflows. *Astrophys. J.*, 557(1) :429–442.
- Li, S., Sanhueza, P., Beuther, H., Chen, H.-R. V., Kuiper, R., Olguin, F. A., Pudritz, R. E., Stephens, I. W., Zhang, Q., Nakamura, F., Lu, X., Kuruwita, R. L., Sakai, T., Henning, T., Taniguchi, K., and Li, F. (2024). Observations of high-order multiplicity in a high-mass stellar protocluster. *Nature Astronomy*, 8 :472–481.

- Lippok, N., Launhardt, R., Semenov, D., Stutz, A. M., Balog, Z., Henning, T., Krause, O., Linz, H., Nielbock, M., Pavlyuchenkov, Y. N., Schmalzl, M., Schmiedeke, A., and Bieging, J. H. (2013). Gas-phase CO depletion and N_2H^+ abundances in starless cores. *Astron. Astrophys.*, 560 :A41.
- Liu, J., Zhang, Q., Qiu, K., Liu, H. B., Pillai, T., Girart, J. M., Li, Z.-Y., and Wang, K. (2020). Magnetic Fields in the Early Stages of Massive Star Formation as Revealed by ALMA. *Astrophys. J.*, 895(2) :142.
- Liu, T., Kim, K.-T., Liu, S.-Y., Juvela, M., Zhang, Q., Wu, Y., Li, P. S., Parsons, H., Soam, A., Goldsmith, P. F., Su, Y.-N., Tatematsu, K., Qin, S.-L., Garay, G., Hirota, T., Wouterloot, J., Chen, H.-R., Evans, Neal J., I., Graves, S., Kang, S.-j., Li, D., Mardones, D., Rawlings, M. G., Ren, Z., and Wang, K. (2018). Compressed Magnetic Field in the Magnetically Regulated Global Collapsing Clump of G9.62+0.19. *Astrophys. J., Letters*, 869(1) :L5.
- Louvet, F., Motte, F., Gusdorf, A., Nguyễn Luong, Q., Lesaffre, P., Duarte-Cabral, A., Maury, A., Schneider, N., Hill, T., Schilke, P., and Gueth, F. (2016). Tracing extended low-velocity shocks through SiO emission. Case study of the W43-MM1 ridge. *Astron. Astrophys.*, 595 :A122.
- Louvet, F., Sanhueza, P., Men'shchikov, A., and et al., . (sub.). ALMA-IMF XX : Core mass functions in the high-mass star-formation regime. *Astron. Astrophys.*.
- Lu, J. R., Do, T., Ghez, A. M., Morris, M. R., Yelda, S., and Matthews, K. (2013). Stellar Populations in the Central 0.5 pc of the Galaxy. II. The Initial Mass Function. *Astrophys. J.*, 764(2) :155.
- Maia, F. F. S., Moraux, E., and Joncour, I. (2016). Young and embedded clusters in Cygnus-X : evidence for building up the initial mass function ? *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 458(3) :3027–3046.
- Manoj, P., Watson, D. M., Neufeld, D. A., Megeath, S. T., Vavrek, R., Yu, V., Visser, R., Bergin, E. A., Fischer, W. J., Tobin, J. J., Stutz, A. M., Ali, B., Wilson, T. L., Di Francesco, J., Osorio, M., Maret, S., and Poteet, C. A. (2013). Herschel/PACS Spectroscopic Survey of Protostars in Orion : The Origin of Far-infrared CO Emission. *Astrophys. J.*, 763(2) :83.
- Marr, J. M., Snell, R. L., and Kurtz, S. E. (2015). *Fundamentals of Radio Astronomy : Observational Methods (Series in Astronomy and Astrophysics)*.
- Marsh, K. A., Whitworth, A. P., and Lomax, O. (2015). Temperature as a third dimension in column-density mapping of dusty astrophysical structures associated with star formation. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 454(4) :4282–4292.
- Martin-Pintado, J., Bachiller, R., and Fuente, A. (1992). SiO emission as a tracer of shocked gas in molecular outflows. *Astron. Astrophys.*, 254 :315–326.
- Matsushita, Y., Machida, M. N., Sakurai, Y., and Hosokawa, T. (2017). Massive outflows driven by magnetic effects in star-forming clouds with high mass accretion rates. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 470(1) :1026–1049.
- McKee, C. F. and Ostriker, E. C. (2007). Theory of Star Formation. *Annual Review of Astron. Astrophys.*, 45(1) :565–687.

- McKee, C. F. and Ostriker, J. P. (1977). A theory of the interstellar medium : three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate. *Astrophys. J.*, 218 :148–169.
- McKee, C. F. and Tan, J. C. (2002). Massive star formation in 100,000 years from turbulent and pressurized molecular clouds. , 416(6876) :59–61.
- McKee, C. F. and Tan, J. C. (2003). The Formation of Massive Stars from Turbulent Cores. *Astrophys. J.*, 585(2) :850–871.
- McMillan, S. L. W., Vesperini, E., and Portegies Zwart, S. F. (2007). A Dynamical Origin for Early Mass Segregation in Young Star Clusters. *Astrophys. J., Letters*, 655(1) :L45–L49.
- Men’shchikov, A. (2021). Multiscale, multiwavelength extraction of sources and filaments using separation of the structural components : getsf. *Astron. Astrophys.*, 649 :A89.
- Mignon-Risse, R., González, M., and Commerçon, B. (2021a). Collapse of turbulent massive cores with ambipolar diffusion and hybrid radiative transfer. II. Outflows. *Astron. Astrophys.*, 656 :A85.
- Mignon-Risse, R., González, M., Commerçon, B., and Rosdahl, J. (2021b). Collapse of turbulent massive cores with ambipolar diffusion and hybrid radiative transfer. I. Accretion and multiplicity. *Astron. Astrophys.*, 652 :A69.
- Millar, T. J. and Williams, D. A. (1993). *Dust and chemistry in astronomy*.
- Molet, J. (2019). *Molecular analysis of massive cores in the star-forming region W43-MM1*. PhD thesis, Universite de Bordeaux, Talence, France.
- Molet, J., Brouillet, N., Nony, T., Gusdorf, A., Motte, F., Despois, D., Louvet, F., Bontemps, S., and Herpin, F. (2019). Molecular analysis of a high-mass prestellar core candidate in W43-MM1. *Astron. Astrophys.*, 626 :A132.
- Molinari, S., Schisano, E., Faustini, F., Pestalozzi, M., di Giorgio, A. M., and Liu, S. (2011). Source extraction and photometry for the far-infrared and sub-millimeter continuum in the presence of complex backgrounds. *Astron. Astrophys.*, 530 :A133.
- Molinari, S., Swinyard, B., Bally, J., Barlow, M., Bernard, J. P., Martin, P., Moore, T., Noriega-Crespo, A., Plume, R., Testi, L., Zavagno, A., Abergel, A., Ali, B., Anderson, L., André, P., Baluteau, J. P., Battersby, C., Beltrán, M. T., Benedettini, M., Billot, N., Blommaert, J., Bontemps, S., Boulanger, F., Brand, J., Brunt, C., Burton, M., Calzoletti, L., Carey, S., Caselli, P., Cesaroni, R., Cernicharo, J., Chakrabarti, S., Chrysostomou, A., Cohen, M., Compiegne, M., de Bernardis, P., de Gasperis, G., di Giorgio, A. M., Elia, D., Faustini, F., Flagey, N., Fukui, Y., Fuller, G. A., Ganga, K., Garcia-Lario, P., Glenn, J., Goldsmith, P. F., Griffin, M., Hoare, M., Huang, M., Ikhenade, D., Joblin, C., Joncas, G., Juvela, M., Kirk, J. M., Lagache, G., Li, J. Z., Lim, T. L., Lord, S. D., Marengo, M., Marshall, D. J., Masi, S., Massi, F., Matsuura, M., Minier, V., Miville-Deschênes, M. A., Montier, L. A., Morgan, L., Motte, F., Mottram, J. C., Müller, T. G., Natoli, P., Neves, J., Olmi, L., Paladini, R., Paradis, D., Parsons, H., Peretto, N., Pestalozzi, M., Pezzuto, S., Piacentini, F., Piazzi, L., Polychroni, D., Pomarès, M., Popescu, C. C., Reach, W. T., Ristorcelli, I., Robitaille, J. F., Robitaille, T., Rodón, J. A., Roy, A., Royer, P., Russeil, D., Saraceno, P., Sauvage, M., Schilke, P., Schisano, E., Schneider, N., Schuller, F., Schulz, B., Sibthorpe, B., Smith, H. A., Smith, M. D., Spinoglio, L., Stamatellos, D., Strafella, F., Stringfellow, G. S., Sturm, E., Taylor, R., Thompson, M. A., Traficante,

- A., Tuffs, R. J., Umana, G., Valenziano, L., Vavrek, R., Veneziani, M., Viti, S., Waelkens, C., Ward-Thompson, D., White, G., Wilcock, L. A., Wyrowski, F., Yorke, H. W., and Zhang, Q. (2010a). Clouds, filaments, and protostars : The Herschel Hi-GAL Milky Way. *Astron. Astrophys.*, 518 :L100.
- Molinari, S., Swinyard, B., Bally, J., Barlow, M., Bernard, J. P., Martin, P., Moore, T., Noriega-Crespo, A., Plume, R., Testi, L., Zavagno, A., Abergel, A., Ali, B., André, P., Baluteau, J. P., Benedettini, M., Berné, O., Billot, N. P., Blommaert, J., Bontemps, S., Boulanger, F., Brand, J., Brunt, C., Burton, M., Campeggio, L., Carey, S., Caselli, P., Cesaroni, R., Cernicharo, J., Chakrabarti, S., Chrysostomou, A., Codella, C., Cohen, M., Compiègne, M., Davis, C. J., de Bernardis, P., de Gasperis, G., Di Francesco, J., di Giorgio, A. M., Elia, D., Faustini, F., Fischera, J. F., Fukui, Y., Fuller, G. A., Ganga, K., Garcia-Lario, P., Giard, M., Giardino, G., Glenn, J., Goldsmith, P., Griffin, M., Hoare, M., Huang, M., Jiang, B., Joblin, C., Joncas, G., Juvela, M., Kirk, J., Lagache, G., Li, J. Z., Lim, T. L., Lord, S. D., Lucas, P. W., Maiolo, B., Marengo, M., Marshall, D., Masi, S., Massi, F., Matsuura, M., Meny, C., Minier, V., Miville-Deschênes, M. A., Montier, L., Motte, F., Müller, T. G., Natoli, P., Neves, J., Olmi, L., Paladini, R., Paradis, D., Pestalozzi, M., Pezzuto, S., Piacentini, F., Pomarès, M., Popescu, C. C., Reach, W. T., Richer, J., Ristorcelli, I., Roy, A., Royer, P., Russeil, D., Saraceno, P., Sauvage, M., Schilke, P., Schneider-Bontemps, N., Schuller, F., Schultz, B., Shepherd, D. S., Sibthorpe, B., Smith, H. A., Smith, M. D., Spinoglio, L., Stamatellos, D., Strafella, F., Stringfellow, G., Sturm, E., Taylor, R., Thompson, M. A., Tuffs, R. J., Umana, G., Valenziano, L., Vavrek, R., Viti, S., Waelkens, C., Ward-Thompson, D., White, G., Wyrowski, F., Yorke, H. W., and Zhang, Q. (2010b). Hi-GAL : The Herschel Infrared Galactic Plane Survey. *Pub. Astron. Soc. Pac.*, 122(889) :314.
- Morii, K., Sanhueza, P., Nakamura, F., Zhang, Q., Sabatini, G., Beuther, H., Lu, X., Li, S., Garay, G., Jackson, J. M., Olguin, F. A., Tafoya, D., Tatematsu, K., Izumi, N., Sakai, T., and Silva, A. (2023). The ALMA Survey of 70 μm Dark High-mass Clumps in Early Stages (ASHES). IX. Physical Properties and Spatial Distribution of Cores in IRDCs. *Astrophys. J.*, 950(2) :148.
- Motte, F., Bontemps, S., Csengeri, T., Pouteau, Y., Louvet, F., Stutz, A. M., Cunningham, N., López-Sepulcre, A., Brouillet, N., Galván-Madrid, R., Ginsburg, A., Maud, L., Men'shchikov, A., Nakamura, F., Nony, T., Sanhueza, P., Álvarez-Gutiérrez, R. H., Armante, M., Baug, T., Bonfand, M., Busquet, G., Chapillon, E., Díaz-González, D., Fernández-López, M., Guzmán, A. E., Herpin, F., Liu, H. L., Olguin, F., Towner, A. P. M., Bally, J., Battersby, C., Braine, J., Bronfman, L., Chen, H. R. V., Dell'Ova, P., Di Francesco, J., González, M., Gusdorf, A., Hennebelle, P., Izumi, N., Joncour, I., Lee, Y. N., Lefloch, B., Lesaffre, P., Lu, X., Menten, K. M., Mignion-Risse, R., Molet, J., Moraux, E., Mundy, L., Nguyen Luong, Q., Reyes, N., Reyes Reyes, S. D., Robitaille, J. F., Rosolowsky, E., Sandoval-Garrido, N. A., Schuller, F., Svoboda, B., Tatematsu, K., Thomasson, B., Walker, D., Wu, B., Whitworth, A. P., and Wyrowski, F. (2022). ALMA-IMF. I. Investigating the origin of stellar masses : Introduction to the Large Program and first results. *Astron. Astrophys.*, 662 :A8.
- Motte, F., Bontemps, S., and Louvet, F. (2018a). High-Mass Star and Massive Cluster Formation in the Milky Way. *Annual Review of Astron. Astrophys.*, 56 :41–82.
- Motte, F., Bontemps, S., Schilke, P., Schneider, N., Menten, K. M., and Brogière, D. (2007). The earliest phases of high-mass star formation : a 3 square degree millimeter continuum mapping of Cygnus X. *Astron. Astrophys.*, 476(3) :1243–1260.

- Motte, F., Nony, T., Louvet, F., Marsh, K. A., Bontemps, S., Whitworth, A. P., Men'shchikov, A., Nguyen Luong, Q., Csengeri, T., Maury, A. J., Gusdorf, A., Chapillon, E., Könyves, V., Schilke, P., Duarte-Cabral, A., Didelon, P., and Gaudel, M. (2018b). The unexpectedly large proportion of high-mass star-forming cores in a Galactic mini-starburst. *Nature Astronomy*, 2 :478–482.
- Motte, F., Pouteau, Y., Nony, T., Dell'Ova, P., Gusdorf, A., Brouillet, N., Stutz, A. M., Bontemps, S., Ginsburg, A., Csengeri, T., Men'shchikov, A., Valeille-Manet, M., Louvet, F., Bonfand, M., Galván-Madrid, R., Álvarez-Gutiérrez, R. H., Armante, M., Bronfman, L., Chen, H.-R. V., Cunningham, N., Díaz-González, D., Didelon, P., Fernández-López, M., Herpin, F., Kessler, N., Koley, A., Lefloch, B., Le Nestour, N., Liu, H.-L., Moraux, E., Nguyen Luong, Q., Olguin, F., S. J., Sandoval-Garrido, N. A., Sanhueza, P., Veyry, R., and Yoo, T. (2024). ALMA-IMF XVI : Mass-averaged temperature of cores and protostellar luminosities in the ALMA-IMF protoclusters. *Astron. Astrophys.*
- Motte, F., Zavagno, A., Bontemps, S., Schneider, N., Hennemann, M., di Francesco, J., André, P., Saraceno, P., Griffin, M., Marston, A., Ward-Thompson, D., White, G., Minier, V., Men'shchikov, A., Hill, T., Abergel, A., Anderson, L. D., Aussel, H., Balog, Z., Baluteau, J. P., Bernard, J. P., Cox, P., Csengeri, T., Deharveng, L., Didelon, P., di Giorgio, A. M., Hargrave, P., Huang, M., Kirk, J., Leeks, S., Li, J. Z., Martin, P., Molinari, S., Nguyen-Luong, Q., Olofsson, G., Persi, P., Peretto, N., Pezzuto, S., Roussel, H., Russeil, D., Sadavoy, S., Sauvage, M., Sibthorpe, B., Spinoglio, L., Testi, L., Teyssier, D., Vavrek, R., Wilson, C. D., and Woodcraft, A. (2010). Initial highlights of the HOBYS key program, the Herschel imaging survey of OB young stellar objects. *Astron. Astrophys.*, 518 :L77.
- Mueller, K. E., Shirley, Y. L., Evans, Neal J., I., and Jacobson, H. R. (2002). The Physical Conditions for Massive Star Formation : Dust Continuum Maps and Modeling. *Astrophys. J. Supp. Series*, 143(2) :469–497.
- Myers, A. T., McKee, C. F., Cunningham, A. J., Klein, R. I., and Krumholz, M. R. (2013). The Fragmentation of Magnetized, Massive Star-forming Cores with Radiative Feedback. *Astrophys. J.*, 766(2) :97.
- Méliste Bonfand-Caldeira (2019). *Complex organic chemistry in high-mass star forming regions*. PhD thesis, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn.
- Nguyen-Luong, Q., Anderson, L. D., Motte, F., Kim, K.-T., Schilke, P., Carlhoff, P., Beuther, H., Schneider, N., Didelon, P., Kramer, C., Louvet, F., Nony, T., Bihr, S., Rugel, M., Soler, J., Wang, Y., Bronfman, L., Simon, R., Menten, K. M., Wyrowski, F., and Walmsley, C. M. (2017). Large-scale Map of Millimeter-wavelength Hydrogen Radio Recombination Lines around a Young Massive Star Cluster. *Astrophys. J., Letters*, 844(2) :L25.
- Nguyen-Luong, Q., Motte, F., Carlhoff, P., Louvet, F., Lesaffre, P., Schilke, P., Hill, T., Hennemann, M., Gusdorf, A., Didelon, P., Schneider, N., Bontemps, S., Duarte-Cabral, A., Menten, K. M., Martin, P. G., Wyrowski, F., Bendo, G., Roussel, H., Bernard, J. P., Bronfman, L., Henning, T., Kramer, C., and Heitsch, F. (2013). Low-velocity Shocks Traced by Extended SiO Emission along the W43 Ridges : Witnessing the Formation of Young Massive Clusters. *Astrophys. J.*, 775(2) :88.
- Nony, T., Galván-Madrid, R., Motte, F., Pouteau, Y., Cunningham, N., Louvet, F., Stutz, A. M., Lefloch, B., Bontemps, S., Brouillet, N., Ginsburg, A., Joncour, I., Herpin, F., Sanhueza, P.,

- Csengeri, T., Towner, A. P. M., Bonfand, M., Fernández-López, M., Baug, T., Bronfman, L., Busquet, G., Di Francesco, J., Gusdorf, A., Lu, X., Olguin, F., Valeille-Manet, M., and Whitworth, A. P. (2023). ALMA-IMF. V. Prestellar and protostellar core populations in the W43 cloud complex. *Astron. Astrophys.*, 674 :A75.
- Nony, T., Louvet, F., Motte, F., Molet, J., Marsh, K., Chapillon, E., Gusdorf, A., Brouillet, N., Bontemps, S., Csengeri, T., Despois, D., Nguyen Luong, Q., Duarte-Cabral, A., and Maury, A. (2018). Detection of a high-mass prestellar core candidate in W43-MM1. *Astron. Astrophys.*, 618 :L5.
- Nony, T., Motte, F., Louvet, F., Plunkett, A., Gusdorf, A., Fichtenbaum, S., Pouteau, Y., Lefloch, B., Bontemps, S., Molet, J., and Robitaille, J. F. (2020). Episodic accretion constrained by a rich cluster of outflows. *Astron. Astrophys.*, 636 :A38.
- Nony, T., Valeille-Manet, M., and et al., . (in prep). ALMA-IMF XVIII - Protostellar and prestellar core catalogs in the ALMA-IMF protoclusters. *Astron. Astrophys.*.
- Nordh, L., Olofsson, G., Abergel, A., Andre, P., Blommaert, J., Bontemps, S., Boulanger, F., Burgdorf, M., Cesarsky, C. J., Cesarsky, D., Copet, E., Davies, J., Falgarone, E., Hultgren, M., Kaas, A. A., Lagache, G., Montmerle, T., Perault, M., Persi, P., Prusti, T., Puget, J. L., and Sibille, F. (1996). ISOCAM observations of low-luminosity young stellar objects in the Chamaeleon dark clouds. *Astron. Astrophys.*, 315 :L185–L188.
- Offner, S. S. R., Clark, P. C., Hennebelle, P., Bastian, N., Bate, M. R., Hopkins, P. F., Moraux, E., and Whitworth, A. P. (2014). The Origin and Universality of the Stellar Initial Mass Function. In Beuther, H., Klessen, R. S., Dullemond, C. P., and Henning, T., editors, *Protostars and Planets VI*, pages 53–75.
- Olguin, F. A., Sanhueza, P., Ginsburg, A., Chen, H.-R. V., Zhang, Q., Li, S., Lu, X., and Sakai, T. (2022). Digging into the Interior of Hot Cores with ALMA (DIHCA). II. Exploring the Inner Binary (Multiple) System Embedded in G335 MM1 ALMA1. *Astrophys. J.*, 929(1) :68.
- Ossenkopf, V. and Henning, T. (1994). Dust opacities for protostellar cores. *Astron. Astrophys.*, 291 :943–959.
- Padoan, P. and Nordlund, Å. (2002). The Stellar Initial Mass Function from Turbulent Fragmentation. *Astrophys. J.*, 576(2) :870–879.
- Padoan, P., Pan, L., Juvela, M., Haugbølle, T., and Nordlund, Å. (2020). The Origin of Massive Stars : The Inertial-inflow Model. *Astrophys. J.*, 900(1) :82.
- Palla, F. and Stahler, S. W. (1990). The Birthline for Intermediate-Mass Stars. *Astrophys. J., Letters*, 360 :L47.
- Pattle, K., Fissel, L., Tahani, M., Liu, T., and Ntormousi, E. (2023). Magnetic Fields in Star Formation : from Clouds to Cores. In Inutsuka, S., Aikawa, Y., Muto, T., Tomida, K., and Tamura, M., editors, *Protostars and Planets VII*, volume 534 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 193.
- Pattle, K., Ward-Thompson, D., Berry, D., Hatchell, J., Chen, H.-R., Pon, A., Koch, P. M., Kwon, W., Kim, J., Bastien, P., Cho, J., Coudé, S., Di Francesco, J., Fuller, G., Furuya, R. S., Graves, S. F., Johnstone, D., Kirk, J., Kwon, J., Lee, C. W., Matthews, B. C., Mottram, J. C., Parsons, H., Sadavoy, S., Shinnaga, H., Soam, A., Hasegawa, T., Lai, S.-P., Qiu, K., and

- Friberg, P. (2017). The JCMT BISTRO Survey : The Magnetic Field Strength in the Orion A Filament. *Astrophys. J.*, 846(2) :122.
- Penston, M. V. (1969). Dynamics of self-gravitating gaseous spheres-III. Analytical results in the free-fall of isothermal cases. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 144 :425.
- Penzias, A. A. and Wilson, R. W. (1965). A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. *Astrophys. J.*, 142 :419–421.
- Peretto, N., Fuller, G. A., Duarte-Cabral, A., Avison, A., Hennebelle, P., Pineda, J. E., André, P., Bontemps, S., Motte, F., Schneider, N., and Molinari, S. (2013). Global collapse of molecular clouds as a formation mechanism for the most massive stars. *Astron. Astrophys.*, 555 :A112.
- Peretto, N., Rigby, A., André, P., Könyves, V., Fuller, G., Zavagno, A., Schuller, F., Arzoumanian, D., Bontemps, S., Csengeri, T., Didelon, P., Duarte-Cabral, A., Palmeirim, P., Pezzuto, S., Revéret, V., Roussel, H., and Shimajiri, Y. (2020). The accretion history of high-mass stars : an ArTéMiS pilot study of infrared dark clouds. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 496(3) :3482–3501.
- Perrot, C. A. and Grenier, I. A. (2003). 3D dynamical evolution of the interstellar gas in the Gould Belt. *Astron. Astrophys.*, 404 :519–531.
- Pillai, T., Kauffmann, J., Tan, J. C., Goldsmith, P. F., Carey, S. J., and Menten, K. M. (2015). Magnetic Fields in High-mass Infrared Dark Clouds. *Astrophys. J.*, 799(1) :74.
- Pouteau, Y., Motte, F., Nony, T., Galván-Madrid, R., Men'shchikov, A., Bontemps, S., Robitaille, J. F., Louvet, F., Ginsburg, A., Herpin, F., López-Sepulcre, A., Dell'Ova, P., Gusdorf, A., Sanhueza, P., Stutz, A. M., Brouillet, N., Thomasson, B., Armante, M., Baug, T., Bonfand, M., Busquet, G., Csengeri, T., Cunningham, N., Fernández-López, M., Liu, H. L., Olguin, F., Towner, A. P. M., Bally, J., Braine, J., Bronfman, L., Joncour, I., González, M., Hennebelle, P., Lu, X., Menten, K. M., Moraux, E., Tatematsu, K., Walker, D., and Whitworth, A. P. (2022). ALMA-IMF. III. Investigating the origin of stellar masses : top-heavy core mass function in the W43-MM2&MM3 mini-starburst. *Astron. Astrophys.*, 664 :A26.
- Pouteau, Y., Motte, F., Nony, T., González, M., Joncour, I., Robitaille, J. F., Busquet, G., Galván-Madrid, R., Gusdorf, A., Hennebelle, P., Ginsburg, A., Csengeri, T., Sanhueza, P., Dell'Ova, P., Stutz, A. M., Towner, A. P. M., Cunningham, N., Louvet, F., Men'shchikov, A., Fernández-López, M., Schneider, N., Armante, M., Bally, J., Baug, T., Bonfand, M., Bontemps, S., Bronfman, L., Brouillet, N., Díaz-González, D., Herpin, F., Lefloch, B., Liu, H. L., Lu, X., Nakamura, F., Nguyen-Luong, Q., Olguin, F., Tatematsu, K., and Valeille-Manet, M. (2023). ALMA-IMF. VI. Investigating the origin of stellar masses : Core mass function evolution in the W43-MM2&MM3 mini-starburst. *Astron. Astrophys.*, 674 :A76.
- Rivera-Ortiz, P. R., de A. Schutzer, A., Lefloch, B., and Gusdorf, A. (2023). Modeling the early mass ejection in jet-driven protostellar outflows : Lessons from Cep E. *Astron. Astrophys.*, 672 :A116.
- Rodón, J. A., Beuther, H., Megeath, S. T., and van der Tak, F. F. S. (2008). Millimeter interferometry of W3 IRS5 : a trapezium in the making. *Astron. Astrophys.*, 490(1) :213–222.
- Salpeter, E. E. (1955). The Luminosity Function and Stellar Evolution. *Astrophys. J.*, 121 :161.

- Sanhueza, P., Girart, J. M., Padovani, M., Galli, D., Hull, C. L. H., Zhang, Q., Cortes, P., Stephens, I. W., Fernández-López, M., Jackson, J. M., Frau, P., Kock, P. M., Wu, B., Zapata, L. A., Olguin, F., Lu, X., Silva, A., Tang, Y.-W., Sakai, T., Guzmán, A. E., Tatematsu, K., Nakamura, F., and Chen, H.-R. V. (2021). Gravity-driven Magnetic Field at 1000 au Scales in High-mass Star Formation. *Astrophys. J., Letters*, 915(1) :L10.
- Sanhueza, P., Jackson, J. M., Zhang, Q., Guzmán, A. E., Lu, X., Stephens, I. W., Wang, K., and Tatematsu, K. (2017). A Massive Prestellar Clump Hosting No High-mass Cores. *Astrophys. J.*, 841(2) :97.
- Schilke, P., Walmsley, C. M., Pineau des Forets, G., and Flower, D. R. (1997). SiO production in interstellar shocks. *Astron. Astrophys.*, 321 :293–304.
- Schneider, N., Csengeri, T., Bontemps, S., Motte, F., Simon, R., Hennebelle, P., Federrath, C., and Klessen, R. (2010). Dynamic star formation in the massive DR21 filament. *Astron. Astrophys.*, 520 :A49.
- Schöier, F. L., van der Tak, F. F. S., van Dishoeck, E. F., and Black, J. H. (2005). An atomic and molecular database for analysis of submillimetre line observations. *Astron. Astrophys.*, 432(1) :369–379.
- Seifried, D., Banerjee, R., Pudritz, R. E., and Klessen, R. S. (2013). Turbulence-induced disc formation in strongly magnetized cloud cores. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 432(4) :3320–3331.
- Shakura, N. I. and Sunyaev, R. A. (1973). Black holes in binary systems. Observational appearance. *Astron. Astrophys.*, 24 :337–355.
- Shu, F. H. (1977). Self-similar collapse of isothermal spheres and star formation. *Astrophys. J.*, 214 :488–497.
- Shu, F. H., Adams, F. C., and Lizano, S. (1987). Star formation in molecular clouds : observation and theory. *Annual Review of Astron. Astrophys.*, 25 :23–81.
- Sirianni, M., Nota, A., De Marchi, G., Leitherer, C., and Clampin, M. (2002). The Low End of the Initial Mass Function in Young Clusters. II. Evidence for Primordial Mass Segregation in NGC 330 in the Small Magellanic Cloud. *Astrophys. J.*, 579(1) :275–288.
- Soam, A., Liu, T., Andersson, B. G., Lee, C. W., Liu, J., Juvela, M., Li, P. S., Goldsmith, P. F., Zhang, Q., Koch, P. M., Kim, K.-T., Qiu, K., Evans, Neal J., I., Johnstone, D., Thompson, M., Ward-Thompson, D., Di Francesco, J., Tang, Y.-W., Montillaud, J., Kim, G., Mairs, S., Sanhueza, P., Kim, S., Berry, D., Gordon, M. S., Tatematsu, K., Liu, S.-Y., Pattle, K., Eden, D., McGehee, P. M., Wang, K., Ristorcelli, I., Graves, S. F., Alina, D., Lacaille, K. M., Montier, L., Park, G., Kwon, W., Chung, E. J., Pelkonen, V.-M., Micelotta, E. R., Saajasto, M., and Fuller, G. (2019). Magnetic Fields in the Infrared Dark Cloud G34.43+0.24. *Astrophys. J.*, 883(1) :95.
- Stahler, S. W., Shu, F. H., and Taam, R. E. (1980). The evolution of protostars. I - Global formulation and results. *Astrophys. J.*, 241 :637–654.
- Stolte, A., Brandner, W., Brandl, B., and Zinnecker, H. (2006). The Secrets of the Nearest Starburst Cluster. II. The Present-Day Mass Function in NGC 3603. *Astronom. J.*, 132(1) :253–270.

- Stutz, A. M., Tobin, J. J., Stanke, T., Megeath, S. T., Fischer, W. J., Robitaille, T., Henning, T., Ali, B., di Francesco, J., Furlan, E., Hartmann, L., Osorio, M., Wilson, T. L., Allen, L., Krause, O., and Manoj, P. (2013). A Herschel and APEX Census of the Reddest Sources in Orion : Searching for the Youngest Protostars. *Astrophys. J.*, 767(1) :36.
- Tafalla, M., Myers, P. C., Caselli, P., and Walmsley, C. M. (2004). On the internal structure of starless cores. I. Physical conditions and the distribution of CO, CS, N₂H⁺, and NH₃ in L1498 and L1517B. *Astron. Astrophys.*, 416 :191–212.
- Tafalla, M., Myers, P. C., Caselli, P., Walmsley, C. M., and Comito, C. (2002). Systematic Molecular Differentiation in Starless Cores. *Astrophys. J.*, 569(2) :815–835.
- Tan, J. C., Kong, S., Butler, M. J., Caselli, P., and Fontani, F. (2013). The Dynamics of Massive Starless Cores with ALMA. *Astrophys. J.*, 779(2) :96.
- Tan, J. C., Kong, S., Zhang, Y., Fontani, F., Caselli, P., and Butler, M. J. (2016). An Ordered Bipolar Outflow from a Massive Early-stage Core. *Astrophys. J., Letters*, 821(1) :L3.
- Tang, Y.-W., Koch, P. M., Peretto, N., Novak, G., Duarte-Cabral, A., Chapman, N. L., Hsieh, P.-Y., and Yen, H.-W. (2019). Gravity, Magnetic Field, and Turbulence : Relative Importance and Impact on Fragmentation in the Infrared Dark Cloud G34.43+00.24. *Astrophys. J.*, 878(1) :10.
- Taquet, V., Ceccarelli, C., and Kahane, C. (2012). Formaldehyde and Methanol Deuteration in Protostars : Fossils from a Past Fast High-density Pre-collapse Phase. *Astrophys. J., Letters*, 748(1) :L3.
- Towner, A. P. M., Ginsburg, A., Dell’Ova, P., Gusdorf, A., Bontemps, S., Csengeri, T., Galván-Madrid, R., Louvet, F. K., Motte, F., Sanhueza, P., Stutz, A. M., Bally, J., Baug, T., Chen, H. R. V., Cunningham, N., Fernández-López, M., Liu, H. L., Lu, X., Nony, T., Valeille-Manet, M., Wu, B., Álvarez-Gutiérrez, R. H., Bonfand, M., Di Francesco, J., Nguyen-Luong, Q., Olguin, F., and Whitworth, A. P. (2024). ALMA-IMF. IX. Catalog and Physical Properties of 315 SiO Outflow Candidates in 15 Massive Protoclusters. *Astrophys. J.*, 960(1) :48.
- Tychoniec, Ł., van Dishoeck, E. F., van’t Hoff, M. L. R., van Gelder, M. L., Tabone, B., Chen, Y., Harsono, D., Hull, C. L. H., Hogerheijde, M. R., Murillo, N. M., and Tobin, J. J. (2021). Which molecule traces what : Chemical diagnostics of protostellar sources. *Astron. Astrophys.*, 655 :A65.
- Ungerechts, H., Bergin, E. A., Goldsmith, P. F., Irvine, W. M., Schloerb, F. P., and Snell, R. L. (1997). Chemical and Physical Gradients along the OMC-1 Ridge. *Astrophys. J.*, 482(1) :245–266.
- Urquhart, J. S., Figura, C. C., Moore, T. J. T., Hoare, M. G., Lumsden, S. L., Mottram, J. C., Thompson, M. A., and Oudmaijer, R. D. (2014). The RMS survey : galactic distribution of massive star formation. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 437(2) :1791–1807.
- Vaille-Manet, M., Bontemps, S., Csengeri, T., and et al., . (sub.). ALMA-IMF XVI : Census and lifetime of high-mass prestellar cores in 14 massive protoclusters. *Astron. Astrophys.*.
- van Dishoeck, E. F. (1999). Models and observations of gas-grain interactions in star-forming regions. In Greenberg, J. M. and Li, A., editors, *Formation and Evolution of Solids in Space*, volume 523 of *NATO Advanced Study Institute (ASI) Series C*, page 91.

- Vázquez-Semadeni, E., Palau, A., Ballesteros-Paredes, J., Gómez, G. C., and Zamora-Avilés, M. (2019). Global hierarchical collapse in molecular clouds. Towards a comprehensive scenario. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 490(3) :3061–3097.
- Wang, K., Zhang, Q., Testi, L., van der Tak, F., Wu, Y., Zhang, H., Pillai, T., Wyrowski, F., Carey, S., Ragan, S. E., and Henning, T. (2014). Hierarchical fragmentation and differential star formation in the Galactic ‘Snake’ : infrared dark cloud G11.11-0.12. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 439(4) :3275–3293.
- Watson, W. D. (1974). Ion-Molecule Reactions, Molecule Formation, and Hydrogen-Isotope Exchange in Dense Interstellar Clouds. *Astrophys. J.*, 188 :35–42.
- Whitworth, D. J., Srinivasan, S., Pudritz, R. E., Mac Low, M. M., Smith, R. J., Palau, A., Pattle, K., Eadie, G., Robinson, H., Pillsworth, R., Wadsley, J., Brucy, N., Lebreuilly, U., Hennebelle, P., Girichidis, P., Gent, F. A., Marin, J., Sánchez Valido, L., Camacho, V., Klessen, R. S., and Vázquez-Semadeni, E. (2024). On the relation between magnetic field strength and gas density in the interstellar medium : A multiscale analysis. *arXiv e-prints*, page arXiv :2407.18293.
- Wilson, B. A., Dame, T. M., Masheder, M. R. W., and Thaddeus, P. (2005). A uniform CO survey of the molecular clouds in Orion and Monoceros. *Astron. Astrophys.*, 430 :523–539.
- Wolfire, M. G. and Cassinelli, J. P. (1987). Conditions for the Formation of Massive Stars. *Astrophys. J.*, 319 :850.
- Wootten, A. (1987). Deuterated molecules in interstellar clouds. In Vardya, M. S. and Tarafdar, S. P., editors, *Astrochemistry*, volume 120, pages 311–319.
- Yorke, H. W. and Kruegel, E. (1977). The dynamical evolution of massive protostellar clouds. *Astron. Astrophys.*, 54(1) :183–194.
- Yorke, H. W. and Sonnhalter, C. (2002). On the Formation of Massive Stars. *Astrophys. J.*, 569(2) :846–862.
- Zhang, Y., Tanaka, K. E. I., Rosero, V., Tan, J. C., Marvil, J., Cheng, Y., Liu, M., Beltrán, M. T., and Garay, G. (2019). Discovery of a Photoionized Bipolar Outflow toward the Massive Protostar G45.47+0.05. *Astrophys. J., Letters*, 886(1) :L4.
- Zinnecker, H. and Yorke, H. W. (2007). Toward Understanding Massive Star Formation. *Annual Review of Astron. Astrophys.*, 45(1) :481–563.