



ÉCOLE DOCTORALE 127 : ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE D'ÎLE-DE-FRANCE

UNIVERSITÉ Université Paris Sud (Paris XI)

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE

Thèse présentée par

Louvet Fabien

Nuage hypermassif, chocs et efficacité de formation stellaire

Soutenue le 22 septembre 2014

Après avis de :

Bertrand Le Floch
Leonardo Testi

Rapporteurs

Devant le jury composé de :

Guillaume Pineau des forêts
Philippe André
Frédérique Motte
Bertrand Le Floch
Leonardo Testi
Gilles Chabrier
Antoine Gusdorf
Pierre Guillard

Université Paris-Sud, Orsay, France
AIM, CEA Saclay, Gif-Sur-Yvette, France
AIM, CEA Saclay, Gif-Sur-Yvette, France
IPAG, Grenoble, France
ESO, Garching, Germany
ENS, Lyon, France
ENS, Paris, France
IAP, Paris, France

Président
Directeur de thèse
co-Directrice de thèse
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Invité
Invité

22 octobre 2014

Table des matières

Table des matières	i
1 État de l'art de la formation stellaire :	1
1.1 Le milieu interstellaire	2
1.2 Les nuages moléculaires	2
1.2.1 Composition	3
1.2.2 Stabilité	3
1.2.3 Les causes d'instabilité	6
1.3 Formation des étoiles de faible masse	7
1.3.1 Du nuage moléculaire aux cœurs denses	7
1.3.2 Phase pré-stellaire	9
1.3.3 Phase proto-stellaire	9
1.3.4 Phases de pré-séquence principale	10
1.4 Formation des étoiles massives	11
1.4.1 Du nuage moléculaire aux cœurs denses massifs	12
1.4.2 Des nuages denses aux étoiles massives	13
1.5 Vie des étoiles	16
1.5.1 Les étoiles de faible masse	16
1.5.2 Les étoiles massives	17
2 Outils et techniques d'investigation des processus de formation stellaire	21
2.1 Généralités	22
2.2 Observer avec des radiotélescopes	24
2.2.1 Principes fondamentaux	24
2.2.2 Le radiotélescope de 30-m de l'IRAM	26
2.3 La quête de la résolution angulaire par l'interférométrie	30
2.3.1 Principe édificateur	30
2.3.2 Interféromètre à deux antennes	31
2.3.3 Vers un échantillonnage complet de la source	32
2.3.4 L'interféromètre du plateau de Bure	33
2.3.5 L'interféromètre ALMA	33
2.4 Observer à bord de satellites	35
2.4.1 Intérêts et limitations	35
2.4.2 L'observatoire spatial <i>Herschel</i>	37
2.5 Utiliser les propriétés des poussières interstellaires	38
2.5.1 Qu'est-ce que la poussière interstellaire ?	38
2.5.2 Comment se forme-t-elle ?	39
2.5.3 De l'intégration de l'émission de la poussière au calcul de sa masse	41

3	Efficacités stellaires des structures denses	43
3.1	Méthodes de quantification de la formation stellaire	44
3.1.1	Efficacité à former des cœurs denses : La CFE	44
3.1.2	Efficacité à former des étoiles : La SFE	47
3.1.3	Taux de formation stellaire	49
3.2	Résumé de l'article	58
3.3	Article I : "The W43-MM1 mini-starburst ridge, a test for star formation efficiency models"	59
3.4	Complément sur la réduction de la carte continuum du Plateau de Bure	70
3.4.1	Setup du projet V068	70
3.4.2	Le corrélateur WideX	70
3.4.3	Exemple de soustraction de raies moléculaires	71
3.5	Complément sur le background utilisé pour la carte de colonne densité <i>Herschel</i>	73
3.6	Perspective : projet ALMA cycle II	76
4	Chocs et émission moléculaire	85
4.1	Chocs interstellaires : généralités	86
4.1.1	Vision schématique des chocs interstellaires	86
4.1.2	Physique des chocs interstellaires	86
4.1.3	Origine des chocs interstellaires	88
4.2	Description physico-chimique	89
4.2.1	Modèles HD	89
4.2.2	Modèles MHD	89
4.3	Chocs de type J, C et CJ	90
4.4	Évolution de la température du gaz au passage d'un choc	93
4.4.1	Profil de température des différents types de choc	93
4.4.2	Bilan énergétique du choc	94
4.4.3	Principaux refroidisseurs des chocs	94
4.5	Le SiO, utilisé comme traceur de formation stellaire	97
4.6	Modélisation de l'émission du SiO	98
4.7	Modèle de chocs de Paris Durham	100
4.7.1	Généralités	100
4.7.2	Entrées-Sorties	100
4.7.3	Limitations	102
5	Chocs haute et basse vitesse dans les structures denses de W43-MM1	104
5.1	Objectifs et résumé de l'article II	105
5.2	Article II : "Colliding flows forming the W43-MM1 ridge, revealed by extended SiO emission"	106
5.3	Discussion I de l'article et paramétrisation des chocs basse vitesse	116
5.3.1	Contraintes observationnelles sur les vitesses de chocs	116
5.3.2	Densités du milieu pré-choc	117
5.3.3	Champ magnétique	117
5.3.4	Intensité du rayonnement	117
5.4	Discussion II de l'article et contraintes sur le processus physique de formation du SiO	119
5.4.1	La grille de modèles	119
5.4.2	L'abondance du SiO : colonne de densité modélisées et observées	121
5.4.3	L'émission moléculaire du SiO(2-1) : modèles et observations	126
5.5	Projet en cours	131

5.5.1	Diagramme d'excitation	131
5.5.2	Diagrammes d'intensité intégrés pour W43-MM1	132
6	Conclusions et perspectives	141
6.1	Conclusions	142
6.2	Perspectives	143
6.2.1	Déterminer les stades évolutifs des cœurs denses massifs de W43-MM1	143
6.2.2	Recherche des couches de gaz dense en relation avec les chocs SiO	144
6.2.3	Étude multi-transitionnelles en SiO	145
	Bibliographie	147

1

État de l'art de la formation stellaire :

Sommaire

1.1	Le milieu interstellaire	2
1.2	Les nuages moléculaires	2
1.2.1	Composition	3
1.2.2	Stabilité	3
1.2.3	Les causes d'instabilité	6
1.3	Formation des étoiles de faible masse	7
1.3.1	Du nuage moléculaire aux cœurs denses	7
1.3.2	Phase pré-stellaire	9
1.3.3	Phase proto-stellaire	9
1.3.4	Phases de pré-séquence principale	10
1.4	Formation des étoiles massives	11
1.4.1	Du nuage moléculaire aux cœurs denses massifs	12
1.4.2	Des nuages denses aux étoiles massives	13
1.5	Vie des étoiles	16
1.5.1	Les étoiles de faible masse	16
1.5.2	Les étoiles massives	17



FIGURE 1.1: Nébuleuse d'Orion, aussi connue sous le nom de M32. La partie brillante montre du gaz chauffé par un amas de jeunes étoiles situé au bord d'un nuage moléculaire géant. Crédit : [NASA](#).

1.1 Le milieu interstellaire

L'espace entre les étoiles d'une galaxie est appelé milieu interstellaire. Il est constitué de gaz, de poussières et de particules chargées (protons, nucléons et électrons) appelées rayons cosmiques. La masse totale du milieu interstellaire est de l'ordre de 5% de la masse totale des étoiles, et de l'ordre de 0.5% de la masse totale de la Galaxie, qui est dominée par la matière noire. Le milieu interstellaire se compose en masse de 70% d'hydrogène, 28% d'hélium et environ 2% d'éléments lourds où C, N, O, Mg, Si, S et Fe sont les plus abondants ([Lequeux, 2005](#)).

La plupart du volume de la Galaxie est rempli de gaz chaud ($T \sim 10^6$ K) ionisé avec une faible densité de particules ($n \sim 0.01 - 1 \text{ cm}^{-3}$). Le milieu interstellaire est chauffé par les radiations, les rayons cosmiques et par les collisions entre les molécules qui le composent et se refroidit lorsque le gaz et la poussière émettent des radiations. Seuls quelques pour cents du volume de la Galaxie est constitué de gaz neutre froid. Ces quelques pour cents regroupent pourtant la majeure partie de la masse du milieu interstellaire.

1.2 Les nuages moléculaires

Déjà en 1785, William Herschel observait des structures sombres, démunies d'étoiles. Elles prirent le nom de nuages sombres au début du 20^{ème} siècle ([Hartmann, 1904](#); [Barnard et al., 1927](#); [Trumpler, 1930](#)). C'est encore plus tard que ces structures, désormais appelées nuages moléculaires, furent associées à la formation des étoiles (e.g., [Bok, 1948](#)). Il est rapidement apparu que la compréhension des mécanismes qui conduisaient à la formation des étoiles passait nécessairement par l'étude des nuages moléculaires. Ils sont l'objet de nombreuses études depuis lors.

1.2.1 Composition

Contrairement aux nuages diffus où les constituants, exposés aux rayonnements galactiques, sont sous forme atomique (neutre ou ionisé), les nuages moléculaires sont le siège d'une chimie riche. Les processus chimiques y sont protégés du rayonnement UV et des rayons cosmiques. Les basses températures et les fortes densités qui les caractérisent sont aussi propices au développement de cette chimie. Pour preuve, environ 180 molécules y ont déjà été détectées (voir la base de données du [CDMS](#)). La molécule la plus abondante des nuages moléculaires est le dihydrogène (H_2) qui compte pour $\sim 90\%$ de leur masse. Vient ensuite l'hélium (He) pour $\sim 10\%$ puis les éléments plus lourds dont les abondances sont moindres (e.g., [Asplund et al., 2009](#); [Nieva & Przybilla, 2012](#)).

1.2.2 Stabilité

Tout au long de cette section, traitant de la stabilité des nuages moléculaires, des applications numériques (en bleu dans le texte) sont proposées. Elles sont le résultat des paramètres physiques de la région W43-MM1, qui sera décrite en détail dans les chapitres 3 et 4.

Gravité et énergie cinétique

Une première estimation de la stabilité d'un nuage moléculaire face à la gravité peut être faite en calculant son bilan d'énergie. L'énergie totale (E_{tot}) est la somme de l'énergie cinétique (E_{cin}) et de l'énergie potentielle (E_{pot}), $E_{tot} = E_{cin} + E_{pot}$. Pour que le nuage soit stable, il faut que l'attraction gravitationnelle compense les actions combinées de toutes les forces de dispersion. Le système s'effondre lorsque $E_{tot} < 0$, et s'étend lorsque $E_{tot} > 0$. Dans le cas le plus simple d'une sphère isolée, isotherme, sans champ magnétique et sans turbulence, la valeur absolue de l'énergie potentielle d'un système en équilibre viriel¹ vaut le double de l'énergie cinétique ([Collins, 1978](#)), ce qui mène à $E_{pot} + 2E_{cin} = 0$. Une première estimation du rapport des forces est alors donnée par le paramètre du viriel, α_{vir} , tel que

$$\alpha_{vir} = \frac{2E_{cin}}{|E_{grav}|} \quad (1.1)$$

Pour étudier la stabilité du système on détermine l'évolution des petites perturbations au sein du milieu. Une relation de dispersion, similaire à celle des ondes soniques, décrit l'existence de modes de propagation croissants et décroissants comme :

$$\omega^2 - c_s^2 k^2 + 4\pi G \rho_0 = 0 \quad (1.2)$$

où ω représentent l'oscillation de la pulsation, k le nombre d'onde de la perturbation, G la constante gravitationnelle et ρ_0 la densité initiale. La vitesse du son dans un milieu isotherme, c_s , est donnée par

$$c_s = \sqrt{\frac{k_B T}{\mu m_H}} = \sqrt{\frac{1.38 \times 10^{-23} \times 20}{2.33 \times 1.67 \times 10^{-27}}} \simeq 0.266 \left(\frac{T}{20 \text{ K}} \right)^{1/2} \text{ km.s}^{-1}$$

où k_B est la constante de Boltzmann, μ est le nombre atomique moyen, T la température et m_H la masse d'un atome d'hydrogène. La perturbation est instable si $\omega^2 < 0$, et stable si $\omega^2 > 0$. Ainsi, les perturbations sont instables si leur nombre d'onde est inférieur à une valeur critique, k_J , telle que :

$$k^2 < k_J^2 \equiv \frac{4\pi G \rho_0}{c_s^2} \simeq 1.85 \times 10^{-30} \left(\frac{\rho_0}{4 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{c_s}{0.266 \text{ km.s}^{-1}} \right)^{-2} \text{ m}^{-2}$$

1. Une démonstration complète du théorème du viriel peut être trouvée dans [Lequeux \(2005\)](#), pages 367-374.

ou de manière équivalente, si la longueur d'onde de la perturbation dépasse la taille critique donnée par $\lambda_J \equiv 2\pi/k_J = \sqrt{\pi c_s^2/(G\rho_0)} \simeq 0.15(c_s/(0.266 \text{ km.s}^{-1})(\rho_0/(4 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}))^{-1/2}) \text{ pc}$, appelée longueur d'onde de Jeans. Cette longueur peut être comprise physiquement de la façon suivante : l'auto-gravité tend à induire une contraction en un temps de l'ordre de $1/\sqrt{G\rho_0}$ pendant que, d'un autre côté, la pression thermique tend à rétablir une densité uniforme en un temps de passage d'une onde sonore, R/c_s . Si on a $1/\sqrt{G\rho_0} < R/c_s$, alors les ondes ne peuvent pas réduire les fluctuations de pression induites par la contraction gravitationnelle avant que le nuage ne s'effondre. Si on suppose une perturbation sphérique de longueur λ_J , cela peut être traduit en une masse critique, la masse de Jeans, telle que

$$M_J \equiv \frac{4\pi}{3}\rho_0 \left(\frac{\lambda_J}{2}\right)^3 = \frac{\pi}{6} \left(\frac{\pi}{G}\right)^{3/2} \rho_0^{-1/2} c_s^3 \quad (1.3)$$

Pour un gaz isotherme, on a $c_s^2 \propto T$, et donc

$$M_J \propto \rho_0^{-1/2} T^{3/2} \simeq 40 \left(\frac{\rho_0}{4 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}}\right)^{-1/2} \left(\frac{T}{20 \text{ K}}\right)^{3/2} M_\odot$$

La masse critique décroît lorsque la densité augmente et croît lorsque la température baisse. Dans ce schéma simplifié, toutes les perturbations qui excèdent la masse de Jeans² vont connaître l'effondrement. Le temps d'effondrement d'un nuage sphérique froid avec une densité uniforme, peut être calculé de manière exacte (e.g., [Stahler & Palla, 2005](#)). Ce résultat, connu comme le temps de chute libre, est

$$t_{\text{ff}} = \sqrt{\frac{3\pi}{32 G \rho_0}} \simeq 170\,000 \left(\frac{\rho_0}{4 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}}\right)^{-1/2} \text{ ans} \quad (1.4)$$

Les observations montrent que les tailles et masses typiques des nuages moléculaires, des clumps et des cœurs denses excèdent la masse de Jeans. Par conséquent ils devraient s'effondrer et former des étoiles très efficacement. Néanmoins, le taux de formation stellaire de la galaxie est très faible, seulement de quelques $M_\odot.\text{an}^{-1}$ ([McKee & Williams, 1997](#)). Cela laisse supposer que tout le gaz disponible n'est pas en situation de s'effondrer et qu'un support additionnel permet au gaz de lutter contre la gravité au sein des nuages moléculaires.

D'autres processus physiques tels que le support magnétique et la turbulence (qui ne sont pas pris en compte par les critères de Jeans) doivent donc être considérés pour expliquer les mesures de formation stellaire galactique que l'on observe.

Le support magnétique : Une partie du gaz dans les nuages moléculaires est sous forme de plasma faiblement ionisé. Cette fraction ionisée est nécessairement liée aux lignes de champs et influencé par l'intensité de ce champ. Par l'intermédiaire de collisions entre particules neutres et particules chargées, le champ magnétique a en réalité un impact sur tout le nuage moléculaire. La force magnétique a été proposée il y a longtemps (e.g., [Shu et al., 1987](#)) comme support mécanique important pouvant expliquer le faible taux de formation stellaire dans la galaxie. L'effet du champ magnétique n'est pas facile à visualiser car il est fortement anisotropique. Une façon plus facile d'estimer le support magnétique est de calculer le ratio de l'énergie magnétique sur l'énergie gravitationnelle. Par simplicité, considérons un nuage sphérique et uniforme de masse M , de volume V , de rayon R soumis à un champ magnétique d'intensité B . Le flux magnétique, ψ , dans le nuage est égal à $\psi = \pi R^2 B$. Tant que le champ magnétique reste couplé au gaz (par exemple lors d'une

2. Les critères de Jeans ici évoqués font mémoire au physicien britannique James Jeans (1877-1946), qui effectua ces travaux en 1902.

compression ou d'une dilatation) ce flux magnétique restera constant au cours du temps. Sous ces hypothèses, le ratio de l'énergie magnétique sur l'énergie gravitationnelle est :

$$\frac{E_{grav}}{E_{mag}} = \frac{8\pi}{B^2 V} \times \frac{3GM^2}{5R} \propto \frac{M^2}{B^2 R^4} \propto \left(\frac{M}{\psi}\right)^2 \quad (1.5)$$

Ce ratio est indépendant du rayon du nuage. Cela implique que si un nuage se contracte ou se détend, l'importance relative de ces deux forces restera la même. Cela est différent de l'énergie thermique d'un gaz isotherme, qui devient de plus en plus petite en comparaison de l'énergie de gravitation au fur et à mesure que le nuage se contracte. De l'équation 1.5, il est clair qu'un critère de stabilité peut être établi. Mouschovias & Spitzer (1976) ont calculé avec précision cette valeur critique du ratio masse sur flux à l'aide du théorème du viriel, et déterminé $(M\psi)_{crit}$ à 0.53. Un nuage dont le ratio est plus grand que cette valeur critique est amené à s'effondrer (au seul regard des forces gravitationnelle et magnétique) et est qualifié de *supercritique* (e.g., Crutcher et al., 2009). L'énergie gravitationnelle et l'énergie turbulente dominant alors l'énergie magnétique et la formation stellaire résulte de chocs turbulents (Padoan & Nordlund, 1999, 2002; Lunttila et al., 2009). A l'inverse, un nuage dont le rapport est plus petit que la valeur critique ne peut pas s'effondrer et est dit *sous-critique*. Des observations utilisant l'effet Zeeman (e.g. Crutcher, 1999; Troland & Crutcher, 2008; Alves et al., 2008; Franco et al., 2010) ont montré que le champ magnétique de certains nuages moléculaires pouvait atteindre le mG , intensité suffisante pour valider le scénario de support magnétique.

Néanmoins, cette analyse suppose que les lignes de champ sont parfaitement couplées au gaz. Or, cela n'est pas le cas. En effet, à l'échelle microscopique les particules neutres sont insensibles à la force de Lorentz, qui ne s'applique qu'aux particules chargées. Les particules neutres et les particules chargées sont découplées, elles ne progressent pas dans le même champ de vitesse : c'est le phénomène de diffusion ambipolaire. Les particules neutres sont néanmoins indirectement impactées par le champ magnétique car elles interagissent avec les particules chargées par collision. Mais dès lors que la distinction entre particules neutres et particules chargées est faite, il apparaît que le champ magnétique ne peut que résister à la contraction d'un nuage sans pouvoir la stopper. Le temps caractéristique de la diffusion ambipolaire pour un nuage de rayon R , de densité ionique ρ_i , de densité neutre ρ , et soumis à un champ magnétique d'intensité B est

$$\tau_{da} \simeq \frac{4\pi\gamma\rho\rho_i R^2}{B^2} \quad (1.6)$$

où γ est le coefficient de traînée (Mouschovias & Paleologou, 1981). Pour estimer le retard à l'effondrement que permet le champ magnétique, il est d'usage de supposer que le nuage est en équilibre face au paramètre du viriel, c'est à dire que $B^2/4\pi \simeq M\rho G/R$. On calcule alors le ratio entre τ_{da} et le temps de chute libre t_{ff} (voir eq. 1.4) et l'on obtient $\tau_{da}/t_{ff} \sim 8$. Cela implique que la diffusion ambipolaire pourrait en partie expliquer la faible efficacité de formation stellaire de la Galaxie, 10 à 100 fois plus faible que celle que l'on attendrait si seule la gravité était en jeu (Hennebelle & Motte, 2009).

La turbulence : Les observations spectroscopiques de certains nuages moléculaires ont montré qu'ils étaient caractérisés par des raies larges, trahissant ainsi des phénomènes non thermiques. Ils ont été interprétés comme indiquant une turbulence supersonique, puisque les profils de raies ne sont pas typiques d'un effondrement de grande échelle (cf. Elmegreen & Scalo, 2004; Scalo & Elmegreen, 2004, pour des revues). Contrairement à l'action du champ magnétique, l'effet de la turbulence sur le taux de formation stellaire n'est pas facile à anticiper. D'un côté, la turbulence tend à répandre le gaz, réduisant sa capacité à se contracter. D'un autre, les mouvements turbulents tendent à créer des surdensités locales susceptibles de s'effondrer par la suite. En prenant

des hypothèses très simplificatrices, telles qu'une turbulence globalement isotropique et pouvant être décrite par une vitesse sonique, on définit v_{rms} comme étant la dispersion de vitesse due à la turbulence. La vitesse du son effective est alors (Chandrasekhar, 1951) $c_{s,eff} \simeq \sqrt{c_s^2 + v_{rms}^2/3}$. La turbulence observée dans les nuages moléculaires est largement supersonique, v_{rms}^2 est plus grand que c_s^2 d'un facteur 25 à 100. Dans l'équation 1.3, la vitesse du son peut alors être approximée par $v_{rms}/\sqrt{3}$. D'un autre côté, les sauts de densité (ρ) provoqués par la turbulence peuvent être décrits par les sauts de Rankine-Hugoniot d'un gaz isotherme (e.g., Hennebelle & Motte, 2009) :

$$\rho/\rho_0 = (v_{rms}/c_s)^2 \quad (1.7)$$

où ρ_0 est la densité moyenne du nuage. En combinant 1.3 et 1.7 on montre que la masse de Jeans turbulente vérifie $M_J \propto v_{rms}$. Cette relation indique que l'action globale de la turbulence est supporteuse. Il est difficile d'aller plus loin pour décrire l'action de la turbulence par des méthodes analytiques, même avec des hypothèses aussi simplistes que celles prises ici. A ce jour, seules les simulations numériques apportent des réponses théoriques à l'action de la turbulence dans les nuages moléculaires, elles seront abordées au chapitre 3. Un des problèmes majeurs à la théorie du soutien turbulent est que la turbulence décroît très vite au cours du temps. Les turbulences, lorsqu'elles sont considérées incompressibles, transfèrent l'énergie des grandes échelles vers les petites échelles où elle est dissipée par des vortex. Kolmogorov (1941) décrit cette cascade des échelles de turbulence jusqu'à ce qu'elles atteignent l'échelle de dissipation l_{visc} . Il montre que la proportion d'énergie passée d'une échelle à une autre est constante. Pour une partie de nuage de taille R , il montre que plus de la moitié de l'énergie turbulente est dissipée en un temps de transit R/v_{rms} . Par conséquent, si la turbulence n'est pas régulièrement ré-alimentée elle décroît rapidement. Elle ne peut alors pas retarder indéfiniment l'effondrement d'un nuage auto-gravitant. Pour expliquer le faible taux de formation d'étoile de la Galaxie, la théorie du support turbulent doit invoquer une alimentation de la turbulence. La source de cette turbulence n'est pas identifiée, ce qui constitue le problème majeur de cette théorie. On listera simplement diverses sources potentielles agissant à diverses échelles spatiales (voir revue de Elmegreen & Scalo 2004, section 3) : accréation de gaz d'origine extra-galactique (Klessen & Hennebelle, 2010), expansion de régions H_{II} (e.g. Matzner, 2002; Krumholz, 2006), vents solaires, flots, supernovae (e.g. Mac Low & Klessen, 2004a; Dib et al., 2006), formation des nuages par des flots convergeants (Heitsch et al., 2008), ...

La Rotation : Les nuages moléculaires, tout comme la plupart des structures de l'Univers, ont des moments angulaires dûs à des mouvements de rotation. La force centrifuge participe ainsi à la lutte contre l'attraction gravitationnelle. Les observations des nuages moléculaires montrent que ces mouvements de rotation sont bien trop faibles pour contrer l'effet de l'attraction gravitationnelle (Goodman et al., 1993; Jijina et al., 1999). Ils prennent plus d'ampleur aux plus petites échelles de formation stellaire, durant les processus d'effondrement proto-stellaire où ils occasionnent l'aplatissement des enveloppes puis la formation des disques d'accréation.

Aucune des forces ici invoquées ne semble à même de contrer la force gravitationnelle sur du long terme. Néanmoins, le concours de toutes ces forces semble expliquer en partie³ les faibles taux de formation stellaire de la Galaxie.

1.2.3 Les causes d'instabilité

Il existe des facteurs susceptibles de rompre l'équilibre et de déclencher un effondrement gravitationnel. Une première possibilité est le passage du nuage dans une zone de haute densité de

3. Les processus de destruction des nuages (cisaillement galactique, ionisation, ...) expliquent aussi partiellement les faibles taux de formation stellaire, mais ne seront pas détaillés dans ce manuscrit.

matière, tels que les bras spiraux de notre galaxie. Il subit alors une force de compression qui peut rompre l'équilibre et provoquer un effondrement gravitationnel. Une autre cause possible est l'explosion d'une supernova (environ une par siècle dans notre galaxie) : cet événement donne lieu à une onde de choc qui comprime violemment les régions qu'elle traverse et peut donc provoquer l'effondrement gravitationnel d'un nuage moléculaire géant. C'est d'ailleurs ce scénario qui est retenu pour expliquer la formation du Soleil.

L'image la plus communément répandue voit les nuages moléculaires comme des structures en évolution constante, avec des parties de nuage s'apprêtant à former des étoiles, d'autres parties en formant déjà alors que certaines ont fini d'en former et se dispersent (e.g. [Hartmann, 2002](#); [Heitsch et al., 2005](#); [Vázquez-Semadeni et al., 2011](#)).

Au fil des années, un schéma hiérarchique des nuages a été défini. Une séquence quelque peu arbitraire liée à leur taille et leur masse a donné naissance à une terminologie variée, donnée dans la table 1.1. La suite de ce chapitre s'intéresse aux structures les plus denses de cette nomenclature, les cœurs denses et les condensations. Les sections suivantes décrivent les étapes successives menant des cœurs denses aux étoiles.

TABLE 1.1: Classification empirique des structures moléculaires

Nom	Taille [pc]	Masse [M_{\odot}]	Densité [cm^{-3}]	A_v [mag]	Exemples
Nuage moléculaire géant	20-100	10^5 - 10^7	100 - 10^3	3-10	W43, W48, Cygnus X
Nuage moléculaire	2-20	10^3 - 10^5	10^2 - 10^4	9-25	W43-Main, CygX-North
Clump	~ 1	10^3 - 10^4	10^3 - 10^5	15-100	W43MM1-A, DR21
Coeur dense	~ 0.1	10^2 - 10^3	$> 10^5$	30-200	W43MM1-N1, CygX-N63
Condensation	~ 0.05	10^2 - 10^3	$> 10^6$	50-300	W43MM1-N1a

1.3 Formation des étoiles de faible masse

Les étoiles se forment dans les nuages moléculaires, au sein de structures que l'on appelle cœurs denses. Ce sont les progéniteurs des étoiles. Sous l'effet de la gravitation les cœurs denses se contractent, puis s'effondrent en donnant naissance à une étoile unique ou une binaire. Pour les étoiles dites de faible masse ($M_{\star} < 8 M_{\odot}$), on distingue plusieurs étapes permettant le passage d'un cœur dense à une étoile (voir schéma, Fig. 1.2). La première est la phase pré-stellaire (période de forte concentration quasi-statique de masse), suivie d'une phase proto-stellaire (période de forte accréation) aboutissant à la phase de pré-séquence principale (période d'évolution vers la séquence principale à masse stellaire constante). Les deux premières phases de la formation des étoiles sont cruciales dans la mesure où elles déterminent la masse finale des étoiles, tout du moins pour les étoiles de faible masse.

1.3.1 Du nuage moléculaire aux cœurs denses

Cette sous-section détaille les différentes étapes du scénario empirique, largement admis, de la formation des étoiles de faible masse. Il est appelé "modèle classique". Il a été établi de manière empirique grâce aux relevés infrarouges et millimétriques des jeunes objets stellaires et des condensations pré-stellaires ([Lada, 1987](#); [André et al., 1993](#)). Il caractérise chaque étape du processus permettant le passage d'un cœur dense à une étoile (voir Fig. 1.2).

Comme nous l'avons vu précédemment, divers phénomènes sont susceptibles de créer des variations de densité au sein d'un nuage moléculaire. Ces fluctuations en densité (à petite échelle,

vis à vis du nuage moléculaire) peuvent évoluer de deux manières différentes en fonction de la partition énergétique. Soit elles ne sont pas gravitationnellement liées, et on les appelle des corps "star-less". Ce sont des concentrations de gaz éphémères, tracées en particulier par le $C^{18}O$ (e.g., Onishi et al., 1998) ou par émission (ou extinction) des poussières (e.g., Alves et al., 2007; Ward-Thompson et al., 2010). Ces corps ne montrent pas de signature d'effondrement et sont dépourvus d'objet stellaire enfoui. Soit, et c'est ce qui nous intéresse ici, elles sont gravitationnellement liées. On les appelle alors cœurs pré-stellaires ou proto-stellaires.

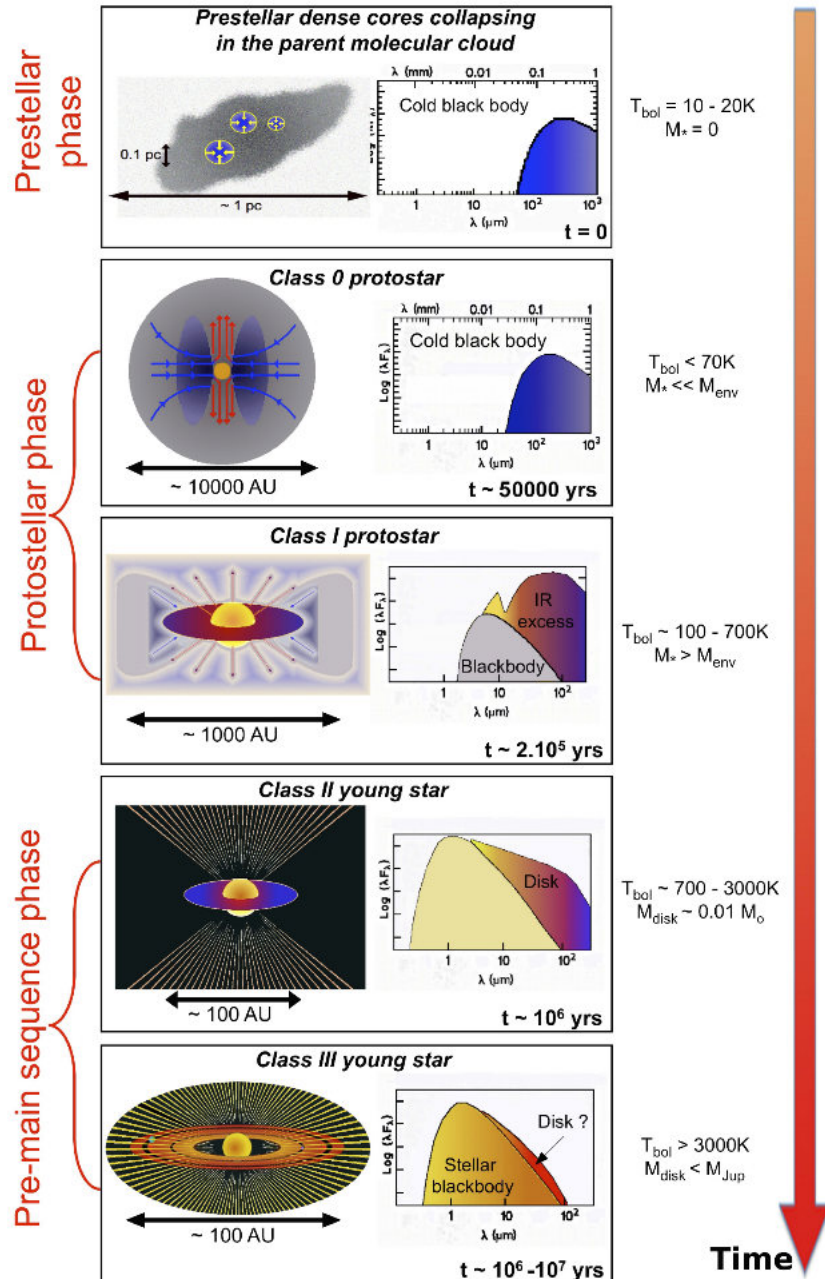


FIGURE 1.2: Processus de formation stellaire pour les étoiles de faible masse. Évolution empirique adaptée de Bouvier & Zahn (2002).

1.3.2 Phase pré-stellaire

Les cœurs pré-stellaires (cf. Ward-Thompson et al., 1994; André et al., 2000; Walmsley et al., 2002) sont des fragments gravitationnellement liés qui sont en train de se découpler de leur environnement, de se contracter mais n'ont pas encore formé d'embryon stellaire en leur centre.

Cette phase de condensation reste quasiment isotherme car l'énergie libérée par la compression du gaz est évacuée efficacement par le rayonnement thermique de la poussière (cf. Larson, 1969). Le modèle idéalisé de Shu (1977) et Shu et al. (1987) suppose que cette phase isotherme peut être décrite de manière quasi-statique. Au fur et à mesure de leur évolution, le profil de densité des condensations devient de plus en plus piqué au centre et tend vers $\rho \propto r^{-2}$ (cf. Whitworth & Summers, 1985; Blottiau et al., 1988; Foster & Chevalier, 1993; Ward-Thompson et al., 1999).

Lorsque la densité centrale dépasse $n_{\text{H}_2} \sim 3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ (cf. Bate, 1998; Masunaga et al., 1998; Masunaga & Inutsuka, 2000), la région interne commence à devenir opaque au rayonnement infrarouge et l'évolution devient adiabatique plutôt qu'isotherme. La température s'élève, l'effondrement est progressivement ralenti.

Lorsque la densité atteint $n_{\text{H}_2} \sim 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ (cf. Boss & Myhill, 1995; Bate, 1998; Masunaga et al., 1998), un équilibre hydrostatique s'établit dans la région centrale. A ce stade, un cœur hydrostatique de rayon $R \sim 5 \text{ UA}$, de masse $M \sim 0.01 M_{\odot}$, et de température centrale $T \sim 100 - 2000 \text{ K}$ se forme (cf. Larson, 1969; Masunaga et al., 1998; Bate, 1998). La matière s'accumule sur ce premier cœur, dit de Larson, dont la densité et la température continuent d'augmenter.

Lorsque la température centrale atteint 2000 K la dissociation de H_2 , endothermique, provoque l'effondrement gravitationnel du premier cœur qui aboutit, en un temps très court ($\sim 0.1 \text{ an}$, voir Masunaga & Inutsuka, 2000), à la formation d'un deuxième cœur en équilibre hydrostatique de taille stellaire (i.e., $\sim 1 - 3 R_{\odot}$). Cet instant termine la phase pré-stellaire, et marque le début de la phase proto-stellaire. Le système est alors constitué d'un embryon stellaire entouré d'une enveloppe proto-stellaire en effondrement gravitationnel.

Observationnellement, les cœurs pré-stellaires sont tracés par (i) des molécules telles que l'ammoniac (NH_3), le monosulfure de carbone (CS) ou le diazenylium (N_2H^+) (Jijina et al., 1999; Benson & Myers, 1989) (ii) l'émission des poussières dans l'infrarouge lointain ou le (sub)millimétrique (Ward-Thompson et al., 1994) (iii) l'extinction en infrarouge (e.g., Bacmann et al., 2000; Alves et al., 2001). Ils montrent souvent des signatures de contraction (Gegersen & Evans, 2000).

1.3.3 Phase proto-stellaire

Les cœurs proto-stellaires résultent de l'effondrement des cœurs pré-stellaires. Ils ont engendré la formation d'un embryon stellaire en leur sein. Les phases proto-stellaires sont caractérisées par une forte accrétion de matière sur la proto-étoile au cours desquelles la masse de la proto-étoile va prendre le dessus sur la masse de l'enveloppe.

L'enveloppe constitue le réservoir de matière à partir duquel la proto-étoile va accréter sa masse. On distingue deux stades à la phase proto-stellaire, la proto-étoile de classe 0 et la proto-étoile de classe I.

La proto-étoile de classe 0 vérifie la relation $M_{\star} < M_{\text{env}}$, où M_{env} est la masse de l'enveloppe (André et al., 1993). Elle est caractérisée par un rapport élevé de la luminosité submillimétrique sur la luminosité bolométrique (André et al., 1993) (voir aussi figure 1.2).

Les observations ont montré que la phase d'accrétion s'accompagne d'une éjection de matière assez puissante le long des pôles (cf. les revues de Bachiller, 1996; Reipurth & Bally, 2001). Cette éjection de matière évacue une partie du moment cinétique de l'enveloppe en effondrement (Konigl & Pudritz, 2000) et se manifeste sous forme de jets/flots bipolaires facilement détectables grâce

notamment à leur émission CO ou SiO à grande vitesse (voir Fig. 1.3 et [Bontemps et al., 1996](#); [Machida et al., 2008](#)).

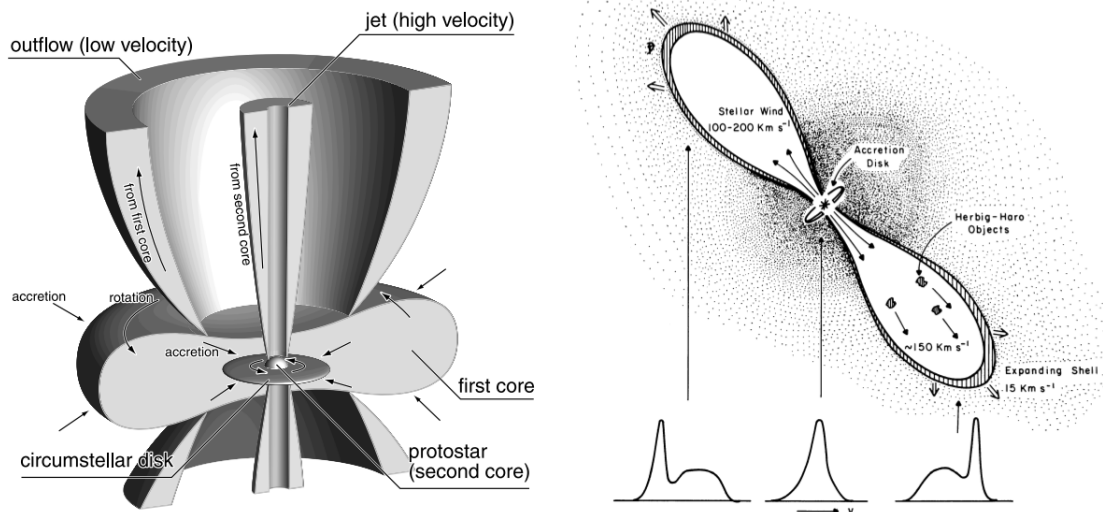


FIGURE 1.3: **Gauche** : Vue schématisée du jet et du flot propulsé par le second et le premier cœur hydrostatique, respectivement. Adapté de [Machida et al. \(2008\)](#). **Droite** : Vue schématisée des vents stellaires de L1551, indiquent les profils de raies moléculaires du CO qui seraient attendus à différentes positions le long de la source. Extrait de [Snell et al. \(1980\)](#).

La proto-étoile de classe I correspond à un stade plus avancé, où la masse de l'étoile est supérieure à celle de l'enveloppe ($M_{\star} > M_{\text{env}}$). Elle a donc accréte la plupart de la masse qui était contenue dans l'enveloppe. Elle est alors entourée d'une part, par un disque circumstellaire formé par conservation du moment cinétique lors de l'effondrement, et d'autre part par une enveloppe circumstellaire diffuse ([Lada & Wilking, 1984](#); [Lada, 1987](#)).

Les proto-étoiles de classe I sont elles aussi émettrices de flots bipolaires. Comme l'a montré [Bontemps et al. \(1996\)](#), leurs flots sont moins énergétiques et moins collimatés que dans le cas des proto-étoiles de classe 0. Ce déclin est interprété par une baisse du taux d'accrétion en fin de phase proto-stellaire.

1.3.4 Phases de pré-séquence principale

Après la fin de la phase proto-stellaire, les cœurs entrent dans la phase de pré-séquence principale. Cette phase est constituée de deux stades, le stade de proto-étoile de classe II et le stade de proto-étoile de classe III.

Jeune objet stellaire de classe II est aussi appelée étoile de type T-Tauri (ou de Herbig si sa masse, M_{\star} , est comprise en $2-8 M_{\odot}$). L'enveloppe depuis laquelle la proto-étoile a acquis sa masse a presque complètement disparue. La proto-étoile est entourée par un disque circumstellaire (de rayon ~ 100 UA) optiquement épais duquel elle accrete un peu de matière.

Jeune objet stellaire de classe III est proche de l'ignition de la fusion thermonucléaire de l'hydrogène. Le disque circumstellaire qui l'entourait est devenu optiquement mince. Il se rapproche

des disques de débris autour des étoiles de la séquence principale, dans lesquels se forment les planètes.

La jeune étoile, n'étant pas encore assez chaude en son centre pour atteindre l'équilibre radiatif, entre aussi dans une phase de contraction quasi-statique, et devient visible en optique ou en infrarouge proche si elle reste enfouie dans son nuage moléculaire parent. Elle apparaît sur la ligne de naissance ("birth-line") des étoiles de pré-séquence principale dans le diagramme de Hertzsprung-Russell (HR) (voir Fig. 1.4 et [Stahler, 1988](#); [Palla & Stahler, 2002](#)). L'excès d'énergie gravitationnelle libérée lors de cette contraction sert en partie au réchauffement de la partie centrale de la jeune étoile, et est aussi en partie évacuée par le rayonnement photosphérique de celle-ci. Le temps caractéristique de cette contraction est le temps de Kelvin-Helmholtz :

$$t_{\text{KH}} = \frac{G M_{\star}^2}{R_{\star} L_{\star}} \quad (1.8)$$

où M_{\star} , R_{\star} et L_{\star} sont respectivement la masse, le rayon, et la luminosité de l'étoile. Pour une étoile de type solaire, ce temps vaut de l'ordre de 10^8 ans, ce qui est nettement plus grand que la durée de la phase proto-stellaire (environ 10^5 ans). La phase d'accrétion est donc quasiment terminée lorsque commence la contraction quasi-statique, et la phase pré-séquence principale est distincte de la phase proto-stellaire. Au cours de cette contraction, la température centrale de la jeune étoile augmente pour atteindre finalement $\sim 10^7$ K. Cette température permet le déclenchement de la réaction de combustion thermonucléaire de l'hydrogène qui marque l'entrée de l'étoile sur la séquence principale. Elle a atteint son statut d'étoile adulte.

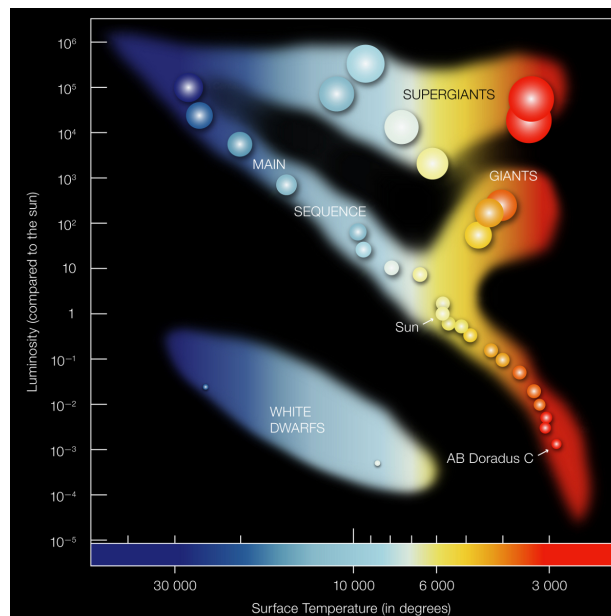


FIGURE 1.4: Diagramme de Hertzsprung-Russell. Crédit : [Atropedia](#).

1.4 Formation des étoiles massives

Même si elles sont beaucoup moins nombreuses que leurs homologues de faible masse, les étoiles dites massives (de type O ou B, de masse $>8 M_{\odot}$ et jusqu'à $\sim 150 M_{\odot}$) jouent un rôle majeur au sein des galaxies. Elles chauffent les nuages qui les ont vu naître et enrichissent le milieu inter-

stellaire d'éléments lourds. Elles dynamisent les galaxies à travers de puissants vents solaires et ionisent leur environnement. Elles influencent les processus de formation stellaire dans leur environnement proche et sont susceptibles de provoquer la formation de nouvelles générations d'étoiles. Il est donc primordial d'étudier les étoiles massives et leur formation, pour atteindre une compréhension globale de la composition et de l'évolution des galaxies. Malgré tout l'intérêt qu'elles suscitent, peu est connu de leur processus de formation. Les premiers stades de leur formation au sein des cœurs pré et proto-stellaires restent très incertains. Alors que la formation des étoiles de faible masse est bien comprise (voir section 1.3), l'étude de la formation des étoiles massives est freinée par un certain nombre de facteurs. Elles sont beaucoup moins nombreuses, ce qui rend les études statistiquement moins pertinentes, et entachées de plus d'erreurs. Une conséquence directe de leur nombre restreint est aussi qu'elles se forment statistiquement plus loin, rendant leur observation plus difficile. Mais surtout, elles se forment très enfouies dans les cœurs denses de leurs nuages moléculaires qui les obscurcissent jusqu'au stade où elles atteignent la séquence principale. Leur temps d'évolution jusqu'à la séquence principale est très court en comparaison des étoiles de faible masse⁴, ce qui diminue encore le nombre d'objets fournissant des contraintes sur leur processus de formation.

Le scénario de formation des étoiles de faible masse (e.g. André et al., 2001) exposé à la section 1.3 ne peut pas être utilisé pour expliquer la formation des étoiles massives.

D'une part, la première étape du scénario empirique de la formation des étoiles de faible masse (voir section 1.3.2) impliquerait l'existence de cœurs pré-stellaires massifs (ou cœurs *super-Jeans*). Or, ces cœurs n'ont à ce jour jamais été observés. Deux explications peuvent justifier cet échec d'observabilité : soit les cœurs *super-Jeans* n'existent pas, soit leur évolution est très rapide et, joint à la faible statistique des étoiles massives, restent encore méconnus.

Par ailleurs, la dernière étape du scénario empirique de la formation des étoiles de faible masse présenté la section 1.3, à savoir les phases de pré-séquences principales, n'existent pas lors de la formation des étoiles massives. En effet ces dernières entrent sur la ligne de naissance du diagramme HR sans avant d'avoir complété leurs phases d'accrétion.

Une autre limitation, théorique cette fois, est que lorsque l'embryon/foetus stellaire atteint $8 M_{\odot}$, le modèle d'accrétion des étoiles de faible masse devient difficile à appliquer. La pression de radiation induite par la jeune étoile devient alors suffisamment importante pour contrebalancer les forces gravitationnelles, freiner l'accrétion du gaz voire repousser l'enveloppe (voir cependant la section 1.4.2.1).

1.4.1 Du nuage moléculaire aux cœurs denses massifs

Une formation en amas Un des faits marquants du projet HOBYS⁵ (programme clé du satellite *Herschel*) est la découverte de *ridges*, définis comme des nuages filamentaires à très haute densité ($10^4 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$ sur plusieurs pc^2) qui sont les sites privilégiés pour former des étoiles massives (Hill et al., 2011; Nguyen Luong et al., 2011a; Hennemann et al., 2012; Nguyen Luong et al., 2013). Étant des puits de potentiels conséquents, ces *ridges* dominent leur environnement. Ils seraient le résultat de la fusion de plusieurs filaments et continueraient à être nourris par le gaz de filaments moins denses en chute libre (Schneider et al., 2010; Hill et al., 2011; Nguyen Luong et al., 2011a; Hennemann et al., 2012). Ils correspondent parfois à des IRDCs (pour *infrared dark clouds*) eux-même observés pour être très dynamiques (Peretto et al., 2013). L'existence des *ridges* est par ailleurs prédite par certains modèles dynamiques de formation des nuages (e.g., Heitsch & Hartmann, 2008).

4. On estime à $\sim 10^6$ ans pour qu'une proto-étoile massive atteigne la séquence principale, contre $\sim 10^7$ ans pour une proto-étoile de faible masse.

5. PI : F. Motte

1.4.2 Des nuages denses aux étoiles massives

D'un point de vue théorique, l'analyse du phénomène de formation des étoiles massives est plus complexe que celui des étoiles de faible masse. Les effets radiatifs des proto-étoiles massives ne peuvent pas être négligés. En effet la pression de radiation d'une étoile ayant atteint $8 M_{\odot}$ (B3) s'oppose alors à l'effondrement gravitationnel. Il faut donc résoudre, en parallèle, les équations liées au transfert radiatif et celles liées à l'hydrodynamique. Cela impose une sévère complication qui explique le nombre limité d'études théoriques s'étant penchées sur la question. Cette section propose un survol des travaux théoriques offrant une explication à la formation des étoiles massives. Les scénarii présentés ici sont regroupés en deux familles : d'une part, les scénarii qui adaptent le scénario de formation des étoiles de faible masse aux étoiles massives (§ 1.4.2.1) et d'autre part, les scénarii proposant une formation d'étoiles massives beaucoup plus dynamique que celle de leurs compagnes de faible masse.

1.4.2.1 Scénarii adaptés du processus de formation des étoiles de faible masse

Ces scénarii proposent que les étoiles massives se forment par accrétion d'une enveloppe proto-stellaire initialement sphérique, comme dans le cadre des étoiles de faible masse. La différence réside dans les taux d'accrétion proposés ($> 10^{-3} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ contre $10^{-5} - 10^{-4} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ dans le cadre des étoiles de faible masse). Différentes simulations numériques, incluant le transfert radiatif, ont été proposées au cours des vingt dernières années (voir ci-dessous).

1.4.2.1.1 Les effets de la turbulence

Une turbulence plus élevée est invoquée par [McKee & Tan \(2002\)](#) pour la formation des étoiles massives. Dans ces travaux, ils adoptent une turbulence supersonique à l'intérieur des cœurs. Ils obtiennent alors des taux d'accrétion allant jusqu'à $10^{-3} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$, suffisant pour vaincre la pression de radiation due à la luminosité de la proto-étoile. Ce scénario, transposé de la formation des étoiles de faibles masses (scénario standard de [Shu 1977](#)), permet de former des étoiles de $\sim 100 M_{\odot}$ en $\sim 10^5$ ans ([Tan & McKee, 2002](#), et travaux suivants).

Les simulations numériques tridimensionnelles de [Krumholz et al. \(2007\)](#) évalue la fragmentation et l'accrétion depuis un cœur de $100 M_{\odot}$ avec un profil de densité en $r^{-1.5}$, initialement soutenu par la turbulence. La turbulence décroît au cours du temps (voir § 1.2.2), provoquant l'effondrement gravitationnel du cœur. Leur simulation est stoppée au bout de 2×10^4 ans. A ce stade, la proto-étoile la plus massive, de $5.4 M_{\odot}$, continue à accréter du gaz. D'autre part, ils montrent qu'inclure le transfert radiatif diminue fortement la fragmentation du cœur.

1.4.2.1.2 Effet de la rotation du cœur

Les simulations numériques tridimensionnelles de [Krumholz et al. \(2009\)](#), étudient l'effondrement d'un cœur dense massif de $100 M_{\odot}$, 0.1 pc de rayon avec un profil de densité suivant $r^{-1.5}$. Ils impriment une légère rotation au cœur, telle que le rapport de l'énergie centrifuge sur énergie gravitationnelle soit de 0.02 . Ils proposent que des instabilités de type Rayleigh-Taylor permettent d'acheminer le gaz de l'enveloppe vers l'étoile. Ce scénario permet d'une part au gaz de s'accréter par le biais de filaments qui s'auto-écrantent contre la pression de radiation de l'étoile. D'autre part, la radiation s'échappe par les chemins optiquement minces laissés par les instabilités. Avec un tel modèle, ils ont été aptes à construire un objet central de $\sim 45 M_{\odot}$. Il est à noter que le modèle, grâce à son traitement non-axisymétrique, fournit une seconde proto-étoile de $\sim 30 M_{\odot}$.

Les simulations numériques bidimensionnelles axisymétriques de [Yorke & Sonnhalter \(2002\)](#) étudient la masse qui peut être accrétée depuis des cœurs denses massifs de 30, 60 et 120 M_{\odot} , lorsque de la rotation est incluse dans le modèle. Dans le cas d'un cœur de 60 M_{\odot} , ils montrent que l'embryon stellaire a accru 13.4 M_{\odot} au bout de 1×10^5 ans, puis 28.4 M_{\odot} au bout de 2×10^5 ans. Dès lors, le nuage ne conserve plus sa symétrie sphérique. L'accrétion dans les régions polaires est stoppée par la pression de radiation, alors qu'elle continue dans le plan équatorial de l'étoile, où un disque circumstellaire se forme. Ce phénomène, initialement proposé par [Nakano et al. \(1995\)](#) et [Jijina & Adams \(1996\)](#) porte le nom de *flashlight effect*. Avec ce modèle, ils parviennent à accumuler une masse de 33.6 M_{\odot} avant que la pression de radiation ne stoppe l'accrétion dans toutes les directions.

Les simulations numériques bidimensionnelles de [Kuiper et al. \(2010a\)](#) sont dans la continuité de ce dernier scénario. Le code qu'ils emploient est basé sur l'approximation de flux limite de diffusion. Le gain de temps de calcul induit par cette approximation leur permet de conduire des calculs prenant en compte un transfert radiatif dépendant de la fréquence ([Kuiper et al., 2010b](#)). En addition au modèle de [Yorke & Sonnhalter \(2002\)](#), ils introduisent deux nouveautés :

- i Un front de sublimation des poussières dans la partie interne du disque circumstellaire permettant d'augmenter la protection du disque face à la pression de radiation.
- ii Une alimentation constante du disque circumstellaire, ce qui permet de garder un fort taux d'accrétion au cours du temps.

Avec un tel modèle, ils parviennent à générer une proto-étoile de 56 M_{\odot} à partir d'un cœur de 120 M_{\odot} . En augmentant la masse initiale du cœur à 480 M_{\odot} , la proto-étoile atteint 137 M_{\odot} à la fin de l'accrétion au bout de 2×10^5 ans. C'est une position encore renforcée dans [Kuiper & Yorke \(2013\)](#) par l'étude plus raffinée de l'opacité du gaz dans les parties "sans poussière" du disque circumstellaire (voir Fig. 1.5).

Néanmoins, tous ces modèles incluant les effets de la rotation ne prennent pas en compte la perte de masse induite par les flots bipolaires de l'objet en formation, liés au taux d'accrétion ([Bontemps et al., 1996](#)). Cette perte de masse a été évaluée à hauteur de 10% du taux d'accrétion ([Pelletier & Pudritz, 1992](#); [Machida et al., 2006](#)) et jusqu'à 50% du taux d'accrétion par [Shu et al. \(1994\)](#). Cette dernière estimation impliquerait donc que tous les modèles présentés ici surévalueraient les masses stellaires formées d'un facteur deux.

1.4.2.2 Scenarii distincts de celui de formation des étoiles de faible masse

Les scénarii présentés ici diffèrent de celui du processus de formation des étoiles de faible masse. Ils proposent des trames très dynamiques où les interactions avec, et dans, le nuage parent sont beaucoup plus prononcées.

Le scénario d'accrétion compétitive ([Bonnell et al., 1997, 2001](#); [Bonnell & Bate, 2006](#)), propose que plusieurs proto-étoiles accrètent leur masse d'un nuage commun. Les proto-étoiles forment ainsi un *proto-amas*. Dans ce scénario, les proto-étoiles se formant au centre du nuage bénéficient de tout le potentiel gravitationnel du nuage alors que l'accrétion a de bien plus faibles taux en périphérie. A plus petite échelle, la masse des proto-étoiles y joue aussi un rôle prépondérant. Plus la proto-étoile est massive, plus elle va être susceptible d'attirer le gaz du nuage. On comprend alors que dans ce scénario, les étoiles massives se forment au centre du nuage, pendant qu'une multitude d'étoiles de faibles masses se forment en périphérie.

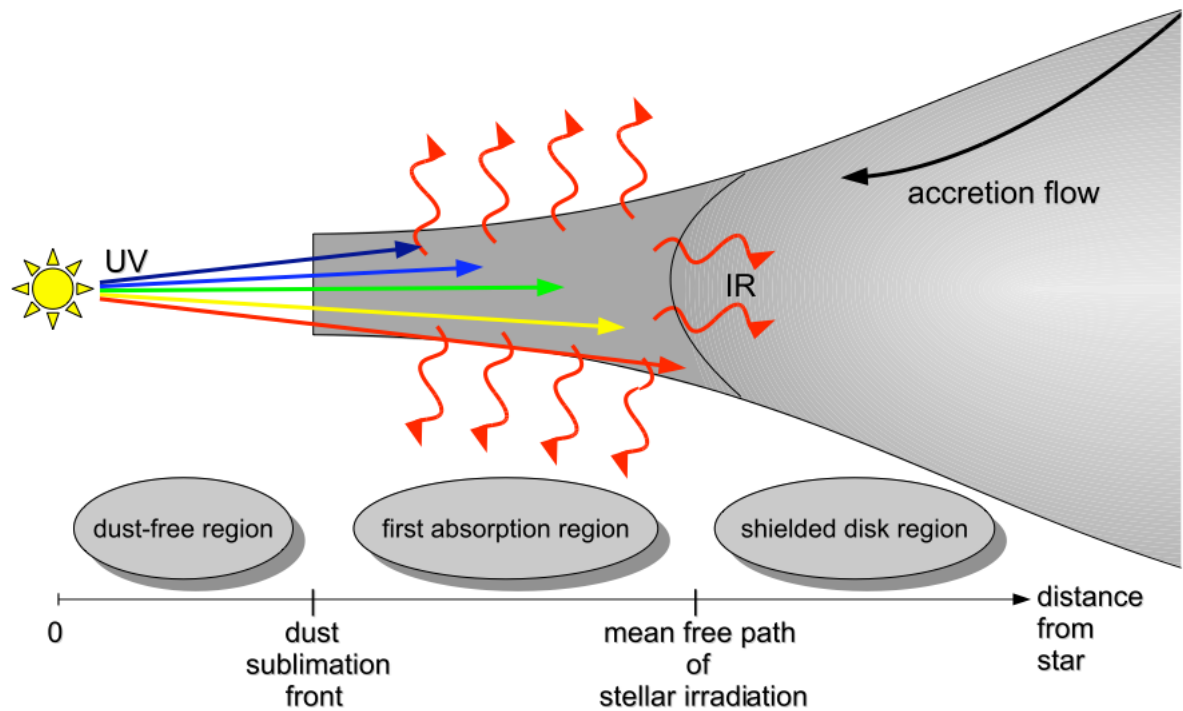


FIGURE 1.5: Vue schématique de la pression de radiation UV et IR à l'œuvre dans un disque circumstellaire à symétrie axiale. Figure adaptée de [Kuiper et al. \(2010a\)](#).

Le scénario de coalescence, initialement proposé par [Bonnell et al. \(1998\)](#), suggère que les étoiles massives se forment par amalgame d'étoiles de faible masse. La motivation de ce scénario est de répondre simultanément à deux problématiques : (i) outrepasser le problème posé par la pression de radiation (ii) expliquer la fraction d'étoiles massives observée dans les amas denses d'étoiles. S'il est séduisant, ce scénario ne peut statistiquement pas expliquer la formation des étoiles massives dans son ensemble. Pour estimer la probabilité de former des étoiles massives par ce procédé, il suffit de comparer le temps de collision moyen de deux étoiles en fonction de la densité de l'amas, avec le temps d'évolution stellaire. On se rend alors compte que des densités d'étoiles dans les amas aussi grandes que 10^7 à 10^8 pc^{-3} sont nécessaires, densités qui n'ont jamais été observées ([McKee & Tan, 2002](#)). Elle peut être réduite à $\sim 10^6 \text{ pc}^{-3}$ si l'on considère les disques circumstellaires et les systèmes binaires.

Les flots collisionnels pourraient aider à vaincre la pression radiative des étoiles massives. Dans le cadre de la théorie d'accrétion compétitive présentée par [Bonnell & Bate \(2006\)](#), le grand potentiel gravitationnel au centre du nuage provoque la formation de flots de matière depuis la périphérie du nuage jusqu'à son centre. Ces flots, convergeant vers le centre du potentiel gravitationnel, ont des vitesses allant jusqu'à quelques km.s^{-1} . Ces vitesses d'accrétion, organisées le long de flots/filaments, pourraient être suffisantes pour prévaloir sur la pression de radiation comme dans le cas du scénario de [Krumholz et al. \(2009\)](#).

Ainsi, de nombreux scénarii proposent une explication à la formation des étoiles massives. Tous racontent une histoire probante sur l'histoire de leur formation. Cependant aucun n'a encore pu être totalement validé, ou invalidé, par les observations. On a déjà évoqué que le scénario de coalescence proposé par [Bonnell et al. \(1998\)](#) nécessitait des amas d'étoiles beaucoup plus denses que ce qui est

observé. Tous les scénarii adaptés du "modèle standard" de la formation des étoiles de faible masse ne sont pas non plus corroborés par les études observationnelles. Ils impliquent en effet l'existence de cœurs denses massifs ne formant pas encore d'étoile (l'équivalent des cœurs pré-stellaires du modèle standard). Or, aucun cœur pré-stellaire massif n'a encore été détecté.

À l'inverse, quelques études ont récemment apporté du crédit aux scénarii dynamiques pour l'explication de la formation des étoiles massives. Csengeri et al. (2011a) ont observé la dynamique du gaz aux abords des cœurs denses massifs (ci-après MDCs pour *massive dense cores*). Ils ont proposé que l'évolution des MDCs était dirigée par l'approvisionnement en gaz qu'ils reçoivent depuis des flots convergeants. Plus récemment Csengeri et al. (2011b) ont détecté pour la première fois des chocs basses vitesses associés à des flots convergeants à petite échelle (< 1 pc). Ils proposent que les proto-étoiles massives se trouvent aux points de jonction de ces flots convergeants, dans les MDCs.

Laissons un instant cette problématique de naissance stellaire de côté pour nous intéresser à la vie des étoiles.

1.5 Vie des étoiles

Tout au long de leur vie sur la séquence principale les étoiles, quelle que soit leur masse, sont le siège de réactions thermonucléaires de fusion. Les réactions mises en jeu, et la fin de vie de l'étoile sont intimement liées à la masse de l'étoile. On distingue le schéma de vie des étoiles de faible masse à masse intermédiaire ($M_* < 8 M_\odot$) de celui des étoiles massives ($M_* > 8 M_\odot$). Les étoiles de faible masse connaîtront une détente menant au stade de géante rouge. Les étoiles massives, elles, connaîtront une fin beaucoup plus cataclysmique, par le plus puissant phénomène connu dans la galaxie : la supernova.

1.5.1 Les étoiles de faible masse

Ce paragraphe concerne toutes les étoiles dont la masse est comprise entre $0.08 M_\odot$ et $8 M_\odot$. Comme nous l'avons vu à la section 1.3, lorsque la température centrale de la proto-étoile (de classe III) atteint $\sim 7 \times 10^6$ K, elle cesse d'être une proto-étoile et devient une étoile. Cette température barrière permet le déclenchement de la fusion de l'hydrogène, par le cycle *proton-proton* :



Cette réaction produit des radiations et de l'énergie thermique. L'étoile est maintenue en équilibre hydrostatique. D'une part, les radiations et l'agitation thermique tendent à dilater l'étoile, de l'autre, la gravité tend à la comprimer. C'est cette phase de combustion de l'hydrogène, élément le plus abondant, qui est la plus longue de la vie de l'étoile. Lorsque l'hydrogène fait défaut pour alimenter la réaction de fusion, le soutien fourni par les radiations cesse. La gravité domine alors de nouveau, comprime l'étoile, ce qui a pour effet d'augmenter la température. Plusieurs issues sont alors possibles.

Si $M_* < 0.3 M_\odot$, la masse de l'étoile n'est pas suffisante pour que la chaleur dégagée par la compression de l'étoile initie une nouvelle réaction de fusion. Le cœur de l'étoile, alors formé d'hélium, n'est plus le lieu de réaction de fusion. En revanche, les couches externes de l'étoile, réchauffées par la compression du cœur atteignent des températures suffisantes pour initier la réaction de fusion de l'hydrogène par le cycle *proton-proton*. La force de gravité dans la partie externe de l'étoile étant moins forte qu'en son centre, la pression de radiation induite par les réactions de fusion est suffisante pour la dépasser. L'étoile va alors se dilater, formant alors une géante rouge (voir Fig. 1.6). Les parties externes de l'étoile vont se refroidir, et être répandues dans le milieu interstellaire. Il ne restera plus que le noyau de l'étoile, la naine blanche.

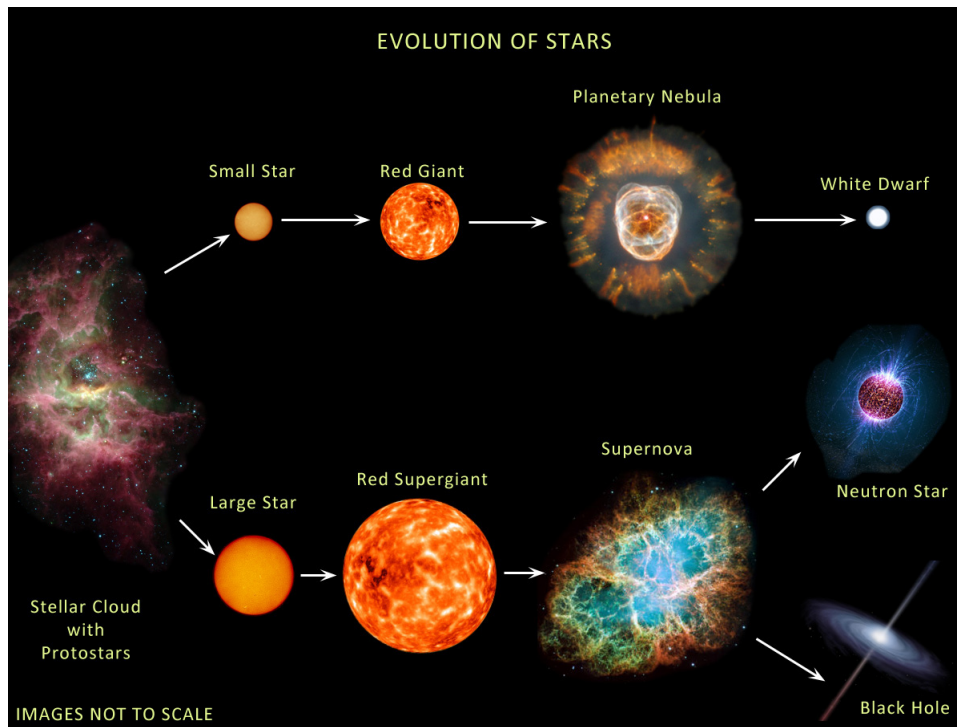
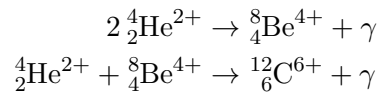


FIGURE 1.6: Schéma empirique des chemins évolutifs des étoiles en fonction de leur masse. Crédit : [Essay-web](#).

Si $M_{\star} > 0.3 M_{\odot}$, la masse de l'étoile est suffisante pour initier une nouvelle réaction de fusion au centre de l'étoile. L'étoile va initier la réaction suivante :



Cette réaction, exothermique va chauffer les couches externes de l'étoile qui vont à leur tour initier la combustion de l'hydrogène restant. Une fois cette réaction complétée, le manque de combustible (l'hélium) va provoquer une nouvelle compression gravitationnelle du cœur de l'étoile. De nouveau, en fonction de la masse de l'étoile, deux issues sont possibles. Si sa masse n'est pas suffisante pour démarrer de nouvelles réactions de fusion, elle rejoint le scénario de géante rouge tel que présenté pour les étoiles de masse $M_{\star} < 0.3 M_{\odot}$. Si sa masse de l'étoile dépasse $3 M_{\odot}$, une nouvelle réaction se déclenche :

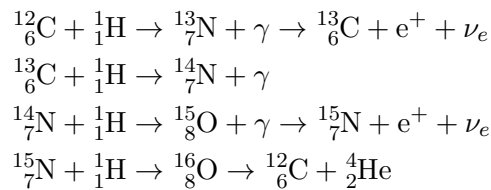


A la fin de ce cycle, l'étoile n'est plus suffisamment massive pour déclencher de nouvelles réactions, et rejoint le scénario des géantes rouges. Il est intéressant de noter qu'au dernier stade, de nombreuses réactions de fusion nucléaire ont lieu en parallèle. Au cœur de l'étoile, la fusion du carbone et de l'hélium, produisant de l'oxygène. Plus en périphérie, la fusion de l'hélium, produisant du carbone. Vers les couches externes, la fusion de l'hydrogène, produisant de l'hélium. La structure ainsi obtenue est décrite comme en *pelure d'oignon* (voir Fig 1.7).

1.5.2 Les étoiles massives

Ce paragraphe concerne toutes les étoiles dont la masse est supérieure à $8 M_{\odot}$. Ces étoiles ont une telle masse que la température de leur cœur dépasse largement les $\sim 7 \times 10^6$ K nécessaires au

déclenchement de la réaction de fusion *proton-proton* de l'hydrogène. La température de leur centre est même suffisante pour déclencher une réaction parallèle, dite réaction CNO⁶ (pour *carbone-azote-oxygène*) :



Les deux réactions CNO et *proton-proton* combinées réduisent grandement le temps nécessaire à la combustion du réservoir d'hydrogène. Elle dure entre 3 milliards et 500 milliards d'années pour les étoiles de faible masse, mais seulement 60 à 100 millions d'années pour les étoiles massives. Comme vu précédemment, le manque de combustible va entraîner une compression gravitationnelle qui va permettre l'ignition de nouvelles réactions de fusion. Se met alors en place une structure en pelure d'oignon allant jusqu'à la production du fer (voir Fig. 1.7).

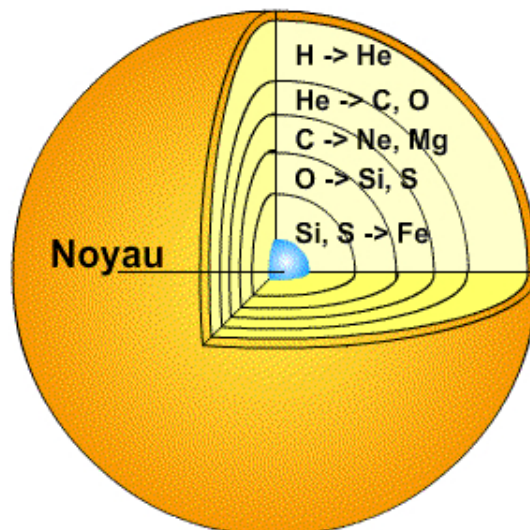
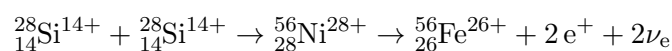


FIGURE 1.7: Structure en pelure d'oignon des étoiles. Crédit : [Observatoire de Paris-Meudon](#).

La réaction se passant dans le cœur de l'étoile



produit l'élément le plus stable, point inférieur de la courbe d'Aston (voir fig. 1.8), le fer (Fe). Les réactions de fusion du silicium viennent à se raréfier, le cœur de l'étoile se comprime de nouveau. Seulement, aucune nouvelle réaction de fusion ne se déclenche, l'étoile perd tout son soutien radiatif, seule les forces d'attraction agissent : l'étoile s'effondre sous son propre poids. Les couches externes tombent en chute libre sur le cœur de l'étoile. Cela génère une pression telle que le cœur de l'étoile atteint la limite de compressibilité de la matière nucléaire. Les couches externes rebondissent violemment sur ce noyau central : c'est le phénomène de supernova. En fonction de la masse initiale de l'étoile, le noyau central dégénéré évoluera soit vers une étoile à neutrons ($8 M_{\odot} < M < 30 M_{\odot}$), soit vers un trou noir ($M_{\star} > 30 M_{\odot}$). Le phénomène de supernova est le plus puissant

6. Pour ces réactions, les charges atomiques n'ont pas été prises en compte afin de ne pas alourdir la lecture

phénomène connu dans la Galaxie. D'une fréquence moyenne d'une par an dans l'univers observable, la puissance dégagée est environ égale à celle de toutes les étoiles d'une galaxie (voir Fig. 1.9). Les supernovæ permettent la formation des éléments plus lourds que le fer (processus R), qui seront disséminés dans le milieu interstellaire (voir la Fig. 1.10). La courbe d'Aston, représentée à la figure 1.8, illustre l'ensemble des processus susceptibles de former chacun des noyaux de l'univers.

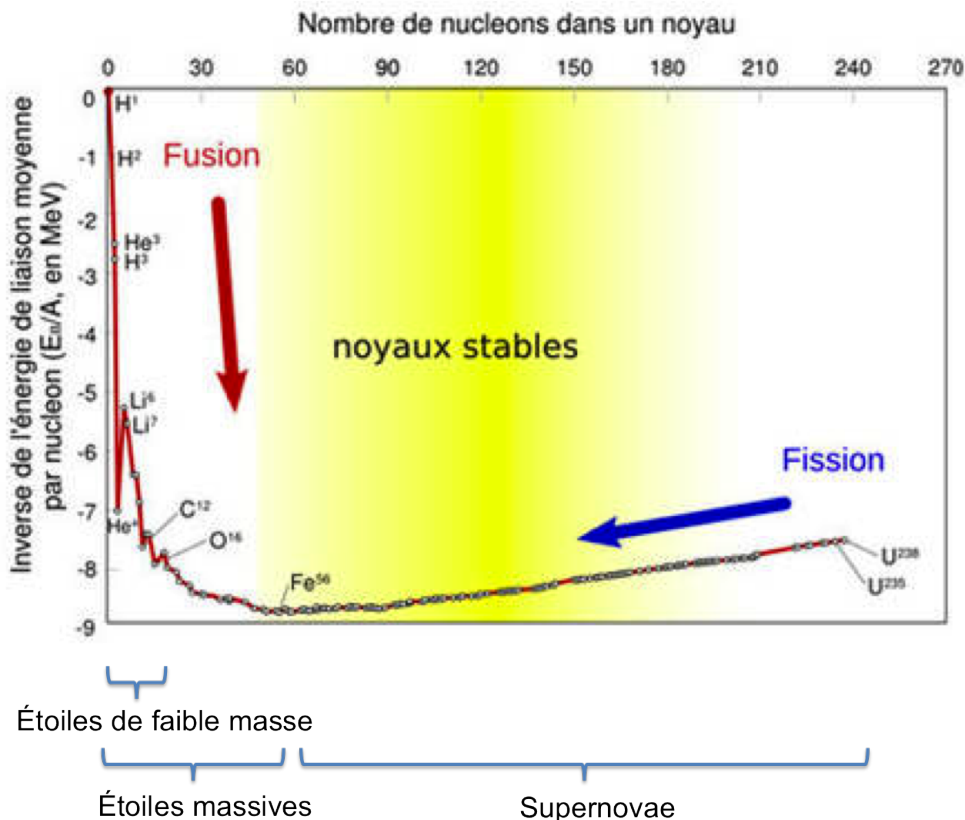


FIGURE 1.8: Courbe d'Aston. Les étoiles de faible masse peuvent former tous les éléments depuis l'hélium jusqu'à l'oxygène ; les étoiles massives forment tous les éléments depuis l'hélium jusqu'au fer ; tous les éléments au delà du fer se forment lors de supernovæ. Crédit : Futurascience.

Ainsi, au cours de sa brève vie, l'étoile massive aura permis de synthétiser tous les éléments du tableau périodique des éléments, de les disséminer dans le milieu interstellaire et de fournir une formidable onde de choc susceptible de comprimer les nuages alentours et d'y provoquer l'effondrement de nouveaux cœurs denses.

C'est, pour moi, dans cette brève conclusion que réside l'attrait principal de l'étude de la formation de étoiles massives. Tous les éléments que l'on trouve sur Terre, dont le numéro atomique dépasse $Z = 8$ (voir Fig. 1.8), ont été formés dans les étoiles massives (en mettant de côté la nucléosynthèse primordiale, loin du sujet de ce manuscrit). L'atome de fer par exemple, atome central de la molécule d'hémoglobine, a été formé par une étoile massive. Ainsi, une partie du mystère de la vie réside dans cette inconnue : comment un objet aussi gigantesque et aussi nécessaire à la vie (des galaxies et des êtres vivants) qu'une étoile massive peut-il se former ?



FIGURE 1.9: Supernova SN 1994D. High-Z Supernova Search Team, HST, NASA. Crédit : [NASA](#).

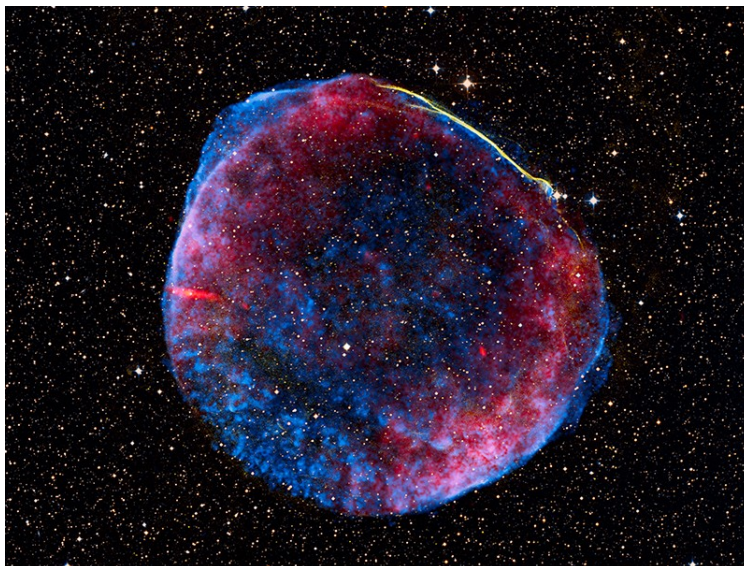


FIGURE 1.10: Reste de la supernova SN 1006, qui a explosé en 1006 ap. J.C. Crédit : [NASA](#).

2

Outils et techniques d'investigation des processus de formation stellaire

Sommaire

2.1 Généralités	22
2.2 Observer avec des radiotélescopes	24
2.2.1 Principes fondamentaux	24
2.2.2 Le radiotélescope de 30-m de l'IRAM	26
2.3 La quête de la résolution angulaire par l'interférométrie	30
2.3.1 Principe édificateur	30
2.3.2 Interféromètre à deux antennes	31
2.3.3 Vers un échantillonnage complet de la source	32
2.3.4 L'interféromètre du plateau de Bure	33
2.3.5 L'interféromètre ALMA	33
2.4 Observer à bord de satellites	35
2.4.1 Intérêts et limitations	35
2.4.2 L'observatoire spatial <i>Herschel</i>	37
2.5 Utiliser les propriétés des poussières interstellaires	38
2.5.1 Qu'est-ce que la poussière interstellaire?	38
2.5.2 Comment se forme-t-elle?	39
2.5.3 De l'intégration de l'émission de la poussière au calcul de sa masse	41

2.1 Généralités

Il y a plusieurs millénaires de cela, l'homme s'interroge déjà sur la nature et la fonction des étoiles. Il ignore pourtant qu'il ne voit qu'une infime partie de toute l'information lumineuse qui lui parvient. En effet, l'œil humain n'est sensible qu'à une petite fraction du spectre électromagnétique. Cet intervalle, que nous appelons lumière visible s'étend environ de 400 nm (violet) à 800 nm (rouge) de longueur d'onde.

En 1800, William Herschel, fait l'expérience de mesurer la température qu'atteint un thermomètre lorsqu'il est éclairé par des longueurs d'ondes lumineuses différentes. Pour cela, il utilise un prisme pour décomposer la lumière du soleil. Par mégarde, il s'absente en laissant son thermomètre au-delà du cône de lumière, du côté du rouge. Lorsqu'il revient, il remarque que la température du thermomètre est encore plus élevée que lorsqu'il était éclairé par la lumière rouge : il vient de découvrir les rayons infrarouges. La figure 2.1 illustre cette découverte. Plus tard viendra la découverte des rayons ultra-violetes puis celle de l'ensemble du spectre électromagnétique.

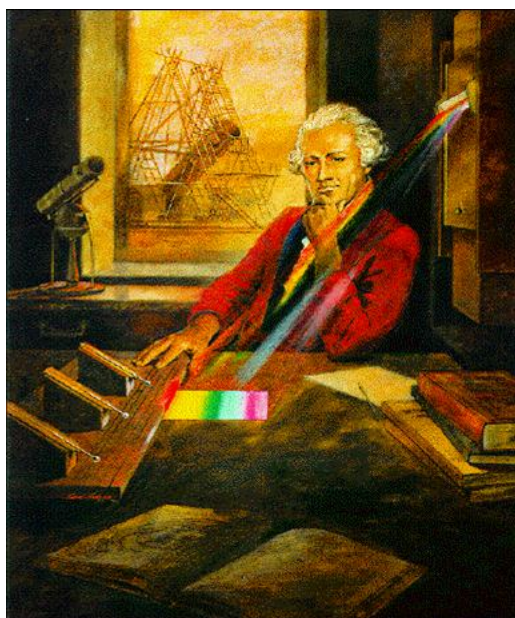


FIGURE 2.1: Peinture de William Herschel, illustrant sa découverte des rayons infrarouges. Crédit :

Chaque domaine du spectre électromagnétique procure des informations différentes et complémentaires sur l'objet qui émet les rayons lumineux. La figure 2.2 révèle la galaxie M51 à des longueurs d'ondes distinctes. Chacune d'entre elles montre une émission très différente, soulignant des régimes et des milieux différents au sein de cette même entité. Mais, pour pouvoir étudier ces rayonnements, il convient d'utiliser des instruments qui y sont sensibles.

L'astronomie dans le domaine radio (entre 1 cm et 10 cm) n'a connu son essor qu'après la seconde guerre mondiale. Elle a bénéficié des avancées technologiques liées aux radars. Les difficultés techniques s'accroissent lorsque la longueur d'onde que l'on souhaite examiner diminue. Ces domaines se sont donc développés par la suite, au gré des avancées technologiques.

Aujourd'hui, les observations dans les domaines de l'infrarouge lointain, du submillimétrique et du millimétrique sont de véritables piliers pour l'étude de la formation stellaire. En effet, les régions où se forment les étoiles ont la propriété d'être des régions froides (de l'ordre de 20 K), qui ont alors une émission thermique dans cette gamme de longueurs d'ondes.

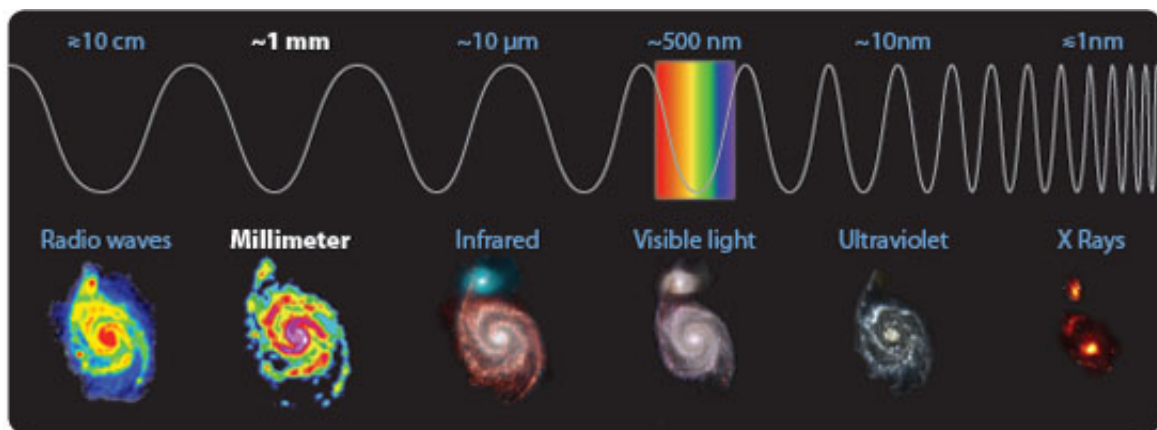


FIGURE 2.2: Galaxie M51 vue à différentes longueurs d'ondes

Les fenêtres d'observation : L'atmosphère terrestre est opaque à une grande partie du spectre électromagnétique de la lumière (voir figure 2.3). Seuls dans certains intervalles de longueur d'ondes, appelés fenêtres, les photons réussissent à traverser l'atmosphère et à atteindre la surface terrestre. D'un point de vue d'astronome, cette opacité atmosphérique est importune, car elle empêche d'étudier l'univers librement. Mais elle est aussi biologiquement nécessaire, voire salvatrice. En effet, elle nous protège de rayons nocifs qui faute de quoi viendraient heurter la surface de la Terre et mettre la vie en danger. Notamment, les molécules d'ozone et d'oxygène moléculaire bloquent une grande partie des rayons ultra-violet ; ces rayons sont suffisamment énergétiques pour casser les chaînes moléculaires, qui sont les briques de la biochimie. Les molécules d'eau et de dioxyde de carbone absorbent elles aussi une partie du spectre électromagnétique (rayonnement infrarouge). Elle provoque l'effet de serre par réabsorption du rayonnement infrarouge terrestre. Mais l'effet de serre permet à la température terrestre moyenne d'être d'environ 15 °C, au lieu de -20 °C s'il était inexistant.

La première solution pour palier à l'absorption atmosphérique est d'ériger les observatoires dans les zones les plus sèches du monde et aux plus hautes altitudes possibles. C'est ce qui a été fait pour l'observatoire du plateau de Bure (voir § 2.3.4), situé dans les Alpes françaises. Les observatoires du CSO et du JCMT (voir Tab. 2.1) ont été construits à 4000 m sur le mont Mauna Kea, un volcan de l'archipel d'Hawaï. Le plus criant exemple de cette recherche d'altitude et d'atmosphère sèche se trouve au Chili, dans le désert d'Atacama à 5000 m d'altitude où de nombreux télescopes ont été construits (APEX, ALMA, ...).

Une seconde solution consiste à mener les observations à hautes altitudes en embarquant un télescope sur un ballon stratosphérique ou dans un avion. Ce procédé ne sera pas développé dans ce manuscrit, aucune donnée obtenue de cette manière n'y étant utilisée. Cependant, le lecteur intéressé pourra trouver toutes les informations inhérentes au projet le plus actif du moment, SOFIA, sur la page web suivante : http://www.sofia.usra.edu/Sofia/aircraft/sofia_ac.htm

La dernière solution, permettant de s'affranchir totalement des difficultés liées à l'atmosphère est de pratiquer les observations directement depuis l'espace, via des satellites dédiés, véritables observatoires spatiaux (voir § 2.4).

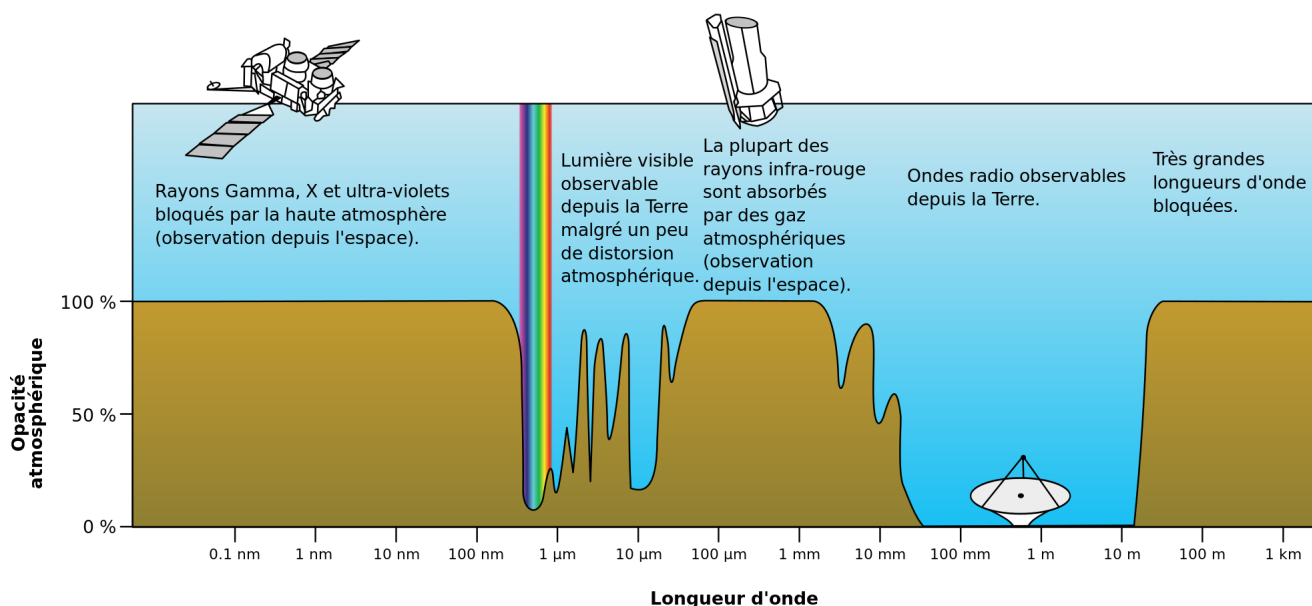


FIGURE 2.3: Absorption atmosphérique du spectre électromagnétique au niveau de la mer. Crédit : [Wikipédia](#)

2.2 Observer avec des radiotélescopes

Étymologie : Le terme *télescope*, qui vient du Grec *tele* (loin) et *skopein* (regarder), est employé pour décrire tout appareil optique permettant d'augmenter la luminosité et/ou la taille apparente des objets à observer.

2.2.1 Principes fondamentaux

Toute observation en astronomie est basée sur un principe commun : capter le plus de radiations possible. Plus un instrument sera capable d'en collecter, plus il sera sensible. En pratique, cela revient à avoir une surface collectrice la plus grande possible. La taille de la surface collectrice joue aussi sur le pouvoir de résolution du télescope. La résolution d'un télescope, exprimée par un angle (θ), représente sa capacité à séparer l'émission de deux sources situées proches l'une de l'autre. Cette résolution est régie par le critère de Rayleigh¹, qui dépend de la longueur d'onde à laquelle les observations sont menées, λ , et du diamètre de la surface collectrice du télescope, D :

$$\theta = 1.22 \times \frac{\lambda}{D} \quad (2.1)$$

On se rend dès lors compte qu'à une longueur d'onde donnée, le pouvoir séparateur du télescope ne dépend que de sa taille. Par exemple, un radiotélescope² d'1 m de diamètre offrira une résolution de 250'' à la longueur d'onde de 1 mm. A la même longueur d'onde, un télescope de 30 m de diamètre procure une résolution de 8'', capable de discerner des structures trente fois plus fines. C'est pourquoi les radiotélescopes ont souvent des antennes imposantes. La table 2.1 énumère les principaux radiotélescopes à but scientifique opérant dans le monde dans le domaine (sub)millimétrique.

1. En réalité la résolution d'un télescope sera légèrement inférieure à la résolution théorique, ici proposée, à cause de la turbulence atmosphérique et de certains composants optiques utilisés.

2. Dans le cas d'un radiotélescope, la résolution n'est pas donnée à partir de la tache d'Airy ($1.22 \lambda/D$) mais par la HPFW ($\approx 1.2 \lambda/D$)

Le principe général du fonctionnement d'un télescope est illustré à la figure 2.4. Les rayons lumineux (pointillés rouges sur la figure), heurtent parallèlement la surface collectrice du télescope, que l'on appelle *antenne primaire*. L'antenne, grâce à sa forme parabolique concentre le rayonnement vers l'antenne secondaire. Cette dernière réfléchit alors le rayonnement (arcs de cercle en rouges sur la figure) vers les instruments. Les signaux enregistrés par les instruments sont ensuite transmis vers le centre de contrôle pour être traités et analysés.

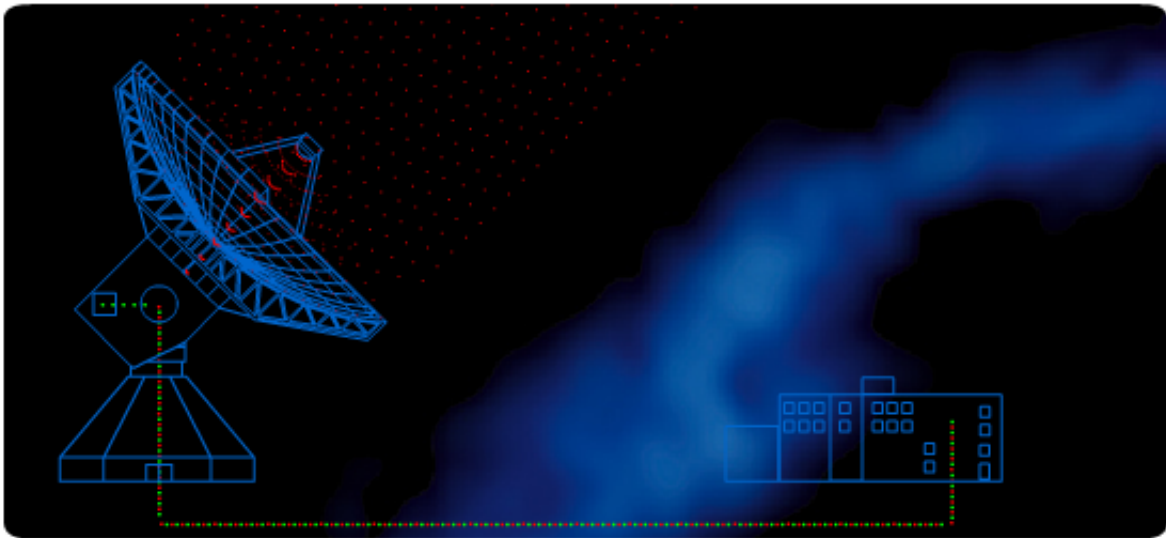


FIGURE 2.4: Principe de fonctionnement d'une antenne. Crédit : IRAM

La surface collectrice de l'antenne doit être suffisamment lisse pour réfléchir le rayonnement d'intérêt. En pratique, les plus gros défauts de la surface, que l'on nomme *grain* de surface, ne doivent pas excéder un dixième de la longueur d'onde d'intérêt. Pour une observation effectuée à 1 mm, il faut donc que les plus gros défauts de la surface collectrice n'excèdent pas 0.1 mm. C'est un des avantages des observations millimétriques et submillimétriques par rapport aux observations faites dans le visible. Leurs surfaces collectrices ne nécessitent pas un grain de surface inférieur à 10 μm et coûtent ainsi beaucoup moins cher que les surfaces collectrices construites pour les observations dans le visible (~ 20 nm pour une observation proche du violet).

Un autre aspect important d'un système optique est son diagramme de rayonnement. Une antenne isotrope est un modèle irréalisable dans la pratique, tout comme une antenne unidirectionnelle. Dans la réalité, l'énergie reçue par une antenne est répartie inégalement dans l'espace, certaines directions étant privilégiées. Ces directions privilégiées sont appelées *lobes de rayonnement*. La figure 2.5 illustre le diagramme de rayonnement du système optique. Ce diagramme permet de visualiser dans les trois dimensions les lobes de rayonnement du système optique, depuis la surface collectrice du miroir primaire jusqu'au récepteur. Il possède un lobe privilégié, appelé lobe principal, puis des lobes mineurs appelés lobes secondaires, tertiaires, etc., ainsi qu'un lobe d'erreur dont les composantes, éventuellement multiples, sont liées aux défauts de surface de l'antenne principale (e.g., Greve et al., 1998). Le flux intégré par l'antenne est la somme des flux reçus dans chacun des lobes. Il est impossible à l'utilisateur de déconvoluer l'origine de ce flux, il n'a accès qu'à la mesure du flux intégré.

De ce simple aspect technique vient deux biais possibles dans les observations faites via ces

instruments. D'une part, si l'antenne est orientée vers une région où il n'y a pas de source, et qu'une source forte se trouve dans la direction d'un des lobes mineurs, l'interprétation du flux attribuera une source dans la direction du télescope. Ce biais apporte des risques d'*erreurs d'orientation*. D'autre part, si une source faible (corroborée par d'autres instruments) est orientée dans la direction du lobe primaire, et qu'une source forte (ou une source faible étendue) se trouve dans un des lobes mineurs, l'ensemble du flux sera attribué à la source faible. Cela apporte des risques d'*interprétation de flux*.

C'est pourquoi lors de la construction de l'antenne, le plus grand soin est apporté à la minimisation des lobes mineurs et du lobe d'erreur. Le paramètre permettant de quantifier le flux intégré via le lobe principal, par rapport au flux total est appelé *efficacité du lobe primaire*. Il est donné par le rapport entre l'angle solide du lobe primaire (pondéré par son gain), Ω_{MB} , et l'angle solide de tous les lobes (chacun d'entre eux pondéré par son gain), Ω_A :

$$B_{\text{eff}} = \frac{\Omega_{MB}}{\Omega_A}$$

Un second paramètre est généralement donné pour spécifier une antenne, il s'agit du facteur F_{eff} , qui quantifie la fraction de flux reçu en avant de l'antenne. On peut en effet voir sur la figure 2.5, qu'une partie des lobes se trouve en arrière du plan de l'antenne. L'antenne est entièrement paramétrée par B_{eff} , F_{eff} et par sa résolution, *HPBW* (pour **H**alf **P**ower **B**eam **W**idth). Ce dernier paramètre, lié à la taille de l'antenne et à la longueur d'onde des observations par l'eq. 2.1, est la largeur à mi-hauteur du lobe principal.

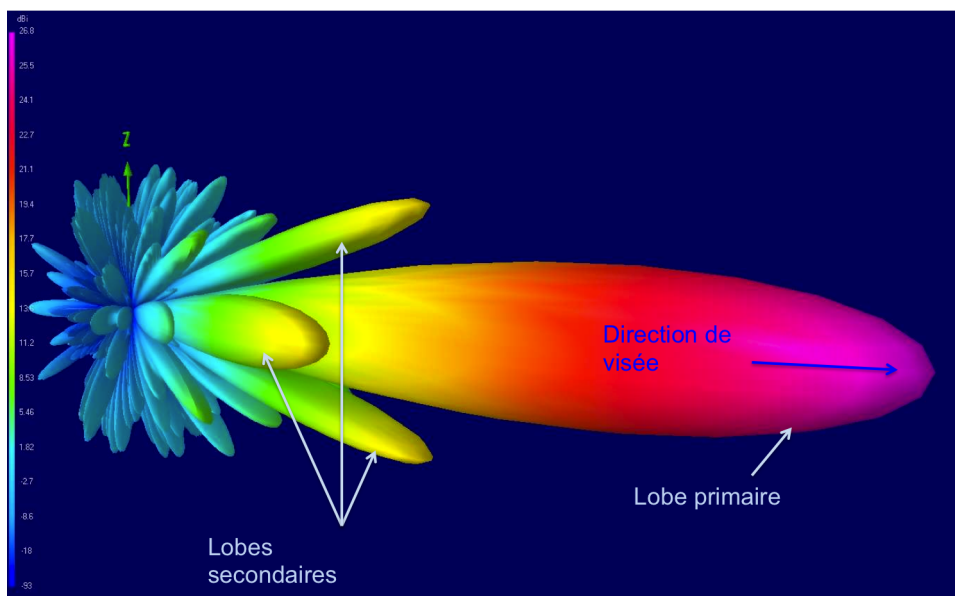


FIGURE 2.5: Diagramme de rayonnement d'une antenne

2.2.2 Le radiotélescope de 30-m de l'IRAM

L'IRAM (Institut de **R**adioastrométrie **M**illimétrique) fût fondé en 1979 par association d'intérêt entre la France, l'Allemagne et l'Espagne, via le CNRS (Centre National de la Recherche Scientifique) le MPG (Max Planck Institute) et l'ING (Insituto Geográfico National).

L'IRAM gère, opère et développe deux installations dédiées aux observations millimétriques et submillimétriques : un interféromètre (voir § 2.3.4) et un radiotélescope de 30 m.

TABLE 2.1: Principaux télescopes opérant dans le millimétrique et le submillimétrique

Nom	Localisation	Diamètre	Longueurs d'ondes	Surface collectrice
CSO	Etats-Unis	10.4 m	350 μm - 2 mm	85 m ²
APEX	Chili	12 m	0.2 mm - 1.4 mm	115 m ²
ARO	Etats-Unis	12 m	1.8 mm - 4 mm	110 m ²
ASTE	Chili	12 m	870 μm	115 m ²
Warkworth	Nouvelle-Zélande	12.1 m	5 mm - 15 cm	115 m ²
Itapetinga Radio Telescop	Brésil	14.2 m	6 mm - 1.6 cm	160 m ²
JCMT	Etats-Unis	15 m	450 μm - 1.3 mm	175 m ²
Mopra	Australie	22 m	2.6 mm - 1.8 cm	380 m ²
IRAM/30m	Espagne	30 m	0.8 mm - 3 mm	700 m ²
Nobeyama	Japon	45 m	1 mm - 3 mm	1600 m ²
Green Bank	Etats-Unis	100 m	2.6 mm - 3 m	7850 m ²
Effelsberg	Allemagne	100 m	7 mm - 90 cm	7850 m ²
Arecibo	Porto-Rico	305 m	3 cm - 1 m	73000 m ²

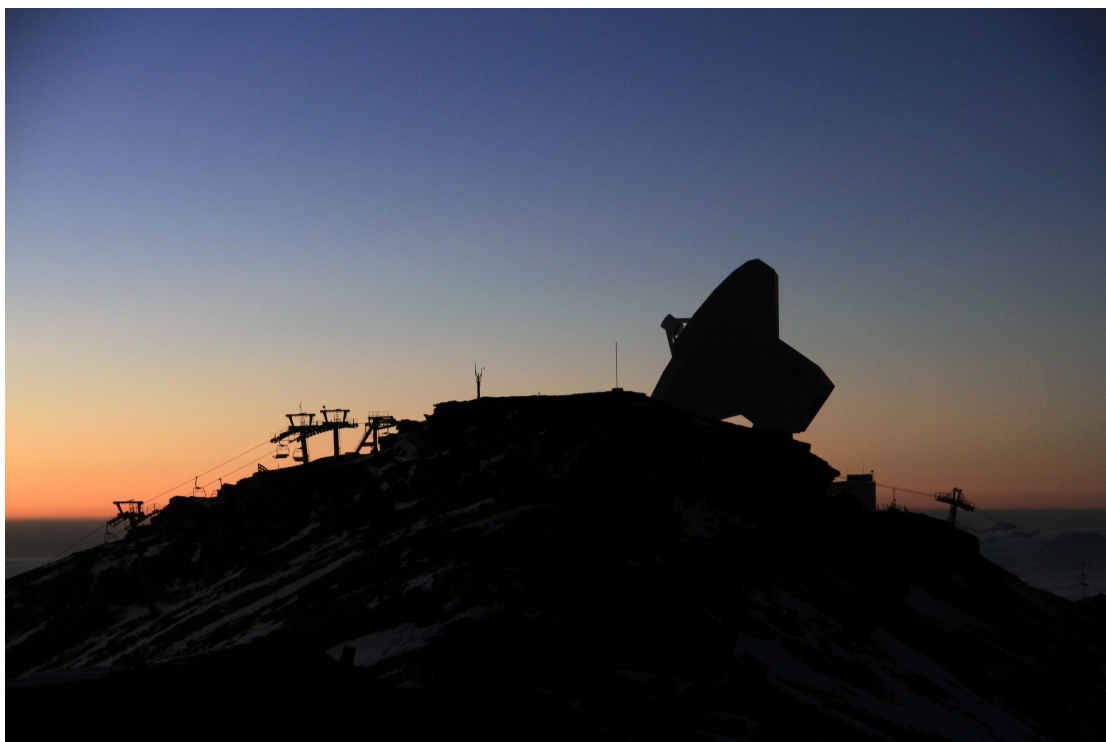


FIGURE 2.6: Radiotélescope de l'IRAM/30m

Le radiotélescope du 30-m de l'IRAM (ci-après IRAM/30m) est situé à 2850 m d'altitude sur le mont "Pico Veleta" dans la Sierra Nevada espagnole (voir Fig. 2.6). Construit entre 1980 et 1984, c'est le plus grand télescope opérant entre 0.8 mm et 3 mm de longueur d'onde (voir table 2.1). Il est constitué d'une antenne primaire de 30 m de diamètre, offrant une surface collectrice de $\sim 700 \text{ m}^2$ à un grain de 35 μm . Comme pour tout télescope, une fois les ondes focalisées au foyer, elles sont dirigées (via un cornet puis un guide d'onde) vers les instruments.

L'IRAM/30m est actuellement équipé de deux catégories d'instruments : (i) deux caméras conti-

nuum et (ii) deux récepteurs hétérodynes.

(i) Les deux caméras continuum, disponibles aux astronomes pour effectuer leurs observations, portent les noms de GISMO (pour *Goddard-IRAM Superconducting 2Mm Observer*) et de NIKA (pour *New IRAM KIDs Array*). GISMO, installée au radiotélescope IRAM/30m depuis l'hiver 2011-2012, est une caméra bolométrique constituée de 8×16 pixels. Le principe d'une caméra bolométrique est d'utiliser la variation de résistance d'un métal en fonction de sa température. Le bolomètre est constitué de cristaux (e.g., cristaux de Germanium) qui absorbent le rayonnement incident. Cette absorption provoque une élévation de température des cristaux que l'on mesure via la modification de résistance électrique des cristaux. Une source froide est fournie au système afin de permettre la fuite de la chaleur emmagasinée. Le temps de cette fuite thermique détermine la constante de temps du récepteur. GISMO opère à une longueur d'onde de 2 mm. Ses principales caractéristiques sont regroupées dans la table 2.2.

TABLE 2.2: Caractéristiques techniques des caméras GISMO et NIKA

Caméra	Nombre de pixels/détecteurs	Largeur de bande	HPBW	Champ de vue	Sensibilité
GISMO - 2mm	8×16	140-162 GHz	16''7	1.8' \times 3.7'	14 mJy \times s ^{1/2}
NIKA - 1 mm	196 (136 valides)	220-270 GHz	12''	1.8' \times 1.8'	35 mJy \times s ^{1/2}
NIKA - 2 mm	128 (114 valides)	137-172 GHz	17.5''	2.0' \times 2.0'	14 mJy \times s ^{1/2}

La caméra NIKA a été installée très récemment au radiotélescope, durant l'hiver 2013-2014. Il s'agit d'une caméra fonctionnant à 1 mm et 2 mm. Son fonctionnement est basé sur les résonances de détecteurs à inductance cinétique. Prototype en constante évolution, la caméra finale, NIKA II, devrait être opérationnelle à la fin de l'année 2015. Les principales caractéristiques de NIKA sont listées dans la table 2.2.

(ii) Les récepteurs hétérodynes EMIR (pour *Eight Mixer Receiver*) et HERA (pour *HEtorodyne Receiver Array*) sont disponibles à l'IRAM/30m depuis avril 2009 et novembre 2004, respectivement. En astronomie, on appelle récepteur hétérodyne un récepteur dont la fréquence du signal en entrée n'est pas traitée directement mais après un décalage vers des fréquences plus basses : c'est la *transposition*. Cette transposition est accomplie grâce au mélange du signal entrant (faible) avec un signal fort monochromatique fourni par un oscillateur local, dont la fréquence est rigoureusement contrôlée. L'intérêt de cette opération est liée au fait que peu de systèmes de traitement du signal sont disponibles pour travailler à hautes fréquences. Il s'agit donc d'une opération rendue nécessaire par les ressources techniques, non par une contrainte physique.

La caméra HERA est constituée de 18 récepteurs hétérodynes fonctionnant à 1 mm dans les deux polarisations (9 récepteurs par polarisation), horizontale et verticale.

J'ai eu l'occasion de me rendre quatre fois au radiotélescope de l'IRAM/30m pour y effectuer des observations. Lors de ces déplacements, durant lesquels j'ai pris le cliché des installations montré à la figure 2.6, j'ai utilisé le récepteur hétérodyne EMIR. Il offre une largeur de bande de 16 GHz dans les deux polarisations pour quatre fenêtres atmosphériques : 0.9, 1.3, 2 et 3 mm.

Les fréquences d'observation des deux récepteurs hétérodynes sont illustrées sur la figure 2.7 et les bandes spectrales couvertes sont regroupées dans la table 2.3. Certaines des observations que j'ai réalisées avec EMIR ne sont détaillées qu'en annexe car elles ne constituent pas le support observationnel de ce manuscrit.

Deux modes d'observation sont possibles à l'IRAM. Le mode *pointage* consiste à pointer le radiotélescope vers une source donnée et à intégrer le flux reçu aussi longtemps que nécessaire pour obtenir un rapport signal sur bruit satisfaisant. Le second mode consiste à balayer une région du

TABLE 2.3: Caractéristiques techniques des récepteurs hétérodynes HERA et EMIR

Nom	Bande	Bande spectrale [GHz]	Polarisation	Combinaison
EMIR	E0	83-117	H/V	E1 ou E2
	E1	124-184	H/V	E0 ou E3
	E2	202-274	H/V	E1
	E3	277-350	H/V	E1
HERA	#1	215-272	H	#2
	#2	215-241	V	#1

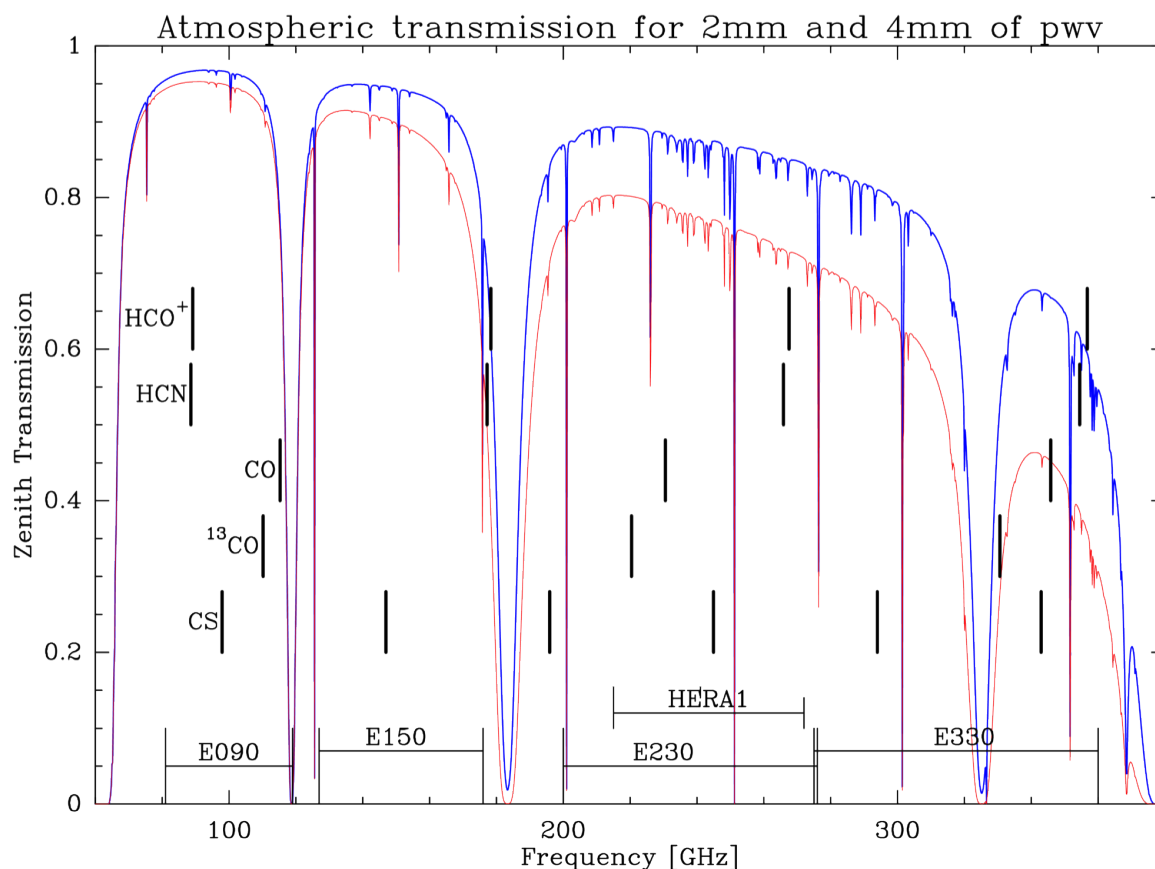


FIGURE 2.7: Fenêtres atmosphériques, et positionnement fréquentiel des instruments hétérodynes de l'IRAM/30m. La lettre 'E' symbolise EMIR. Par exemple, la bande EMIR à 3mm (qui correspond à une fréquence de ~ 90 GHz) est notée E090. Crédit : IRAM.

ciel afin d'en construire une carte, c'est l'observation en mode *cartographie*. Pour ce dernier, un bon rapport signal sur bruit peut être atteint en scannant plusieurs fois la source. Grâce à sa capacité d'observation simultanée à plusieurs longueurs d'onde, l'IRAM/30m peut construire conjointement plusieurs images d'une même région du ciel.

Malgré un fonctionnement 24h sur 24h, 365 jours par an, l'IRAM/30m ne peut répondre qu'à un tiers des demandes d'observation qui lui sont adressées. Le choix des projets à observer se fait par le biais de concours entre les propositions, qui a lieu deux fois par an.

2.3 La quête de la résolution angulaire par l'interférométrie

Comme nous l'avons vu précédemment, la résolution angulaire des instruments est intimement liée à leur taille (voir notamment l'équation 2.1). Il semble donc que le seul moyen d'obtenir des images plus précises, un niveau de détail plus grand, soit de construire des radiotélescopes plus grands. Or, cette construction a ses limites. Il est en effet très difficile, avec les matériaux et les technologies actuels, de construire des instruments d'un diamètre de plus de 300 m. Ils seraient alors trop lourds, déclenchant des problèmes de fluage de la structure mécanique.

À l'heure actuelle, lorsque l'on veut atteindre une résolution de l'ordre de la seconde d'arc dans le domaine millimétrique ou submillimétrique, il est nécessaire d'utiliser un interféromètre. Il s'agit d'instruments constitués de plusieurs télescopes mobiles dont on combine les signaux de manière cohérente. Le signal ainsi synthétisé contient une partie de l'information que l'on aurait obtenu si on avait utilisé un télescope unique suffisamment grand pour contenir toutes les antennes de l'interféromètre. Voyons cela un peu plus en détail.

2.3.1 Principe édicateur

L'interférométrie est basée sur une caractéristique clé de la lumière : il s'agit certes de grains de lumière, appelés photons, mais il s'agit aussi d'une onde électromagnétique. On parle de la dualité *onde-particule* de la lumière. Le caractère ondulatoire de la lumière a été révélé en 1801 par Thomas Young. Il a montré par l'expérience dite des *trous d'Young* que la lumière était capable d'interférer, ce qui est propre aux ondes.

L'expérience des trous d'Young consiste à placer sur le chemin d'un faisceau lumineux monochromatique deux trous très petits et proches l'un de l'autre. Sur un écran situé en aval, on observe alors une image (voir Fig. 2.8) présentant la combinaison d'un système d'anneaux (figure de diffraction d'un trou circulaire) et une série de franges brillantes et sombres. Ces franges proviennent des interférences plus ou moins constructives (ou destructives) des ondes issues des deux trous : c'est le phénomène d'interférence lumineuse. Nous allons voir à la section suivante que ces motifs d'interférences contiennent de l'information sur la source émettrice de lumière.

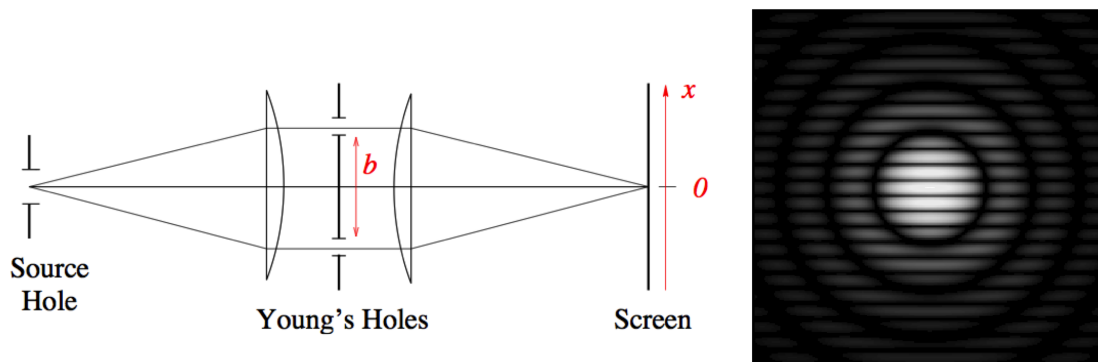


FIGURE 2.8: **Gauche** : Montage de l'expérience des trous d'Young **Droite** : Figure d'interférence obtenue. Crédit : IRAM

2.3.2 Interféromètre à deux antennes

L'exemple de l'interféromètre à deux antennes permet d'expliquer plus avant l'information spatiale que l'on peut obtenir grâce aux interférences. Supposons un interféromètre à deux antennes tel que présenté à la figure 2.9. Les deux télescopes T_1 et T_2 ne voient pas les ondes au même instant. En effet, la lumière a plus de chemin à parcourir pour atteindre le télescope T_1 , on parle de délai optique. Comme on peut voir sur la figure 2.9, la différence de chemin optique L est liée à (i) l'écartement entre les deux télescopes, que l'on appelle ligne de base (vecteur \vec{B} sur la figure) (ii) la direction selon laquelle la source est vue (vecteur \vec{s} sur la figure). Si \vec{s} est le vecteur unitaire dans la direction de la source et \vec{B} le vecteur liant T_1 à T_2 , le délai optique τ s'exprime alors par

$$\tau = \frac{L}{c} = \frac{\vec{B} \cdot \vec{s}}{c} \quad (2.2)$$

Ainsi, les champs électriques \vec{E}_1 et \vec{E}_2 vus par les antennes T_1 et T_2 sont :

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_0 \times \exp(i\omega t + \phi) \quad (2.3)$$

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_0 \times \exp(i\omega t + \omega\tau + \phi) \quad (2.4)$$

où $\omega = 2\pi\nu$ est la pulsation (ν la fréquence de l'onde) et ϕ le déphasage.

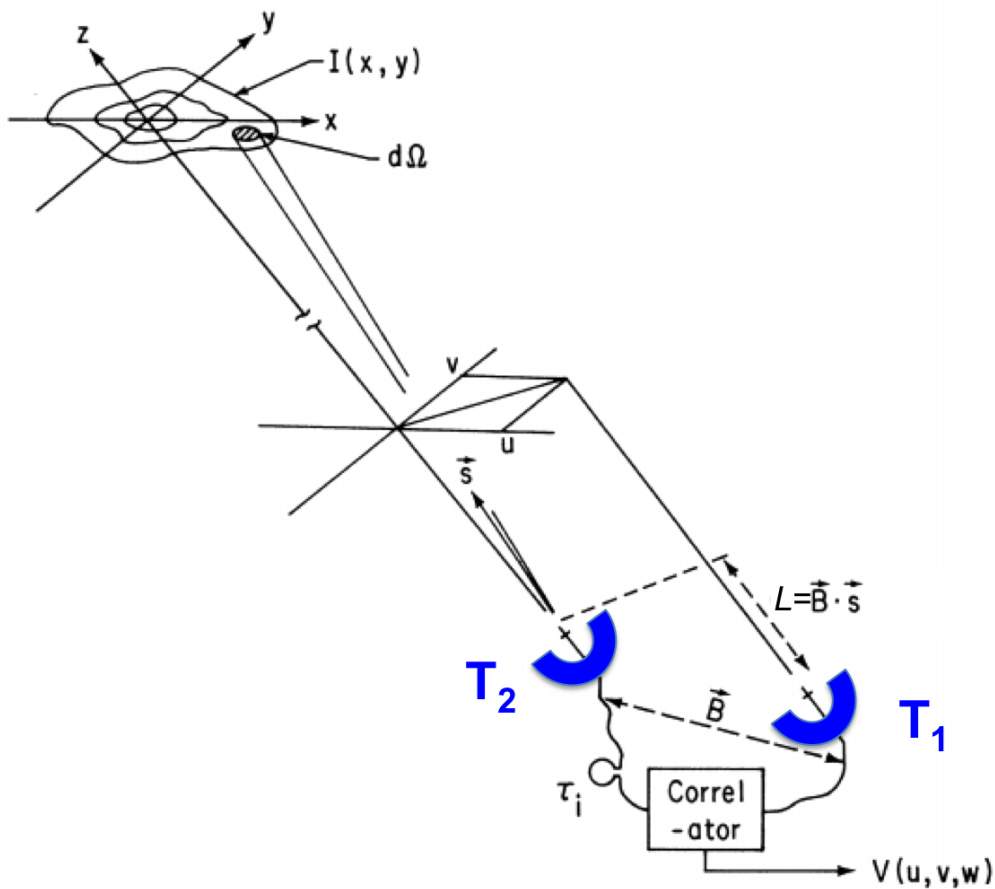


FIGURE 2.9: Croquis d'un modèle d'interféromètre à deux antennes. Adapté de Thompson (1982).

Dans le cadre d'une source ponctuelle, la fonction de corrélation entre les deux télescopes est

$$\langle \vec{E}_1 \vec{E}_2^* \rangle = I_0 \exp(-i\omega\tau) \quad (2.5)$$

Si la source n'est pas ponctuelle, et que l'on suppose que le rayonnement reçu par les antennes ne provient que de la source, alors la fonction de corrélation entre les antennes T_1 et T_2 est

$$\langle \vec{E}_1 \vec{E}_2^* \rangle = \int_{\text{source}} I_0(\vec{S}) \times \exp\left(-\frac{2i\pi\nu}{c} \vec{B} \cdot \vec{S}\right) d\vec{S} = \int_{\text{source}} I_0(\vec{S}) \times \exp\left(-\frac{2i\pi}{\lambda} \vec{B} \cdot \vec{S}\right) d\vec{S} \quad (2.6)$$

Étant donnée la grande distance des objets astrophysiques, on peut faire l'approximation paraxiale : le champ électromagnétique se propage parallèlement à la ligne de visée, et la région de la sphère céleste d'où provient le rayonnement peut être assimilée à un plan. Dans ces conditions, on peut écrire $\vec{S} = \vec{s} + \vec{d}s$ où $\vec{d}s$ est un vecteur dans le plan du ciel avec $||\vec{d}s|| \ll ||\vec{s}||$.

Avec cette approximation, on peut écrire que les vecteurs \vec{B} et \vec{dS} prennent, dans le repère orthonormé $(\vec{u}, \vec{v}, \vec{s})$ tel que défini sur la figure 2.9, les coordonnées suivantes :

$$\begin{aligned} \vec{B} &= (b_1, b_2, b_3) \\ \vec{dS} &= (l, m, 0) \end{aligned}$$

La fonction de corrélation définie par l'équation 2.6 devient

$$\langle \vec{E}_1 \vec{E}_2^* \rangle = \int_{\text{source}} I_0(l, m) \times \exp\left(-\frac{2i\pi}{\lambda} (b_1 l + b_2 m)\right) dl dm \quad (2.7)$$

On reconnaît là la transformée de Fourier de la distribution de brillance I_0 de la source au point (u_1, v_1) dans le plan des fréquences spatiales, où $u_1 = \frac{b_1}{\lambda}$ et $v_1 = \frac{b_2}{\lambda}$.

Ainsi, le produit de corrélation des champs électriques reçus par un couple d'antennes, de ligne de base \vec{B} , conduit à une mesure de visibilité pour la fréquence spatiale $\frac{B}{\lambda}$. Une mesure avec un couple d'antennes fournit donc une unique composante de fréquence spatiale de la source. La mesure de ce facteur de cohérence à plusieurs fréquences spatiales (donc avec différentes lignes de base) permet la reconstruction de la distribution spatiale d'intensité de la source.

La mesure des visibilité : il est impossible de déplacer les antennes dans les trois dimensions de sorte à les placer dans le plan de la source à étudier. En pratique, on rapporte artificiellement les antennes dans un même plan en appliquant un délai temporel au signal de l'une des deux antennes. Puisque la source se déplace dans le ciel, la disposition de la ligne de base dans le plan de la source évolue au cours du temps. Le délai temporel doit donc être continuellement ajusté.

2.3.3 Vers un échantillonnage complet de la source

La synthèse d'ouverture : Si les visibilité étaient connues pour tout le plan de Fourier (le plan (u,v)), on aurait alors un échantillonnage spatial complet de la source. Il serait alors possible, en appliquant une transformation de Fourier inverse, de reconstruire parfaitement l'image de la source. On obtiendrait alors exactement le même résultat qu'avec un télescope unique de diamètre $||\vec{B}||$. Hélas, la mesure avec deux antennes ne fournit que deux points dans le plan de Fourier³.

3. Deux points, car ici nous n'avons traité que la ligne de base liant le télescope 1 au télescope 2 ; en traitant la ligne de base liant le télescope 2 au télescope 1 on obtient le point $(\frac{-b_1}{\lambda}, \frac{-b_2}{\lambda})$ dans le plan de Fourier

Pour multiplier le nombre de visibilité que l'on obtient, on peut augmenter le nombre d'antennes N_A de l'interféromètre. On obtient alors $\frac{N_A(N_A - 1)}{2}$ lignes de base. Une solution complémentaire pour mieux échantillonner le plan (u,v) consiste à bouger les antennes. On fait une première mesure, on bouge les antennes (ce qui change les lignes de base), puis on refait une mesure.

La super synthèse permet aussi de mieux échantillonner le plan de Fourier. Cette méthode consiste à ... attendre. Puisque les fréquences spatiales sont les projections des lignes de base dans le plan de la source, et que la Terre tourne, ces lignes de base évoluent au cours du temps.

De nombreux interféromètres, se basant sur les principes présentés ici, ont été construits de par le monde. La table 2.4 regroupe la plupart des interféromètres opérant dans le submillimétrique et le millimétrique.

TABLE 2.4: Interféromètres opérant dans le millimétrique et le submillimétrique

Nom	Pays	Nombre d'antennes	Diamètre des antennes	Longueurs d'ondes
CARMA	Etats-Unis	6	10.4 m	1.1 mm - 1.1 cm
+	-	9	6.1 m	1.1 mm - 1.1 cm
+	-	8	3.5 m	2.6 mm - 1.1 cm
IRAM/PdBI	France	6	15 m	0.85 mm - 3.4 mm
+ /NOEMA	France	12	15 m	0.85 mm - 3.4 mm
SMA	Etats-Unis	8	6 m	430 μ m - 1.7 mm
ALMA	Chili	54	12 m	0.32 mm - 3.6 mm
+	-	12	7 m	0.32 mm - 3.6 mm
EVLA	Etats-Unis	27	25 m	7 mm - 4 m
VLBA	Etat-Unis	10	25 m	3 mm - 28 cm

2.3.4 L'interféromètre du plateau de Bure

L'interféromètre du Plateau de Bure (IRAM/PdBI) est une des deux installations gérées par l'IRAM. Il est situé sur le Plateau de Bure dans les Alpes françaises à 2552 m d'altitude (voir photo 2.10). Il est actuellement composé de 6 antennes de 15 m de diamètre chacune. Elles sont situées le long de deux rails qui permettent de bouger les antennes pour changer la configuration de l'interféromètre (voir la figure 2.11). La table 2.5 présente les différentes configurations de l'IRAM/PdBI et les résolutions qui leur sont associées. À la section précédente, il a été présenté la problématique de synthèse d'ouverture, pour un échantillonnage le plus complet possible du plan (u,v) . La figure 2.11 illustre l'effet que produit l'échantillonnage du plan (u,v) pour une source ponctuelle avec l'interféromètre du plateau de Bure.

Un grand projet piloté par l'IRAM, le projet NOEMA, permettra bientôt de doubler le nombre d'antennes de l'interféromètre. Aussi, la plus longue ligne de base accessible (de 760 mètres à l'heure actuelle) sera portée à 1600 mètres, doublant ainsi la résolution angulaire que l'interféromètre pourra fournir (voir Fig. 2.11).

2.3.5 L'interféromètre ALMA

Si je ne veux pas entrer dans le détail de chacun des interféromètres listés dans la table 2.4, il est tout de même intéressant de dire quelques mots sur le plus grand d'entre eux : ALMA. ALMA (pour *Atacama Large Millimeter/submillimeter Array*) est composé de 66 antennes de grandes précisions



FIGURE 2.10: Photo de l'interféromètre du plateau de Bure - altitude : 2552 m. Crédit : IRAM

TABLE 2.5: Configurations de l'IRAM/PdBI

Nom	Résolution angulaire à 100 GHz	Résolution angulaire à 230 GHz
A	0.8''	0.35''
AB	1''	0.43''
B	1.2''	0.53''
BC	1.7''	0.7''
C	-	-
CD	3.5''	1.5''
D	5.06''	2.2''

réparties à des distances pouvant aller jusqu'à 16 kilomètres. ALMA opère entre 0.42 mm et 3.6 mm de longueurs d'ondes (source : [ALMA-science](#)). Il permet d'obtenir des résolutions angulaires aussi petites que $\sim 0.4''$ à une longueur d'onde de 3 mm. Le projet ALMA est un partenariat entre l'Europe, l'Amérique du Nord et l'Asie de l'Est, en collaboration avec la République du Chili. Cette collaboration dans sa globalité constitue le plus grand projet existant pour l'astronomie au sol. L'interféromètre ALMA a été inauguré en 2013 mais des observations scientifiques, avec un réseau partiel, ont commencé en 2011. Ces observations avec un réseau partiel ont déjà permis des percées scientifiques, ce qui laisse présager du meilleur pour les observations avec un réseau complet.

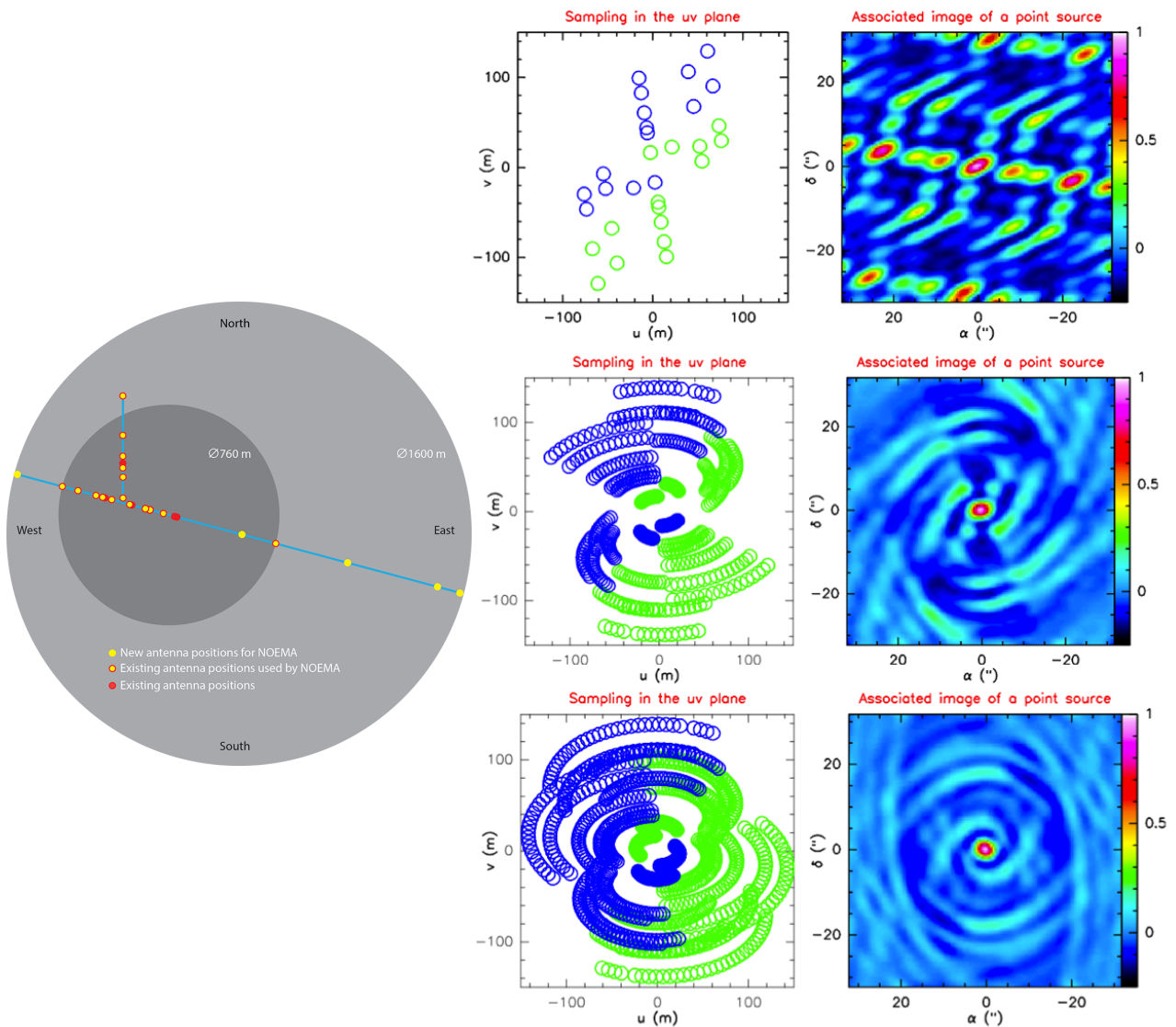


FIGURE 2.11: **Gauche** : Croquis de la configuration actuelle du PdBI (en rouge) et de la future configuration de NOEMA (en jaune). Crédit : IRAM **Droite** : Illustration de l'effet de l'échantillonnage du plan (u,v) pour l'interféromètre du plateau de Bure. Les figures de gauche montrent la couverture du plan (u,v) et les figures de droite l'image reconstruite. Le panneau supérieur illustre la synthèse d'ouverture de l'IRAM/PdBI avec ses 6 antennes (on compte bien en bleu 15 points dans le plan (u,v) , plus leurs 15 points de symétrie centrale, en vert). Les deux panneaux médians et inférieurs illustrent l'effet de la super synthèse. Crédit : IRAM

2.4 Observer à bord de satellites

2.4.1 Intérêts et limitations

L'observation par le biais de satellites est la dernière méthode qui sera présentée dans ce chapitre. La table 2.6 fournit la liste des télescopes spatiaux (en fonctionnement) opérant dans l'infrarouge, le submillimétrique et le millimétrique. La motivation principale de ce type d'observation est de s'affranchir de tous les problèmes inhérents à l'atmosphère. Il apporte en effet la réponse parfaite à ce problème. Il est en contrepartie affecté par de nombreuses limitations. Les deux paragraphes

ci-dessous regroupent les principaux avantages des observations spatiales et leurs principales limitations, respectivement.

TABLE 2.6: Télescopes spatiaux opérant actuellement dans l'infrarouge, le submillimétrique et le millimétrique

Nom	Agence	Diamètre de l'antenne	Longueurs d'ondes
Spitzer	NASA	85 cm	3.6 μm ; 4.5 μm ; 5.8 μm ; 8 μm
WISE	NASA	40 cm	3.4 μm ; 4.6 μm ; 12 μm ; 22 μm
Planck	ESA	190×150 cm	0.3-3.6 mm ; 3.9-11.1 mm

Les avantages des observations depuis l'espace sont nombreux. Le bénéfice le plus recherché est qu'on s'y affranchit de toutes les contraintes atmosphériques. Il n'y aura donc plus aucune absorption atmosphérique. Tout le spectre de la lumière peut être observé, en particulier les intervalles spectraux interdits depuis le sol. L'absence de turbulences atmosphériques permet aussi d'obtenir une résolution égale au pouvoir théorique (donné par l'éq. 2.1).

Une autre série d'avantages vient du fait de ne plus être ancré sur Terre. La qualité des observations y est accrue car il n'y a presque pas de pollution lumineuse. Les seuls rayonnements parasites en infrarouge existant viennent de l'antenne et de la charge utile. Sur Terre, les sources se lèvent et se couche à cause de la rotation terrestre ce qui limite les opportunités de les observer. Dans l'espace cette limitation n'existe pas, l'observation d'une source peut durer aussi longtemps que nécessaire.

Une dernière série d'avantages vient simplement du fait d'être dans un environnement spatial. Une fois déployé, le satellite d'observation n'est plus contraint à la gravité terrestre, ce qui permet plus de souplesse pour le design mécanique⁴. Le vide spatial protège les matériaux contre les altérations, liées à l'atmosphère, qu'ils peuvent subir sur Terre.

Les limitations des observations spatiales sont hélas aussi nombreuses que leurs avantages. L'inconvénient majeur en est le coût. Il correspond au cumul du coût d'un lancement de fusée et du coût du développement des instruments, qui doivent être adaptés aux conditions extrêmes du lancement et de l'environnement spatial. Un corolaire immédiat est le temps de développement d'une mission spatiale, pour laquelle il s'écoule couramment vingt ans entre l'initialisation du projet et les premières observations. La taille et le poids du satellite sont limités par la capacité d'emport du lanceur. Alors que la plus grande antenne sur Terre fait ~ 300 m de diamètre (voir table 2.1), l'antenne la plus grande ayant été envoyée dans l'espace faisait 3.5 m de diamètre (il s'agissait du satellite *Herschel*, voir § 2.4.2).

Il vient ensuite une kyrielle de limitations dues au fait qu'une fois le satellite placé sur son orbite aucune intervention directe n'est possible⁵. Par exemple, un composant électronique détérioré par des rayons cosmiques ne peut pas être remplacé. Cela peut mettre en péril un équipement, voire le télescope en entier. Les technologies embarquées ne peuvent bénéficier d'améliorations et finissent par être obsolètes. L'inconvénient majeur vient de l'impossibilité de réapprovisionner le télescope en consommables. Cela affecte les dispositifs d'orientation des satellites et, pour certains, leur refroidissement. C'est le cas notamment pour les satellites opérant en infrarouge moyen et submillimétrique qui utilisent des instruments refroidis par évaporation d'⁴He.

4. Il faut préciser tout de même que le design est par ailleurs extrêmement contraint par les caractéristiques du lanceur.

5. Il faut néanmoins noter l'exception du télescope *Hubble*, dont la distance à la Terre permet aux astronautes d'intervenir.

Dans le cadre de l'étude de la formation des étoiles, l'ouverture des fenêtres spectrales en infrarouge lointain (inaccessibles depuis le sol) offerte par les missions spatiales prévaut largement sur la liste d'inconvénients énumérée ci-dessus. En résumé, les observatoires spatiaux et les observatoires terrestres sont complémentaires. Les premiers ouvrent des domaines spectraux interdits depuis le sol, les seconds permettent une très grande flexibilité. Ces deux moyens observationnels doivent donc être employés pour assurer la pérennité de la recherche en astronomie.

2.4.2 L'observatoire spatial *Herschel*

L'observatoire spatial *Herschel* est un télescope opérant dans l'infrarouge lointain et le submillimétrique. Il a été construit pour être sensible à la lumière émise par les grains de poussière froids, présents dans les régions de formation des étoiles (voir section 2.5). Il était aussi sensible aux raies moléculaires de l'infrarouge lointain, qui tracent le refroidissement du gaz. Le satellite *Herschel* a permis d'explorer les milieux interstellaires de notre galaxie et ceux de galaxies externes. La mission *Herschel* fut une mission scientifique de l'ESA bénéficiant d'un soutien de la NASA. Cette mission à l'origine nommée *FIRST* (pour *Far InfraRed and Submillimeter Telescope*) prit le nom d'*Herschel* en 2000, en mémoire du bi-centenaire de la découverte des infrarouges par William Herschel en 1800 (voir § 2.1 et Fig. 2.1).

Le satellite fut lancé, en compagnie du satellite d'observation *Planck*, le 14 mai 2009 à 13h12 UTC de Kourou, en Guyane. J'avais eu la chance d'être invité à une retransmission du lancement en direct depuis les bâtiments d'EADS aux Mureaux, suite aux enseignements sur les lanceurs que j'avais reçu en école d'ingénieurs. A l'époque, j'étais loin d'imaginer que la précieuse cargaison du sujet de mes cours fournirait une partie des données me permettant d'écrire ce manuscrit.

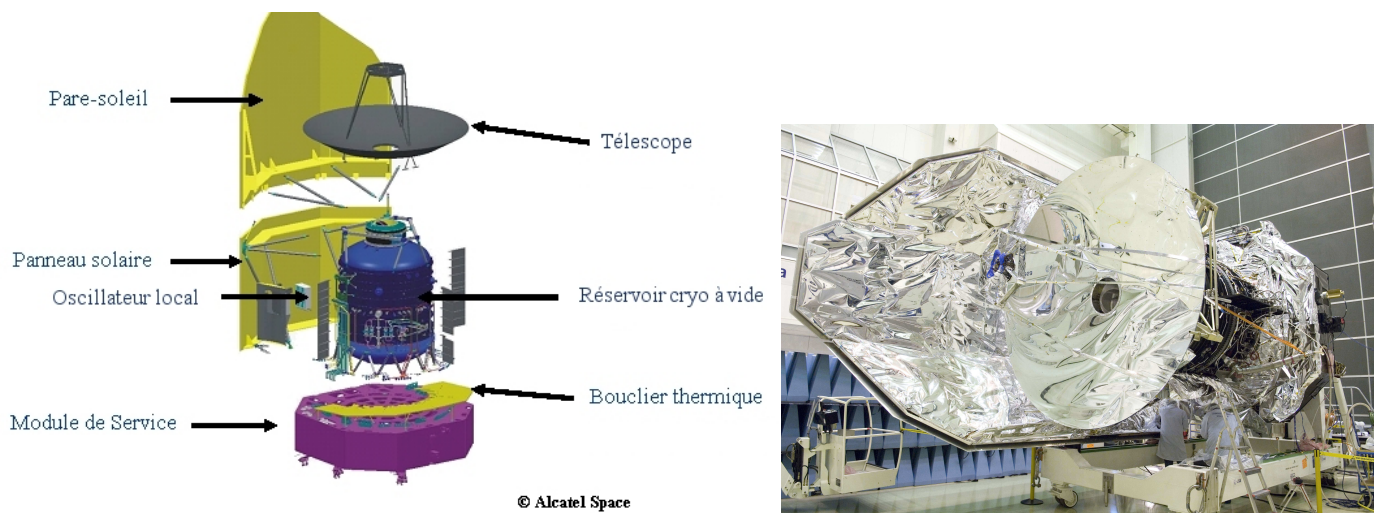


FIGURE 2.12: **Gauche** : Vue éclatée du satellite *Herschel*. **Droite** : Photo du satellite *Herschel* en salle blanche, avant le lancement. Crédit : [ESA](#).

Caractéristiques : Le satellite *Herschel* mesure 7 m de haut pour une largeur d'environ 4.3 m et une masse de 3.25 tonnes. Il est composé (voir Fig. 2.12) d'un miroir primaire de 3.5 m de diamètre, ce qui est le plus gros miroir jamais construit pour un observatoire spatial. Pour atteindre les sensibilités désirées, les instruments embarqués étaient refroidis à deux niveaux. Le cryostat d'une part était refroidi à une température de ~ 1.6 K par évaporation d' ^4He . Un deuxième niveau de refroidissement était assuré par un système fermé utilisant les propriétés calorifiques d' ^3He .

Cette technique, déjà utilisée pour le satellite *ISO*, permettait d'atteindre une température de 300 mK pour les détecteurs. Le satellite fût lancé avec environ 2000 litres d' ^4He pour permettre son refroidissement. C'est cette quantité fixe qui a limité sa durée de fonctionnement à ~ 3.5 ans.

La puissance électrique nécessaire au fonctionnement de l'équipement était fournie par des panneaux solaires (voir figure 2.12). Le plan focal de la cabine cassegrain d'*Herschel* était partagé par trois instruments : PACS (pour *Photodetector Array Camera & Spectrometer*), SPIRE (pour *Spectral & Photometric Imaging Receiver*) et HIFI (pour *Heterodyne Instrument for the Far-Infrared*). PACS permettait l'imagerie dans trois bandes spectrales centrées à 70, 100 et 160 μm , SPIRE l'imagerie à 250, 350 et 500 μm . Le spectromètre HIFI permettait de conduire des études spectrales à très grande résolution sur la plus grande partie de la bande spectrale 70-500 μm .

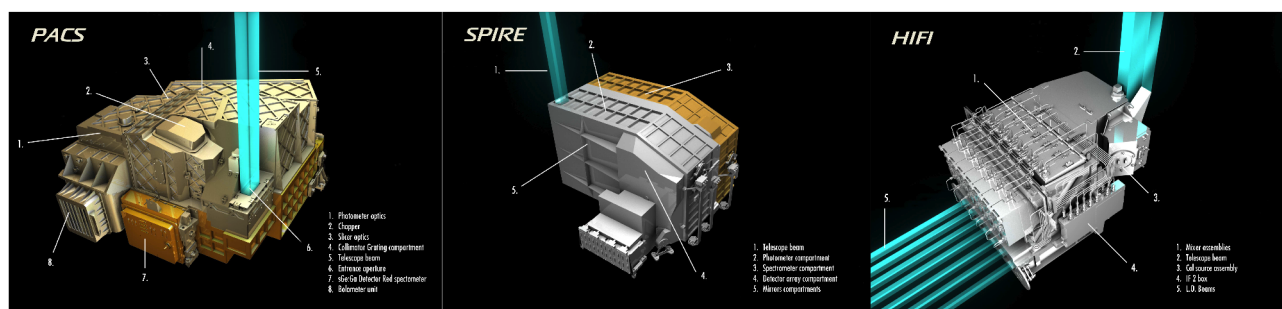


FIGURE 2.13: Vue des trois instruments embarqués sur *Herschel*. De gauche à droite : PACS, SPIRE et HIFI. Crédit : ESA.

Comme il est présenté sur le croquis 2.3 illustrant l'opacité atmosphérique, les plages d'observations qui étaient offertes par *Herschel* permettaient de révéler la nature et la structure de régions opaques depuis la Terre.

2.5 Utiliser les propriétés des poussières interstellaires

Après avoir présenté les instruments que j'ai utilisé durant ma thèse (IRAM/30m, IRAM/PdBI et *Herschel*), il est nécessaire que je dise quelques mots sur les propriétés des poussières. C'est en effet des caractéristiques de leur émission que sont issues les masses des nuages moléculaires (voir [fit de SED](#)) et les masses des cœurs denses (voir [Estimer la masse d'un cœur](#) et le paragraphe ci-dessous) qui seront présentées au chapitre 3.

2.5.1 Qu'est-ce que la poussière interstellaire ?

La poussière est le terme en astronomie pour désigner les solides de petites tailles. Elle est constituée de grains très petits, depuis quelques nanomètres de diamètre jusqu'à quelques micromètres, loin de la taille des poussières domestiques que l'on trouve dans nos maisons ($\sim 200\mu\text{m}$). Elle ne représente qu'une faible fraction de la masse des nuages moléculaires, environ 1%. Néanmoins, cette petite fraction de grains solides au sein du milieu interstellaire est très importante parce que ces solides interagissent fortement avec la lumière. Souvent, les gaz sont très transparents. Par contre les petits grains absorbent et diffusent la lumière avec une grande efficacité, comme une petite quantité de fumée peut rendre une salle très sombre.

La figure 2.14 montre deux images de la même région, le nuage Barnard 68 situé dans la constellation d'Ophiuchus. Le panneau de gauche présente une photo du nuage tel qu'il est vu dans la partie visible du spectre, et à droite tel qu'on l'observe en émission infrarouge. A gauche, une zone

complètement opaque localise un nuage dont la poussière absorbe toute la lumière du visible émise par les étoiles se trouvant à l'arrière-plan du nuage. A l'inverse, l'image de droite montre ce même nuage, qui ré-émet les radiations absorbées dans le domaine des infrarouges.

Il est donc possible d'étudier l'émission émanant de la poussière en l'observant à certaines longueurs d'onde. La poussière du milieu interstellaire émet des radiations sur une large bande en longueur d'onde, et est, de par ce fait, appelée émission du continuum⁶.

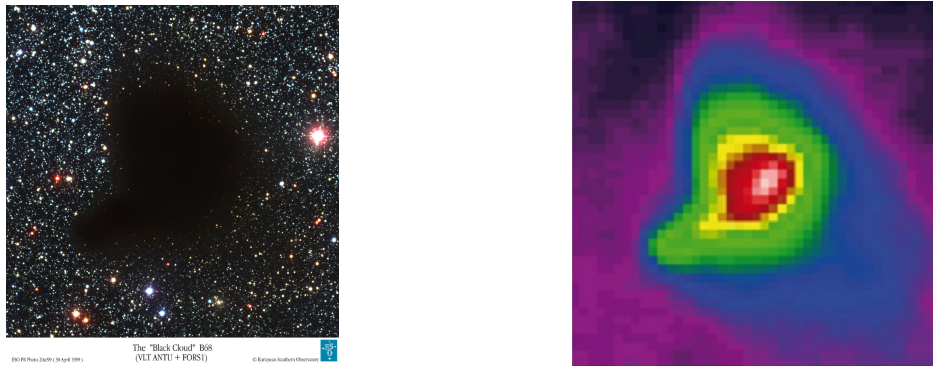


FIGURE 2.14: **Gauche** : La lumière du visible est absorbée par le nuage Barnard 68 situé dans la constellation d'Ophiuchus (image VLT (pour *very large telescope*). Crédit : ESO . **Droite** : Le nuage Barnard 68 vu en émission à 350 μm avec la caméra SPIRE d'Herschel, extrait de Nielbock et al. (2012).

Composition : Les grains de poussière (voir figure 2.15) sont composés d'un cœur dense, formé de silicate et/ou de graphite. Dans certaines conditions, réunies notamment dans les régions proto-stellaires, ils peuvent aussi être recouverts d'une enveloppe de glace comprenant de nombreuses molécules (SiO , CO_2 , CH_4 , etc.) (voir e.g., van Dishoeck, 2004; Caselli & Ceccarelli, 2012).

2.5.2 Comment se forme-t-elle ?

Se forme-t-elle au sein des nuages moléculaires ? Seulement en partie car ce processus de formation nécessite beaucoup de temps, trop pour expliquer la quantité de poussière que l'on observe. En effet, si l'on appelle $r(t)$ le rayon d'un grain de poussière à un instant t et que l'on considère qu'il grossit par l'ajout successif d'espèces i (atome ou molécule) de masse moyenne m_i , il vient :

$$r(t) = r(0) + \frac{\epsilon_i n_i m_i \bar{v}_i}{4 \rho_p} t \quad (2.8)$$

en prenant n_i la densité du nuage, \bar{v}_i la vitesse thermique des espèces, ρ_p la densité du grain de poussière et ϵ_i le coefficient d'efficacité d'ajout d'une espèce i . En supposant la formation de grains silicatés, dont la densité moyenne est de $\sim 10^3 \text{ kg.m}^{-3}$ pour une taille de $\sim 100 \text{ nm}$, le temps de formation est :

$$t = r(t) \times \frac{4 \rho_d}{\epsilon_i n_i m_i \bar{v}_i} = 100 \times 10^{-9} \times \frac{4 \times 10^3}{\epsilon_i \times n_i \times 4 \times 10^{-25} \times 10} = \frac{10^{20}}{\epsilon n_i} \text{secondes}$$

lorsque l'on prend une masse $m_i = 4 \times 10^{-25} \text{ kg}$ et une vitesse moyenne thermique $\bar{v}_i = 10 \text{ m.s}^{-1}$. Sachant que la densité moyenne des nuages moléculaires est de 10^3 cm^{-3} , le temps de formation

6. Elle domine les radiations émises par le milieu interstellaire entre 10 μm et 3 mm de longueur d'onde.

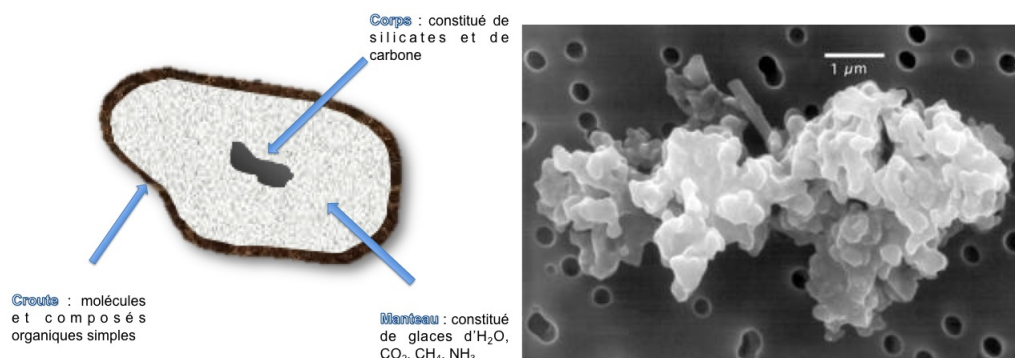


FIGURE 2.15: **Gauche** : croquis d'un grain de poussière interstellaire. **Droite** : Imagerie au microscope électronique d'un grain de poussière de provenance exacte incertaine.

d'un grain de poussière dépasse le milliard d'années, même avec une efficacité d'ajout d'espèce de 100%. Les nuages moléculaires n'ont donc pas les caractéristiques nécessaires pour expliquer les abondances de poussière que l'on y trouve.

En revanche, il existe des régions privilégiées où la densité et les vitesses thermiques sont bien plus grandes, favorisant la croissance des grains de poussière : les étoiles éjectant du gaz. La poussière provient en grande majorité des matériaux éjectés par les étoiles en fin de vie. Elle se forme dans des environnements denses, en refroidissement, tels que les atmosphères des géantes rouges (voir la section "[Vie des étoiles](#)"). Puis, elle est relâchée dans le milieu interstellaire par pression de radiation, vent stellaire, ou éjectée lors d'explosions d'étoiles. La figure 2.16 extraite de [Jones \(2004\)](#) illustre le cycle de vie supposé des poussières interstellaires.

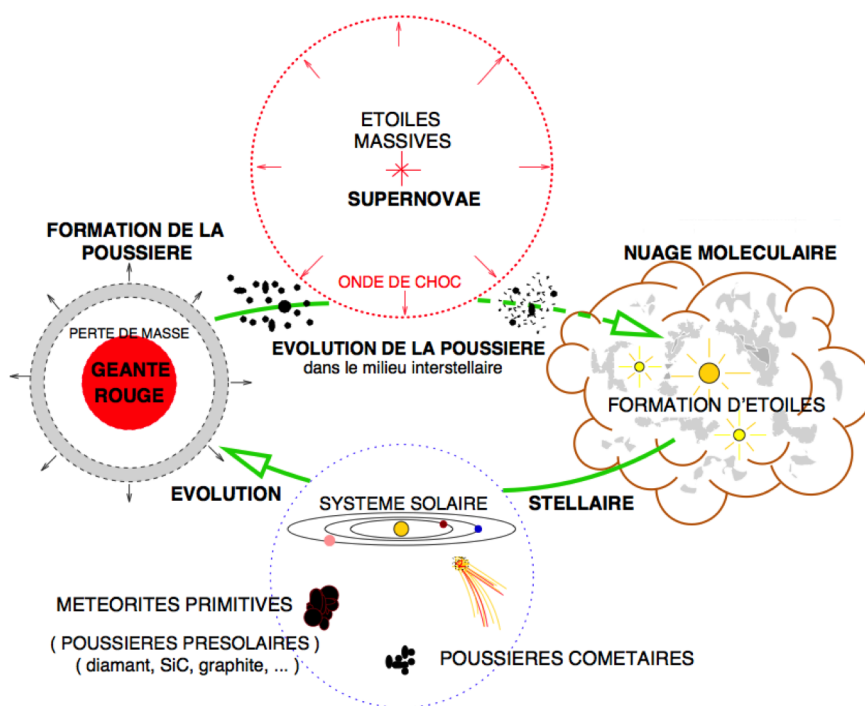


FIGURE 2.16: Cycle de la poussière dans le milieu interstellaire. Illustration adaptée de [Jones \(2004\)](#).

2.5.3 De l'intégration de l'émission de la poussière au calcul de sa masse

L'étude de l'émission de la poussière permet de calculer sa masse comme il suit : un grain de poussière sphérique, de rayon r a une émission monochromatique L_ν donnée par

$$L_\nu = 4 \pi r^2 Q_\nu \pi B_\nu(T_p) \quad (2.9)$$

où $4 \pi r^2$ est la surface du grain, Q_ν est l'émissivité du grain à la fréquence ν et $\pi B_\nu(T_p)$ ⁷ est le flux monochromatique à la fréquence ν de la surface d'un corps noir à la température T_p . La fonction de Planck, $B_\nu(T)$, est donnée par :

$$B_\nu(T) = \frac{2 h \nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

avec c la vitesse de la lumière, h la constante de Planck et k la constante de Boltzmann.

En nommant M_p la masse totale de poussière, et m_p la masse d'un grain, le nombre de grains, \mathcal{N}_p , s'exprime par :

$$\mathcal{N}_p = \frac{M_p}{m_p} = \frac{3 M_p}{4 \pi r^3 \rho_p} \quad (2.10)$$

puisque la masse d'un grain est égale à $\frac{4}{3} \pi r^3 \rho_p$, avec ρ_p la densité du grain de poussière.

Si l'émission de la poussière est obliquement mince, c'est à dire si les photons émis par la poussière ne sont pas réabsorbés, alors le flux F_ν reçu par l'observateur situé à une distance D du nuage de poussière est donné par :

$$F_\nu = \frac{\mathcal{N}_p L_\nu}{4 \pi D^2} \quad (2.11)$$

En substituant les équations 2.9 et 2.10 à 2.11, on arrive à :

$$F_\nu = \frac{3 M_p B_\nu(T_{dust}) Q_\nu}{4 r \rho_p D^2} \quad (2.12)$$

$$\Leftrightarrow M_p = \frac{4 r \rho_p F_\nu D^2}{3 B_\nu(T_p) Q_\nu} \quad (2.13)$$

La masse de poussière est souvent exprimée en fonction de l'opacité massique des poussières, $\kappa_p(\nu)$, telle que :

$$\kappa_p(\nu) = \frac{3 Q_\nu}{4 r \rho_p}$$

On arrive alors à :

$$M_p = \frac{F_\nu D^2}{\kappa_p(\nu) B_\nu(T_p)} \quad (2.14)$$

Ainsi, la mesure du flux émis par la poussière F_ν d'un nuage moléculaire permet de calculer la masse de poussière M_p qu'il contient. Si la masse de poussière contenue dans un nuage est une donnée intéressante en soi, les étoiles se forment à partir de gaz. Aussi, si l'on souhaite utiliser la masse de la poussière pour évaluer la masse de gaz contenue dans les nuages, il convient de définir une relation entre ces deux masses. Pour cela on introduit le GDR (pour *gas to dust ratio*) qui représente le ratio gaz sur poussière. En faisant la supposition que le gaz et la poussière sont bien mélangés, que le ratio n'est pas fonction de la phase atomique/moléculaire, et que la fraction de gaz ionisé est négligeable, la colonne densité de poussière peut être convertie en colonne densité de gaz avec une information sur le ratio en utilisant la formule :

$$\Sigma_p \times GDR = \Sigma_{H_I} + \Sigma_{H_2} \quad (2.15)$$

7. L'indice "p" signifie poussière.

où Σ_p , Σ_{H_I} et Σ_{H_2} sont respectivement les densités surfaciques de poussière, d'hydrogène atomique et de dihydrogène. Dans le milieu interstellaire de la voie lactée, notre galaxie, le GDR couramment utilisé est de 100 : $GDR = \frac{m_{gaz}}{m_{poussiere}} = 100$ (e.g., Spitzer, 1978; Hildebrand, 1983).

Il est d'usage d'intégrer le GDR directement dans le $\kappa_p(\nu)$ donné à l'équation 2.5.3. On obtient alors la masse de gaz M_{gaz} , à partir du flux de l'émission des poussières F_ν :

$$M_{gaz} = \frac{F_\nu D^2}{\kappa'_p(\nu) B_\nu(T_p)} \quad (2.16)$$

Nous rappelons que pour dériver ces équations, de nombreuses hypothèses ont été formulées. Nous avons implicitement supposé que les grains de poussière étaient tous identiques, tous sphériques et de même densité. On peut montrer que les effets de ces hypothèses sont négligeables tant que la longueur d'onde des observations vérifie : $\lambda \gg r$.

Néanmoins, il persiste un facteur difficile à contraindre. Il s'agit de Q_ν , l'émissivité de la poussière. C'est le paramètre qui apporte la majeure partie des incertitudes pour le calcul de la masse de poussière. De nombreux travaux se sont penchés sur la question, montrant qu'elle était fortement dépendante de la morphologie des grains et du milieu dans lequel ils se trouvent. Notamment, les données IRAS et COBE ont montré qu'il y a des variations dans les propriétés d'émission des grains interstellaires et qu'elles varient au sein d'un même complexe moléculaire. Cela rend les flux difficiles à comparer d'une région à une autre.

L'émissivité de la poussière est très bien contrainte dans les milieux diffus, où la composition des grains est homogène. Dans les milieux denses, tels que les filaments et les nuages moléculaires, où se forment les étoiles, ils coagulent et forment des agrégats ayant des propriétés d'émissivité différentes (Ossenkopf & Henning, 1994). Si l'on sait prédire l'émissivité d'un grain de poussière lorsque l'on connaît sa morphologie et sa composition, il est en revanche très compliqué de connaître précisément la nature des grains composant la poussière des milieux denses. Pour évaluer l'émissivité de tels milieux, nous nous appuyons sur des modèles d'émissivité. Il a été proposé par de nombreuses études (e.g., Hildebrand, 1983; Draine & Lee, 1984; Ossenkopf & Henning, 1994) des modèles d'émissivité et des catalogues de simulations. Ces catalogues couvrent de nombreux milieux et pour nombreuses fréquences. Ce sont ces catalogues qui sont aujourd'hui encore largement utilisés pour estimer quelle sera l'émissivité des poussières dans une région donnée. Ils ont été calibrés avec des observations moléculaires ou en extinction et des mesures en laboratoire. Mais il doit être gardé à l'esprit qu'ils demeurent des estimations, imputées de larges incertitudes susceptibles d'entraîner de larges surestimations (ou sous-estimations) sur la masse de poussière et donc de gaz contenue dans les nuages.

Malgré tout cela, l'utilisation de l'émission des poussières est la méthode la moins incertaine pour mesurer la masse des structures denses du milieu interstellaire. On estime l'erreur à un facteur 2 pour les mesures à une longueur d'onde unique et à 40% pour les mesures par fit de SED. Le lecteur intéressé pourra consulter la section 3.1.1 pour une présentation des autres méthodes de mesures de masse.

C'est sur la base des flux des poussières que sont estimées les masses des nuages dans W43MM1 (par fit de SED, voir section 3.1.1). La masse des corps denses massifs qui s'y forment sont quant à elles basées sur le flux intégré du continuum (des poussières), voir sections 3.1.1 et 3.4.

3

Efficacités stellaires des structures denses

Sommaire

3.1 Méthodes de quantification de la formation stellaire	44
3.1.1 Efficacité à former des cœurs denses : La CFE	44
3.1.2 Efficacité à former des étoiles : La SFE	47
3.1.3 Taux de formation stellaire	49
3.2 Résumé de l'article	58
3.3 Article I : "The W43-MM1 mini-starburst ridge, a test for star formation efficiency models"	59
3.4 Complément sur la réduction de la carte continuum du Plateau de Bure	70
3.4.1 Setup du projet V068	70
3.4.2 Le corrélateur WideX	70
3.4.3 Exemple de soustraction de raies moléculaires	71
3.5 Complément sur le background utilisé pour la carte de colonne densité <i>Herschel</i>	73
3.6 Perspective : projet ALMA cycle II	76

Note au lecteur non spécialiste : j'avertis le lecteur que ce chapitre, qui vise à présenter mon premier papier (Louvet et al., 2014), est d'un niveau technique différent des deux premiers chapitres.

Mon premier papier (Louvet et al., 2014) traite des problématiques d'efficacité à former des cœurs (CFE), d'efficacité à former des étoiles (SFE), et des taux de formation stellaire (SFR). Les sections 3.1.1, 3.1.2 et 3.1.3 replacent dans leur contexte scientifique chacun de ces outils. Les sections 3.2 et 3.3 résument et présentent le papier, respectivement. Enfin, les sections 3.4 et 3.5 présentent les points d'analyse des données venant s'ajouter à l'analyse "classique" des données.

3.1 Méthodes de quantification de la formation stellaire

Pour pouvoir comparer différents nuages moléculaires, il est nécessaire d'avoir accès à des paramètres quantifiables. C'est pourquoi il a été mis en place différents outils permettant de chiffrer leur activité vis à vis de la formation stellaire. Ici, je présenterai trois de ces outils qui sont l'efficacité à former des cœurs denses (CFE), l'efficacité à former des étoiles (SFE) et le taux de formation stellaire (SFR). Pour la CFE et la SFE, je donnerai une perspective observationnelle et numérique (les aspects théoriques ont été abordés au chapitre 1). Pour la SFR, je donnerai les trois perspectives : numérique, observationnelle et théorique.

3.1.1 Efficacité à former des cœurs denses : La CFE

La CFE tire son acronyme de *core formation efficiency*. Elle permet d'évaluer, à un instant t , la fraction de gaz d'un nuage contenue dans les cœurs denses. On la définit par

$$CFE = \frac{\sum M_{\text{coeur}}}{M_{\text{nuage}}} \quad (3.1)$$

où $\sum M_{\text{coeur}}$ et M_{nuage} sont les masses des cœurs et du nuage, respectivement.

Sachant que les étoiles se forment au sein des cœurs, il est pertinent de s'intéresser en premier à ces structures. Pour mémoire, on appelle cœur dense une région au sein d'un complexe moléculaire où le gaz s'est concentré pour former un grumeau, une pépite gravitationnellement liée (voir chapitre 1).

D'un point de vue numérique, la formation des cœurs denses est souvent étudiée dans le cadre de la genèse des nuages. Les flots convergeants à grande échelle qui rassemblent leur gaz fournissent un milieu propice à la formation de turbulences (Audit & Hennebelle, 2005; Hennebelle et al., 2007; Hennebelle & Audit, 2007; Heitsch et al., 2008).

Il a été prouvé que les turbulences supersoniques peuvent compresser le gaz à des densités suffisantes pour provoquer des effondrements gravitationnels locaux (Ballesteros-Paredes et al., 2007; McKee & Ostriker, 2007). Les cœurs denses ainsi créés s'effondrent plus vite que le nuage qui subit lui-même un effondrement global (Burkert & Hartmann, 2004).

Heitsch et al. (2008) étudient, dans des simulations 3D, la formation de nuage par des flots convergeants à grande échelle. Ils montrent que la CMF (pour *core mass function*, voir par exemple Motte et al., 1998; Testi & Sargent, 1998) est très peu dépendante de l'auto-gravité dans les simulations. Ils proposent que la CMF est en premier lieu une conséquence d'instabilités (magnéto)hydrodynamiques et du refroidissement dans les régions post-choquées, plus qu'une cause de l'auto-gravité qui semble avoir une action à plus grande échelle.

D'un point de vue observationnel, une des grandes problématiques est de définir la taille des cœurs. En effet, la densification de ces structures n'est pas abrupte. Elles ne sont pas isolées au sein du nuage dans lequel elles ont pris naissance. Cela se traduit par un profil en densité continu et dérivable depuis le centre du cœur jusqu'au nuage. Des contraintes observationnelles privilégient la détection de structures de certaines tailles, définissant par là une nomenclature. Les cœurs denses massifs sont caractérisés par une $FWHM = 0.1$ pc avec une densité $>10^5 \text{ cm}^{-3}$ (voir table 1.1).

L'étude des cœurs est une thématique de longue date. Récemment, l'effort a été porté sur la recherche des milieux propices à leur formation (e.g., André et al., 2010; Hacar & Tafalla, 2011). Il a été montré que (i) les cœurs denses pré-stellaires se forment préférentiellement dans des structures filamentaires (voir André et al., 2010; Könyves et al., 2010; André et al., 2013), universelles dans le plan galactique (Molinari et al., 2010) et d'une largeur typique de 0.1 pc (Arzoumanian et al., 2011) (ii) les amas de cœurs denses se trouvent au point de jonction de plusieurs filaments (e.g. Schneider et al., 2012) (iii) les cœurs denses massifs, pro-générateurs des étoiles massives, se forment dans des structures filamentaires hypermassives appelées ridges (e.g. Hill et al., 2011; Hennemann et al., 2012).

Assez peu d'études ont quantifié l'efficacité de formation des cœurs, telle que nous l'avons définie à l'équation 3.1. On notera tout de même les études de Motte et al. (1998), Bontemps et al. (2010) et Palau et al. (2013) qui s'intéressent à la fraction de masse d'un clump (~ 1 pc, voir table 1.1) contenue dans les cœurs, telle que : $CFE = M_{\text{cœur}}/M_{\text{clump}}$. Il s'agit là plutôt d'examiner la densification des structures aux petites échelles.

Pour calculer la CFE telle que définie par l'équation 3.1, il est nécessaire d'estimer la masse des cœurs et la masse du nuage dans lequel ils se forment.

Estimer la masse d'un nuage :

- Par son émission moléculaire : Comme nous l'avons vu au chapitre 1, les nuages moléculaires sont majoritairement composés d' H_2 ($\sim 90\%$ de leur masse). Hélas, il s'agit là d'une molécule symétrique. Cette symétrie a pour conséquence qu'elle ne possède pas de moment dipolaire permanent et que ses niveaux d'excitation rotationnels sont très élevés. Les raies d'émission rotationnelle du H_2 , en moyen infrarouge, nécessitent des températures au dessus de 60-80 K (Lequeux, 2005). Compte-tenu des faibles températures typiques des nuages moléculaires (10-30 K), la molécule de dihydrogène n'est en général pas excitée (sauf dans des régions bien particulières de dissipation, voir Falgarone et al. 2005). Les nuages moléculaires sont donc principalement observés au travers de ses composantes associées telles que les molécules CO et HCN (voir table 3.1). L'intensité intégrée de la raie de la molécule choisie sera ensuite convertie en colonne densité totale du gaz :

$$N_{\text{gaz}} = \chi_{\text{mol}} \left(\frac{I_{\text{mol}}}{\text{K km s}^{-1}} \right) \text{cm}^{-2} \quad (3.2)$$

où I_{mol} est l'intensité intégrée de la molécule, N_{gaz} la densité de colonne du gaz et χ_{mol} le facteur de conversion. Des corrélations empiriques, grâce à des mesures réalisées en extinction, ont pu être établies et sont couramment utilisées (e.g., Wong & Blitz, 2002). Ces facteurs sont toutefois encore largement débattus, notamment car ils varient en fonction de la métallicité du milieu et ne sont valides que pour des mesures globales (e.g., Shetty et al., 2011). Ils sont aussi affectés par les fortes déplétions dont les molécules peuvent être victimes (e.g., Bacmann et al., 2002; Bergin & Tafalla, 2007; Le Gal et al., 2014). Une liste des molécules les plus couramment utilisées est présentée à la table 3.1.

- Par fit de SED (pour *spectral energy distribution*) : Les poussières émettent sur une large bande spectrale. Néanmoins, leur émission n'a pas la même intensité sur toute sa plage d'émission. Je rappelle ici que l'émission monochromatique d'un grain de poussière est caractérisée par

TABLE 3.1: Traceurs courants de la densité du gaz

Transition moléculaire	Densité sondée ^a [cm ⁻³]	χ_{mol}^b [cm ⁻²]	Référence (e.g.)
HI	-	1.82×10^{18}	Spitzer (1978)
¹² CO($J = 1 \rightarrow 0$)	$\sim 1 \times 10^3$	$0.9\text{-}4.8 \times 10^{20}$	Heiderman et al. (2010)
¹³ CO($J = 1 \rightarrow 0$)	$1\text{-}7 \times 10^3$		Heiderman et al. (2010); Shimajiri et al. (2014)
C ¹⁸ O($J = 1 \rightarrow 0$)	$\sim 5 \times 10^3$		Shimajiri et al. (2014)
NH ₃ ([J,K]=[1,1])	$10^3 - 10^5$		Benson & Myers (1989)
HCN($J = 1 \rightarrow 0$)	3×10^4	5.36×10^{22}	Gao & Solomon (2004)
C ³⁴ S($J = 1 \rightarrow 0$)	$\sim 1 \times 10^5$		Hirota et al. (1998)
N ₂ H ⁺ ($J = 1 \rightarrow 0$)	$\sim 2 \times 10^5$	-	Caselli et al. (2002)
HN ¹³ C($J = 2 \rightarrow 1$)	$1.4\text{-}5.5 \times 10^5$		Hirota et al. (2003)
HCO ⁺ ($J = 4 \rightarrow 3$)	$> 6 \times 10^5$		Lee et al. (2014)

^a Selon les références en pendant (dernière colonne)

^b Voir l'équation 3.2

(voir § 2.5)

$$L_\nu = 4 \pi r^2 Q_\nu \pi B_\nu(T_{\text{poussiere}})$$

pour un unique grain de poussière de rayon r , avec B_ν et Q_ν tels que définis au chapitre 2. Donc, l'ensemble du flux émis par la poussière à la fréquence ν est

$$I_\nu = N_d \times 4 \pi r^2 Q_\nu \pi B_\nu(T_{\text{poussiere}}) \quad (3.3)$$

Par la connaissance du flux émis par la poussière à plusieurs fréquences et en faisant une hypothèse sur l'émissivité des poussières, on peut contraindre à la fois la température de la poussière T_{dust} et le nombre de grains de poussière N_d , puis remonter à la masse de gaz associée. C'est le principe d'un fit de SED, une explication détaillée peut être trouvée dans Hill et al. (2009) et la figure 3.1 en fournit un exemple. C'est sur la base de cette méthode que s'appuie la détermination de la masses des nuages dans la région W43MM1 présentée à la section 3.3.

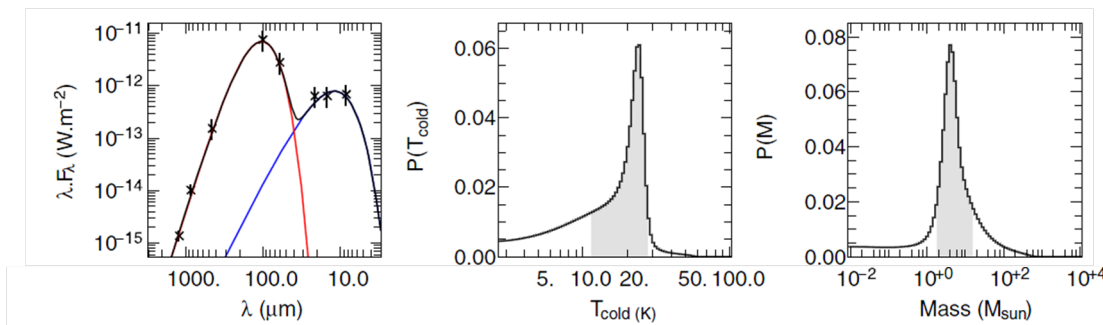


FIGURE 3.1: Exemple d'un fit de SED, extrait de Hill et al. (2009). Le fit en lui-même est représenté sur la figure de gauche (fit à deux composantes, dont la composante rouge contraint la masse du cœur dense), tandis que la figure centrale (resp. de droite) représente la dispersion de température (resp. de la masse) associée au fit de la composante froide.

- Par l'absorption des poussières : l'extinction des étoiles de fond provoquée par la poussière sur la ligne de visée est liée à la masse de gaz sur cette même ligne de visée. Pour déterminer l'extinction, on utilise (i) le rougissement des étoiles (H-K) (e.g., Lada et al., 1994; Ridge

et al., 2006) (ii) la décroissance du nombre d'étoiles (e.g., [Cambrésy et al., 2002](#); [Schneider et al., 2011](#); [Alves et al., 2014](#)).

Estimer la masse d'un cœur : Les cœurs denses ne sont jamais que des fractions de nuage. Donc, tous les moyens présentés pour l'estimation de la masse des nuages s'appliquent. Plutôt que d'utiliser des traceurs de gaz diffus (tel que le CO), on préférera cependant l'utilisation de traceurs de gaz dense (N_2H^+ , HN^{13}C , ...). Pour mémoire, la table 3.1 regroupe les traceurs moléculaires les plus courants.

Une technique efficace pour cette mesure associe l'utilisation d'un interféromètre et la mesure de l'émission du continuum de la poussière, tous deux présentés au chapitre 2. Les interféromètres (voir 2.3) ont la particularité de filtrer l'émission étendue. Cela en fait des instruments souverains pour la détection des objets compacts que sont les cœurs denses. C'est cette combinaison que nous avons utilisée pour la détermination de la masse des cœurs dans W43MM1 (voir § 3.3).

3.1.2 Efficacité à former des étoiles : La SFE

La SFE tire son acronyme de *stellar formation efficiency*. Cette efficacité est un paramètre intrinsèque au nuage étudié, permettant d'évaluer son aptitude à former des étoiles à partir de sa masse de gaz. On la définit comme le rapport de la masse des étoiles sur la masse de gaz disponible :

$$SFE = \frac{\sum M_{\text{étoile}}}{M_{\text{nuage}} + \sum M_{\text{étoile}}} = \frac{M_{\star}^t}{M_{\text{nuage}} + M_{\star}^t} \quad (3.4)$$

Avant d'entrer dans les détails des travaux antérieurs liés à cette thématique, il est bon de s'attarder un instant sur les termes de cette définition. Comme il a été exposé au chapitre 1, les étoiles ne se forment pas instantanément à partir de leur enveloppe de gaz. La SFE ainsi définie ne donne donc pas accès à l'efficacité *instantanée* du nuage à transformer sa masse en étoiles, mais à l'efficacité *intégrée* qu'il a eu à le faire durant la période de formation de la population d'étoiles considérée. Si les modèles numériques permettent l'accès à la SFE instantanée, les observations, elles, ne peuvent donner accès qu'à une SFE intégrée.¹

D'autre part la masse du nuage, M_{nuage} , représente toute la masse de gaz incluse dans la région d'étude. D'un point de vue observationnel, nous n'avons accès qu'à la masse du nuage à l'instant où la mesure est faite. Ce calcul de la SFE suppose donc implicitement que la masse du nuage n'a pas évolué durant le temps de formation des étoiles, en contradiction avec certains des scénarii de formation des étoiles massives présentés au chapitre 1.

Travaux numériques : D'après les travaux de simulations numériques, les paramètres les plus importants pour la SFE sont, dans l'ordre, le paramètre du viriel (α_{vir} , voir section 1.2 et équation 1.1), le champ magnétique et le stade d'évolution du nuage (voir les revues de [Mac Low & Klessen 2004b](#), [Elmegreen & Scalo 2004](#), [Scalo & Elmegreen 2004](#), [McKee & Ostriker 2007](#) ainsi que les récents travaux de [Federrath & Klessen 2013](#)). D'autres pistes ont aussi été explorées, montrant que la SFE est liée à de nombreux autres paramètres. Notamment, [Rosas-Guevara et al. \(2010\)](#) considèrent la formation de nuages moléculaires par la collision de flots de gaz neutres et chauds. Ils explorent les relations existantes entre la SFE et les paramètres physiques des flots : leur vitesse, leur masse et leur nombre de Mach. Ils montrent que parmi ces paramètres, le plus discriminant pour la SFE est le flux massique du flot. Aussi, [Dib et al. \(2011, 2013\)](#) étudient l'action rétroactive de la formation stellaire en montrant une dépendance entre SFE et métallicité.

1. Cette remarque est aussi valable pour les calculs de SFR.

Travaux observationnels : Pour calculer la SFE telle que définie par à l'équation 3.4, il faut estimer la masse du nuage et la masse d'étoile, M_* . Les techniques d'estimation de la masse des nuage ont été présentées au paragraphe précédent. Concentrons-nous sur l'estimation des masses stellaires.

Estimation des masses stellaires : Comme je l'ai déjà mentionné auparavant, les étoiles que l'on observe n'ont pas toutes le même âge. Pour dériver des SFEs et des SFRs cohérentes, il convient donc de "choisir" une population d'étoiles. On distingue deux grandes familles de techniques pour l'estimation des masses stellaires :

1. Les méthodes globales d'intégration de flux : la masse stellaire peut être calculée à partir de modèles reliant (i) le flux UV à la masse stellaire lui ayant donné naissance, méthode surtout utilisée par les études extragalactiques (Buat et al., 1989) (ii) la raie H_α ou le flux free-free centimétrique à la masse de gaz ionisé (e.g., Kennicutt, 1998; Murphy et al., 2011, respectivement), qui permettent de remonter au nombre d'étoiles massives ionisantes (iii) l'émission infrarouge à la masse de gaz chauffé par les étoiles (massives) encore enfouies (e.g, Wu et al., 2005; Kennicutt et al., 2009).

Le passage du nombre d'étoiles massives jeunes au nombre d'étoiles de toute masse s'effectue en supposant une IMF (*initial mass function*, voir Kroupa 2001 et Chabrier 2003). Il est important de prendre conscience que ces méthodes globales sont basées presque uniquement sur une estimation indirecte du nombre d'étoiles massives. Pour ces méthodes la masse stellaire, M_* , s'exprime alors sous la forme :

$$M_* = \frac{L_i}{f_{\text{acteur}}} [M_\odot] \quad (3.5)$$

où L_i est la luminosité intégrée du traceur utilisé et f_{acteur} le taux de conversion qui lui est associé.

2. Les méthodes de comptage : dans les régions proches, la masse stellaire peut être évaluée directement par (i) un comptage des YSOs (*young stellar objects*). Notamment, l'avènement du satellite *Spitzer*² a permis de faire des comptages complets de YSOs dans les nuages moléculaires locaux dits de la ceinture de Gould (e.g., Heiderman et al., 2010; Gutermuth et al., 2011). Il suffit alors d'estimer la masse moyenne des objets ainsi répertoriés, généralement prise égale à $\langle M_{\text{YSO}} \rangle \sim 0.5 M_\odot$ (Muench et al., 2007), pour dériver M_* :

$$M_* = N(\text{YSOs}) \times \langle M_{\text{YSOs}} \rangle [M_\odot] \quad (3.6)$$

(ii) un comptage des proto-étoiles. Ceci a été récemment permis grâce aux données du satellite *Herschel* (e.g, Nguyen Luong et al., 2011a; Maury et al., 2011). Ces comptages sont moins complets que ceux de YSOs, et nécessitent souvent d'extrapoler la masse de l'enveloppe à celle de l'étoile à former, mais ils mesurent une SFE plus instantanée.

La table 3.2 regroupe les différents traceurs utilisés pour les deux familles d'estimation de M_* , ainsi que les âges des populations qui leur sont associées.

Du point de vue observationnel, les SFEs calculées pour les nuages sont toujours incertaines. L'obstacle majeur à son estimation réside dans l'obtention de la masse des étoiles, M_* ³.

D'une part, le comptage des YSOs est délicat, surtout dans les régions denses où ces objets se forment en amas ou dans les régions lointaines où les étoiles ne sont plus résolues. Cette population

2. Les YSOs comptés avec *Spitzer* sont principalement des étoiles T-Tauri d'âge 2×10^6 ans mais aussi quelques proto-étoiles de classe I âgées de 10^5 ans.

3. voir cependant les incertitudes sur les mesures des masses de nuage au § 3.1.1.

TABLE 3.2: Traceurs utilisés pour déterminer les masses stellaires

Traceur	Longueur d'onde	Age stellaire approché
Infrarouge	3-6 μm	$\sim 2 \times 10^6$ ans
Infrarouge	8-24 μm	$\sim 10^6$ ans
Infrarouge	70 μm	$10^5 - 10^6$ ans
Free-free	21 cm	$\sim 10^6$ ans
H $_{\alpha}$	656,3 nm	$5 - 10 \times 10^6$ ans
UV	-	$\sim 10^8$ ans
Comptage YSOs	2-8 μm	2×10^6 ans
Comptage de protoétoiles	70 μm - 1 mm	2×10^5 ans

est alors souvent sous-estimée dans les observations. D'autre part, un autre problème mentionné plus haut concerne l'âge des objets que l'on accepte, ou pas, d'inclure dans la population de YSOs. La détection de YSOs avec un traceur donné débouche sur une population de YSOs d'un âge donné. Par exemple, [Gutermuth et al. \(2008\)](#) utilisent les mesures en proche infrarouge (3.6, 4.5 et 5.8 μm) recueillies par le satellite *Spitzer*. Cette population de YSOs est alors âgée d'environ deux millions d'années ([Baraffe et al., 1998](#)). D'autres, tels que [Nguyen Luong et al. \(2011a\)](#) et [Maury et al. \(2011\)](#) utilisent les mesures en infrarouge lointain (70-500 μm) du satellite *Herschel*, révélant des proto-étoiles âgées de $\sim 2 \times 10^5$ ans.

Pour réduire l'impact de l'hypothèse selon laquelle la masse des nuages n'a pas évolué depuis la naissance des étoiles considérées, il est préférable de choisir la population stellaire la plus jeune possible.

Toutes ces estimations de SFE sont alors difficiles à comparer les unes avec les autres, mais elles semblent indiquer que les SFEs varient entre $<1\%$ et jusqu'à $\sim 50\%$ dans les nuages sondés jusqu'à présent (voir le résumé observationnel donné dans [Federrath & Klessen, 2013](#)). Elles varient même au sein d'un même nuage, comme nous le verrons dans l'article I présenté à la section 3.3.

Ce dernier point est particulièrement important. Par exemple, un nuage moléculaire géant considéré dans son ensemble, ne va convertir que quelques pour cent de son gaz en étoiles (e.g., [Myers et al., 1986](#); [Evans et al., 2009](#)). A l'inverse, lorsque l'étude est menée à l'échelle d'un proto-amas, voire d'un cœur dense (voir § 1.3.1), de hautes SFEs sont mesurées (e.g., [Koenig et al., 2008](#); [Motte et al., 2003](#); [Beuther et al., 2002](#); [Wilking & Lada, 1983](#)). Il est même attendu que la SFE approche l'efficacité locale⁴ de formation stellaire, ϵ , à l'échelle des cœurs proto-stellaires. Cela montre que les comparaisons directes de SFE n'ont de sens que si elles sont faites sur des échelles spatiales et/ou densités similaires.

3.1.3 Taux de formation stellaire

La SFR tire son acronyme de *stellar formation rate*. Elle quantifie la masse stellaire générée sur une période de temps donnée. Elle est simplement donnée par

$$SFR = \frac{M_{\star}}{\tau_f} [\text{M}_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}] \quad (3.7)$$

où M_{\star} est la masse d'étoile générée et τ_f le temps qu'il a été nécessaire pour la produire. On notera au passage la relation qui existe entre la SFE précédemment définie et la SFR

$$SFR = SFE \times M_{\text{nuage}} \times \frac{1}{\tau_f} [\text{M}_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}] \quad (3.8)$$

4. L'efficacité locale ϵ détermine la fraction de gaz du cœur proto-stellaire qui sera accrétée par la proto-étoile.

S'il s'agit d'un outil appréciable pour l'étude d'un nuage en particulier, tout comme la SFE, il n'est pas très adapté pour des comparaisons exhaustives à des échelles spatiales différentes. Pour cela, on définit la Σ_{SFR} , qui est la densité surfacique de formation stellaire

$$\Sigma_{\text{SFR}} = \frac{M_{\star}}{\tau_{\text{f}} \times S} \quad [\text{M}_{\odot} \cdot \text{an}^{-1} \cdot \text{pc}^{-2}] \quad (3.9)$$

où S est la surface de la région considérée. Pour les cas extrêmes de $\Sigma_{\text{SFR}} > 1 \text{ M}_{\odot} \cdot \text{an}^{-1} \cdot \text{kpc}^{-2}$ on parlera de région *starburst*, ou à embrasement (e.g., Kennicutt, 1998; Nguyen Luong et al., 2011b).

3.1.3.1 Travaux observationnels :

Puisque les étoiles se forment à partir du gaz du milieu interstellaire, il est naturel de vouloir relier la densité de gaz à la densité d'étoile. De longue date, des études ont tenté d'établir cette relation (Thackeray, 1948; Biermann, 1955; Van den Bergh, 1957). Mais ce sont les travaux de Schmidt, puis de Kennicutt qui font référence sur le sujet.

La relation de Kennicutt-Schmidt

- En premier, Schmidt (1959) a spéculé l'existence d'une relation empirique simple entre la densité surfacique de formation stellaire, Σ_{SFR} , et la densité surfacique de gaz, Σ_{gaz} ⁵, sous la forme :

$$\Sigma_{\text{SFR}} = A \Sigma_{\text{gaz}}^N \quad (3.10)$$

pour laquelle il obtenait un exposant N variant de 1 à 3 en fonction de la méthode d'estimation qu'il employait.

- Kennicutt (1998) rediscute cette relation dans le cadre d'une étude portant sur 97 galaxies. Il montre que la relation de Schmidt (eq. 3.10) est cohérente de galaxie en galaxie, à la fois en terme de pente N et en terme d'efficacité absolue A (voir la fig. 3.2).

Les 97 galaxies étudiées ensemble (voir Fig. 3.2) sondent des densités allant de 1 à $10^5 \text{ M}_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$. Il aboutit à la relation, dite de *Kennicutt-Schmidt* (ci-après KS) :

$$\Sigma_{\text{SFR}} = (2.5 \pm 0.7) \times 10^{-4} \left(\frac{\Sigma_{\text{gaz}}}{1 \text{ M}_{\odot} \text{ pc}^{-2}} \right)^{1.4 \pm 0.15} \text{ M}_{\odot} \cdot \text{an}^{-1} \cdot \text{kpc}^{-2} \quad (3.11)$$

Plus en détail, son étude se base sur deux échantillons de galaxies. Le premier se compose de 61 galaxies spirales ayant une formation stellaire classique. Il utilise des mesures en H_{α} , H I et CO pour calculer leurs Σ_{SFR} et Σ_{gaz} , respectivement, sondant les densités surfaciques de 1 à $100 \text{ M}_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$. Il observe une forte dispersion de Σ_{SFR} (jusqu'à un facteur 30), qu'il attribue pour moitié à la variation de métallicité entre les galaxies. Malgré cela, une claire corrélation existe, avec un Σ_{SFR} augmentant lorsque Σ_{gaz} augmente, avec l'exposant $N = 2.47 \pm 0.39$. Le second est constitué de 36 galaxies "starburst", où Σ_{SFR} et Σ_{gaz} sont dérivées de mesures en infrarouge lointain et CO, respectivement. Cet échantillon sonde les densités surfaciques de gaz $100\text{-}10^5 \text{ M}_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ et dévoile aussi une corrélation entre Σ_{SFR} et Σ_{gaz} avec un exposant différent $N = 1.40 \pm 0.13$.

Kennicutt met en garde quant à l'utilisation de cette relation. Il avertit que les galaxies prises indépendamment divergent parfois de près d'un ordre de grandeur de la relation de KS. Il stipule que l'équation propose, tout au plus, une description statistique de la SFR globale.

- Les études théoriques (e.g., Madore, 1977; Elmegreen, 1994; Krumholz & Thompson, 2007; Narayanan et al., 2008) proposent une explication à l'exposant $N \sim 1.4$. Elles montrent

5. Par analogie avec Σ_{SFR} , la densité surfacique de gaz est $\Sigma_{\text{gaz}} = \frac{M_{\text{nuage}}}{S}$

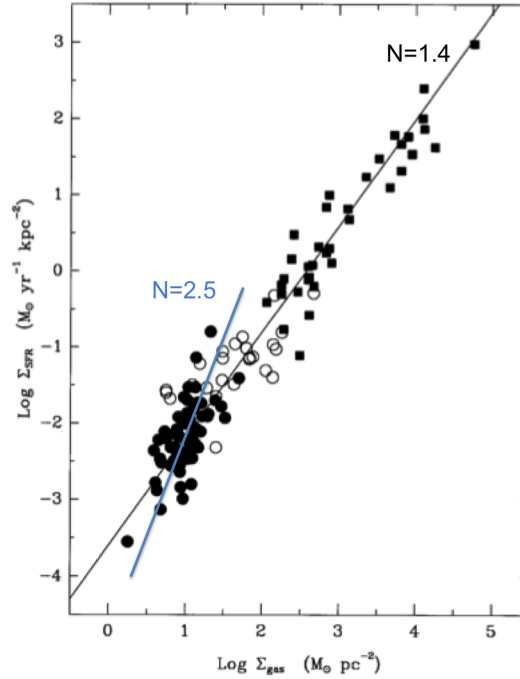


FIGURE 3.2: Loi de formation stellaire composite pour les galaxies disques normales (cercles pleins) et les galaxies starburst (carrés). Les ronds vides montrent les SFRs et les densités de gaz pour le centre des galaxies normales. La ligne noire est un fit par la méthode des moindres carrés de l'ensemble de l'échantillon, avec un exposant de $N=1.40$. La ligne bleue est un fit des galaxies disques normales (méthode des moindres carrés), avec un exposant $N=2.5$. Adapté de [Kennicutt \(1998\)](#).

que si le temps de formation stellaire est celui du temps de chute libre du nuage, puisque $t_{\text{ff}} \propto \Sigma_{\text{gas}}^{-0.5}$, il est logique d'obtenir

$$\Sigma_{\text{SFR}} \propto \frac{\Sigma_{\text{gaz}}}{t_{\text{ff}}} \equiv \Sigma_{\text{gaz}}^{1.5} \quad (3.12)$$

- De très nombreuses études extragalactiques ont suivi l'investigation de [Kennicutt \(1998\)](#) pour raffiner la relation de KS et vérifier qu'elle s'appliquait à toutes les galaxies au mépris de leur métallicité, environnement, redshift, etc. (voir table 3.3).

TABLE 3.3: Différentes estimations de l'exposant N de la relation de KS

N	Environnements	Références
1-3	Voie Lactée	Schmidt (1959)
1.4	Galaxies spirales et startburst	Kennicutt (1998)
1.9	Galaxies spirales, LIG, ULIG	Gao & Solomon (2004)
0.7	Galaxies proches	Bussmann et al. (2008)
1	Galaxies spatialement résolues	Bigiel et al. (2008)
1.17	Galaxies au redshift de 1 à 3	Genzel et al. (2010)
1.31-1.4	Galaxies disques et galaxies startburst	Daddi et al. (2010)

^a Luminous infrared galaxy

^b Ultra luminous infrared galaxy

Notamment, [Daddi et al. \(2010\)](#), qui étudient un large échantillon de galaxies, ont montré

que les galaxies disques et les galaxies "starburst", bien qu'ayant un exposant N similaire, n'occupaient pas la même partie du diagramme dans la représentation classique $\Sigma_{\text{SFR}} - \Sigma_{\text{gaz}}$ (voir figure 3.3). En effet, les galaxies starburst ont systématiquement une Σ_{SFR} plus importante (d'un shift moyen de 0.9 dex) pour une même densité surfacique de gaz. Ils proposent que les deux types de galaxies forment des étoiles sur des temps caractéristiques différents : un temps long pour les galaxies disques et un temps plus court pour les galaxies starburst.

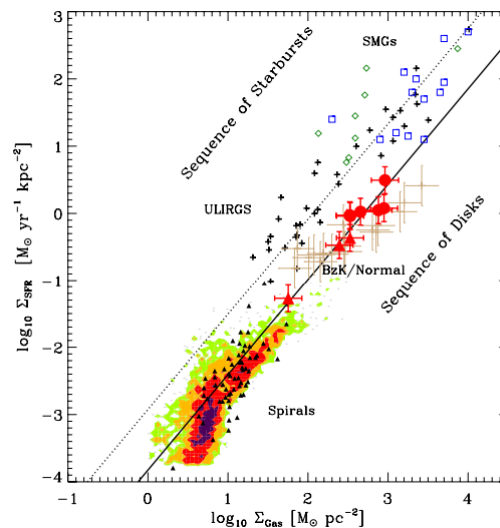


FIGURE 3.3: Densité surfacique de SFR en fonction de la densité surfacique de gaz (atomique et moléculaire). Extrait de [Daddi et al. \(2010\)](#).

Extrapolation de la relation de KS vers les nuages galactiques

- [Heiderman et al. \(2010\)](#) ont montré en étudiant les nuages (galactiques) de la ceinture de Gould, que leurs SFRs reposaient d'un facteur 9 à 17 au-dessus de la relation de Kennicutt-Schmidt.

Les raisons invoquées pour expliquer cette différence de comportement sont multiples. [Heiderman et al. \(2010\)](#) rappellent que, pour les observations extragalactiques, tout le gaz est intégré, y compris le gaz qui n'est pas assez dense pour former des étoiles. D'où la sous-estimation de la loi de KS lorsqu'elle est appliquée à des nuages galactiques. Aussi, les traceurs de formation stellaire pour les études extragalactiques sont dominés par la formation des étoiles massives (voir l'estimation des masses stellaires à la section 3.1.2), mésestimant la formation totale des étoiles.

La figure 3.4 montre la relation $\Sigma_{\text{SFR}} - \Sigma_{\text{gaz}}$ pour les nuages étudiés par [Heiderman et al. \(2010\)](#). Ils étudient les nuages de la ceinture de Gould d'une part et un échantillon de "clumps" massifs d'autre part. Leurs résultats suggèrent deux régimes de formation stellaire différents autour d'une valeur seuil de $\Sigma_{\text{th}} \sim 129 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$. Ils estiment un exposant de $N = 4.6$ pour $\Sigma_{\text{gaz}} < \Sigma_{\text{th}}$ et un exposant $N = 1.1$ pour $\Sigma_{\text{gaz}} > \Sigma_{\text{th}}$ (voir segments roses et bleus sur la fig. 3.4)

Par ailleurs [Evans et al. \(2014\)](#) montrent que si l'on inspecte les nuages un à un, la relation entre la densité de surface de formation stellaire et la densité de surface du gaz, divisée par le temps de chute libre associé, ne montre pas de corrélation significative comme attendu de l'équation 3.12.

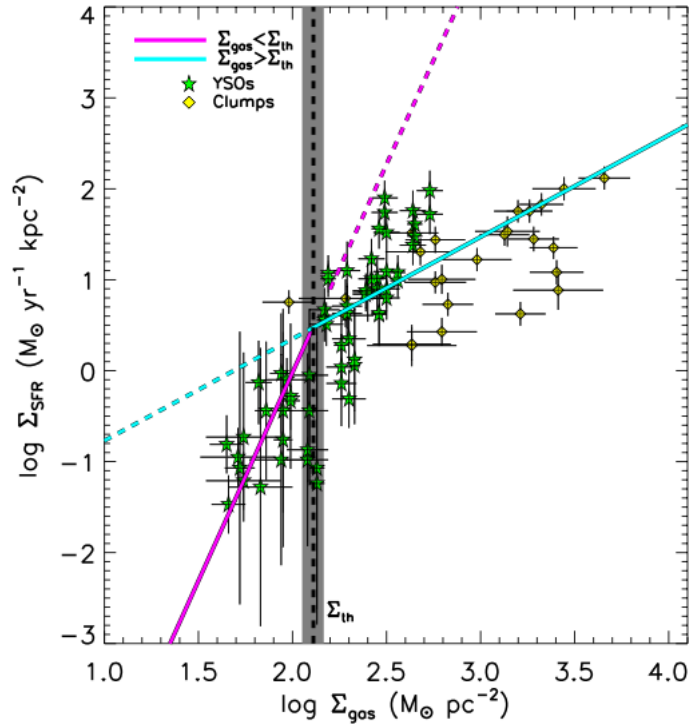


FIGURE 3.4: Fit des proto-étoiles de class I et des YSOs avec une SED plate (étoiles vertes) et des clumps massifs (diamants jaunes). La pente du fit change de 4.6 à 1.1, déterminant une valeur seuil de formation stellaire à $\Sigma_{th} = 129 \pm 14 M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$ (région grisée sur la figure). Extrait de [Heiderman et al. \(2010\)](#).

- [Lada et al. \(2010\)](#) étudient la relation entre le nombre de YSOs et Σ_{gaz} dans un échantillon de nuages moléculaires proches. Pour ce faire, ils se basent sur des cartes en extinction et un comptage de YSOs. Ils montrent qu'au-dessus d'un certain seuil en extinction, $A_v = 7$ mag, il y a une corrélation linéaire entre le nombre de YSOs et la densité surfacique de gaz (voir Fig. 3.5). Ils invoquent ainsi une valeur seuil de formation stellaire située à $A_v = 7$ mag, ce qui correspond à une densité de surface $\Sigma_{gaz} \sim 116 M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$.
- Lorsqu'on s'intéresse aux stades les plus précoces de la formation des étoiles, il a aussi été invoqué la présence d'un seuil en densité pour l'existence des cœurs pré-stellaires ([André et al., 2010](#)). Les cœurs pré-stellaires et proto-stellaires apparaissent être confinés dans des filaments dont la densité de surface correspond à $A_v > 10$ mag ([André et al., 2010](#)) et qui ont une $FWHM$ moyenne de 0.10 ± 0.03 pc ([Arzoumanian et al., 2011](#)). Par contraste, les filaments avec $A_v = 2$ mag et des épaisseurs similaires, voire plus petites, ne forment pas d'étoiles et sont dits sous-critiques ([André et al., 2010](#)). Cette valeur de seuil, revue à $\sim 7-8$ dans [André et al. \(2012\)](#), correspond à une densité surfacique de $130 M_{\odot} \cdot \text{pc}^{-2}$.
- Néanmoins, l'existence d'une valeur palier à la formation stellaire est sujette à controverse ([Gutermuth et al. 2011](#); [Burkert & Hartmann 2013](#); [Hennebelle & Chabrier 2013](#)). Nous y reviendrons dans l'article I à la section § 3.3. [Burkert & Hartmann \(2013\)](#) prétendent par exemple qu'il n'y a pas besoin d'invoquer un palier en densité pour expliquer les observations faites par [Lada et al. \(2010\)](#) et [Heiderman et al. \(2010\)](#). Ils expliquent que la rupture du régime est le résultat naturel de la structure des nuages. Ils montrent que la relation entre une surface à une densité donnée, $A(\Sigma_{gaz})$, et la densité de surface de gaz, Σ_{gaz} , affiche elle aussi une rupture. Ils expliquent que la relation est de la forme $A(\Sigma_{gaz}) \propto \Sigma_{gaz}^{-3}$ pour les régions de faibles densités et $A(\Sigma_{gaz}) \propto \Sigma_{gaz}^{-1}$ à hautes densités.

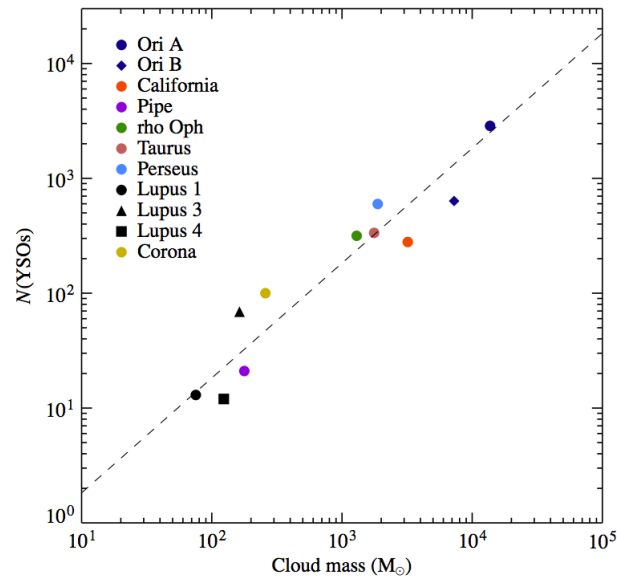


FIGURE 3.5: Relation entre le nombre de YSOs et $M_{0.8}$, la masse de nuage intégrée au-dessus d'une valeur seuil en extinction de $A_{K0} = 0.8$ mag. Extrait de [Lada et al. \(2010\)](#).

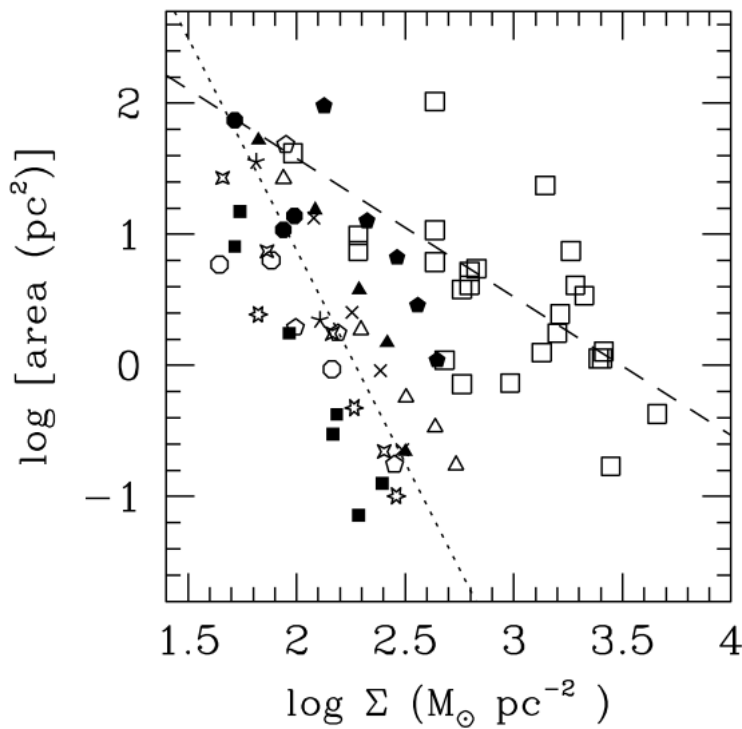


FIGURE 3.6: Relation entre $A(\Sigma)$ et la densité surfacique de gaz, pour un échantillon de nuage de faible densité, et un échantillon dense (carrés). La ligne en pointillé donne un fit d'exposant ~ 3.2 , alors que l'échantillon dense à un fit d'exposant ~ 1.1 . Extrait de [Burkert & Hartmann \(2013\)](#).

3.1.3.2 Modèles statistiques de la SFR

Les modèles statistiques de SFR sont des descriptions analytiques de nuages turbulents, incluant turbulence magnétique et auto-gravité. Ils sont tous ([Krumholz & McKee 2005](#), ci-après

KM05 ; Padoan & Nordlund 2011, ci-après PN11 ; Hennebelle & Chabrier 2011, ci-après HC11 ; Hennebelle & Chabrier 2013, ci-après HC13) basés sur l'intégration d'une distribution en densité volumique du gaz. La distribution du gaz est supposée log-normale, via

$$p_s(s) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_s^2}} \exp\left(-\frac{(s-s_0)^2}{2\sigma_s^2}\right) \quad (3.13)$$

avec $s \equiv \ln(\rho/\rho_0)$. La distribution de densité est une distribution normale en s , et donc une distribution log-normale en ρ . Les quantités ρ_0 et s_0 sont la densité moyenne et la densité logarithmique moyenne. Cette dernière est reliée à la déviation standard σ_s par

$$s_0 = -\frac{1}{2}\sigma_s^2 \quad (3.14)$$

L'explication du profil ici supposé vient des turbulences supersoniques qui provoquent une densité dans les nuages moléculaires très asymétrique. Elle génère une fonction de probabilité de distribution log-normale, dans laquelle la plupart du volume a une densité $< \rho_0$, alors que la plupart de la masse est à une densité $> \rho_0$ (e.g., Vazquez-Semadeni, 1994; Padoan et al., 1997; Ostriker et al., 1999).

L'intégration de la distribution du gaz (eq. 3.13) se fait au-delà d'une certaine densité critique s_{crit} , afin de n'intégrer que la masse de gaz supposée suffisamment dense pour participer à la formation stellaire. Par volonté de construire un taux de formation stellaire adimensionné, l'intégrale est pondérée par $1/\rho_0$ pour définir une fraction de masse et par un facteur de temps de chute libre. La SFR utilisée dans les modèles analytiques, SFR_{ff} est alors

$$\text{SFR}_{\text{ff}} = \frac{\epsilon}{\phi t} \int_{s_{\text{crit}}}^{\infty} \frac{t_{\text{ff}}(\rho_0)}{t_{\text{ff}}(\rho)} \frac{\rho}{\rho_0} p(s) ds \quad (3.15)$$

Le facteur ϵ représente le fait que seule une fraction du gaz au-delà de s_{crit} sera effectivement accrétée sur la proto-étoile. La fraction $\epsilon \sim 0.3-0.7$ du gaz est accrétée par la proto-étoile, tandis qu'une fraction $(1 - \epsilon) \sim 0.3-0.7$ est ré-éjectée dans le milieu interstellaire par des jets, des vents et des outflows.

La SFR avec les unités $[\text{M}_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}]$ peut être calculée en incluant la masse réelle du nuage M_{nuage} et le temps de chute libre de celui-ci $t_{\text{ff}}(\rho_0)$

$$\text{SFR} \equiv \frac{M_{\text{nuage}}}{t_{\text{ff}}(\rho_0)} \text{SFR}_{\text{ff}} [\text{M}_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}] \quad (3.16)$$

- Dans le modèle de KM05 la densité critique, s_{crit} , est définie en comparant la longueur de Jeans (voir chapitre 1) évaluée pour la densité moyenne de nuage

$$\lambda_J(\rho_0) = \left(\frac{\pi c_s^2}{G\rho_0}\right)^{1/2} \quad (3.17)$$

avec la longueur sonique

$$\lambda_s = L(c_s/\sigma_v)^{1/p} \quad (3.18)$$

telle que

$$s_{\text{crit}} \propto \ln\left(\phi_x \frac{\lambda_J(\rho_0)}{\lambda_s}\right)$$

Ce qui mène à (voir les conditions de validité dans Federrath & Klessen 2012)

$$s_{\text{crit}} \propto \ln[\alpha_{\text{vir}} \mathcal{M}^2] \quad (3.19)$$

où α_{vir} est le paramètre du viriel (voir équation 1.1 au chapitre 1) et $\mathcal{M} = \sigma_v/c_s$ le nombre de Mach. Le support turbulent supersonique est supposé insignifiant à l'échelle sonique, de telle sorte que l'effondrement peut avoir lieu en deçà de cette échelle. Le ratio de temps de chute libre $t_{\text{ff}}(\rho_0)/t_{\text{ff}}(\rho)$ est quant à lui supposé unitaire.

- Le modèle de PN11 définissent la densité critique s_{crit} en l'associant à la masse critique d'effondrement dans un régime magnétisé (voir 1)

$$s_{\text{crit}} \propto \ln(\alpha_{\text{vir}} \mathcal{M} f(\beta))$$

avec

$$f(\beta) \equiv \frac{(1 + 0.925 \beta^{-3/2})^{2/3}}{(1 + \beta^{-1})^2}$$

et

$$\beta = 2\mathcal{M}_A^2/\mathcal{M}^2$$

où $\mathcal{M}_A = \sigma_v/v_A$ est le nombre de Mach Alfvénique⁶. Ils utilisent $t_{\text{ff}}(\rho_0)/t_{\text{ff}}(\rho_{\text{crit}})$ comme facteur de temps de chute libre, de sorte que le temps de chute libre à la densité critique est utilisé pour toutes les densités dont la valeur est supérieure à la densité critique.

- HC11 furent les premiers à montrer que le facteur de temps de chute libre $t_{\text{ff}}(\rho_0)/t_{\text{ff}}(\rho)$ devait être gardé sous l'intégrale, de sorte que chaque densité soit associée à son temps de chute libre propre. Dans leur modèle, dit *multi-freefall*, la densité critique s_{crit} requiert que la longueur de Jeans turbulente $\lambda_{\text{J,turb}}$ soit une fraction y_{cut} de l'échelle du nuage L . Il vient

$$s_{\text{crit}} = \ln(\tilde{\rho}_{\text{crit,th}} + \tilde{\rho}_{\text{crit,turb}})$$

avec

$$\tilde{\rho}_{\text{crit,th}} \propto y_{\text{cut}}^{-2} \alpha_{\text{vir}} \mathcal{M}^{-2} (1 + \beta^{-1}), \text{ une contribution magneto - thermique}$$

et

$$\tilde{\rho}_{\text{crit,turb}} \propto y_{\text{cut}}^{-1} \alpha_{\text{vir}}, \text{ une contribution turbulente}$$

Ainsi, les modèles analytiques diffèrent principalement par la valeur seuil s_{crit} qu'ils adoptent.

Federrath & Klessen (2012) appliquent le caractère multi-freefall aux modèles de KM05 et PN11, qu'ils comparent ensuite à HC11 (voir figure 3.7). Ils concluent que la SFR_{ff} dépend au premier ordre paramètre du viriel α_{vir} , et au second ordre du nombre de Mach \mathcal{M} .

Par une confrontation de ces modèles aux observations présentées par Heiderman et al. (2010), ils concluent à un bon accord entre modèles analytiques et observations, pourvu que l'efficacité d'accrétion (ϵ , voir eq. 3.13) soit fixée aux alentours de 50%. La comparaison est cependant compliquée par les variables de SFRs surfaciques et de masses surfaciques (cf. fig 3.4). Des contraintes observationnelles en SFR_{ff} devraient permettre une comparaison plus éclairée. C'est ce qui est proposé, sur la base d'observations de W43-MM1, à la section 3.3.

Plus récemment, Hennebelle & Chabrier (2013) ont complété le modèle de HC11 pour inclure la distribution spatiale du gaz, ignorée par les modèles de KM05, PN11 et HC11. En pratique, ils assimilent la distribution spatiale du gaz à une loi de puissance (voir § 3.3).

Une partie de mon travail de thèse a été de pousser la relation entre la SFE et la masse du nuage (e.g. Lada et al., 2010) vers la relation, plus physique, entre la SFE et la densité du nuage. Aussi, pour déterminer la masse stellaire, M_* , et contourner les problèmes posés par l'âge des populations de YSOs, je me suis intéressé aux objets les plus précoces de la formation des étoiles : les cœurs denses proto-stellaires. Ainsi, les masses de nuage que j'emploie sont directement associées aux SFEs que je dérive, sans incertitude temporelle.

6. Le lecteur intéressé par les ondes d'Alvén peut se reporter au chapitre 4, où elles sont précisément décrites.

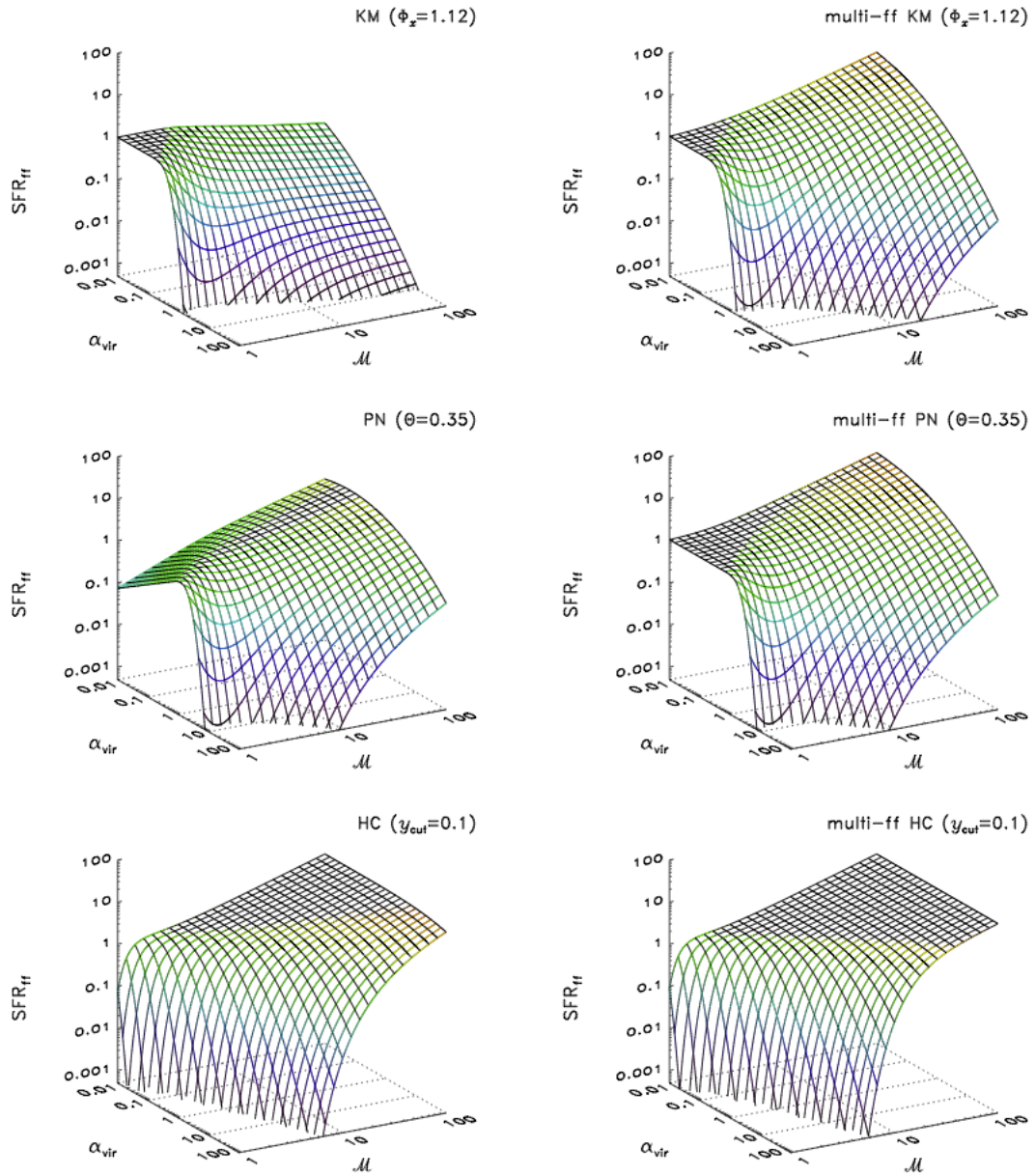


FIGURE 3.7: Comparaison des modèles analytiques de KM05, PN11 et HC11. Les trois figures de gauche montrent les modèles originaux des auteurs, les trois de droite montrent ces mêmes modèles dans leur version multi freefall. Extrait de [Federrath & Klessen \(2013\)](#).

3.2 Résumé de l'article

Si les processus de formation des étoiles massives (étoiles de masses $M > 8 M_{\odot}$) restent peu compris, les modèles de formation stellaire (voir sections 3.1.2) semblent indiquer que l'efficacité à former des étoiles dépend de la densité volumique du nuage dans lequel elles se forment. A l'inverse, les campagnes d'observations passées tendaient à prouver que les nuages, au dessus d'une certaine colonne en densité, forment des étoiles avec la même efficacité. Ces études invoquent une valeur de colonne densité "palier", au-dessus de laquelle les processus de formation des étoiles auraient la même efficacité quelle que soit la colonne densité du nuage. Le filament hyper-massif (ci-après appelé ridge) W43-MM1 est un véritable laboratoire de formation d'étoiles massives où l'impact de la densité volumique sur l'efficacité de formation des étoiles peut être directement quantifié.

Nous avons utilisé des données provenant du satellite *Herschel* (voir 2.4.2) pour estimer les masses et les densités volumiques de nuage au sein du ridge W43-MM1, et l'interféromètre du plateau de Bure (voir section 2.3.4) pour estimer les masses et densités des structures compactes (appelées MDCs pour *massive dense cores*). En définissant plusieurs régions dans le ridge W43-MM1 nous avons pu, dans chacune d'elles, calculer l'efficacité à former des structures compactes comme le rapport de la masse des MDCs sur la masse de la région.

$$CFE = \frac{\sum M_{\text{MDC}}}{M_{\text{region}}} \quad (3.20)$$

Les régions définies ayant des densités différentes (variant de $5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ à $2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$), nous avons prouvé qu'une corrélation directe existe entre la densité du nuage et son efficacité à former des MDCs.

Les modèles numériques (e.g. [Bonnell et al., 2011](#)) s'intéressent à l'efficacité à former des étoiles, et non à l'efficacité à former des MDCs. Pour comparer notre étude aux modèles, nous avons mis en place deux méthodes permettant d'estimer l'efficacité à former des étoiles dans chacune des régions du ridge. L'efficacité de formation stellaire, SFE (pour *stellar formation efficiency*), s'exprime comme le rapport de la masse stellaire sur la masse de la région.

$$SFE = \frac{M_{\star}}{M_{\text{region}}} \quad (3.21)$$

Les MDCs étant les berceaux de formation des étoiles, il est possible d'estimer la masse d'étoiles à laquelle ils donneront naissance. La première méthode pour estimer cette masse stellaire, inspirée du facteur de conversion entre la fonction de distribution des cœurs et la fonction de distribution des étoiles, prône que 30% de la masse des MDCs sera accrétée au sein des étoiles : $M_{\star} = \sum M_{\text{MDC}} \times 30\%$. La seconde méthode se base sur une estimation de la plus massive des étoiles qu'un MDC peut former en se basant sur des observations passées, puis applique l'IMF pour récupérer l'ensemble des étoiles de moindre masses se formant dans son sillon. Ainsi, dans chacune des régions, nous dérivons la SFE par deux méthodes différentes que nous comparons à un modèle numérique de formation stellaire ([Bonnell et al., 2011](#)). Le modèle et les deux SFEs observationnelles montrent une excellente corrélation, avec une dépendance polynomiale de la SFE à la densité volumique du nuage.

$$SFE \propto n_{\text{H}_2} >^{0.9} \quad (3.22)$$

Enfin, dans chacune des régions nous dérivons le paramètre du viriel α_{vir} et le taux de formation stellaire adimensionné par le temps de chute libre, SFR_{ff} (pour *stellar formation rate per freefall time*), qui est utilisé par les modèles analytiques d'estimation de taux de formation stellaire ([Krumholz & McKee, 2005](#); [Padoan & Nordlund, 2011](#); [Hennebelle & Chabrier, 2011, 2013](#)) :

$$\text{SFR}_{ff} = SFE \times \frac{t_{ff}^{\text{cloud}}}{t_{ff}^{\text{MDCs}}} \quad (3.23)$$

Nous trouvons un comportement similaire entre observations et modèles analytiques (présentés à la section 3.1.3) pour des régions stables à faiblement instables, c'est à dire pour un paramètre du viriel entre 10 et 0.7, mais la corrélation est moins franche pour des régions fortement instables au regard de leur paramètre du viriel. Cela pourrait indiquer que les observations manquent de sensibilité ou de résolution, pour estimer correctement la SFR ; cela peut aussi être dû aux modèles qui n'incluent pas une physique suffisamment proche de celle mise en jeu dans les ridges. En effet, les ridges ne satisfont pas les hypothèses utilisées dans les modèles : leur densité de colonne ne suit pas un profil de loi normale et leur niveau de turbulence ne suit pas non plus la relation de Larson.

3.3 Article I : "The W43-MM1 mini-starburst ridge, a test for star formation efficiency models"

The W43-MM1 mini-starburst ridge, a test for star formation efficiency models[★]

F. Louvet¹, F. Motte¹, P. Hennebelle¹, A. Maury^{2,1}, I. Bonnell³, S. Bontemps⁴, A. Gusdorf⁵, T. Hill⁶, F. Gueth⁷, N. Peretto⁸, A. Duarte-Cabral⁹, G. Stephan^{10,11}, P. Schilke¹⁰, T. Csengeri¹², Q. Nguyễn Lương¹³, and D. C. Lis^{14,15}

¹ Laboratoire AIM Paris-Saclay, CEA/IRFU – CNRS/INSU – Université Paris Diderot, Service d’Astrophysique, Bât. 709, CEA-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France
e-mail: fabien.louvet@cea.fr

² Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge MA, USA

³ Scottish Universities Physics Alliance (SUPA), School of Physics and Astronomy, University of St. Andrews, North Haugh, St Andrews, Fife KY16 9SS, UK

⁴ OASU/LAB-UMR 5804, CNRS/INSU – Université Bordeaux 1, 2 rue de l’Observatoire, BP 89, 33270 Floirac, France

⁵ LERMA, UMR 8112 du CNRS, Observatoire de Paris, École Normale Supérieure, 24 rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France

⁶ Joint ALMA Observatory, Alonso de Cordova 3107, 763 0355 Vitacura, Santiago, Chile

⁷ Institut de Radioastronomie Millimétrique (IRAM), 300 rue de la Piscine, 38406 Saint Martin d’Hères, France

⁸ School of Physics and Astronomy, Cardiff University, Queens Buildings, The Parade, Cardiff CF24 3AA, UK

⁹ School of Physics and Astronomy, University of Exeter, Stocker Road, Exeter EX4 4QL, UK

¹⁰ Physikalisches Institut, Universität zu Köln, Zùlpicher Str. 77, 50937 Köln, Germany

¹¹ LERMA2, Observatoire de Paris, 61 Av. de l’Observatoire, 75014 Paris, France

¹² Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, 53121 Bonn, Germany

¹³ Canadian Institute for Theoretical Astrophysics, University of Toronto, 60 St. George Street, Toronto, ON M5S 3H8, Canada

¹⁴ California Institute of Technology, Pasadena CA 91125, USA

¹⁵ Sorbonne Universités, Université Pierre et Marie Curie, Paris 6, CNRS, Observatoire de Paris, UMR 8112, LERMA, Paris, France

Received 9 February 2014 / Accepted 23 May 2014

ABSTRACT

Context. Star formation efficiency (SFE) theories are currently based on statistical distributions of turbulent cloud structures and a simple model of star formation from cores. They remain poorly tested, especially at the highest densities.

Aims. We investigate the effects of gas density on the SFE through measurements of the core formation efficiency (CFE). With a total mass of $\sim 2 \times 10^4 M_{\odot}$, the W43-MM1 ridge is one of the most convincing candidate precursors of Galactic starburst clusters and thus one of the best places to investigate star formation.

Methods. We used high-angular resolution maps obtained at 3 mm and 1 mm within the W43-MM1 ridge with the IRAM Plateau de Bure Interferometer to reveal a cluster of 11 massive dense cores, and, one of the most massive protostellar cores known. A *Herschel* column density image provided the mass distribution of the cloud gas. We then measured the “instantaneous” CFE and estimated the SFE and the star formation rate (SFR) within subregions of the W43-MM1 ridge.

Results. The high SFE found in the ridge ($\sim 6\%$ enclosed in $\sim 8 \text{ pc}^3$) confirms its ability to form a starburst cluster. There is, however, a clear lack of dense cores in the eastern part of the ridge, which may be currently assembling. The CFE and the SFE are observed to increase with volume gas density, while the SFR per free fall time steeply decreases with the virial parameter, α_{vir} . Statistical models of the SFR may describe the outskirts of the W43-MM1 ridge well, but struggle to reproduce its inner part, which corresponds to measurements at low α_{vir} . It may be that ridges do not follow the log-normal density distribution, Larson relations, and stationary conditions forced in the statistical SFR models.

Key words. stars: formation – stars: protostars – stars: massive – ISM: clouds – submillimeter: ISM – submillimeter: stars

1. Introduction

The formation of high-mass stars remains poorly understood, but an emerging scenario suggests that they form in massive dense cores (MDCs: $\sim 0.1 \text{ pc}$ and $> 10^5 \text{ cm}^{-3}$ as defined in Motte et al. 2007; see also Wang et al. 2014) through dynamical processes, such as colliding flows initiated by cloud formation (e.g. Csengeri et al. 2011; Nguyen Luong et al. 2013). The *Herschel* key program HOBYS (see Motte et al. 2010, 2012) identifies ridges as high-density filaments, above 10^{23} cm^{-2} in col-

umn density, which is favorable to the formation of high-mass (OB-type, $\geq 8 M_{\odot}$) stars (see Hill et al. 2011; Nguyen Luong et al. 2011a; Hennemann et al. 2012). The most extreme of these ridges, W43-MM1, lies in the massive, highly concentrated and very dynamic W43 molecular complex located at 6 kpc (Nguyen Luong et al. 2011b; Carlhoff et al. 2013). In its central region, W43-MM1 is thought to be experiencing a cloud collision (Nguyen Luong et al. 2013), causing a remarkably efficient burst of high-mass star formation (Motte et al. 2003). The W43-MM1 ridge can be modeled by a $3.9 \text{ pc} \times 2 \text{ pc} \times 2 \text{ pc}$ ellipsoid with a total mass of $\sim 2 \times 10^4 M_{\odot}$ and an average density of $\sim 4.3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, which is physically large and massive enough to form a large cluster. Its fragmentation has been

* Final IRAM/PdBI FITS cube is only available at the CDS via anonymous ftp to cdsarc.u-strasbg.fr (130.79.128.5) or via <http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/qcat?J/A+A/570/A15>

Table 1. Main observational parameters.

Parameter	3 mm	1 mm	<i>Herschel</i> column density
Frequency	87.43 ^a GHz	239.5 GHz	–
Bandwidth	3600 MHz	640 MHz	–
System temperature	~120 K	~300 K	–
Primary beam	59''	21''	–
Synthesized beam	4'85 × 3'06	2'51 × 1'92	25''
3 σ rms	0.11–3.8 mJy/beam	~150 mJy/beam	~4.5 × 10 ²¹ cm ⁻²

Notes. ^(a) The mean frequency was calculated assuming a $S(\nu) \propto \nu^{-2}$ emission spectrum accurately describing the ISM SED slope in the WIDEX band.

studied before with 0.2 pc resolution by [Motte et al. \(2003\)](#). Fragmentation, magnetic field, outflows, and the hot core of the densest part of the W43-MM1 ridge has also been observed with high angular resolution by [Cortes & Crutcher \(2006\)](#) and [Sridharan et al. \(2014\)](#).

A handful of studies have been carried out to estimate the core formation efficiency (CFE) in high-mass star-forming regions, and it has been suggested that the stellar formation efficiency (SFE) increases with gas density ([Bontemps et al. 2010](#); [Palau et al. 2013](#)). As for the stellar formation rates (SFRs), most statistical models directly relate it to the amount of gas above a given density threshold ([Krumholz & McKee 2005](#); [Padoan & Nordlund 2011](#); [Hennebelle & Chabrier 2011](#)). If this view agrees with the SFR measurements in low-mass star-forming clouds ([Heiderman et al. 2010](#)), which are found to be proportional to cloud masses (Eq. (3) of [Lada et al. 2010](#); [Evans et al. 2014](#)), they are not representative of typical Galactic clouds forming high-mass stars ([Motte et al. 2003](#); [Nguyen Luong et al. 2011a](#)). These observational differences cast doubt on the accuracy of extrapolating scaling laws observed in low-mass star-forming regions to describe star formation in clouds forming high-mass stars.

MDCs hosting high-mass protostars can be used to investigate the fragmentation of ridges and measure the concentration of its gas into high-density seeds and then high-mass stars.

In the present paper¹, we investigate the CFE variations through the W43-MM1 ridge and compare the resulting SFE and SFR estimates to predictions of star formation models. Section 2 presents an interferometric imaging of W43-MM1 that reveals a cluster of MDCs characterized in Sect. 3. Section 4 presents an analysis of the CFE in subregions of the ridge and discusses the CFE variations with cloud volume density. In Sect. 5 we present two methods of computing the SFEs and the SFRs from the observed CFEs in W43-MM1. Finally, the SFR measured in the different subregions of the ridge are compared to predictions of statistical models of star formation in Sect. 6.

2. Observations, reduction, and dataset

2.1. IRAM/PdBI

A seven-field 3 mm mosaic of the W43-MM1 ridge and a single 1 mm pointing toward W43-N1, its most massive dense core, were carried out with the IRAM Plateau de Bure Interferometer (hereafter IRAM/PdBI, see Table 1). Configurations C2 and D with four and six antennas, respectively, were used in March–April and October–November 2002 for the single pointing to-

ward the phase center (α, δ) = 18:47:47.1, –01:54:28; configurations C and D were used in October and July 2011 with respectively five and six antennas for the mosaic. Broad-band continuum and spectral lines (not shown here) were simultaneously observed. The phase, amplitude, and correlator bandpass were calibrated on strong quasars (3C 273, 4C 09.57, and 1936-155 in 2002; 3C 454.3, 1827+062, and 0215+015 in 2011), while the absolute flux density scale was derived from MWC349 observations. The absolute flux calibration uncertainty is estimated to be ~15%.

The two WIDEX subunits were combined to observe the continuum emission with a total bandwidth of 3.6 GHz centered at 87.5 GHz (3 mm). Two correlator units were summed into a 640 MHz bandwidth centered at 239.5 GHz (1 mm). The mean angular resolutions were respectively 3'96 at 3 mm and 2'19 at 1 mm.

We used the GILDAS² package to calibrate each dataset, merge the visibility data of all fields for the 3 mm mosaic, then invert and clean (natural cleaning) both the 1 mm and 3 mm. We built a “pure” continuum map at 3 mm from spectral bands of WIDEX free of strong lines. The 3 mm continuum map is given in Fig. 1. It displays a very inhomogeneous repartition of the continuum with much more emission in the southwestern part of the map. Owing to limited dynamic range around the strong continuum and extended source W43-N1, we obtain significantly different rms levels in the northeastern part of the 3 mm mosaic (3 σ ~ 0.11 mJy/beam) than in the southern region around W43-N1 (3 σ ~ 3.8 mJy/beam). As for the 1 mm pointing, we measured a 3 σ rms level of ~0.15 Jy/beam.

2.2. *Herschel* dust temperature and column density maps

We used the dust temperature and column density images built from Hi-GAL and HOBYS data ([Molinari et al. 2010](#); [Motte et al. 2010](#)) and presented by [Nguyen Luong et al. \(2013\)](#). Using three of the four longest wavelengths of *Herschel* (160–350 μ m), they derived the total (gas+dust) column density (N_{H_2}) and average dust temperature maps of W43-Main with an angular resolution of 25'' (see Table 1). Following the procedure fully described in [Hill et al. \(2011, 2012\)](#), they fitted pixel-by-pixel spectral energy distributions (SEDs) with modified black-body models. They used a dust opacity law similar to that of [Hildebrand \(1983\)](#) but with $\beta = 2$ instead of $\beta = 1$ and assumed a gas-to-dust ratio of 100: $\kappa_{\nu} = 0.1 \times (300 \mu\text{m}/\lambda)^2 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$. It provides column density images with very low (20% when $A_{\nu} > 10 \text{ mag}$) relative uncertainties, arising from SED fit errors

¹ Based on observations carried out with the IRAM Plateau de Bure Interferometer. IRAM is supported by INSU/CNRS (France), MPG (Germany), and the IGN (Spain).

² The Grenoble Image and Line Data Analysis Software is developed and maintained by IRAM to reduce and analyze data obtained with the 30 m telescope and Plateau de Bure interferometer. See www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS

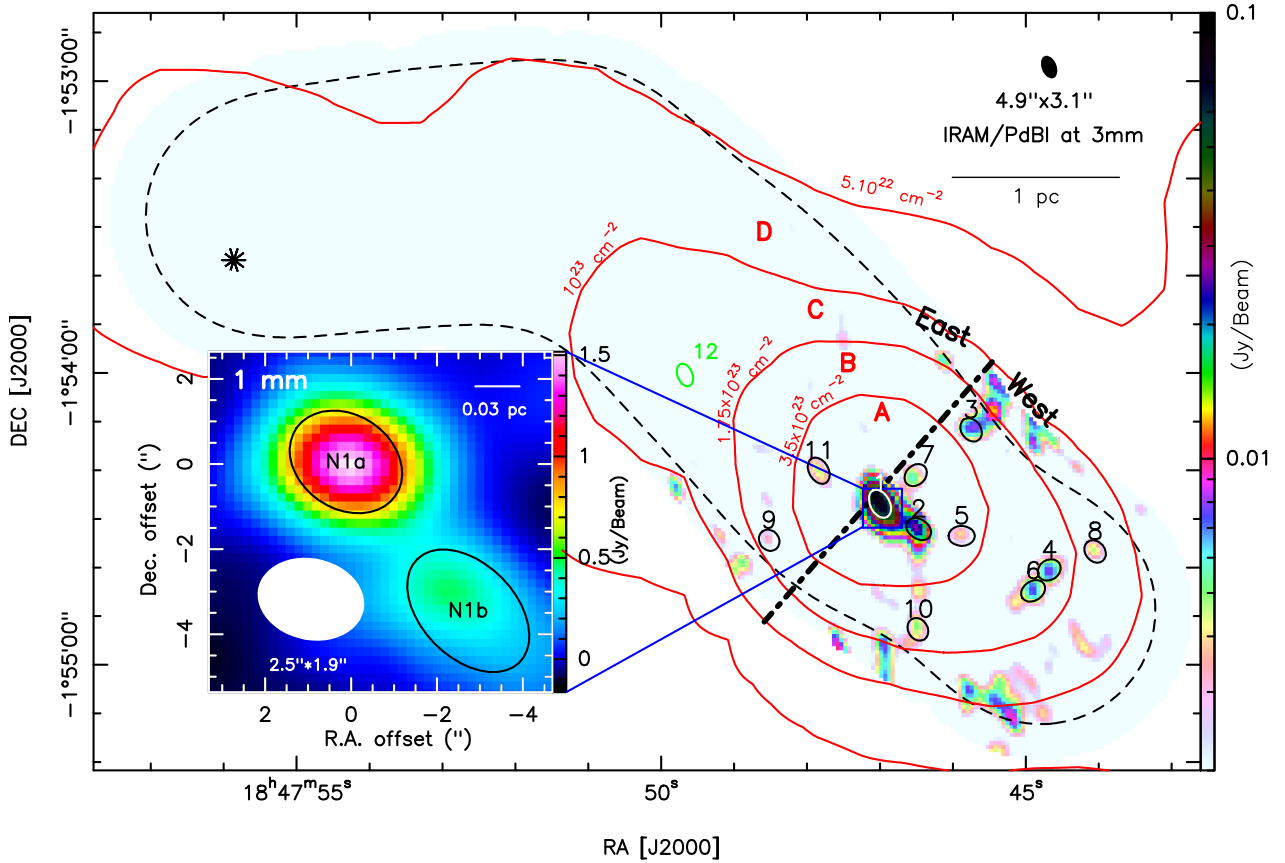


Fig. 1. IRAM/PdBI 3 mm continuum image of the W43-MM1 ridge, revealing a cluster of MDCs. The black dashed contour outlines the area where the confidence-weight map exceeds 90%. Column densities yielded by *Herschel* imaging (see [Nguyen Luong et al. 2013](#)) and shown in red contours are used to define A–D subregions. The black dotted-dashed line and the 10^{23} cm^{-2} contour outline the eastern and western parts of the ridge. Black and white ellipses plus numbers locate MDCs extracted by *Getsources* (see [Table 2](#)), the green ellipse outlines N12, and the black asterisk pinpoints a source identified by [Beuther et al. \(2012\)](#). Negative contours have been removed to reduce confusion. See [Fig. 6](#) for the version with negative contours. *Zoom inset:* IRAM/PdBI 1 mm continuum image of the W43-N1 MDC. Black ellipses are HMPCs extracted by *Getsources* (see [Table 2](#)).

([Hill et al. 2009](#)) and possible variations in the emissivity index through the map. The absolute accuracy of *Herschel* N_{H_2} maps has been estimated to be around 40% ([Roy et al. 2014](#)).

3. MDCs census in the W43-MM1 ridge

To extract the MDCs, we used the source extraction tool *Getsources* ([Men’shchikov et al. 2012](#)). Developed for multi-wavelength *Herschel* images, it calculates the local noise and local background to properly extract compact sources from a complex cloud environment. We increased the quality constraints³ of *Getsources* to account for the specificity of our interferometric images. To perform a confident extraction of MDCs, we masked the map borders where confidence map weights drop below 10% (dashed contour in [Fig. 1](#)). We also set a maximum source size of 0.25 pc to focus on 0.1 pc MDCs at 3 mm, and 0.02 pc at 1 mm to focus on 0.01 pc high-mass protostellar cores (HMPCs).

At 3 mm, *Getsources* identified 11 MDCs, with average deconvolved sizes of ~ 0.07 pc, all located in the densest southwestern part of the W43-MM1 ridge (see [Fig. 1](#) and [Table 2](#)). Four MDCs are substructures of ~ 0.2 pc clumps

extracted by [Motte et al. \(2003\)](#) and four correspond to the ~ 0.02 pc HMPCs identified by [Sridharan et al. \(2014\)](#). Among our MDCs, six have outflows (Louvet et al., in prep.). Only N12, the least massive of our sample ($\sim 20 M_{\odot}$), was suggested by outflows but not extracted by *Getsources*. [Beuther et al. \(2012\)](#) detected another diffuse dust source of $\sim 30''$ size that remains undetected (see [Fig. 1](#)), likely filtered out by the interferometer (filtering scale $\sim 20''$). The map shown in [Fig. 1](#) suggests an uneven distribution of the dense gas, with three MDCs forming in the eastern part of the ridge and eight MDCs in its western part.

The 1 mm map only covers the W43-N1 MDC (see [Fig. 1](#)). It shows that this core splits into two HMPCs (see [Fig. 1](#) and [Table 2](#)) with sizes approaching that of protostellar envelope scales (e.g., [Rathborne et al. 2007](#); [Bontemps et al. 2010](#)).

To derive the masses of the MDCs in our sample, we assumed that the 3 mm continuum emission mainly arises from thermal dust and is optically thin. The free-free contribution to the 3 mm fluxes is estimated to be much less than 20% for the MDCs. Indeed, the noise peaks found in the Cornish survey at 2 cm ([Hoare et al. 2012](#)) and extrapolated at 3.4 mm assuming an optically thin free-free emission spectral index correspond to a free-free contamination of $\sim 0\%$ for most MDCs up to $\sim 20\%$ for N7.

³ Input parameters “sreliable” and “cleantuning” were multiplied by two with respect to the default values of *Getsources*. The parameter “sreliable” controls the significance of reliable sources in the extraction catalogs and the parameter “cleantuning” adjusts the cleaning depth.

Table 2. MDC and HMPC samples.

Name	RA (J2000) (1)	Dec (J2000) (2)	Size ["' × "' (3)	d [kpc] (4)	S^{int} [mJy] (5)	$FWHM^a$ [pc] (6)	$M^{20\text{K}b}$ [M_{\odot}] (7)	$\langle n_{\text{H}_2} \rangle^c$ [10^7cm^{-3}] (8)	Remarks
N1 MDC	18:47:47.0	-1:54:26	6.2 × 4.0	6	135.2	0.088	2128 ± 53	10.35 ± 0.26	
N2 MDC	18:47:46.4	-1:54:32	5.6 × 4.0	6	34.7	0.076	545 ± 59	4.19 ± 0.45	
N3 MDC	18:47:45.7	-1:54:11	5.2 × 4.0	6	13.4	0.066	211 ± 38	2.43 ± 0.47	
N4 MDC	18:47:44.6	-1:54:40	5.0 × 4.1	6	9.7	0.074	153 ± 38	1.92 ± 0.47	
N5 MDC	18:47:45.8	-1:54:33	5.4 × 4.1	6	9.7	0.074	153 ± 27	1.24 ± 0.22	
N6 MDC	18:47:44.9	-1:54:44	5.3 × 4.0	6	8.9	0.069	141 ± 36	1.45 ± 0.37	
N7 MDC	18:47:46.5	-1:54:21	5.1 × 4.0	6	7.1	0.063	111 ± 26	1.45 ± 0.33	
N8 MDC	18:47:44.0	-1:54:36	5.0 × 4.0	6	6.7	0.061	105 ± 19	1.56 ± 0.28	
N9 MDC	18:47:48.5	-1:54:34	4.6 × 4.0	6	3.5	0.048	56 ± 17	1.64 ± 0.49	
N10 MDC	18:47:46.4	-1:54:52	4.9 × 4.0	6	5.6	0.059	88 ± 26	1.50 ± 0.45	
N11 MDC	18:47:47.8	-1:54:20	5.8 × 4.0	6	7.3	0.080	115 ± 24	0.75 ± 0.16	
N12 dense core	18:47:49.6	-1:54:00	5.2 × 4.1	6	1.3	–	21 ± 5	–	aperture extraction
N1a HMPC	18:47:47.0	-1:54:26	2.8 × 2.2	6	1900	0.033	1080 ± 35	104 ± 3.4	1 mm extraction
N1b HMPC	18:47:46.8	-1:54:29	3.4 × 2.2	6	700	0.047	395 ± 30	12.9 ± 1	1 mm extraction
Cygnus X MDCs				1.4 ^d	–	~0.11 ^d	~60 ^{d,e}	~0.18 ^{d,e}	Motte et al. (2007)
SDC335-MM1 HMPC				3.25	–	~0.054	~343 ^e	~7 ^e	Peretto et al. (2013)
G0.22&G0.24 HMPCs				3.6–6.5	–	~0.034	~8.7 ^e	~1 ^e	Rathborne et al. (2007)
G11.110.12 HMPCs				3.6	–	~0.025	~10.6 ^e	~2.94 ^e	Wang et al. (2014)
Cygnus X HMPCs				1.4 ^d	–	~0.016 ^d	~12 ^{d,e}	~3.6 ^{d,e}	Bontemps et al. (2010)

Notes. ^(a) FWHMs are sizes of Col. 3 deconvolved by the beam and set at 6 kpc distance: $FWHM = \sqrt{\text{Size}_{\text{major}} \times \text{Size}_{\text{minor}} - HPBW^2} \times d$. ^(b) $M^{20\text{K}}$ masses and relative uncertainties are calculated with Eq. (1) from integrated fluxes S^{int} (Col. 4) and errors measured by *Getsources*, except when mentioned in remarks. The errors do not consider the absolute uncertainties such as flux calibration, temperature, and emissivity assumptions. ^(c) Mean densities are measured from Cols. 4 and 5 via $\langle n_{\text{H}_2} \rangle = \frac{M^{20\text{K}}}{\frac{4}{3}\pi \times (FWHM/2)^3}$. ^(d) Sizes, masses, and densities have been recalculated with a distance to Cygnus X of 1.4 kpc from the Sun (Rygl et al. 2012). ^(e) Measurements have been recalculated using Eq. (1), or its equivalent at 1 mm, $T = 20$ K, dust opacity discussed in Sect. 3, and the equation given in ^(c).

The MDC masses are calculated from the integrated fluxes measured by *Getsources*, $S_{3.4\text{mm}}^{\text{int}}$, via

$$M_{3.4\text{mm}} = \frac{S_{3.4\text{mm}}^{\text{int}} \times d^2}{\kappa_{3.4\text{mm}}} \times \frac{1}{B_{3.4\text{mm}}}$$

with d the distance from the Sun and $B_{3.4\text{mm}}(T_{\text{dust}})$ the Planck function. The dust mass opacity was taken to be equal to $\kappa_{3.4\text{mm}} = 2.6 \times 10^{-3} \text{cm}^2 \text{g}^{-1}$, following the $\kappa_{\nu} = 0.1 \text{cm}^2 \text{g}^{-1} \times (\nu/1000 \text{GHz})^{\beta}$ equation with an opacity index $\beta = 1.5$, which is typical of dense and cool media (Ossenkopf & Henning 1994).

We used $T_{\text{dust}} = 20$ K as suggested by the averaged *Herschel* dust-temperature map over the W43-MM1 ridge (see Sect. 2) and the dust temperature estimated for the W43-MM1 clump alone (Motte et al. 2003; Bally et al. 2010). The formula results in

$$M_{3.4\text{mm}}^{20\text{K},6\text{kpc}} = 158 M_{\odot} \times \frac{S_{3.4\text{mm}}^{\text{int}}}{0.01 \text{Jy}} \times \left(\frac{\kappa_{3.4\text{mm}}}{2.6 \times 10^{-3} \text{cm}^2 \text{g}^{-1}} \right)^{-1}. \quad (1)$$

Errors on the $M_{3.4\text{mm}}^{20\text{K},6\text{kpc}}$ masses mostly arise from the dust mass opacity at 3.4 mm, which could be a factor 3.5 smaller, if one uses an optical index of $\beta = 2$, thus increasing the masses by a similar factor. Moreover, since N1 hosts a hot core (e.g. Herpin et al. 2012; Sridharan et al. 2014), its temperature could be higher than 20 K. The temperature constraints presented in Motte et al. (2003) and Sridharan et al. (2014), namely 20 K and 300 K for a full width half maximum (FWHM) of 0.25 pc and 0.017 pc, respectively, suggest a temperature profile of $T \propto FWHM^{-1}$. This would lead to a temperature of 55 K for the N1 MDC, and would decrease its mass down by a factor of 3.

The masses of HMPCs at 1.3 mm (see Table 2) were calculated from an equivalent equation to Eq. (1) at 1.3 mm, using $\kappa_{1.3\text{mm}} = 0.01 \text{cm}^2 \text{g}^{-1}$. The dust opacity uncertainties could contribute to errors on the mass measurements up to a factor 2. Application of the temperature profile derived above ($T \propto FWHM^{-1}$) would decrease the 1.3 mm mass of N1a by a factor of 10.

Following the above assumptions on κ and $T = 20$ K, we recalculated the published masses of a few MDC and protostar samples (Beuther et al. 2002; Rathborne et al. 2007; Motte et al. 2007; Bontemps et al. 2010; Peretto et al. 2013; Wang et al. 2014) to make meaningful comparisons with the present study (see Table 2 and Fig. 2). Because of obvious spatial resolution constraints, most searches for high-mass protostars focused on <3.5 kpc regions. We recall that, at these close distances from the Sun, the richest high-mass star-forming region is Cygnus X (see Kryukova et al. 2014, and references therein).

W43-MM1 MDCs have radii that are twice smaller than those found in the MDCs of Cygnus X (Motte et al. 2007), and they are ten times denser (see Table 2). As shown in Fig. 2, W43 MDCs lie above the general correlation of density versus radius found for samples of MDCs (Motte et al. 2007) and HMPCs (e.g., Rathborne et al. 2007; Peretto et al. 2013; Wang et al. 2014).

Special case of the remarkable objects N1a and N1b

It is statistically understandable to find the most extreme objects in W43, since it is one of the most massive and most concentrated cloud complexes of the Milky Way (Nguyen Luong et al. 2011b). Nevertheless, we stress the remarkable N1a and N1b

Table 3. Physical properties in subregions^a of W43-MM1.

Cloud subregion	Area [pc ²]	M_{cloud}^b [M_{\odot}]	$\langle n_{\text{H}_2} \rangle^c$ [cm ⁻³]	$M_{\text{MDCs}}^{\text{total}d}$ [M_{\odot}]	CFE ^e [%]	Approach-1			Approach-2		
						M_{\star}^f [M_{\odot}]	SFE ^g [%]	SFR ^h [$M_{\odot} \text{ Myr}^{-1}$]	M_{\star}^f [M_{\odot}]	SFE ^g [%]	SFR ^h [$M_{\odot} \text{ Myr}^{-1}$]
	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
A	1.06	8570	23.9×10^4	3055^{+190}_{-1630}	35.6^{+2}_{-19}	915	$10.7^{+0.6}_{-4.9}$	4575	790	9.2	3950
B	1.80	6900	5.0×10^4	645 ± 155	9.3 ± 2	195	2.8 ± 0.3	965	375	5.4	1875
C	2.90	4900	1.7×10^4	125 ± 25	2.6 ± 1	38	0.8 ± 0.3	190	35	0.7	175
D	6.62	3285	5.8×10^3	<25	<1.5	<15	<0.5	<75	–	–	–
Ridge	5.75	20350	4.3×10^4	3825^{+370}_{-1530}	18.8^{+2}_{-8}	1195	5.8	5975	1200	5.9	6000
East	3.14	9955	–	190 ± 45	1.9 ± 0.5	57	0.6	285	–	–	–
West	2.74	10650	–	3635^{+325}_{-1820}	34^{+3}_{-17}	1090	10.2	5450	–	–	–

Notes. ^(a) The cloud subregions are defined in Sects. 4–5 and Fig. 1. ^(b) M_{cloud} is the mass derived by integrating the column density map built from *Herschel* images. ^(c) The volumetric density is computed from Cols. 2 and 3 of Table 4 via $\langle n_{\text{H}_2} \rangle = M_{\text{cloud}}/\text{Volume}$. ^(d) Total mass of MDCs in the subregion. Uncertainty is the error on the extraction measurements (plus temperature for N1). ^(e) The core formation efficiency is computed from Cols. 2 and 4 via $\text{CFE} = M_{\text{MDCs}}^{\text{total}}/M_{\text{cloud}}$. ^(f) Stellar mass derived by two approaches explained in Sect. 5. ^(g) The “instantaneous” star formation efficiency is computed from Cols. 2 and 6 (resp. 9) via $\text{SFE} = M_{\star}/M_{\text{cloud}}$. ^(h) The “instantaneous” star formation rate estimated over a protostellar lifetime of $t_{\text{SF}} = 0.2 \text{ Myr}$ is computed from Col. 6 (resp. 9) via $\text{SFR} = M_{\star}/t_{\text{SF}}$.

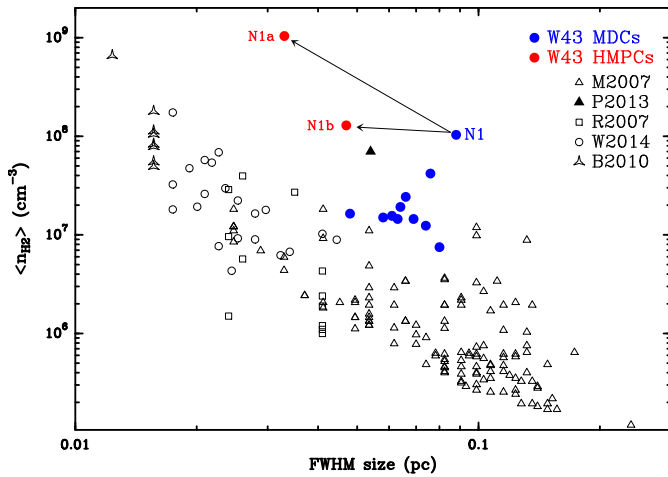


Fig. 2. Comparison of density to radius of the W43 MDCs (massive dense cores) and HMPCs (high-mass protostellar cores) with the sources presented in *Motte et al. (2007)*, *Rathborne et al. (2007)*, *Bontemps et al. (2010)*, *Peretto et al. (2013)*, and *Wang et al. (2014)*. The W43 MDCs and HMPCs lie above the general trend, and with respect to their sizes, they are the densest cloud structures.

HMPCs extracted at 1 mm, which are $\sim 1100 M_{\odot}$ and $\sim 400 M_{\odot}$, respectively, gathering together 70% of the N1 MDC mass measured at 3 mm. Their masses are consistent with those measured by *Sridharan et al. (2014)* when the difference in spatial resolution, dust mass opacity, and temperature are accounted for. These two HMPCs are a factor 30–90 as massive as those found in Cygnus X (see Table 2 and Fig. 2). They look even more exceptional compared to the high-mass protostars studied by *Wang et al. (2014)* (see Table 2).

N1a is even three times more massive and 15 times denser than the SDC335-MM1 HMPC (*Peretto et al. 2013*) (see Table 2). Remarkably, N1a is still in its earliest phase of evolution since it is only associated with weak mid-infrared emission (*Motte et al. 2003*). Given its mass and following the definition of *Motte et al. (2007)*, N1a should host the most massive

protostar known in the IR-quiet phase, i.e., before a $>8 M_{\odot}$ embryo has formed.

4. Core formation efficiency of W43-MM1

We divided the ridge into four subregions A, B, C, and D (see Fig. 1). Assuming⁴ $c_s \simeq 0.2 \text{ km s}^{-1}$, they are spaced from one another by more than five crossing lengths. This ensures that one generation of protostars takes place before MDCs change subregion. Translated in terms of column density, this leads to subregion A having $N_{\text{H}_2} > 3.5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$. Subregions B, C, and D are then shells associated with the annular areas where $N_{\text{H}_2} \in [1.75\text{--}3.5]$, $N_{\text{H}_2} \in [1\text{--}1.75] \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$, and $N_{\text{H}_2} < 10^{23} \text{ cm}^{-2}$, respectively. We hereafter define the CFE as the ability to concentrate pc^3 clouds with $n_{\text{H}_2} \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ density into high-density seeds of $\sim 10^{-3} \text{ pc}^3$ and $n_{\text{H}_2} \sim 10^7 \text{ cm}^{-3}$. This CFE connects those measured for 100 pc cloud complex to 1 pc clumps (e.g., *Nguyen Luong et al. 2011a*; *Eden et al. 2012*) to those for 0.1 pc MDCs to 0.01 pc protostars (e.g., *Motte et al. 1998*; *Bontemps et al. 2010*; *Palau et al. 2013*). We calculated the CFE as $\text{CFE} = M_{\text{MDCs}}^{\text{total}}/M_{\text{cloud}}$, which is the ratio of the gas mass within MDCs over the subregion cloud mass.

The total mass of MDCs in each subregion, $M_{\text{MDCs}}^{\text{total}}$, was computed from the masses derived for MDCs extracted by *Getsources*, as explained in Sect. 3 (see Table 2). The repartition of cores in the subregions A, B, C and D assumes that there are no projection effects, i.e., for instance, N9 belongs to B, not C or D. To check the robustness of this assumption, we made tests randomly distributing MDCs in the different subregions. When N5, N7, and N11 MDCs, which should logically cluster in the high-density medium of subregion A, are located within subregion B, CFEs of A and B become 31% and 15%, respectively. Thus, as long as the most massive MDCs N1 and N2 belong to subregion A, the slope index of the correlation discussed below between the CFE and the density changes by less than 20%.

⁴ The $\sigma \sim 2.2 \text{ km s}^{-1}$ turbulent velocity measured by *Nguyen Luong et al. (2013)* cannot be used to estimate the crossing length since line widths in this region do not trace microturbulent motions but do trace organized flows building the ridge (Louvet et al., in prep.).

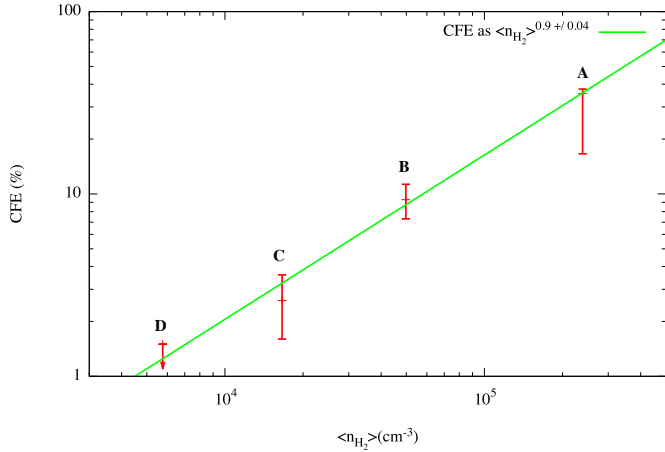


Fig. 3. Linear correlation of the core formation efficiency from pc^3 clouds to 10^{-3}pc^3 dense cores with the cloud volume density. Relative uncertainties are estimated from error measures on MDCs masses, and the green line is the power-law fit to these four points corresponding to subregions A–D.

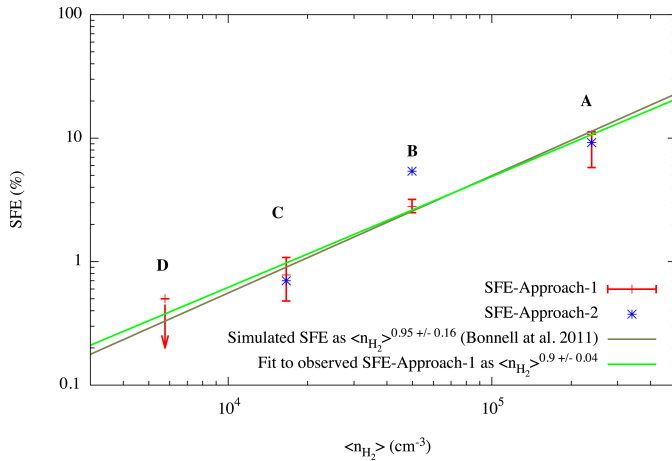


Fig. 4. Linear dependence of the star formation efficiency in subregions A–D on cloud volume density. The red points and error bars correspond to the first approach explained in Sect. 5 to derive the SFEs and blue points to the second. The green line is the linear fit to the first approach and the brown line the relation of Bonnell et al. (2011).

The cloud masses, M_{cloud} (see Table 3), were derived from the *Herschel* column density map, after subtracting the $4 \times 10^{22} \text{cm}^{-2}$ background level defined as in Nguyen Luong et al. (2013). To derive cloud densities, we had to define the 3D geometry of the subregions. Subregions are separated shells, in the sense that region B does not include region A, etc. Subregion A was taken to be a sphere of radius 0.53 pc. The subregions sums A+B, A+B+C, and A+B+C+D are assumed to be ellipsoids with major axes in pc of $1.6 \times 1.6 \times 2.3$, $2 \times 2 \times 3.9$ and $2.1 \times 2.1 \times 4.6$, respectively. For instance, the volume of region B, V_B , is then $V_{A+B} - V_A = \frac{4}{3} \times \pi \times \frac{1.6}{2} \times \frac{1.6}{2} \times \frac{2.3}{2} - \frac{4}{3} \times \pi \times 0.53^3 \text{pc}^3$. The relative uncertainties for volume densities of subregions A–D should be negligible and are not reported in Figs. 3–4. The absolute errors for cloud densities are $\sim 50\%$, taking absolute uncertainties of $\sim 40\%$ for the cloud masses and 30% error on cloud volumes due to line-of-sight effects into account.

Figure 3 displays the CFE measured for regions A–D as a function of their mean density. Relative uncertainties on the

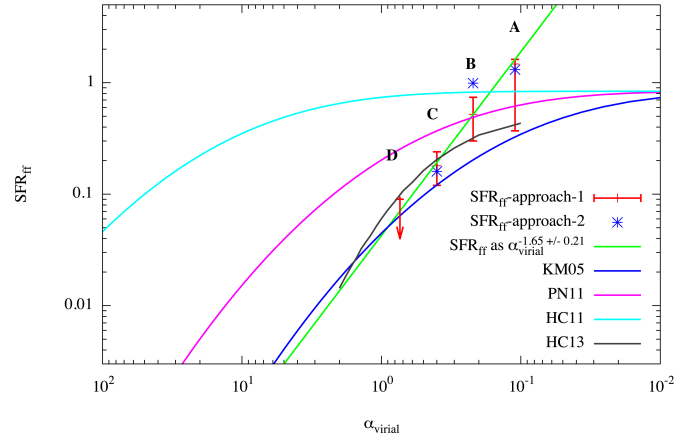


Fig. 5. SFR estimates over W43-MM1 compared to the multifreefall extrapolation of models from Krumholz & McKee (2005), Padoan & Nordlund (2011), and Hennebelle & Chabrier (2011), given in Federrath & Klessen (2012) and a magnetized model from Hennebelle & Chabrier (2013) (blue, pink, cyan, and black curves, respectively). The analytic models struggle to reproduce the observed SFR_{ff} (red errorbars, blue stars and green line) at low α_{vir} .

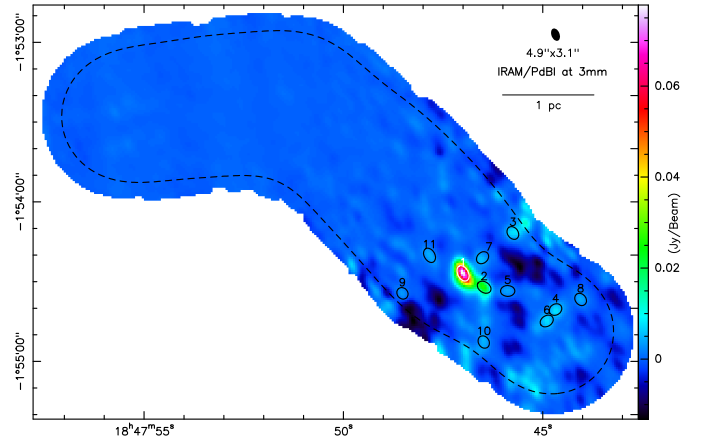


Fig. 6. IRAM/PdBI 3 mm continuum image of the W43-MM1 ridge. The black dashed contour delimits the area where the confidence map exceeds 10%. Black and white ellipses plus numbers locate MDCs extracted by *Getsources*.

CFEs are only two to 15%, since they only depend on the quality of the MDCs extraction. In contrast, absolute uncertainties could be as high as a factor of 4. This mostly comes from the combined inaccuracies of the dust mass emissivity both at *Herschel* and 3.4 mm wavelengths. In Figs. 3–5, we only consider relative uncertainties, since we hereafter mainly discuss the relative behavior of the CFE (resp. the SFE) as a function of the cloud density. Figure 3 reveals a clear correlation between the CFE and the cloud density, represented well by $\text{CFE} \propto \langle n_{\text{H}_2} \rangle_{\text{cloud}}^{0.9}$. This slope has to be considered as a lower limit since the noise level of the 3.4 mm map increases toward its central part (i.e., from D to A), decreasing our MDC detection capabilities. With the relative CFE uncertainties and projection effects described above, the slope is uncertain by 5% and 20%, respectively.

Palau et al. (2013) studied the fragmentation of a few $\sim 0.1 \text{pc}$ MDCs into $\sim 0.01 \text{pc}$ protostars. They gathered results from many other high-resolution millimeter studies and plotted the CFE against volume density. Their Fig. 6 displays the same trend as our W43-MM1 observations. The ability to concentrate gas thus seems to increase with density for the cloud scale

of 1–10 pc, as well as the dense core scale of 0.1 pc, and possibly regardless of the physical scale considered.

5. Star formation efficiency and star formation rate

5.1. The instantaneous SFE and SFR

We used the MDCs census from Sect. 3 to estimate the SFE and the SFR (see also Motte et al. 2003; Nguyen Luong et al. 2011a; Nguyen Luong 2012). The SFE is the ratio of the total mass of stars forming, M_\star , to the cloud mass M_{cloud} (see Table 3): $\text{SFE} = M_\star/M_{\text{cloud}}$. The star formation rate itself is the ratio of stellar mass, M_\star , to the age of the star formation event considered. We used a mean protostellar lifetime of ~ 0.2 Myr (Russeil et al. 2010; Duarte-Cabral et al. 2013) to derive the SFRs.

The above calculations give access to the “instantaneous” SFEs and SFRs. Indeed, the counting of protostars in each MDC should provide a direct measurement of star formation occurring in a cloud during one generation of protostars. It is especially adequate for ridges, which are forced-falling clouds (see Schneider et al. 2010; Nguyen Luong et al. 2013). This contrasts with counts of *Spitzer* young stellar objects in nearby clouds (e.g., Heiderman et al. 2010), which compare the mass of already formed young stellar objects to the mass of a cloud forming a new generation of stars, assuming a continuous star formation over 2 Myr. These counts provide, by analogy, the “integrated” SFE and SFR.

5.2. Calculation approaches

The main difficulty encountered when estimating the instantaneous SFEs and SFRs is defining the total mass of forming stars, M_\star , in each dense core. We estimated M_\star , hence the SFEs and SFRs, using two approaches. The first one simply assumes that a constant efficiency from MDC to stellar cluster, ϵ , is suitable for MDCs. The second one is based on an estimate of the most massive star each MDC can form, which is extrapolated to a protostellar cluster mass using the stellar initial mass function (IMF).

For the first approach in estimating M_\star , a “MDC-to-stellar cluster” efficiency of $\epsilon = 30\%$ was assumed in the relation $M_\star = \epsilon \times M_{\text{MDCs}}^{\text{total}}$. On small scales, this core efficiency is generally assumed to be constant regardless of the core mass (e.g., Alves et al. 2007). This efficiency bridges the value estimated for the Cygnus X MDCs (40% in Bontemps et al. 2010) and those measured for the lower mass ρ Oph dense cores (5–35% in Motte et al. 1998). It also recalls the efficiency measured by comparing the core mass function of low-mass star-forming regions to the IMF ($\epsilon = 30\%$ according to Alves et al. 2007; André et al. 2010). This approach directly relates the CFEs measured in Sect. 4 to the SFEs by $\text{SFE-Method1} = \epsilon \times \text{CFE}$. It is based on the assumption that ϵ does not depend on the MDC density, which is questionable according to, say, Palau et al. (2013, and references therein).

The second approach follows the finding of Bontemps et al. (2010) that Cygnus X MDCs, which weigh $\sim 60 M_\odot$ within 0.1 pc, form on average two (± 1) $8 M_\odot$ protostars. To be conservative, we assumed that MDCs less massive than $200 M_\odot$ would form only one $8 M_\odot$ protostar, along with its associated cluster. For cores N2 and N3, which are more massive than $200 M_\odot$, they should be able to form at least one $50 M_\odot$ star, given the result of Peretto et al. (2013). In the particular case of N1, the 1 mm data at $2''.2$ show a fragmentation into two ~ 0.04 pc cores, N1a and N1b. Each of them is above $200 M_\odot$, we therefore

assumed that N1 would form two stars of $50 M_\odot$ and their associated clusters.

From these estimations of the most massive star forming in each MDC, we calculated the total stellar mass, M_\star (see Table 3), applying the canonical IMF description of Kroupa (2001)⁵. For this, we assumed that the IMF distribution applies to each subregion. It assumes that the detected MDCs along with the undetected lower mass ones display a CMF that will correctly sample the IMF. The IMF was integrated from the brown dwarf limit of $0.08 M_\odot$ to $150 M_\odot$ (Martins et al. 2008; Schnurr et al. 2008), leading to a fraction of stellar mass within high-mass ($> 8 M_\odot$) stars of $\sim 22\%$. The choice of $150 M_\odot$ for the upper limit has little impact on this stellar fraction, and a choice of $300 M_\odot$ for instance (see Crowther et al. 2010) would lead to a stellar fraction within high-mass stars of $\sim 25\%$.

Given the assumptions associated with these two approaches, the SFE and SFR values we derived are consistent with each other. They agree within factors of 1.15 to 2 (see Table 3). The main limitation of the first method is the assumption that no star forms outside the detected MDCs. As for the second method, the limitation comes from the applicability of the IMF to each subregion. The relative and absolute uncertainties of the SFEs and the SFRs mostly arise from uncertainties on CFEs (see Sect. 4) and protostellar lifetime. We estimate relative uncertainties to be 20% and 40% and absolute ones to be four and ten for the SFEs and the SFRs, respectively.

5.3. SFE relation with cloud density

Figure 4 displays the SFE estimated through both approaches as a function of the cloud volume density for the four subregions A–D. The correlation found between the CFE and density is retrieved for the SFE: $\text{SFE-Approach1} \propto \langle n_{\text{H}_2} \rangle_{\text{cloud}}^{0.9 \pm 5\%}$. It obviously comes from the linear relation taken for the first approach, but it validates the SFE values of the second approach, for which we fit $\text{SFE-Approach2} \propto \langle n_{\text{H}_2} \rangle_{\text{cloud}}^{0.9 \pm 22\%}$.

We then aim to compare the observed SFEs versus $\langle n_{\text{H}_2} \rangle_{\text{cloud}}$ relation with those predicted by models. There is a lack of published plots that could be compared to our Fig. 4. We thus investigated the recent numerical simulations by Bonnell et al. (2011), whose cloud mass and size, as well as fragmentation resolution, suit our present study. They simulated a $10^4 M_\odot$, 10 pc elongated molecular cloud, initially marginally unbound due to turbulence, but with the high-mass star-forming region centered on the part of the cloud that is gravitationally bound. Sink particles are used to follow regions of gravitational collapse over densities of $1.7 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ and sizes < 0.001 pc. We investigated the behavior of the SFE within shells around clumps against density and found a relation close to $\text{SFE} \propto \langle n_{\text{H}_2} \rangle_{\text{cloud}}^{0.95}$ for $100\text{--}2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ densities (see Fig. 7). Astonishingly, this SFE relation is extremely close to the observed one, and it clearly increases with density. A similarly good correlation is found with volume density for the SFE measured within clumps rather than shells. This behavior contrasts with past cloud-scale studies of the SFR (Evans et al. 2009; Lada et al. 2010). Indeed, they suggest a linear correlation, in log-log space, with the mass of the cloud above an A_v threshold, rather than its density (see, however, Gutermuth et al. 2011).

⁵ Kroupa (2001) describes the stellar IMF with a two-part power law: $\xi(m) \propto m^{-\alpha_i}$ with $\alpha_i = 1.3$ for $m \in [0.08, 0.5] M_\odot$ and $\alpha_i = 2.3$ for $m \in [0.5, \infty] M_\odot$.

Table 4. Subregion properties to be compared to SFR statistical models.

Cloud region	α_{vir} [-]	Volume ^a [pc ³]	M_{cloud} ^b [M_{\odot}]	$\langle n_{H_2} \rangle_{cloud}$ ^c [cm ⁻³]	$t_{ff\ cloud}$ ^d [kyr]	$\langle n_{H_2} \rangle_{cores}$ ^e [10 ⁷ cm ⁻³]	$t_{ff\ MDCs}$ ^f [kyr]	SFR _{ff} ^g (Approach-1 ^h)	SFR _{ff} ^g (Approach-2 ^h)
	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
A	0.11 ± 0.07	0.6	8570	2.39 × 10 ⁵	70	4.7 ^{+0.3} ₋₂	4.9 ^{+0.2} _{-1.2}	1.50 ^{+0.15} _{-1.1}	1.30
B	0.22 ± 0.13	2.4	6900	4.98 × 10 ⁴	150	1.7 ± 0.5	8.2 ± 1.4	0.50 ± 0.22	1.00
C	0.40 ± 0.24	5.1	4900	1.66 × 10 ⁴	260	0.9 ± 0.2	11.2 ± 1.2	0.18 ± 0.06	0.16
D	0.74 ± 0.45	9.9	3285	5.76 × 10 ³	445	<0.9	>11.2	<0.09	–

Notes. (a) Volumes derived from assumptions explained in Sect. 4. (b) M_{cloud} is the mass derived by integrating the column density map built from *Herschel* images. (c) The volume density of the cloud is computed from Cols. 2 and 3 via $\langle n_{H_2} \rangle = M_{cloud}/Volume$. (d) The freefall time of the cloud is computed from the cloud density (Col. 4) and Eq. (3). (e) The volume density of the MDCs is the ratio of the total mass of the cores, M_{MDCs}^{total} , to the sum of MDCs' volume (see Table 3). (f) The freefall time of the MDCs is computed from the MDCs density (Col. 6) and Eq. (3). (g) SFR_{ff} is estimated via Eq. (2), Cols. 5 and 7, and SFE values of Table 3. (h) The Approach-1 (resp. Approach-2) refers to the first (resp. second) approach in estimating the SFE presented in Sect. 5.

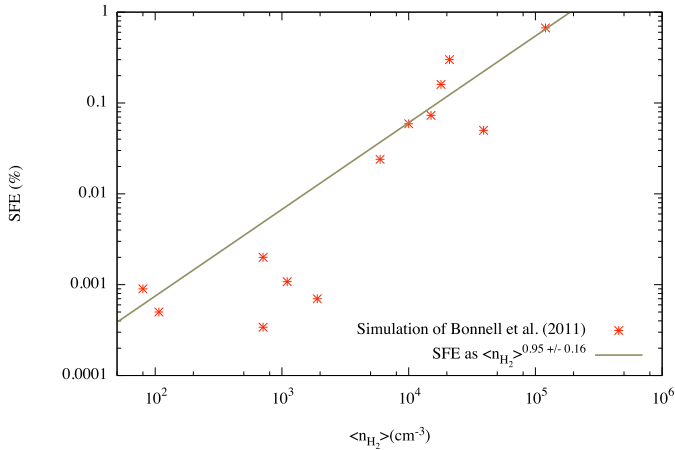


Fig. 7. Efficiency of core formation measured as the fraction of mass that is inside the SPH sink particles as a function of the cloud gas density (extrapolated from Bonnell et al. 2011). Both the efficiency and the gas densities are measured in spherical shells centered on the densest region of the simulation and span size scales from ~ 0.04 to 10 pc. The points represent regions where the sink particles are all between 40 000 and 100 000 years old. The efficiencies increase with time such that older systems would have higher efficiencies, but the relation between SFE and $\langle n_{H_2} \rangle$ remains.

5.4. SFE/SFR absolute values

The SFEs obtained for the W43-MM1 ridge and its subregions A and B are large, SFEs = 3–11%, and their SFRs estimates are 4–11 larger than the values predicted, given the subregion masses, by the simple equation proposed by Lada et al. (2013). Our estimations of the SFE and of the SFR over the ridge confirm its ability to form a rich cluster of massive stars: SFE = 6% and SFR = 6000 $M_{\odot} Myr^{-1}$ over only a 8 pc³ volume. These values are reminiscent of those found, on larger physical and time scales, for starburst galaxies (see e.g., Kennicutt 1998). As already noted by Motte et al. (2003), the W43-MM1 ridge qualifies as a ministarburst region. As in the case of the G035.39–00.33 ridge (Nguyen Luong et al. 2011a), both fragmentation and stellar formation are efficient in the high-density regions forming the W43-MM1 ridge. The absolute value of the SFR of the W43-MM1 ridge has to be taken with caution owing to the numerous uncertainties, but it may account for one twentieth of the

total $\sim 1 M_{\odot} yr^{-1}$ SFR of the Milky Way, during one protostellar lifetime of $\sim 0.2 Myr$.

A closer inspection of star formation activity between the eastern and the western parts of the ridge reveals a clear disparity (see Fig. 1 and Table 3). Even though they have similar masses, the SFE and the SFR in the western part are about twenty times greater than in the eastern one (10.2% versus 0.6%). With a microturbulent support alone, the cloud of the eastern ridge would instantly fragment and form stars. However, the W43-MM1 ridge is constituted of several gas flows/filaments that are supersonically merging (Louv et al., in prep.) and developing shears and low-velocity shocks (Nguyen Luong et al. 2013). The observed SFE disparity is thus coherent with the western part of the ridge having already formed a protostellar cluster (see Fig. 1) and its eastern part still being assembling material (Louv et al., in prep.).

6. Comparison to statistical models of star formation rate

The SFR statistical models are analytic descriptions of a turbulent cloud that include magnetized turbulence and self-gravity, which acts as a filter to select the core progenitors (Krumholz & McKee 2005; Padoan & Nordlund 2011; Hennebelle & Chabrier 2013). They are based on the integration of the density probability distribution function (PDF), which is assumed to be a log-normal distribution. In the simplest approach, the density PDF is weighted by the free-fall time and integrated above a certain density threshold. Therefore, the different models differ by the density threshold that is chosen in the integration of the PDF (see e.g., Hennebelle & Chabrier 2011; Federrath & Klessen 2012). However in practice, while reasonable, this approach does not take the complex and heterogeneous spatial distribution of the gas into account. Moreover, it is rather unclear that simple thresholds, based for example on mean Jeans mass, are justified since the density varies over orders of magnitude. A different type of approach is the calculations performed by Hennebelle & Chabrier (2011, 2013) (see also multifreefall extrapolations of SFR models by Federrath & Klessen 2012). They use the multiscale method developed in cosmology (Press & Schechter 1974) and take the gas spatial distribution characterized by a power spectrum into account. If the density variance is of independent scale, it is equivalent to the PDF integration approach described above. Due to our lack of knowledge in the exact statistics of molecular clouds, in particular how to

define their boundaries, this approach is also hampered by large uncertainties.

To infer a dimensionless star formation rate independent of the cloud mass and density, SFR_{ff} (Krumholz & McKee 2005), the following normalized quantity has been defined:

$$\text{SFR}_{\text{ff}} = \frac{M_{\star}}{M_{\text{cloud}}} \times \frac{t_{\text{ff}}^{\text{cloud}}}{t_{\text{ff}}^{\text{MDCs}}} = \text{SFE} \times \frac{t_{\text{ff}}^{\text{cloud}}}{t_{\text{ff}}^{\text{MDCs}}}. \quad (2)$$

The freefall times, $t_{\text{ff}}^{\text{cloud}}$ and $t_{\text{ff}}^{\text{MDCs}}$, are estimated from the mean cloud and mean MDCs densities respectively via

$$t_{\text{ff}}(\rho) \equiv \left(\frac{3\pi}{32 G \rho} \right)^{1/2} \quad (3)$$

where G is the gravitational constant and ρ the cloud or MDCs gas density.

Usually, models plot the SFR_{ff} as a function of the virial parameter, $\alpha_{\text{vir}} = 2E_{\text{kin}}/|E_{\text{grav}}| = \sigma^2 \times R_{\text{cloud}} \times 5/(3 \times G \times M_{\text{cloud}})$ because they are two normalized quantities. We thus computed the freefall times of all subregions A–D, plus the mean freefall time of the MDCs they host (see Table 4). We estimated α_{vir} for all subregions⁶ (see Fig. 1 and Table 4), using a turbulence velocity of $\sigma = 2.2 \text{ km s}^{-1}$ (Nguyen Luong et al. 2013) adequate for the complete W43-MM1 ridge. We calculated the SFR_{ff} for the two approaches (see Table 4) presented in Sect. 5. We selected models of Mach number equal to 9.5 and parameters proposed in Federrath & Klessen (2012)⁷. As described above, these three models integrate the density PDF and differ by the density thresholds. The model labeled KM05 uses the sonic length, i.e., the length at which velocity dispersion and sound speed are equal, and requires that the Jeans length be less than its value. The model labeled PN11 requires that the Jeans length must be less than the typical size of the shocked layer, while the model labeled HC11 simply states that the integration should be performed over all pieces of gas whose densities are such that the associated Jeans length is less than a fraction of the cloud size. Second, since a significant magnetic field has been measured toward W43-MM1 (mass-to-flux ratio ~ 2 , Cortes et al. 2010), we also present a magnetic model taken from Hennebelle & Chabrier (2013). A magnetic field of $20 \mu\text{G} \times (n_{\text{H}_2}/10^3 \text{ cm}^{-3})^{0.3}$ is assumed for this model. These values are reasonable given what is known on the magnetic field in this region (Cortes et al. 2010). Their exact choice, at this stage, is dictated by the reasonable agreement with the data on the SFR.

Before comparing our results with the models, we would like to stress that all models have similar behaviors. Indeed, for extremely cold clouds (i.e., have low α), most of the gas is gravitationally unstable, and therefore a significant fraction of the density PDF contributes in the integration. Since it is normalized by the total mass and mean freefall time, the SFR tends toward a constant value which is on order of ϵ . However, because the density PDF is weighted by the freefall time, which is shorter at high densities, the normalized SFR can be larger than ϵ , here taken to be 30%. For clouds that are supported more against gravity, only the densest regions contribute to star formation. Thus only the high-density part of the PDF contributes. This leads to a SFR that can be arbitrarily low and can have a stiff dependence on the cloud parameters.

⁶ The radii of subregions B–D are estimated from spheres with volumes equal to V_{B} , V_{C} and V_{D} respectively.

⁷ The forcing parameter, b , is set to 0.4; the magnetic field is not taken into account ($\beta \rightarrow \infty$).

Figure 5 displays our SFR_{ff} estimates against α_{vir} along with the multifreefall extrapolation of isothermal models from Krumholz & McKee (2005) and Padoan & Nordlund (2011) computed by Federrath & Klessen (2012), plus the magnetized model exposed in Hennebelle & Chabrier (2013). As in models, the observed SFR_{ff} relation at high α_{vir} increases with decreasing virial parameter α_{vir} and its dependence index recalls the one of models at high α_{vir} (see Fig. 5). But, none of the models can correctly describe the observations at low α_{vir} (< 0.2). Indeed, all models depart from the α_{vir} -dependent regime to join the saturation regime, while observations still seem to be anti-correlated to α_{vir} . We nevertheless note the HC13 model is in better agreement and that the second approach in estimating SFR_{ff} has a trend closer to the model behavior.

Both theories and observations need to go one step further to solving this question. For theories, the difference in behavior could be understood when recalling that ridges do not fit two major hypotheses of these analytic models. Ridges first represent column density points that depart from the log-normal distribution assumed in all models (Hill et al. 2011). Second, these regions are forced-falling clouds whose turbulence level probably does not follow the Larson law used in the SFR_{ff} models (Schneider et al. 2010; Nguyen Luong et al. 2013). Combined, these two reasons could explain why, in gravity-dominated regions, the current SFR_{ff} models cannot apply in their present formulation. From the observational side, a higher resolution and deeper imaging are needed to estimate robust SFR values from a complete census of high- to low-mass protostellar cores.

7. Conclusion

We used the IRAM Plateau de Bure interferometer to image the W43-MM1 ridge at 3 mm and a zoom on its main MDC at 1 mm (see Fig. 1). We compared the mass distribution observed throughout these maps with the column density image of W43-MM1 built from *Herschel* data. Our main results and conclusions may be summarized as follows

- The 3 mm mosaic reveals eleven ~ 0.07 pc MDCs, labeled N1 to N11, across the W43-MM1 ridge. These MDCs range in mass between $\sim 50 M_{\odot}$ and $\sim 2100 M_{\odot}$ and have mean densities between $n_{\text{H}_2} \sim 7 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ and $\sim 1 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$. The 1 mm snapshot identifies two ~ 0.03 – 0.04 pc HMPCs within N1, the most massive of the MDCs sample (see Table 1). The N1a protostellar core, with its $\sim 1080 M_{\odot}$ mass, is the most massive known 0.03 pc young stellar object ever observed in an early phase of evolution (see Fig. 2). It is expected to form a couple of $\sim 50 M_{\odot}$ stars.
- We used the MDCs masses to estimate the concentration of the cloud gas toward high density (see Table 3), usually called the gas-to-core formation efficiency (CFE). The W43-MM1 ridge split into four exclusive subregions displays a clear correlation of the CFE with cloud volume density: $\text{CFE} \propto \langle n_{\text{H}_2} \rangle_{\text{cloud}}^{0.91}$ (see Fig. 3).
- The CFE measurements were extrapolated to “instantaneous” stellar formation efficiencies (SFEs) following two approaches constraining the MDC to stellar cluster efficiency (see Table 3 and Fig. 4). The SFE values were also used to estimate 1) the “instantaneous” stellar formation rate (SFR) expected during the protostellar lifetime and 2) the dimensionless SFR per free-fall time theoreticians use: SFR_{ff} .
- The SFEs obtained for the W43-MM1 ridge and its subregions A and B are high, SFEs = 3–11%, and their SFRs estimates are 4 to 11 times larger than the values expected

from their masses, following the equation proposed by Lada et al. (2013). We propose that it is due to a strong correlation of the CFE to the gas volume densities in W43-MM1. With its SFR absolute value, $\text{SFR} = 6000 M_{\odot} \text{Myr}^{-1}$, W43-MM1 qualifies as a ministarburst region. During one protostellar lifetime of ~ 0.2 Myr, it may account for as much as one twentieth of the total $\sim 1 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ SFR of the Milky Way.

- The CFE of the eastern and western parts of the ridge are clearly unbalanced, leading to SFE values as different as 0.6% and 10.2%. It might be due to the eastern region currently assembling its mass along multiple filaments whose interaction could impede cloud fragmentation and star formation.
- Our observations lead to a SFR_{ff} relation with a virial number that is steadily increasing when α_{vir} is decreasing (see Fig. 5). While statistical SFR models display such a trend for high α_{vir} , they saturate for values close to those observed in the W43-MM1 ridge. Models with more realistic conditions are needed to fully describe the complexity of this very dense, turbulent, nonisothermal, and nonstationary cloud structure. Higher resolution and deeper imaging are necessary to confirm current observational findings.

Acknowledgements. We thank Christoph Federrath for the fruitful discussions we had on SFR. We are grateful to Alexander Men'shchikov for help in customizing *Getsources* for interferometric images.

References

- Alves, J., Lombardi, M., & Lada, C. J. 2007, *A&A*, 462, L17
- André, P., Men'shchikov, A., Bontemps, S., et al. 2010, *A&A*, 518, L102
- Bally, J., Anderson, L. D., Battersby, C., et al. 2010, *A&A*, 518, L90
- Beuther, H., Schilke, P., Menten, K. M., et al. 2002, *ApJ*, 566, 945
- Beuther, H., Tackenberg, J., Linz, H., et al. 2012, *A&A*, 538, A11
- Bonnell, I. A., Smith, R. J., Clark, P. C., & Bate, M. R. 2011, *MNRAS*, 410, 2339
- Bontemps, S., Motte, F., Csengeri, T., & Schneider, N. 2010, *A&A*, 524, A18
- Carlhoff, P., Nguyen Luong, Q., Schilke, P., et al. 2013, *A&A*, 560, A24
- Cortes, P., & Crutcher, R. M. 2006, *ApJ*, 639, 965
- Cortes, P. C., Parra, R., Cortes, J. R., & Hardy, E. 2010, *A&A*, 519, A35
- Crowther, P. A., Schnurr, O., Hirschi, R., et al. 2010, *MNRAS*, 408, 731
- Csengeri, T., Bontemps, S., Schneider, N., Motte, F., & Dib, S. 2011, *A&A*, 527, A135
- Duarte-Cabral, A., Bontemps, S., Motte, F., et al. 2013, *A&A*, 558, A125
- Eden, D. J., Moore, T. J. T., Plume, R., & Morgan, L. K. 2012, *MNRAS*, 422, 3178
- Evans, II, N. J., Dunham, M. M., Jørgensen, J. K., et al. 2009, *ApJS*, 181, 321
- Evans, II, N. J., Heiderman, A., & Vutisalchavakul, N. 2014, *ApJ*, 782, 114
- Federrath, C., & Klessen, R. S. 2012, *ApJ*, 761, 156
- Gutermuth, R. A., Pipher, J. L., Megeath, S. T., et al. 2011, *ApJ*, 739, 84
- Heiderman, A., Evans, II, N. J., Allen, L. E., Huard, T., & Heyer, M. 2010, *ApJ*, 723, 1019
- Hennebelle, P., & Chabrier, G. 2011, *ApJ*, 743, L29
- Hennebelle, P., & Chabrier, G. 2013, *ApJ*, 770, 150
- Hennemann, M., Motte, F., Schneider, N., et al. 2012, *A&A*, 543, L3
- Herpin, F., Chavarría, L., van der Tak, F., et al. 2012, *A&A*, 542, A76
- Hildebrand, R. H. 1983, *QJRAS*, 24, 267
- Hill, T., Pinte, C., Minier, V., Burton, M. G., & Cunningham, M. R. 2009, *MNRAS*, 392, 768
- Hill, T., Motte, F., Didelon, P., et al. 2011, *A&A*, 533, A94
- Hill, T., Motte, F., Didelon, P., et al. 2012, *A&A*, 542, A114
- Hoare, M. G., Purcell, C. R., Churchwell, E. B., et al. 2012, *PASP*, 124, 939
- Kennicutt, Jr., R. C. 1998, *ApJ*, 498, 541
- Kroupa, P. 2001, *MNRAS*, 322, 231
- Krumholz, M. R., & McKee, C. F. 2005, *ApJ*, 630, 250
- Kryukova, E., Megeath, S. T., Hora, J. L., et al. 2014, *AJ*, 148, 11
- Lada, C. J., Lombardi, M., & Alves, J. F. 2010, *ApJ*, 724, 687
- Lada, C. J., Lombardi, M., Roman-Zuniga, C., Forbrich, J., & Alves, J. F. 2013, *ApJ*, 778, 133
- Martins, F., Hillier, D. J., Paumard, T., et al. 2008, *A&A*, 478, 219
- Men'shchikov, A., André, P., Didelon, P., et al. 2012, *A&A*, 542, A81
- Molinari, S., Swinyard, B., Bally, J., et al. 2010, *A&A*, 518, L100
- Motte, F., André, P., & Neri, R. 1998, *A&A*, 336, 150
- Motte, F., Schilke, P., & Lis, D. C. 2003, *ApJ*, 582, 277
- Motte, F., Bontemps, S., Schilke, P., et al. 2007, *A&A*, 476, 1243
- Motte, F., Zavagno, A., Bontemps, S., et al. 2010, *A&A*, 518, L77
- Motte, F., Bontemps, S., Hennemann, M., et al. 2012, in *SF2A-2012: Proc. of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, eds. S. Boissier, P. de Laverny, N. Nardetto, et al., 45
- Nguyen Luong, Q. 2012, *PASP*, 124, 650
- Nguyen Luong, Q., Motte, F., Hennemann, M., et al. 2011a, *A&A*, 535, A76
- Nguyen Luong, Q., Motte, F., Schuller, F., et al. 2011b, *A&A*, 529, A41
- Nguyen Luong, Q., Motte, F., Carlhoff, P., et al. 2013, *ApJ*, 775, 88
- Ossenkopf, V., & Henning, T. 1994, *A&A*, 291, 943
- Padoan, P., & Nordlund, Å. 2011, *ApJ*, 730, 40
- Palau, A., Fuente, A., Girart, J. M., et al. 2013, *ApJ*, 762, 120
- Peretto, N., Fuller, G. A., Duarte-Cabral, A., et al. 2013, *A&A*, 555, A112
- Press, W. H., & Schechter, P. 1974, *ApJ*, 187, 425
- Rathborne, J. M., Simon, R., & Jackson, J. M. 2007, *ApJ*, 662, 1082
- Roy, A., André, P., Palmeirim, P., et al. 2014, *A&A*, 562, A138
- Russeil, D., Zavagno, A., Motte, F., et al. 2010, *A&A*, 515, A55
- Rygl, K. L. J., Brunthaler, A., Sanna, A., et al. 2012, *A&A*, 539, A79
- Schneider, N., Csengeri, T., Bontemps, S., et al. 2010, *A&A*, 520, A49
- Schnurr, O., Casoli, J., Chené, A.-N., Moffat, A. F. J., & St-Louis, N. 2008, *MNRAS*, 389, L38
- Sridharan, T. K., Rao, R., Qiu, K., et al. 2014, *ApJ*, 783, L31
- Wang, K., Zhang, Q., Testi, L., et al. 2014, *MNRAS*, 439, 3275

3.4 Complément sur la réduction de la carte continuum du Plateau de Bure

Dans cette section, je présente les enjeux et techniques de l'obtention de la carte continuum qui est utilisée dans l'article présenté à la section 3.3. Elle fût obtenue à partir du corrélateur large bande WideX, disponible à l'IRAM/PdBI (voir la section 2.3.4 pour une description de l'interféromètre du plateau de Bure).

3.4.1 Setup du projet V068

Les données interférométriques ici présentées furent observées par l'IRAM/PdBI aux mois de juillet et octobre 2011 à l'IRAM/PdBI. L'objectif principal de ces observations étant l'étude de l'émission de l'oxyde de silicium (SiO) dans le complexe W43, elles furent centrées à 87.5 GHz (soit 3 mm) pour cibler la transition $J = 2 \rightarrow 1$ de cette molécule. Cette fréquence d'observation correspond, à l'IRAM/PdBI, au premier récepteur des antennes, capable de recevoir une largeur de bande spectrale de 3.6 GHz dans la plage de fréquence s'étendant de 80 GHz à 116 GHz. Ainsi, pour les 6 antennes composant l'interféromètre, les premiers récepteurs furent sélectionnés.

Les signaux récoltés par les 6 récepteurs (un par antenne) furent ensuite acheminés par fibres optiques vers les corrélateurs. Elles furent traitées simultanément par deux types de corrélateurs. Le premier, le corrélateur large bande appelé WideX pour "**Wide**-band **eX**press" en anglais, est capable de traiter les deux polarisations (verticale et horizontale) pour la largeur de bande complète de 3.6 GHz. Ce corrélateur offre une résolution spectrale fixe de 1.95 MHz. Le second, le corrélateur à bande étroite ou *narrow band correlator* en anglais offre des résolutions spectrales bien meilleures (jusqu'à 0.039 MHz) mais se restreint à quelques fenêtres spectrales étroites sur les 3.6 GHz disponibles. Particulièrement adapté à l'étude des raies moléculaires, le corrélateur à bande étroite est décrit dans le chapitre 4. Nous nous intéressons ici seulement au corrélateur WideX.

3.4.2 Le corrélateur WideX

Le corrélateur WideX offre une largeur totale de bande de 3.6 GHz avec une résolution spectrale de 1.95 MHz pour les deux polarisations, horizontale et verticale. La figure 3.8 donne une idée de l'information que porte le WideX lorsque les données sont réduites sur l'ensemble du ridge W43-MM1. En plus de l'émission du continuum, ce ridge étant particulièrement riche chimiquement, il y apparaît aussi une forêt de raies moléculaires. Or, nous sommes ici intéressés uniquement par l'émission du continuum. Pour neutraliser l'effet de l'émission moléculaire, le logiciel permettant la construction des tables uv, *CLIC* (pour *Continuum and Line Interferometer Calibration*), permet de définir les fenêtres spectrales où le continuum doit être intégré. Par ce biais, il est possible de masquer les bandes spectrales dominées par les raies moléculaires pour construire une carte de continuum dite "propre". Le logiciel *CLIC* ne permet la définition que de dix fenêtres, bien en deçà du nombre de raies moléculaires qui est détecté sur le ridge W43-MM1 (voir figure 3.8).

Pour pallier à cette difficulté, on emploie un adage qui a fait ses preuves : diviser pour mieux régner. La cartographie du complexe moléculaire W43-MM1 a été menée au travers de 7 champs d'observations différents. Chacun des WideX correspondants à ces champs peut ainsi être traité individuellement pour le retrait des raies moléculaires.

Aussi, par construction, le corrélateur WideX est découpé par deux unités, *WideX-low* et *WideX-high*. Chacune de ces unités fait 1.8 GHz de largeur de bande, et chacune à la polarisation verticale et horizontale. Ainsi, on peut traiter indépendamment les quatre sous-lots du WideX qui sont *WideX-low-horizontal*, *WideX-low-vertical*, *WideX-high-horizontal* et *WideX-high-vertical* ; une fois traités, ces quatre sous-unités pourront être concaténés. Au final, nous avons quatre sous-lots de don-

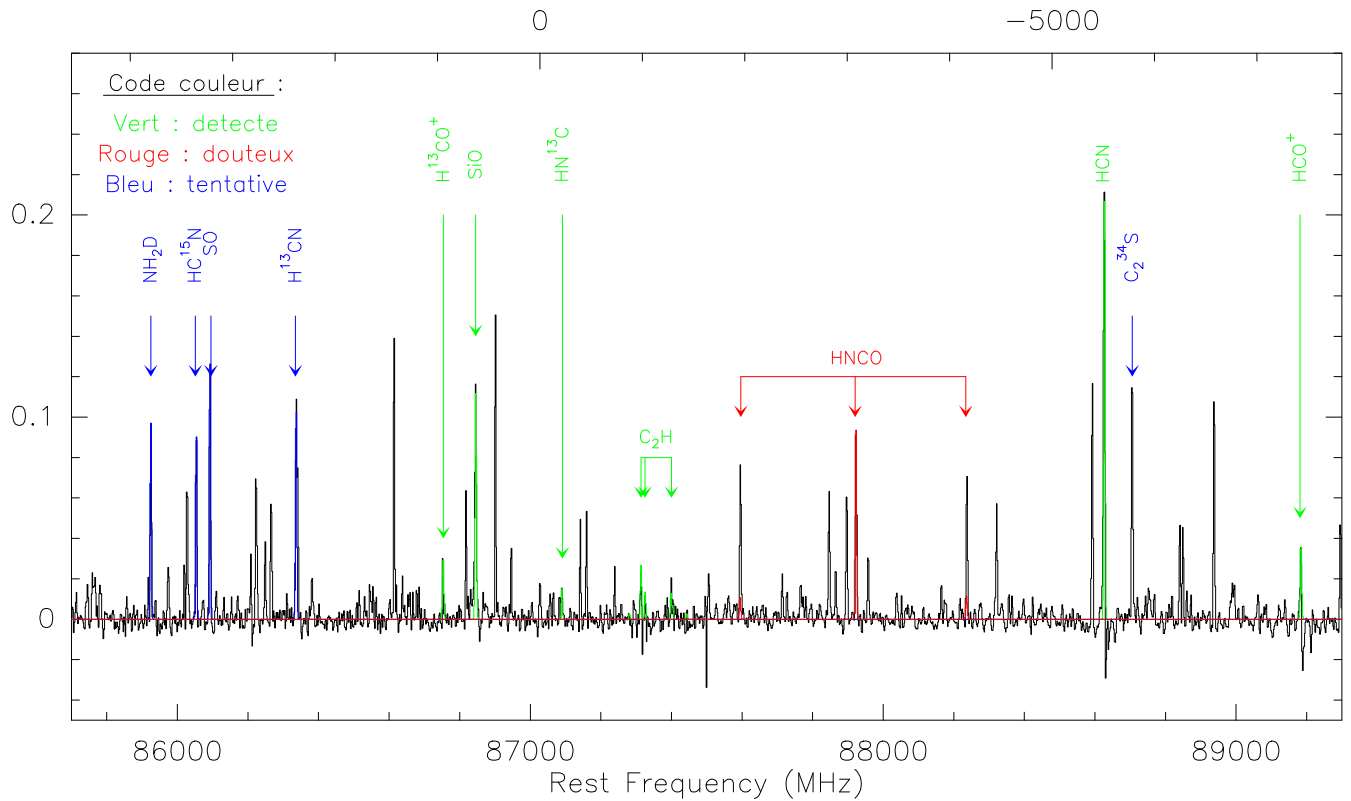


FIGURE 3.8: De nombreuses raies moléculaires sont détectées le long de la carte.

nées sur chacun des sept champs d'observations que composent la mosaïque. Les informations WideX ont donc pu être scindées en vingt-huit sous-lots de données indépendants pour lesquels les raies moléculaires ont été masquées.

La figure 3.9 illustre ces vingt-huit sous-lots WideX sur lesquels j'ai défini jusqu'à dix fenêtres spectrales pour soustraire les composantes de raies moléculaires.

3.4.3 Exemple de soustraction de raies moléculaires

Un exemple de sélection des fenêtres à intégrer pour l'estimation du continuum est donné sur la figure 3.10, qui est l'émission WideX-low-horizontal du cinquième champ des observations. Les dix bandes spectrales à conserver sont labellisées de F1 jusqu'à F10. L'effet de la soustraction des raies moléculaires est mis en avant sur la figure 3.11. Elle montre sur l'image de gauche le continuum sans la soustraction des raies moléculaires et à droite la même carte avec une soustraction de raies. Il est clair d'après cette figure que cette étape de soustraction de raies est cruciale avant toute analyse. En comparant les deux cartes, il apparaît que de nombreux pics de flux dus aux émissions moléculaires auraient été interprétés comme étant de l'émission continuum si cette soustraction n'avait pas été faite.

Une fois que cette manipulation est effectuée sur tous les lots qui composent le WideX de W43-MM1, nous pouvons concaténer les données WideX-low-horizontal, WideX-low-vertical, WideX-high-horizontal et WideX-high-vertical de sorte à n'avoir qu'un seul set de données pour chacun des sept champs de la mosaïque. Il ne reste alors plus qu'à réduire les données pour l'ensemble de la mosaïque. La figure 3.12 illustre la carte de continuum sur le complexe W43-MM1, à gauche

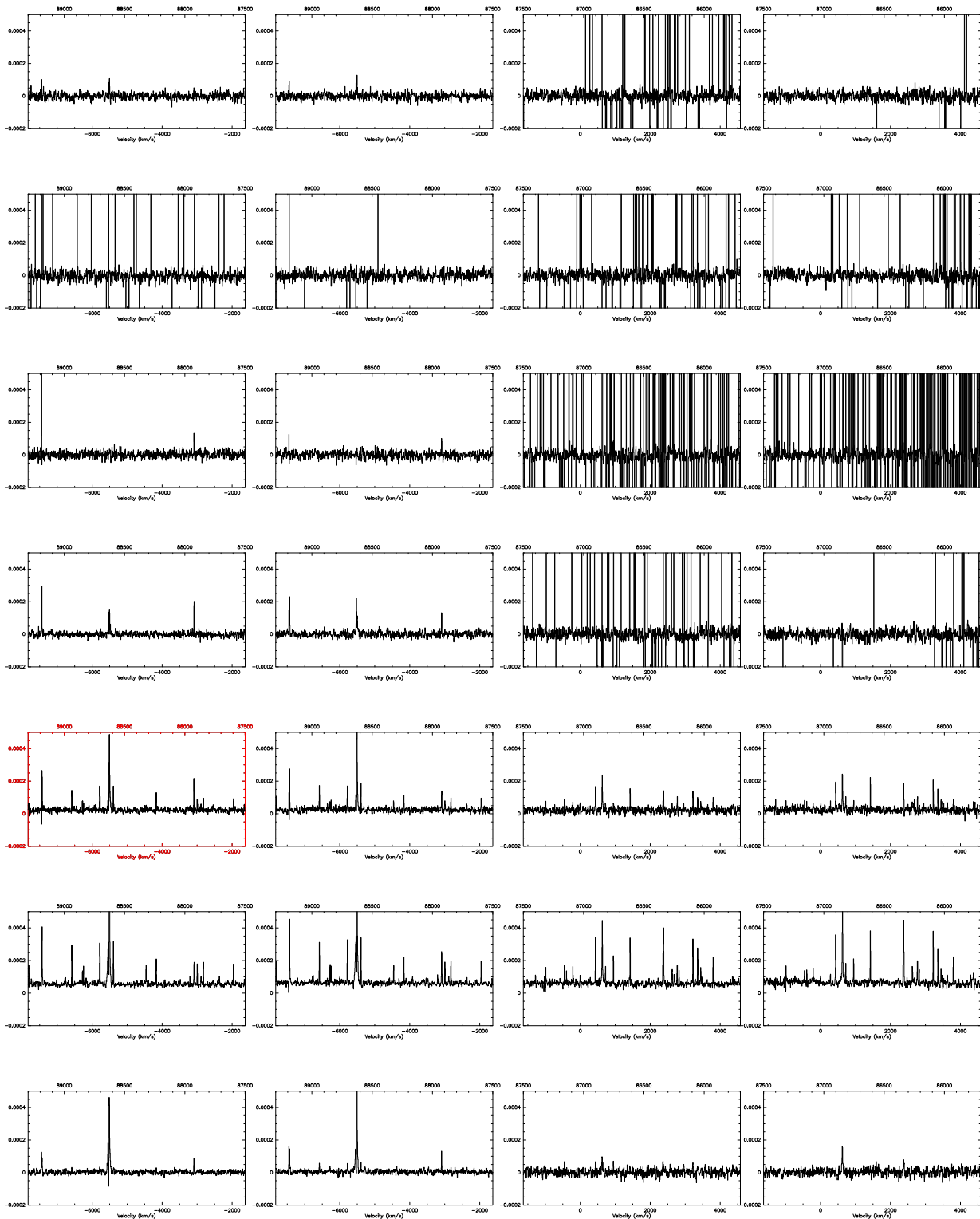


FIGURE 3.9: Cette figure montre les 28 spectres extraits de la bande WideX du ridge W43-MM1. Ils sont disposés tels que chaque ligne corresponde à un champ d'observation et chaque colonne à un des sous-lots du WideX (WideX-low-horizontal, WideX-low-vertical, WideX-high-horizontal, WideX-high-vertical).

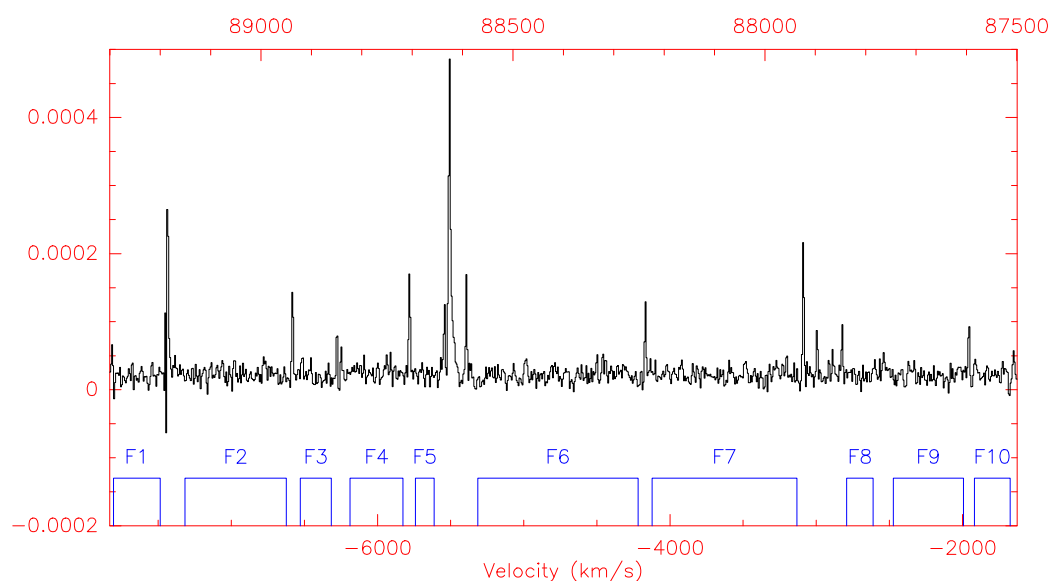


FIGURE 3.10: Définition des fenêtres spectrales, utilisées pour définir le continuum, pour le cinquième champ des observations, pour le sous-lot WideX-low-horizontal.

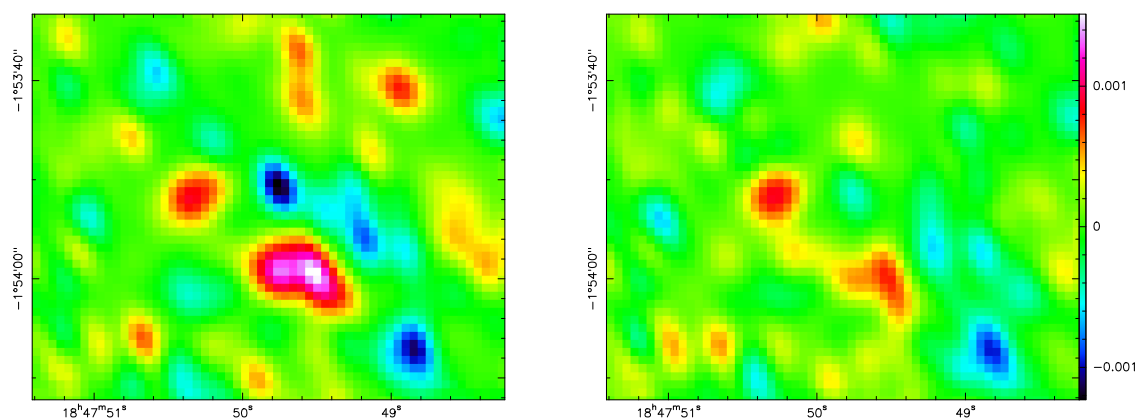


FIGURE 3.11: **Gauche** : Carte continuum du champ 5 avec la pollution des raies moléculaires. **Droite** : Carte continuum du champs 5 après le retrait des raies moléculaires. Le rms diminue d'environ 10%, grâce au retrait de la composante moléculaire des MDCs.

avant la soustraction des raies moléculaires et à droite après cette soustraction.

3.5 Complément sur le background utilisé pour la carte de colonne densité *Herschel*

L'univers est un monde à trois dimensions spatiales (au moins...). Or, en astronomie nous n'avons accès qu'à deux de ces dimensions : impossible en effet d'avoir directement accès à la profondeur à laquelle ont été émis les photons que nous recevons. Nous n'avons accès qu'à la direction depuis laquelle ils ont été émis. Nous disons que nous travaillons dans le plan du ciel, qui est une projection de l'Univers à trois dimensions (voir figure 3.13). Pour l'analyse de cartes de colonne de densité, il convient de définir un "background", une constante, homogène à une densité de colonne, que l'on

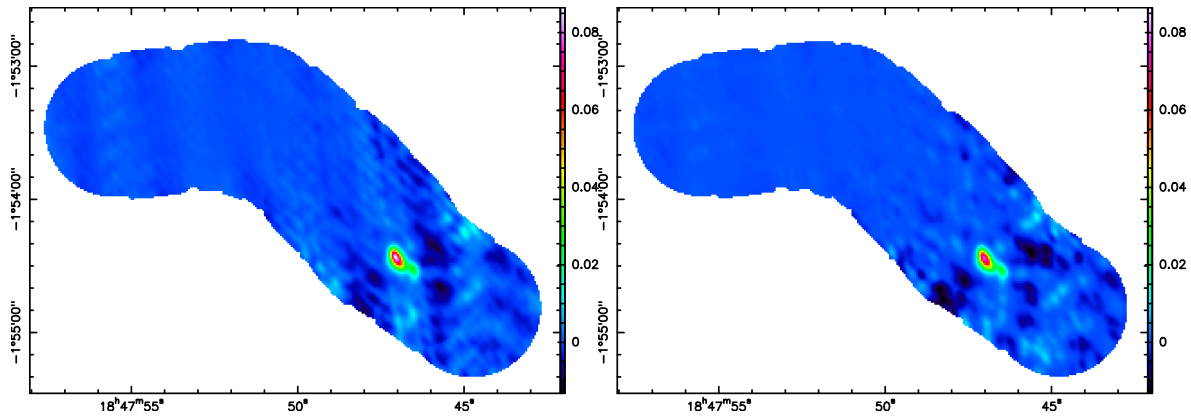


FIGURE 3.12: **Gauche** : Carte continuum sur toute la mosaïque avec la pollution des raies moléculaires. **Droite** : Carte continuum sur toute la mosaïque après le retrait des raies moléculaires.

attribue à toute l'émission émanant de la matière située en avant-plan et arrière-plan de la région que l'on étudie. S'affranchir de cette étape surestime les masses et les densités des objets que l'on analyse.

La méthode la plus courante pour estimer cette constante consiste à tracer le profil de la carte de colonne densité depuis la région la plus dense vers les régions les moins denses. Pour cela, on définit des anneaux concentriques dans lesquels la densité de colonne sera moyennée (voir figure 3.14). On estime que la valeur du background est atteinte lorsque le profil en colonne densité atteint un plateau. Avec cette méthode, le background de W43-MM1 est défini égal à $5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ (voir Fig. 3.14).

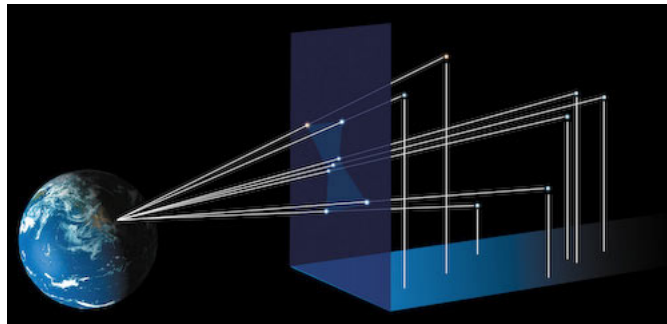


FIGURE 3.13: Exemple des effets de projection avec la constellation d'Orion, pour laquelle la distance précise des étoiles a pu être mesurée grâce à la méthode des parallaxes. Dans la 'réalité' de l'Univers à trois dimensions, les étoiles qui composent cette constellation ne sont pas du tout dans un même plan.

Au cours de ma thèse, j'ai mis au point une autre méthode, basée sur une modélisation 3D, qui permet de définir ces émissions additionnelles.

Le principe basique de cette méthode consiste à construire une sphère⁷ adoptant initialement un profil en densité classique en r^{-2} , dont une illustration est fournie à la figure 3.15. Le modèle est projeté pour former une carte de colonne densité dont le profil est comparé aux observations. Par itération, le profil en densité du modèle 3D est raffiné jusqu'à ce que les profils en colonne densité correspondent.

7. Le modèle propose aussi une géométrie cylindrique, dont l'angle peut être incliné.

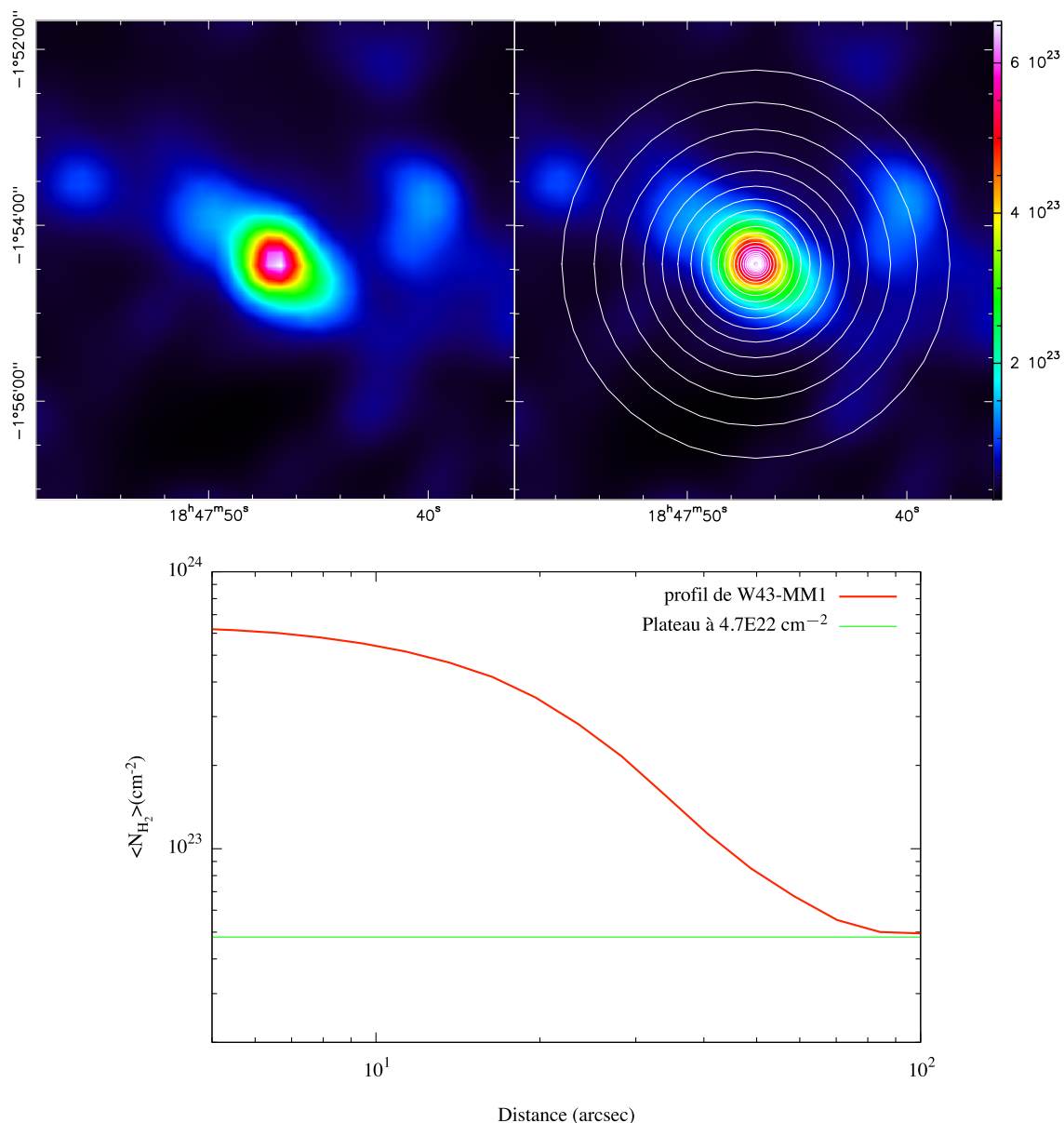


FIGURE 3.14: **Haut Gauche** : Carte en densité de colonne de la région W43-MM1. **Haut Droite** : Définition des cercles concentriques pour le tracé du profil de colonne densité. **Bas** : Profil en densité de la région W43-MM1.

La motivation primaire de la construction de cette méthode était de pouvoir extraire directement du modèle 3D les masses des régions A, B, C et D présentées dans [Louvet et al. \(2014\)](#) (voir § 3.3). Il ne fut cependant utilisé que pour définir le background à adopter pour W43MM1, alors estimé à $4 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$.

Un avantage de cette méthode est qu'elle permet l'intégration de masses de structures en trois dimensions à partir du modèle, en s'affranchissant à la fois du background et du foreground (émission de la matière en avant de la région d'intérêt). Néanmoins, même si le fit du profil en colonne densité est bijectif, le modèle suppose une source symétrique. La symétrie des structures est une hypothèse forte car dans la réalité elles sont libres d'avoir des morphologies beaucoup plus complexes.

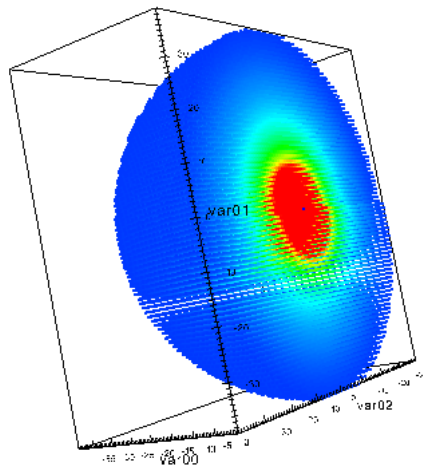


FIGURE 3.15: Modèle de densité à trois dimensions de W43-MM1

3.6 Perspective : projet ALMA cycle II

Pour aller plus loin que le travail qui vous a été proposé ici (en particulier à la section 3.3), il nous était nécessaire d'obtenir des données plus précises. C'est pourquoi nous avons proposé un projet d'observation auprès de l'interféromètre ALMA (voir ci-dessous). Ce projet a eu la chance d'être accepté (malgré un facteur de pression au delà de 10) et sera observé dans le cadre du cycle II d'ALMA.

Les meilleures résolutions angulaires et les plus grandes sensibilités (par rapport aux données IRAM/PdBI de l'article I) des données que nous obtiendrons nous permettrons :

1. Pour l'émission du continuum de :
 - Étudier la fragmentation des 11 MDCs répertoriés par [Louvet et al. \(2014\)](#). S'il apparaît qu'ils sont structurés cela infirmera partiellement les scénarii quasi-statiques de formation des étoiles massives (voir section 1.4.2.1). Ces derniers prédisent la formation de peu de structures au sein des MDCs.
 - Détecter les cœurs denses moins massifs que ceux de [Louvet et al. \(2014\)](#). Je rappelle que dans la partie la plus dense de W43MM1, la complétude de détection n'est atteinte qu'au delà de $50 M_{\odot}$. Cela permettra de réduire les barres d'erreurs des relations CFE et SFE versus $\langle n_{\text{H}_2} \rangle$ d'une part, et SFR_{ff} versus α_{vir} d'autre part.
2. Pour les raies moléculaires :
 - Étudier la dynamique du gaz aux plus petites échelles spatiales, à proximité et dans les MDCs.
 - Contraindre les niveaux de turbulence locale pour vérifier leur compatibilité avec les modèles de [McKee & Tan \(2002\)](#) (voir section 1.4.2.1).
 - Tracer les chocs dus aux flots et jets bipolaires inuits par les proto-étoiles (voir chapitre 3).

Pour une étude spécifique de ce dernier point, les chocs dans le milieu interstellaire, je vous invite à lire la seconde partie de ce manuscrit.



FRÉDÉRIQUE MOTTE

2013.1.01365.S

PROJECT TITLE:	Investigating the origin of the IMF and constraining SFR models in the W43-MM1 mini-starburst ridge				
PRINCIPAL INVESTIGATOR NAME:	Frédérique Motte		PROJECT CODE:	2013.1.01365.S	
SCIENCE CATEGORY:	ISM, star formation and astrochemistry	ESTIMATED 12M TIME:	8.1 h	ESTIMATED ACA TIME:	21.6 h
CO-PI NAME(S): (Large Proposals only)					
CO-INVESTIGATOR NAME(S):	Sylvain Bontemps; Fabien Louvet; Anelle Maury; Quang Nguyen Luong; Sarah Fechtenbaum; Ana Duarte Cabral; Frederic Gueth; Tracey Hill; Antoine Gusdorf; Patrick Hennebelle; Peter Schilke				
EXECUTIVE SHARES[%]:	NA :	0	STUDENT PROJECT? (Yes/No)	No	
	EU :	100	RESUBMISSION? (Yes/No)	No	
	EA :	0			
	CL :	0			
	OTHER :	0			

ABSTRACT

Studying extreme protoclusters is necessary to test if the IMF origin and SFE can be independent of cloud local characteristics. The W43-MM1 ridge, being extreme in terms of cloud concentration and star formation activity, is a case-study to confront star formation models. It consist of a very dense and cold mass reservoir of 20 000 Msun. We discovered that it hosts a cluster of 11 massive dense cores. With untested assumptions regarding the fragmentation of massive dense cores into protostars and the shape of the stellar IMF, we expect more than 2000 stars to form, with a SFR of 6000 Msun/Myr reminiscent of starburst galaxies. A preliminary study of the mass distribution in the W43-MM1 mini-starburst ridge suggests that statistical SFR models do not apply to ridge clouds. We propose to investigate the fragmentation of W43-MM1, down to the now well-defined protostellar size of 2000 AU. We especially want to 1) look for protostars and prestellar cores able to form early O-type stars, 2) define the size/density inside/above which the core mass function does not mimic the IMF anymore, and 3) accurately measure the SFE correlation to the cloud density and turbulence level.

REPRESENTATIVE SCIENCE GOALS (UP TO FIRST 5)

SCIENCE GOAL	POSITION	FREQUENCY	BAND	ANG.RES.(")	ACA?
Science Goal	J2000: 18:47:46.5000, -01:54:29.500	231.28000 GHz	6	0.4	Y
Total # Science Goals : 1					

SCHEDULING TIME CONSTRAINTS (e.g. Co-ordinated observations already scheduled)	NONE	Time estimates overridden?	No
---	------	-----------------------------------	----

PI CONTACT INFORMATION

INSTITUTE &/OR DEPT.	CEA Saclay		
TITLE : NAME : E-MAIL : PHONE[FIRST] : PHONE[SECOND] : FAX :	Frédérique Motte frederique.motte@cea.fr	ALMA EXECUTIVE : ADDRESS :	EU

Investigating the origin of the IMF and constraining SFR models in the W43-MM1 mini-starburst ridge

1. Open question: Can star formation theories describe extreme Galactic clouds?

The question of the origin and possible universality of the initial mass function (IMF), which is crucial for understanding both star formation and galactic evolution, remains a major open problem in astrophysics. Originally identified in the 1.2 mm continuum study of the nearby $\sim 1 \text{ pc}^3$ ρ Ophiuchi main cloud by Motte et al. (1998), several dust continuum surveys have shown that core mass functions (CMFs) resemble the stellar IMF (e.g. Enoch et al. 2006; Alves et al. 2007; Könyves et al. 2010). Current theories of star formation thus assume that the IMF is determined by cloud fragmentation before the onset of gravitational collapse (e.g. Padoan et al. 1999; Hennebelle & Chabrier 2008). The transfer efficiency of the cloud gas into stellar mass (SFE) and its rate (SFR) are receiving increasing attention in the Galactic community (e.g. Motte et al. 2003; Heiderman et al. 2010). Analytical SFE theories state that the global stationary properties of gravoturbulent clouds are the determinant factor (e.g. Federrath & Klessen 2012; Hennebelle & Chabrier 2013). This idea has been extrapolated by Lada et al. (2010) who propose that cloud SFR is proportional to the mass of its dense gas, regardless of the density distribution above the adopted $A_V = 8 \text{ mag}$ threshold. The clouds presently observed and modeled are however not representative of typical Galactic clouds since they are generally not forming high-mass stars. **Studying extreme protoclusters is necessary to test if the IMF origin and SFE can be independent of cloud local characteristics.**

The HOBYS key program (Motte et al. 2010) is a *Herschel* mapping survey dedicated to the formation of OB-type stars. HOBYS has statistically shown that clusters of high-mass protostars form in “mini-starburst ridges” within, and often at the heart of, high-mass star-forming complexes (e.g. Hill et al. 2011; Hennemann et al. 2012; Nguyen Luong et al. 2013). The most prominent of these ridges, W43-MM1, lies at 6 kpc in one of the most massive and highly concentrated molecular complex of the Milky Way (Nguyen Luong et al. 2011). W43-MM1 is the densest and coldest cloud structure ($\sim 8 \text{ pc}^3$, $5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, $\sim 15 \text{ K}$) of W43, and provides a mass reservoir of $\sim 2 \times 10^4 M_\odot$ for the formation of a massive star cluster (Nguyen Luong et al. 2013). It has been independently identified as one of the few candidate precursors of young massive clusters in the Milky Way (Ginsburg et al. 2012). **The W43-MM1 ridge, being extreme in terms of cloud concentration and star formation activity, is a case-study to confront star formation models.**

We propose to investigate the fragmentation of the W43-MM1 mini-starburst ridge, down to the now well-defined protostellar size of $\sim 2000 \text{ AU}$ (Bontemps et al. 2010). We especially want to 1) look for protostars and prestellar cores able to form early O-type stars, 2) define the size/density inside/above which CMFs do not mimic the IMF anymore, and 3) accurately measure the SFE correlation to the cloud density and turbulence level, in order to constrain statistical star formation models.

2. Previous work: Initial tests of SFE models in the W43-MM1 mini-starburst ridge

The W43-MM1 ridge, recently imaged by us at 3 mm with the IRAM PdB interferometer, fragments into 11 massive dense cores (MDCs) with typical sizes of $\sim 0.07 \text{ pc}$ (see Fig. 1 Top-Left). MDCs have been carefully characterized and are in average more massive than other published MDCs (Louvet et al. submitted to A&A, see Table 1). A 1 mm snapshot toward the N1 MDC shows that the gas concentrates toward two very massive, $400 M_\odot$ and $1000 M_\odot$, structures of $\sim 0.04 \text{ pc}$ sizes (see Fig. 1 Top-Center). Such mass segregation and moderate multiplicity are in agreement with the pioneering studies of IR-quiet MDCs by Zhang et al. (2009), Bontemps et al. (2010), and Rathborne et al. (2011). Extrapolating this result to all MDCs in the W43-MM1 ridge, we estimate that about 20 high-mass stars should form. Assuming that the IMF applies to this 8 pc^3 cloud ridge with $5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ density, we expect more than 2000 stars to form, with a SFR of $\sim 6000 M_\odot \text{ Myr}^{-1}$ reminiscent of starburst galaxies (Louvet et al. subm.). **The massive W43-MM1 ridge is thus a rich star-forming protocluster that qualifies as mini-starburst, contrasting with dense clouds in the central molecular zone not active in star formation** (Krujssen et al. 2013).

The 11 MDCs of Fig. 1 Top-Left are in the earliest, also called IR-quiet, phase of star formation since they are cold ($T_{\text{dust}} \sim 20 \text{ K}$) and, except for N1, not detected at $24 \mu\text{m}/70 \mu\text{m}$. At least half of them are driving outflows (see Fig. 1 Bottom-Center) and N1 is associated with hot core and maser emission (see

Fig. 2). These MDCs probably harbor high-mass analogs of prestellar cores or Class 0-like protostars. *N1a*, with its $\sim 1000 M_{\odot}$ mass and $L_{\text{bol}} \sim 1 \times 10^4 L_{\odot}$ luminosity, is the most extreme high-mass Class 0 known to date, more massive and younger than SDC335-MM1 recently revealed by ALMA observations which is expected to form a $50 M_{\odot}$ star (Peretto et al. 2013).

We used MDC masses to estimate SFE within 4 subregions of the W43-MM1 ridge (Louvet et al. subm.). We found a clear correlation with cloud volumetric density (see Fig. 1 Right-Middle), which disagrees with the paradigm of Lada et al. (2010) proposing a constant SFE above $\sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$. We then derived the dimensionless SFR per free-fall time theoreticians use (SFR_{ff} , see e.g. Hennebelle & Chabrier 2013). In marked contrast with models, the observed SFR_{ff} relation steeply decreases with the virial parameter α_{vir} (see Fig. 1 Bottom-Right). This is easily explained by the modeled cloud conditions which are not suitable for ridges. **Our SFE/SFR results however rely on assumptions, we propose here to test, regarding the fragmentation of MDCs into protostars and the shape of the stellar IMF.**

3. Proposed study: Unveiling the mini-starburst cluster of protostars in W43-MM1 and studying SFE variations with density and time

The $3.9''$ angular resolution of our IRAM PdBI 3 mm mosaic does not disentangle single protostars, known to have 3000 AU typical sizes from a few statistical studies (Bontemps et al. 2010, Palau et al. 2013). **Here we aim to correctly resolve this critical size with a $0.4''$ synthesized beam (2400 AU at 6 kpc), using configurations C34-5 and C34-2 of ALMA combined with ACA and TP.** Band 6 is the best suited to our program. Indeed, it provides 1) a high-sensitivity to cold dust continuum, 2) a minimum contamination from free-free, 3) is least sensitive to temperature variations, and 4) is the regime in which the dust opacity is best constrained. Our objective is to use the mini-starburst cluster forming in the W43-MM1 ridge to push forward star formation models in extreme environments. For this we will:

- **unveil the complete star cluster forming in W43-MM1** thanks to the unmatched resolution, sensitivity, and image quality provided by an ALMA + ACA 1.3 mm mosaic of $80'' \times 50''$ (27 pointings, see Fig. 1). Our requested sensitivity ($3\sigma \sim 0.4 \text{ mJy/beam}$) will allow a 3σ detection of cores down to $0.2 M_{\odot}$, assuming $\kappa_{1.3\text{mm}} = 0.01 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ and $T_{\text{dust}} = 20 \text{ K}$. Will it confirm that the N1a is the most massive protostar known to date? Will it reveal many other very massive cores?
- **determine the cores nature by searching for outflows** in the CO(2-1), SiO(5-4), and SO(56-45) line shapes obtained with ALMA + ACA + TP observations. We will identify prestellar cores and Class 0 protostars and evaluate their relative lifetime as a function of mass. Will massive prestellar cores still be missing as advocated by Motte et al. (2007) and Duarte-Cabral et al. (2013)? Will starless stages be elusive for both low- and high-mass stars forming in extreme environment such as the W43-MM1 ridge?
- **estimate turbulence levels** by measuring the width of the C¹⁸O(2-1), ¹³CS(5-4), DCO⁺(3-2), or DCN(3-2) lines. While ¹³CS has been found to be an excellent tracer of $\sim 3000 \text{ AU}$ high-mass IR-quiet protostellar cores (Fechtenbaum et al. in prep.), DCO⁺ and DCN lines will locate colder and more diffuse gas. Our sensitivity request (**$3\sigma \sim 2.4 \text{ K}$**) is driven by the necessity to detect the ¹³CS(5-4), DCO+, and DCN lines, with a 0.7 km s^{-1} spectral resolution, in high-mass protostars of W43 (see the dashed line in Fig. 2). Will the level of turbulence be higher than in more classical high-mass star-forming regions? Will it explain the large effective Jeans masses of W43 cores?
- **test the universality of the IMF origin** by investigating how the core mass distribution varies in space. We will build subregion CMFs from both their prestellar cores and Class 0 protostars since they still have all or most of their final stellar mass in the cores. Does the mass segregation observed at the 0.1 pc MDC scale by Bontemps et al. (2010) or Palau et al (2013) evanesce at the 1 pc scale of ridges? or is it rather associated with the $10^4 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$ density observed both in MDCs and ridges?
- **estimate the star formation efficiency in subregions of different density and turbulence level** to constrain analytical and numerical SFE/SFR models. How should models change their cloud conditions to represent the star formation in extreme cloud environments such as mini-starburst ridges?

The wide ALMA correlator band will provide a 1.9 GHz continuum band at 232.45 GHz and seven spectral windows among which three dedicated to ¹³CS(5-4), SiO(5-4)/DCN(3-2), and DCO⁺(3-2) line emission with a 0.7 km s^{-1} spectral resolution and one to CO(2-1) with a 1.4 km s^{-1} resolution. We have then carefully selected the three other bands to cover the most interesting ranges for a typical high-mass

Class 0 (see Fig. 2). We chose a 1.4 km s^{-1} resolution because W43-MM1 lines typically are 2 – 3 times larger than toward more classical high-mass protostars (H^{13}CO^+ $FWHM_{4\sigma} \sim 4 \text{ km s}^{-1}$, Louvet et al. in prep.). This spectral resolution is thus the best compromise between a reasonable data rate and a good line resolution. Among bonus lines, we will detect line(s) such as H_2CO , CH_3OH , and HC_3N (see Fig. 2). **According to the OT, we need a total of 8.1 hours ALMA time in B6, including the overheads.**

3. Publications, communication, and organizational issues

The data reduction will be taken in charge by our team members who were/are part of the ALMA ESO staff (A. Maury and T. Hill) and will be supported by work of PhD F. Louvet with F. Gueth at the French Arc-let. We plan to submit a letter on “how globular clusters look like in their very early infancy” right after observations are finished. We foresee a few additional fast publications on a few exceptional cores between several institutes (Saclay, Bordeaux, CITA, ESO Chile, U.Köln). The team members have experienced with *Herschel* and will prepare with ESO and/or ALMA image and press releases.

This work will provide powerful constraints on the mass distribution and turbulence level of cores within W43-MM1, which will be fed into the state-of-the-art star formation model of Hennebelle & Chabrier (2013), while the outputs from the code will allow to interpret our data. Our team has developed efficient tools to accurately measure properties of clustered cores (Men’shchikov et al. 2012), build SEDs (Hill et al. 2009) and measure outflow momentum (Bontemps et al. 1996) to determine their evolutionary stage, compare CMF and IMF (Motte et al. 1998), and estimate SFE/SFR (Louvet et al. subm.). In the framework of our PdBI mosaic, we started a collaboration with model experts (P. Hennebelle, I. Bonnell) that will be extended to our higher resolution ALMA study.

References

- Alves, J. F. et al. 2007, A&A, 462, L17 • Bonnell, I. A. et al. 2011, MNRAS, 410, 2339 • Bontemps, S. et al. 1996, A&A, 311, 858 • Bontemps, S. et al. 2010, A&A, 524, 18 • Duarte-Cabral, A. et al. 2013, A&A, 558, 125 • Enoch, M. L. et al. 2006, ApJ, 638, 293 • Federrath, C. & Klessen, R. S. 2012, ApJ, 761, 156 • Ginsburg, A. et al. 2012, ApJ, 758, L29 • Heiderman, A. et al. 2010, ApJ, 723, 1019 • Hennebelle, P. & Chabrier, G. 2008, ApJ, 684, 395 • Hennebelle, P. & Chabrier, G., ApJ, 770, 150 • Hennemann, M. et al. 2012, A&A, 543, L3 • Hill, T. et al. 2009, MNRAS, 392, 768 • Hill, T. et al. 2011, A&A, 533, 9 • Könyves, V et al. 2010, A&A, 518, L106 • Kruijssen, J. M. D. et al. 2013, arXiv, 1303.6286 • Lada, C. J. et al. 2010, ApJ, 724, 687 • Louvet, F., Motte, F. et al. submitted to A&A • Men’shchikov, A. et al. 2012, A&A, 542, 81 • Motte, F. et al. 1998, A&A, 336, 150 • Motte, F. et al. 2003, ApJ 582, 277 • Motte, F. et al. 2007, A&A, 476, 1243 • Motte, F. et al. 2010, A&A, 518, L77 • Nguyen Luong, Q. et al. 2011b, A&A, 535, 76 • Nguyen Luong, Q. et al. 2013, ApJ, 775, 88 • Padoan, P. & Nordlund, A.1999, ApJ, 526, 279 • Palau, A. et al. 2013, ApJ, 762, 120 • Peretto, N. et al. 2013, A&A, 555, 112 • Rathborne, J. M., et al. 2011, ApJ, 741, 120 • Zhang, Q. et al. 2009, ApJ, 696, 268.

Table 1: MDCs extracted in the W43-MM1 ridge and protostars within the most massive MDC

	RA(J2000)	Dec(J2000)	Size [" × "]	$FWHM_{\text{dec}}^a$ [pc]	$Mass^b$ [M_{\odot}]	$\langle n_{\text{H}_2} \rangle^c$ [cm^{-3}]	Remarks
N1 MDC	18:47:47.00	-1:54:26.9	6.2×4.0	0.090	2130 ± 55	1.0×10^8	outflows signature
N2 MDC	18:47:46.47	-1:54:32.1	5.6×4.0	0.075	545 ± 60	4.5×10^7	outflows signature
N3 MDC	18:47:45.75	-1:54:11.7	5.2×4.0	0.065	210 ± 40	2.4×10^7	
N4 MDC	18:47:44.68	-1:54:40.5	5×4.1	0.075	155 ± 40	1.2×10^7	outflows signature
N5 MDC	18:47:45.88	-1:54:33.5	5.4×4.1	0.075	155 ± 25	1.3×10^7	
N6 MDC	18:47:44.90	-1:54:44.8	5.3×4.0	0.075	140 ± 35	1.2×10^7	outflows signature
N7 MDC	18:47:46.51	-1:54:21.0	5.1×4.0	0.060	110 ± 25	1.6×10^7	outflows signature
N8 MDC	18:47:44.05	-1:54:36.7	5.0×4.0	0.060	105 ± 20	1.5×10^7	
N9 MDC	18:47:48.52	-1:54:34.4	4.6×4.0	0.050	55 ± 15	1.7×10^7	
N10 MDC	18:47:46.48	-1:54:52.7	4.9×4.0	0.060	85 ± 25	1.5×10^7	
N11 MDC	18:47:47.84	-1:54:20.1	5.8×4.0	0.080	115 ± 25	7.5×10^6	
N1a protostar	18:47:47.02	-1:54:26.4	2.8×2.2	0.033	1080 ± 35	1.0×10^9	1 mm extraction
N1b protostar	18:47:46.83	-1:54:29.9	3.4×2.2	0.046	395 ± 30	1.4×10^8	1 mm extraction
Cygnus X MDCs	-	-	-	~ 0.13	~ 90	$\sim 2 \times 10^5$	Motte et al. 2007
Cygnus X protostars	-	-	-	~ 0.02	~ 17	$\sim 3 \times 10^7$	Bontemps et al. 2010
SDC335-MM1 protostar	-	-	-	0.054	545	1.1×10^8	Peretto et al. 2013

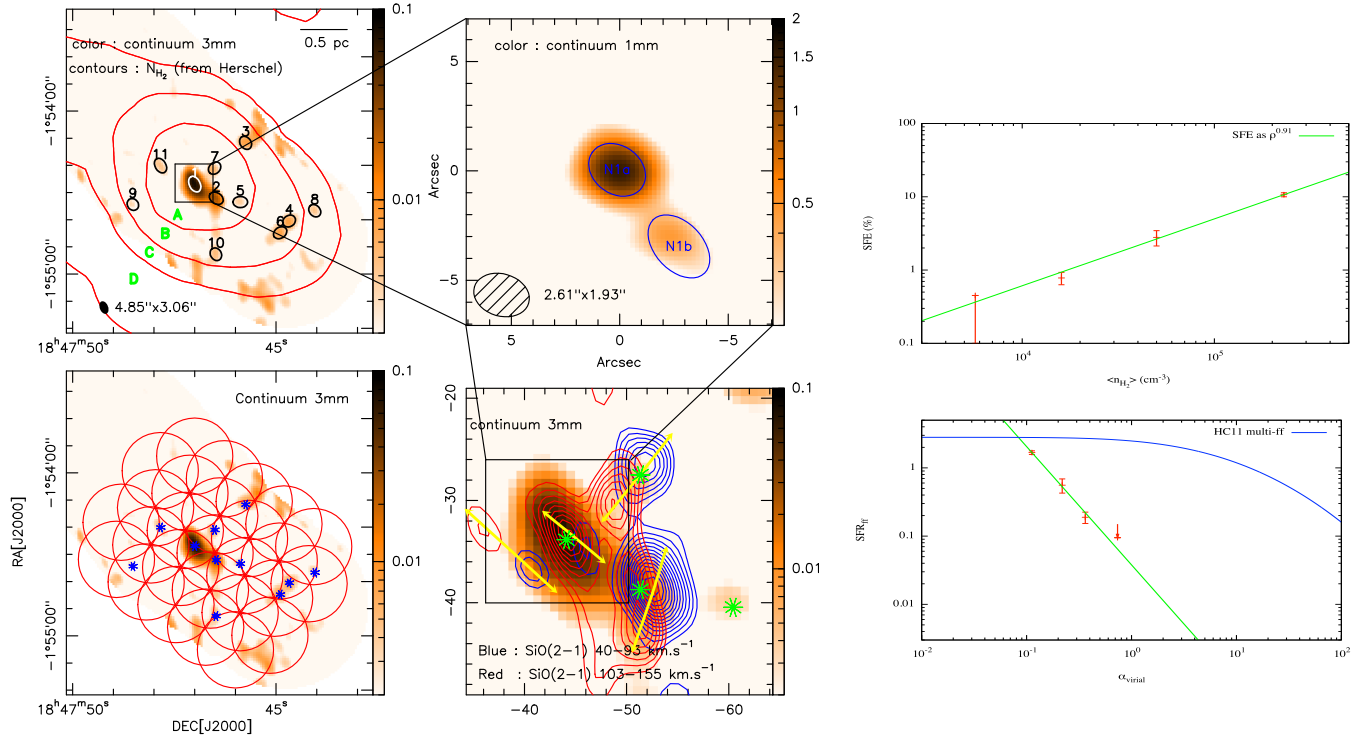


Figure 1: **Top-Left:** Cluster of 11 massive dense cores (MDCs) detected within a 3mm PdBI mosaic covering the W43-MM1 ridge, outlined by *Herschel* column density (red contours). Given their properties (see Table1), they are all expected to host a couple of high-mass protostars. **Top-Center:** A 1mm IRAM-PdBI snapshot of N1 reveals two protostellar cores that could form two $>50 M_{\odot}$ stars. **Bottom-Left:** Proposed 1.3 mm 27-field mosaic aiming at covering all MDCs marked by stars. **Bottom-Center:** Example MDCs (color and stars) which are associated with compact SiO(2-1) outflows (red and blue contours plus yellow arrows). **Top-Right:** Correlation of the observed SFE with cloud volumetric density (see regions A–D in Top-Left): $SFE \propto \rho^{0.9}$. **Bottom-Right:** The steep relation found for the observed SFR_{ff} as a function of α_{vir} (green line) contrasts with the shape of current statistical SFR models. Here the blue curve corresponds to predictions by Hennebelle & Chabrier et al. (2011) but all models similarly flatten at small α_{vir} .

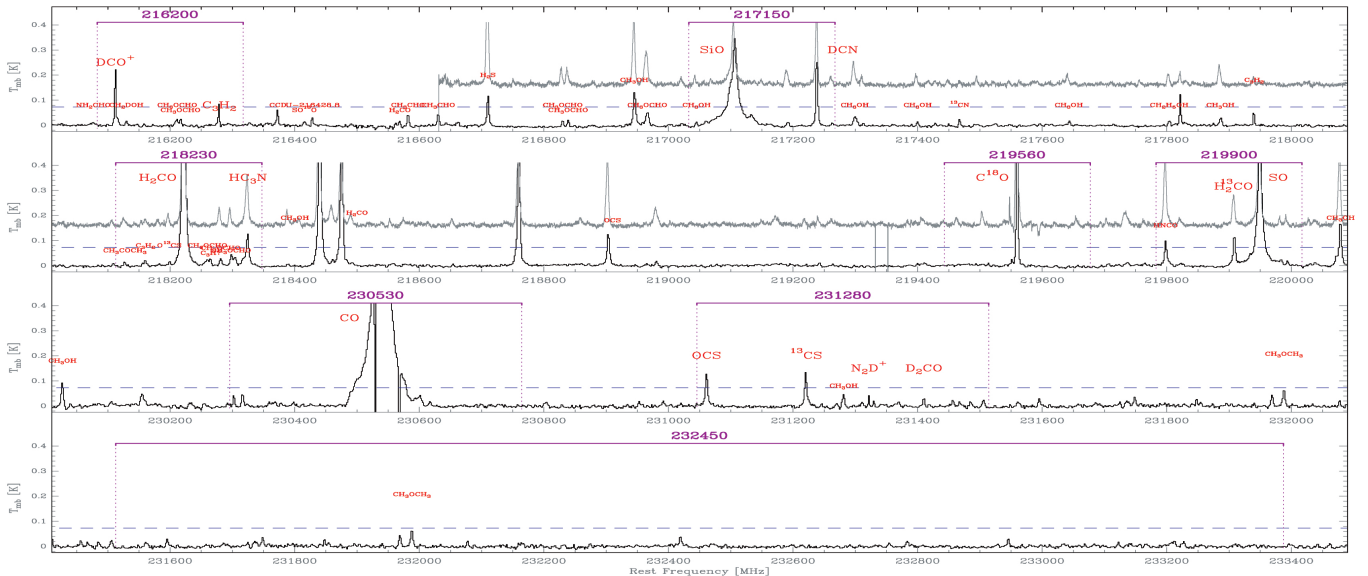


Figure 2: IRAM 30m line survey toward the prototypical $10 M_{\odot}$ massive Class 0 CygX-N63 (black spectrum) and the $>50 M_{\odot}$ protostar W43-N1a (grey spectrum, intensity divided by 5), used to carefully select the continuum and spectral bands (pink windows) of our ALMA 225 GHz setup. The dashed line correspond to our requested 3σ detection limit within a 0.7 km s^{-1} channel toward a $10 M_{\odot}$ Class 0 protostar in W43 assuming an emitting size of 3000 AU (beam dilution in the 30m beam of ~ 30 , 0.08 K corresponds to the 2.4 K of the ALMA 3 sigma detection level).

ID Not Assigned

SG : 1 of 1 Science Goal Band 6

Science Goal Parameters

Ang.Res.	LAS	RMS	RMS Bandwidth	Rep.Freq.	Cont. RMS	Cont. Bandwidth	Poln.Prod.
0.40"	20.0"	3 mJy, 428.6 mK	1.543 MHz	231.280000 GHz	59.05 μ Jy, 8.4 mK	3.982 GHz	XX,YY

Use of 12m Array (34 antennas)

t_total (all configs)	t_science (extended)	t_total(compact)	Imaged area	#12m pointing	12m Mosaic spacing	HPBW	t_per_point	Data Vol	Data Rate
8.1 h	2.6 h	2.7 h	78" x 53"	33	12.9 arcsec	26.7 "	280.3 s	219.3 GB	11.6 M...

Use of ACA 7m Array (9 antennas) and TP Array

t_total(ACA)	t_total(7m)	t_total(TP)	Imaged area	#7m pointing	7m Mosaic spacing	HPBW	t_per_point	Data Vol	Data Rate
21.6 h	10.8 h	21.6 h	78" x 53"	11	22.1 arcsec	45.8 "	678.0 s	169.2 GB	4.7 MB/s

1 Target

No.	Target	Ra,Dec(J2000)	V,def,frame --OR--z
1	1-W43-MM1	18:47:46, -01:54:29	0.0 km/s,lsrk,RADIO

Expected Source Properties

	Peak Flux	SNR	Pol.	Pol. SNR	Linewidth
Line	15.00 mJy	5.0	0%	0.0	10 km/s
Continuum	20.00 mJy	338.7	0%	0.0	0 km/s

Dynamic range (cont flux/line rms): 6.7

1 Tuning

Tuning	Target	Rep. Freq. Sky GHz	RMS (Rep. Freq.)	RMS Achieved
1	1	231.280000	3 mJy, 428.6 mK	2 - 3 mJy

Spectral Setup : Spectral Line

BB	Center Freq Rest GHz	Line ID	Eff #Ch p.p.	Bandwidth	Resolution	Vel. Bandwidth	Vel. Res.	Res. El. per FWHM
1	217.150000	SiO5-4	960	234.4 MHz	564.45 kHz	324 km/s	0.8 km/s	14
1	216.200000	DCO+3-2	960	234.4 MHz	488.28 kHz	325 km/s	0.7 km/s	16
2	219.900000	SO-HNCO	960	234.4 MHz	0.56 MHz	320 km/s	0.8 km/s	14
2	219.560000	C18O-1	960	234.4 MHz	488.28 kHz	320 km/s	0.7 km/s	16
2	218.230000	H2CO218.2	960	234.4 MHz	488.28 kHz	322 km/s	0.7 km/s	16
3	231.280000	13CS-N2D+	1920	468.8 MHz	488.28 kHz	608 km/s	0.6 km/s	16
3	230.530000	CO2-1	1920	468.8 MHz	969.24 kHz	610 km/s	1.3 km/s	8
4	232.450000	continuum	3840	1875.0 MHz	1.13 MHz	2418 km/s	1.5 km/s	7

Non-standard Choices:

Field setup:

Spectral Setup:

Calibration:

Control and Performance:

Justification Text:**Imaging:**

We propose to use ALMA to carry out a mosaic covering the population of continuum sources detected with PdBI. In Band 6, 27 pointings will be enough to obtain a fully-sampled map over this area of $80 \times 50''$.

We aim to reach a $0.4''$ synthesized beam (~ 2400 AU at the distance of W43) in order to disentangle single protostars which have sizes in the range 2000-4000 AU, and are therefore asking for the ALMA configuration C34-4 in Band 6.

The maximum recoverable emission scale in this configuration is about $8''$ (0.25 pc at the distance of W43), which is not enough to recover the extended emission from both the outflow and the cold gas probably flowing down to protostellar objects. We therefore ask for ACA and TP observations.

Correlator setup:

To detect the low-mass population of cores in W43, we need to obtain a continuum map sensitive to masses down to $0.2 M_{\odot}$. Our ALMA setup includes a 1.9GHz wide spectral window dedicated to continuum observations in baseband 4.

Mapping spectral lines emission unambiguously tracing outflows is the main key to reach our science goals: 2 spectral windows are dedicated to the SiO(5-4) and CO(2-1) lines. A second key driver of our proposal is to measure the turbulence level and velocity at rest of cores forming high-mass stars: one spectral window is dedicated to the $13\text{CS}(5-4)$ line, which has recently been found to accurately trace protostellar envelopes (Bontemps et al. in prep). DCO+(3-2) are DCN(3-2) also good candidates to probe cold gas and we have covered these lines to secure measurements.

Additional spectral windows have been carefully set so as to obtain additional but non crucial information on the protostellar nature and evolutionary status of the sources (e.g. methanol, methyl formate and deuterated molecules as thermometer and chemistry probes, see Fig.2 in justification).

Altogether, we use 7 spectral windows with spectral resolution of 0.7 km/s and still keep 11.6 MB/s data rate (by velocity averaging the SiO, SO, and CO spectral windows). To improve the sensitivity of outflow detection, the spectral resolution of SiO and CO will be degraded to a 2 km/s channel, enough to distinguish outflowing material from circumstellar material.

Sensitivity:

At the distance of W43, we need to reach a continuum sensitivity of $3\sigma \sim 0.4$ mJy/beam, which is the 230GHz continuum flux expected from a $0.2 M_{\odot}$ core at 6kpc (will $\kappa=0.01$ cm² g⁻¹ and $T=20\text{K}$). The continuum sensitivity, averaging all the channels over 1.9GHz , can be achieved in a slightly shorter amount of time than the sensitivity per channel required to detect the spectral lines. Since the line spectral windows also covers some line free channels, we may be able to improve a bit this sensitivity down to 0.08 mJy/beam (5σ , if half of the channels in line spectral windows can be used leading to a total band of 2.9GHz).

Our need in sensitivity is driven by the need to detect outflow wings in CO and SiO around candidate protostellar sources, and disentangle which continuum sources are protostellar in nature from the ones tracing starless cores. Observations of outflows driven by Class 0 protostars suggest typical intensities of $\sim 10-20$ mJy in the outflow wings seen in SiO and CO (Nisini et al. 2006, Plunkett et al. 2013, see also Fig 2). We therefore request to reach a rms of 3mJy/beam in 2km/s channels in a synthesized beam of $0.4''$, to ensure a $>3\sigma$ detection of outflowing material. Converted in line brightness in the velocity channels required for kinematics (13CS , DCO+, DCN), the obtained rms of 0.76K is enough to detect the 13CS , DCO+ and DCN lines for typical $10 M_{\odot}$ 3000 AU protostars (see Fig. 2). These lines will easily be detected for more massive protostars such as N1a, which has 4-20 times brighter lines. Such a sensitivity can be achieved with 5.4 hours on source with ALMA, over the 27 fields in hour mosaic, i.e. we request a grand total of 8.1 hours observing time, including all the overheads, in Band 6.

4

Chocs et émission moléculaire

Sommaire

4.1 Chocs interstellaires : généralités	86
4.1.1 Vision schématique des chocs interstellaires	86
4.1.2 Physique des chocs interstellaires	86
4.1.3 Origine des chocs interstellaires	88
4.2 Description physico-chimique	89
4.2.1 Modèles HD	89
4.2.2 Modèles MHD	89
4.3 Chocs de type J, C et CJ	90
4.4 Évolution de la température du gaz au passage d'un choc	93
4.4.1 Profil de température des différents types de choc	93
4.4.2 Bilan énergétique du choc	94
4.4.3 Principaux refroidisseurs des chocs	94
4.5 Le SiO, utilisé comme traceur de formation stellaire	97
4.6 Modélisation de l'émission du SiO	98
4.7 Modèle de chocs de Paris Durham	100
4.7.1 Généralités	100
4.7.2 Entrées-Sorties	100
4.7.3 Limitations	102

4.1 Chocs interstellaires : généralités

Nous avons jusqu'à présent discuté de la formation des cœurs denses et des étoiles dans la région hyper-dense qu'est W43-MM1. Un aspect de la formation stellaire a jusqu'à présent été passé sous silence et fait l'objet de cette seconde moitié de manuscrit : les chocs dans le milieu interstellaire. Quel rapport entre la formation stellaire et les chocs interstellaires ? Il est pertinent de les étudier dans ce contexte au moins pour deux raisons.

Comme présenté par [Chen & Ostriker \(2012\)](#), les régions où des chocs-C (voir définition à la section 4.2) se sont propagés sont favorables à la formation de cœurs denses. [Chen & Ostriker \(2012\)](#) montrent en effet que les chocs-C non stationnaires provoquent une augmentation du ratio entre énergie gravitationnelle et énergie magnétique (M/ψ , voir section 1.2.2), une augmentation propice à l'effondrement gravitationnel des surdensités provoquées par la turbulence (voir § 1.2.2). Les chocs dans le milieu interstellaire seraient ainsi un processus précurseur de la formation des cœurs proto-stellaires qui ont été présentés dans la première partie du manuscrit. Les chocs sont aussi, et c'est là la seconde motivation que leur étude présente ici, une conséquence de cette formation stellaire. En effet, les jets/flots qui accompagnent les processus de formation stellaire (voir section 1.3.3) viennent heurter les enveloppes proto-stellaires dans lesquelles ils sont déclenchés et y provoquent des chocs.

4.1.1 Vision schématique des chocs interstellaires

La figure 4.1 présente un dessin humoristique de la propagation d'une onde de choc. Il s'agit d'une situation souvent rencontrée lors d'une course cycliste. On y voit un peloton entier chuter à cause d'un brusque changement de vitesse que les coureurs ne peuvent anticiper. Le premier cycliste heurte un panneau qu'il n'avait pas vu. Le second cycliste n'a pas vu assez tôt le premier cycliste tombé à terre pour pouvoir l'éviter. Le tas de cyclistes s'étend ainsi, à la manière d'une onde de choc qui remonterait le peloton. Dans cette vue schématique, les cyclistes subissent une brusque décélération et se voient comprimés. L'accélération et la compression sont deux des trois grandes caractéristiques des chocs dans le milieu interstellaire, la troisième étant une élévation de la température. Trois régions peuvent être définies sur la figure 4.1 : (i) le *pré-choc* où les cyclistes ont une vitesse v_1 et sont distants les uns des autres d'une longueur de l_1 , (ii) un *front de choc* où les paramètres de vitesse et d'éloignement changent brusquement et (iii) le *post-choc* où les coureurs ont désormais une vitesse nulle $v_2 = 0$ et un éloignement l_2 les uns des autres (avec $l_2 < l_1$).

4.1.2 Physique des chocs interstellaires

Les chocs sont de fantastiques sondes qui nous permettent de déduire les conditions physiques des milieux choqués et de mettre en exergue les mécanismes physiques qui sont à l'œuvre dans le milieu interstellaire. Dans une galaxie, les chocs liés à la formation ou à la mort des étoiles redistribuent en permanence de l'énergie dans le milieu environnant. Cette rétroaction constitue une contribution non négligeable au bilan énergétique des galaxies, dont l'étude a été grandement facilitée par l'observation des échelles d'excitation (partiellement abordées à la section 5.5.1) de certaines molécules (CO, H₂O, ...) à de larges dimensions spatiales, notamment par le satellite *Herschel* (e.g., [Hailey-Dunsheath et al., 2012](#); [Kamenetzky et al., 2012](#); [Meijerink et al., 2013](#); [Rosenberg et al., 2014a,b](#)).

Les régions choquées présentent aussi un intérêt pour l'étude des rayons cosmiques. Avec le développement de la radioastronomie, il est devenu évident que les ondes de choc produites par les restes de supernovæ (e.g. [Koyama et al., 1995](#); [Esposito et al., 1996](#)) ou dans les zones de formation d'étoiles massives (voir par exemple l'étude de [Lemoine-Goumard et al. 2011](#) dans W43 ou celle de [Ackermann et al. 2011](#) dans Cygnus X) sont capables d'accélérer très facilement des électrons, voire

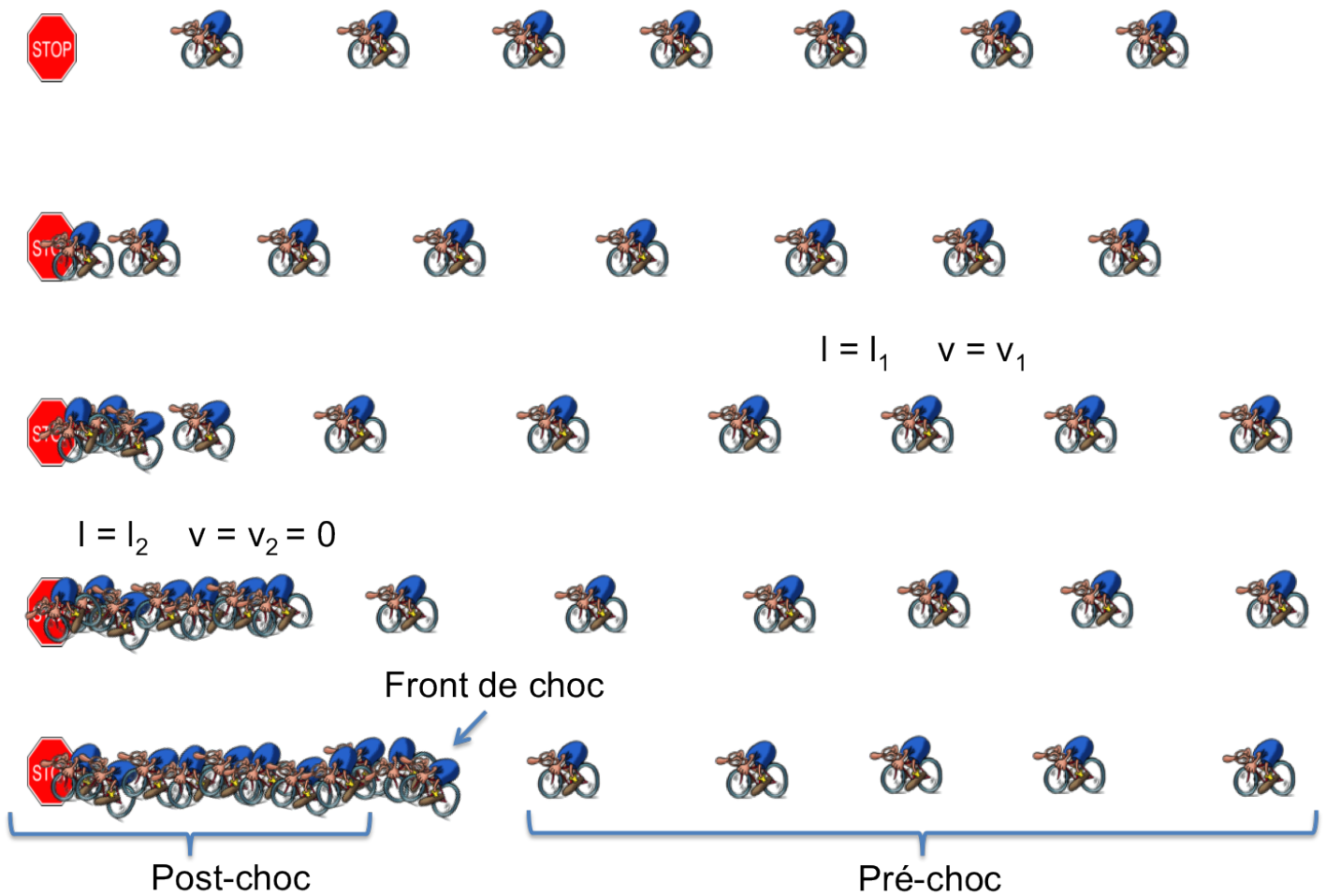


FIGURE 4.1: Dessin humoristique permettant d'appréhender les chocs interstellaires.

des ions (Lequeux, 2005). Elles véhiculent une énergie de l'ordre de dix fois celle contenue dans les rayons cosmiques, ce qui rend déjà l'hypothèse très attrayante quant au bilan énergétique. Bien que l'on sache que des particules sont aussi accélérées dans les sursaut solaires et stellaires, ceux-ci ne mettent pas en jeu une énergie suffisante pour produire les rayons cosmiques galactiques.

Les chocs contribuent aussi au cycle de la matière dans les galaxies. En modifiant les conditions de température et de pression, les chocs permettent le déclenchement de réactions chimiques impossibles, ou très lentes, dans les conditions physico-chimiques des régions plus calmes. Les chocs modifient aussi la distribution en charge, en taille et en température des grains de poussières. Les manteaux des grains de poussière sont sujets à altération dans les régions de chocs. Les espèces qui appartiennent à ces manteaux (e.g., CH_3OH , HNCO ou SiO) sont de fait détectées en plus grande quantité dans les chocs que dans les régions calmes. Le cœur des grains renferment lui aussi des éléments chimiques, tels que les atomes de Si, Ca, Mg, Fe, qui sont alors transférés dans le milieu interstellaire pour être ré-assemblés en molécules caractéristiques des milieux choqués.

Nous pouvons utiliser l'émission de ces molécules pour détecter et tracer les régions choquées dans le milieu interstellaire. Dans le chapitre 1 nous avons évoqué plusieurs scénarii pour expliquer la formation des étoiles massives. Certains de ces scénarii (les scénarii dynamiques) impliquent l'existence de chocs à grande échelle qui résultent de la convergence de différents flots de matière. La détection de tels chocs permettrait alors de favoriser les scénarii dynamiques par rapport aux

scénarii quasi-statiques. Dans ce même chapitre (chap. 1), nous avons aussi évoqué les flots/jets développés par les étoiles en formation qui évacuent le moment angulaire des enveloppes en effondrement. Ces jets/flots, qui sont associés aussi bien aux étoiles massives (e.g., [Duarte-Cabral et al., 2013](#)) qu'aux étoiles de faibles masses (e.g., [Gueth et al., 1998](#)), correspondent aussi à la propagation d'ondes de chocs lancées par les proto-étoiles en direction du milieu interstellaire. Ils peuvent être utilisés pour localiser les étoiles en formation. La détection de flots/jets grâce aux traceurs de choc et la recherche de flots convergeant seront proposées au chapitre 5 de ce manuscrit.

Par ailleurs l'émission, d'origine moléculaire ou atomique, des régions de chocs peut être utilisée pour contraindre leurs conditions physico-chimiques. Cette émission est en effet une signature directe des processus de formation et d'excitation des espèces chimiques étudiées. Puisque l'émission moléculaire dépend des vitesses de choc et des paramètres physiques de la région considérée, on parvient à contraindre ces paramètres par une comparaison avec des modèles de choc. Cette approche est proposée, pour une étude basée sur l'émission moléculaire du monoxyde de silicium (SiO) dans W43-MM1, au chapitre 5.

Pour continuer cette introduction aux chocs dans le milieu interstellaire, voyons quelles en sont les origines.

4.1.3 Origine des chocs interstellaires

Une onde de choc est une variation importante de pression qui se propage à vitesse *supersonique*. Le caractère supersonique de l'onde implique que le fluide ne sera jamais "averti" à l'avance de l'arrivée du choc (tout comme les cyclistes n'avaient pas conscience du brusque ralentissement à l'avant du peloton). Pour déterminer le caractère supersonique ou subsonique d'une onde, il est nécessaire d'introduire la vitesse du son, c_s . Dans le cadre d'un milieu adiabatique, elle s'exprime par

$$c_s = \left(\frac{\gamma k T}{\mu m_H} \right)^{1/2} \quad (4.1)$$

où γ est le rapport des chaleurs spécifiques à pression et à volume constant¹, k la constante de Boltzmann, T la température, μ le nombre moléculaire² et m_H la masse d'un atome d'hydrogène.

Dans un nuage diffus de gaz atomique, dont la température typique est de ~ 100 K, la vitesse du son est donc de l'ordre de $c_s \approx 1$ km.s⁻¹. Dans les nuages moléculaires, sujet d'étude de cette thèse, la température est communément entre 10 et 20 K (e.g., [Nguyen Luong et al., 2011b](#)) et la vitesse du son y est de l'ordre de $c_s \approx 0.3$ km.s⁻¹. Avec des vitesses du son aussi faibles, les phénomènes susceptibles de causer des chocs dans le milieu interstellaire sont multiples :

- les éjectas de supernovæ, propulsés à plusieurs milliers de km.s⁻¹ dans le milieu interstellaire
- les jets collimatés émis par les étoiles en formation à plusieurs centaines de km.s⁻¹
- les flots générés par ces mêmes étoiles à plusieurs dizaines de km.s⁻¹
- les collisions entre nuages moléculaires
- la forte pression du gaz chaud et ionisé des régions H II, séparé du milieu neutre par un double front de choc et d'ionisation
- la collision du gaz de deux galaxies, etc.

La combinaison des nombreuses sources de collision, et la "facilité" à provoquer un choc – due aux faibles vitesses soniques – explique l'omniprésence des chocs dans le milieu interstellaire. Les conséquences du passage d'une onde de choc dans le milieu interstellaire sont triples : le gaz est

1. On prendra $\gamma = 5/3$ pour un gaz atomique et $\gamma = 7/5$ pour un gaz moléculaire.

2. environ 1.4 pour un gaz atomique et 2.33 pour un gaz moléculaire, en tenant compte de l'hélium et des autres métaux.

comprimé, chauffé et accéléré. Il s'agit là d'un processus thermodynamique irréversible, c'est à dire dissipatif d'énergie.

4.2 Description physico-chimique

4.2.1 Modèles HD

Le modèle le plus simple que l'on puisse imaginer pour rendre compte de l'action d'un choc consiste à décrire l'évolution des variables hydrodynamiques d'un fluide, sans prendre en compte le champ magnétique. Les variables d'un tel fluide sont régies par les lois de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Dans ce cas simplifié, il y a une discontinuité des propriétés du fluide lors de la transition pré-choc à post-choc. Dans un choc adiabatique, on peut montrer que les variables physiques du post-choc (indice 2) sont corrélées aux variables physiques du pré-choc (indice 1) par les relations de saut de *Rankine-Hugoniot* (e.g., chapitre 11 de [Lequeux, 2005](#))

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 \quad (4.2)$$

$$\rho_1 v_1^2 + P_1 = \rho_2 v_2^2 + P_2 \quad (4.3)$$

$$v_1 \left(\rho_1 \frac{v_1^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} P_1 \right) = v_2 \left(\rho_2 \frac{v_2^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} P_2 \right) \quad (4.4)$$

où P est la pression thermique, ρ la densité et v la vitesse.

Un tel modèle est simple d'utilisation mais ne prend pas en compte l'effet du champ magnétique, omniprésent dans le milieu interstellaire. La présence d'un champ magnétique modifie en effet la structure de l'onde de choc elle-même. Il faut alors considérer l'étude d'ondes de choc magnétohydrodynamiques (ou MHD).

4.2.2 Modèles MHD

Nous avons jusqu'ici présenté la propagation de chocs dans un milieu dépourvu de champ magnétique où les seules ondes compressives qui se propageaient étaient les ondes sonores (voir ci-dessus). En présence d'un champ magnétique il est nécessaire de considérer séparément la composante chargée (composée d'électrons, d'ions et de grains de poussière chargés) de la composante neutre du fluide. Des ondes, autres que les ondes sonores, s'y propagent : ce sont les ondes d'*Alfvén* et les ondes *magnéto-soniques*.

Les ondes d'Alfvén propagent les déformations des lignes de champ magnétique le long de ces lignes de champ, un peu à la manière des ondes élastiques qui se propagent le long d'une corde de guitare. Puisqu'elles se propagent exclusivement le long des lignes de champ, elles ne rapprochent pas (ni n'éloignent) les lignes de champ les unes des autres. Ce sont des ondes non compressives qui n'entraînent pas de variations de l'intensité du champ magnétique. La vitesse de propagation de ces ondes, à la *vitesse Alfvénique*, dépend du champ magnétique B et de la densité ρ telle que

$$V_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}} \quad (4.5)$$

Les ondes magnéto-soniques concernent uniquement la fraction chargée du fluide. Ces ondes se déplacent perpendiculairement aux lignes de champ, les rapprochant les unes des autres. Ce sont des ondes compressives. Leur propagation, à la *vitesse magnéto-sonique*, est la somme quadratique de la vitesse du son et de la vitesse d'Alfvén du fluide chargé, telle que

$$v_{\text{mgs}} = \sqrt{c_s^2 + V_A^2} = \sqrt{c_s^2 + \frac{B^2}{4\pi\rho_c}} \quad (4.6)$$

où ρ_c est la densité du fluide chargé. Le fluide chargé se compose des électrons (indice e), des ions (indice i) et des poussières (indice p). Ces dernières dominent très largement la masse du fluide chargé, d'où $\rho_e + \rho_i + \rho_p \cong \rho_p$. En l'absence de poussières chargées, la vitesse magnéto-sonique serait de l'ordre de 1000 km.s^{-1} , au lieu de quelques dizaines de km.s^{-1} .

Les ondes MHD, en plus d'obéir aux lois de la dynamique des fluides, obéissent aux lois de l'électromagnétisme de Maxwell. Pour obtenir les relations de Rankine-Hugoniot pour un choc MHD mono-fluide et adiabatique, il suffit de remplacer la pression thermique P par la somme de la pression thermique et de la pression magnétique $B^2/(8\pi)$, et l'enthalpie $\gamma P/(\gamma - 1)$ par la somme de l'enthalpie et de l'énergie magnétique $B^2/(4\pi)$:

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 \quad (4.7)$$

$$\rho_1 v_1^2 + P_1 + \frac{B_1^2}{8\pi} = \rho_2 v_2^2 + P_2 + \frac{B_2^2}{8\pi} \quad (4.8)$$

$$\left(\rho_1 \frac{v_1^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} P_1 + \frac{B_1^2}{4\pi} \right) v_1 = \left(\rho_2 \frac{v_2^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} P_2 + \frac{B_2^2}{4\pi} \right) v_2 \quad (4.9)$$

Dans la suite de cette introduction aux chocs nous allons considérer que le champ magnétique est *transverse*. Un choc MHD est dit transverse si la direction du champ magnétique est perpendiculaire à la direction de propagation du choc. La résistance du champ magnétique à la compression est alors maximale. Sous ces hypothèses, on a alors deux types d'ondes compressives se déplaçant dans le fluide :

- les ondes sonores pour le fluide neutre
- les ondes magnéto-soniques pour le fluide chargé.

Nous allons nous intéresser à des chocs stationnaires unidimensionnels, dans la direction de propagation des chocs. Ainsi, aucun écoulement en bordure de choc n'a lieu (pour reprendre l'image, les cyclistes ne sont pas autorisés à passer à côté de leur camarade précédemment tombé.).

4.3 Chocs de type J, C et CJ

Dans le cas de l'étude des ondes MHD le degré d'ionisation du gaz est un facteur important, car le champ magnétique interagit directement avec les particules chargées du gaz. Le champ magnétique agit aussi *indirectement* sur les particules non chargées du gaz via des collisions entre les particules chargées et les particules neutres. En réalité, de nombreux paramètres doivent être pris en compte pour caractériser la nature d'un choc (C ou J) : la vitesse du choc, l'intensité du champ magnétique et le taux d'ionisation en sont des exemples. La figure 4.2 propose une distinction entre les chocs de type C et J en fonction de l'intensité du champ magnétique, les deux autres paramètres étant fixés.

Cas du choc stationnaire J Si le champ magnétique est nul, ou négligeable, les équations de Rankine-Hugoniot pour un choc MHD peuvent être directement approximées par les équations

de Rankine-Hugoniot pour un choc HD. Aussi, si le gaz est significativement ionisé, le couplage collisionnel entre les particules chargées et les particules neutres sera suffisamment important pour que l'ensemble du fluide se comporte comme un fluide *unique*³. Il y aura alors beaucoup de similitudes avec le cas des ondes HD présenté ci-dessus. D'autre part la vitesse magnétosonique est toujours supérieure à la vitesse du son. L'équation 4.6 impose en effet que $v_{\text{mgs}} > c_s$. Mais si la vitesse du choc est supérieure à la vitesse magnétosonique, aucune onde ne peut se propager en avant du choc et cela revient aux considérations de fluide unique. Là encore, il y aura beaucoup de similitudes avec le cas des ondes HD présentées ci-dessus.

Dans ces trois cas de figure, avec un champ magnétique faible, avec une fraction d'ionisation importante ou avec une vitesse de choc telle que $v_{\text{choc}} > v_{\text{mgs}} > v_s$, ni le fluide neutre ni le fluide chargé ne peuvent être "avertis" de l'arrivée du choc⁴. La discontinuité des variables MHD entre le milieu pré-choc et le milieu post-choc est alors brutale, et on parle de **choc-J**, pour *jump* (voir Fig. 4.2-a-b).

Cas du choc stationnaire C Si à l'inverse la vitesse du choc respecte $v_{\text{mgs}} > v_{\text{choc}} > v_s$ et que la fraction d'ionisation est faible, les composantes neutre et chargée du gaz sont découplées. Cette situation se produit en présence d'un champ magnétique significatif : les particules chargées sont couplées au champ magnétique, ce qui n'est pas le cas des particules neutres. Puisque les fluides chargé et neutre sont accélérés différemment, ils peuvent avoir des vitesses relatives très grandes au sein du choc. L'existence de cette différence de vitesse, c'est-à-dire d'une vitesse de dérive entre particules chargées et neutres génère une friction entre ces particules, aussi appelée *diffusion ambipolaire* (phénomène initialement proposé par Mullan 1971). Pour reprendre l'analogie précédente, le fluide chargé est averti de l'arrivée du choc avant le fluide neutre. Les collisions entre les particules neutres et les particules chargées du fluide couplent les deux composantes du fluide. Le gaz neutre est lui aussi accéléré et chauffé. Si le couplage entre le fluide chargé et le fluide neutre est suffisant pour qu'il n'y ait pas de discontinuité des variables MHD du fluide neutre on parle de choc-C, pour *continuous* (Draine et al., 1983), puisque les variables physiques des fluides restent continues dans tout le choc (voir Fig. 4.2-c)

Condition d'existence des chocs-C Le développement d'un choc-C requiert une condition supplémentaire à celles énoncées préalablement. Il ne doit pas entraîner une dissociation excessive du dihydrogène (H_2) : il y a là une limitation "chimique" à l'existence des chocs-C. Le H_2 est le principal refroidisseur du gaz chaud. S'il est dissocié, une boucle de rétroaction positive se met en place : l'élévation de la température conduit à une augmentation de la dissociation du H_2 et à une augmentation de la fraction d'ionisation qui renforce la friction entre les fluides neutre et ionisé et chauffe d'autant plus le gaz. Le chauffage est donc impulsif, nous avons affaire à un choc J. Selon Le Bourlot et al. (2002), cette vitesse est de l'ordre de $60\text{-}70 \text{ km.s}^{-1}$ pour une densité pré-choc de 10^4 cm^{-3} . Draine et al. (1983) avait proposé, avec un modèle plus simple toutefois, une vitesse limite de $40\text{-}50 \text{ km.s}^{-1}$. La figure 4.3 présente les conditions d'existence d'un choc-C en fonction de la densité du gaz et de la vitesse du choc. Cette figure montre que la vitesse supérieure admissible pour le développement d'un choc-C est la vitesse magnétosonique pour les faibles densités ($n_{\text{H}} < 2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$) et la vitesse provoquant la dissociation du H_2 aux densités $n_{\text{H}} > 3 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$. Dans la suite, lorsque nous parlerons de chocs-C il sera donc implicitement admis qu'ils ne peuvent pas être dissociatifs⁵.

3. L'appellation de fluide unique décrit un fluide dont toutes les composantes (atomes ou molécules ; particules chargées et particules neutres) ont la même vitesse.

4. Du moins, pas par des ondes susceptibles de provoquer une compression mécanique.

5. En réalité, les chocs-C peuvent être légèrement dissociatifs. Ils ne le sont pas suffisamment pour qu'une boucle de rétroaction positive s'installe, qui provoque l'évolution du choc-C en choc-J.

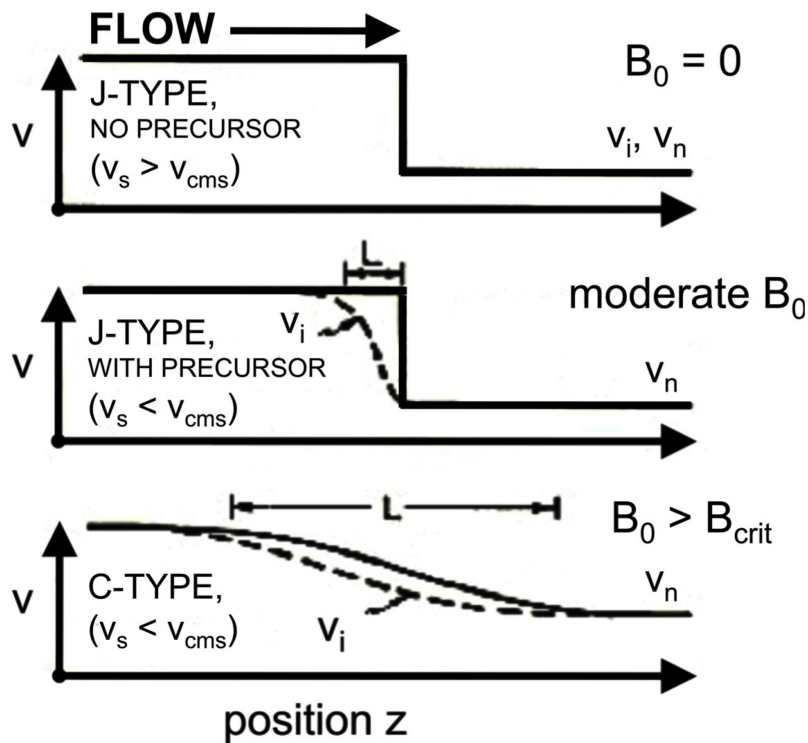


FIGURE 4.2: Structure schématique d'un choc pour trois intensités de champ magnétique. Les trois structures de choc (choc-J sur le panneau (a), choc-CJ au panneau (b) et choc-C au (c)) présentent les vitesses des fluides neutre et ionisé dans le référentiel du front de choc en fonction de la position des particules dans le choc. Figure adaptée de [Draine \(1980\)](#).

Chocs intermédiaires, cas des chocs-CJ Pour rendre compte de chocs n'ayant pas encore atteint le caractère stationnaire tels que les chocs J et C présentés ci-dessus, il est nécessaire d'étudier des chocs non stationnaires. C'est le cas notamment pour l'étude des chocs associés à des étoiles dont la formation débute, dont l'âge est typiquement inférieur à $\sim 10\,000$ ans. Dans ce cas de figure, les chocs associés sont trop jeunes pour avoir atteint la stationnarité. À l'heure actuelle il n'est pas possible d'étudier ces chocs non-stationnaires en maintenant le degré de complexité micro-physique proposé par les modèles (e.g., modèle de Paris-Durham, voir 4.7). Une approximation de ces chocs non stationnaires par une association de chocs stationnaires s'est montrée efficace ([Chieze et al. 1998](#), voir aussi [Lesaffre et al. 2004a,b](#)). Ces travaux associent d'une part le précurseur magnétique des chocs-C stationnaires au caractère impulsif des chocs-J stationnaires. Cela revient à considérer que le chauffage par les collisions ions-neutres dans le pré-choc préchauffe et pré-comprime le gaz, mais qu'un saut des variables hydrodynamiques du fluide neutre perdure au passage du front de choc. Une telle transition ne conserve pas la continuité des variables hydrodynamiques du fluide neutre, on parle alors de choc-CJ. Le terme CJ vient du fait que le choc présente simultanément des caractéristiques associées aux deux type de chocs stationnaires (C et J).

La région qui nous intéresse dans le cadre de ce manuscrit, W43-MM1, sera étudiée sous l'hypothèse que des chocs de type C s'y développent. Il n'y a en effet aucune raison de suspecter que le champ magnétique y soit nul, et les vitesses de choc que l'on observe sont faibles (voir chap. 5).

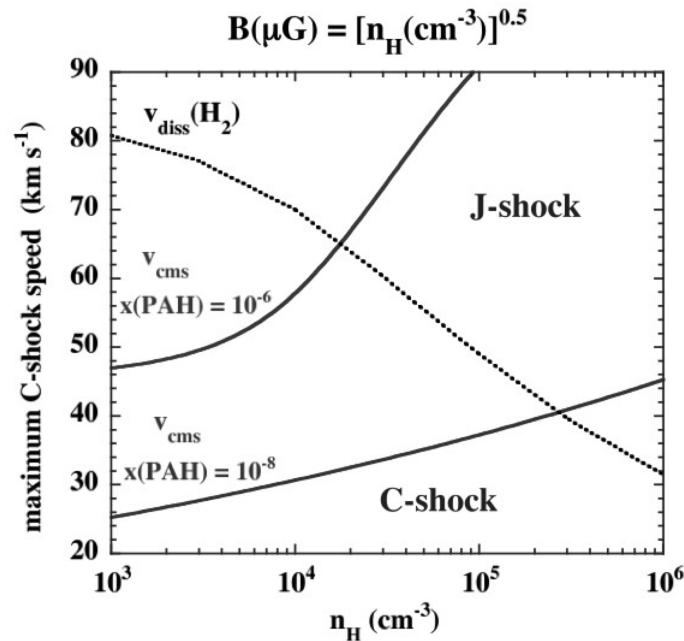


FIGURE 4.3: Domaine d'existence des chocs-C et J dans le modèle de Flower & Pineau des Forêts (2003), en fonction de la densité pré-choc pour deux valeurs de l'abondance fractionnelle des PAHs ($X(\text{PAH}) = 10^{-6}$ et 10^{-8}), pour un taux d'ionisation cosmique $\zeta = 10^{-17} \text{s}^{-1}$ et pour une valeur de champ magnétique fixée par la loi retranscrite au dessus de la figure. La vitesse magnéto-sonique dans le fluide chargé est notée V_{cms} . La courbe $V_{\text{diss}}(\text{H}_2)$ indique la vitesse limite au-delà de laquelle H_2 est dissocié. A basse densité la vitesse des chocs-C est limitée par la vitesse magnéto-sonique dans le fluide chargé. A haute densité la vitesse des chocs-C est limitée par la dissociation de H_2 .

4.4 Évolution de la température du gaz au passage d'un choc

4.4.1 Profil de température des différents types de choc

La figure 4.4 compare les profils en température de trois chocs de types C, CJ et J obtenus avec le modèle de Paris-Durham (voir section 4.7). Ces chocs se déplacent à 25 km.s^{-1} dans un milieu de densité 10^4 cm^{-3} où règne un champ magnétique transverse d'intensité 0.1 mG pour le choc-J et de 1 mG pour les chocs-C et CJ. À paramètres d'entrées équivalents (hors champ magnétique), le gaz atteint des températures beaucoup plus élevées dans un choc-J que dans un choc-C. Le choc-CJ, lui, associe le caractère continu de l'élévation en température du choc-C (lorsque le choc est assez âgé, e.g. à 500 ans, en rouge sur la figure 4.4), avec le pic brutal et discontinu lié au choc J. Dans le choc J, le chauffage est impulsif au niveau du front de choc. Le refroidissement n'intervient qu'ensuite, ce qui explique le pic élevé de température. De façon différente, dans le choc-C, le précurseur magnétique a déjà chauffé le gaz avant l'arrivée du choc. Le chauffage du gaz et le refroidissement radiatif opèrent de concert. Le chauffage du gaz neutre est le produit des collisions avec les particules chargées. Son refroidissement se fait par rayonnement d'émissions moléculaires, les molécules n'étant pas dissociées dans un choc-C. Pour les chocs-CJ, le couplage entre fluide neutre et fluide chargé par le précurseur magnétique n'est pas assez grand pour que les paramètres du gaz neutre soient continus lors du passage du choc. Le gaz neutre est partiellement pré-chauffé et pré-comprimé par le précurseur magnétique, mais il subit le passage du front de choc et son élévation de température impulsif. En d'autres termes, le chauffage dans un choc-J est dû à la forte compression que subit le gaz au passage du choc. Dans un choc-C, le précurseur

magnétique pré-chauffe et pré-comprime le gaz. Un choc-CJ associe ces deux caractéristiques : il sera partiellement pré-chauffé et pré-comprimé par le précurseur magnétique puis son chauffage et sa compression seront accentués au passage du front de choc.

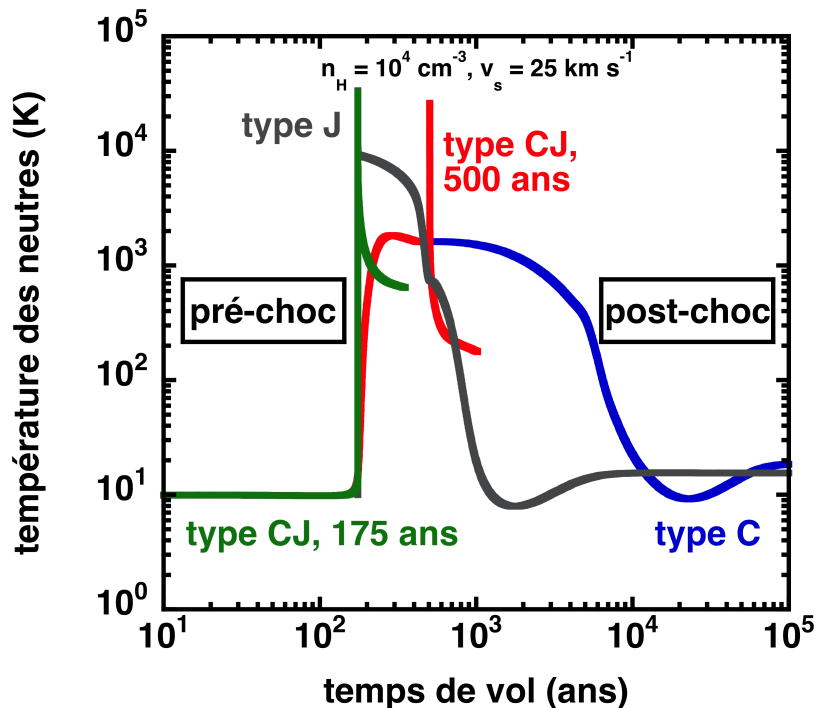


FIGURE 4.4: Comparaison des profils en température de chocs transverses J (trait gris), C (trait bleu) et CJ (traits vert et rouge, pour un choc de 175 ans et de 500 ans respectivement) se propageant tous les trois à une vitesse de 25 km.s^{-1} dans un nuage moléculaire de densité $n_H = 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Le champ magnétique est de $B = 0.1 \text{ mG}$ pour le choc-J et de 1 mG pour les deux autres.

4.4.2 Bilan énergétique du choc

Dans le référentiel du front de choc, l'énergie du gaz pré-choc se présente exclusivement sous forme d'énergie cinétique. Pour un choc-J, environ 15/16 de cette énergie cinétique est convertie en énergie thermique désordonnée (voir Fig. 4.5). Lors d'un choc-C ou CJ, une partie de cette énergie cinétique est cédée au champ magnétique, le reste étant converti en énergie thermique. Pendant la phase radiative qui suit, les collisions entre les particules du gaz peuplent les états excités des différentes espèces chimiques du gaz. Cela augmente l'énergie interne non thermique du gaz. Une espèce chimique ainsi excitée retourne à son état fondamental en émettant une radiation à une longueur d'onde qui dépend de l'espèce et de la transition considérée. Par une succession d'excitations et de retours au niveau fondamental, l'énergie thermique est transformée en rayonnement (voir Fig. 4.5).

4.4.3 Principaux refroidisseurs des chocs

Le dihydrogène est le principal refroidisseur du gaz, tant que la température n'est pas suffisante pour le dissocier. Selon le type de choc, les températures maximales atteintes seront différentes (voir fig. 4.4). Cela a des conséquences chimiques non négligeables et, d'une certaine façon, à chaque température correspond un refroidisseur privilégié. Les deux illustrations supérieures de la figure 4.6

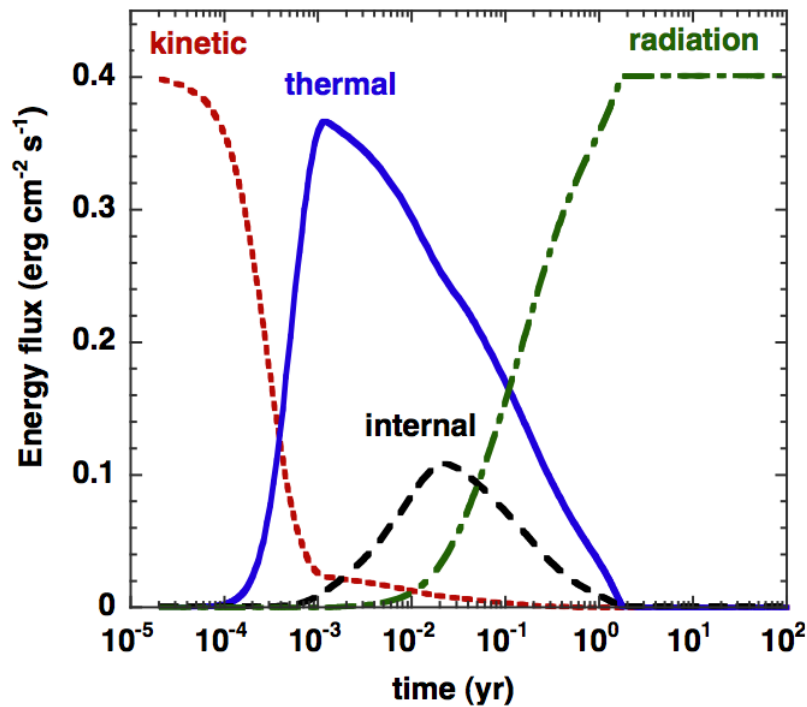


FIGURE 4.5: Bilan d'énergie comprenant l'énergie cinétique, thermique, interne et radiative au passage d'un choc-J de 15 km.s^{-1} dans un milieu de densité $n_{\text{H}} = 10^5 \text{ cm}^{-3}$, sans champ magnétique. Extrait de Flower et al. (2003).

montrent le profil de température d'un choc dissociatif, et l'évolution des éléments H_2 , H et H^+ le long du choc.

Les gaz les plus chauds, au delà de 10^6 K , se refroidissent par de l'émission dans le domaine des rayons X , par bremsstrahlung ou par des raies d'éléments atomiques extrêmement ionisés (Lequeux, 2005). Pour les gaz chauds ($10^4 \text{ K} < T < 5 \times 10^5 \text{ K}$) le refroidissement est principalement assuré par les recombinaisons atomiques en $\text{H}\alpha$, de l'oxygène ionisé (O II) et doublement ionisé (O III), et de l'azote ionisé (N II) (McKee & Hollenbach, 1980). Pour une température située entre $\sim 500 \text{ K}$ et $\sim 8000 \text{ K}$, le refroidissement est principalement assuré par l'oxygène atomique, comme on peut le voir sur les deux illustrations du bas de la figure 4.6. D'autres éléments participent, avec un impact moindre, au refroidissement. Ce sont les atomes et ions C I , N I , C II , N II , Si II et Fe II (e.g., Lesaffre et al., 2013). Lorsque la température est suffisamment basse pour permettre au H_2 de se reformer à la surface des grains de poussière, il redevient le principal refroidisseur du gaz. A plus basse température encore, l'oxygène atomique disparaît de la phase gazeuse pour être recombinaison sous forme de molécules telles que CO , H_2O , OH , ... Ces molécules deviennent alors les refroidisseurs principaux. La suite du manuscrit est consacrée à une molécule de moindre abondance, issue elle aussi d'une oxydation : le monoxyde de silicium (SiO).

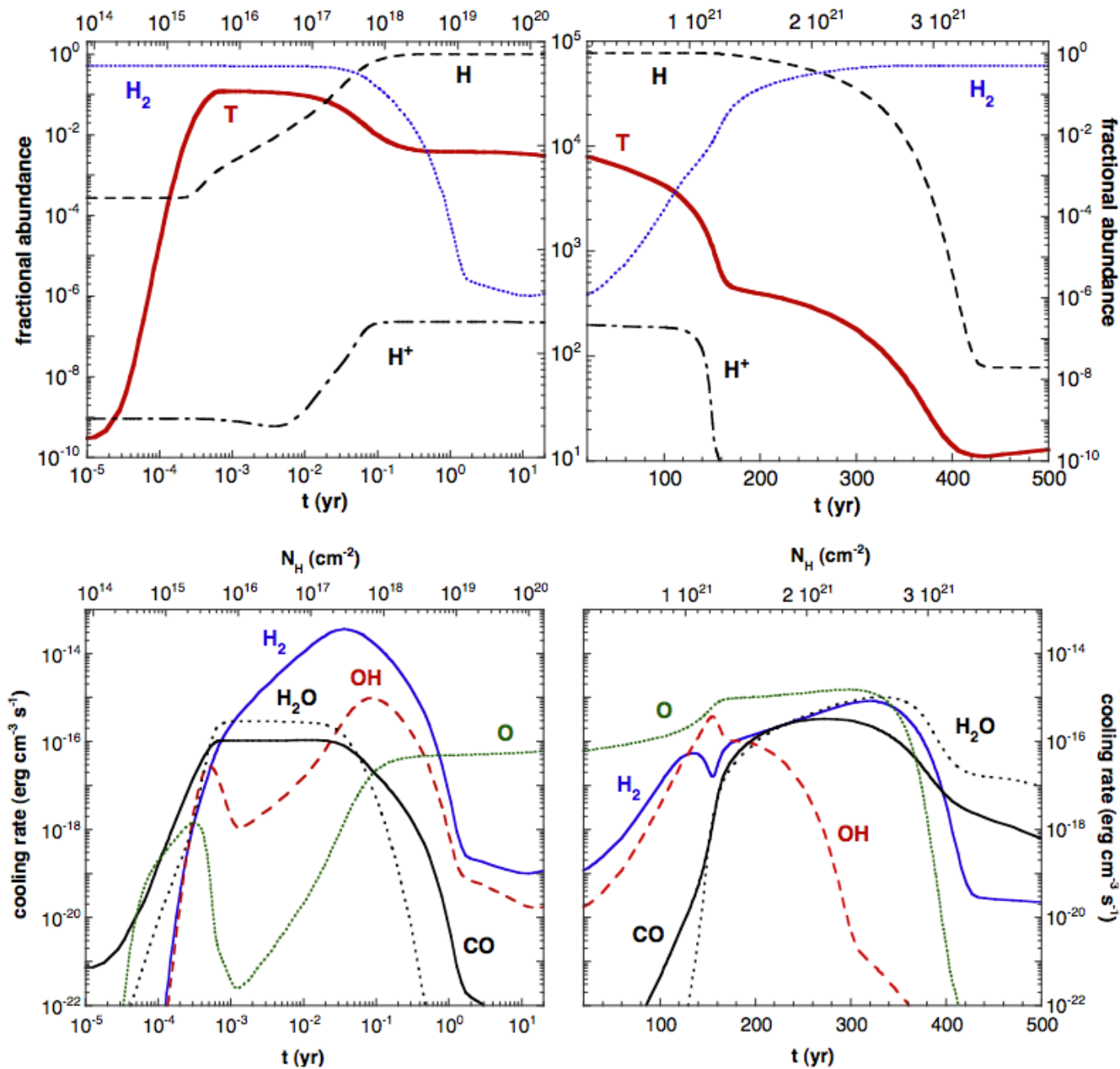


FIGURE 4.6: **Haut** : Profils de température et d'abondance du H_2 , H et H^+ pour un choc dissociatif de 25 km.s $^{-1}$ évoluant dans un milieu de densité $n_H = 10^4$ cm $^{-3}$, sans champ magnétique. **Bas** : Taux de refroidissement de certaines espèces pour le choc présenté sur les panneaux supérieurs. Figure extraite de Flower et al. (2003).

4.5 Le SiO, utilisé comme traceur de formation stellaire

La molécule de SiO a été détectée pour la première fois (transition $J = 3 \rightarrow 2$) par [Wilson et al. \(1971\)](#) dans un nuage du centre de la Galaxie, Sagittarius B2, identifié depuis comme étant une région de formation d'étoiles (e.g., [Lis & Goldsmith, 1989, 1990](#)). Cette première détection fût confirmée peu après par [Dickinson \(1972\)](#) (transition $J = 2 \rightarrow 1$) qui observèrent également cette dernière transition dans le nuage moléculaire géant Orion A, connu pour héberger la région la plus proche de la Terre formant des étoiles massives (e.g., [Johnson, 1965; Walker, 1972](#)). Des études plus récentes montrent la détection de nombreuses transitions (de $J = 2 \rightarrow 1$ à $J = 11 \rightarrow 10$) du SiO dans les jets et flots d'étoiles en formation (e.g., [Bachiller et al., 1991; Martin-Pintado et al., 1992; Codella et al., 1999; Nisini et al., 2007](#)).

D'importantes variations d'abondance du SiO ($X_{\text{SiO}} = \text{N}(\text{SiO})/\text{N}(\text{H}_2)$) ont été rapportées entre les régions calmes et froides et les régions dynamiques. Pour ne citer qu'eux, [Martin-Pintado et al. \(1992\)](#) rapportent en moyenne, dans L1448, des abondances dans les zones choquées mille fois supérieures à celles des zones calmes environnantes. Cet écart atteint cinq ordres de grandeur en considérant les extremum d'abondances des deux milieux (j'invite le lecteur intéressé à consulter aussi [Ziurys et al. 1989](#)).

Jusqu'aux travaux de [Le Picard et al. \(2001\)](#), deux hypothèses avaient été émises pour expliquer ces fortes variations d'abondance du SiO. La première propose que les molécules composées de silicium sont fortement déplétées sur les grains dans les régions froides et calmes. Dans les régions dynamiques, son abondance augmente via des chocs locaux qui détruisent partiellement les grains, libérant le Si dans la phase gazeuse ([Schilke et al., 1997; Gueth et al., 1998](#)). Le Si peut alors être oxydé en phase gazeuse pour former le SiO. La production du SiO en phase gazeuse est dominée par deux réactions, utilisées dans presque tous les modèles (e.g., [Herbst et al., 1989](#)) :



La seconde hypothèse ([Ziurys et al., 1989](#)) invoque une température d'activation pour la réaction (4.10) aux alentours de 90 K, qui lierait alors la production de SiO à la température cinétique du gaz. Ce scénario permettrait d'expliquer les faibles abondances de SiO dans les nuages denses (froids) et les plus grandes abondances dans les régions de formation stellaire, chauffées par les chocs ([Martin-Pintado et al., 1992; Dutrey et al., 1997; Le Picard et al., 2001](#)).

[Le Picard et al. \(2001\)](#) ont mesuré en laboratoire le taux de la réaction (4.10) dans la plage de température 15-300 K. Il montre que la réaction n'a pas de température d'activation, et même que le taux de réaction augmente lorsque la température décroît entre 300-30 K (voir Fig. 4.7). Son étude invalide donc l'hypothèse de [Ziurys et al. \(1989\)](#).

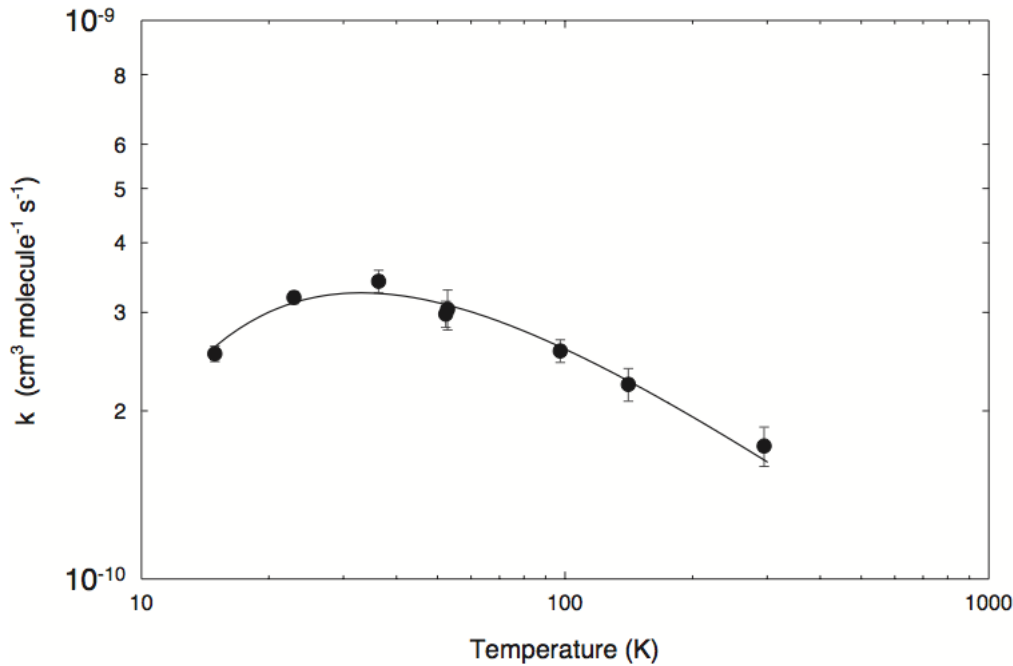


FIGURE 4.7: Taux de la réaction chimique (4.10). Les données expérimentales sont ajustées par l'expression suivante : $1.72 \times 10^{-10} (T/300 \text{ K})^{-0.53} \exp(-17 \text{ K}/T) \text{ cm}^{-3} \text{ molécule}^{-1} \text{ s}^{-1}$ (Le Picard et al., 2001).

4.6 Modélisation de l'émission du SiO

Schilke et al. (1997) étudient la production du SiO induit par la propagation d'un choc de type C. Ils utilisent pour cela le code de Paris-Durham (décrit à la section 4.7), qui permet l'étude chimique et structurale pour ce type de choc (entre autres). Leurs travaux bénéficient à l'époque de récentes évolutions du code. Les réseaux chimiques y ont été considérablement améliorés par rapport aux premières versions du modèle. Le modèle intègre dorénavant des espèces porteuses d'azote (Pineau des Forets et al., 1990), de soufre (Pineau des Forets et al., 1993) et surtout, de silicium (Flower et al., 1996), indispensable à la formation du SiO. De plus le *sputtering* des grains (voir fig 4.8, Flower & Pineau des Forets 1994 et Flower et al. 1995) avec les rendements obtenus via des simulations Monte Carlo (Field et al., 1997) ainsi que l'érosion des cœurs réfractaires des grains (voir fig 4.8, Flower & Pineau des Forets 1995 et Flower et al. 1996) ont été incorporés au modèle. Schilke et al. (1997) s'intéressent à une grille de modèles de chocs couvrants une vitesse de chocs entre 10 et 40 km.s^{-1} et une densité pré-chocs $10^4 < n_{\text{H}} < 10^7 \text{ cm}^{-3}$. Dans ces modèles, la composante transverse du champ magnétique est lié à la densité par la relation $B[\mu\text{G}] = \sqrt{n_{\text{H}} [\text{cm}^{-3}]}$. Ils considèrent les deux situations basiques pour lesquelles (i) 100% du Si est placé dans le cœur réfractaire des grains (ii) 90% du Si est placé dans le cœur réfractaire des grain et 10% dans leurs manteaux. Schilke et al. (1997) concluent que, dans l'intervalle de vitesse étudié, les manteaux des grains sont rapidement et complètement détruits. Ainsi, tout le Si placé initialement dans les manteaux est relâché en phase gazeuse. Une fois libéré il réagit avec l'oxygène moléculaire ou avec l'hydroxyde (voir réactions 4.10 et 4.11) pour former du SiO. Il en va de même du Si placé dans le cœur réfractaire, qui est libéré dans la phase gazeuse pour des chocs supérieurs à 25 km.s^{-1} . Le SiO est finalement oxyde a son tour en SiO₂. Schilke et al. (1997) notent que les profils de raies fournis par les deux scena-

rii pour une vitesse de choc $\sim 25 \text{ km.s}^{-1}$ sont similaires. Ils précisent que pour le scénario (ii) les intensités des raies sont très sensibles à la vitesse du choc.

Interactions Grain-Gaz

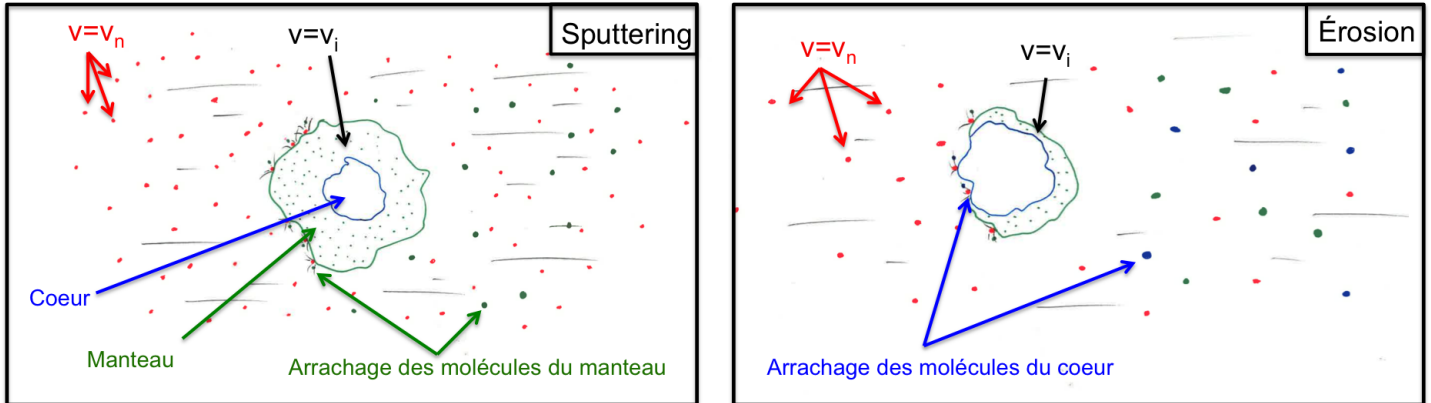


FIGURE 4.8: Interactions gaz-grain.

Gusdorf et al. (2008a) revisitent les travaux de Schilke et al. (1997) en y incorporant les progrès faits durant la décade séparant les deux études. Ces améliorations, en suivant un ordre chronologique portent sur, (i) les seuils d'érosion du cœur réfractaire des grains silicatés utilisés dans les modèles, l'olivine (MgFeSiO_4) (May et al., 2000) (ii) les taux de la réaction d'oxydation du silicium en phase gazeuse (réaction 4.10) (Le Picard et al., 2001) (iii) le refroidissement du milieu par l'émission radiative du dihydrogène, le principal refroidisseur du post-choc (Le Bourlot et al., 2002) (iv) l'amélioration de la dynamique et de la charge des grains dans le code de Paris-Durham (Flower & Pineau des Forêts, 2003). Ils étudient une grille de modèles de chocs explorant les densités pré-choc de 10^4 à 10^6 cm^{-3} et les vitesses de chocs de 20 à 50 km.s^{-1} pour lesquels le silicium est placé dans le cœur réfractaire des grains, sous forme d'olivine. Ils montrent que l'érosion du cœur réfractaire n'est efficace que pour des vitesses de chocs $v_s \geq 25 \text{ km.s}^{-1}$. Ce résultat est une conséquence directe de la mise à jour des calculs de May et al. (2000) sur les seuils d'érosion. Ils trouvent des abondances de SiO en moyenne un ordre de grandeur en dessous de celles de Schilke et al. (1997), dues aux améliorations intégrées au code par rapport à ce dernier. En confrontant leurs modèles aux observations de SiO dans les flots de L1448 (Bachiller et al., 1991; Nisini et al., 2007) et L1157 (Zhang et al., 1995; Nisini et al., 2007), ils parviennent à interpréter les observations à l'aide de modèles de chocs, mais les solutions obtenues sont trop dégénérées pour être contraignantes.

Pour réduire cette dégénérescence, Gusdorf et al. (2008b) étudient simultanément les émissions de deux molécules, H_2 et SiO, dans L1157 (e.g., Bachiller et al., 1991; Zhang et al., 1995; Nisini et al., 2007) qu'ils contraignent par des modèles de chocs. Sur le plan observationnel, cette étude simultanée est motivée par l'excellente correspondance entre ces deux molécules pour tracer les chocs : à la résolution spatiale dont ils disposent, les régions d'émission de SiO et de H_2 coïncident remarquablement, ce qui suggère que les deux molécules tracent le même choc. Sur le plan des modèles, une telle étude ne peut se faire qu'à l'aide d'un modèle de chocs dont l'auto-cohérence permet de simuler les émissions de H_2 et de SiO dans une même structure de choc. C'est le cas du modèle de Paris-Durham, présenté à la section 4.7, qu'ils utilisent dans leurs travaux. En s'appuyant sur les observations H_2 , Gusdorf et al. (2008b) montrent que les chocs stationnaires C échouent à reproduire simultanément les colonnes densités des hautes transitions (v, j) de H_2 , et ses transitions fondamentales ($v = 0, j$). Antérieurement, des études avaient démontré la nécessité de considérer des chocs non-stationnaire (choc-CJ) pour contraindre les transitions vibrationnelles et rovibration-

nelles du dihydrogène dans les flots (e.g., Flower et al., 2003; Giannini et al., 2004, 2006) et dans les restes de supernovæ (Cesarsky et al., 1999). Gusdorf et al. (2008b) utilisent alors des chocs-CJ pour reproduire les observations de H₂. Pour que de tels modèles puissent aussi reproduire les observations de SiO, ils montrent qu'il est nécessaire de placer une partie du silicium directement dans le manteau des grains.

Dans une étude de 2009, Guillet et al. (2009) montrent que la destruction de la poussière, auparavant étudiée pour des chocs-C (Schilke et al., 1997; Gusdorf et al., 2008a) et CJ (Gusdorf et al., 2008b), peut aussi être générée dans les chocs-J de même vitesse, via la vaporisation des grains (efficace pour des vitesses de choc au delà de $\sim 20\text{-}25 \text{ km.s}^{-1}$) lors d'interactions grains-grains (voir fig. 4.9 pour les différents types d'interactions grains-grains). Ils s'appuient sur un meilleur traitement de la distribution en taille des grains, de leur dynamique et de leur charge (Guillet et al., 2007). Ils montrent que les chocs-J sont capables de relâcher en phase gazeuse autant de Si que les chocs-C présentés par Gusdorf et al. (2008a), dans la plage de vitesse de $27\text{-}30 \text{ km.s}^{-1}$ (voir figure 4.10). Hélas, les travaux de Guillet et al. (2009) ne vont pas jusqu'à traiter du transfert de rayonnement pour le SiO.

Le traitement des interactions grains-grains (voir fig. 4.9) génère beaucoup de grains de petites tailles, chargés, qui vont modifier la structure thermique du choc (Guillet et al., 2011). En prenant en compte ces interactions, les chocs sont plus étroits et plus chauds, ce qui pose un problème : l'émission de SiO y est insuffisante pour expliquer les observations si le Si est placé exclusivement dans les cœurs des grains. La solution est de nouveau de placer une partie du Si dans le manteau des grains (Anderl et al. 2013 et Leurini et al., accepté).

4.7 Modèle de chocs de Paris Durham

4.7.1 Généralités

Le modèle de choc de *Paris-Durham* a été conçu pour l'étude des chocs MHD unidimensionnels dans le milieu interstellaire. Une première description informatique du code peut être trouvée dans Heck et al. (1990). Le modèle de choc lui-même a été intensivement mis au point et développé par D.R Flower et G. Pineau-des-forêts depuis lors (e.g., Flower et al., 1985, 1986; Pineau des Forets et al., 1986a; Flower & Pineau-Des-Forets, 1986; Pineau des Forets et al., 1986b, 1987; Flower & Pineau des Forets, 1987; Pineau des Forets et al., 1988; Flower et al., 1989; Pineau des Forets et al., 1989; Flower & Pineau des Forets, 1994, 1995; Flower et al., 1996; Flower & Pineau des Forêts, 2003; Flower & Pineau Des Forêts, 2010; Flower & Pineau des Forêts, 2012) dont les efforts ont été rejoints par de nombreux collaborateurs (notamment S. Cabrit, P. Lesaffre, et A. Gusdorf) avec pour objectif principal de pouvoir décrire la physique des chocs dus aux flots émis par les étoiles en formation (voir chap. 1). Le modèle permet ainsi de simuler la propagation d'un choc-C ou J, mais aussi d'approximer la propagation d'un choc non stationnaire CJ (voir définitions à la section 4.2) au sein du milieu interstellaire.

4.7.2 Entrées-Sorties

De nombreux paramètres d'entrée permettent de simuler la propagation d'ondes de chocs dans des environnements variés, paramètres dont la description exhaustive dépasse le cadre de ce manuscrit. Les paramètres nous intéressant directement dans le cadre de l'étude qui sera proposée à la section 5.4 sont (i) la vitesse du choc v_{choc} , (ii) la densité dans le pré-choc n_{H} , (iii) l'intensité de la composante transverse du champ magnétique au travers de la variable b^6 et (iv) la présence, ou

6. La variable b entre dans la définition du champ magnétique des modèles, qui suit $B [\mu\text{G}] = b \times \sqrt{n_{\text{H}}[\text{cm}^{-3}]}$

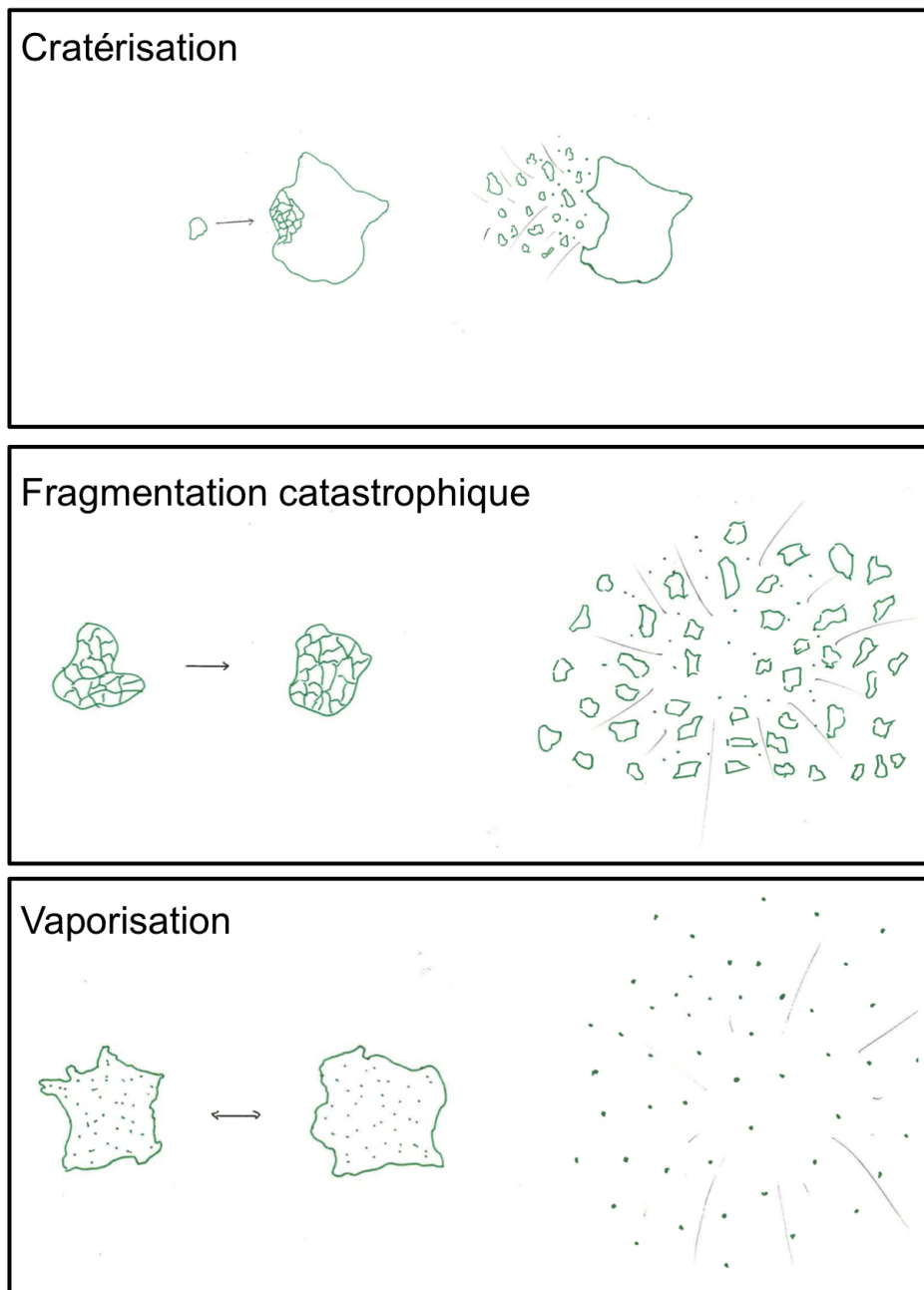


FIGURE 4.9: Interactions gaz-grain. **Haut** : La cratérisation est la conséquence d'une collision à une vitesse $v > v_{\text{crat}}$ entre deux grains de tailles différentes. L'énergie du choc n'est pas suffisante pour entraîner une destruction totale des deux protagonistes. **Milieu** : La fragmentation catastrophique apparaît lors de la percussio de deux grain de tailles semblables à $v > v_{\text{frag}}$. **Bas** : La vaporisation est la conséquence d'un choc entre deux grains de tailles semblables à $v > v_{\text{vap}}$. Il faut noter que la cratérisation et la fragmentation catastrophique s'accompagnent aussi d'une vaporisation partielle. Les vitesses v_{crat} , v_{frag} et v_{vap} dépendent de la taille des grains qui sont considérées. Ces vitesses critiques peuvent être trouvées dans [Jones et al. \(1996\)](#) pour une taille de grain allant de 50 Å à 1000 Å.

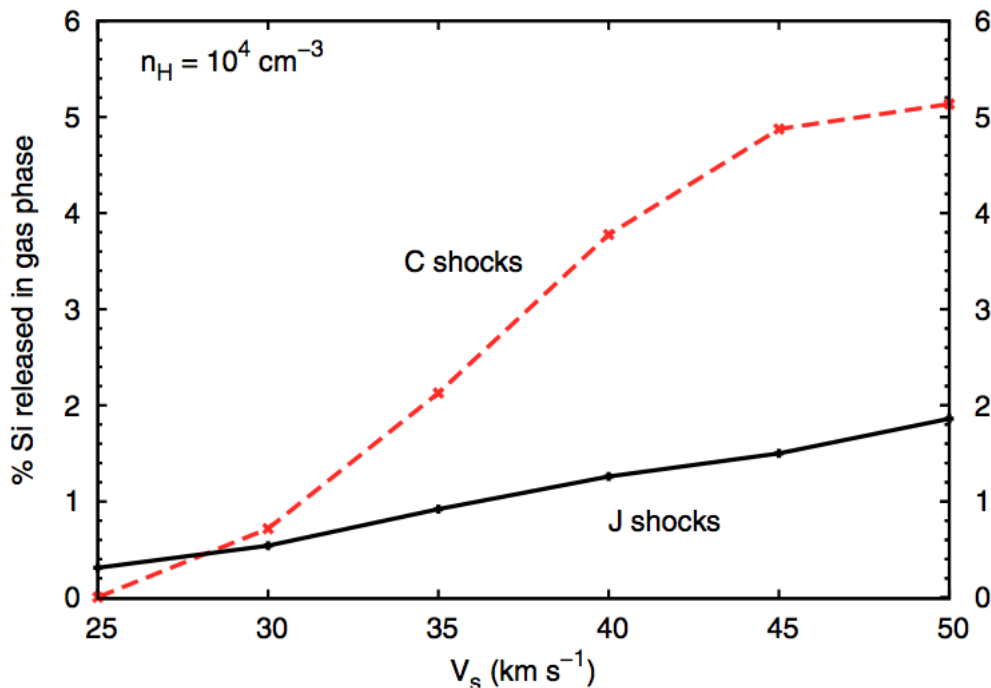


FIGURE 4.10: Pourcentage de Si relâché dans la phase gazeuse en fonction de la vitesse de choc pour des chocs C (Gusdorf et al., 2008a) et des chocs J (Guillet et al., 2009) incluant les processus de vaporisation. Les chocs se propagent dans un nuage moléculaire de densité $n_H = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ et $B = 100 \mu\text{G}$. Figure extraite de Guillet et al. (2009).

non, d'une source ionisante dans le milieu pré-choc qui est ajustée via la variable G_0 (voir section 5.4 et Lesaffre et al. 2013).

Le code fournit en retour des prédictions de l'émissions des transitions moléculaires dans le domaine submillimétrique et infrarouge. Plus précisément les densités de population des niveaux d'énergie pour les molécules SiO, CO, ortho- et para- H_2 , ortho- et para- H_2O et ortho- et para- NH_3 sont générées. En supplément de ces émissions moléculaires, le code fournit aussi les spectres des raies interdites des atomes et ions suivants : [C I], [C II], [N I], [N II], [O I], [O II], [Si I], [Si II], [S I], [S II] et [Fe II].

4.7.3 Limitations

Si le modèle de Paris-Durham est particulièrement puissant et permet de modéliser de nombreux chocs du milieu interstellaire un certain nombre de limitations doivent être gardées à l'esprit lors de son utilisation.

En premier lieu, il s'agit d'un code à une dimension. Cela implique qu'aucun écoulement de fluide ne peut avoir lieu dans le plan du choc comme c'est le cas dans la réalité. Une conséquence directe est aussi que les prédictions du modèle en termes de température de transition doivent être comparées aux observations de température de brillance, c'est à dire corrigées de tout problème de *filling factor*.

Il est aussi crucial de savoir que le code de Paris-Durham n'est plus valable pour des chocs supérieurs à 50 km.s^{-1} . En effet, au delà de cette vitesse, le milieu choqué est le siège de conditions si extrêmes que des rayonnements ultra-violetts sont émis. Cette émission est naturellement isotrope

et se propage notamment en direction du pré-choc à la vitesse de la lumière. Ces radiations forment un *précurseur radiatif* en avant du front de choc. Ce précurseur chauffe, dissocie (pour $v_{\text{choc}} > 50 \text{ km.s}^{-1}$) et ionise (pour $v_{\text{choc}} > 90 \text{ km.s}^{-1}$) le gaz du pré-choc. Ces chocs à précurseurs radiatifs sont difficiles à traiter numériquement pour deux raisons : (i) les radiations ultra-violettes internes au choc imposent d'effectuer des calculs de transfert de rayonnement pour déterminer l'état d'ionisation dans le pré-choc (ce traitement serait plus coûteux que la considération de champ UV externe faite par [Lesaffre et al. 2013](#)) et (ii) l'effet de retour du choc sur le milieu pré-choc interdit l'usage des méthodes classiques pour lesquelles les intégrations reposent sur une région pré-choc indépendante du choc.

5

Chocs haute et basse vitesse dans les structures denses de W43-MM1

Sommaire

5.1	Objectifs et résumé de l'article II	105
5.2	Article II : "Colliding flows forming the W43-MM1 ridge, revealed by extended SiO emission"	106
5.3	Discussion I de l'article et paramétrisation des chocs basse vitesse	116
5.3.1	Contraintes observationnelles sur les vitesse de chocs	116
5.3.2	Densités du milieu pré-choc	117
5.3.3	Champ magnétique	117
5.3.4	Intensité du rayonnement	117
5.4	Discussion II de l'article et contraintes sur le processus physique de formation du SiO	119
5.4.1	La grille de modèles	119
5.4.2	L'abondance du SiO : colonne de densité modélisées et observées	121
5.4.3	L'émission moléculaire du SiO(2-1) : modèles et observations	126
5.5	Projet en cours	131
5.5.1	Diagramme d'excitation	131
5.5.2	Diagrammes d'intensité intégrés pour W43-MM1	132

5.1 Objectifs et résumé de l'article II

Il a été récemment proposé que l'émission de la molécule de SiO traçait les chocs liés à la formation des structures denses (Jiménez-Serra et al., 2010; Nguyen Luong et al., 2011a, 2013; Sanhueza et al., 2013; Duarte-Cabral et al., 2014). Ces études ne peuvent cependant pas réfuter que l'émission moléculaire de SiO qu'elles détectent provienne en majorité, voire en totalité, d'un amas de flots extrêmes émanant de proto-étoiles non détectées. Par exemple, la plupart de l'émission SiO détectée par Jiménez-Serra et al. (2010) le long du nuage moléculaire G035.39-00.33 peut être attribuée à des proto-étoiles identifiées par Nguyen Luong et al. (2011a). Quant à l'émission SiO étudiée par Duarte-Cabral et al. (2014) autour des proto-étoiles massives de Cygnus X, la plus grande majorité reste liée à des flots protostellaires détectés en CO (Duarte-Cabral et al., 2013). Les ridges W43-MM1 et W43-MM2 sont les deux régions qui, après le centre de notre galaxie (CMZ, Martin-Pintado et al. 1997), présentent l'émission SiO la plus forte et la plus clairement étendue (Nguyen Luong et al., 2013). Le nombre de positions vers lesquelles le SiO a été détecté (35 beams indépendants) et l'intensité de ses raies ($0.8-9 \text{ K.km.s}^{-1}$) rendent improbable l'hypothèse selon laquelle une collection de proto-étoiles éjectent des flots résultant en une émission SiO aussi intense et étendue.

C'est pour entériner l'assertion de Nguyen Luong et al. (2013) selon laquelle le SiO détecté dans W43-MM1 serait en partie due à des chocs basse vitesse accompagnant la formation des parties denses de ce nuage hypermassif qu'un projet de cartographie SiO(2-1) à l'IRAM/PdBI a été entrepris. J'ai déjà utilisé une partie de ces données (le continuum des poussières) pour montrer dans le chapitre 3 qu'un proto-amas extrêmement riche est en formation dans le ridge W43-MM1 (voir section 3.3). L'analyse des données SiO a pour but la séparation du SiO associé (i) aux chocs haute vitesse des flots proto-stellaires ($v_{\text{choc}} \sim 10 - 50 \text{ km.s}^{-1}$) et (ii) aux collisions à basse vitesse des flots de gaz nourrissant le ridge ($v_{\text{choc}} \sim 1 - 8 \text{ km.s}^{-1}$). Cette analyse est incluse dans le paragraphe §3.3 de l'article attaché à la section 5.2. Le résultat principal est qu'au minimum 40% à 80%, pourcentage variant selon la position le long du ridge, de l'émission SiO doit être associé à des chocs basse vitesse qui se développent sur des échelles de plusieurs parsecs (voir sect. 3.3 de l'Article II). Une mesure plus précise de la densité de colonne de SiO et la comparaison avec une grille de modèles de choc (présentée en détail à la section 5.4) est en cours. Elle permettra de contraindre les paramètres physiques dans les différentes parties du ridge, et montrer éventuellement la cohérence de l'émission de SiO sur une large échelle spatiale issue de chocs se propageant à basse vitesse dans des milieux de haute densité. Un début de discussion et des conclusions préliminaires sont présentées dans les sections 5.3 et 5.4.

Un résultat annexe de notre analyse est la confirmation que la moitié des MDCs qui sont détectés dans W43-MM1 (Louvet et al. 2014, voir sect. 3.3) sont associés à des flots bipolaires et contiennent donc déjà une proto-étoile (voir § 3.2 de l'Article II). Définir la nature pré- ou proto-stellaire des six MDCs restants nécessite des observations plus sensibles à l'activité de flots (classiquement le ^{12}CO , ou d'autres traceurs tels que CS, SO, etc., voir Bachiller et al. 2001) ou de *hot core*. Les données obtenues au PdBI, discutées à la section 3.4.2, permettraient de partiellement étudier l'émission de hot core. Mais un projet IRAM/PdBI (Louvet et al.) et le programme ALMA présenté à la section 3.6 offriront des données avec une meilleur sensibilité. Ils sont tous les deux dans la file d'attente des projets à observer.

Dans l'optique de contraindre la structure et la vitesse systémique du ridge W43-MM1, j'ai cherché à en tracer les parties les plus denses. J'ai alors été confronté à l'extrême complexité dynamique et chimique de ce milieu, complexité qui était augurée par la richesse chimique du ridge illustrée à la fig. 3.8. Les molécules N_2H^+ , C^{34}S ou ^{13}CS devraient permettre de tracer au mieux les parties denses du ridge (e.g., Csengeri et al., 2011b; Juvela, 1996). En fonction des résolutions angulaire et spectrale, nous devrions alors être en mesure de tracer soit des filaments très denses, soit des flots de gaz vers les proto-étoiles, ou encore directement les proto-étoiles (Csengeri et al., 2011a,b;

Henshaw et al., 2013, 2014). Hélas, la couverture spectrale du projet IRAM/PdBI que j'ai analysé ne propose pas ces molécules. J'ai à la place utilisé les transitions moléculaires de $\text{HN}^{13}\text{C}(1-0)$ et $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$. Leurs études confirment que le H^{13}CO^+ trace des parties du ridge plus diffuses que le HN^{13}C en accord avec les densités usuellement associées à ces molécules (voir table 3.1 et références correspondantes). L'analyse préliminaire des données HN^{13}C suggère une dynamique très riche (voir § 3.1 et la fig. 3d de l'Article II). L'étude purement dynamique du ridge nécessitant des données plus contraignantes, je n'utiliserai ici (en particulier pour la discussion à la sect. 5.3) que la vitesse systémique donnée par l'ajustement d'une Gaussienne sur les raies du $\text{HN}^{13}\text{C}(1-0)$.

La discussion générale de l'article se trouve aux sections 5.3 et 5.4. Elle utilise des données ^{13}CO du Grand Programme IRAM W43-HERO pour donner une estimation de la vitesse des flots de gaz convergeant nourrissant le ridge. Les conclusions sont encore préliminaires mais mon étude suggère que le ridge W43-MM1 est choqué par des flots de gaz ayant une densité de l'ordre de $10^4 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$ et une vitesse de 4–14 km.s^{-1} par rapport au ridge. Les modèles qui permettent d'atteindre les colonnes de densité observées ($N_{\text{SiO}} \sim 10^{13} \text{ cm}^{-2}$) favorisent l'hypothèse selon laquelle une fraction ($\leq 10\%$) du SiO doit être stocké dans le manteau des grains. Du point de vu des observations, une étude multi-transition du SiO est nécessaire pour aller plus loin dans la contrainte des modèles (voir les projets en cours à la section 5.5). Ces mêmes modèles nécessitent aussi de couvrir un plus large spectre de paramètres d'entrés.

5.2 Article II : "Colliding flows forming the W43-MM1 ridge, revealed by extended SiO emission"

Colliding flows forming the W43-MM1 ridge, revealed by extended SiO emission

F. Louvet¹, F. Motte¹, A. Gusdorf², Q. Nguyễn Lương³, A. Maury¹, and et al.

(Affiliations can be found after the references)

Received 2014; accepted 2014

ABSTRACT

Context. Ridges are advocated to form through colliding flows but definitive indications of this process are still missing. SiO line emission has recently been proposed to trace low-velocity shocks associated with cloud formation through collision.

Aims. We investigate the bright and extended SiO(2–1) emission observed along the ~ 3 pc-long W43-MM1 ridge to check, in this test-case region, if SiO can trace colliding flows. We also combine shock and density tracers to quantitatively constrain the flows that feed and have potentially formed this very dense cloud.

Methods. We used high-angular resolution images of the SiO(2–1), HCN(1–0), $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$, and $\text{HN}^{13}\text{C}(1-0)$ lines obtained with the IRAM Plateau de Bure Interferometer and combined with data from the 30 m radiotelescope. These data are complemented by $^{13}\text{CO}(2-1)$ data from the IRAM 30 m and an *Herschel* column density image of the region. Spectrum analysis of SiO and HCN lines were performed to identify protostellar outflows and disentangle low- and high-velocity shocks. The low-velocity shock component of SiO was then compared to a grid of 1D radiative shock models.

Results. We found seven SiO and HCN outflows associated with massive dense cores (MDCs) previously identified within the W43-MM1 mini-starburst cluster. The SiO shocks arising from low-velocity shears suggest that at least $\sim 40\%$ – 80% of the total SiO emission is associated with the formation of the W43-MM1 ridge. Spatial and velocity correlation of shocked SiO gas with the ridge structure, traced by $\text{HN}^{13}\text{C}(1-0)$ intensity and *Herschel* column density images, constrains the pre-shock density to $10^4 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$. SiO line widths, ^{13}CO inflows, and the velocity offsets of these lines with respect to the ridge are consistent with gas flows of $5 - 15 \text{ km s}^{-1}$.

Conclusions. We have shown that SiO emission can indeed trace low-velocity, $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$, shocks accompanying cloud formation through the merging of turbulent gas flows. The confrontation of the observed SiO column density, $N_{\text{SiO}} \sim 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, with a range of model outputs favors shock models with up to 10% of SiO in grain mantles.

Key words. Stellar formation – Massive stars – Filaments – Ridges – W43 – Colliding flows

1. Introduction

High-mass stars (OB-type, $\geq 8 M_{\odot}$) play a major role in the energy budget and enrichment of galaxies but their formation remains poorly understood. The emerging picture states that OB stars form in massive dense cores (MDCs, ~ 0.1 pc and $>10^5 \text{ cm}^{-3}$) through very dynamical processes such as (1) powerful accretion driven by a high degree of turbulence (e.g., McKee & Tan 2002), or (2) coalescence of protostars (e.g., Bonnell & Bate 2002), or (3) colliding flows initiated by cloud formation (e.g., Bonnell & Bate 2006; Heitsch & Hartmann 2008). In this latest dynamical picture, cloud formation generates global collapse and colliding flows which funnel mass to the large potentials (e.g., Vázquez-Semadeni et al. 2005; Hartmann et al. 2012; Smith et al. 2013). While the gas flows are colliding one could expect low-velocity shocks at the colliding interfaces.

The densest cloud structures forming through colliding flows have been observationally recognized as ridges, with typical sizes of ~ 1 – 10 pc and mean densities larger than 10^4 cm^{-3} (e.g., Motte et al. 2012; Didelon et al. *subm.*). On these scales, gas inflow, global collapse, and velocity jumps have been reported by several groups (e.g., Schneider et al. 2010; Nguyen Luong et al. 2013; Peretto et al. 2013; Tackenberg et al. 2014). At MDC ~ 0.1 pc scales, other dynamical signatures such as gravitational streams and shear-

ing motions have been found using N_2H^+ and H^{13}CO^+ lines (see e.g., Csengeri et al. 2011a,b; Henshaw et al. 2014). An increasing number of studies suggest that SiO and CH_3CN emissions trace low-velocity shocks associated with the collision of gas inflows (Jiménez-Serra et al. 2010; Csengeri et al. 2011b; Nguyen Luong et al. 2011a, 2013; Sanhueza et al. 2013; Duarte-Cabral et al. 2014). Their conclusions are however impaired by their limited sensitivity and/or angular resolution.

Ridges are high-density filaments favorable to the formation of high-mass stars (see e.g., Hill et al. 2011; Nguyen Luong et al. 2011a; Hennemann et al. 2012). The most extreme of these ridges, W43-MM1, lies in the massive, highly concentrated and very dynamic W43 molecular complex located at $\sim 6 \text{ kpc}^1$ (Nguyen Luong et al. 2011b; Carlhoff et al. 2013). It can be modeled by a $3.9 \text{ pc} \times 2 \text{ pc} \times 2 \text{ pc}$ ellipsoid with a total mass of $\sim 2 \times 10^4 M_{\odot}$ and an average density of $\sim 4.3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$. W43-MM1 hosts a protocluster of about fifteen MDCs of ~ 0.05 pc sizes and $50 - 2000 M_{\odot}$ masses (Louvet et al. 2014; Sridharan et al. 2014). It undergoes a remarkable burst of (high-mass) star formation with an efficiency of $\sim 6\%$ and an instantaneous star formation rate of

¹ A $5.5 \pm 0.4 \text{ kpc}$ distance was suggested by parallax measurements (Zhang et al. 2014). Given their uncertainties and since they are based on only four sources located at the periphery of the complex, we adopted a round 6 kpc distance.

Table 1: Main observational parameters of IRAM observations

	SiO(2-1)	HCN(1-0)	H ¹³ CO ⁺ (1-0)	HN ¹³ C(1-0)
Frequency (GHz)	86.846	88.631	86.754	87.091
IRAM/PdBI Spec. Res. (km s ⁻¹)	0.27	1.06	0.27	0.27
IRAM/30m Spec. Res. (km s ⁻¹)	0.67	0.67	0.67	0.67
IRAM/PdBI Primary beam	59''	59''	59''	59''
IRAM/PdBI Synthesized beam	3''.14 × 4''.96	3''.08 × 5''.02		
IRAM/30m beam	29''.9	29''.9	29''.9	29''.9
Merged HPBW (pc)	0.12	0.12	0.12	0.12
IRAM/PdBI 1σ rms (Jy beam ⁻¹ km s ⁻¹) ^a	0.07	0.15		
IRAM/30m 1σ rms (K km s ⁻¹) ^a	0.33	0.85		

Note: ^a Noise levels are estimated for data with spectral resolutions given in the Table. The conversion factors from K to Jy beam⁻¹ units are ~ 5.5 Jy beam⁻¹ K⁻¹ for IRAM/30m SiO(2-1), H¹³CO⁺(1-0), and HN¹³C(1-0) data and ~ 5.7 Jy beam⁻¹ K⁻¹ for IRAM/30m HCN(1-0) data.

$\sim 6000 M_{\odot}$ Myr⁻¹ (Louvet et al. 2014). As part of the W43-HERO IRAM large program, Nguyen Luong et al. (2013) discovered a bright and extended SiO(2-1) emission, with $N_{\text{SiO}} \sim 6 \times 10^{13}$ cm⁻² over a ~ 43 pc² area along and around W43-MM1. They interpreted this SiO emission as arising from the low-velocity cloud collision the W43-MM1 ridge is experiencing during its formation process. Shock models however still struggle to create strong SiO emission at low, < 10 km s⁻¹, velocities. In practice, C-shock models of 5–10 km s⁻¹ gas flows of 10⁵ cm⁻³ densities require that either 10% of the Si remains in gas phase or 10% SiO is in grain mantles (Nguyen Luong et al. 2013, see their Fig. 7).

In this paper², we close the debate and definitively show that SiO emission close to the rest velocity is an excellent tracer of colliding flows. Employing the interferometric data cubes described in Sect. 2, we investigate the high-density parts of the W43-MM1 ridge, look for outflows driven by protostars forming in the W43-MM1 mini-starburst cluster and quantify the SiO intensity unambiguously associated with low-velocity shocks (see Sect. 3.2). Finally, Sect. 4 discusses...

2. Observations and reduction

2.1. IRAM/PdBI mosaic

A seven-field 3 mm mosaic of the W43-MM1 ridge has been carried out with the IRAM³ Plateau de Bure Interferometer (hereafter IRAM/PdBI). Configurations C & D were used in October & July 2011 with 5 and 6 antennas respectively. Broad-band continuum shown in Louvet et al. (2014) and spectral lines were simultaneously observed. The phase, amplitude, and correlator bandpass were calibrated on strong quasars (3C454.3, 1827+062, and 0215+015) while the absolute flux density scale was derived from MWC349 observations. The average system temperature was ~ 120 K and absolute flux calibration uncertainty is estimated to be $\sim 15\%$.

Three spectral units of 40 MHz bandwidth with individual channel spacing of 0.078 MHz were tuned to observe the SiO(2-1), H¹³CO⁺(1-0), and HN¹³C(1-0) lines

at 86.846 GHz, 86.754 GHz and 87.091 GHz, respectively. A fourth spectral unit of the correlator was tuned to the HCN(1-0) line at 88.983 GHz with a total bandwidth of 80 MHz and individual channel spacing of 0.313 MHz. The observational parameters of the IRAM/PdBI data are summarized in Table 1.

The noise level of the SiO(2-1), HCN(1-0), H¹³CO⁺(1-0), and HN¹³C(1-0) data cubes is affected by the continuum emission, which is especially high in the densest part of the W43-MM1 ridge. To correct for this artefact, we subtracted, from each line, the continuum emission built from the WIDEX backend and fully described in Louvet et al. (2014). This process improves the mean sensitivity of integrated maps by $\sim 10\%$. We used the GILDAS⁴ package to calibrate each field dataset, merge the visibility data of the seven mosaic fields, then invert and clean (natural cleaning) the resulting IRAM/PdBI image.

As an example, Fig. 1a shows the IRAM/PdBI SiO(2-1) map integrated from 80 km s⁻¹ to 120 km s⁻¹. The effective spatial resolutions of the IRAM/PdBI maps are $\sim 5'' \times 3''$, corresponding to ~ 0.11 pc at a distance of 6 kpc (see Table 1).

2.2. Short spacings from the IRAM/30m

We extracted the SiO(2-1), HCN(1-0), H¹³CO⁺(1-0), and HN¹³C(1-0) emission lines from a ~ 160 arcmin² mapping survey of the W43-Main mini-starburst region performed at 3 mm (85–93 GHz). These observations were done as part of the IRAM 30 m (hereafter IRAM/30m) large program W43-HERO⁵ dedicated to the origins of molecular clouds and star formation in W43 (Nguyen Luong et al. 2013, in prep.; Carlhoff et al. 2013).

The program was observed with the Eight Mixer Receiver (EMIR) in December 2010, January 2011, and March 2011. It used the low spectral resolution (~ 0.67 km s⁻¹) but large bandwidth (8 GHz) Fast Fourier Transform Spectrometer (FTS) backend. The map was done using the on-the-fly mode in two perpendicular scanning directions

⁴ see the following web page for details: <http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS/>

⁵ The W43-HERO (W43 Hera/EmiR Observation) project is an IRAM 30 m large program, whose description and data can be accessed at: <http://www.iram-institute.org/EN/content-page-292-7-158-240-292-0.html>

² Based on observations carried out with the IRAM Plateau de Bure Interferometer. IRAM is supported by INSU/CNRS (France), MPG (Germany) and IGN (Spain).

³ IRAM is supported by INSU/CNRS (France), MPG (Germany) and IGN (Spain).

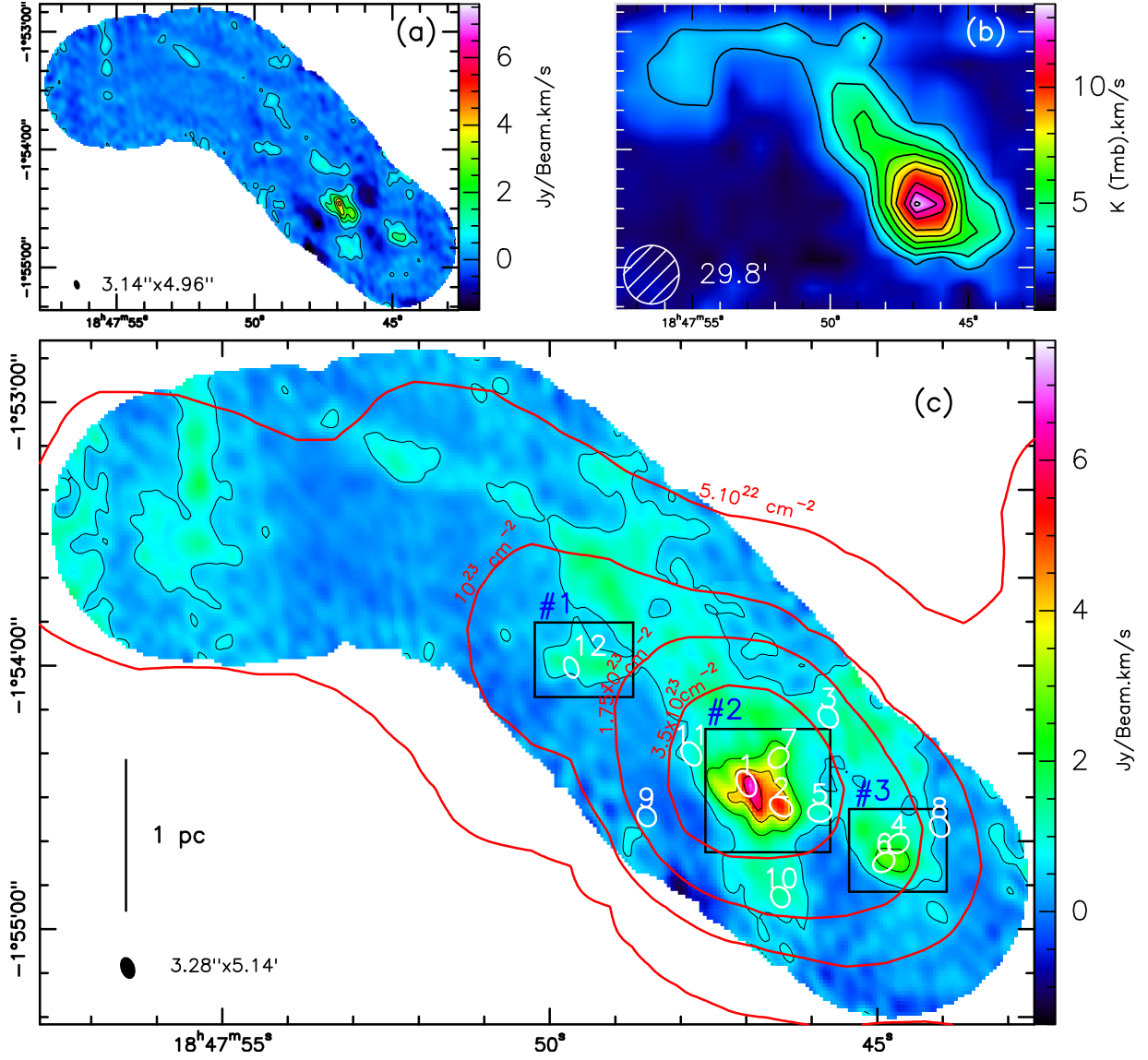


Fig. 1: SiO(2–1) maps, integrated from 80 km s^{-1} to 120 km s^{-1} , obtained with the IRAM/PdBI (a), IRAM/30m (b), and from the merging of both datasets (c). Black contours are 1.9 to 5.7 by $0.95 \text{ Jy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ in a, 2.8 to 13.6 by 1.2 K km s^{-1} in b, and 0.6 to 5.5 by $1.6 \text{ Jy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ in c. The 3σ detection level is $\sim 0.45 \text{ Jy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ in c. White ellipses highlight MDCs extracted from the interferometric continuum maps presented in Louvet et al. (2014) and Sridharan et al. (2014). Red contours trace column density from *Herschel* data of Nguyen Luong et al. (2013). Black boxes plus blue numbers locate the areas presented in Fig. 4. The $\sim 0.1 \text{ pc}$ resolution image pictures a large-scale but structured SiO emission along the $>10^{23} \text{ cm}^{-2}$ ridge.

(R.A. and Dec.). Pointing error is less than $3''$ and calibration accuracy is within 10%.

To remove the baseline in each spectrum, we masked the $80\text{--}120 \text{ km s}^{-1}$ velocity range of the broadest integrated line, which is SiO(2–1) (see Figs. 3a–d). First-order polynomials were used to fit the masked spectra, derive the baseline, and remove it from the entire spectra. We then combined the reduced spectra into a sampled data cube with a $10''$ Gaussian kernel, providing a $\sim 30''$ angular resolution. The observational parameters of the SiO(2–1), HCN(1–0), $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1\text{--}0)$, and $\text{HN}^{13}\text{C}(1\text{--}0)$ data are summarized in Table 1. Finally, we converted the units of the data cubes from antenna temperature, T_{A^*} , to intensity following the usual conversion: $I(\text{Jy beam}^{-1}) = T_{A^*}(\text{K}) \times \text{Conv}$

with $\text{Conv} \sim 5.5 \text{ Jy beam}^{-1} \text{ K}^{-1}$ at 87 GHz within a $29''.9$ beam (see note of Table 1).

Figure 1b shows the IRAM/30m SiO(2–1) map integrated from 80 km s^{-1} to 120 km s^{-1} . It illustrates the $\sim 3 \text{ pc} \times 1.5 \text{ pc}$ extent of the large-scale SiO emission published by Nguyen Luong et al. (2013) and targeted by the IRAM/PdBI mosaic.

2.3. Combining IRAM/PdBI and IRAM/30m data

Present IRAM/PdBI data offer better angular and better spectral resolutions as well as better line sensitivities than IRAM/30m data of the W43-HERO program (compare Fig. 1a and Fig. 1b; see Table 1). The IRAM/PdBI

mosaic however filters out the extended emission (filtering scale $\sim 20''$) which is interesting to constrain the cloud formation process. Moreover, the cleaning process is less efficient and leads to artefacts when short spacings are missing (e.g. Gueth & Guilloteau 2000). Therefore, we merged the IRAM/PdBI mosaic and IRAM/30m image data using the method fully described in Gueth et al. (1996) and Gueth & Guilloteau (2000). Its main idea is to take advantage of the large diameter of the IRAM/30m antenna to fill the central hole of the IRAM/PdBI *uv-coverage*. As shown in Table 2, this process is limited by the rms of the less sensitive dataset, it slightly degrades the angular resolution of the IRAM/PdBI data but recovers a large fraction of the extended emission.

Table 2: Gain and loss through the merging process

SiO(2-1) dataset	HPBW	Spec. Resol.	Flux ratio
IRAM/30m	$29''9 \times 29''9$	0.67 km s^{-1}	100%
IRAM/PdBI	$3''14 \times 4''96$	0.26 km s^{-1}	$\sim 30\%$
30m+PdBI	$3''28 \times 5''14$	0.67 km s^{-1}	$\sim 90\%$

Figures 1c and 2Left show the IRAM/PdBI maps, with IRAM/30m short spacings, of the SiO(2-1), HCN(1-0), $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$, and $\text{HN}^{13}\text{C}(1-0)$ lines. They were integrated in velocity over the full extent of detected emission (see captions for exact window ranges). In the case of the SiO(2-1) image, the resulting angular resolution is $\sim 4\%$ larger and the rms noise matches that of the IRAM/30m image. The percentage of the flux recovered in the combined image is 90% that measured with IRAM/30m data integrated over the area outlined by the IRAM/PdBI mosaic (Nguyen Luong et al. 2013). This flux is also three times larger than the flux measured in the individual IRAM/PdBI image (see Table 2).

SiO emission is detected above a 3σ level of $0.45 \text{ Jy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ in a 5 pc^2 (or 2 arcmin^2) area, corresponding to 2500 independent beams. As shown in Fig. 1c, SiO emission is bright toward and around MDCs identified by Louvet et al. (2014) but also toward anonymous locations like in χ_2 area, following the north-eastern part of the ridge (see Fig. 2, third row).

3. Line spectrum analysis: Ridge structure, protostellar outflows, and low-velocity shocks

We hereafter make a detailed analysis of the SiO(2-1), HCN(1-0), $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$, and $\text{HN}^{13}\text{C}(1-0)$ lines in order to constrain the inner part of the W43-MM1 ridge (see Sect. 3.1), make a complete census of protostellar outflows detectable through SiO and HCN line wings (see Sect. 3.2), and quantify the SiO emission unambiguously associated with low-velocity shocks (see Sect. 3.3).

Figure 3 displays the HCN(1-0), $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$, SiO(2-1), and $\text{HN}^{13}\text{C}(1-0)$ lines integrated over the whole area where the signal is above 3σ , over the χ_1 area around N1 MDC, and over the χ_2 area following the north-eastern part of the W43-MM1 ridge (areas outlined in Fig. 2Left third row).

3.1. Ridge structure

Dense cloud structures are classically imaged with HCO^+ , HCN, CS, NH_3 , and for the densest ones, their isotopomers, deuterated species and N_2H^+ . The W43-MM1 ridge, observed with single-dish radiotelescopes, displays HCO^+ , HCN, and CS lines which are largely optically thick (e.g. Motte et al. 2003; Herpin et al. 2009; Cortes et al. 2010). The isotopomers of the above molecules and N_2H^+ should therefore be better tracers of the dense, $\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$, gas in the ridge. The $\text{H}^{13}\text{CO}^+(1-0)$ line integrated map is however the one among Figs. 2 which shows the weakest contrast between MDCs and the ridge outskirts. This is consistent with the study of Csengeri et al. (2011a) toward Cygnus X MDCs, which contain dense and dynamical gas similar to the W43-MM1 ridge. They propose that H^{13}CO^+ lines trace gas bullets which float within the MDC envelope but are not necessarily associated with the highest density gas. The N_2H^+ line has been successfully used to trace the W43-MM1 ridge at $28''$, or 0.75 pc , resolution (Nguyen Luong et al. 2013) but it is not covered by present IRAM/PdBI setup.

We therefore investigated the HN^{13}C lines, recently proposed to trace quiescent dense gas of roughly similar characteristics to the gas traced by N_2H^+ (Sakai et al. 2010; Sanhueza et al. 2012; Gerner et al. 2014). As a first approximation, we fitted single Gaussian components to $\text{HN}^{13}\text{C}(1-0)$ lines observed toward the map of Fig. 2 (lower row). HN^{13}C lines have peak velocities varying from 93 to 102 km s^{-1} with a mean value of $\sim 97 \text{ km s}^{-1}$ (see Fig. 6). FWHM widths of $\text{HN}^{13}\text{C}(1-0)$ lines are in average $\sim 4 \text{ km s}^{-1}$, which is 30%–60% smaller than those found for the $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ lines observed at the IRAM/30m (Nguyen Luong et al. 2013) and the narrow line component of the SiO(2-1) lines analyzed in Sect. 3.3. $\text{HN}^{13}\text{C}(1-0)$, despite its blended hyperfine structure, is therefore the best line tracer we currently possess to characterize the inner structure of the W43-MM1 ridge. And indeed, the $\text{HN}^{13}\text{C}(1-0)$ line integrated map is nicely centered on the $>10^{23} \text{ cm}^{-2}$ ridge and correlates well with MDC locations (see Fig. 2Left, lower row and compare it with N_{H_2} contours of Fig. 1c). The velocity of Gaussian components fitted to $\text{HN}^{13}\text{C}(1-0)$ lines will be used in the following to trace the velocity at rest of the ridge (see Fig. 6).

3.2. Protostellar outflows census

In the stellar formation process, outflows develop as a result of angular momentum conservation during the collapse of a rotating core. Outflows are then very good indicators of the early stage of stellar formation. Protostellar outflows are classically traced by CO lines and to a lesser extent through SiO, HCN, and HCO^+ lines (Bontemps et al. 1996; ?; Duarte-Cabral et al. 2013). Outflows generally are bipolar and have velocities offsetted with respect to the one of protostars from which they are ejected. The relative velocities of shocked and/or entrained gas generally create line wings on each side of the rest frequency (Snell et al. 1980). We therefore integrated the blue-shifted and red-shifted wings of both the SiO(2-1) and HCN(1-0) lines to trace outflow lobes. The mean velocity of the $\text{HN}^{13}\text{C}(1-0)$

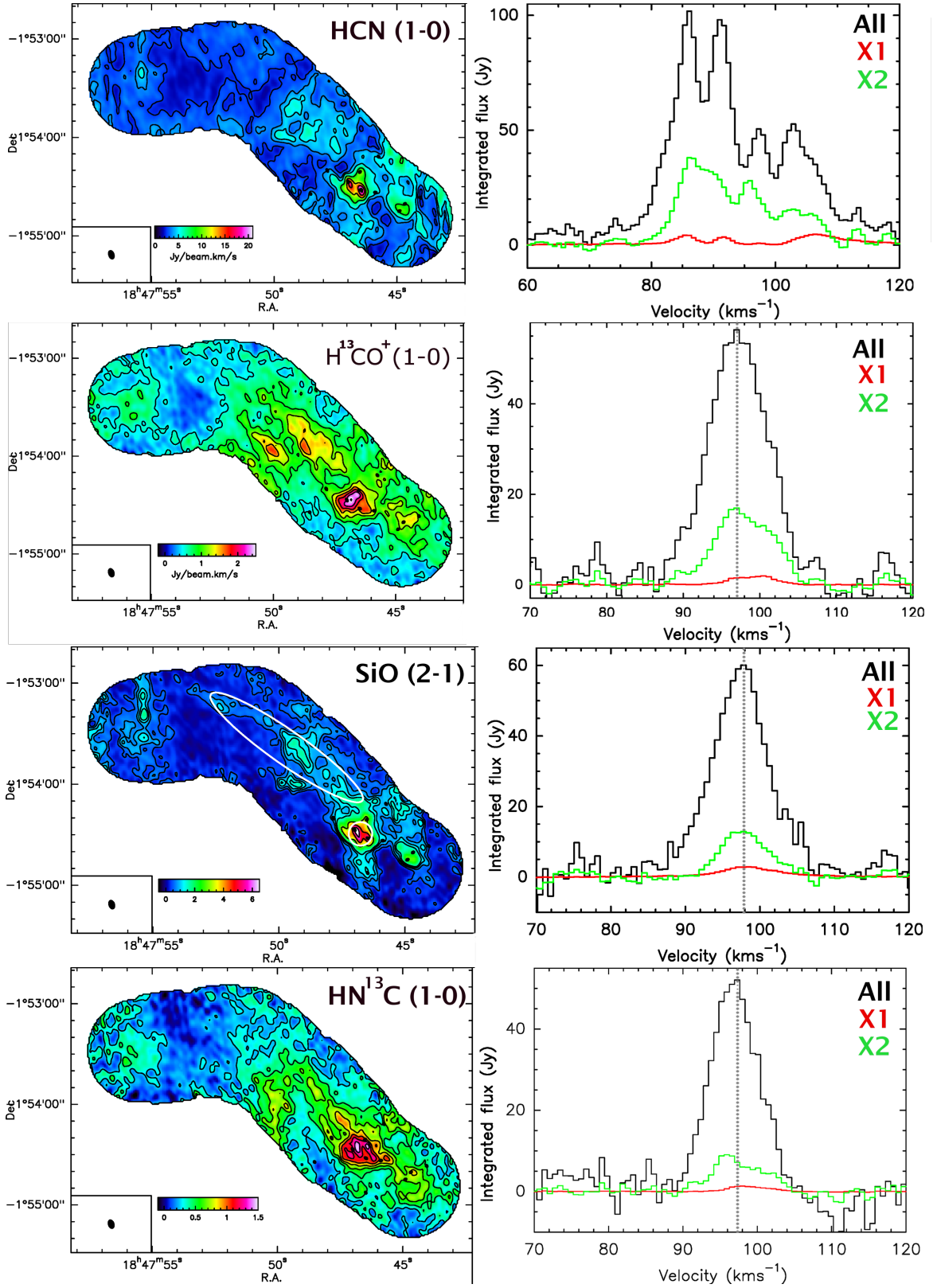


Fig. 2: **Left:** HCN(1-0) (**upper row**), H¹³CO⁺(1-0) (**second row**), SiO(2-1) (**third row**), and HN¹³C(1-0) (**lower row**) integrated maps, obtained by merging the IRAM/PdBI and IRAM/30m datasets, resulting in a synthesized beam of $\sim 3'' \times 5''$. They were integrated over the complete velocity range where emission is detected, i.e. 60–120 km s⁻¹ for HCN, 80–100 km s⁻¹ for H¹³CO⁺, 80–120 km s⁻¹ for SiO, and 85–105 km s⁻¹ for HN¹³C. Contours start at 3σ . MDCs extracted from the interferometric continuum maps presented in Louvet et al. (2014) and Sridharan et al. (2014) are marked by black dots. HCN(1-0) emission is much more compact than SiO(2-1). HN¹³C(1-0) emission is better centered on the $>10^{23}$ cm⁻² ridge and better correlates with MDC locations than H¹³CO⁺(1-0). **Left:** HCN(1-0), H¹³CO⁺(1-0), SiO(2-1), and HN¹³C(1-0) spectra integrated over the whole area where the signal is above 3σ (black spectra), over the χ_1 area around N1 MDC (red spectra), and over the χ_2 area following the north-eastern ridge (white ellipse in the SiO map, green spectra). When possible, the peak velocity of lines integrated over the whole map was highlighted by a dotted line.

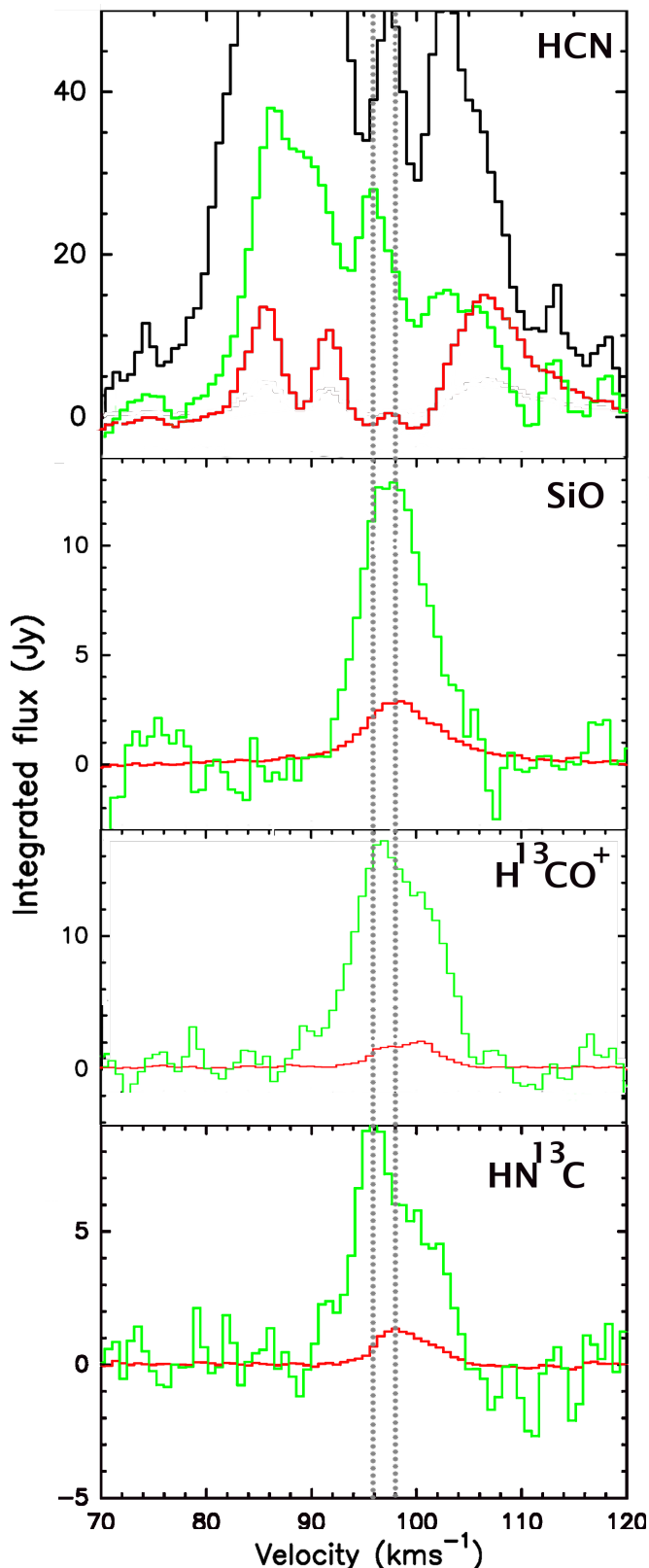


Fig. 3: HCN(1–0), SiO(2–1), H¹³CO⁺(1–0), and HN¹³C(1–0) line spectra integrated over the χ_1 and χ_2 areas shown in Fig. 2 (third row). The red spectra correspond to the χ_1 area around the N1 MDC, the green one to the χ_2 area following the north-eastern ridge. The peak velocities of the HN¹³C(1–0) lines integrated over the χ_1 and χ_2 areas are highlighted by dotted lines. The red spectra of SiO(2–1) and HCN(1–0) display Gaussian shapes plus high-velocity wings. H¹³CO⁺(1–0) and HN¹³C(1–0) spectra show sub-structure.

line⁶ being ~ 97 km s⁻¹ (see Sect. 3.1 and Fig. 3d), we defined the blue and red components of the SiO(2–1) line from 40 km s⁻¹ (resp. 156 km s⁻¹) to 93 km s⁻¹ (resp. 103 km s⁻¹). HCN(1–0) being a multiplet, whose components are spaced by ~ 20 km s⁻¹, we defined smaller spectral windows: 40–80 km s⁻¹ for the blue wing and 116–156 km s⁻¹ for the red wing. SiO and HCN lines, used together, should enable us to make a secure census of outflows in W43-MM1.

We investigated the blue and red components of both SiO(2–1) and HCN(1–0) lines in the vicinity of MDCs detected by Louvet et al. (2014) but also over the complete IRAM/PdBI mosaic (see Fig. 1c). Our exhaustive seek revealed seven clear signatures of SiO(2–1) and HCN(1–0) outflows, SiO often presenting a clearer view of outflow lobes (see Fig. 4). Five out of seven outflows are driven by MDCs identified at 3 mm by Louvet et al. (2014), leaving no doubt about their protostellar status: N1, N2, N4, N6, N7 with 140–2000 M_\odot (see boxes #2–#3 in Fig. 1c and Figs. 4#2–#3). The latest two outflows are associated with lower mass objects named N12 and G (see Figs. 4#1–#2). N12 is a dense core whose mass has been estimated to be $\sim 20 M_\odot$ by Louvet et al. (2014). Source G is one of the seven MDCs extracted by Sridharan et al. (2014), of which four correspond to MDCs of Louvet et al. (2014) and three are dense cores below the detection limit of this latest study. Source G has no published mass. From Fig. 1 of Sridharan et al. (2014), we estimate it should be $\sim 100 \pm {}^{100}_{50} M_\odot$, when using dust temperature and emissivity consistent with hypotheses by Louvet et al. (2014). Sridharan et al. (2014) detected in their CO(3–2) image the outflow driven by N2 but failed to disentangle those of N1 and N7 MDCs.

We used the SiO or HCN peaks of the blue- and red-shifted outflow lobes to define outflow directions. Blue- and red-shifted lobes are not perfectly aligned with MDC locations (see Fig. 4), possibly due to MDCs sub-fragmentation and/or chemistry effects in these dynamically evolving environments. The average separation between outflow lobes is ~ 0.14 pc and, surprisingly, the outflow arising from the most massive MDC N1 is the smallest, at the limit of our resolution, < 0.05 pc. Either the outflow arising from W43-N1 MDC is mostly along the line of sight or it is too young and/or too embedded to have developed enough. Outflows driven by N1, N4, N6 MDCs of Louvet et al. (2014) and source G of Sridharan et al. (2014) are aligned with the SiO(2–1) emission displayed in Fig. 1c (see Fig. 4). They are however relatively compact and cannot explain, by themselves alone, the ~ 3 pc-long SiO emission. In the north-eastern part of the ridge (χ_2 area), no known protostellar activity can either account for the SiO(2–1) emission. Indeed, Louvet et al. (2014) did not detect any dense core above their $\sim 15 M_\odot$ (3σ) sensitivity limit, and, the present study did not identify any outflow in this area.

3.3. SiO emission associated with low-velocity shocks

Figure 5a presents the normalized SiO(2–1) line spectra integrated over the χ_1 and χ_2 areas. It suggests, in agreement with Sect. 3.2, that SiO lines detected toward the W43-MM1 ridge consist of the sum of two components with dif-

⁶ The mean velocity of HN¹³C(1–0) is very close to those of the N₂H⁺(1–0) and SiO(2–1) lines: ~ 98 km s⁻¹ (see Nguyen Luong et al. 2013, and Sect. 3.1).

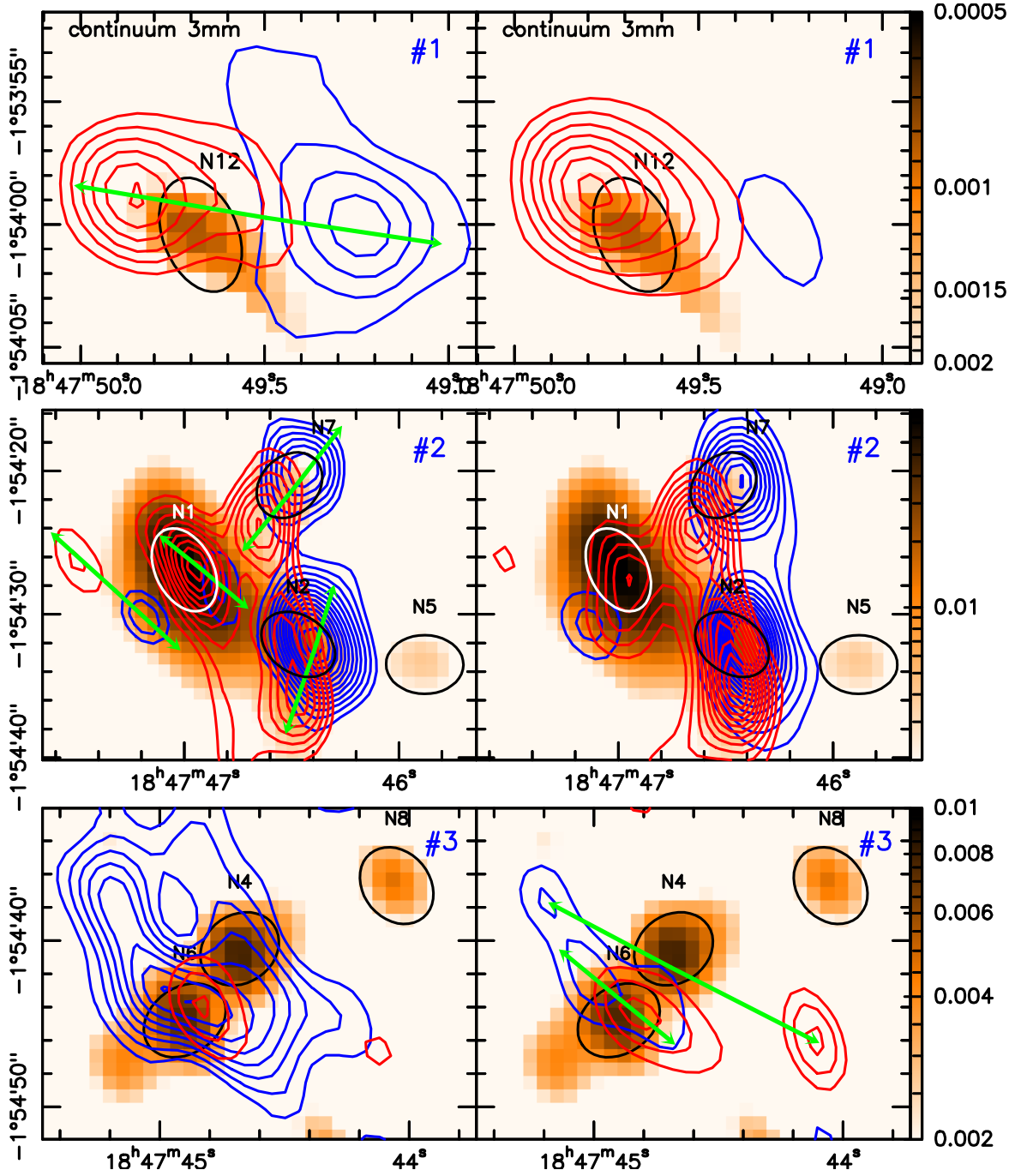


Fig. 4: Seven protostellar outflows found within the W43-MM1 ridge through SiO(2–1) (left panels) and HCN(1–0) (right panels) line wings. Blue and red lobes correspond to lines integrated over the 40–93 km s^{-1} (resp. 103–156 km s^{-1}) range for SiO(2–1) and 40–80 km s^{-1} (resp. 116–156 km s^{-1}) for HCN(1–0). Ellipses highlight MDCs extracted from the interferometric continuum maps presented in Louvet et al. (2014) and Sridharan et al. (2014). Green arrows indicate outflow directions. **Top/Middle/Bottom** panels correspond to #1, #2, and #3 boxes shown in Fig. 1c. **Left:** SiO blue and red contours start at 0.39 $\text{Jy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ (resp. 0.55 $\text{Jy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$), corresponding to 5σ , with $2\sigma = 0.16 \text{ Jy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ (resp. 0.22 $\text{Jy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$) steps. **Right:** Similarly, HCN(1–0) blue and red contours start at 0.8 $\text{Jy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ (resp. 1.1 $\text{Jy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$) with 0.32 $\text{Jy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$ (resp. 0.44 $\text{Jy beam}^{-1} \text{ km s}^{-1}$) steps.

ferent kinematical and spatial distributions. We hereafter characterize these two components, quantify their relative contributions to the total amount of the SiO(2–1) emission, and debate their different origin. To do so, we focused on

two very different areas of the ridge (χ_1 and χ_2 , see Fig. 2 third row). We integrated their SiO(2–1) spectra obtained from the combined IRAM/PdBI and IRAM/30m data and

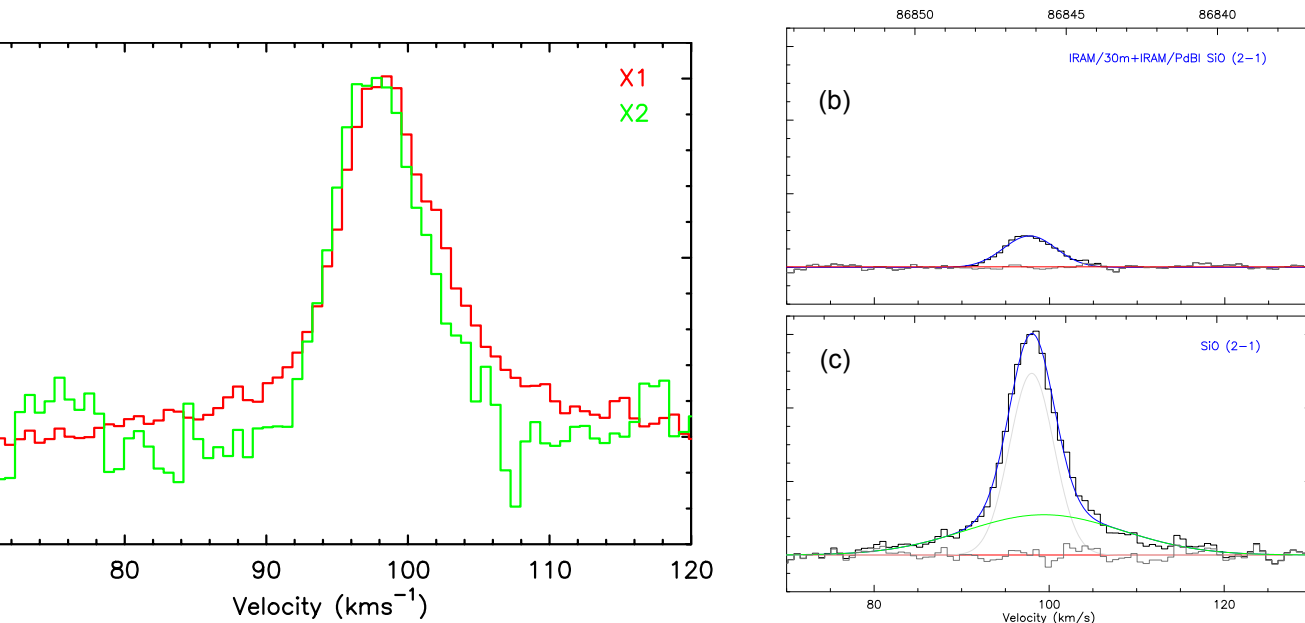


Fig. 5: (a) Normalized IRAM/30m+IRAM/PdBI SiO(2-1) line spectra integrated over χ_1 (red spectrum) and χ_2 (green spectrum) areas, highlighting the line wings of χ_1 spectrum. (b) SiO(2-1) averaged line spectrum of χ_2 , which is correctly fitted by a single narrow Gaussian. (c): SiO(2-1) averaged line spectrum of χ_1 , which is better represented by the combination of two Gaussian lines: one resembling the Gaussian fit of χ_2 and one much wider. Fit parameters are listed in Table 3.

fitted them by the combination of two Gaussian lines (see Fig. 5b-c and Table 3).

Table 3: Gaussian fits of SiO(2-1) lines shown in Fig. 5

Gaussian components	Position (kms ⁻¹)	Width (kms ⁻¹)	Flux contrib.
χ_1			
Narrow	98.0±0.1	6.2±0.3	~43%
Broad	99.6±0.3	17.7±1.1	~57%
χ_2			
Narrow	97.7±0.1	6.9±0.2	>80%

Case of χ_1 area: The averaged spectrum of χ_1 presents clear evidence of wings (see Fig. 5c), betraying the presence of outflows. And indeed when fitted by two Gaussian components, the broad SiO(2-1) component has a line width of ~ 18 km s⁻¹ (see Table 3), typical for molecular outflows. As for the narrow SiO(2-1) component, it has a ~ 6.2 km s⁻¹ line width and could thus originate from low-velocity shocks.

Case of χ_2 area: The spectrum averaged on χ_2 can itself be fitted by a single Gaussian (see Fig. 5b). Its ~ 6.9 km s⁻¹ width recalls that of the narrow Gaussian used to fit χ_1 spectrum (see Table 3). We have checked that the larger area of χ_2 can account for the observed 10% enlargement of the Gaussian width. Given that no star formation activity has been found in χ_2 region (see Sect. 3.2 and Louvet et al. 2014), its narrow SiO line emission probably is the signature of cloud formation.

Quantitatively, when integrating the broad and narrow components of the SiO(2-1) line emission over

the entire ridge, we attribute $\sim 40\%$ of the total IRAM/PdBI+IRAM/30m emission to low-velocity shocks (see Table 3 for the intensity contributions measured for χ_1 and χ_2 areas). We recall that $\sim 40\%$ is a lower limit since present interferometric observations, even with short spacings, have filtered about 10% of the extended SiO(2-1) emission. Therefore, even in this active mini-starburst region, the SiO emission has a large fraction non attributable to high-velocity shocks resulting from outflows. The probability that low-velocity shocks are developing throughout the ridge during its formation by cloud-cloud collision and the detailed physico-chemical process allowing these shocks to release SiO to the gas phase are discussed in Sect. 4.

4. Discussion

A draft of the discussion can be found in Sections 5.3 and 5.4 of the manuscript.

References

- Bonnell, I. A. & Bate, M. R. 2002, MNRAS, 336, 659
- Bonnell, I. A. & Bate, M. R. 2006, MNRAS, 370, 488
- Bontemps, S., Andre, P., Terebey, S., & Cabrit, S. 1996, A&A, 311, 858
- Carlhoff, P., Nguyen Luong, Q., Schilke, P., et al. 2013, A&A, 560, A24
- Cortes, P. C., Parra, R., Cortes, J. R., & Hardy, E. 2010, A&A, 519, A35
- Csengeri, T., Bontemps, S., Schneider, N., Motte, F., & Dib, S. 2011a, A&A, 527, A135
- Csengeri, T., Bontemps, S., Schneider, N., et al. 2011b, ApJ, 740, L5

Duarte-Cabral, A., Bontemps, S., Motte, F., et al. 2014, ArXiv e-prints

Duarte-Cabral, A., Bontemps, S., Motte, F., et al. 2013, A&A, 558, A125

Germer, T., Beuther, H., Semenov, D., et al. 2014, A&A, 563, A97

Gueth, F. & Guilloteau, S. 2000, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 217, Imaging at Radio through Submillimeter Wavelengths, ed. J. G. Mangum & S. J. E. Radford, 291

Gueth, F., Guilloteau, S., & Bachiller, R. 1996, A&A, 307, 891

Hartmann, L., Ballesteros-Paredes, J., & Heitsch, F. 2012, MNRAS, 420, 1457

Heitsch, F. & Hartmann, L. 2008, ApJ, 689, 290

Hennemann, M., Motte, F., Schneider, N., et al. 2012, A&A, 543, L3

Henshaw, J. D., Caselli, P., Fontani, F., Jiménez-Serra, I., & Tan, J. C. 2014, MNRAS, 440, 2860

Herpin, F., Marseille, M., Wakelam, V., Bontemps, S., & Lis, D. C. 2009, A&A, 504, 853

Hill, T., Motte, F., Didelon, P., et al. 2011, A&A, 533, A94

Jiménez-Serra, I., Caselli, P., Tan, J. C., et al. 2010, MNRAS, 406, 187

Louvet, F., Motte, F., Hennebelle, P., et al. 2014, ArXiv e-prints

McKee, C. F. & Tan, J. C. 2002, Nature, 416, 59

Motte, F., Bontemps, S., Hennemann, M., et al. 2012, in SF2A-2012: Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics, ed. S. Boissier, P. de Laverny, N. Nardetto, R. Samadi, D. Valls-Gabaud, & H. Wozniak, 45–50

Motte, F., Schilke, P., & Lis, D. C. 2003, ApJ, 582, 277

Nguyen Luong, Q., Motte, F., Carlhoff, P., et al. 2013, ApJ, 775, 88

Nguyen Luong, Q., Motte, F., Hennemann, M., et al. 2011a, A&A, 535, A76

Nguyen Luong, Q., Motte, F., Schuller, F., et al. 2011b, A&A, 529, A41

Peretto, N., Fuller, G. A., Duarte-Cabral, A., et al. 2013, A&A, 555, A112

Sakai, T., Sakai, N., Hirota, T., & Yamamoto, S. 2010, ApJ, 714, 1658

Sanhueza, P., Jackson, J. M., Foster, J. B., et al. 2012, ApJ, 756, 60

Sanhueza, P., Jackson, J. M., Foster, J. B., et al. 2013, ApJ, 773, 123

Schneider, N., Csengeri, T., Bontemps, S., et al. 2010, A&A, 520, A49+

Smith, R. J., Shetty, R., Beuther, H., Klessen, R. S., & Bonnell, I. A. 2013, ApJ, 771, 24

Snell, R. L., Loren, R. B., & Plambeck, R. L. 1980, ApJ, 239, L17

Sridharan, T. K., Rao, R., Qiu, K., et al. 2014, ApJ, 783, L31

Tackenberg, J., Beuther, H., Henning, T., et al. 2014, A&A, 565, A101

Vázquez-Semadeni, E., Kim, J., Shadmehri, M., & Ballesteros-Paredes, J. 2005, ApJ, 618, 344

Zhang, B., Moscadelli, L., Sato, M., et al. 2014, ApJ, 781, 89

CEA-Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France, e-mail: fabien.louvet@cea.fr

² LERMA, UMR 8112 du CNRS, Observatoire de Paris, École Normale Supérieure, 24 rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France

³ Canadian Institute for Theoretical Astrophysics, University of Toronto, 60 St. George Street, Toronto, ON M5S 3H8, Canada

Appendix: Online images

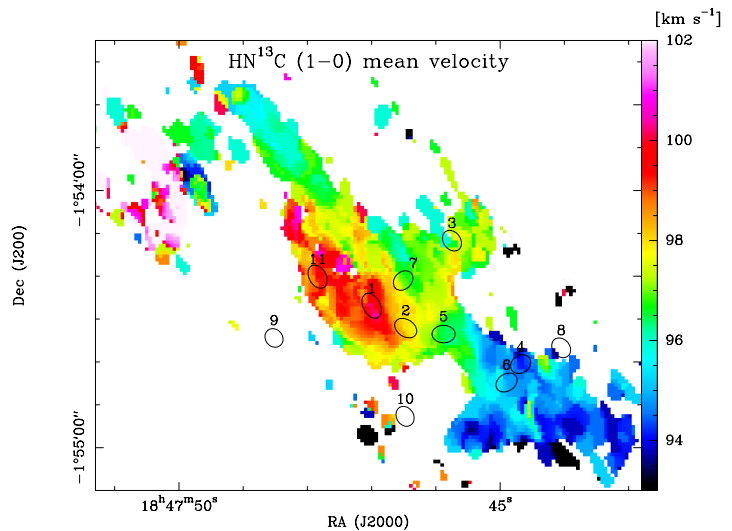


Fig. 6: Distribution of the velocity at rest throughout ridge, as traced by the Gaussian peak velocity of $\text{HN}^{13}\text{C}(1-0)$ lines.

¹ Laboratoire AIM Paris-Saclay, CEA/IRFU - CNRS/INSU - Université Paris Diderot, Service d'Astrophysique, Bât. 709,

5.3 Discussion I de l'article et paramétrisation des chocs basse vitesse

L'objectif principal de ce second article, dont une ébauche est présentée à la section 5.2 est de montrer la cohérence de l'émission étendue de SiO observée sur W43-MM1. Pour cela, nous utilisons les paramètres physiques obtenus dans l'Article I et l'Article II sur W43-MM1 pour contraindre une série de modèles de choc dédiés à cette région. Ces modèles sont issus du modèle de choc de Paris-Durham présenté à la section 4.7. Avec les Articles I et II il nous a été possible de contraindre les densités dans lesquelles les chocs se développent et la vitesse de ces chocs. D'autres études ont aussi fourni des contraintes précieuses sur l'intensité du champ magnétique dans W43-MM1 et sur le champ de rayonnement auquel il est soumis.

La présente section discute de chacun de ces paramètres. Ils seront ensuite utilisés dans la section suivante en tant que paramètres d'entrée pour les modèles de choc. La section s'articule comme il suit : discussion de la vitesse des chocs à la section 5.3.1 ; discussion de la valeur du champ magnétique dans la section 5.3.3 ; discussion des densités dans lesquelles les chocs se développent à la section 5.3.2 et enfin discussion du champ ultraviolet auquel le ridge est soumis à la section 5.3.4.

5.3.1 Contraintes observationnelles sur les vitesse de chocs

La vitesse du choc est un paramètre d'entrée crucial au modèle de choc. Plusieurs méthodes sont à notre disposition pour l'estimer :

- La largeur de raie du SiO nous renseigne sur la vitesse du choc puisque le SiO est créé dans la couche de gaz choquée, qui se déplace à une vitesse proche de celle du choc. La largeur obtenue dans l'Article II (Table 3) pour la composante étroite est de $6.2 - 6.9 \text{ km.s}^{-1}$. Elle est cohérente avec celle mesurée à l'IRAM/30m par [Nguyen Luong et al. \(2013\)](#). Si deux chocs sont observés symétriquement sur chaque ligne de visée, la vitesse d'un des chocs par rapport au ridge sera égale à la largeur à mi-hauteur observée. Si un seul choc est en cause il faudra multiplier la taille à mi-hauteur par ~ 2 pour couvrir l'ensemble des couches émettrices en SiO. L'émission SiO suggère donc elle-même une vitesse de choc allant de 6 à 14 km.s^{-1} .
- Pour estimer la vitesse de choc, il est aussi possible de rechercher les flots de matière en amont du choc. Une étude en ^{13}CO le long du ridge et des filaments identifiés par [Nguyen Luong et al. \(2011b\)](#) (voir fig. 5.1-a) suggère que plusieurs composantes de vitesse, séparées de $\sim 5 \text{ km.s}^{-1}$ l'une de l'autre, pré-existent (voir schéma et diagramme position-vitesse sur la Fig. 5.1-a-b). Néanmoins, le ^{13}CO est sensible à du gaz de faible densité ($1 - 7 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$) au regard des densités estimées pour le milieu pré-choc ($10^4 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$, voir section 5.3.2). Nous comptons vérifier l'analyse présentée sur la figure 5.1 grâce à des données $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ du Large Programme W43-HERO. Publiées dans [Carlhoff et al. \(2013\)](#), ces données sondent des milieux de densités typiques de $\sim 5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ (voir table 3.1), se rapprochant de celles du milieu pré-choc. Les données $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ de ce même programme ([Nguyen Luong et al., 2013](#)) sondent des densités encore plus proches ($\sim 2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$) mais la largeur des composantes individuelles du multiplet rendent impossible la détermination précise de vitesses, car elles se superposent au sein du multiplet. En considérant que 5 km.s^{-1} est la vitesse projetée sur la ligne de visée, on obtient une estimation de la vitesse du choc de $\sim 7 \text{ km.s}^{-1}$.
- Il est aussi possible de mesurer la vitesse des couches de matière peu denses tracées par la raie moléculaire du ^{13}CO , relativement à la vitesse systémique du ridge. Cette dernière peut être estimée en supposant qu'elle correspond à la vitesse moyenne des traceurs denses, tels qu'avec les raies de N_2H^+ (étudiées à l'IRAM/30m par [Nguyen Luong et al. 2013](#)) ou les

raies de HN^{13}C (à l'IRAM/PdBI, voir § 3.1 et la figure 6 de l'Article II) : $\sim 96.6\text{--}97 \text{ km.s}^{-1}$ et variant de quelques km.s^{-1} le long du ridge. Les vitesses des composantes ^{13}CO relativement à celles du ridge sont alors de $3 - 5 \text{ km.s}^{-1}$ le long de la ligne de visée, correspondant à des vitesses de choc déprojetées de $4 - 7 \text{ km.s}^{-1}$.

Les conditions initiales des modèles de choc que nous utiliserons pour reproduire les caractéristiques de l'émission SiO , et ainsi comprendre son origine, utiliseront donc des vitesses de choc sensiblement inférieures ($4\text{--}14 \text{ km.s}^{-1}$) aux vitesses utilisées classiquement pour modéliser la production de SiO dans les chocs d'origine proto-stellaire (e.g. $25\text{--}50 \text{ km.s}^{-1}$).

5.3.2 Densités du milieu pré-choc

La figure 1 de l'Article II montre que le $\text{SiO}(2\text{--}1)$ est détecté sur toute la région A de densité moyenne $2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ et sur plus de la moitié de la région B de densité $5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ (Louvet et al., 2014). Comme seule une partie mineure des régions C et D présente une émission SiO , leur densité qui est trois à neuf fois plus faible que celle de la région B est sans doute moins représentative du milieu choqué. Si nous faisons l'hypothèse que les flots de gaz convergents sont attirés par gravité sur le ridge, la densité du gaz accrété doit être du même ordre de grandeur que celle du gaz choqué. Par suite, et en prenant en considération que le choc se produit probablement dans une couche de gaz à la périphérie du ridge, les densités pré-choc raisonnables seraient de l'ordre de $5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ à $5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$. Les modèles proposés à la section 5.4, avec une densité pré-choc de 10^5 ou de 10^6 cm^{-3} correspondent donc mieux à la densité du nuage au niveau de la région χ_1 (voir Article II). Deux grilles de modèles supplémentaires pour des densités pré-choc de 10^3 et 10^4 cm^{-3} sont en cours de construction afin de mieux couvrir l'ensemble des densités pré-choc, et notamment celles attendues pour la région χ_2 (voir fig. 2 de l'Article II).

5.3.3 Champ magnétique

La présence, ou l'absence de champ magnétique est crucial pour déterminer le type de choc qui est susceptible de se développer dans W43-MM1 (voir section 4.3). Rien ne laisse présager que le champ magnétique soit absent de W43-MM1. À plus forte raison, il a été mesuré par Sridharan et al. (2014) pour être de $\sim 6 \text{ mG}$ sur la ligne de visée de W43-N1 (voir section 3.3). Le modèle de choc utilise une définition de l'intensité du champ magnétique dépendante de la densité volumique, en accord avec les observations de l'effet Zeeman dans le milieu interstellaire dense (e.g., Crutcher, 2012). Elle est définie par

$$B[\mu\text{G}] \equiv b \times \sqrt{n_{\text{H}}[\text{cm}^{-3}]} \quad (5.1)$$

Un champ magnétique de $\sim 6 \text{ mG}$ associé à une densité caractéristique sur W43-N1 de 10^8 cm^{-3} (voir section 3.3) correspond à un paramètre b de l'ordre de ~ 1 . Le modèle de choc sera donc paramétré avec cette valeur pour b , ce qui correspond aussi à la valeur standard pour les nuages du milieu interstellaire (Crutcher, 2012). Le champ magnétique reste inconnu sur les autres positions constituant le ridge, sans mentionner le gaz accrété qui peut avoir un champ magnétique bien différent. Peu d'instruments permettent aujourd'hui la mesure du champ magnétique dans les parties denses des nuages. Nous envisageons de faire des demandes de temps au SMA, puis, dès que cela sera possible avec NIKAA2 (à l'IRAM/30m) afin de mieux contraindre le champ magnétique dans le ridge W43-MM1.

5.3.4 Intensité du rayonnement

À de telles densités et malgré la présence d'un amas stellaire dit de starburst à $5\text{--}10 \text{ pc}$ du ridge W43-MM1 (Blum et al., 2000; Motte et al., 2003), le niveau d'irradiation est faible. En effet, l'intensité du rayonnement des étoiles WR et O de l'amas, estimée à $\sim 10^5 G_0$ (selon une étude en

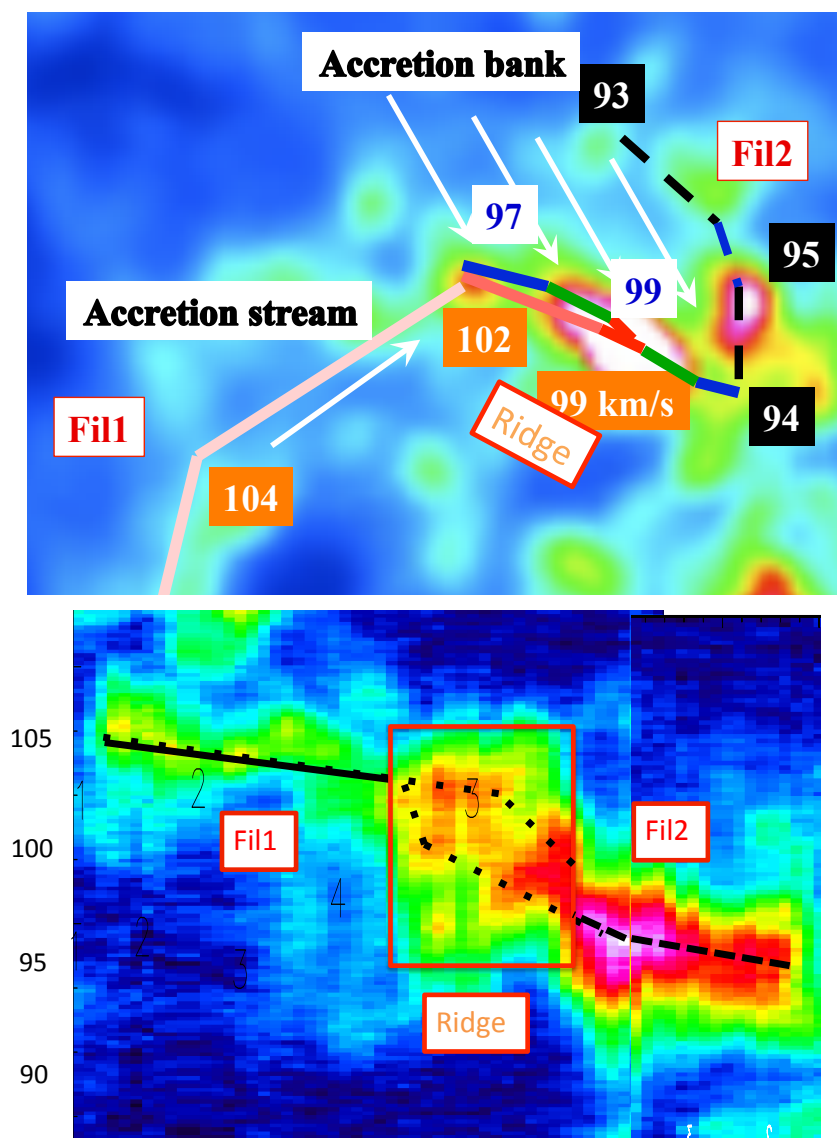


FIGURE 5.1: **Haut** : Interprétation schématique, à publier dans Louvet et al. (in prep.), que nous faisons actuellement de la dynamique du gaz de densité modérée autour du ridge W43-MM1. La carte couleur montre l'intensité intégrée du $^{13}\text{CO}(2-1)$ au travers du ridge (Carlhoff et al., 2013). Deux filaments principaux, Fil1 (courbe saumon continue) et Fil2 (courbe noire pointillée), sont en interaction avec le ridge (segments bleus, roses, rouges, et verts) et devraient logiquement être accrétés par ce puits de gravité localement important. **Bas** : Diagramme Position (en abscisse) – Vitesse (en ordonnée) du ^{13}CO mesuré le long de Fil1, du ridge puis de Fil2. La grande dispersion de vitesse est en partie dûe au fait que les raies $^{13}\text{CO}(2-1)$ ne sont plus optiquement minces dans le ridge. Elle est cependant compatible avec la structure en vitesse de W43-MM1, considérée comme complexe (avec plusieurs composantes séparées de plusieurs km.s^{-1}) par des cartographies en $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$ et $\text{HN}^{13}\text{C}(1-0)$ (voir Nguyen Luong et al. 2013 et l'Article II).

cours de Nicola Schneider), est rapidement atténuée en pénétrant à l'intérieur du nuage contenant W43-MM1. L'intensité du rayonnement devient en fait négligeable ($<0.1 G_0$) dès que la colonne de densité atteint quelques $5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. Pour mémoire, les zones étudiées ont été définies autour et au delà de 10^{23} cm^{-2} . Deux types de modèles sont proposés à la section suivante : (i) avec un champ ultraviolet moyen qui se conforme à [Draine \(1978\)](#) (ce qui correspond à $G_0 = 1$) ou (ii) sans champ UV ($G_0 = 0$). Ceux qui ont un champ de radiation nul sont donc à priori plus adaptés. C'est grâce à ces contraintes observationnelles que nous avons pu définir des paramètres de choc nous permettant de reproduire au mieux les conditions du gaz lors des chocs basse vitesse se développant le long du ridge W43-MM1.

5.4 Discussion II de l'article et contraintes sur le processus physique de formation du SiO

La nouvelle problématique abordée par les modèles de choc concerne la détection du SiO, dans des chocs de basses vitesse. En effet dans W43-MM1 nous avons observé un choc de $4-14 \text{ km.s}^{-1}$, associé à une émission substantielle de SiO. C'est une émission qui ne peut pas être expliquée par les modèles de chocs publiés à ce jour.

5.4.1 La grille de modèles

Suite aux contraintes définies à la section précédente nous choisissons d'envisager l'émission de SiO dans des chocs de type *C*. En effet, l'intensité d'un champ magnétique a été mesurée dans W43-N1, ce qui nous pousse à extrapoler son existence à tout le ridge. Nous avons aussi montré que les chocs s'y développant sont de faible vitesse (inférieures à la vitesse magnéto-sonique dans le milieu ici envisagé). Enfin, le champ ultraviolet étant faible, rien ne laisse supposer que la fraction d'ionisation soit suffisante pour que le fluide puisse être considéré comme un fluide *unique* (voir la caractérisation des types de choc à la section 4.3).

TABLE 5.1: Les valeurs des paramètres d'entrée couvertes par notre grille de modèles. Tous les modèles de chocs considérés ici sont de type *C*, l'intensité de la composante transverse du champ magnétique est donnée par $B(\mu\text{G}) = \sqrt{n_{\text{H}}(\text{cm}^{-3})}$. Les scénarios 'sig', 'sim', 'g0sig' et 'g0sim' sont décrits dans le texte, section 5.4.1.

Paramètre	Valeurs considérées	Unité
n_{H}	$10^5 ; 10^6$	cm^{-3}
v_{s}	4 ; 6 ; 8 ; 10 ; 12 ; 14	km.s^{-1}
G_0	0 ; 1	sans unité
Si scenario	sig ; sim ; g0sig ; g0sim	sans unité

Les valeurs des paramètres d'entrée couverts par notre grille de modèles sont rassemblées dans la table 5.1. Le paramètre "Si scénario" est une hypothèse sur la chimie du SiO dans le milieu pré-choc. Nous savons en effet depuis [Schilke et al. \(1997\)](#) puis [Gusdorf et al. \(2008a\)](#) que du SiO ne peut pas être formé consécutivement à une érosion du coeur des grains de poussière dans des chocs à moins de $\sim 25 \text{ km.s}^{-1}$. Il est par conséquent nécessaire qu'une fraction du SiO soit placée en dehors des coeurs réfractaires pour modéliser l'émission observée à plus basse vitesse dans W43-MM1. Cette fraction externe aux coeurs a une limite supérieure, contrainte observationnellement (voir [Gusdorf et al., 2008a](#); [Jenkins, 2009](#)), de 10% de l'abondance totale du silicium. Cette valeur de 10% est celle qui est adoptée dans les modèles de chocs qui sont présentés ici. Il faut donc garder à l'esprit que les résultats qui seront décrits pour le SiO en termes d'abondance, de densité de

colonne ou d'intensité intégrée représentent des limites supérieures. Compte tenu de cette fraction maximale de 10% et du fait que le SiO en phase gazeuse est susceptible de se photodissocier et de se ioniser en Si⁺ en présence d'un champ de rayonnement UV, nous décidons d'explorer quatre scénarii. Les conditions initiales de ces quatre scénarii sont obtenues en laissant le gaz évoluer chimiquement et thermiquement pendant 10⁷ ans (sans propagation de choc), ce qui amène le gaz à un état proche de l'équilibre thermique et chimique. Ces scénarii sont :

- scénario 'sig', dans lequel 10% de l'abondance totale de Si est placée sous forme de SiO dans la phase gazeuse, avec $G_0 = 0$
- scénario 'g0sig', dans lequel 10% de l'abondance totale de Si est placée sous forme de Si⁺ dans la phase gazeuse, avec $G_0 = 1$
- scénario 'sim', dans lequel 10% de l'abondance totale de Si est placée sous forme de SiO dans les manteaux des grains, avec $G_0 = 0$
- scénario 'g0sim', dans lequel 10% de l'abondance totale de Si est placée sous forme de SiO dans les manteaux des grains, avec $G_0 = 1$

Le dernier scénario, 'g0sim' est peu probable : en présence d'un champ de rayonnement, les manteaux des grains devraient être désorbés (e.g., [Walmsley et al., 1999](#); [Schilke et al., 2001](#)), leurs constituants moléculaires dissociés et ionisés en phase gazeuse, ce qui correspond à la configuration 'g0sig'. Nous envisageons cependant cette hypothèse car les réactions de photo-désorption ne sont pas prises en compte dans nos modèles. La table 5.2 regroupe l'ensemble des modèles qui sont ici proposés, avec le nom de chacun d'entre eux qui sera ensuite utilisé dans le corps du texte.

TABLE 5.2: Paramétrisation des différents modèles.

Nom	Densité [cm ⁻³]	G_0	10% du Si dans :
C5sig	10 ⁵	0	phase gazeuse
C6sig	10 ⁶	0	phase gazeuse
C5g0sig	10 ⁵	1	phase gazeuse
C6g0sig	10 ⁶	1	phase gazeuse
C5sim	10 ⁵	0	manteau des grains
C6sim	10 ⁶	0	manteau des grains
C5g0sim	10 ⁵	1	manteau des grains
C6g0sim	10 ⁶	1	manteau des grains

5.4.1.1 Les modèles de chocs

Les modèles de choc utilisés ici sont les modèles de 'chocs irradiés' développés par [Lesaffre et al. \(2013\)](#) à partir du modèle de chocs de Paris-Durham introduit à la section 4.7. La version du code utilisée est telle que : (i) le traitement des grains repose sur la description proposée par [Flower & Pineau des Forêts \(2003\)](#) (ii) l'érosion des cœurs des grains, mais aussi le sputtering des manteaux (voir fig. 4.8), sont inclus dans la chimie des modèles (iii) les seuils associés à ces effets sont ceux calculés par [May et al. \(2000\)](#) (iv) le taux de formation du SiO par réaction en phase gazeuse entre Si et O₂ est celui mesuré par [Le Picard et al. \(2001\)](#) (v) le traitement du H₂ (molécule clé par son abondance, son rôle de refroidisseur du milieu et son importance en terme de collisionneur et de partenaire de réaction chimique) n'a pas changé par rapport à [Le Bourlot et al. \(2002\)](#) (vi) les travaux de Guillet et collaborateurs ([Guillet et al., 2007, 2009, 2011](#)) sur les interactions grain-grain ne sont pas inclus. Toutefois, pour les valeurs de vitesse de chocs considérées ici, inférieures à 20 km.s⁻¹, ces interactions ne jouent pas un rôle significatif (e.g., [Anderl et al., 2013](#)).

Le changement majeur apporté par [Lesaffre et al. \(2013\)](#) par rapport aux versions précédentes

(e.g., [Gusdorf et al., 2008a,b](#)) réside dans la prise en compte des effets d'un champ de rayonnement ultraviolet. Techniquement, la source de ce rayonnement est placée dans la région pré-choc. Cette prise en compte se compose :

- du paramètre G_0 , qui quantifie l'intensité du rayonnement ultraviolet auquel la couche de choc est soumise
- d'une extinction A_v qui est intégrée le long de la couche choquée, à partir d'une valeur initiale qui simule l'existence d'une couche amortissante entre la source de rayonnement et la couche considérée

Cette inclusion d'un champ de rayonnement ultraviolet s'accompagne d'impacts physique et chimique :

- le chauffage de la région choquée dû à l'effet photoélectrique sur les grains de poussière est pris en compte
- la photodissociation de H_2 et CO est activée. Elle s'appuie sur les tables de taux de dissociation présentées par [Lee et al. \(1996\)](#) pour le CO, et [Draine & Bertoldi \(1996\)](#) pour H_2 et prennent en compte les effets d'écrantage et d'autoécrantage. La photo-désorption des grains n'est, elle, pas prise en compte.

5.4.2 L'abondance du SiO : colonne de densité modélisées et observées

Les figures 5.2 et 5.3 présentent les profils thermiques (traits pleins) et les profils d'abondance de SiO (traits pointillés) pour tous les modèles de notre grille. Nous avons vérifié que ces figures ne dépendent pas de l'âge considéré pour nos modèles : la densité de colonne de SiO (intégrée le long de la direction de propagation du choc) ne varie plus au delà d'un certain temps. Ceci est dû au fait qu'en dessous d'une certaine température, dans le modèle de Paris-Durham, toutes les molécules de SiO présentes dans la phase gazeuse se recondensent sur les manteaux des grains. Cette recondensation a lieu, dans nos modèles, au moment où la matière commence à s'accumuler dans le post-choc d'une façon non réaliste. En effet, dans la réalité (multidimensionnelle), le gaz ne s'accumule pas dans le milieu post-choc, mais se relaxe dans les trois dimensions de l'espace, ce qui n'est pas pris en compte dans nos modèles. En l'absence de cette recondensation artificielle, [Gusdorf et al. \(2008a\)](#) avaient montré que le SiO s'oxydait en SiO_2 au bout d'un temps plus long que celui nécessaire à la recondensation. Une telle modélisation est aussi possible, mais mènerait sans doute à une surestimation de la quantité de SiO associée à la couche de choc. Le traitement de recondensation moléculaire explique la chute systématique de l'abondance fractionnelle de SiO dans les modèles présentés sur les figures 5.2 et 5.3 dans le milieu post-choc. L'obtention du profil d'abondance du SiO en fonction du temps de traversée, c'est-à-dire, de façon équivalente en fonction d'un paramètre de distance (ou d'épaisseur) du choc nous permet de calculer la densité de colonne de SiO générée par ces modèles.

La figure 5.4 propose ces calculs de colonne de densité pour les différents scénarii envisagés quant aux conditions pré-choc :

- avec l'hypothèse 'sig', le SiO est présent en phase gazeuse sur toute l'épaisseur du choc, ce qui explique les hautes densités de colonne générées. La légère diminution de densité de colonne avec la vitesse provient de la diminution de cette épaisseur, comme le montre la figure 5.2
- avec l'hypothèse 'sim' ou 'g0sim', la densité de colonne de SiO formée dans la phase gazeuse ne devient significative qu'au-delà de $8-10 \text{ km.s}^{-1}$, valeur qui correspond au seuil de déclenchement du 'sputtering' des manteaux des grains dans le modèle de choc.

En conclusion, les différences de densité de colonne de SiO dans les modèles considérés (avec des paramètres d'entrées équivalents) reflètent les différents mécanismes de formation de SiO.

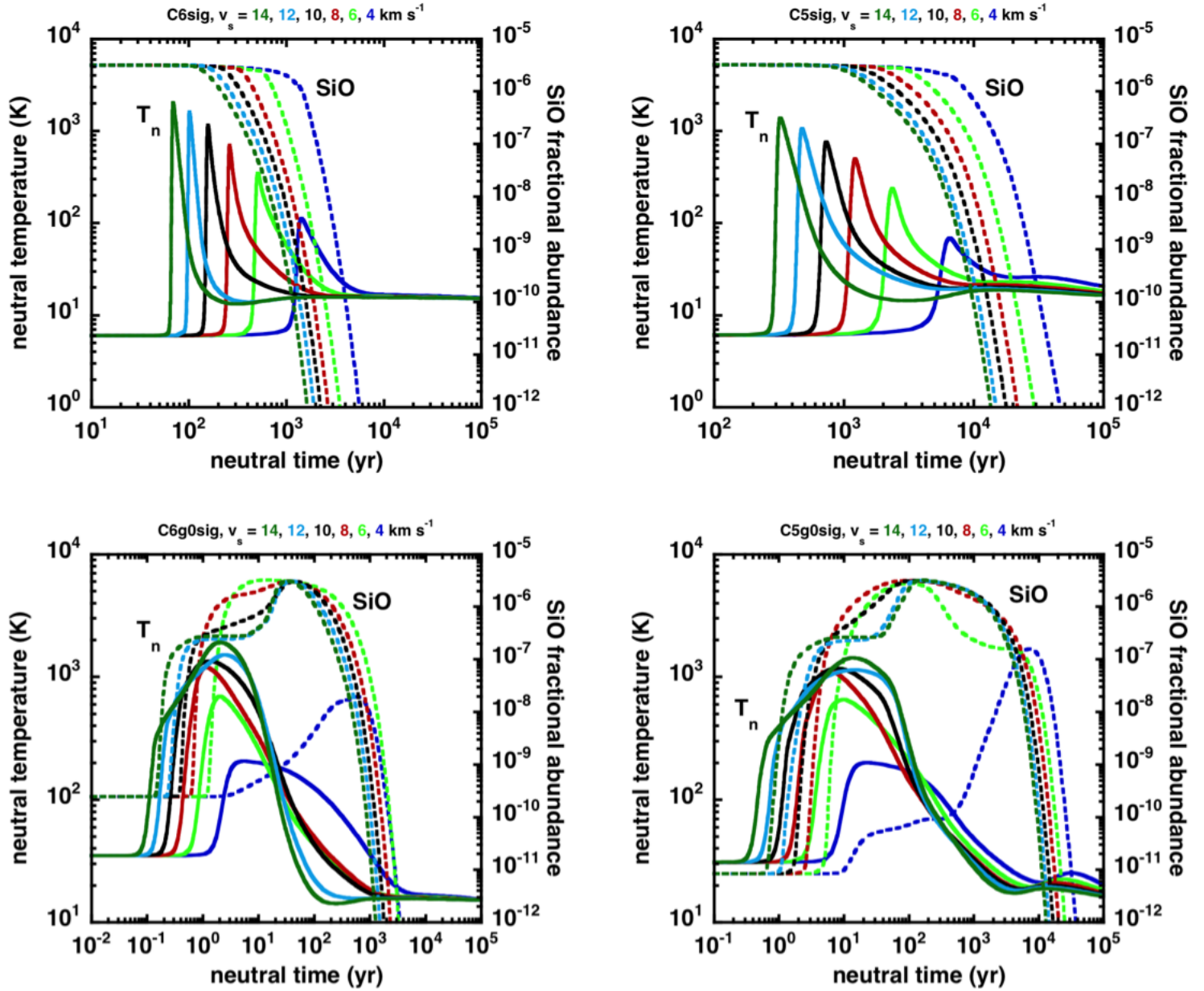


FIGURE 5.2: Profils de température du fluide des neutres (traits pleins) et de l'abondance fractionnelle de SiO (pointillés) pour tous les modèles de notre grille, en fonction d'un paramètre de temps lié à l'épaisseur du modèle. Chaque couleur correspond à une vitesse de choc comme indiqué au dessus de chaque panneau. Chaque panneau correspond à un choix de densité, de valeur de G_0 , et de scénario d'abondance du silicium ; le nom correspondant (voir table 5.2) est aussi indiqué au-dessus de chaque panneau.

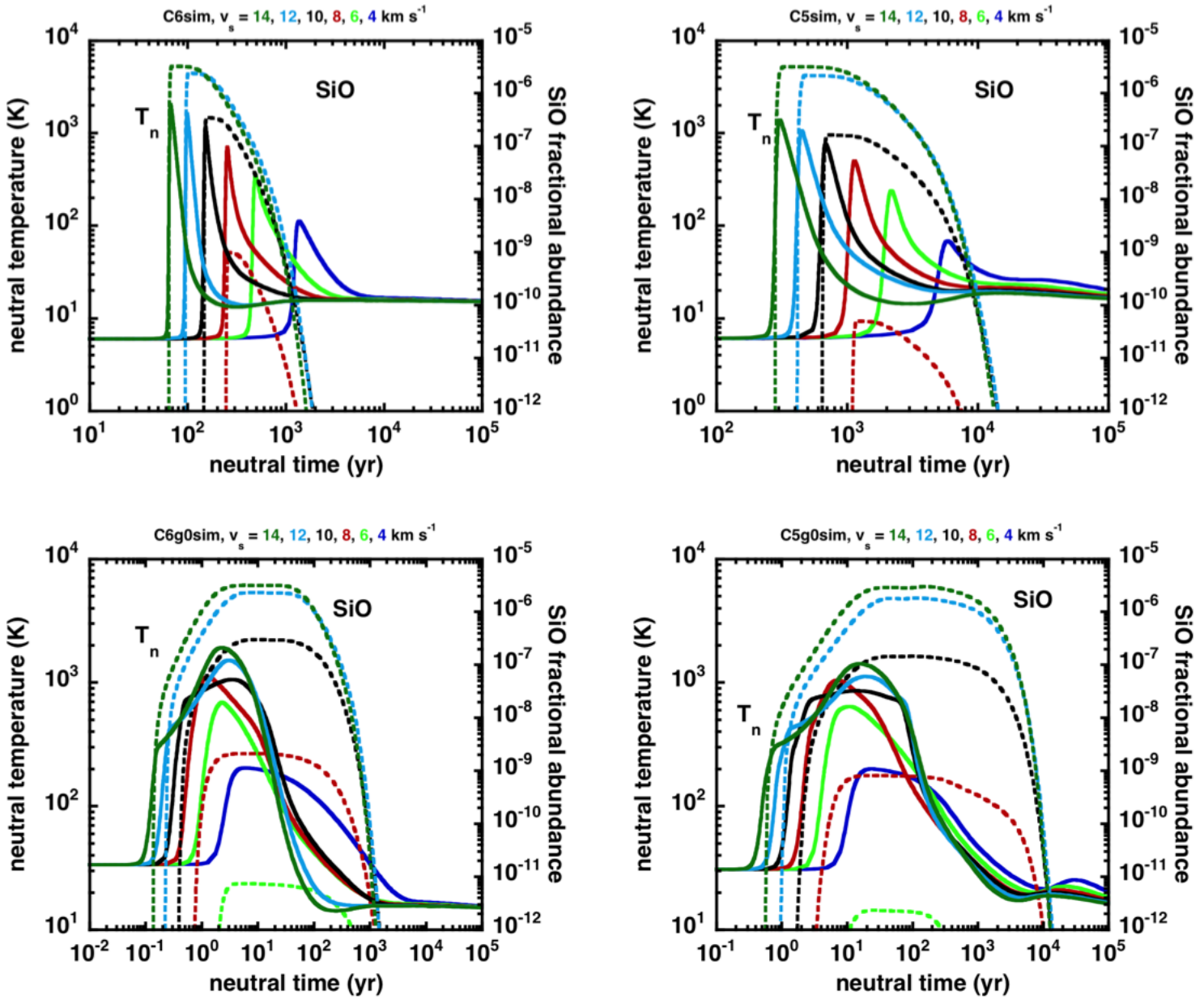


FIGURE 5.3: (Suite fig. 5.2) Profils de température du fluide des neutres (traits pleins) et de l'abondance fractionnelle de SiO (pointillés) pour tous les modèles de notre grille, en fonction d'un paramètre de temps lié à l'épaisseur du modèle. Chaque couleur correspond à une vitesse de choc comme indiqué au-dessus de chaque panneau. Chaque panneau correspond à un choix de densité, de valeur de G_0 , et de scénario d'abondance du silicium; le nom correspondant (voir table 5.2) est aussi indiqué au-dessus de chaque panneau.

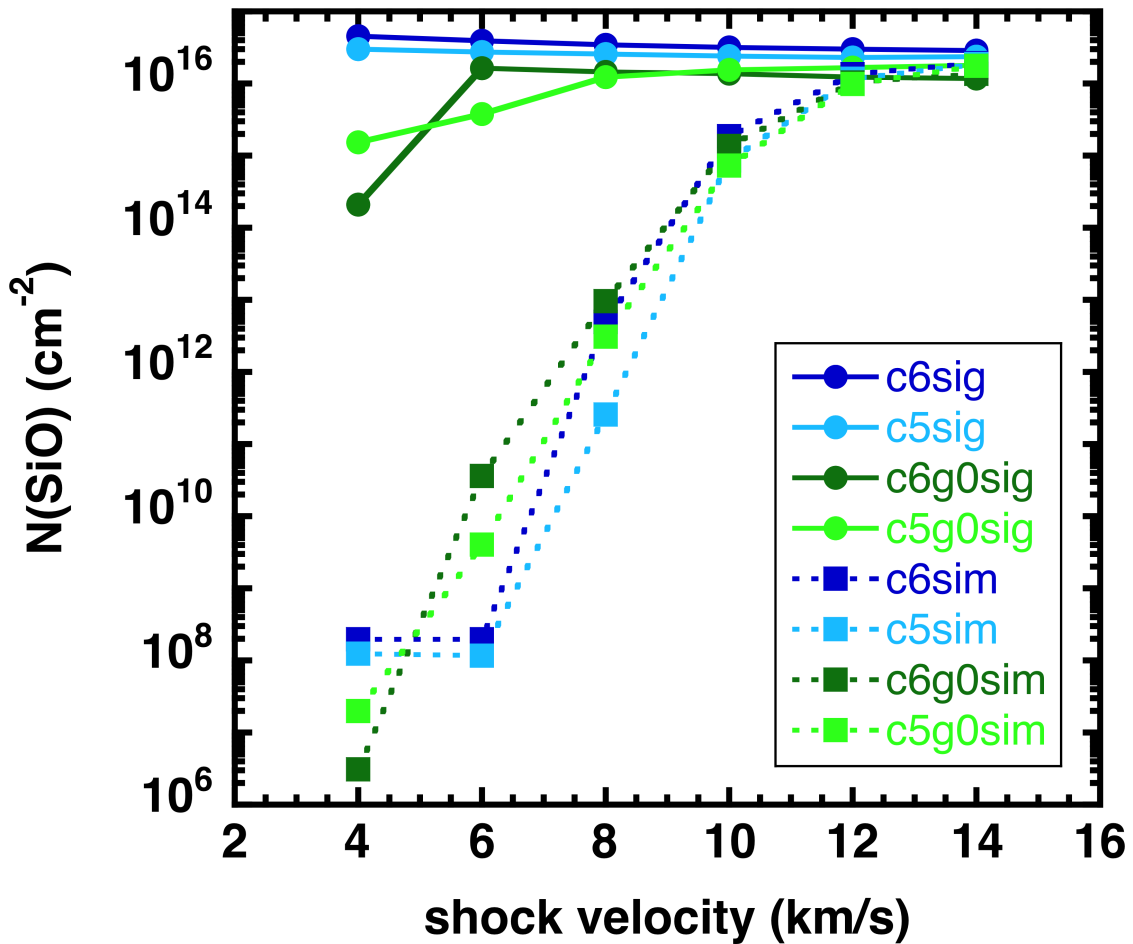


FIGURE 5.4: Densité de colonne totale de SiO obtenue pour chaque modèle considéré dans notre grille. Le code de couleur et la légende sont indiqués sur la figure ; la clé pour le nom des modèles est donnée dans la table 5.2. **Remarque** : Chacune des colonnes de densité de SiO données par ces modèles doit être considérée comme une valeur supérieure. En effet, comme précisé à la section 5.4.1, chacun des modèles ici présentés adopte la valeur maximale de Si qui peut être présente en dehors du cœur réfractaire des grains : 10%.

Mesure des colonnes de densité de SiO(2–1) observées dans W43-MM1 L'Article II, présenté à la section 5.2, met en exergue deux régions distinctes χ_1 et χ_2 où la nature des chocs – et par conséquent de l'émission SiO – est différente. Je propose ici d'estimer les colonnes de densité caractéristiques de ces deux régions et de les comparer aux résultats des modèles de choc présentés ci-dessus. Pour rappel (voir § 3.3 et table 3 de l'Article II), il a été établi que les chocs à basse vitesse étaient responsables de $\sim 40\%$ de l'émission du SiO dans la région χ_1 et de $\sim 80\%$ de l'émission du SiO dans la région χ_2 . La table 5.3 présente les températures de raies intégrées en K.km.s^{-1} , les températures d'excitation qui ont été considérées et les colonnes de densité de SiO leur correspondant.

 TABLE 5.3: Paramètres caractéristiques de régions χ_1 et χ_2 définies à la section 5.2.

T_{ex} [K]	Q_{rot}	$T_{\text{MB}}(\chi_1)$ [K.km.s^{-1}]	$N(\text{SiO})_{\chi_1}$ [cm^{-2}]	$T_{\text{MB}}(\chi_2)$ [K.km.s^{-1}]	$N(\text{SiO})_{\chi_2}$ [cm^{-2}]
5	5.15	12.1	4.3×10^{12}	0.9	3.2×10^{11}
10	9.94	12.1	4.4×10^{12}	0.9	3.3×10^{11}
20	19.53	12.1	6.4×10^{12}	0.9	4.7×10^{11}
50	48.33	12.1	1.3×10^{13}	0.9	9.8×10^{11}
200	192.41	12.1	4.8×10^{13}	0.9	3.5×10^{12}

Le calcul des colonnes de densité s'appuie sur l'intégration des équations de transfert radiatif (voir chap. 12 de [Wilson et al. 2012](#) et [Nguyen Luong et al. 2013](#)). Adapté à la transition $J = 2 \rightarrow 1$ du SiO, il vient :

$$N_{\text{tot}}^{\text{SiO}(2-1)} = 1.98 \times 10^{10} \text{cm}^{-2} \times \frac{1}{f} \times Q_{\text{rot}}(T_{\text{ex}}) \times \exp \left[0.0625 \left(\frac{T_{\text{ex}}}{100 \text{ K}} \right)^{-1} \right] \times \frac{\int T_{\text{MB}} dV}{1 \text{ K.km.s}^{-1}} \quad (5.2)$$

où f est le filling-factor (pris unitaire ici), Q_{rot} est la fonction de partition¹ (voir table 5.3), T_{ex} la température d'excitation et $\int T_{\text{MB}} dV$ l'intensité intégrée de la raie de SiO. Cette équation suppose aussi que l'opacité de SiO demeure peu élevée. Cela se justifie a posteriori via un calcul LVG (voir section 5.4.3), qui montre que la transition SiO(2–1) n'est optiquement épaisse que pour les modèles les plus denses avec les chocs les plus rapides.

Dans l'équation 5.2, qui lie la colonne de densité totale de SiO à son intensité intégrée, un paramètre est difficile à contraindre. Il s'agit de la température d'excitation T_{ex} . En effet cette température est impactée par les excitations-désexcitations radiatives (liées à la température T_b) et par les excitations-désexcitations collisionnelles (liées à la température T_{cin})². Par exemple, [Nguyen Luong et al. \(2013\)](#) proposent un intervalle T_{ex} allant de 20 K à 10^6 K. Dans un premier temps, nous choisissons de balayer l'intervalle de température allant de 5 K à 200 K. Ce choix est motivé par une analyse grossière (sans modèle LVG) entre les rapports d'intensité des transitions $J = 3 \rightarrow 2$ et $J = 2 \rightarrow 1$ (voir section 5.5) qui indique une température d'excitation relativement basse pour les deux régions χ_1 ($T_{\text{ex}} \sim 60$ K) et χ_2 ($T_{\text{ex}} \sim 30$ K). Puisque nous disposons de différentes transitions de SiO (voir section 5.5) il sera possible à terme d'utiliser une approximation LVG pour contraindre proprement T_{ex} . Les colonnes de densité calculées pour ces deux valeurs de T_{ex} sont indiquées dans la table 5.3 et reportées sur la figure 5.5.

Un premier résultat de cette confrontation est l'incapacité de tous les modèles "sig", qui supposent que 10% de l'abondance totale du SiO est placée dans la phase gazeuse, à reproduire nos colonnes de densité. Ces modèles génèrent des colonnes de densité en SiO de l'ordre de 10^{16}cm^{-2} .

1. J'ai utilisé les tabulations du SiO fournies par [ExOmOl](#).

2. Le lecteur intéressé par ce sujet pourra trouver toute l'information nécessaire dans l'annexe B de [Stahler & Palla \(2005\)](#).

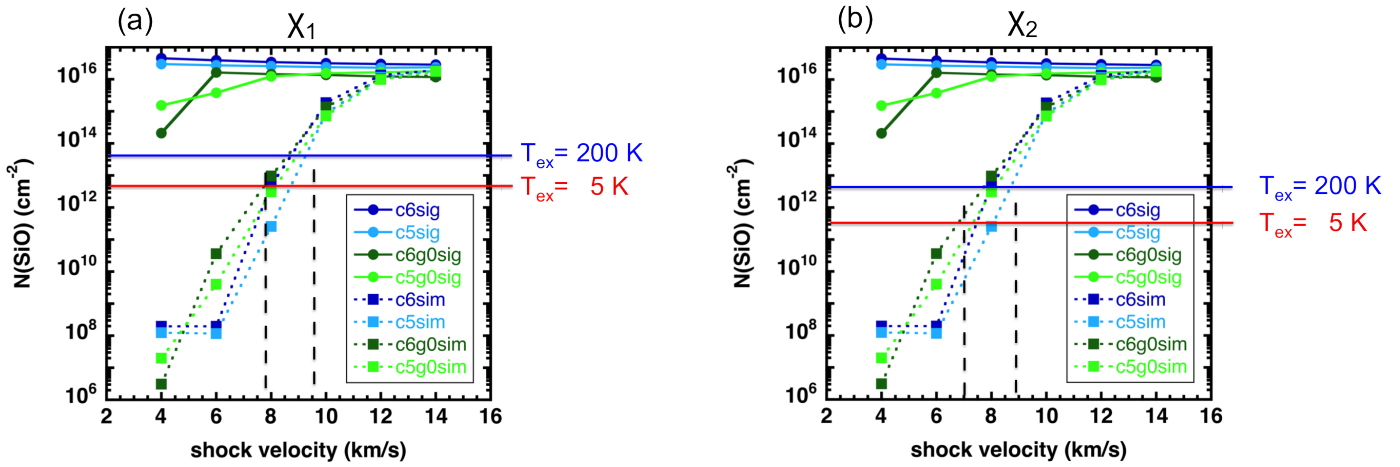


TABLE 5.2: Paramétrisation des différents modèles

Nom	Densité [cm^{-3}]	G_0	10% du Si dans :
C5sig	10^5	0	phase gazeuse
C6sig	10^6	0	phase gazeuse
C5g0sig	10^5	1	phase gazeuse
C6g0sig	10^6	1	phase gazeuse
C5sim	10^5	0	manteau des grains
C6sim	10^6	0	manteau des grains
C5g0sim	10^5	1	manteau des grains
C6g0sim	10^6	1	manteau des grains

FIGURE 5.5: Confrontation des colonnes de SiO de la grille de modèles face aux observations des régions χ_1 (panneau a) et χ_2 (panneau b). La table 5.2 est rappelée ici pour faciliter la lecture des deux panneaux supérieurs.

Ces très hautes colonnes de densité sont 3 à 4 ordres de grandeur au delà des colonnes mesurées dans χ_1 et χ_2 respectivement. Cet échec montre que placer 10% de l'abondance totale de SiO directement en phase gazeuse n'est pas une solution valide pour satisfaire les contraintes observationnelles.

C'est la seule contrainte sur les modèles que cette comparaison permet. En effet, tous les modèles "sim" sont capables de fournir les densités de colonne observées. On peut néanmoins relever le faible intervalle de vitesse de choc permettant une bonne correspondance entre modèles et observations : $7 \text{ km.s}^{-1} \leq v_{\text{choc}} \leq 10 \text{ km.s}^{-1}$, en accord avec les contraintes sur les vitesses de choc fournies par les observations (voir section 5.3.1).

5.4.3 L'émission moléculaire du SiO(2–1) : modèles et observations

Grâce à la connaissance des valeurs de densité locale totales et de SiO, de température et de gradient de vitesse en chaque point du choc, il est possible de résoudre les équations de l'équilibre statistique pour le SiO en chaque point. Par suite nous pouvons calculer la population de niveaux rotationnels du SiO, l'émissivité de ses transitions, et enfin l'intensité intégrée associée à chacune de ses transitions. Ces calculs se font dans le cadre de l'approximation LVG, pour *Large Velocity Gradient*, couramment utilisée (voir notamment Surdej 1977 pour la théorie, et e.g. Lefloch et al. 1998 pour un exemple d'utilisation). En pratique, le transfert de rayonnement de la molécule de SiO se

fait à l'aide d'un module qui prend les sorties du modèle de choc de Paris-Durham en entrée, et qui délivre les caractéristiques de l'émission de SiO en chaque point du choc. Cette méthode est celle présentée dans [Gusdorf et al. \(2008a\)](#) pour le calcul du transfert de rayonnement du SiO (généralisée depuis à d'autres molécules, voir [Gusdorf et al. 2012](#) et [Leurini et al. 2014](#)). [Gusdorf et al. \(2011\)](#) ont démontré la validité d'un tel calcul *a posteriori* par rapport à la résolution des équations de l'équilibre statistique à l'intérieur du modèle de chocs lui-même. Cette dernière solution permet d'évaluer 'en direct' le refroidissement opéré par le rayonnement sur la région choquée ([Flower & Pineau Des Forêts, 2010](#); [Flower & Pineau des Forêts, 2013](#)) plutôt que d'utiliser des valeurs de refroidissement tabulées par [Neufeld & Kaufman \(1993\)](#), qui est la méthodologie suivie dans la version du modèle que nous utilisons.

La combinaison du modèle de choc avec ce module de transfert de rayonnement permet d'évaluer les émissivités des transitions en chaque point du choc, et de suivre l'évolution de l'intensité intégrée dans la couche de choc. Cette évolution est donnée pour la transition rotationnelle SiO(2-1) (dont le niveau supérieur est associé à l'énergie 6.25 K) dans les figures 5.6 et 5.7 pour tous les modèles de la grille (voir table 5.2), en fonction de la durée du choc.

Pour les modèles de la première ligne, 'C6sig' et 'C5sig', le SiO est présent sur toute l'épaisseur de la couche choquée à un niveau quasiment constant, comme l'indique la figure 5.6. L'excitation de ses niveaux suit donc l'évolution de la température et de la compression (qui suit cette dernière de très près) dans le fluide neutre. Le pic de température de la transition (2-1) est donc atteint peu après le pic de température des neutres, et son intensité dépend de ce maximum : l'intensité intégrée de la raie (2-1) augmente avec la vitesse de choc. En présence d'un champ de rayonnement ('C6g0sig' et 'C5g0sig'), la situation est un peu différente, comme l'indiquent les panneaux de la deuxième ligne. Ceci est dû au fait que pour un milieu donné, il est nécessaire d'atteindre une vitesse de choc seuil capable de comprimer suffisamment le gaz afin d'offrir un écrantage face au champ UV au Si⁺. Il capte alors un électron et peut ensuite former du SiO via les réactions 4.10 et 4.11.

Pour les modèles de la troisième ligne, 'C6sim' et 'C5sim', deux cas sont à considérer : en deçà de la vitesse critique de sputtering des manteaux (environ 8-10 km.s⁻¹, voir section 4.6), l'abondance de SiO en phase gazeuse, et par suite l'émission de SiO, est négligeable. Au-delà de cette vitesse seuil, le SiO est présent en quantité significative dans la phase gazeuse où son émission devient elle aussi significative. Ces modèles sont de fait semblables à ceux de la première ligne. L'émission dans la raie (2-1) est légèrement inférieure pour ces modèles à celle de leurs équivalents de la première ligne, car le SiO n'est pas présent dans la phase gazeuse dès le début du choc : le sputtering des manteaux devient efficace au saut de température (voir la fig. 5.2). Au-delà de 10 km.s⁻¹, le SiO est relâché dans la phase gazeuse assez rapidement, comme en l'absence de champ de rayonnement, mais la transition (2-1) est excitée plus efficacement après le maximum de température des neutres, au plus fort de la compression, qui est retardée par rapport au cas non irradié.

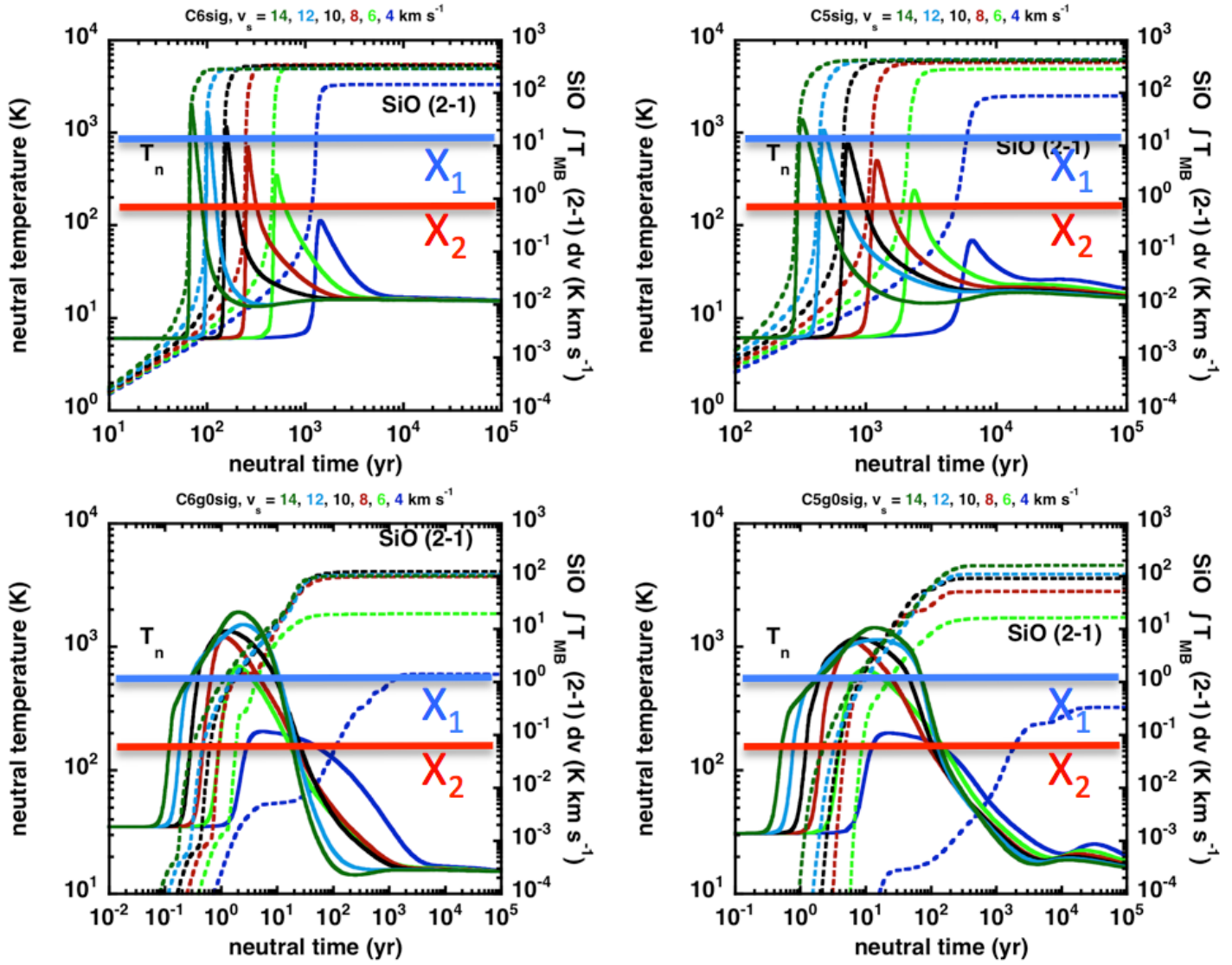


FIGURE 5.6: Profils de température du fluide des neutres (traits pleins) et de l'intensité intégrée de la transition (2-1) de SiO (pointillés) pour tous les modèles de notre grille, en fonction d'un paramètre de temps lié à l'épaisseur du modèle. Chaque couleur correspond à une vitesse de choc comme indiqué au dessus de chaque panneau. Chaque panneau correspond à un choix de densité, de valeur de G_0 , et de scénario d'abondance du silicium ; le nom correspondant (clé donnée dans la table 5.2) est aussi indiqué au-dessus de chaque panneau. Sur chacun des modèles, les valeurs des intensités intégrées pour les régions χ_1 (en bleu) et χ_2 (en rouge) ont été reportées.

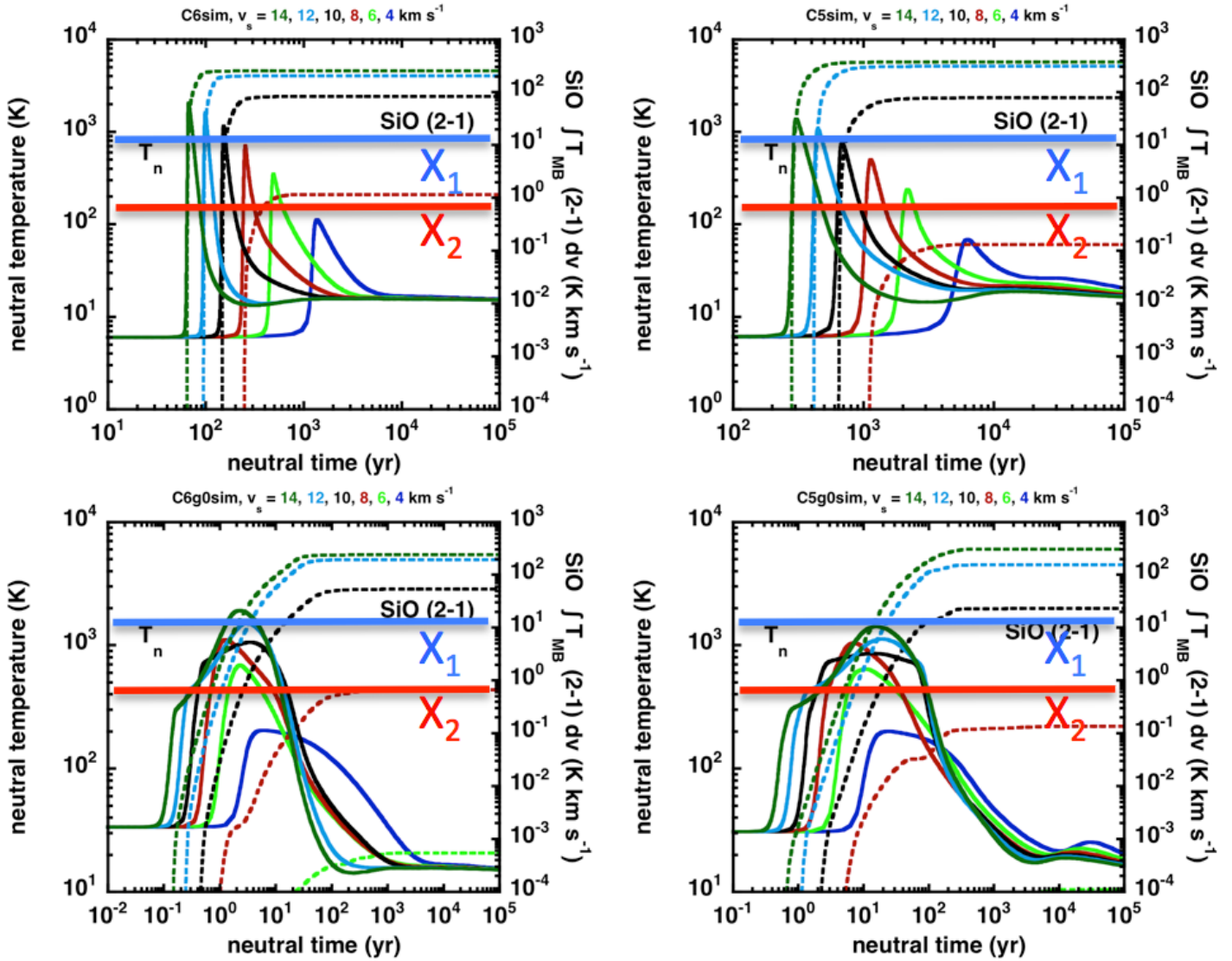


FIGURE 5.7: **Suite figure 5.6** Profils de température du fluide des neutres (traits pleins) et de l'intensité intégrée de la transition (2-1) de SiO (pointillés) pour tous les modèles de notre grille, en fonction d'un paramètre de temps lié à l'épaisseur du modèle. Chaque couleur correspond à une vitesse de choc comme indiqué au dessus de chaque panneau. Chaque panneau correspond à un choix de densité, de valeur de G_0 , et de scénario d'abondance du silicium ; le nom correspondant (clé donnée dans la table 5.2) est aussi indiqué au-dessus de chaque panneau. Sur chacun des modèles, les valeurs des intensités intégrées pour les régions χ_1 (en bleu) et χ_2 (en rouge) ont été reportées.

Confrontation avec les observations de W43-MM1 Pour confronter les intensités intégrées obtenues depuis la grille de modèles nous allons (ré)utiliser les intensités intégrées données dans la table 5.3. Pour mémoire, nous avons $T_{\text{MB}}(\chi_1) = 12.2 \text{ K.km.s}^{-1}$ et $T_{\text{MB}}(\chi_2) = 0.9 \text{ K.km.s}^{-1}$, en supposant un filling factor de 1. Ces valeurs sont reportées sur les figures 5.6 et 5.7.

A la section 5.3, où les valeurs physiques initiales pour paramétrer les modèles ont été discutées, il a été précisé que les densités proposées³ dans les modèles ici présentés correspondaient à la région χ_1 . Je comparerai donc uniquement la région χ_1 aux modèles, les données de la région χ_2 ayant été placées sur les figures 5.6 et 5.7 uniquement pour information.

Au regard de ces figures uniquement, sans prendre en compte les contraintes obtenues grâce aux confrontations entre observations et colonne de densité de SiO (voir section 5.4.2), il apparaît que seuls les modèles C5sig et C6sig sont incapables de reproduire les observations. Les valeurs d'intensité intégrée qu'ils prédisent sont en effet un ordre de grandeur au dessus de celle mesurée pour χ_1 .

La seconde ligne de la figure 5.4.2 montre que les modèles C5g0sig et C6g0sig peuvent reproduire les intensités intégrées dans W43-MM1 à condition de considérer un choc de très faible vitesse : $4-6 \text{ km.s}^{-1}$.

Les quatre panneaux inférieurs (C6sim, C5sim, C6g0sim et C5g0sim) proposent tous une vitesse de choc entre $8-10 \text{ km.s}^{-1}$, proche de celle indiquée par la confrontation entre observations et modèles pour l'estimation de la colonne densité totale en SiO. Cette dernière comparaison avait très nettement exclu les modèles considérant 10% de la fraction de SiO initialement située en phase gazeuse. Les contraintes observationnelles décrites à la section 5.3, favorisaient fortement un G_0 nul. Ainsi, les deux modèles les plus aptes à représenter l'émission SiO dans W43-MM1 sont : C5sim et C6sim (voir paramètres dans la table 5.2). Cette discrimination entre les différents modèles n'est valide que si l'on considère que 10% du SiO est initialement en phase gazeuse ou dans le manteau des grains. En réalité, puisque cette valeur de 10% est une valeur supérieure de la fraction de SiO qui peut être en dehors du cœur réfractaire des grains, tous les modèles qui ont été exclus pour un excès d'émission de SiO restent valides en variant cette fraction de SiO extérieure au cœur réfractaire de 0% à 10%.

Conclusion Dans les deux dernières sections, nous avons montré que de l'émission de SiO peut être générée dans des chocs à haute densité et à basse vitesse. Les paramètres de chocs envisagés sont les suivants : densité pré-choc $n_{\text{H}} = 10^5, 10^6 \text{ cm}^{-3}$, vitesse de choc $v_s = 4, 6, 8, 10, 12, 14 \text{ km.s}^{-1}$, champ magnétique transverse (en μG) égal à $\sqrt{n_{\text{H}}(\text{cm}^{-3})}$, $G_0 = 0,1$, pour différents scénarii de formation de SiO. La confrontation entre les observations et les modèles de choc a montré une grande dégénérescence de ces derniers, ne permettant pas d'affirmation ferme. Nous avons néanmoins montré qu'un champ UV n'est pas nécessaire pour reproduire les observations dans W43-MM1. Une autre étude, l'étude multitransitionnelle présentée ci-après devraient permettre d'obtenir des contraintes plus fortes sur les paramètres et processus physiques dans W43-MM1.

3. Pour rappel, d'autres grilles de modèles sont en cours de construction pour les densités pré-choc de 10^3 et 10^4 cm^{-3}

5.5 Projet en cours

5.5.1 Diagramme d'excitation

Les intensités de raies observées et les prédictions de ces raies par les modèles sont usuellement confrontées par l'intermédiaire de *diagrammes d'excitation*. Ces diagrammes sont d'une aide précieuse mais ne peuvent être rigoureusement utilisés que sous certaines conditions :

- Ils ne sont pleinement valides que si l'environnement est à l'ETL (pour *équilibre thermodynamique locale*), c'est à dire lorsque les transitions de niveau d'énergie sont gouvernés par des processus d'excitations-déexcitations collisionnels. Cette condition est remplie pour un milieu dont la densité locale n excède significativement la densité critique n_{crit} de la transition. ⁴. À l'ETL, on a $T_{\text{ex}} \simeq T_{\text{cin}}$ et la population des niveaux d'énergie vérifie une distribution de Boltzmann avec :

$$\frac{n_J}{n_{J'}} = \frac{g_J}{g_{J'}} \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T_{\text{cin}}}\right) \quad (5.3)$$

Dans l'équation 5.3, n_J et $n_{J'}$ dénombrent les populations des niveaux J et J' respectivement ; ΔE exprime la différence d'énergie entre le niveau J et J' ; g_J et $g_{J'}$ sont les dégénérescences des niveaux J et J' respectivement ; T_{cin} est la température cinétique du gaz et k_B est la constante de Boltzmann.

- L'environnement doit être optiquement mince (c'est à dire que les radiations émises par la molécule d'intérêt ne sont pas réabsorbées).
- Le filling factor doit être de 1. C'est à dire que l'émission moléculaire doit remplir totalement et uniformément le beam observationnel.

Dans ces conditions, en intégrant l'équation 5.3 le long de la ligne de visée, on a :

$$\ln\left(\frac{N_J}{g_J}\right) = \ln\left(\frac{N_{J'}}{g_{J'}}\right) - \frac{\Delta E}{k_B T_{\text{cin}}} \quad (5.4)$$

où N est la colonne de densité et T_{cin} est supposée constante le long de la ligne de visée. Alors, une représentation de $\ln(N_J/g_J)$ en fonction de $(\Delta E)/k_B$ a une pente de $-1/T_{\text{cin}}$. Les observations permettent de contraindre cette représentation et d'en déduire la pente. Puisqu'elle est gouvernée par le quotient $-1/T_{\text{cin}}$, on en déduit donc directement la température cinétique du gaz, une donnée précieuse.

De plus, l'intersection de la tangente avec l'origine ($x = 0$) permet de déduire la densité de colonne totale (voir [Goldsmith & Langer 1999](#)). Un diagramme d'excitation permet donc une mesure indépendante de la valeur de la colonne de densité pour chaque molécule, et indépendante des mesures basées sur l'émission des poussières qui ont été présentées au chapitre 3.

Dans la pratique, même pour ce cas idéal, la température cinétique T_{cin} varie généralement le long de la ligne de visée, en conséquence de quoi la représentation $\ln(N_{v,J}/g_J)$ versus $(E_{v,J} - E_{0,J'})/k_B$ n'est pas linéaire mais montre un profil légèrement incurvé. Cette déformation est visible par exemple sur la figure 5.8 qui présente une comparaison entre les diagrammes d'excitation observationnels et prédits pour le H₂ dans Ceph. A ([Wright et al., 1996](#)).

En réalité, les conditions présentées ci-dessus sont rarement vérifiées. En premier lieu, il est fréquent que les densités locales ne soient pas suffisantes pour thermaliser les transitions, on sort alors de l'hypothèse d'ETL. C'est notamment le cas pour la transition $J = 2 \rightarrow 1$ de SiO (présentée

4. La densité critique est définie par $n_{\text{crit}} = \frac{A_{si}}{\gamma_{si}}$. A_{si} est le coefficient d'Einstein, qui représente la probabilité par unité de temps d'une décroissance spontanée depuis le niveau supérieur vers le niveau inférieur. γ_{si} est le taux de décroissance collisionnelle (en $\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$). Pour une définition plus complète de la densité critique, j'invite le lecteur à consulter (e.g.) ([Godard & Cernicharo, 2013](#)), en particulier la quatrième équation de leur annexe A.

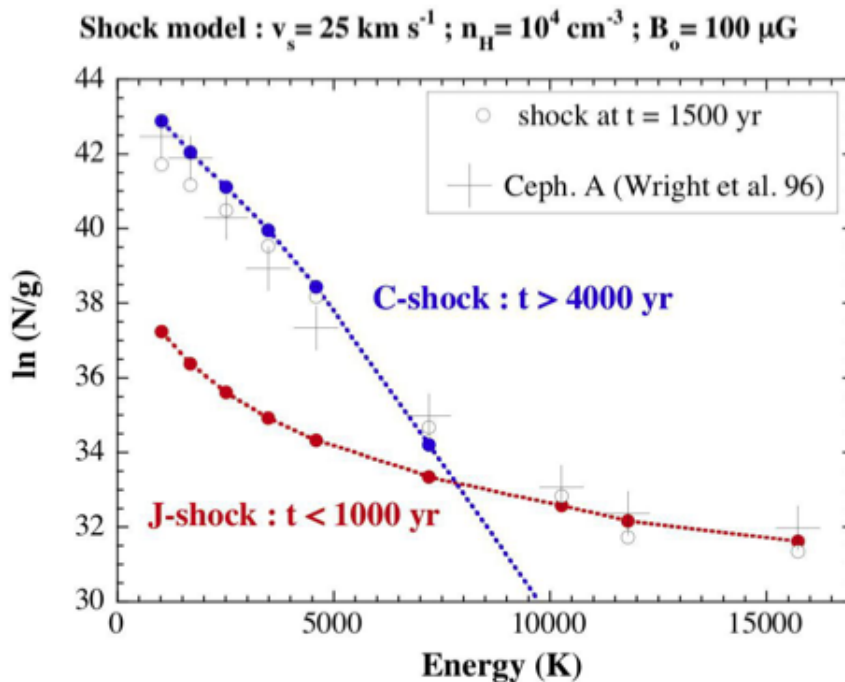


FIGURE 5.8: Diagramme d'excitation du H_2 observé par [Wright et al. \(1996\)](#) comparé avec les prédictions d'un choc-CJ à deux âges différents : $t < 1000$ an (en rouge) et $t = 4000$ ans (en bleu). La vitesse du choc est $v_{\text{choc}} = 25 \text{ km.s}^{-1}$, la densité pré-choc est de $n_H = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ et la composante transverse du champ magnétique $B_0 = 100 \mu\text{G}$.

à la section 5.2) qui a une densité critique $n_{\text{crit}} = 3 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, alors que les densités de nuage (en dehors des cœurs) dans W43-MM1 vont de $6 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ (région D) à $2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ (région A) (voir section 3.3). Par conséquent, la population des niveaux d'énergie vérifie une distribution de Boltzmann non plus régie par une température cinétique, mais par une température d'excitation (T_{ex}) :

$$\frac{n_J}{n_{J'}} = \frac{g_J}{g_{J'}} \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T_{\text{ex}}}\right) \quad (5.5)$$

Les différents facteurs étant les mêmes que ceux définis à l'équation 5.3.

Une seconde constatation est que le filling factor n'est généralement pas unitaire. Nous avons la chance de disposer de données interférométriques (IRAM/PdBI et bientôt ALMA) qui nous permettront de rigoureusement l'estimer pour nos travaux portant sur le SiO.

Enfin, il est fréquent que l'hypothèse de milieu optiquement mince ne soit pas vérifiée. La seule solution de correction consiste alors, pour chacune des transitions du diagramme d'excitation que l'on souhaite construire, à estimer l'épaisseur optique du milieu en s'appuyant sur l'émission d'un isotope de la molécule d'intérêt.

Malheureusement, les basses transitions de SiO ne sont généralement pas optiquement minces. C'est pour cette raison que les observations sont habituellement présentées, dans le cas de SiO, sous la forme de diagrammes d'intensités intégrées (e.g. [Nisini et al. 2007](#)).

5.5.2 Diagrammes d'intensité intégrés pour W43-MM1

Les modèles présentés à la section 4.7 permettent de produire des diagrammes d'intensité intégrée. Ces diagrammes montrent les intensités intégrées des différentes transitions en fonction des

conditions pré-choc et de la nature du choc. La comparaison avec des observations multi-transitions de SiO permettrait de contraindre finement les conditions physiques régnant dans les différentes sous-régions du filament W43-MM1. La chimie du SiO (sa répartition initiale dans le milieu pré-choc et les mécanismes de sa formation) pourrait être aussi contrainte par ces comparaisons.

Le calcul du transfert de rayonnement pour la molécule de SiO permet de produire les dia-

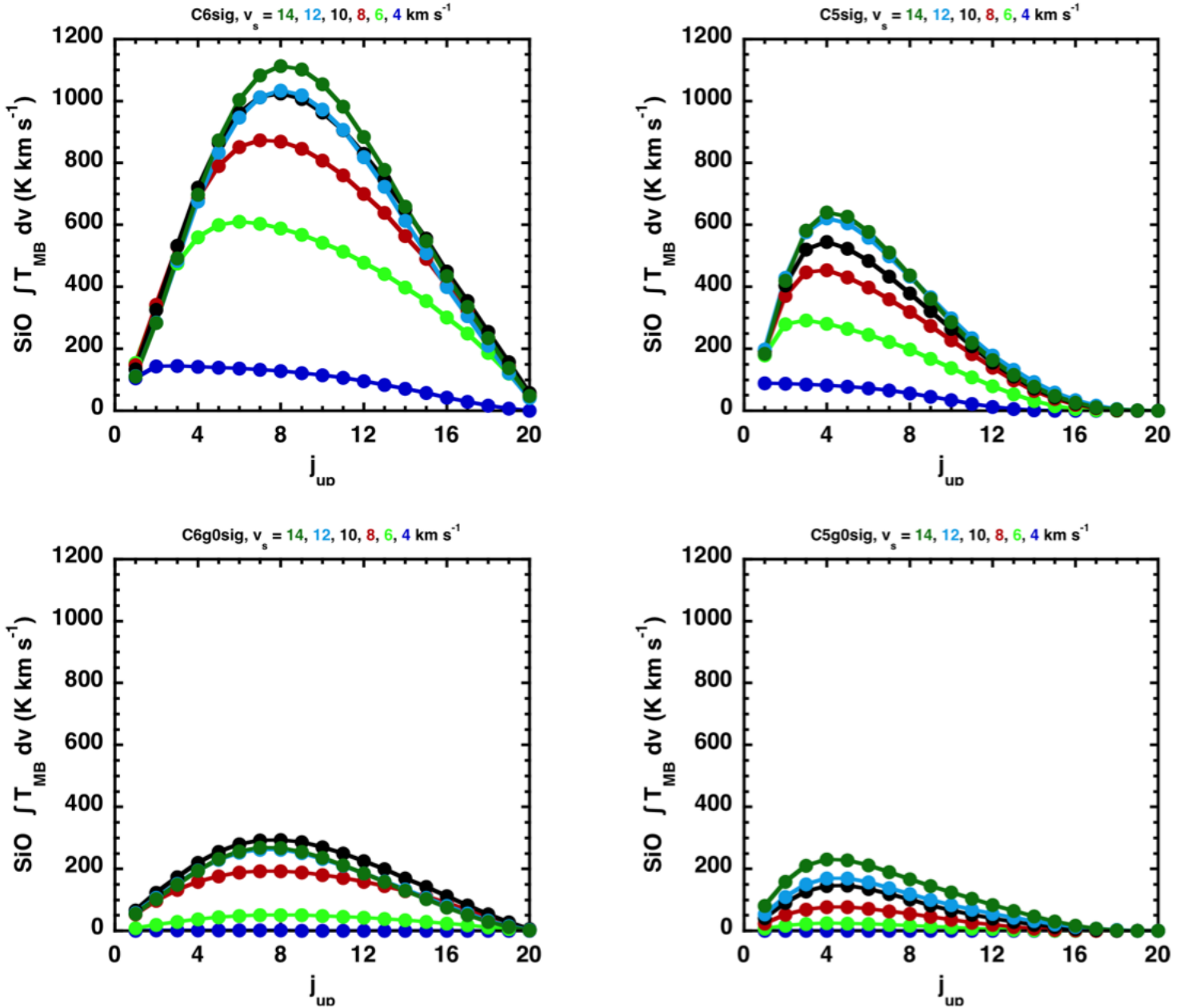


FIGURE 5.9: Diagrammes d'intensité intégrée obtenus pour chaque modèle de notre grille. Un tel diagramme est une façon de représenter l'intensité intégrée de chaque transition en fonction du nombre quantique rotationnel du niveau supérieur de la transition. Chaque couleur correspond à une vitesse de choc comme indiqué au-dessus de chaque panneau. Chaque panneau correspond à un choix de densité, de valeur de G_0 , et de scénario d'abondance du silicium ; le nom correspondant (clé donnée dans la table 5.2) est aussi indiqué au-dessus de chaque panneau.

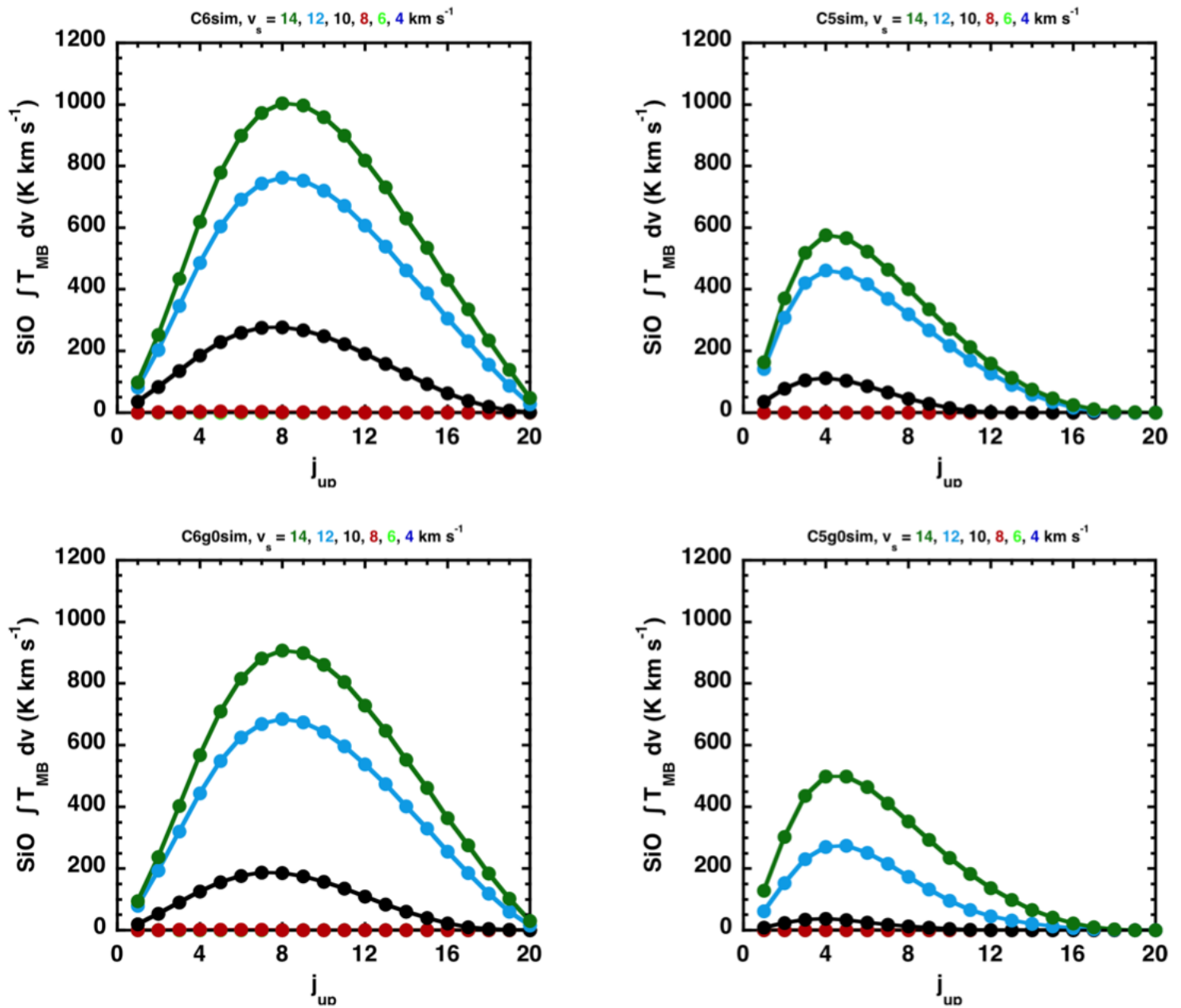


FIGURE 5.10: Suite de la figure 5.9 Diagrammes d'intensité intégrée obtenues pour chaque modèle de notre grille. Un tel diagramme est une façon de représenter l'intensité intégrée de chaque transition en fonction du nombre quantique rotationnel du niveau supérieur de la transition. Chaque couleur correspond à une vitesse de choc comme indiqué au dessus de chaque panneau. Chaque panneau correspond à un choix de densité, de valeur de G_0 , et de scénario d'abondance du silicium ; le nom correspondant (clé donnée dans la table 5.2) est aussi indiqué au-dessus de chaque panneau.

grammes d'intensité intégrée correspondants, pour tous les modèles de la grille. Les diagrammes obtenus sont présentés sur les figures 5.9 et 5.10. Leur lecture doit être faite en gardant à l'esprit que l'on obtiendrait des valeurs d'intensité intégrée moindres en diminuant la fraction de Si initialement placée en dehors des cœurs réfractaires (ici prise égale à la valeur maximale de 10%). La variété de ces diagrammes d'intensité intégrée provient non seulement de la variété des paramètres

d'entrée couverts par notre grille, mais aussi de celle des scénarii de formation de SiO envisagés ici. Plusieurs commentaires généraux peuvent être faits sur ces diagrammes :

- l'émission de SiO est naturellement plus importante dans les modèles les plus denses, et le pic du diagramme d'intensité intégrée est déplacé vers les J_{up} plus importants dans ce cas, comme déjà constaté dans [Schilke et al. \(1997\)](#) ou [Gusdorf et al. \(2008a,b\)](#)
- les modèles pour lesquels l'émission est la plus importante sont ceux de la première ligne ('C6sig' et 'C5sig'), qui bénéficient à la fois d'une importante abondance de SiO sur toute l'épaisseur de la couche choquée et d'une compression immédiatement après le saut de température
- dans l'ordre d'intensité de l'émission, les modèles de la troisième ligne ('C6sim' et 'C5sim') suivent, du moins pour ceux dont la vitesse permet de libérer du SiO dans la phase gazeuse de façon efficace (au-dessus de 10 km.s^{-1}). En effet dans ces modèles, le SiO est présent de façon significative dès le saut de température grâce au sputtering des manteaux, c'est-à-dire sur une épaisseur de choc légèrement moindre que pour les modèles de la première ligne, ce qui explique la moindre émission résultante. Immédiatement après dans l'ordre arrivent les modèles de la quatrième ligne ('C6g0sim' et 'C5g0sim'), qui diffèrent de ceux de la troisième ligne par le retard de la compression par rapport au pic de température. Le résultat est que le SiO émet sur une couche encore un peu plus fine, d'où une émission résultante encore amoindrie
- enfin, les modèles les moins efficaces en termes d'émission de SiO sont ceux de la deuxième ligne, qui combinent un temps de formation de SiO en phase gazeuse assez lent (par rapport aux autres configurations étudiées), et un décalage entre compression et pic de température, ce qui explique la faiblesse générale de l'émission.

Afin de comparer ces diagrammes d'intensité intégrées j'ai demandé (avec le concours de A. Gusdorf), et obtenu, des données auprès de l'IRAM/30m (voir chap. 2) et du radiotélescope APEX (voir table 2.1). Les transitions $J = 3 \rightarrow 2$ et $J = 7 \rightarrow 6$ à l'IRAM/30m et les transitions $J = 5 \rightarrow 4$, $J = 6 \rightarrow 5$, $J = 8 \rightarrow 7$, et $J = 10 \rightarrow 9$ à l'APEX ont ainsi pu être obtenues.

À cause de contraintes de temps d'utilisation des instruments je n'ai pas demandé une cartographie complète de la région W43-MM1, comme ce fut le cas pour la transition $J = 2 \rightarrow 1$, mais seulement sept "mini-cartes" sur des régions où l'émission SiO semble de nature différente. La figure 5.11 positionne sur la carte SiO (2-1) (présentée à la section 5.2) les sept régions sélectionnées (étoiles). La mini-cartographie est motivée par la nécessité de convoluer chacune des transitions à la même résolution, chaque transition ayant un beam différent indiqué sur la figure 5.11. La résolution d'une transition est en effet régie par l'équation 2.1, qui dépend de la fréquence de la transition et de la taille de l'antenne (différente pour l'IRAM/30m et l'APEX, voir la table 2.1).

Toutes les données obtenues auprès des deux télescopes IRAM/30m et APEX ont été réduites et sont présentées aux figures 5.12 à 5.18. Les diagrammes d'intensité intégrée, fruit de cette étude multitransitionnelle, ne sont pas encore disponibles. En effet, nous faisons actuellement face à des difficultés d'intercalibration entre les instruments APEX et IRAM/30m (+ IRAM/PdBI). Ces obstacles seront franchis grâce à de nouvelles observations avec le télescope APEX au cours de l'été 2014, et les diagrammes pourront être construits et comparés aux modèles peu après. Ils feront l'objet de deux articles. Le premier sera focalisé sur la position la plus forte en émission (qui correspond au cœur W43-N1 présenté au chapitre 3), et sur une grille détaillée et complète de modèles de chocs (Gusdorf-Louvet et al., in prep.). Le second englobera toutes les positions et axera son fil directeur sur la nature des chocs le long du ridge W43-MM1 (Louvet et al., in prep.).

La série de spectres ci-dessous bien que préliminaire mérite déjà quelques commentaires généraux. Les trois transitions les plus basses ($J = 2 \rightarrow 1$ à $J = 5 \rightarrow 4$) sont détectées sur les sept positions que nous avons demandées. Sans surprise d'après l'étude montrée à la section 5.2, la position MM1 (voir fig. 5.11) est celle pour laquelle le plus de transitions ont été détectées avec succès

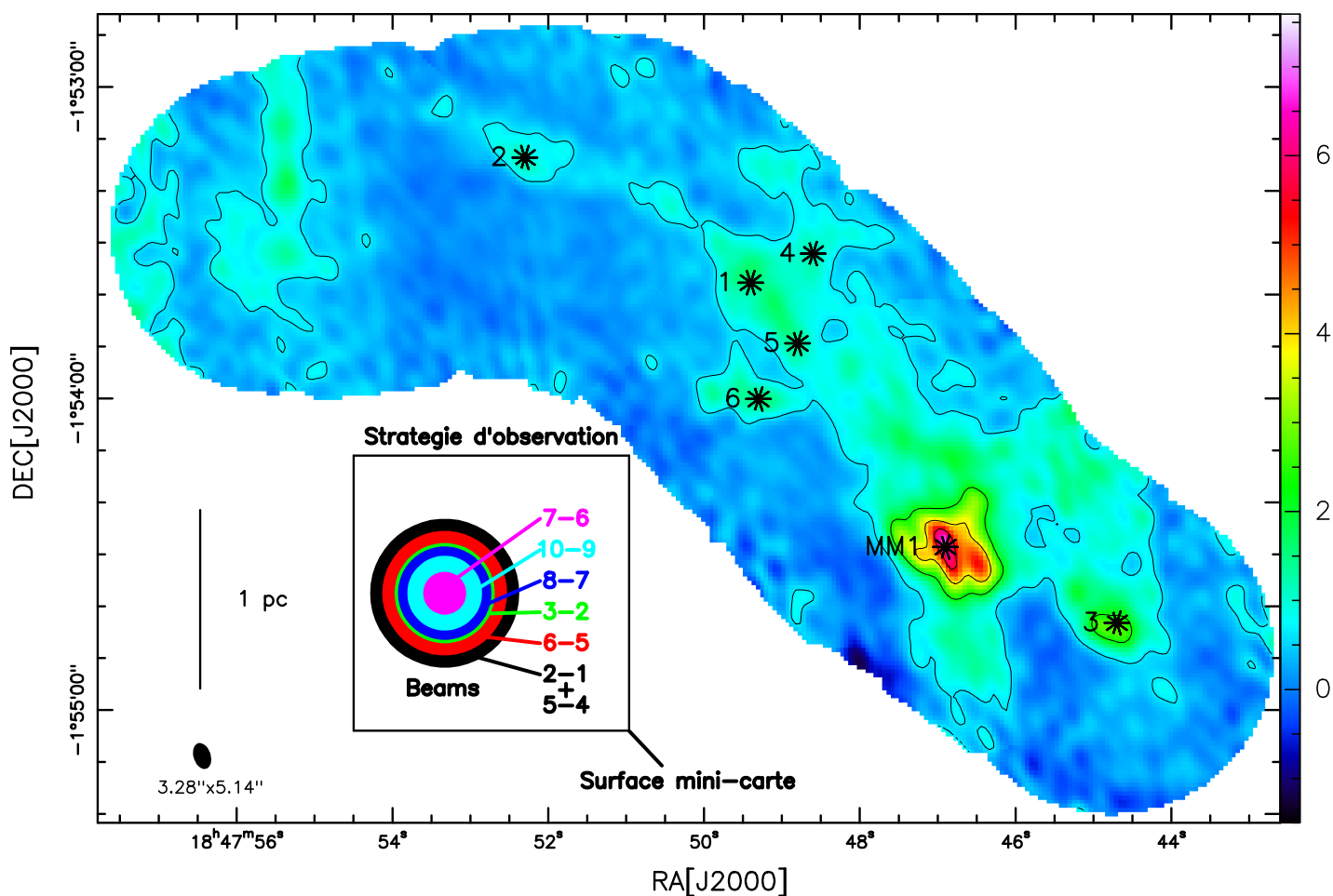


FIGURE 5.11: Carte de l'émission SiO(2-1) intégrée de 80 km.s^{-1} à 120 km.s^{-1} . Les sept étoiles sur la figure localisent les positions où les transitions complémentaires de SiO ont été obtenues auprès des télescopes APEX et IRAM/30m. Le cartouche illustre la taille des mini-cartes qui ont été demandées pour chacune des positions. Tous les spectres sont présentés aux figures 5.12 à 5.18.

(transition $2 \rightarrow 1$ à $8 \rightarrow 7$). De manière générale, un bon accord est trouvé entre les raies moléculaires pour chacune des positions. Le nombre et la position de chacun des ajustements de Gaussiennes montrées sur les figures sont en effet similaires d'une transition à l'autre. L'absence de détection de certaines transitions pour les positions 1 à 6 n'est pas un échec. Cela permettra en effet de placer des valeurs limites supérieures qui permettront, elles aussi, de contraindre les modèles présentés à la figure 5.9.

Remarque En plus des transitions de SiO dans W43-MM1, un autre projet a été initié très récemment. Une large collaboration s'est mise en place pour obtenir de multiples transitions en CO auprès des instruments SOFIA ($J = 11 \rightarrow 10$) et APEX ($J = 6 \rightarrow 5$ et $7 \rightarrow 6$). Ces transitions, en association avec les données ($J = 2 \rightarrow 1$) du large programme IRAM/30m W43-HERO, permettraient de construire un diagramme d'intensité en CO. L'association des contraintes obtenues grâce aux diagrammes SiO et CO permettront de réduire encore davantage la dégénérescence des modèles.

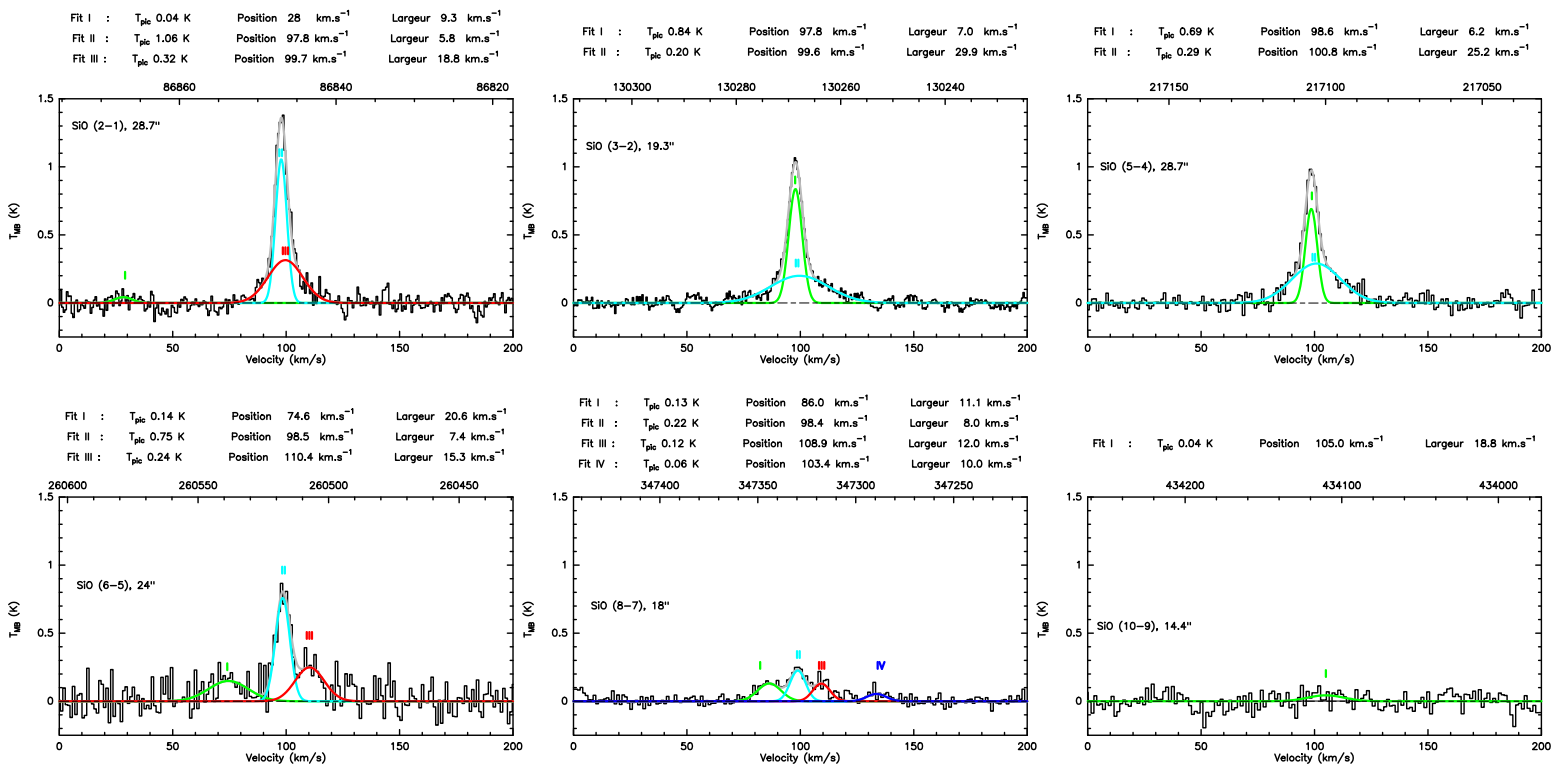


FIGURE 5.12: Position MM1 de la figure 5.11.

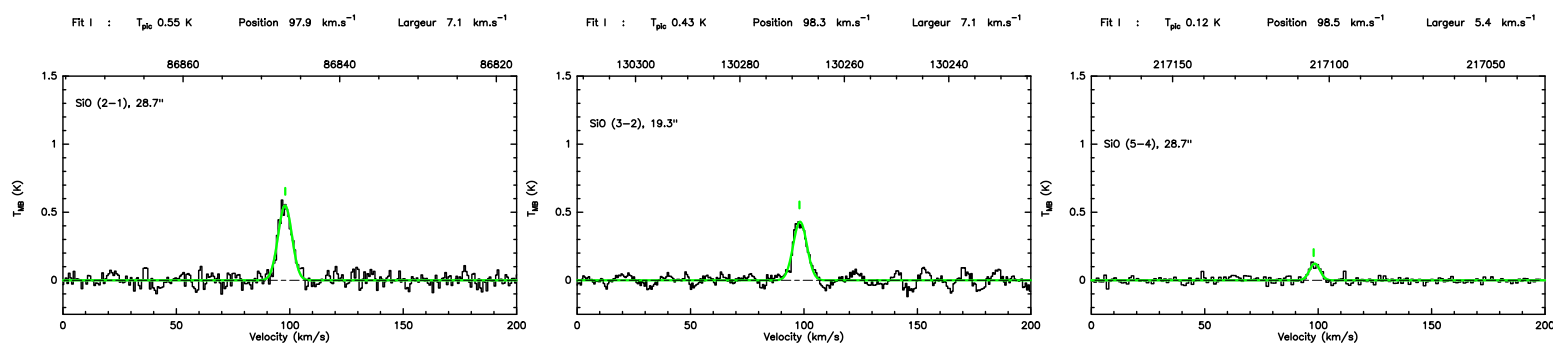


FIGURE 5.13: Position #1 de la figure 5.11.

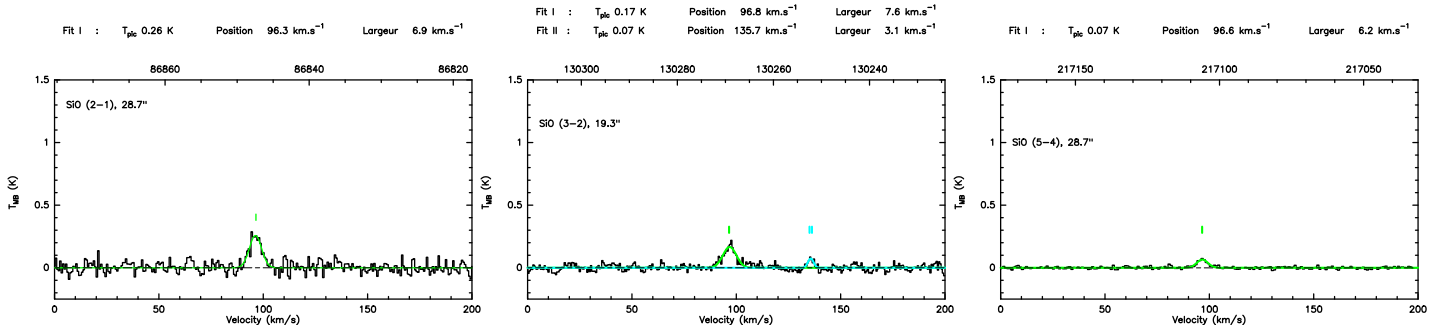


FIGURE 5.14: Position #2 de la figure 5.11.

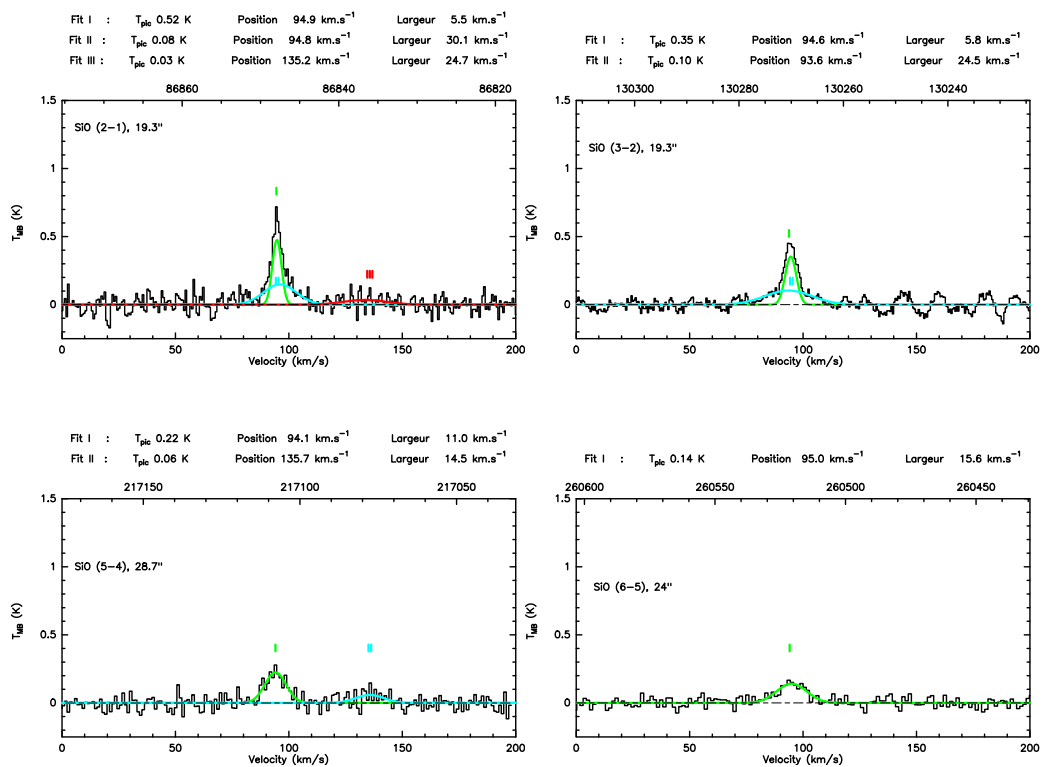


FIGURE 5.15: Position #3 de la figure 5.11.

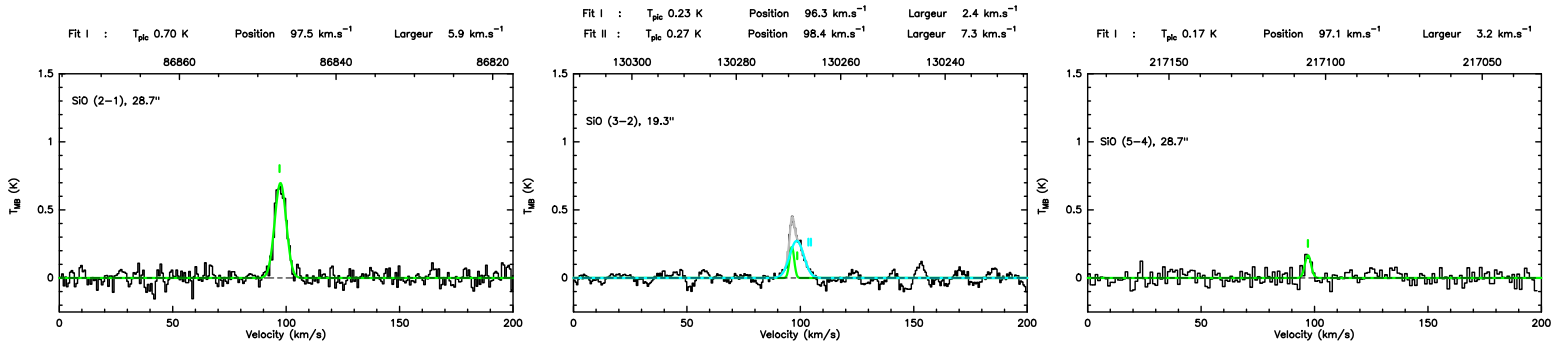


FIGURE 5.16: Position #4 de la figure 5.11.

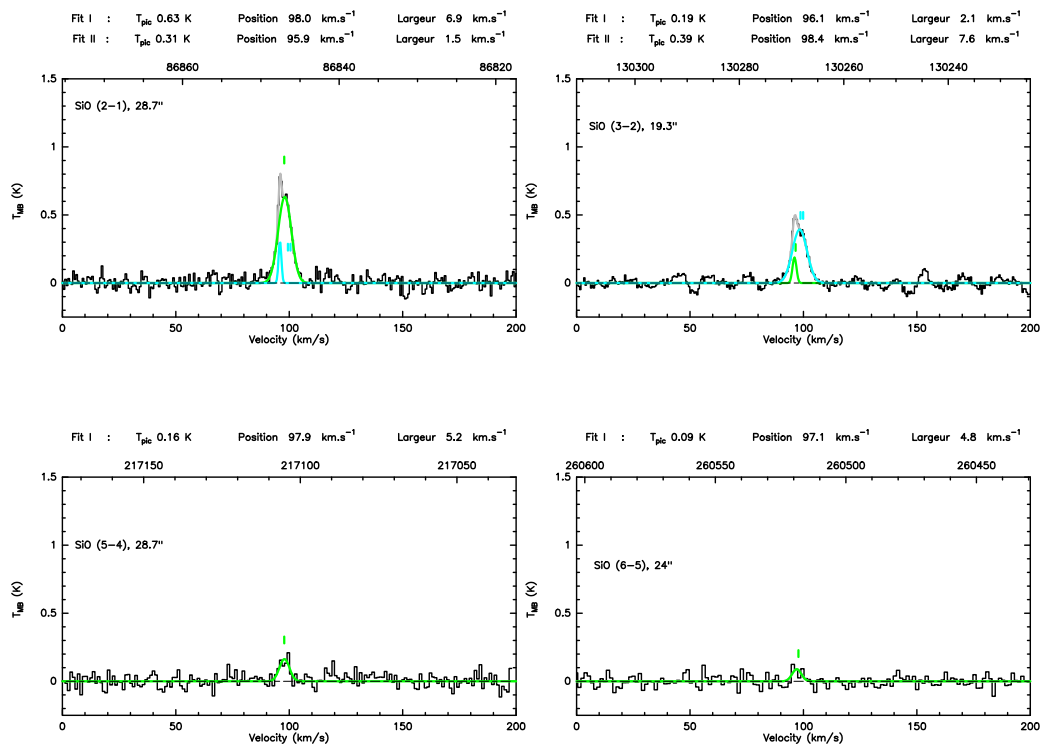


FIGURE 5.17: Position #5 de la figure 5.11.

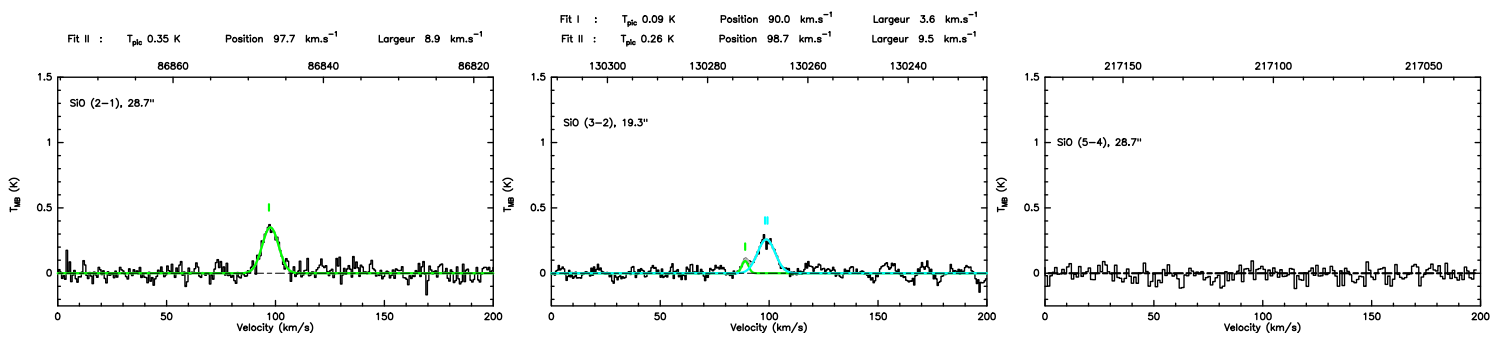


FIGURE 5.18: Position #6 de la figure 5.11.

6

Conclusions et perspectives

Sommaire

6.1	Conclusions	142
6.2	Perspectives	143
6.2.1	Déterminer les stades évolutifs des cœurs denses massifs de W43-MM1 . . .	143
6.2.2	Recherche des couches de gaz dense en relation avec les chocs SiO	144
6.2.3	Étude multi-transitionnelles en SiO	145

6.1 Conclusions

La formation des étoiles a toujours été un des principaux sujet d'étude de l'astrophysique. La compréhension des processus de formation de ces objets est de première importance à de nombreuses échelles. À l'échelle des galaxies, la formation, la vie et la mort des étoiles sont une des clés permettant la compréhension des budgets énergétiques galactiques. À l'inverse aux plus petites échelles, la formation des étoiles est cruciale pour l'étude de la formation des planètes (qui se forment lors des phases finales des processus de formation stellaire) et pour l'étude des nuages moléculaires, en interaction avec les étoiles en formations (voir section 1.4 pour plus de détails).

Le processus de formation des étoiles de faible masse ($M_* < 8 M_\odot$), via le modèle classique proposant un diagramme évolutif empirique est maintenant bien admis (voir section 1.3). En revanche, les premières étapes de la formation des étoiles massives ($M_* \geq 8 M_\odot$), de type O ou B, sont une des grandes questions encore mal comprises de l'astrophysique. Il s'agit là d'un thème qui stimule une grande activité sur les plans théorique, numérique et observationnel depuis plusieurs années (voir section 1.4.2). Il reste que pour les divers scénarii, plus ou moins dynamiques, proposés pour expliquer la formation des étoiles massives le rôle de la turbulence et du champ magnétique sont mal contraints (voir sections 1.4.2.1 et 1.4.2.2). Il semble maintenant acquis que les étoiles massives naissent dans des cœurs denses massifs, qui se forment au sein de nuages moléculaires hypermassifs. Néanmoins, la formation de ces structures ainsi que leur évolution reste sujet à débat.

J'ai présenté aux chapitres 3 et 5 une étude observationnelle détaillée du ridge W43-MM1. Il s'agit d'un filament hyper-massif situé à 6 kpc du soleil dans la région W43, qui connaît un embrasement de formation d'étoiles ($SFR = 6000 M_\odot \text{Mans}^{-1}$), comparable aux valeurs typiques des galaxies *starburst* (voir section 3.3). Ce ridge est ainsi l'un des meilleurs sujets d'étude pour identifier les mécanismes de la formation d'étoiles massives. De plus, l'extrême jeunesse de W43-MM1 permet d'étudier les premières phases de la formation des étoiles massives, clés pour la contrainte des divers scénarii proposés sur le plan théorique (présentés aux sections 1.4.2.1 et 1.4.2.2).

Dans la première partie du manuscrit (voir en particulier le chapitre 3), je me suis attaché à quantifier la formation stellaire dans W43-MM1, estimée à partir de l'efficacité de formation des cœurs denses (CFE), de l'efficacité de la formation d'étoiles (SFE), et du taux de formation d'étoiles (SFR) (Louvvet et al., 2014). Pour ce faire, je me suis appuyé sur des cartes de l'émission continuum de la poussière obtenues avec l'interféromètre du Plateau de Bure, complétées avec des cartes de densité de colonne construites à partir de données du programme clé HOBYS de la mission spatiale *Herschel*.

J'ai mis en évidence au sein du ridge un amas de 11 cœurs denses massifs (voir section 3.3), dont la moitié d'entre eux sont clairement au stade proto-stellaires. L'un des objets détectés (W43-N1a) apparaît comme le jeune objet stellaire le plus massif jamais observé : $2100 M_\odot$ dans une taille typique de cœur individuel (0.03 pc).

En étudiant la distribution de la densité du gaz dans le nuage, je montre que l'efficacité de formation des cœurs denses (CFE) et l'efficacité de formation stellaire (SFE) varient linéairement avec la densité : $CFE, SFE \propto n(\text{H}_2)^{0.9}$ (voir section 3.3). En parallèle de cette étude purement observationnelle, et à l'issue d'une collaboration avec Ian Bonnell, j'ai montré que ce même comportement de dépendance linéaire existe au sein des simulations numériques de formation stellaire qui avait été publiées en 2011 et dont les paramètres initiaux (taille, masse, structure) correspondaient aux paramètres de W43-MM1 (Bonnell et al., 2011).

J'ai mené aussi, en collaboration avec Patrick Hennebelle, une comparaison entre ces observations et divers modèles statistiques de formation stellaire (Krumholz & McKee, 2005; Padoan & Nordlund, 2011; Hennebelle & Chabrier, 2011, 2013) en utilisant le taux de formation stellaire normalisé SFR_{ff} . Les modèles reproduisent le comportement observé dans les parties externes du

ridge, i.e. une décroissance de SFR_{ff} en fonction du paramètre du viriel (qui représente le rapport " α " entre l'énergie cinétique et l'énergie gravitationnelle) pour des valeurs de $\alpha \geq 1$. En revanche, tous prédisent une saturation du taux de formation stellaire aux faibles valeurs de α , qu'il est difficile de réconcilier avec les observations. Il faut noter toutefois que ces résultats observationnels sont marginalement reproduits par un modèle prenant explicitement en compte à la fois le champ magnétique et la distribution inhomogène du gaz dans le nuage par le modèle de [Hennebelle & Chabrier \(2013\)](#) (voir section 3.3).

La seconde partie du manuscrit (en particulier le chapitre 5) est consacrée à la mise en évidence de flots collisionnels au travers de chocs dans W43-MM1. Pour cela, je me suis principalement appuyé sur une mosaïque de sept champs obtenue avec l'interféromètre du Plateau de Bure et au radiotélescope de 30m de l'IRAM (voir section 5.2), dans la transition rotationnelle SiO ($J = 2 \rightarrow 1$), un traceur privilégié des régions de chocs dans le milieu interstellaire. Ces observations révèlent une émission étendue le long du ridge. Une étude systématique a été menée en SiO ($J = 2 \rightarrow 1$), complétée par une étude en HCN ($J = 1 \rightarrow 0$), pour localiser et quantifier l'émission due à la composante de chocs à haute vitesse émanant des flots proto-stellaires. J'ai montré alors que parmi les 11 cœurs denses massifs détectés dans W43-MM1 (voir section 3.3) cinq sont associés à des flots bipolaires mais, surtout, je montre qu'une fraction mineure ($< 40 - 60\%$) de l'émission SiO est associée aux proto-étoiles du ridge (voir section 5.2). Le reste de l'émission s'étend au-delà de l'amas proto-stellaire. Cette deuxième composante se caractérise par des profils d'émission sensiblement uniformes sur le ridge et beaucoup plus étroits que ceux attendus pour des flots bipolaires. J'ai exploré l'hypothèse, initialement énoncée par [Jiménez-Serra et al. \(2010\)](#) et [Nguyen Luong et al. \(2013\)](#) selon laquelle la composante étendue du SiO se formerait dans des chocs à basse vitesse. Pour cela, en collaboration avec Antoine Gusdorf, j'ai étudié et comparé aux observations la production de SiO dans les prédictions du modèle de choc de Paris-Durham (voir sections 5.4.2 et 5.4.3) selon un ensemble de paramètres (vitesse, densité pré-choc, etc.). L'exploration systématique de l'espace des paramètres montrent que, sous certaines conditions, les abondances observées sont reproductibles dès que la vitesse du choc excède 5 km.s^{-1} .

6.2 Perspectives

6.2.1 Déterminer les stades évolutifs des cœurs denses massifs de W43-MM1

Il est possible à partir des données PdBI obtenues sur W43-MM1 et présentées au chapitre 3 de statuer quant au stade évolutif de chacun des 11 cœurs denses massifs qui y ont été détectés (voir chapitre 3). Cinq de ces 11 cœurs denses massifs ont été répertoriés comme étant dans la phase proto-stellaire puisqu'ils sont la source de flots bipolaires qui ont été mis en évidence au chapitre 5. Pour les six cœurs denses massifs restant, pour lesquels aucune trace de flot n'a été détectée, il est possible d'étudier la complexité chimique de chacun de ces cœurs. La détection de *hot core* au sein des cœurs denses massifs, trahissant la présence d'un embryon stellaire massif, permettrait de les classer comme étant eux aussi au stade proto-stellaire. Au contraire, l'absence de détection de *hot core* suggérerait que les cœurs denses, qui sont gravitationnellement liés, puissent être au stade pré-stellaire. Comme présenté au chapitre 1, ce stade évolutif n'a encore jamais été observé lors de la formation des étoiles massives. Cela relancerait donc le débat quant à la nécessité des processus dynamiques spécifiques à la formation des étoiles massives.

Un programme ALMA en cours d'observation (Motte, Bontemps, Louvet et al.) permettra bientôt de détecter et caractériser tous les cœurs pré-stellaires de cette région pour des masses allant de 0.1 à $1000 M_{\odot}$. Leurs caractéristiques statistiques, variant probablement en fonction de leur masse devraient nous permettre d'affirmer si les cœurs pré-stellaires massifs existent ou pas dans les nuages hypermassifs.

6.2.2 Recherche des couches de gaz dense en relation avec les chocs SiO

La bande spectrale qui a été obtenue au PdBI inclut une molécule connue pour tracer les milieux denses, le HN^{13}C (voir Table 3.1). L'analyse précise de cette molécule permettrait sûrement d'observer l'organisation de la matière au centre du filament W43-MM1. Le filament W43-MM1, déjà présenté aux chapitres 3 et 5, est représenté sur la figure 6.1 tel que vu en HN^{13}C .

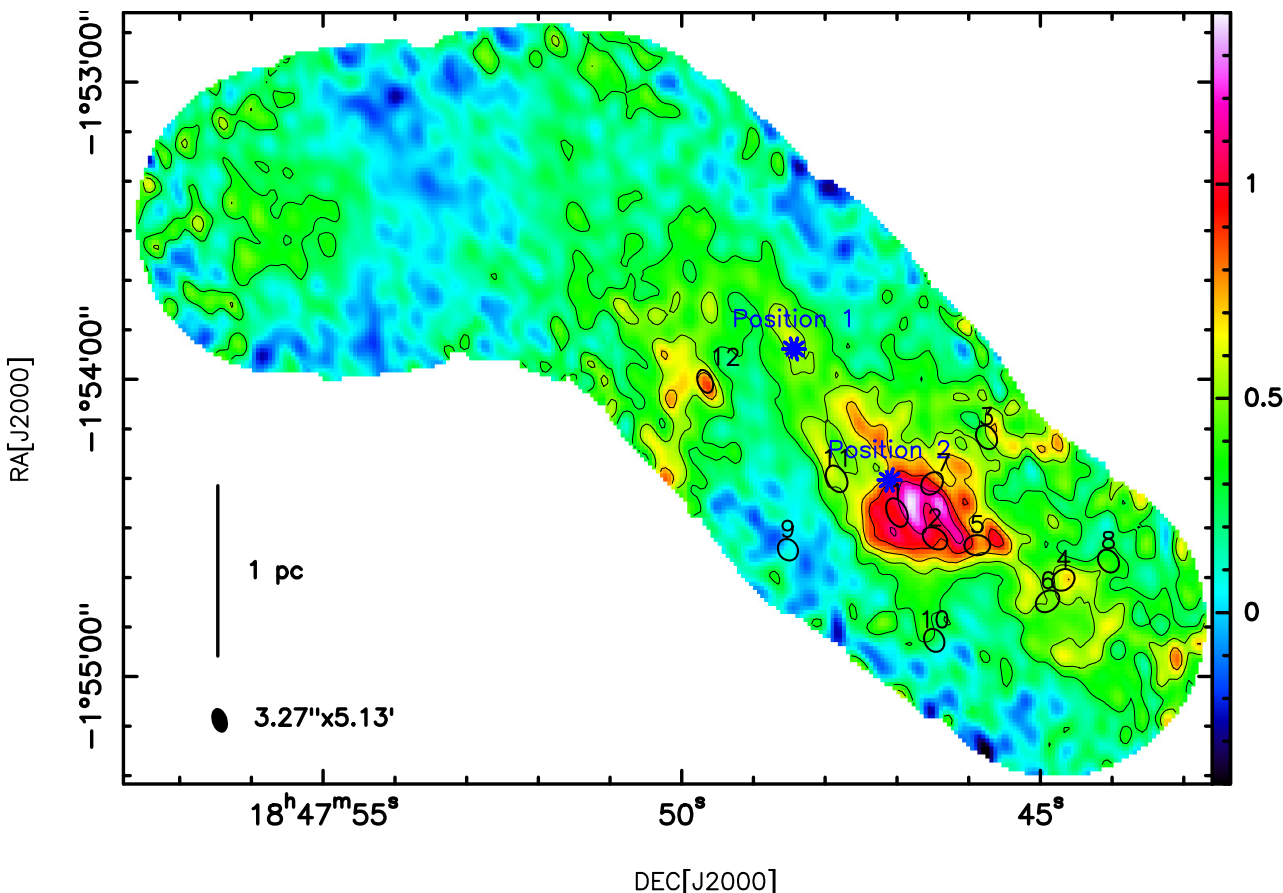


FIGURE 6.1: Carte de l'émission de HN^{13}C intégrée de 80 km.s^{-1} à 120 km.s^{-1} . Le premier contour délimite le niveau à 3σ puis chacun des niveaux supérieurs est espacé de 3σ .

L'analyse de cette carte intégrée montre que la matière la plus dense (hormis celle localisée dans les cœurs denses) se trouve à proximité des cœurs les plus massifs de W43-MM1. Une analyse plus détaillée des spectres du HN^{13}C le long de W43-MM1 montre deux types de spectres distincts, représentés à la figure 6.2 : (i) des spectres bien reproduits par une simple Gaussienne (ii) des spectres nécessitant deux Gaussiennes centrées à des vitesses différentes. Ce dernier type de spectres suggère deux couches de gaz dense sur la ligne de visée, en accord avec ce qui est suggéré sur un autre nuage hypermassif par Henshaw et al. (2014).

Pour analyser la morphologie de ces couches de gaz, je représente à la figure 6.3 une vue "3D" du filament. Pour l'obtenir, j'ai effectué un ajustement Gaussien à chaque pixel de la carte en HN^{13}C en laissant libre le nombre de Gaussiennes à ajuster. J'obtiens ainsi à chaque pixel la, ou les, Gaussienne ajustant au mieux les données. J'utilise alors la position de la Gaussienne (en km.s^{-1}) comme une indication de la troisième dimension. Il apparaît alors que seule la région de N1a, N1b et N2 est le siège d'une composante multiple, suggérant deux couches de gaz dense pouvant s'y entrechoquer

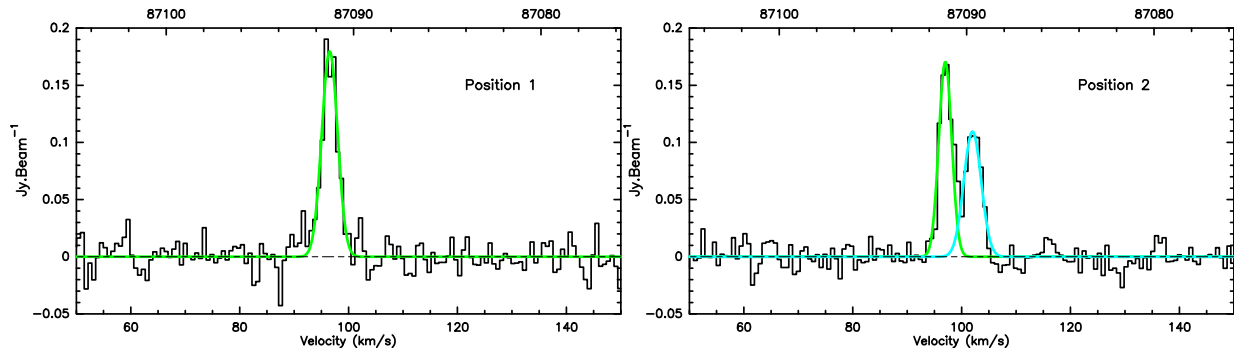


FIGURE 6.2: Spectres HN^{13}C à deux positions différentes le long du filament W43-MM1. Le spectre de gauche correspond à la position "1" de la figure 6.1 et le spectre de droite à la position "2" de cette même figure. Ces spectres sont typiques des spectres caractéristiques de l'émission HN^{13}C , soit avec une unique composante Gaussienne (spectre de gauche), soit avec deux composantes Gaussiennes distinctes (spectre de droite).

en créant du SiO .

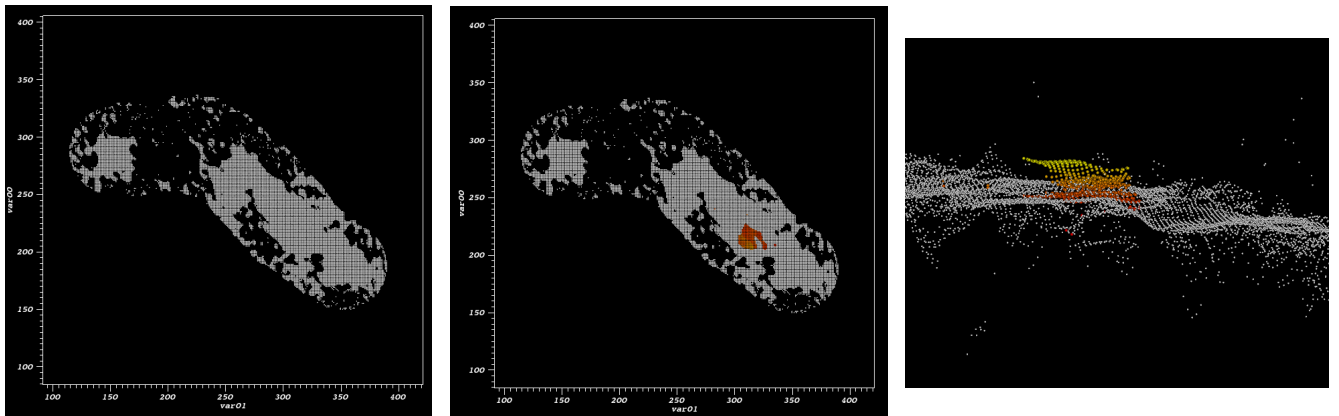
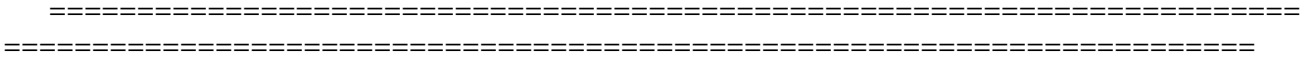


FIGURE 6.3: La carte de gauche illustre chacun des pixels sur lequel un ajustement Gaussien de l'émission spectrale du HN^{13}C a pu être mené. La carte centrale montre en blanc les pixels pour lesquels l'ajustement d'une Gaussienne est suffisant à reproduire les spectres, les points en couleur signalent les positions pour lesquelles deux Gaussiennes ont été utilisées pour l'ajustement des spectres. La carte de droite montre en coupe ces différentes composantes de vitesses, proches de $93\text{-}98 \text{ km.s}^{-1}$ sur la région identifiée ici.

6.2.3 Étude multi-transitionnelles en SiO

Comme décrit en détails à la section 5.5.2, un large lot de données a été obtenu auprès des radiotélescopes IRAM/30m et APEX. Nous possédons ainsi l'ensemble des transitions $\text{SiO } J = 2 \rightarrow 1, J = 3 \rightarrow 2, J = 5 \rightarrow 4, J = 6 \rightarrow 5, J = 7 \rightarrow 6, J = 8 \rightarrow 7, \text{ et } J = 10 \rightarrow 9$ qui permettront de contraindre les diagrammes d'intensité intégrées issus du modèle de choc de Paris-Durham (présenté à la section 4.7). La contrainte de ces modèles nous informera sur les processus physiques (vitesse de choc, présence d'un champ d'ionisation, etc.) à l'œuvre dans le ridge W43-MM1.



Bibliographie

- Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2011, *Science*, 334, 1103
- Alves, J., Lombardi, M., & Lada, C. J. 2007, *A&A* , 462, L17
- Alves, J., Lombardi, M., & Lada, C. J. 2008, *The Pipe Nebula : A Young Molecular Cloud Complex*, ed. B. Reipurth, 415
- Alves, J., Lombardi, M., & Lada, C. J. 2014, *A&A* , 565, A18
- Alves, J. F., Lada, C. J., & Lada, E. A. 2001, *Nature*, 409, 159
- Anderl, S., Guillet, V., Pineau des Forêts, G., & Flower, D. R. 2013, *A&A* , 556, A69
- André, P., Di Francesco, J., Ward-Thompson, D., et al. 2013, *ArXiv e-prints*
- André, P., Men'shchikov, A., Bontemps, S., et al. 2010, *A&A* , 518, L102
- André, P., Men'shchikov, A., Könyves, V., et al. 2012, in *From Atoms to Pebbles : Herschel's view of Star and Planet Formation*
- André, P., Motte, F., & Belloche, A. 2001, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 243, From Darkness to Light : Origin and Evolution of Young Stellar Clusters*, ed. T. Montmerle & P. André, 209
- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 1993, *ApJ*, 406, 122
- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 2000, *Protostars and Planets IV*, 59
- Arzoumanian, D., André, P., Didelon, P., et al. 2011, *A&A* , 529, L6
- Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., & Scott, P. 2009, *ARA&A*, 47, 481
- Audit, E. & Hennebelle, P. 2005, *A&A* , 433, 1
- Bachiller, R. 1996, *ARA&A*, 34, 111
- Bachiller, R., Martin-Pintado, J., & Fuente, A. 1991, *A&A* , 243, L21
- Bachiller, R., Pérez Gutiérrez, M., Kumar, M. S. N., & Tafalla, M. 2001, *A&A* , 372, 899
- Bacmann, A., André, P., Puget, J.-L., et al. 2000, *A&A* , 361, 555
- Bacmann, A., Lefloch, B., Ceccarelli, C., et al. 2002, *A&A* , 389, L6
- Ballesteros-Paredes, J., Klessen, R. S., Mac Low, M.-M., & Vazquez-Semadeni, E. 2007, *Protostars and Planets V*, 63
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 1998, *A&A* , 337, 403
- Barnard, E. E., Frost, E. B., & Calvert, M. R. 1927, *A photographic atlas of selected regions of the Milky way*
- Bate, M. R. 1998, *ApJ*, 508, L95
- Benson, P. J. & Myers, P. C. 1989, *ApJS*, 71, 89
- Bergin, E. A. & Tafalla, M. 2007, *ARA&A*, 45, 339
- Beuther, H., Schilke, P., Menten, K. M., et al. 2002, *ApJ*, 566, 945
- Biermann, L. 1955, *AJ*, 60, 149

- Bigiel, F., Leroy, A., Walter, F., et al. 2008, *AJ*, 136, 2846
- Blottiau, P., Chieze, J. P., & Bouquet, S. 1988, *A&A*, 207, 24
- Blum, R. D., Conti, P. S., & Damineli, A. 2000, *AJ*, 119, 1860
- Bok, B. J. 1948, *Harvard Observatory Monographs*, 7, 53
- Bonnell, I. A. & Bate, M. R. 2006, *MNRAS*, 370, 488
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., Clarke, C. J., & Pringle, J. E. 1997, *MNRAS*, 285, 201
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., Clarke, C. J., & Pringle, J. E. 2001, *MNRAS*, 323, 785
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., & Zinnecker, H. 1998, *MNRAS*, 298, 93
- Bonnell, I. A., Smith, R. J., Clark, P. C., & Bate, M. R. 2011, *MNRAS*, 410, 2339
- 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
- Boss, A. P. & Myhill, E. A. 1995, *ApJ*, 451, 218
- Bouvier, J. & Zahn, J.-P., eds. 2002, *EAS Publications Series*, Vol. 3, *Star formation and the physics of young stars : Summer School on Stellar Physics* 10
- Buat, V., Deharveng, J. M., & Donas, J. 1989, *A&A*, 223, 42
- Burkert, A. & Hartmann, L. 2004, *ApJ*, 616, 288
- Burkert, A. & Hartmann, L. 2013, *ApJ*, 773, 48
- Bussmann, R. S., Narayanan, D., Shirley, Y. L., et al. 2008, *ApJ*, 681, L73
- Cambrésy, L., Beichman, C. A., Jarrett, T. H., & Cutri, R. M. 2002, *AJ*, 123, 2559
- Carlhoff, P., Nguyen Luong, Q., Schilke, P., et al. 2013, *A&A*, 560, A24
- Caselli, P., Benson, P. J., Myers, P. C., & Tafalla, M. 2002, *ApJ*, 572, 238
- Caselli, P. & Ceccarelli, C. 2012, *A&A Rev.*, 20, 56
- Cesarsky, D., Cox, P., Pineau des Forêts, G., et al. 1999, *A&A*, 348, 945
- Chabrier, G. 2003, *PASP*, 115, 763
- Chandrasekhar, S. 1951, *Royal Society of London Proceedings Series A*, 210, 26
- Chen, C.-Y. & Ostriker, E. C. 2012, *ApJ*, 744, 124
- Chieze, J.-P., Pineau des Forêts, G., & Flower, D. R. 1998, *MNRAS*, 295, 672
- Codella, C., Bachiller, R., & Reipurth, B. 1999, *A&A*, 343, 585
- Collins, II, G. W. 1978, *The virial theorem in stellar astrophysics*
- Crutcher, R. M. 1999, *ApJ*, 520, 706
- Crutcher, R. M. 2012, *ARA&A*, 50, 29
- Crutcher, R. M., Hakobian, N., & Troland, T. H. 2009, *ApJ*, 692, 844
- Csengeri, T., Bontemps, S., Schneider, N., Motte, F., & Dib, S. 2011a, *A&A*, 527, A135
- Csengeri, T., Bontemps, S., Schneider, N., et al. 2011b, *ApJ*, 740, L5
- Daddi, E., Elbaz, D., Walter, F., et al. 2010, *ApJ*, 714, L118

- Dib, S., Bell, E., & Burkert, A. 2006, *ApJ*, 638, 797
- Dib, S., Gutkin, J., Brandner, W., & Basu, S. 2013, *MNRAS*, 436, 3727
- Dib, S., Piau, L., Mohanty, S., & Braine, J. 2011, *MNRAS*, 415, 3439
- Dickinson, D. F. 1972, *ApJ*, 175, L43
- Draine, B. T. 1978, *ApJS*, 36, 595
- Draine, B. T. 1980, *ApJ*, 241, 1021
- Draine, B. T. & Bertoldi, F. 1996, *ApJ*, 468, 269
- Draine, B. T. & Lee, H. M. 1984, *ApJ*, 285, 89
- Draine, B. T., Roberge, W. G., & Dalgarno, A. 1983, *ApJ*, 264, 485
- Duarte-Cabral, A., Bontemps, S., Motte, F., et al. 2014, *ArXiv e-prints*
- Duarte-Cabral, A., Bontemps, S., Motte, F., et al. 2013, *A&A*, 558, A125
- Dutrey, A., Guilloteau, S., & Bachiller, R. 1997, *A&A*, 325, 758
- Elmegreen, B. G. 1994, *ApJ*, 425, L73
- Elmegreen, B. G. & Scalo, J. 2004, *ARA&A*, 42, 211
- Esposito, J. A., Hunter, S. D., Kanbach, G., & Sreekumar, P. 1996, *ApJ*, 461, 820
- Evans, II, N. J., Dunham, M. M., Jørgensen, J. K., et al. 2009, *ApJS*, 181, 321
- Evans, II, N. J., Heiderman, A., & Vutisalchavakul, N. 2014, *ApJ*, 782, 114
- Falgarone, E., Verstraete, L., Pineau Des Forêts, G., & Hily-Blant, P. 2005, *A&A*, 433, 997
- Federrath, C. & Klessen, R. S. 2012, *ApJ*, 761, 156
- Federrath, C. & Klessen, R. S. 2013, *ApJ*, 763, 51
- Field, D., May, P. W., Pineau des Forets, G., & Flower, D. R. 1997, *MNRAS*, 285, 839
- Flower, D. R., Heck, L., & Pineau des Forets, G. 1989, *MNRAS*, 239, 741
- Flower, D. R., Le Bourlot, J., Pineau des Forêts, G., & Cabrit, S. 2003, *MNRAS*, 341, 70
- Flower, D. R. & Pineau-Des-Forets, G. 1986, *MNRAS*, 220, 149
- Flower, D. R. & Pineau des Forets, G. 1987, *MNRAS*, 224, 403
- Flower, D. R. & Pineau des Forets, G. 1994, *MNRAS*, 268, 724
- Flower, D. R. & Pineau des Forets, G. 1995, *MNRAS*, 275, 1049
- Flower, D. R. & Pineau des Forêts, G. 2003, *MNRAS*, 343, 390
- Flower, D. R. & Pineau Des Forêts, G. 2010, *MNRAS*, 406, 1745
- Flower, D. R. & Pineau des Forêts, G. 2012, *MNRAS*, 421, 2786
- Flower, D. R. & Pineau des Forêts, G. 2013, *MNRAS*, 436, 2143
- Flower, D. R., Pineau des Forets, G., Field, D., & May, P. W. 1996, *MNRAS*, 280, 447
- Flower, D. R., Pineau des Forets, G., & Hartquist, T. W. 1985, *MNRAS*, 216, 775
- Flower, D. R., Pineau-Des-Forets, G., & Hartquist, T. W. 1986, *MNRAS*, 218, 729

- Flower, D. R., Pineau des Forets, G., & Walmsley, C. M. 1995, *A&A* , 294, 815
- Foster, P. N. & Chevalier, R. A. 1993, *ApJ*, 416, 303
- Franco, G. A. P., Alves, F. O., & Girart, J. M. 2010, *ApJ*, 723, 146
- Gao, Y. & Solomon, P. M. 2004, *ApJS*, 152, 63
- Genzel, R., Tacconi, L. J., Gracia-Carpio, J., et al. 2010, *MNRAS*, 407, 2091
- Giannini, T., McCoey, C., Caratti o Garatti, A., et al. 2004, *A&A* , 419, 999
- Giannini, T., McCoey, C., Nisini, B., et al. 2006, *A&A* , 459, 821
- Godard, B. & Cernicharo, J. 2013, *A&A* , 550, A8
- Goldsmith, P. F. & Langer, W. D. 1999, *ApJ*, 517, 209
- Goodman, A. A., Benson, P. J., Fuller, G. A., & Myers, P. C. 1993, *ApJ*, 406, 528
- Gregersen, E. M. & Evans, II, N. J. 2000, *ApJ*, 538, 260
- Greve, A., Kramer, C., & Wild, W. 1998, *A&AS*, 133, 271
- Gueth, F., Guilloteau, S., & Bachiller, R. 1998, *A&A* , 333, 287
- Guillet, V., Jones, A. P., & Pineau Des Forêts, G. 2009, *A&A* , 497, 145
- Guillet, V., Pineau Des Forêts, G., & Jones, A. P. 2007, *A&A* , 476, 263
- Guillet, V., Pineau Des Forêts, G., & Jones, A. P. 2011, *A&A* , 527, A123
- Gusdorf, A., Anderl, S., Güsten, R., et al. 2012, *A&A* , 542, L19
- Gusdorf, A., Cabrit, S., Flower, D. R., & Pineau Des Forêts, G. 2008a, *A&A* , 482, 809
- Gusdorf, A., Giannini, T., Flower, D. R., et al. 2011, *A&A* , 532, A53
- Gusdorf, A., Pineau Des Forêts, G., Cabrit, S., & Flower, D. R. 2008b, *A&A* , 490, 695
- Gutermuth, R. A., Myers, P. C., Megeath, S. T., et al. 2008, *ApJ*, 674, 336
- Gutermuth, R. A., Pipher, J. L., Megeath, S. T., et al. 2011, *ApJ*, 739, 84
- Hacar, A. & Tafalla, M. 2011, *A&A* , 533, A34
- Hailey-Dunsheath, S., Sturm, E., Fischer, J., et al. 2012, *ApJ*, 755, 57
- Hartmann, J. 1904, *ApJ*, 19, 268
- Hartmann, L. 2002, *ApJ*, 578, 914
- Heck, L., Flower, D. R., & Pineau Des Forêts, G. 1990, *Computer Physics Communications*, 58, 169
- Heiderman, A., Evans, II, N. J., Allen, L. E., Huard, T., & Heyer, M. 2010, *ApJ*, 723, 1019
- Heitsch, F., Burkert, A., Hartmann, L. W., Slyz, A. D., & Devriendt, J. E. G. 2005, *ApJ*, 633, L113
- Heitsch, F. & Hartmann, L. 2008, *ApJ*, 689, 290
- Heitsch, F., Hartmann, L. W., Slyz, A. D., Devriendt, J. E. G., & Burkert, A. 2008, *ApJ*, 674, 316
- Hennebelle, P. & Audit, E. 2007, *A&A* , 465, 431
- Hennebelle, P., Audit, E., & Miville-Deschênes, M.-A. 2007, *A&A* , 465, 445
- Hennebelle, P. & Chabrier, G. 2011, *ApJ*, 743, L29

- Hennebelle, P. & Chabrier, G. 2013, *ApJ*, 770, 150
- Hennebelle, P. & Motte, F. 2009, in *EAS Publications Series*, Vol. 34, *EAS Publications Series*, ed. L. Pagani & M. Gerin, 177–193
- Hennemann, M., Motte, F., Schneider, N., et al. 2012, *A&A*, 543, L3
- Henshaw, J. D., Caselli, P., Fontani, F., Jiménez-Serra, I., & Tan, J. C. 2014, *MNRAS*, 440, 2860
- Henshaw, J. D., Caselli, P., Fontani, F., et al. 2013, *MNRAS*, 428, 3425
- Herbst, E., Millar, T. J., Wlodek, S., & Bohme, D. K. 1989, *A&A*, 222, 205
- Hildebrand, R. H. 1983, *QJRAS*, 24, 267
- Hill, T., Motte, F., Didelon, P., et al. 2011, *A&A*, 533, A94
- Hill, T., Pinte, C., Minier, V., Burton, M. G., & Cunningham, M. R. 2009, *MNRAS*, 392, 768
- Hirota, T., Ikeda, M., & Yamamoto, S. 2003, *ApJ*, 594, 859
- Hirota, T., Yamamoto, S., Mikami, H., & Ohishi, M. 1998, *ApJ*, 503, 717
- Jenkins, E. B. 2009, *ApJ*, 700, 1299
- Jijina, J. & Adams, F. C. 1996, *ApJ*, 462, 874
- Jijina, J., Myers, P. C., & Adams, F. C. 1999, *ApJS*, 125, 161
- Jiménez-Serra, I., Caselli, P., Tan, J. C., et al. 2010, *MNRAS*, 406, 187
- Johnson, H. M. 1965, *ApJ*, 142, 964
- Jones, A. P. 2004, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 309, *Astrophysics of Dust*, ed. A. N. Witt, G. C. Clayton, & B. T. Draine, 347
- Jones, A. P., Tielens, A. G. G. M., & Hollenbach, D. J. 1996, *ApJ*, 469, 740
- Juvela, M. 1996, *A&AS*, 118, 191
- Kamenetzky, J., Glenn, J., Rangwala, N., et al. 2012, *ApJ*, 753, 70
- Kennicutt, Jr., R. C. 1998, *ApJ*, 498, 541
- Kennicutt, Jr., R. C., Hao, C.-N., Calzetti, D., et al. 2009, *ApJ*, 703, 1672
- Klessen, R. S. & Hennebelle, P. 2010, *A&A*, 520, A17
- Koenig, X. P., Allen, L. E., Gutermuth, R. A., et al. 2008, *ApJ*, 688, 1142
- Kolmogorov, A. 1941, *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, 30, 301
- Konigl, A. & Pudritz, R. E. 2000, *Protostars and Planets IV*, 759
- Könyves, V., André, P., Men'shchikov, A., et al. 2010, *A&A*, 518, L106
- Koyama, K., Petre, R., Gotthelf, E. V., et al. 1995, *Nature*, 378, 255
- Kroupa, P. 2001, *MNRAS*, 322, 231
- Krumholz, M. R. 2006, *ApJ*, 641, L45
- Krumholz, M. R., Klein, R. I., & McKee, C. F. 2007, *ApJ*, 656, 959
- Krumholz, M. R., Klein, R. I., McKee, C. F., Offner, S. S. R., & Cunningham, A. J. 2009, *Science*, 323, 754
- Krumholz, M. R. & McKee, C. F. 2005, *ApJ*, 630, 250

- Krumholz, M. R. & Thompson, T. A. 2007, *ApJ*, 669, 289
- Kuiper, R., Klahr, H., Beuther, H., & Henning, T. 2010a, *ApJ*, 722, 1556
- Kuiper, R., Klahr, H., Dullemond, C., Kley, W., & Henning, T. 2010b, *A&A*, 511, A81
- Kuiper, R. & Yorke, H. W. 2013, *ApJ*, 763, 104
- Lada, C. J. 1987, in *IAU Symposium*, Vol. 115, *Star Forming Regions*, ed. M. Peimbert & J. Jugaku, 1–17
- Lada, C. J., Lada, E. A., Clemens, D. P., & Bally, J. 1994, *ApJ*, 429, 694
- Lada, C. J., Lombardi, M., & Alves, J. F. 2010, *ApJ*, 724, 687
- Lada, C. J. & Wilking, B. A. 1984, *ApJ*, 287, 610
- Larson, R. B. 1969, *MNRAS*, 145, 297
- Le Bourlot, J., Pineau des Forêts, G., Flower, D. R., & Cabrit, S. 2002, *MNRAS*, 332, 985
- Le Gal, R., Hily-Blant, P., Faure, A., et al. 2014, *A&A*, 562, A83
- Le Picard, S. D., Canosa, A., Pineau des Forêts, G., Rebrion-Rowe, C., & Rowe, B. R. 2001, *A&A*, 372, 1064
- Lee, C.-F., Hirano, N., Zhang, Q., et al. 2014, *ApJ*, 786, 114
- Lee, H.-H., Herbst, E., Pineau des Forêts, G., Roueff, E., & Le Bourlot, J. 1996, *A&A*, 311, 690
- Lefloch, B., Castets, A., Cernicharo, J., Langer, W. D., & Zylka, R. 1998, *A&A*, 334, 269
- Lemoine-Goumard, M., Ferrara, E., Grondin, M.-H., Martin, P., & Renaud, M. 2011, *Mem. Soc. Astron. Italiana*, 82, 739
- Lequeux, J. 2005, *The Interstellar Medium*
- Lesaffre, P., Chièze, J.-P., Cabrit, S., & Pineau des Forêts, G. 2004a, *A&A*, 427, 147
- Lesaffre, P., Chièze, J.-P., Cabrit, S., & Pineau des Forêts, G. 2004b, *A&A*, 427, 157
- Lesaffre, P., Pineau des Forêts, G., Godard, B., et al. 2013, *A&A*, 550, A106
- Leurini, S., Gusdorf, A., Wyrowski, F., et al. 2014, *A&A*, 564, L11
- Lis, D. C. & Goldsmith, P. F. 1989, *ApJ*, 337, 704
- Lis, D. C. & Goldsmith, P. F. 1990, *ApJ*, 356, 195
- Louvet, F., Motte, F., Hennebelle, P., et al. 2014, *ArXiv e-prints*
- Lunttila, T., Padoan, P., Juvela, M., & Nordlund, Å. 2009, *ApJ*, 702, L37
- Mac Low, M.-M. & Klessen, R. S. 2004a, *Reviews of Modern Physics*, 76, 125
- Mac Low, M.-M. & Klessen, R. S. 2004b, *Reviews of Modern Physics*, 76, 125
- Machida, M. N., Inutsuka, S.-i., & Matsumoto, T. 2006, *ApJ*, 647, L151
- Machida, M. N., Inutsuka, S.-i., & Matsumoto, T. 2008, *ApJ*, 676, 1088
- Madore, B. F. 1977, *MNRAS*, 178, 1
- Martin-Pintado, J., Bachiller, R., & Fuente, A. 1992, *A&A*, 254, 315
- Martin-Pintado, J., de Vicente, P., Fuente, A., & Planesas, P. 1997, *ApJ*, 482, L45+
- Masunaga, H. & Inutsuka, S.-i. 2000, *ApJ*, 531, 350
- Masunaga, H., Miyama, S. M., & Inutsuka, S.-i. 1998, *ApJ*, 495, 346

- Matzner, C. D. 2002, *ApJ*, 566, 302
- Maury, A. J., André, P., Men'shchikov, A., Könyves, V., & Bontemps, S. 2011, *A&A*, 535, A77
- May, P. W., Pineau des Forêts, G., Flower, D. R., et al. 2000, *MNRAS*, 318, 809
- McKee, C. F. & Hollenbach, D. J. 1980, *ARA&A*, 18, 219
- McKee, C. F. & Ostriker, E. C. 2007, *ARA&A*, 45, 565
- McKee, C. F. & Tan, J. C. 2002, *Nature*, 416, 59
- McKee, C. F. & Williams, J. P. 1997, *ApJ*, 476, 144
- Meijerink, R., Kristensen, L. E., Weiß, A., et al. 2013, *ApJ*, 762, L16
- Molinari, S., Swinyard, B., Bally, J., et al. 2010, *A&A*, 518, L100
- Motte, F., André, P., & Neri, R. 1998, *A&A*, 336, 150
- Motte, F., Schilke, P., & Lis, D. C. 2003, *ApJ*, 582, 277
- Mouschovias, T. C. & Paleologou, E. V. 1981, *ApJ*, 246, 48
- Mouschovias, T. C. & Spitzer, Jr., L. 1976, *ApJ*, 210, 326
- Muench, A. A., Lada, C. J., Luhman, K. L., Muzerolle, J., & Young, E. 2007, *AJ*, 134, 411
- Mullan, D. J. 1971, *MNRAS*, 153, 145
- Murphy, E. J., Condon, J. J., Schinnerer, E., et al. 2011, *ApJ*, 737, 67
- Myers, P. C., Dame, T. M., Thaddeus, P., et al. 1986, *ApJ*, 301, 398
- Nakano, T., Hasegawa, T., & Norman, C. 1995, *ApJ*, 450, 183
- Narayanan, D., Cox, T. J., Shirley, Y., et al. 2008, *ApJ*, 684, 996
- Neufeld, D. A. & Kaufman, M. J. 1993, *ApJ*, 418, 263
- Nguyen Luong, Q., Motte, F., Carlhoff, P., et al. 2013, *ApJ*, 775, 88
- Nguyen Luong, Q., Motte, F., Hennemann, M., et al. 2011a, *A&A*, 535, A76
- Nguyen Luong, Q., Motte, F., Schuller, F., et al. 2011b, *A&A*, 529, A41
- Nielbock, M., Launhardt, R., Steinacker, J., et al. 2012, *A&A*, 547, A11
- Nieva, M.-F. & Przybilla, N. 2012, *A&A*, 539, A143
- Nisini, B., Codella, C., Giannini, T., et al. 2007, *A&A*, 462, 163
- Onishi, T., Mizuno, A., Kawamura, A., Ogawa, H., & Fukui, Y. 1998, *ApJ*, 502, 296
- Ossenkopf, V. & Henning, T. 1994, *A&A*, 291, 943
- Ostriker, E. C., Gammie, C. F., & Stone, J. M. 1999, *ApJ*, 513, 259
- Padoan, P., Jones, B. J. T., & Nordlund, Å. P. 1997, *ApJ*, 474, 730
- Padoan, P. & Nordlund, Å. 1999, *ApJ*, 526, 279
- Padoan, P. & Nordlund, Å. 2002, *ApJ*, 576, 870
- Padoan, P. & Nordlund, Å. 2011, *ApJ*, 730, 40
- Palau, A., Fuente, A., Girart, J. M., et al. 2013, *ApJ*, 762, 120

- Palla, F. & Stahler, S. W. 2002, *ApJ*, 581, 1194
- Pelletier, G. & Pudritz, R. E. 1992, *ApJ*, 394, 117
- Peretto, N., Fuller, G. A., Duarte-Cabral, A., et al. 2013, *A&A*, 555, A112
- Pineau des Forets, G., Flower, D. R., & Dalgarno, A. 1988, *MNRAS*, 235, 621
- Pineau des Forets, G., Flower, D. R., Hartquist, T. W., & Dalgarno, A. 1986a, *MNRAS*, 220, 801
- Pineau des Forets, G., Flower, D. R., Hartquist, T. W., & Millar, T. J. 1987, *MNRAS*, 227, 993
- Pineau des Forets, G., Roueff, E., & Flower, D. R. 1986b, *MNRAS*, 223, 743
- Pineau des Forets, G., Roueff, E., & Flower, D. R. 1989, *MNRAS*, 240, 167
- Pineau des Forets, G., Roueff, E., & Flower, D. R. 1990, *MNRAS*, 244, 668
- Pineau des Forets, G., Roueff, E., Schilke, P., & Flower, D. R. 1993, *MNRAS*, 262, 915
- Reipurth, B. & Bally, J. 2001, *ARA&A*, 39, 403
- Ridge, N. A., Di Francesco, J., Kirk, H., et al. 2006, *AJ*, 131, 2921
- Rosas-Guevara, Y., Vázquez-Semadeni, E., Gómez, G. C., & Jappsen, A.-K. 2010, *MNRAS*, 406, 1875
- Rosenberg, M. J. F., Kazandjian, M. V., van der Werf, P. P., et al. 2014a, *A&A*, 564, A126
- Rosenberg, M. J. F., Meijerink, R., Israel, F. P., et al. 2014b, *ArXiv e-prints*
- Sanhueza, P., Jackson, J. M., Foster, J. B., et al. 2013, *ApJ*, 773, 123
- Scalo, J. & Elmegreen, B. G. 2004, *ARA&A*, 42, 275
- Schilke, P., Pineau des Forêts, G., Walmsley, C. M., & Martín-Pintado, J. 2001, *A&A*, 372, 291
- Schilke, P., Walmsley, C. M., Pineau des Forets, G., & Flower, D. R. 1997, *A&A*, 321, 293
- Schmidt, M. 1959, *ApJ*, 129, 243
- Schneider, N., Bontemps, S., Simon, R., et al. 2011, *A&A*, 529, A1
- Schneider, N., Csengeri, T., Bontemps, S., et al. 2010, *A&A*, 520, A49+
- Schneider, N., Csengeri, T., Hennemann, M., et al. 2012, *A&A*, 540, L11
- Shetty, R., Glover, S. C., Dullemond, C. P., & Klessen, R. S. 2011, *MNRAS*, 412, 1686
- Shimajiri, Y., Kitamura, Y., Saito, M., et al. 2014, *A&A*, 564, A68
- Shu, F., Najita, J., Ostriker, E., et al. 1994, *ApJ*, 429, 781
- Shu, F. H. 1977, *ApJ*, 214, 488
- Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, *ARA&A*, 25, 23
- Snell, R. L., Loren, R. B., & Plambeck, R. L. 1980, *ApJ*, 239, L17
- Spitzer, Jr., L. 1978, *JRASC*, 72, 349
- Sridharan, T. K., Rao, R., Qiu, K., et al. 2014, *ApJ*, 783, L31
- Stahler, S. W. 1988, *ApJ*, 332, 804
- Stahler, S. W. & Palla, F. 2005, *The Formation of Stars*
- Surdej, J. 1977, *A&A*, 60, 303

- Tan, J. C. & McKee, C. F. 2002, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 267, *Hot Star Workshop III : The Earliest Phases of Massive Star Birth*, ed. P. Crowther, 267
- Testi, L. & Sargent, A. I. 1998, *ApJ*, 508, L91
- Thackeray, A. D. 1948, *The Observatory*, 68, 22
- Thompson, D. 1982, in *Synthesis Mapping*, ed. A. R. Thompson & L. R. D'Addario, 1
- Troland, T. H. & Crutcher, R. M. 2008, *ApJ*, 680, 457
- Trumpler, R. J. 1930, *PASP*, 42, 214
- Van den Bergh, S. 1957, *ZAp*, 43, 236
- van Dishoeck, E. F. 2004, *ARA&A*, 42, 119
- Vazquez-Semadeni, E. 1994, *ApJ*, 423, 681
- Vázquez-Semadeni, E., Banerjee, R., Gómez, G. C., et al. 2011, *MNRAS*, 414, 2511
- Walker, M. F. 1972, *ApJ*, 175, 89
- Walmsley, C. M., Pineau des Forêts, G., & Flower, D. R. 1999, *A&A*, 342, 542
- Walmsley, M., Caselli, P., Zucconi, A., & Galli, D. 2002, in *The Origin of Stars and Planets : The VLT View*, ed. J. F. Alves & M. J. McCaughrean, 29
- Ward-Thompson, D., Kirk, J. M., André, P., et al. 2010, *A&A*, 518, L92
- Ward-Thompson, D., Motte, F., & André, P. 1999, *MNRAS*, 305, 143
- Ward-Thompson, D., Scott, P. F., Hills, R. E., & André, P. 1994, *MNRAS*, 268, 276
- Whitworth, A. & Summers, D. 1985, *MNRAS*, 214, 1
- Wilking, B. A. & Lada, C. J. 1983, *ApJ*, 274, 698
- Wilson, R. W., Penzias, A. A., Jefferts, K. B., Kutner, M., & Thaddeus, P. 1971, *ApJ*, 167, L97
- Wilson, T. L., Rohlfs, K., & Huttemeister, S. 2012, *Tools of Radio Astronomy*, 5th edition
- Wong, T. & Blitz, L. 2002, *ApJ*, 569, 157
- Wright, C. M., Drapatz, S., Timmermann, R., et al. 1996, *A&A*, 315, L301
- Wu, J., Evans, II, N. J., Gao, Y., et al. 2005, *ApJ*, 635, L173
- Yorke, H. W. & Sonnhalter, C. 2002, *ApJ*, 569, 846
- Zhang, Q., Ho, P. T. P., Wright, M. C. H., & Wilner, D. J. 1995, *ApJ*, 451, L71
- Ziurys, L. M., Friberg, P., & Irvine, W. M. 1989, *ApJ*, 343, 201

