



Structure physico-chimique des proto-étoiles de faible masse

Sébastien Maret

► To cite this version:

Sébastien Maret. Structure physico-chimique des proto-étoiles de faible masse. Astrophysique [astro-ph]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2003. Français. NNT: . tel-00003798v1

HAL Id: tel-00003798

<https://theses.hal.science/tel-00003798v1>

Submitted on 20 Nov 2003 (v1), last revised 30 Jan 2004 (v3)

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

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

Université Toulouse III - Paul SABATIER

U.F.R. Physique, Chimie, Automatique

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ TOULOUSE III

Discipline : Astrophysique

Présentée et soutenue par

Sébastien MARET

le 24 octobre 2003

au Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements

STRUCTURE PHYSICO-CHIMIQUE DES PROTO-ÉTOILES DE FAIBLE MASSE

Jury

President :	Prof.	Robert	BAZER-BACHI
Directeurs de thèse :	Dr.	Emmanuel	CAUX
	Dr.	Cecilia	CECCARELLI
Rapporteurs :	Dr.	Peter	SCHILKE
	Prof.	Guillaume	PINEAU DES FORÊTS
Examineurs :	Dr.	Thierry	MONTMERLE
	Prof.	Robert	BAZER-BACHI

Table des matières

Remerciements	vii
Résumé	ix
Abstract	xi
1 Introduction	1
1.1 La formation des étoiles de type solaire	1
1.1.1 Du nuage moléculaire à l'étoile	1
1.1.2 De molécules simples aux molécules plus complexes	3
1.2 Cette thèse	4
2 Déterminer la structure physico-chimique	7
2.1 Modèle d'émission des raies de l'enveloppe	7
2.1.1 Structure et dynamique de l'enveloppe	8
2.1.2 Chimie	10
2.1.3 Transfert radiatif	11
2.1.4 Équilibre thermique	12
2.1.5 Méthode de résolution	14
2.2 Modèles d'émission des poussières	16
2.2.1 Approche analytique	16
2.2.2 Modèle en loi de puissance	17
3 L'émission de l'eau de NGC1333-IRAS4	19
3.1 Introduction	19
3.2 La proto-étoile NGC1333-IRAS4	19
3.3 Observations et résultats	21
3.4 Modélisation des raies	22
3.4.1 Origine de l'émission infrarouge lointaine	22
3.4.2 Description du modèle	25
3.4.3 Contrainte des paramètres du modèle	26
3.4.4 Emission [OI], [CII], OH et CO	29

3.5	Discussion	30
3.5.1	Structure de l'enveloppe	30
3.5.2	Déplétion du CO	31
3.5.3	Comparaison avec des études précédentes d'NGC1333-IRAS4	33
3.5.4	Comparaison avec IRAS16293-2422	34
3.6	Conclusions	36
4	Modèle théorique de l'émission du formaldéhyde	39
4.1	Introduction	39
4.2	Description du modèle	40
4.2.1	Structure physique de l'enveloppe	40
4.2.2	Abondance du formaldéhyde	41
4.3	Résultats du modèle	41
4.3.1	Flux des raies du formaldéhyde	42
4.3.2	Influence des paramètres du modèle	46
4.3.3	Mettre en évidence l'effondrement gravitationnel ?	46
4.4	Applications à IRAS16293-2422	51
4.4.1	Masse centrale et abondance interne du formaldéhyde	53
4.4.2	Taux d'accrétion et abondance externe du formaldéhyde	53
4.5	Conclusions	53
5	Observations de l'émission du formaldéhyde	57
5.1	Introduction	57
5.2	Observations	58
5.2.1	Choix des sources et des raies observées	58
5.2.2	Observations IRAM	59
5.2.3	Observations JCMT	59
5.2.4	Résultats	61
5.3	Modélisation approchée	64
5.3.1	Opacité des raies	64
5.3.2	Approche LTE	66
5.3.3	Approche LVG	68
5.4	Modèle non-LTE sphérique	73
5.4.1	Description du modèle	73
5.4.2	Structure en densité et température de L1448-N	74
5.4.3	Résultats	75
5.4.4	Dépendance du modèle aux autres paramètres	76
5.5	Discussion	82
5.5.1	Abondance interne en fonction de la densité	83
5.5.2	Abondance interne en fonction du rapport $L_{\text{smm}}/L_{\text{bol}}$	84

5.5.3	Comparaison entre les proto-étoiles de faible et de grande masse	85
5.5.4	Abondance externe et déplétion du CO	85
5.6	Conclusions	86
6	Conclusions et perspectives	89
6.1	Conclusions	89
6.1.1	L'émission de l'eau des proto-étoiles	89
6.1.2	Modèles théorique de l'émission du formaldéhyde	90
6.1.3	Observations de l'émission du formaldéhyde des proto-étoiles de classe 0	91
6.2	Perspectives	92
6.2.1	Étude du méthanol	92
6.2.2	Observations interférométriques	92
6.2.3	Modèles chimiques	92
6.2.4	Observations futures	93
A	Papier I	95
B	Papier II	109
C	Papier III	119

Remerciements

Je remercie très sincèrement Emmanuel Caux et Cecilia Ceccarelli d'avoir dirigé ma thèse avec beaucoup de compétence et d'attention. Je suis très reconnaissant à Emmanuel Caux de m'avoir transmis son savoir-faire et son expérience d'observateur, en particulier lorsqu'il s'agit d'utiliser les données ISO ou celles des télescopes IRAM ou JCMT. Je le remercie également de m'avoir accompagné lors de mes premières observations à Hawaïi, au Chili et en Espagne, et m'avoir appris l'utilisation de ces télescopes. Je suis également très reconnaissant à Cecilia Ceccarelli de m'avoir initié avec enthousiasme à la modélisation des enveloppes proto-stellaires, et l'utilisation de ses codes numériques. Travailler avec eux a été et est toujours un réel plaisir, et j'espère pouvoir poursuivre par la suite la collaboration que nous avons établie.

Je souhaite également remercier Alain Castets, Bertrand Lefloch, Laurent Loinard pour leur aide à réaliser les observations à l'IRAM, ainsi qu'à la réduction des données. Je remercie également Xander Tielens, Ewine van Dishoeck, Jes Jørgensen et Fredrik Schöier pour les nombreuses et intéressantes discussions que nous avons partagées.

Je tiens ensuite Guillaume Pineau des Forêts et Peter Schilke d'avoir accepté d'être rapporteurs de ma thèse. Tous deux ont apporté des critiques constructives à ce manuscrit, et ont permis de l'améliorer grandement. Je remercie également Thierry Montmerle et Xander Tielens d'avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse. C'est avec plaisir que je remercie Robert Bazer-Bachi d'avoir présidé ce jury.

Enfin, je souhaite remercier les nombreuses personnes qui m'ont soutenu et encouragé pendant ces trois dernières années : mes collègues du Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements, mes parents pour leur soutien dans la voie que j'ai choisie, et ma belle pour ses encouragements de tous les instants.

Résumé

Les étoiles telles que notre soleil se forment par l'effondrement gravitationnel de fragments de nuages moléculaires. Pendant les premiers instants de sa formation (ce qu'on appelle la Classe 0), l'étoile est profondément enfouie dans une enveloppe de gaz et de poussières et est seulement visible aux longueurs d'onde infrarouge et millimétrique. Au fur et à mesure de son évolution, l'étoile disperse progressivement cette enveloppe. Un disque résiduel reste autour de l'étoile nouvellement née, qui pourra lui-même donner naissance à un système planétaire. Dans cette thèse, j'étudie la structure physico-chimique des proto-étoiles de faible masse. Cette étude est basée sur des observations du satellite ISO des raies de l'eau, ainsi que des observations avec les télescopes JCMT et IRAM du formaldéhyde. Dans un premier temps, j'étudie l'émission des raies de l'eau proto-étoile NGC1333-IRAS4 observés par ISO-LWS. A l'aide d'un modèle détaillé de l'émission de la proto-étoile, je détermine la structure en densité et température de l'enveloppe, ce qui permet de contraindre la masse centrale et le taux d'accrétion. Je détermine également l'abondance de l'eau dans l'enveloppe, et montre que cette abondance est dix fois plus importante dans la partie interne de l'enveloppe que dans la partie externe. Dans cette région, le manteau des grains s'évapore en injectant de grandes quantités d'eau en phase gazeuse. Dans un second temps, je développe un modèle d'émission d'une autre molécule abondante dans le manteau des grains, le formaldéhyde, et je montre que des transitions de cette molécule peuvent également être utilisées pour déterminer les conditions physico-chimiques dans l'enveloppe. Enfin, je présente un relevé de l'émission du formaldéhyde de dix proto-étoiles de classe 0, obtenu avec l'IRAM et le JCMT. En comparant les prédictions de ce modèle et les observations, je montre que dans toutes les proto-étoiles observées, à l'exception d'une seule, le formaldéhyde est également évaporé du manteau des grains, et est entre deux et trois ordres de grandeur plus abondant que dans la partie externe de l'enveloppe. Ceci montre que toutes les proto-étoiles de faible masse observées possèdent un cœur chaud, où la chimie est probablement très influencée, sinon dominée par l'évaporation du manteau des grains.

Abstract

Stars like our sun form by the gravitational collapse of fragments of molecular clouds. During the first stage of its formation (the so called Class 0), the star is deeply embedded in a gas and dust envelope, and it is only visible at infrared to millimeter wavelengths. As it evolves, the star progressively disperses this envelope. A protostellar disk remains, which may eventually form planets. In this thesis, I study the physical and chemical structure of low mass protostars. This study is based on ISO observations of water lines, and JCMT and IRAM telescopes observations of formaldehyde lines. In a first part, I study the water lines emission of the protostar NGC1333-IRAS4, which has been observed by ISO-LWS. Using a detailed model of the thermal emission of the protostar, I constrain the density and temperature profile in the envelope, which in turn constrain the central mass and the accretion rate. I also constrain the water abundance inside the envelope, and I show that this abundance is ten times higher in the inner parts of the envelope than in the outer parts. In this inner region, grain mantles evaporate, injecting large amount of water in the gaseous phase. Second, I develop a model of the formaldehyde emission, a molecule which is also abundant in grain mantles, and show that lines of this molecule can also be used to determine the physical and chemical structure of the envelope. Finally, I report a survey of formaldehyde emission of ten low mass Class 0 protostars, obtained at IRAM and JCMT. The comparison between the model predictions and the observations allows me to show that in all the observed protostars but one, formaldehyde is between two and three orders of magnitude more abundant than in the outer envelope. This shows that, like water, formaldehyde is evaporated from grain mantles and that, therefore, all the observed low mass protostars harbor hot cores, where chemistry is very likely influenced, if not dominated, by the evaporation of grain mantles.

Chapitre 1

Introduction

1.1 La formation des étoiles de type solaire

Les étoiles telles que notre soleil naissent de l'effondrement gravitationnel de nuages moléculaires. Pendant les premiers instants de sa formation, l'étoile est profondément enfouie dans le nuage qui lui a donné naissance. La grande quantité de gaz et de poussières qui entoure la jeune étoile l'obscurcissent totalement dans le domaine de longueur d'onde visible. La plus grande partie de son énergie est émise dans les domaines de longueur d'onde infrarouge, millimétrique et submillimétrique, invisibles à nos yeux. De ce fait, les processus de la formation d'une étoile n'ont été compris que récemment, grâce aux progrès de l'instrumentation dans ces domaines de longueur d'onde, depuis le sol et l'espace.

1.1.1 Du nuage moléculaire à l'étoile

Les observations des régions de formation stellaire dans le domaine de longueur d'onde infrarouge grâce au satellite IRAS¹, ou dans les domaines millimétrique et submillimétrique par les télescopes IRAM-30m² ou JCMT³, ont permis d'élaborer une théorie standard de la formation d'une étoile (*cf.* Shu et al. 1987, pour une revue). Lada (1987) puis André et al. (1993) ont identifié différentes étapes de la formation d'une étoile, en fonction de leur distribution d'énergie spectrale (*Spectral Energy Distribution* ou *SED*), c'est à dire de l'intensité lumineuse qu'elles émettent en fonction de la longueur d'onde. Ces étapes sont représentées schématiquement sur la Fig. 1.1.

La naissance d'une étoile commence par la formation d'une condensation du nuage moléculaire. Cette condensation est supportée par la pression thermique, la turbulence, ainsi que le champ magnétique, qui s'opposent à son effondrement sous son propre poids. En quelques millions d'années, un *coeur pré-stellaire* se forme. Lorsque ce coeur devient

¹InfraRed Astronomical Satellite

²Institut de Radio Astronomie Millimétrique

³James Clerk Maxwell Telescope

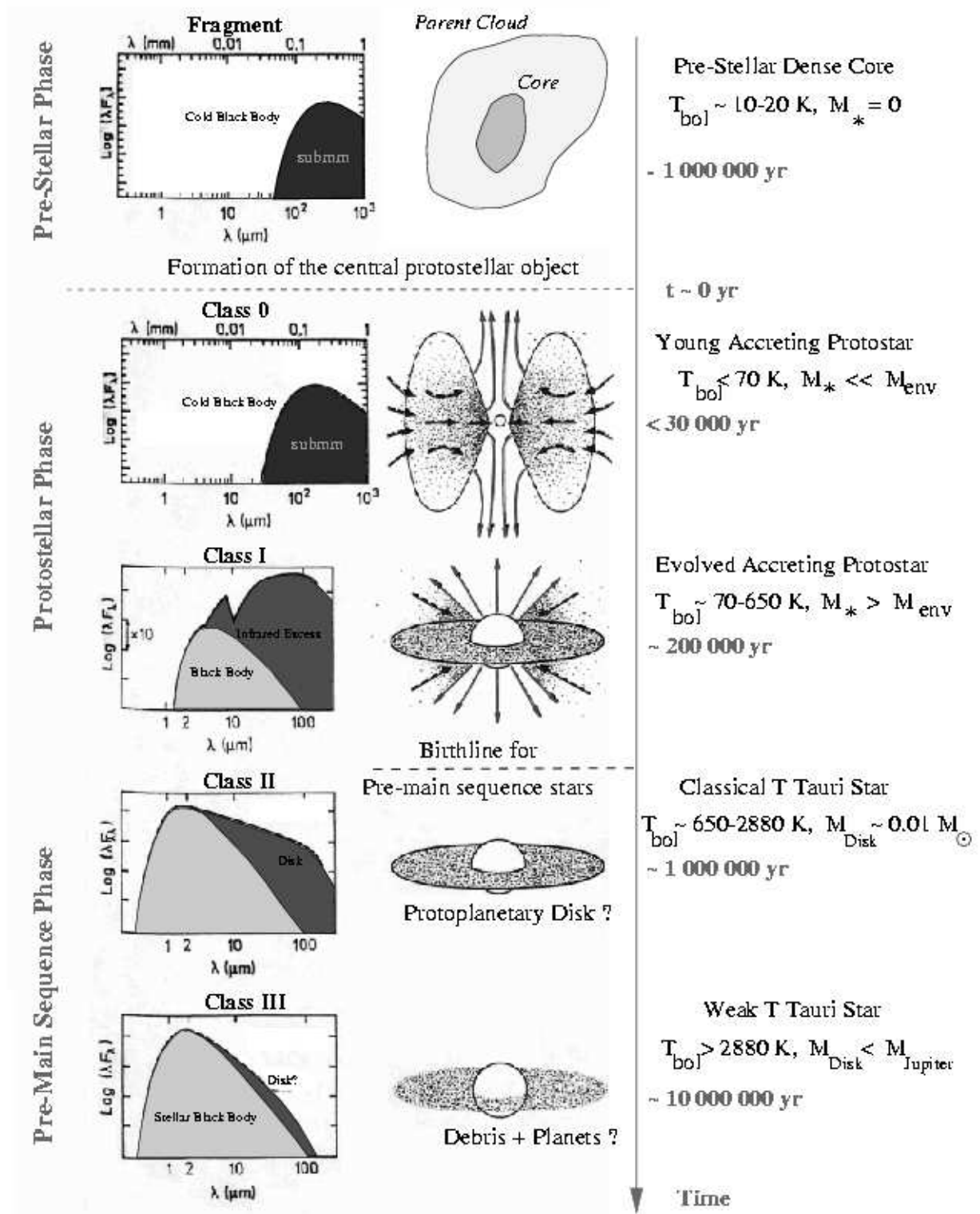


FIG. 1.1 – Séquence d'évolution empirique d'une étoile de type solaire, à partir du nuage moléculaire jusqu'à la classe III, basée sur la forme de la SED (à gauche). Les températures bolométriques et les masses du matériau circumstellaire sont indiquées à droite. Figure extraite de André (2002), d'après Lada (1987) et André et al. (1993).

critique, c'est à dire lorsque sa masse est suffisante pour que l'effondrement gravitationnel l'emporte sur les forces de pression, le coeur devient instable et commence à s'effondrer. L'effondrement gravitationnel commence au centre du coeur, et se propage vers l'extérieur à la vitesse du son. Un disque d'accrétion se forme au centre du coeur, par lequel le gaz de l'enveloppe s'effondre sur l'objet central. Dans le même temps se forment des jets d'une part et d'autre de l'enveloppe, qui éjectent une partie du gaz de la proto-étoile, en évacuant ainsi l'excès de moment angulaire accumulé pendant l'effondrement. Pendant cette phase, le gaz et les poussières obscurcissent complètement le rayonnement de l'objet central à des longueurs d'onde plus petites que $20 \mu\text{m}$. La distribution d'énergie spectrale correspond à celle d'un corps noir, à une température d'environ 30 K. Cette phase d'évolution de l'étoile est nommée *classe 0*, et se poursuit pendant quelques dizaines de milliers d'années.

Pendant les quelques centaines de milliers d'années suivantes, l'accrétion du gaz se poursuit, épuisant petit à petit le réservoir de matière autour de l'étoile, tandis que les jets dispersent également une partie de cette matière. Le spectre d'énergie est caractérisé par un corps noir à une température de quelques centaines de degrés Kelvins, auquel s'ajoute un excès d'émission aux longueurs d'onde infrarouge. Cet excès d'émission est dû au disque d'accrétion autour de l'étoile. Cette phase d'évolution est nommée *classe I* ou *classe II*, en fonction de la pente de la distribution spectrale d'énergie dans l'infrarouge ; une pente positive correspond à la classe I, et une pente négative à la classe II. Cette division entre ces deux classes est toutefois assez arbitraire, car elle représentent toutes les deux le même phénomène physique : l'accrétion du gaz de l'enveloppe et la dispersion progressive de l'enveloppe par les jets moléculaires. La classe II est cependant certainement une étape plus évoluée que la classe I. Lorsque les jets moléculaires ont finalement dispersé l'enveloppe de gaz dans laquelle se trouve la proto-étoile, ou lorsque ce réservoir de matière est épuisé, l'étoile apparaît aux longueurs d'onde visible sous la forme d'une étoile T-Tauri classique. Le disque a alors une masse de l'ordre de la masse de Jupiter.

Pendant environ dix millions d'années, les particules qui composent le disque d'accrétion vont s'agglomérer entre elles, et former éventuellement des comètes, des astéroïdes ou des planètes telle que celles de notre système solaire. C'est la phase T-Tauri classique, que l'on nomme également *classe III*, dont la SED est caractérisée par une loi de corps noir de quelques milliers de degrés Kelvins. Lorsque la température devient suffisante pour enclencher les réactions de fusion de l'hydrogène, l'étoile atteint finalement la séquence principale.

1.1.2 De molécules simples aux molécules plus complexes

Au cours de la formation de l'étoile, le gaz subit des changements physiques importants. La densité du gaz passe de 10^4 cm^{-3} lorsque l'effondrement commence, à 10^8 cm^{-3} dans la partie centrale de la proto-étoile. Dans le même temps, la température passe

de quelques dizaines à plusieurs centaines de degrés Kelvins. Ces changements physiques s'accompagnent d'une modification importante de la composition chimique du gaz de l'enveloppe. Au fur et à mesure que la proto-étoile devient plus dense et plus chaude, de nouvelles routes de formation d'espèces apparaissent, augmentant la complexité moléculaire du gaz de façon spectaculaire (*cf.* van Dishoeck & Blake 1998, pour une revue).

La complexité chimique la plus importante est observée dans des régions que l'on appelle coeurs chauds, ou *hot cores* (Walmsley 1989). Ces régions trouvent leur origine dans la phase pré-stellaire, où une partie des molécules de gaz collent sur les grains de poussière. Lorsque l'effondrement gravitationnel commence, le gaz devient progressivement plus chaud et plus dense. Quand la température du gaz devient supérieure à la température de sublimation des glaces, elle s'évaporent en libérant les molécules collées sur la surface des grains. Une fois en phase gazeuse, ces molécules peuvent réagir entre elles par des réactions endothermiques, et former des molécules complexes telles que le diméthyl éther CH_3OCH_3 , l'acide acétique CH_3COOH , ou le méthyl cyanide CH_3CN (Charnley et al. 1992; Caselli et al. 1993). Jusqu'à présent, les coeurs chauds n'avaient été observés que dans des régions de formation d'étoiles massives. Récemment, il a été proposé que ce type de région pourraient exister également dans les parties internes de proto-étoiles de faible masse. Ceccarelli et al. (2000a,b) et Schöier et al. (2002) ont mis en évidence une surabondance de plusieurs molécules telles que l'eau, le formaldéhyde et le méthanol dans l'enveloppe de la proto-étoile de classe 0 IRAS16293-2422. Cette surabondance provient très certainement de l'évaporation des glaces dans la partie interne de l'enveloppe. Ces études montrent également que la partie centrale de l'enveloppe de IRAS16293-2422 est très similaire aux coeurs chauds observés dans des régions de formation d'étoiles massives en termes de densité et de température. De plus des molécules saturées en oxygène et azote, typique des coeurs chauds autour d'étoiles massives, ont été détectées dans l'enveloppe de IRAS16293-2422, ce qui pourrait indiquer une composition chimique semblable (Cazaux et al. 2003). Ces découvertes posent une question fascinante : des molécules complexes, voire pré-biotiques, peuvent-elle être formées dans l'enveloppe d'étoiles de faible masse ? Est ce que ces molécules pourront être incorporées dans le disque pré-stellaire qui formera ensuite, éventuellement un système planétaire ?

1.2 Cette thèse

Si le processus de formation d'une étoile de type solaire à présent est assez bien compris dans les grandes lignes, de nombreuses questions restent posées quand à l'évolution dynamique et chimique du gaz de l'enveloppe au cours de la formation de l'étoile. En particulier, la structure physico-chimique des proto-étoile, c'est à dire la densité, la température, et les abondances chimiques en fonction du rayon de l'enveloppe restent peu connues. Parce qu'elle située à une distance relativement proche, IRAS16293-2422 est certainement la

proto-étoile la mieux étudiée. Des relevés spectraux effectués depuis les télescopes JCMT et CSO (Blake et al. 1994; van Dishoeck et al. 1995) ont permis d'établir un inventaire précis des espèces chimiques composant le gaz de l'enveloppe entourant la proto-étoile, ainsi que le gaz choqué par les jet moléculaires qu'elle émet. Ceccarelli et al. (2000a,b) ont déterminé à partir d'observations de raies de la molécule d'eau réalisées par l'instrument LWS (*Long Wavelength Spectrometer*) embarqué sur ISO (*Infrared Space Observatory*), ainsi que d'observations JCMT et IRAM-30m du formaldéhyde, le profil de densité et de température dans l'enveloppe, la masse de l'objet central, le taux d'accrétion, ainsi que l'abondance de l'eau et du formaldéhyde. Schöier et al. (2002) ont récemment confirmé ces résultats, et déterminé l'abondance d'un dizaine d'autres molécules dans l'enveloppe de la proto-étoile. Afin de déterminer si IRAS16293-2422 est une proto-étoile représentative, il est nécessaire de réaliser le même type d'étude sur un échantillon de proto-étoiles plus important.

Au cours de cette thèse, nous tenterons de déterminer la structure physico-chimique d'un échantillon de proto-étoiles de faible masse situées dans le nuage de Persée et ρ -Ophiucius, à partir d'observations de raies moléculaires et de l'émission continuum des poussières. En comparant ces observations aux résultats de modèles numériques, nous déterminerons les profils de température et de densité du gaz dans les enveloppes de ces proto-étoiles, ainsi que les abondances des espèces chimiques. A plus long terme, ce travail a pour but de caractériser aussi précisément que possible les profils de densité et de température dans les enveloppes de proto-étoiles de classe 0, ainsi que les abondances chimiques, afin de déterminer leur état d'évolution. Afin d'atteindre cet objectif, Nous proposons le plan de travail suivant :

Au chapitre 2, nous décrivons les deux méthodes que nous utiliserons pour déterminer la structure physico-chimique des enveloppes, en utilisant respectivement l'émission de raies rotationnelles de l'enveloppe et l'émission du continuum des poussières.

Au chapitre 3, nous étudierons l'émission des raies infrarouges lointaines de la molécule d'eau, émises par la proto-étoile NGC1333-IRAS4. Ces raies ont été observées par le spectromètre à grande longueur d'onde LWS embarqué sur l'observatoire spatial infrarouge ISO. Nous montrerons comment il est possible, à partir de ces observations de déterminer la densité et la température dans l'enveloppe, l'abondance de l'eau en fonction du rayon, ainsi que la masse centrale de la proto-étoile et son taux d'accrétion. Nous comparerons les résultats à ceux obtenus par Ceccarelli et al. (2000a) et Ceccarelli et al. (2000b) pour la proto-étoile IRAS16293-2422, afin de déterminer l'état d'évolution de ces deux proto-étoiles.

Ensuite, nous présenterons au Chapitre 4 un modèle théorique de l'émission d'un autre molécule, le formaldéhyde. Cette molécule, relativement abondante dans les enveloppes de proto-étoiles, possède des transitions rotationnelles dans le domaine de longueur d'onde millimétrique et submillimétrique, observables depuis les télescopes au sol. Nous montre-

rons comment on peut, à partir d'observations de transitions de cette molécule, déterminer la structure physico-chimique de l'enveloppe.

Au chapitre 5, nous présenterons des observations des raies du formaldéhyde réalisées avec les télescopes IRAM et JCMT de proto-étoiles de classe 0 dans Perseus et ρ -Ophiucus. A partir de ces observations, nous déterminerons l'abondance de cette molécule en fonction du rayon de l'enveloppe, afin de montrer s'il existe des coeurs chauds dans d'autres enveloppes que celles de IRAS16293-2422. Ces abondances seront comparées aux prédictions des modèles chimiques afin de déterminer l'état d'évolution des proto-étoiles que nous avons observé.

Enfin, le chapitre 6 conclura cette thèse, et présentera les perspectives de cette étude, en particulier celles qu'offriront bientôt l'observatoire spatial Herschel et l'interféromètre ALMA.

Chapitre 2

Déterminer la structure physico-chimique des enveloppes proto-stellaires

Au cours de cette thèse, deux méthodes ont été utilisées pour déterminer la structure physico-chimique des proto-étoiles que nous avons étudiées. La première consiste à utiliser des observations de raies rotationnelles émises par l'enveloppe autour de la proto-étoile. L'intensité de ces raies dépend des conditions physico-chimiques du gaz de l'enveloppe, qui dépendent elles-mêmes de l'état d'évolution de la proto-étoile. En comparant ces intensités aux prédictions d'un modèle d'émission de l'enveloppe, on peut contraindre la structure physico-chimique de la proto-étoile. C'est l'approche que nous avons utilisé aux chapitres 3 et 4 pour modéliser l'émission des raies de l'eau et du formaldéhyde. Dans ce chapitre, nous présentons le modèle que nous avons utilisé (§2.1).

La deuxième méthode consiste à utiliser des observations du continuum d'émission des poussières. En comparant la distribution d'énergie spectrale de la source et le profil radial de brillance à un modèle d'émission des poussières, il est possible de déterminer le profil de densité et de température dans l'enveloppe. Cette méthode, que nous avons utilisé au chapitre 5, pour déterminer l'abondance du formaldéhyde dans les proto-étoiles de classe 0, est détaillée au paragraphe 2.2.

2.1 Modèle d'émission des raies de l'enveloppe

La première approche pour déterminer la structure physico-chimique de l'enveloppe d'une proto-étoile consiste à modéliser les différents processus physico-chimiques responsables de l'émission des raies, c'est à dire l'évolution dynamique, l'évolution chimique, le transfert radiatif, et l'équilibre thermique dans l'enveloppe. Les résultats du modèle sont ensuite comparées aux observations. Ce modèle a été proposé par Ceccarelli et al. (1996,

CHT96 dans la suite de cette thèse). Ce modèle étant utilisé intensivement par la suite, nous le décrivons en détail dans ce paragraphe.

2.1.1 Structure et dynamique de l'enveloppe

Densité et profil de vitesse du gaz

L'émission d'une raie dépend de la température et de la densité, ainsi que de la vitesse d'effondrement du gaz. Dans une enveloppe proto-stellaire, la densité, la température et la vitesse d'effondrement changent au cours du temps. Par exemple, la température du gaz augmente au fur et à mesure que la luminosité de l'objet central croît. Pour calculer l'émission des raies, il est donc nécessaire de connaître en fonction du temps la densité et la vitesse d'effondrement du gaz dans l'enveloppe. Le modèle CHT96 utilise la solution de Shu (1977), qui décrit l'effondrement gravitationnel d'une sphère isotherme. Cette solution suppose que l'état initial est une sphère isotherme dont la densité en fonction du rayon est donnée par :

$$n_{\text{H}_2}(r) = \frac{a^2}{2\pi\mu m_{\text{H}}G} r^{-2} \quad (2.1)$$

où a est la vitesse du son, m_{H} la masse de l'atome d'hydrogène, μ le poids moléculaire moyen en unités de masse atomique (égal à 2.8), r la distance au centre, et G la constante gravitationnelle.

A $t = 0$, l'équilibre de la sphère isotherme est perturbé et l'effondrement commence dans la partie centrale de l'étoile, en se propageant vers l'extérieur à la vitesse du son (d'où le nom de solution *inside out* que l'on donne également à la solution de Shu). Dans la partie centrale en effondrement, la densité est donnée par :

$$n_{\text{H}_2}(r) = \frac{1}{4\pi\mu m_{\text{H}}} \frac{\dot{M}}{(2GM_*)^{1/2}} r^{-3/2} \quad (2.2)$$

où $\dot{M}$ est le taux d'accrétion de la proto-étoile, taux supposé constant en fonction du temps. Il s'exprime en fonction de la vitesse du son dans l'enveloppe a par :

$$\dot{M} = 0.975 \frac{a^3}{G}. \quad (2.3)$$

Comme ce taux est constant, la masse de l'objet central s'écrit simplement :

$$M = \dot{M}t \quad (2.4)$$

Dans la partie interne de l'enveloppe, le gaz est en chute libre, et la vitesse d'effondrement est donnée par :

$$v(r) = \left(\frac{2GM_*}{r} \right)^{1/2} \quad (2.5)$$

La partie externe de l'enveloppe est statique. L'interface entre ces deux régions se propage à la vitesse du son. Dans ce modèle, la densité et le profil de vitesse dans l'enveloppe ne dépendent que de deux paramètres : la masse centrale de la proto-étoile et le taux d'accrétion, où de façon équivalente la vitesse du son et l'âge de la proto-étoile. La correspondance entre ces deux jeux de paramètres est donnée par les équations 2.3 et 2.4.

Température des poussières

Dans la solution de Shu, l'effondrement du gaz est supposé isotherme. Toute l'énergie gravitationnelle du gaz en effondrement sur l'objet central est émise radiativement, de sorte que la luminosité de l'étoile s'écrit simplement :

$$L_* = \frac{G\dot{M}M_*}{R_*} \quad (2.6)$$

où R_* est le rayon du coeur hydrostatique. Ce rayon dépend de la masse centrale et du taux d'accrétion (Stahler 1988).

La quasi totalité du rayonnement émis par l'objet central est absorbé par les poussières, qui s'échauffent au fur et à mesure de l'accrétion. La quantité de rayonnement absorbé par le gaz est en comparaison très faible. En effet, le gaz ne peut absorber le rayonnement qu'à certaines fréquences correspondant aux niveaux d'énergie des molécules qui le composent. Par contre, l'absorption des poussières est continue. Adams & Shu (1985) ont calculé la température des poussières d'une sphère décrite par la solution de Shu. Cette température est donnée par la somme de deux termes correspondant respectivement aux parties optiquement minces et optiquement épaisses de l'enveloppe :

$$T_{\text{dust}}(r)^4 = \left[\alpha T_a \left(\frac{r}{10^{15} \text{ cm}} \right)^{-5/6} \right]^4 + \left[\beta T_b \left(\frac{r}{10^{15} \text{ cm}} \right)^{-2/5} \right]^4 \quad (2.7)$$

où

$$T_a = 16.4 \left(\frac{\dot{M}}{10^{-5} \text{ yr}} \right)^{1/3} \left(\frac{M_*}{M_\odot} \right)^{-1/6} \left(\frac{L_*}{L_\odot} \right)^{-1/3} \text{ K} \quad (2.8)$$

$$T_b = 47.0 \left(\frac{L_*}{L_\odot} \right)^{-1/5} \text{ K} \quad (2.9)$$

Les coefficients α et β dans les équations précédentes sont reportés par Adams & Shu (1985) pour différentes masses centrales et taux d'accrétion, pour les enveloppes suivant la solution de Shu.

Afin de calculer l'émission du continuum des poussières ainsi que l'extinction du rayonnement, il est nécessaire de connaître leur opacité en fonction de la longueur d'onde. Dans le modèle CHT96, les opacités de Koornneef (1983) et Adams & Shu (1985) ont été choisies, pour les parties du spectres correspondant respectivement à $\lambda \leq 20 \mu\text{m}$ et $\lambda > 20 \mu\text{m}$.

2.1.2 Chimie

Le flux d'une raie d'une espèce donnée dépend de l'abondance de cette espèce dans l'enveloppe. Cette abondance varie en fonction du temps et du rayon de l'enveloppe. Par exemple, certaines réactions endothermiques ne se produisent que dans la partie interne de l'enveloppe où le gaz est suffisamment chaud. D'autres espèces peuvent être piégées dans le manteau de glace qui entourent les grains de poussières dans la partie externe et froide de l'enveloppe. Dans la partie centrale, plus chaude, ces espèces s'évaporent. Pour calculer l'abondance de ces espèces, il faut résoudre les équations de la chimie en chaque point de l'enveloppe et ce en fonction du temps. Dans le modèle CHT96, on suppose que la composition chimique initiale du gaz de l'enveloppe est identique à celle d'un nuage moléculaire. Cela revient à supposer que cette composition chimique reste inchangée pendant la phase de formation de la sphère isotherme, à partir du nuage moléculaire parent, ou, de façon équivalente que le temps caractéristique de la chimie est très long par rapport au temps d'évolution dynamique. Le modèle résout ensuite les équations de la chimie de 44 espèces, impliquant au total 182 réactions. Les molécules de CO, H₂O et O ont un intérêt particulier car l'émission de ces raies est le principal mécanisme de refroidissement du gaz. La température du gaz dépend donc fortement des abondances de ces espèces. Nous présentons par la suite et dans le détail les réactions de ces molécules.

La molécule de CO est très stable. Par conséquent, son abondance est constante dans l'enveloppe. Dans les parties externes de l'enveloppe, à des températures inférieures à 30 K, l'abondance du CO peut être réduite, car une partie des molécules colle sur le manteau des grains de poussière. La molécule d'eau est formée principalement par recombinaison associative de l'ion H₃O⁺ dans la région froide de l'enveloppe. Lorsque la température est supérieure à 100 K, le manteau de glace s'évapore, en libérant de grandes quantités d'eau en phase gazeuse. Lorsque la température du gaz est supérieure à ~ 250 K, H₂O se forme principalement par les réactions endothermiques suivantes :



Ces réactions transforment tout l'oxygène atomique non incorporé au CO en H₂O. A des températures inférieures à 250 K, l'abondance de l'oxygène est constante dans l'enveloppe.

2.1.3 Transfert radiatif

La propagation des photons le long d'une ligne de visée est décrite par l'équation du transfert radiatif :

$$\frac{dI_\nu}{d\tau} = S_\nu - I_\nu \quad (2.12)$$

où I_ν est l'intensité spécifique, τ l'épaisseur optique, et S_ν la fonction source. Cette équation s'écrit également sous forme intégrale :

$$I_\nu(\tau) = \int_0^\infty S_\nu(\tau') \exp \tau' - \tau d\tau' \quad (2.13)$$

Dans le cas de la propagation d'un photon d'une raie moléculaire, la fonction source dépend de la population des niveaux de la transition. Le peuplement de ces niveaux est décrit par les équations de l'équilibre statistique :

$$n_u \sum_{l=1}^{N_{\text{lev}}} (A_{ul} + B_{ul}J_{ul} + C_{ul} + R_{ul}) = \sum_{l=1}^{N_{\text{lev}}} n_l (A_{lu} + B_{lu}J_{lu} + C_{lu} + R_{lu}) \quad (2.14)$$

$$\sum_{l=1}^{N_{\text{lev}}} n_l = n_x \quad (2.15)$$

où A_{ul} est le coefficient d'émission spontanée, B_{ul} et B_{lu} sont respectivement les coefficients d'émission d'absorption et d'émission stimulée, J_{ul} l'intensité moyenne du champ de rayonnement à la fréquence ν_{ul} , C_{ul} le coefficient d'excitation collisionnelle, et R_{ul} est un terme supplémentaire correspondant au pompage du niveau l vers le niveau u par les photons proche infrarouge émis par la poussière. Ce processus est détaillé par la suite.

Le calcul de l'intégrale dans l'équation 2.13 nécessite de connaître, en chaque point de la ligne de visée, les équations statistiques de peuplement des niveaux, dont dépend la fonction source S_ν . Ces équations font elles-mêmes intervenir J_{ul} , dont la solution est donnée par l'équation 2.13. La résolution simultanée des équations précédentes en chaque point de l'enveloppe est donc un problème non linéaire complexe, en particulier si l'on considère une molécule possédant un nombre de niveaux importants, comme c'est le cas pour H_2O . Ce problème se simplifie toutefois si l'on fait l'approximation de la probabilité d'échappement (Sobolev 1960). Cette approximation consiste à supposer que la fonction source est constante sur la partie de la ligne de visée qui contribue significativement à l'intégrale de l'équation 2.13. En présence de poussières chaudes, les équations de l'équilibre statistique des niveaux s'écrivent alors (Takahashi et al. 1983) :

$$n_u \sum_{l=1}^{N_{\text{lev}}} \left(A_{ul} \epsilon_{ul} + B_{ul} J'_{ul} + C_{ul} + R_{ul} \right) = \sum_{l=1}^{N_{\text{lev}}} n_l \left(A_{lu} \epsilon_{ul} + B_{lu} J'_{lu} + C_{lu} + R_{lu} \right) \quad (2.16)$$

où l'on a introduit le champ de rayonnement à la fréquence ν_{ul} , dû uniquement à l'émission de la poussière J'_{ul} qui s'écrit :

$$J'_{ul} = J'_{lu} = (\epsilon_{ul} - \eta_{ul}) B(T_{\text{dust}}) \quad (2.17)$$

Dans l'équation précédente, $B(T_{\text{dust}})$ est la brillance du corps noir à la température des poussières T_{dust} , et ϵ_{ul} et η_{ul} sont les probabilités d'échappement de l'absorption respectivement par une raie et par les poussières. Ces deux probabilités s'expriment en fonction de la vitesse thermique et du gradient de vitesse dans l'enveloppe.

Une complication supplémentaire intervient lorsque l'on calcule l'émission des raies infrarouges de H_2O et CO . En effet, l'approximation dans l'équation 2.17 revient à supposer que le rayonnement en un endroit de l'enveloppe donné n'est affecté que par le rayonnement émis au voisinage de cette région. Cependant, les molécules de CO et d' H_2O peuvent être excitées par le continuum des poussières situées au même rayon, mais également par les photons proche infrarouge émis par la poussière dans la région interne plus chaude. Ces photons proche infrarouge peuvent exciter les niveaux vibrationnels de ces deux molécules. Le temps de vie de ces états excités étant très court, les molécules retombent quasi instantanément sur les niveaux rotationnels à $\nu = 0$. Le résultat de ce pompage des niveaux vibrationnels par les photons de la poussière est une redistribution des niveaux rotationnels. Cette redistribution est caractérisée par les coefficients R_{ul} et R_{lu} dans les équations précédentes.

Une fois que l'on connaît le champ de rayonnement J'_{ul} en chaque point du rayon, on peut calculer le flux d'une raie émise par l'enveloppe à une distance d par :

$$F_{ul} = \frac{1}{4\pi d^2} \int_{r_i}^{\infty} h\nu_{ul} A_{ul} \epsilon_{ul} n_u \left(1 - \frac{J'_{ul}}{S_{ul}} \right) 4\pi r^2 dr \quad (2.18)$$

2.1.4 Équilibre thermique

Plusieurs processus peuvent contribuer au chauffage et au refroidissement du gaz. Tout d'abord, le gaz de l'enveloppe est chauffé par la compression. Les collisions entre les grains et les molécules de H_2 tendent ensuite à minimiser les différences entre la température du gaz et des poussières, en agissant soit comme un mécanisme de refroidissement du gaz si les poussières sont plus froides que le gaz, soit comme un mécanisme de chauffage si les poussières sont plus chaudes. Les molécules de CO et de H_2O peuvent également réchauffer ou refroidir le gaz en émettant des raies rotationnelles, ou en absorbant les

photons du continuum émis par les poussières. Pour calculer la température du gaz, on écrit le bilan énergétique du gaz dans l'enveloppe :

$$\Lambda + \Gamma_{\text{comp}} + \Gamma_{\text{dg}} = 0 \quad (2.19)$$

où Λ est le terme de refroidissement dû à l'émission et à l'absorption des raies rotationnelles de CO et H₂O, Γ_{comp} est le terme de chauffage par compression, et Γ_{dg} le terme de chauffage par les collisions avec les poussières. Ces processus de chauffage et de refroidissement du gaz sont détaillés dans les paragraphes suivants.

Chauffage du gaz par compression

Le chauffage du gaz par compression s'écrit en chaque point de l'enveloppe :

$$\Gamma_{\text{comp}} = \frac{5}{2} k T_{\text{gas}} v \left| \frac{dn_{\text{H}_2}}{dr} \right| \quad (2.20)$$

où T_{gas} est la température du gaz et v est la vitesse d'effondrement de l'enveloppe en ce point. En substituant le gradient de densité donné par la solution Shu dans la partie de l'enveloppe en effondrement, on obtient (*cf.* Eq. 2.2) :

$$\Gamma_{\text{comp}} = \frac{15}{4} k T_{\text{gas}} \frac{v}{r} n_{\text{H}_2} \quad (2.21)$$

Chauffage du gaz par collisions

Les collisions entre les grains et le gaz tendent à minimiser les différences de température entre le gaz et les grains. Comme la température du gaz est en général inférieure à celle des grains, ces collisions agissent comme un mécanisme de chauffage du gaz. L'énergie échangée entre le gaz et les poussières s'écrit (Hollenbach & McKee 1979) :

$$\Gamma_{\text{dg}} = n_{\text{H}_2} n_{\text{d}} \sigma_{\text{d}} \left(\frac{8kT_{\text{gas}}}{\pi m_{\text{H}_2}} \right)^{1/2} 2k (T_{\text{dust}} - T_{\text{gas}}) \alpha \quad (2.22)$$

où n_{d} et σ_{d} sont respectivement les densités et les sections efficaces de collision des grains, et α un coefficient d'ajustement compris entre 0.2 et 1 (Burke & Hollenbach 1983; Takahashi et al. 1983)

Chauffage et refroidissement du gaz par l'émission et l'absorption de raies

Lorsqu'une molécule de H₂ entre en collision avec une molécule de H₂O ou CO, cette dernière peut être excitée sur un niveau rotationnel, et émettre une raie en se relaxant. Il en résulte une perte d'énergie par la molécule H₂ correspondant à l'énergie emportée par les photons de la raie. Ce processus est le principal moyen de refroidissement du gaz. Inversement, une molécule peut être excitée en absorbant un photon émis par la poussière,

et être ensuite relaxée par une collision avec H_2 , chauffant ainsi le gaz. De la combinaison de ces deux processus résulte en général le refroidissement du gaz, dont le taux par une espèce donnée s'écrit :

$$\Lambda = \sum_{u,l} h\nu_{u,l} (n_l C_{l,u} - n_u C_{u,l}) \quad (2.23)$$

En utilisant l'équation de l'équilibre statistique des niveaux (Eq. 2.14), l'équation précédente devient :

$$\Lambda = \sum_{u,l} h\nu_{ul} A_{ul} \epsilon_{ul} n_u \left(1 - \frac{J'_{ul}}{S_{ul}}\right) - \sum_{u,l} h\nu_{lu} (n_l R_{lu} - n_u R_{ul}) \quad (2.24)$$

où S_{ul} est la fonction source. Le premier terme du second membre de cette équation correspond au refroidissement par l'émission des raies et le second terme au chauffage par l'absorption des photons émis par la poussière dans l'infrarouge proche. Pour clarifier l'équation, on peut définir le refroidissement Λ_0 lorsque le rayonnement proche infrarouge des poussières est nul, ce qui donne :

$$\Lambda = \Lambda_0 - \sum_{u,l} h\nu_{ul} (n_l R_{lu} - n_u R_{ul}) + \sum_{ul} h\nu_{ul} A_{ul} \epsilon_{ul} \Delta n_u \left(1 - \frac{J'_{ul}}{S_{ul}}\right) \quad (2.25)$$

où l'on a introduit la variation de peuplement du niveau Δn_u causée par l'absorption de photons proche infrarouge. L'équation précédente s'interprète alors simplement : l'efficacité de refroidissement du gaz est réduite par l'absorption de photons proche infrarouge. Le second terme représente l'énergie rotationnelle dans l'état vibrationnel fondamental excitée par l'absorption de photons proche infrarouge, et le troisième terme corrige ce terme de chauffage pour l'énergie ré-émise par radiation, c'est à dire uniquement le pompage de niveaux qui sont suivis d'une dé-excitation du niveau u vers le niveau l , et qui provoquent le chauffage du gaz. Si ce terme est plus grand que le taux de refroidissement du gaz, la molécule agit comme une source de chauffage en couplant le gaz avec l'émission proche infrarouge émise par la partie centrale de l'enveloppe. Toutefois, les molécules de CO et H_2O n'agissent pas en général comme une source de chauffage, et le pompage infrarouge proche réduit simplement l'efficacité de refroidissement de la molécule.

2.1.5 Méthode de résolution

La figure 2.1 est un diagramme des processus impliqués dans le calcul de l'émission thermique de l'enveloppe. Ce calcul nécessite de connaître la densité et la température du gaz et des poussières, ainsi que la vitesse d'effondrement, et les abondances des espèces chimiques. Ces abondances dépendent de la température du gaz, par exemple parce que les taux de réaction chimique entre différentes espèces dépendent eux mêmes

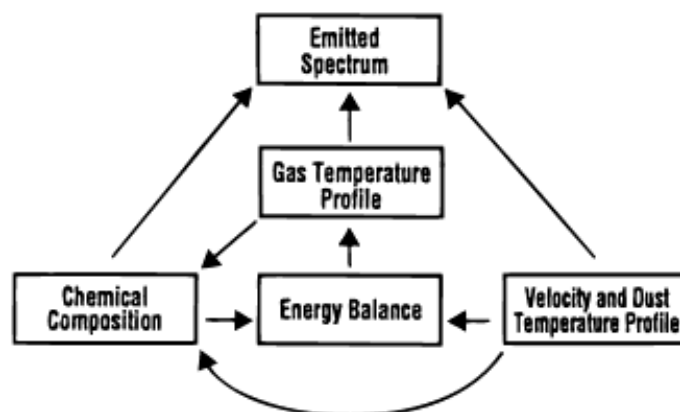


FIG. 2.1 – Processus impliqués dans le calcul de l'émission des raies de l'enveloppe (D'après Ceccarelli et al. 1996).

de la température. Réciproquement, la température du gaz dépend des abondances des principaux refroidisseurs (c'est à dire H_2O , CO et O) qui interviennent dans le calcul de l'équilibre thermique. La composition chimique du gaz dépend également de la température des poussières, par exemple parce que le manteau des grains s'évapore dans la partie centrale de l'enveloppe, en libérant les molécules piégées dans ces manteaux. Le chauffage du gaz dépend principalement de la température des poussières, qui contrôle les collisions entre le gaz et les grains ainsi que le chauffage par pompage des photons infrarouge proche. Le chauffage du gaz dépend également de la vitesse de chute libre, qui détermine le chauffage par compression. Le pompage par les photons infrarouge proche est également affecté par la composition chimique qui détermine l'abondance des absorbeurs des photons (c'est à dire CO et H_2O).

Une première simplification du problème intervient si l'on sépare la dynamique du gaz de l'équilibre thermique. Le choix de la solution dynamique de l'effondrement d'une sphère isotherme (Shu 1977) permet de séparer ces deux problèmes, bien qu'ils soient en principe très liés. Par ailleurs, la température de la poussière d'une enveloppe décrite par la solution de Shu peut être calculée à partir des résultats de Adams & Shu (1985, cf. §2.1.1). La densité du gaz et la température des poussières sont donc complètement décrites en fonction du temps en fonction de deux paramètres seulement : la masse de l'objet central et le taux d'accrétion.

Avec cette simplification, le calcul de l'émission des raies se réduit à la résolution de la chimie et de l'équilibre thermique en chaque point de l'enveloppe, et ce en fonction du temps. Ce calcul s'effectue itérativement. Tout d'abord on résout les équations de la chimie pour obtenir les abondances chimiques, en supposant que la température du gaz est égale à celle des poussières. Ensuite, en utilisant les abondances obtenues, on calcule les taux de refroidissement et de chauffage du gaz, et l'on déduit la température du gaz, par un bilan énergétique (Eq. 2.19). On calcule ensuite à nouveau les abondances chimiques

en utilisant la température du gaz, et l'on vérifie que ces abondances ainsi que le spectre émis n'ont pas changé significativement. Une itération suffit en général.

La résolution de la chimie montre en fait que les abondances des principaux refroidisseurs du gaz peuvent être calculées analytiquement. En effet, les résultats du modèle chimique montrent que tout le carbone en phase gazeuse est incorporé au CO. Comme la molécule de CO est très stable, son abondance dans l'enveloppe est constante¹. L'abondance de l'oxygène atomique est également constante dans l'enveloppe pour une température inférieure à 200 K. Cette abondance devient extrêmement faible pour une température supérieure à 200 K, car tout l'oxygène en phase gazeuse forme très rapidement de l'eau par les réactions endothermiques vues précédemment (Eq. 2.10). Enfin, l'abondance de l'eau est constante pour une température des grains inférieure à 100 K. A ces températures, une partie de l'eau est piégée sur la surface des grains. Pour des températures plus élevées, le manteau des glaces s'évapore, augmentant ainsi l'abondance de l'eau en phase gazeuse. Enfin, dans la partie de l'enveloppe où la température du gaz est supérieure à 250 K, l'abondance de l'eau augmente également du fait de la conversion de l'oxygène en eau. Les abondances de ces trois molécules dans l'enveloppe peuvent être approchées simplement par des fonctions escaliers.

En définitive, le flux des raies émises par l'enveloppe ne dépend que d'un nombre restreint de paramètres : la masse centrale et le taux d'accrétion, dont dépendent la densité du gaz et la température des poussières et les abondances de H₂O, O et CO dans l'enveloppe. En comparant les prédictions du modèle aux observations, on peut contraindre les profils de densité et de température, la masse centrale et le taux d'accrétion, ainsi que les abondances chimiques dans l'enveloppe. C'est l'approche que nous adopterons dans les chapitres suivants, en utilisant les raies de l'eau (Chap. 3), puis les raies du formaldéhyde (Chap. 4).

2.2 Modèles d'émission des poussières

2.2.1 Approche analytique

Une autre méthode pour déterminer le profil de densité et de température consiste à utiliser l'émission du continuum des poussières. Dans l'analyse la plus simple, on suppose que la densité et la température des poussières dans l'enveloppe suivent une loi de puissance :

¹Le CO peut être toutefois piégé dans les manteaux des grains dans la partie externe de l'enveloppe, où la température des grains est inférieure à 30 K. Cependant, le refroidissement du gaz dans la partie de l'enveloppe où le CO s'évapore est dominé par les raies de H₂O, car les raies de CO deviennent rapidement optiquement épaisses dans cette région. En conséquence, l'augmentation de l'abondance du CO due à l'évaporation des manteaux des glaces n'a pas d'influence sur le calcul de la température du gaz. On peut donc simplement supposer que l'abondance du CO est constante dans l'enveloppe, et est égale à sa valeur dans la partie externe de l'enveloppe (cf. également Chapitre 3)

$$n_d(r) \propto r^{-\alpha} \quad (2.26)$$

$$T_{\text{dust}}(r) \propto r^{-\beta} \quad (2.27)$$

Dans la limite de Rayleigh-Jeans, si l'émission de la poussière est optiquement mince, on peut montrer que le profil normalisé de brillance suit également une loi de puissance. Il s'écrit, en fonction du paramètre d'impact b (Adams 1991) :

$$\frac{I_\nu(b)}{I_\nu(0)} = \left(\frac{b}{b_0} \right)^{-\gamma} \quad (2.28)$$

où l'indice de la loi de puissance est :

$$\gamma = \alpha + \beta - 1 \quad (2.29)$$

En supposant la valeur de l'indice de la loi de puissance de température (une valeur typique est $\beta = 0.4$), on peut déduire à partir du profil de brillance l'indice de la loi de densité.

Cette approche, utilisée dans plusieurs études (*e.g.* . Motte & André 2001; Shirley et al. 2002), est toutefois assez simpliste. En particulier l'approximation de Rayleigh-Jeans n'est plus valide dans la partie externe froide de l'enveloppe. De plus dans la partie interne de l'enveloppe, l'émission des poussières peut devenir optiquement épaisse, et la température peut alors dévier significativement d'une loi de puissance.

2.2.2 Modèle en loi de puissance

Pour tenir compte de ces effets, il est nécessaire de recourir à un modèle numérique de l'émission des poussières, tel que le modèle DUSTY (Ivezic & Elitzur 1997). La comparaison des prédictions du modèle avec les profils de brillance et la distribution d'énergie spectrale permet de déterminer la température et la densité dans les enveloppes. Cette approche a été utilisée récemment par Jørgensen et al. (2002), et Schöier et al. (2002) pour déterminer la structure de 18 proto-étoiles. Au chapitre 5, nous utiliserons les résultats de ces études pour modéliser l'émission du formaldéhyde des proto-étoiles de classe 0 que nous avons observé avec les télescopes IRAM et JCMT.

Par rapport à l'utilisation des raies moléculaires, la détermination de la structure physique par l'émission des poussières a l'avantage de ne faire aucune hypothèse *à priori* sur la densité du gaz dans l'enveloppe, si ce n'est qu'elle suit une loi de puissance. Au contraire le modèle CHT96 suppose que la densité du gaz suit les prédictions du modèle de Shu. En pratique toutefois, les profils de brillance utilisés pour contraindre la densité et la température sont obtenus avec des télescopes dont le lobe est de l'ordre de 15".

A la distance des proto-étoiles de Persée par exemple (220 pc, *cf.* Chap. 3), la taille du lobe représente une distance de quelques milliers d'AU. Ces observations sont donc peu sensibles à l'émission provenant de la partie la plus interne de l'enveloppe. A cette difficulté s'ajoute que l'émission des poussières devient également optiquement épaisse dans la partie interne de l'enveloppe. L'émission des poussières ne permet donc pas de déterminer les conditions physiques dans les régions les plus internes de l'enveloppe, à des distances du centre inférieures à quelques centaines d'AU. Par contre, l'observation de raies avec une énergie de niveau haut suffisamment importante (≥ 100 K) peut permettre de déterminer la température et la densité dans ces régions. En effet, ces raies ne sont excitées que dans les parties internes de l'enveloppe où la densité et la température sont suffisantes pour peupler le niveau haut de la transition, Par ailleurs, ces raies ne sont pas absorbées par le gaz froid de la partie externe de l'enveloppe. Dans les deux chapitres suivants nous montrerons comment les raies de l'eau et les raies du formaldéhyde peuvent être utilisées pour déterminer les conditions physiques dans ces régions.

Chapitre 3

L'émission de l'eau de la proto-étoile NGC1333-IRAS4

3.1 Introduction

Au chapitre précédent, nous avons détaillé deux méthodes permettant de déterminer la structure physico-chimique des enveloppes proto-stellaires : l'émission des raies moléculaires et l'émission du continuum des poussières. Dans ce chapitre, nous étudions le spectre infrarouge lointain de la proto-étoile NGC1333-IRAS4, et en particulier l'émission des raies de l'eau. Ces raies ont été observées avec le spectromètre à grande longueur d'onde LWS (Clegg et al. 1996) à bord de l'observatoire spatial infrarouge ISO (Kessler et al. 1996). Du fait de la grande variété d'énergie de niveau haut et de coefficients d'émission spontané des raies observées par ISO-LWS, celles-ci nous permettent en particulier de déterminer les conditions physico-chimiques dans les parties les plus internes des enveloppes.

Le plan de ce chapitre est le suivant : nous présentons tout d'abord la proto-étoile NGC1333-IRAS4 (§3.2), puis les observations ISO-LWS (§3.3). La modélisation des raies observées est ensuite détaillée au paragraphe 3.4, et les résultats de ce modèle concernant la structure physico-chimique de l'enveloppe sont reportés au paragraphe 3.5. Enfin, le paragraphe 3.6 conclut ce chapitre.

3.2 La proto-étoile NGC1333-IRAS4

La partie sud de la nébuleuse par réflexion NGC1333, située dans le nuage Persée, est une région de formation stellaire active, qui contient un grand nombre de sources infrarouges, parfois accompagnées de flots moléculaires et d'objets de Herbig-Haro. La proto-étoile NGC1333-IRAS4 a été identifiée pour la première fois par Jennings et al. (1987), à partir d'observations du satellite IRAS comme étant une source froide, probablement de nature proto-stellaire. Depuis, des observations submillimétriques (Sandell et al.

1991) montré qu’il s’agissait en fait d’un système double résolu en deux composantes¹, NGC1333-IRAS4A et NGC1333-IRAS4B, et séparées par 31”.

La distance de NGC1333 est très débattue. En supposant que l’association Perseus OB2 fait partie de la nébuleuse, Herbig & Jones (1983) ont estimé une distance de 350 pc. Plus récemment, (de Zeeuw et al. 1999) ont évalué la distance du complexe à 318 ± 27 pc. Cependant, des mesures d’extinction (Cernis 1990) ont montré qu’il existait un gradient de vitesse important dans le nuage : NGC1333 pourrait se situer seulement à 220 pc. Nous adopterons cette distance dans la suite de la thèse.

En supposant une distance de 350 pc Sandell et al. (1991) ont mesuré une luminosité bolométrique de $28 L_{\odot}$. Cette luminosité se répartit équitablement entre NGC1333-IRAS4A et NGC1333-IRAS4B. Si l’on suppose une distance de 220 pc, la luminosité de la source est réduite à $11 L_{\odot}$. Ces observations leur ont permis également d’estimer la masse des enveloppes entourant les deux objets, respectivement de 9 et $4 M_{\odot}$ (respectivement 3.5 et $1.5 M_{\odot}$ à 220 pc). Ces masses relativement importantes, ainsi que la faible luminosité de ces deux objets, suggèrent que les deux sources sont probablement très jeunes. Toutes les deux sont des proto-étoiles de classe 0 (André et al. 1993).

NGC1333-IRAS4A et NGC1333-IRAS4B sont chacune associées à des jets moléculaires, que l’on détecte par des observations les transitions millimétriques du CO, CS (Blake et al. 1995) et SiO (Lefloch et al. 1998). La forme du flot provenant d’NGC1333-IRAS4A est assez différente de celle du flot provenant d’NGC1333-IRAS4B : le jet provenant d’NGC1333-IRAS4A est s’étend au nord-est et au sud-est de la source sur plusieurs minutes d’arc ; le jet provenant d’NGC1333-IRAS4B est moins étendu spatialement. En mesurant l’élargissement par effet doppler des raies émises par le flot moléculaire, on peut estimer sa vitesse. En divisant la distance projetée sur le ciel entre la source et le lobe du jet moléculaire, on obtient l’âge dynamique du flot moléculaire ; l’âge du jet provenant d’NGC1333-IRAS4A est de l’ordre de quelques milliers d’années.

De nombreuses études de l’émission moléculaire d’NGC1333-IRAS4 ont été réalisées ces dernières années. En particulier Blake et al. (1995) ont réalisé une étude de plusieurs molécules, incluant H_2CO et CH_3OH . Les principaux résultats de cette étude sont la mise en évidence d’une forte déplétion, d’un facteur entre 10 et 20, de toutes les molécules de l’enveloppe et en particulier du CO, ainsi que la présence d’une région enrichie en CS, SiO et CH_3OH . Les auteurs attribuent cette enrichissement à la destruction des manteaux des grains interstellaires causées par les collisions entre les grains induites par les flots moléculaires provenant des proto-étoiles. Plus récemment, di Francesco et al. (2001) ont réalisé des observations interférométriques des raies H_2CO $3_{12} - 2_{11}$, CS 3-2 et N_2H^+ 1-0 provenant d’NGC1333-IRAS4A. Ces raies montrent un profil P-Cygni in-

¹Des observations interférométriques (Lay et al. 1995; Looney et al. 2000) montrent qu’NGC1333-IRAS4A et NGC1333-IRAS4B sont eux même des systèmes multiples, avec une séparation de 2 et 8” respectivement

verse, caractéristique de mouvements d'effondrement de la proto-étoile. Ces observations constituent sans doute la mise en évidence la plus convaincante de mouvements d'effondrement d'une proto-étoile de type solaire. D'autres études concernent l'émission du continuum millimétrique et submillimétrique, à partir d'observations IRAM-MAMBO ou JCMT-SCUBA (Motte & André 2001; Jørgensen et al. 2002). Ces derniers ont déterminé la structure en densité et température d'un échantillon de sources incluant NGC1333-IRAS4A et NGC1333-IRAS4B, en modélisant simultanément les profils de brillance à 450 et 850 μm ainsi que la distribution d'énergie spectrale des sources.

3.3 Observations et résultats

NGC1333-IRAS4 a été observée par le spectromètre à grande longueur d'onde LWS, embarqué sur l'observatoire spatial infrarouge ISO. Un relevé spectral complet, entre 43 et 196 μm a été réalisé en mode réseau. Dans ce mode, la résolution spectrale est d'environ 200. Trois positions ont été observées : la première position est centrée entre NGC1333-IRAS4A et NGC1333-IRAS4B ($\alpha_{2000} = 03^{\text{h}}29^{\text{m}}11.9^{\text{s}}$, $\delta_{2000} = 31^{\circ}13'20.3''$). Du fait du relativement grand champ d'ISO-LWS (environ $80''$), cette position englobe à la fois les deux sources. Les deux autres positions sont centrées sur les lobes du flot moléculaire qui provient de NGC1333-IRAS4A : au nord-est ($\alpha_{2000} = 03^{\text{h}}29^{\text{m}}15.6^{\text{s}}$, $\delta_{2000} = 31^{\circ}14'40.1''$), et au sud-ouest ($\alpha_{2000} = 03^{\text{h}}29^{\text{m}}06.6^{\text{s}}$, $\delta_{2000} = 31^{\circ}12'08.7''$). Ces deux positions ont été choisies pour déterminer l'émission du jet moléculaire, par comparaison à celle de l'émission thermique de l'enveloppe. Elles correspondent au pic de l'émission du CO, qui tracent le flot moléculaire qui provient de NGC1333-IRAS4A (Blake et al. 1995). Ces observations ont été réalisées pendant la révolution 847 d'ISO. 30 scans ont été obtenus sur la position centrale, et 10 sur les positions NE et SW. L'échantillonnage en fréquence correspond à 1/4 de la résolution spectrale du spectromètre en mode réseau (0.29 μm entre 43 et 92 μm , et 0.60 μm entre 84 et 196 μm). Le temps d'intégration en chaque point échantillonné est de l'ordre de 12 s sur la position centrale, et 4 s sur la position NE et SW.

La réduction des données a été réalisée en utilisant le logiciel ISAP. Plusieurs effets instrumentaux qui peuvent affecter les données ISO-LWS ont été corrigés. Tout d'abord, les rayons cosmiques peuvent provoquer des pics de forte intensité sur les spectres lorsqu'ils frappent l'un des détecteurs. Ces pics ont été manuellement retirés pour chaque scan et chaque détecteur. Ensuite, les observations LWS sont souvent affectées par un problème d'effet de mémoire des détecteurs. Cet effet a pour conséquence de déformer le profil des raies observées, et par conséquent d'induire une incertitude supplémentaire dans la calibration en flux. Afin de corriger cet effet, un algorithme particulier (Caux 2001) a été appliqué. L'émission du continuum de la source a ensuite été retirée en soustrayant une ligne de base polynomiale. Enfin, le flux des raies a été mesuré en ajustant une gaussienne

sur chaque raie. Comme toutes les données ISO-LWS, les observations de NGC1333-IRAS4 sont calibrées par rapport à Uranus, et l'incertitude de calibration est de l'ordre de 30% (Swinyard et al. 1998).

La Fig. 3.1 montre le spectre observé entre 60 et 200 μm sur la position centrale et sur les deux positions le long du jet moléculaire, au NE et au SW respectivement. Les flux mesurés sont reportés dans la Table 3.1. Les différences des spectres observés sur ces trois positions sont frappantes : alors que le spectre obtenu sur la position centrale est très riche en raies d'eau et de monoxyde de carbone, très peu d'émission est détectée sur les positions NE et SW. En particulier, seulement quatre raies de CO sont détectées le long du flot NE, alors que le pic de l'émission millimétrique du CO se trouve à cet endroit (Blake et al. 1995). De même, trois raies d'eau sont détectées sur la position NE, alors que quatorze raies sont détectées sur la position centrale. Au contraire, les raies d'oxygène atomiques et de carbone ionisé sont détectées avec une intensité comparable sur les trois positions.

3.4 Modélisation des raies

3.4.1 Origine de l'émission infrarouge lointaine

Quelle est l'origine des raies que nous avons observées ? Plusieurs mécanismes ont été invoqués dans la littérature. Tout d'abord, le jet moléculaire créé par NGC1333-IRAS4A chauffe le gaz entourant la proto-étoile qui se refroidit en émettant des raies rotationnelles (*cf.* Chap. 2). C'est le cas notamment de l'émission millimétrique du CO, dont la morphologie et le profil des raies indiquent clairement son origine (Blake et al. 1995). D'autres molécules, abondantes dans les grains interstellaires sont évaporées dans les régions de gaz choqué par le jet, et retournent en phase gazeuse traçant ainsi le gaz choqué : c'est par exemple le cas de SiO. Ensuite, l'irradiation des étoiles jeunes autour du nuage moléculaire peuvent ioniser la surface de celui-ci. Il se crée alors une région de photo-ionisation (PDR: *PhotoDissociation Region*, Tielens & Hollenbach 1985). L'émission de ces régions est dominée par les raies d'oxygène atomique à 63 et 145 μm , et par la raie de carbone ionisé à 158 μm . Enfin, un troisième mécanisme a été proposé pour l'origine des raies moléculaire émises par les proto-étoiles : l'émission thermique de l'enveloppe (CHT96). Cette fois, l'effondrement gravitationnel et la compression du gaz de l'enveloppe proto-stellaire qui en résulte provoque le chauffage du gaz l'émission de transitions rotationnelles, en particulier des molécules de H_2O et de CO.

L'origine des raies peut habituellement être déterminée si la résolution spatiale ou spectrale est suffisante. Par exemple, les raies émises par la PDR associées au nuage ont un profil étroit (de l'ordre du km s^{-1}), alors que les raies associées au flot moléculaire ou au gaz choqué sont élargies par effet dopler (en général entre 5 et 10 km s^{-1}). Dans le

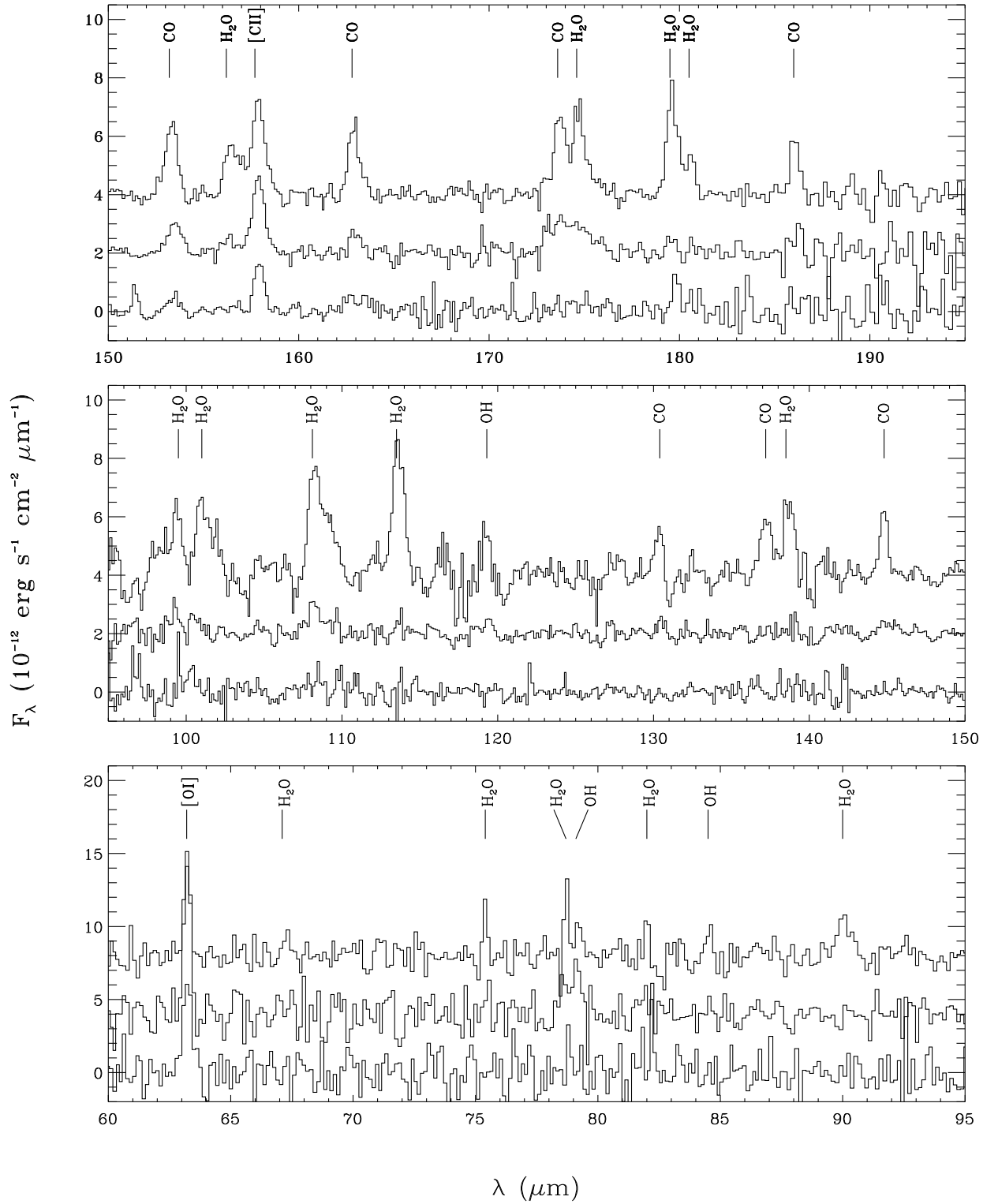


FIG. 3.1 – Spectre ISO-LWS d'NGC1333-IRAS4. Sur chaque panneau sont représentés le spectre sur la position centrale (en haut), sur la position NE (au milieu), et sur la position SW (en bas). Les transitions détectées de CO, H₂O, [OI] et [CII] sont indiquées par des traits.

TAB. 3.1 – Flux des raies mesurées par ISO-LWS sur la position centrale et les positions NE et SW le long du jet moléculaire. Les unités de flux sont 10^{-12} ergs s $^{-1}$ cm $^{-2}$. Les limites supérieures sont données à 2σ .

Molécule	Transition	λ (μ m)	E_{up} (cm $^{-1}$)	Flux		
				Centre	NE	SW
o-H ₂ O	2 ₂₁ -2 ₂₁	180.49	134.9	1.1 $\pm$ 0.5	< 0.5	< 0.5
	2 ₁₂ -1 ₀₁	179.53	79.5	2.7 $\pm$ 1.0	0.5 $\pm$ 0.4	0.6 $\pm$ 0.4
	3 ₀₃ -2 ₁₂	174.63	136.7	1.6 $\pm$ 0.7	0.5 $\pm$ 0.4	< 0.5
	4 ₁₄ -3 ₀₃	113.54	224.5	3.0 $\pm$ 1.0	< 0.5	< 0.5
	2 ₂₁ -1 ₁₀	108.07	134.9	2.0 $\pm$ 0.8	0.9 $\pm$ 0.5	< 0.5
	5 ₀₅ -4 ₁₄	99.48	325.3	1.4 $\pm$ 0.6	< 0.5	< 0.5
	6 ₁₆ -5 ₀₅	82.03	447.3	1.2 $\pm$ 0.6	< 0.5	< 0.5
	4 ₂₃ -3 ₁₂	78.74	300.5	1.4 $\pm$ 0.6	< 0.5	< 0.5
	3 ₂₁ -2 ₁₂	75.38	212.1	1.7 $\pm$ 0.7	< 0.5	< 0.5
p-H ₂ O	3 ₂₂ -3 ₁₃	156.19	206.3	0.5 $\pm$ 0.4	< 0.5	< 0.5
	3 ₁₃ -2 ₀₂	138.53	142.3	1.2 $\pm$ 0.6	< 0.5	< 0.5
	2 ₂₀ -1 ₁₁	100.98	136.2	1.0 $\pm$ 0.5	< 0.5	< 0.5
	3 ₂₂ -2 ₁₁	89.99	206.3	1.4 $\pm$ 0.6	< 0.5	< 0.5
	3 ₃₁ -2 ₂₀	67.09	285.1	0.6 $\pm$ 0.4	< 0.5	< 0.5
CO	14-13	186.00	403.5	1.3 $\pm$ 0.6	1.2 $\pm$ 0.4	< 0.5
	15-14	173.63	461.1	1.5 $\pm$ 0.7	0.8 $\pm$ 0.4	< 0.5
	16-15	162.81	522.5	1.7 $\pm$ 0.7	0.7 $\pm$ 0.4	< 0.5
	17-16	153.26	587.7	1.7 $\pm$ 0.7	0.6 $\pm$ 0.5	< 0.5
	18-17	144.78	656.8	1.3 $\pm$ 0.6	< 0.5	< 0.5
	19-18	137.20	729.7	1.3 $\pm$ 0.6	< 0.5	< 0.5
	20-19	130.37	806.4	1.2 $\pm$ 0.6	< 0.5	< 0.5
OH	² $\Pi_{3/2,5/2}$ - ² $\Pi_{3/2,3/2}$	119.33	83.7	1.0 $\pm$ 0.5	< 0.5	< 0.5
	² $\Pi_{3/2,7/2}$ - ² $\Pi_{3/2,5/2}$	84.51	201.9	1.1 $\pm$ 0.5	< 0.5	< 0.5
	² $\Pi_{1/2,1/2}$ - ² $\Pi_{3/2,3/2}$	79.15	126.3	1.1 $\pm$ 0.5	< 0.5	< 0.5
[OI]	³ P ₁ - ³ P ₀	145.48	227.7	< 0.5	< 0.5	< 0.5
	³ P ₂ - ³ P ₂	63.17	158.7	2.2 $\pm$ 0.9	4.3 $\pm$ 1.5	2.2 $\pm$ 0.9
[CII]	² P _{3/2} - ² P _{1/2}	157.74	63.7	2.2 $\pm$ 0.9	1.8 $\pm$ 0.7	1.1 $\pm$ 0.5

cas des observation ISO-LWS, les résolutions spatiales et spectrales relativement faibles (respectivement 80" et 2000 km s⁻¹ pour le mode réseau de LWS), ne permettent pas de séparer ces composantes. Toutefois, les différences entre les spectres observés sur les trois positions nous donnent des indices sur l'origine possible de l'émission.

En effet, les raies d'oxygène atomique et de carbone ironisé sont détectées avec des flux comparables sur les trois positions. Cette émission est donc très certainement associée au gaz diffus du nuage. Ces raies proviennent très probablement de la PDR.

Contrairement à l'émission des raies de [OI] et [CII], l'émission de CO varie fortement d'une position à l'autre. Sept transitions sont détectés sur la position centrale, entre $J_{\text{up}} = 14$ et 20². Par contre, seulement quatre raies sont détectés sur la position NE, entre $J_{\text{up}} = 14$ et 17. Aucune transition n'est détectée sur la position SW. La situation est semblable pour les raies de l'eau : neuf raies de la forme ortho de la molécule et cinq raies de la forme para sont détectées sur la position centrale. L'origine de l'émission des raies de l'eau est très débattue. Elle est souvent attribuée au jet moléculaire (*e.g.* Giannini et al. 2001). Le très faible nombre de raies de H₂O détectées sur les positions NE et SW ne joue pas en faveur de cette hypothèse. Dans la suite de ce chapitre, nous étudions l'hypothèse selon laquelle l'émission d'H₂O et de CO proviennent de l'émission thermique de l'enveloppe, en utilisant le modèle CHT96 présenté au chapitre 2.

3.4.2 Description du modèle

L'émission de l'eau observée a été modélisée en utilisant le modèle CHT96, dont la description est faite au chapitre 2. Rappelons que dans ce modèle, l'émission des raies par l'enveloppe de la proto-étoile dépend de plusieurs paramètres : la masse centrale de la proto-étoile M_* , le taux d'accrétion $\dot{M}$ (ou de façon équivalente, la vitesse du son dans l'enveloppe et l'âge de la proto-étoile), ainsi que les abondances de H₂O, CO et O dans l'enveloppe. Le taux d'accrétion et la masse centrale règlent la densité dans la partie en effondrement de l'enveloppe (Eq. 2.2), alors que la masse centrale influe sur le profil de vitesse dans l'enveloppe (Eq. 2.5) et par conséquent sur l'opacité des raies.

L'émission des raies dépend également des abondances chimiques dans l'enveloppe, en particulier des principaux refroidisseurs du gaz de l'enveloppe, H₂O, CO et O. Ces abondance interviennent dans le calcul de l'équilibre thermique de l'enveloppe, et donc de la température du gaz.

La molécule de CO est très stable, et son abondance est par conséquent constante

²La présence ou non de raie de CO à plus haut niveaux n'est pas évidente sur le spectre d'NGC1333-IRAS4. La raie CO $J_{\text{up}} = 21$ est clairement non détectée, mais la raie à $J_{\text{up}} = 22$ est masquée par la raie de OH à 119 μm , et les raies CO $J_{\text{up}} = 23$ et 24 sont masquées par les raies d'H₂O à 113,5 et 108,8 μm respectivement. Un épaulement est visible sur la raie d'eau à 108,8 μm , qui pourrait s'expliquer par la présence de la raie CO $J_{\text{up}} = 24$. Cette détection ne serait toutefois pas en accord avec la non-détection des transitions à plus faible énergie. Des observations à plus haute résolution spectrales sont nécessaires pour répondre à cette question.

dans l’enveloppe. Dans les parties externes de l’enveloppe, à des températures inférieures à 30 K, l’abondance du CO peut être réduite, car une partie des molécules collent sur le manteau de glace des grains de poussière. Dans cette étude, nous adoptons une abondance de CO de 10^{-5} (Blake et al. 1995; Jørgensen et al. 2002) constante dans l’enveloppe.

L’abondance de H_2O est également constante dans les régions froides de l’enveloppe. Lorsque la température est supérieure à 100 K, les manteaux de glaces des grains s’évaporent en injectant de grandes quantités d’eau en phase gazeuse. Lorsque la température du gaz est supérieure à ~ 250 K, tout l’oxygène atomique non incorporé au CO est transformé en H_2O par réactions endothermiques que nous avons détaillé au chapitre précédent (Eq. 2.10). L’abondance de l’eau dans les régions externes (X_{out}) et internes (X_{in}) de l’enveloppe (à $T_{\text{dust}} < 100$ K et $100 < T_{\text{dust}} \leq 250$ K respectivement) seront des paramètres libres de notre étude. Dans la région de l’enveloppe où $T_{\text{dust}} > 250$ K, l’abondance de l’eau est égale à celle de l’abondance l’oxygène atomique.

Plusieurs études récentes (Baluteau et al. 1997; Caux et al. 1999a; Vastel et al. 2000; Lis et al. 2001) ont montré que la presque totalité de l’oxygène dans les nuages moléculaires est sous forme atomique. Nous supposons dans la suite que l’abondance de l’oxygène est 5×10^{-4} , la valeur interstellaire standard.

Enfin, nous avons supposé une luminosité bolométrique de $5.5 L_{\odot}$ pour chaque proto-étoile, ce qui correspond à la valeur déterminée par Sandell et al. (1991), lorsque l’on suppose une distance de 220 pc.

La principale limitation de notre modèle que le champ de vue d’ISO-LWS englobe à la fois NGC1333-IRAS4A et NGC1333-IRAS4B. Compte tenu de la résolution spatiale de l’instrument, il n’est pas possible de séparer l’émission provenant d’une source de l’autre. Nous avons donc supposé que les deux sources contribuaient de manière identique au flux des raies de l’eau. Nous avons supposé également un rayon de 3000 AU (*i.e.* 30'' de diamètre à 220 pc) pour chaque enveloppe, en accord avec les observations du continuum millimétrique de ces objets (Motte & André 2001).

3.4.3 Contrainte des paramètres du modèle

Afin de contraindre la masse centrale de la proto-étoile, son taux d’accrétion et l’abondance de l’eau dans les parties externes et internes de l’enveloppe, nous avons calculé l’émission de l’enveloppe pour un grand nombre de paramètres. Nous avons fait varier la masse de l’étoile centrale M_* entre 0.3 et 0.8 $M_{\odot}$, le taux d’accrétion $\dot{M}$ entre 10^{-5} et $10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, l’abondance de l’eau dans les parties externes X_{out} entre 10^{-7} et 10^{-6} , et l’abondance de l’eau dans les parties internes X_{in} entre 10^{-6} et 10^{-5} .

La difficulté de contraindre ces quatre paramètres est que l’émission de l’eau dépend de tous ces paramètres à la fois. Toutefois, il est possible en choisissant des raies appropriés de contraindre séparément le taux d’accrétion et l’abondance de l’eau dans les parties

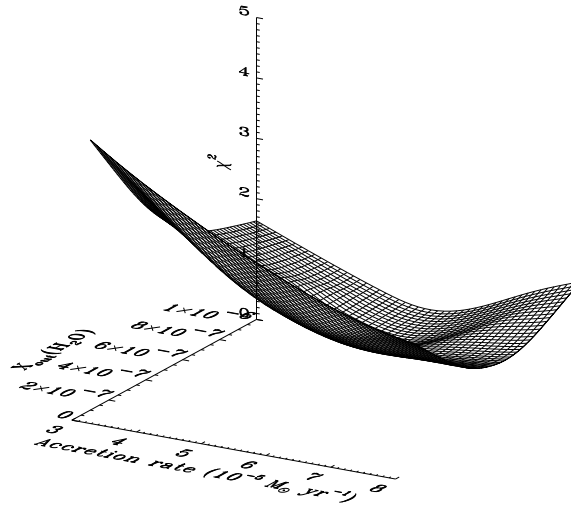


FIG. 3.2 – Surface du χ^2_{red} en fonction de l'abondance de l'eau dans les parties externes de l'enveloppe X_{out} et du taux d'accrétion $\dot{M}$.

externes d'une part, et la masse centrale et l'abondance de l'eau dans les parties externes d'autre part.

Taux d'accrétion et abondance de l'eau dans les parties externes de l'enveloppe

Les raies possédant une énergie de niveau supérieur E_{up} relativement basse (c'est à dire inférieure à environ 100 cm^{-1}), sont facilement excitées dans les parties externes de l'enveloppe. Ces raies deviennent rapidement optiquement épaisses dans les parties plus internes de l'enveloppe. Par conséquent, ces raies sont en grande partie émises dans les parties les plus externes, et ne dépendent donc que peu de X_{in} et M_* (qui déterminent le profil de densité dans la partie centrale en effondrement). Ces raies peuvent donc être utilisées pour contraindre X_{out} et $\dot{M}$.

Les valeurs de X_{out} et $\dot{M}$ qui reproduisent le mieux les observations des raies de l'eau observées ont été déterminés en calculant, pour chaque valeur de X_{out} et $\dot{M}$, le χ^2 réduit défini par :

$$\chi^2_{\text{red}} = \frac{1}{N-2} \sum_{i=1}^N \frac{(F_i^{\text{obs}} - F_i^{\text{mod}})^2}{\sigma_i^2} \quad (3.1)$$

où N est le nombre de raies observés, F_i^{obs} et F_i^{mod} sont les flux de la raie i respectivement observés et modélisés, et σ_i est l'erreur associée à la raie i . Uniquement les raies à basse énergie ont été considérées dans cette somme. La Fig. 3.2 montre la variation du χ^2 en fonction de X_{out} et $\dot{M}$, en supposant une masse centrale de $0.5 M_{\odot}$. Les deux paramètres sont relativement bien contraints par les raies à basse énergie. Le χ^2 minimum est obtenu pour une abondance $X_{\text{out}} \sim 5 \times 10^{-7}$ et un taux d'accrétion $\dot{M} \sim 5 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.

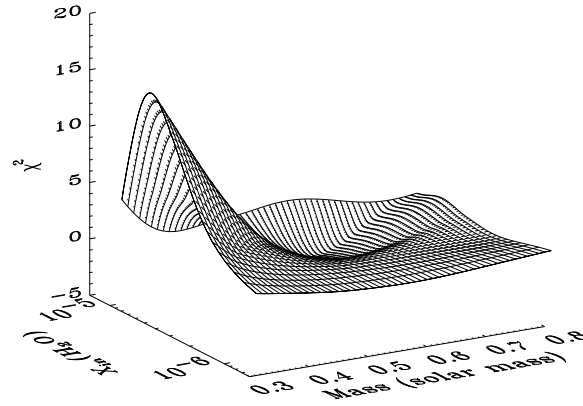


FIG. 3.3 – Surface du χ^2_{red} en fonction de la masse centrale M_* et de l’abondance dans les parties internes X_{in} .

Masse centrale et abondance de l’eau dans les parties internes

La masse centrale de la proto-étoile et l’abondance de l’eau dans les parties internes peuvent ensuite être contraintes en utilisant les raies possédant une énergie E_{up} suffisamment élevée. En effet, pour être excitées, ces raies nécessitent des températures et des densités relativement importantes. Ces conditions physiques ne sont atteintes que dans la partie la plus interne de l’enveloppe. Le flux de ces raies ne dépend donc que de l’abondance interne, ainsi que de la masse centrale et du taux d’accrétion, qui fixent le profil de vitesse et la densité du gaz dans les parties internes de l’enveloppe. La Fig. 3.3 montre la variation de χ^2_{red} en fonction de M_* et X_{in} . Pour ce calcul, on a considéré uniquement les raies à haute énergie. Le minimum est obtenu pour $M_* = 0.5 M_\odot$ et $X_{\text{in}} = 5 \times 10^{-7}$.

Accord du modèle avec les observations

La Fig. 3.4 montre le rapport entre le flux des raies de l’eau observés et les flux prédits par le modèle, en fonction de l’énergie de niveau haut de la raie. Le modèle reproduit raisonnablement bien les observations, à l’exception de deux raies. Ces deux raies, à 99.5 et 82.0 μm respectivement, sont sous estimées par notre modèle d’un facteur dix. Ces différences pourraient être expliquées en partie par un problème de détermination du flux à ces longueurs d’onde. Ces raies se trouvent en effet sur une forte émission de continuum des poussières (Ceccarelli et al. 2002a), ce qui rend la détermination de la ligne de base difficile. On peut noter toutefois que ces raies ont des énergies de niveau haut importantes ($> 300 \text{ cm}^{-1}$). Il est possible qu’un autre processus que l’émission thermique de l’enveloppe, soit à l’origine d’une partie de l’émission de ces raies. Des observations de raies à plus haute énergie et plus haute résolution spectrale seront nécessaire pour clarifier ce point.

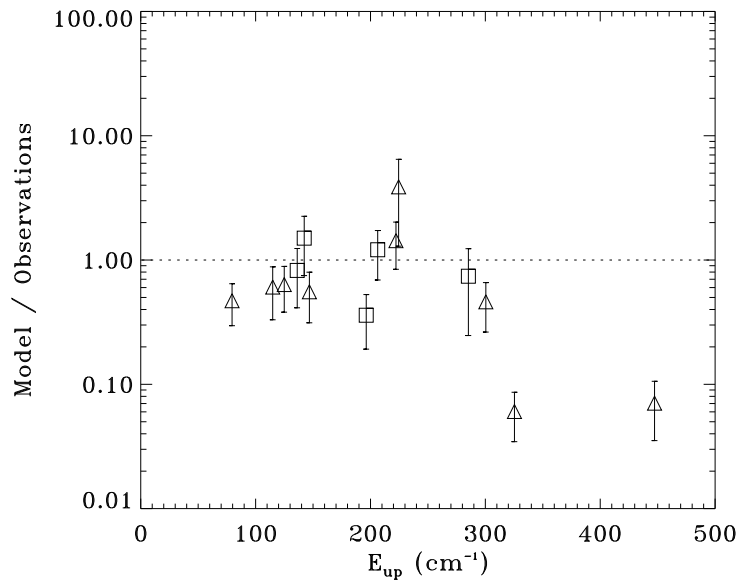


FIG. 3.4 – Rapport entre les flux des raies prédites par le modèle et les observations, en fonction de l'énergie de niveau haut de la raie. Les triangles et les carrés représentent les transitions ortho et para respectivement.

Il est intéressant de comparer les résultats de notre modèle aux observations du satellite SWAS (*Submillimeter Wave Astronomical Satellite*). Récemment, ce satellite a observé la transition ortho- H_2O $1_{10}-1_{01}$ dans le nuage moléculaire NGC1333 (Bergin et al. 2002). Les observations de NGC1333-IRAS4 montrent une raie d'une largeur de 18 km s^{-1} , auto absorbée à la vitesse au repos du nuage, et d'une température d'antenne de 100 mK. Le profil de cette raie indique clairement qu'elle provient du gaz du jet moléculaire, et que par conséquent, uniquement une petite fraction de son intensité peut être attribuée à l'émission thermique de l'enveloppe. Les prédictions de notre modèle sont en accord avec ces observations : le modèle prévoit que le flux émis par l'enveloppe est de l'ordre de $1.8 \times 10^{-13} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, ce qui correspond à une température d'antenne de 30 mK, bien inférieure au 100 mK mesurés par SWAS. L'émission thermique de l'enveloppe contribue donc environ au tiers de l'intensité totale de cette raie. Les deux tiers proviennent de l'émission des jets moléculaires.

3.4.4 Emission [OI], [CII], OH et CO

Comme discuté au paragraphe 3.4.1, l'émission de [OI] et [CII] est étendue et provient très certainement de la région PDR produite par l'irradiation du nuage par plusieurs étoiles jeunes à proximité. Pour tester cette hypothèse, nous avons calculé l'émission de ces raies par un modèle de PDR (Kaufman et al. 1999). Le flux des raies [OI] à $63 \mu\text{m}$ et [CII] à $158 \mu\text{m}$ sont bien reproduits par le modèle, pour une densité de $2 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2}$ et un flux incident de 5 G_0 . D'autre part, le modèle prévoit pour ces

paramètres un flux pour la raie [OI] à $145\ \mu\text{m}$ inférieur à la limite de détection de cette raie. Les paramètres de la PDR que nous dérivons sont en accord avec les résultats de Molinari et al. (2000), qui ont étudié la région du nuage autour de SVS13, au nord de NGC1333-IRAS4.

Le modèle d'émission de l'enveloppe ne prévoit pas d'émission de [CII], car aucune source d'ionisation n'est considérée dans le modèle CHT96. Par contre, l'oxygène atomique est présent dans toute l'enveloppe, et le modèle prédit une intensité de $1.8 \times 10^{-12}\ \text{erg s}^{-1}\ \text{cm}^{-2}$ pour la raie à $63\ \mu\text{m}$. Cette intensité est comparable à celle observée sur les trois positions. Puisque l'enveloppe et la PDR contribuent également au flux de la raie [OI], il peut paraître surprenant que l'on n'observe pas une émission plus importante sur la position centrale que sur les positions NE et SW (*cf.* Table 3.1). Ceci s'explique par le fait qu'NGC1333-IRAS4 soit profondément enfouie dans le nuage. En effet la raie de [OI] à $63\ \mu\text{m}$ correspond au niveau fondamental de la molécule, et est par conséquent facilement excitée. L'émission provenant de l'enveloppe peut être totalement absorbée par le gaz en avant plan de la source (Poglitsch et al. 1996; Baluteau et al. 1997; Caux et al. 1999b; Vastel et al. 2000, 2002).

Enfin, notre modèle prévoit un flux pour les raies de OH et CO ($J_{\text{up}} \geq 14$) environ dix fois plus faible que celui observé par ISO-LWS. Un mécanisme supplémentaire d'émission est donc très certainement responsable de cette émission. Dans le cas des raies du CO dans infrarouge lointain, les chocs sont souvent invoqués dans la littérature (*e.g.* Ceccarelli et al. 1998; Nisini et al. 1999; Giannini et al. 2001). Une autre hypothèse est que ces raies soient émises par la surface surchauffée du disque d'accrétion, comme c'est le cas pour la proto-étoile de classe I El29 (Ceccarelli et al. 2002b), ou par les parties centrales de l'enveloppe chauffées par les photons X émis par la source centrale (Ceccarelli, Hollenbach et Tielens, en préparation).

3.5 Discussion

3.5.1 Structure de l'enveloppe

Les profils de température et de densité dérivés par notre modèle sont présentés sur la Fig. 3.5. Le profil de densité suit le profil prédit par le modèle Shu. Dans la partie statique de l'enveloppe, la densité suit une loi de puissance en r^{-2} et une loi en $r^{-3/2}$ dans la partie interne de l'enveloppe. La transition entre les parties statiques et en effondrement de l'enveloppe intervient à 1500 AU du centre.

Les températures de la poussière et du gaz sont bien couplées dans les parties externes et intermédiaires de l'enveloppe. A $r \sim 80\ \text{AU}$, la température du gaz chute d'environ 20 degrés par rapport à la température de la poussière. Cette baisse est due à l'évaporation des glaces d'eau dans cette partie de l'enveloppe. Cette évaporation a pour effet d'aug-

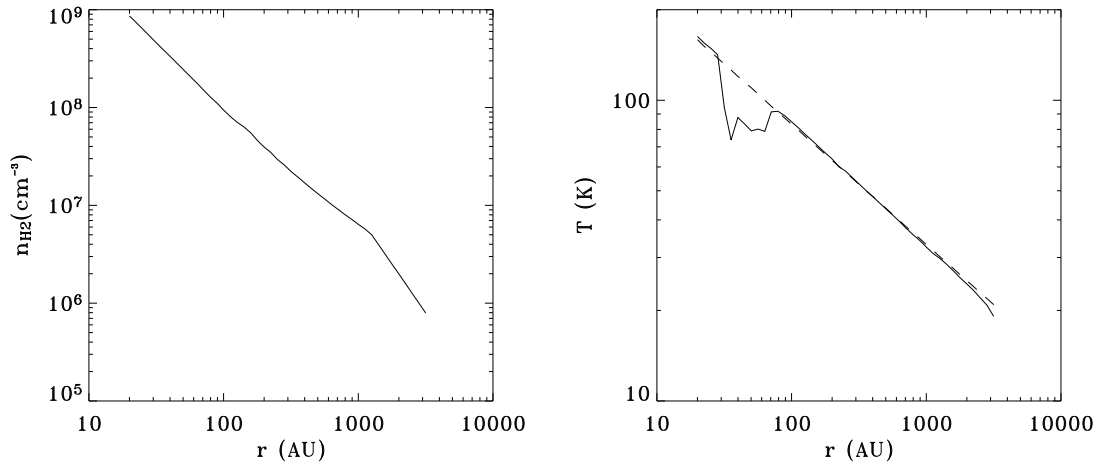


FIG. 3.5 – Densité et profil de température de l'enveloppe d'NGC1333-IRAS4. Dans le panneau du bas, la ligne pleine représente la température du gaz, et la ligne en pointillés celle des poussières.

menter brusquement le refroidissement du gaz par les raies de l'eau, et par conséquent de baisser de la température du gaz. Dans les parties plus internes (autour de 30 AU), les niveaux vibrationnels de H_2O sont pompés efficacement par les photons proche infrarouge émis par la poussière. Ce pompage, suivi d'une déexcitation collisionnelle avec les molécules de H_2 , agit comme un mécanisme de chauffage qui contrebalance le refroidissement par les raies de l'eau (*cf.* Chap. 2). La température des poussières et du gaz se recouplent alors de nouveau.

Les contributions relatives des différents mécanismes de chauffage et de refroidissement du gaz sont représentés sur la Fig. 3.6. Le chauffage du gaz est dominé par la compression dans la partie interne de l'enveloppe. Dans les parties externes, ce sont les collisions entre les poussières et le gaz qui sont majoritairement responsables du chauffage du gaz.

Le refroidissement du gaz est dominé par l'émission des raies de CO, H_2O et [OI]. Dans les parties externes de l'enveloppe, le refroidissement est dominé par le CO. Dans les parties plus internes, l'émission du CO devient optiquement épaisse, et le refroidissement du gaz est dominé par [OI] et H_2O . Dans la région d'évaporation des glaces, et refroidissement par H_2O devient très efficace et domine de plusieurs ordres de grandeur le refroidissement par CO et [OI].

3.5.2 Déplétion du CO

Une déplétion importante a été mesurée en direction d'NGC1333-IRAS4 en comparant l'émission millimétrique de CO avec l'émission du continuum des poussières (Blake et al. 1995). Ces auteurs ont utilisé la transition CO 3-2 des isotopes ^{12}C , ^{18}O et ^{17}O , et ont montré que l'émission observée est reproduite pour une abondance de CO de $\sim 2.5 \times 10^{-5}$.

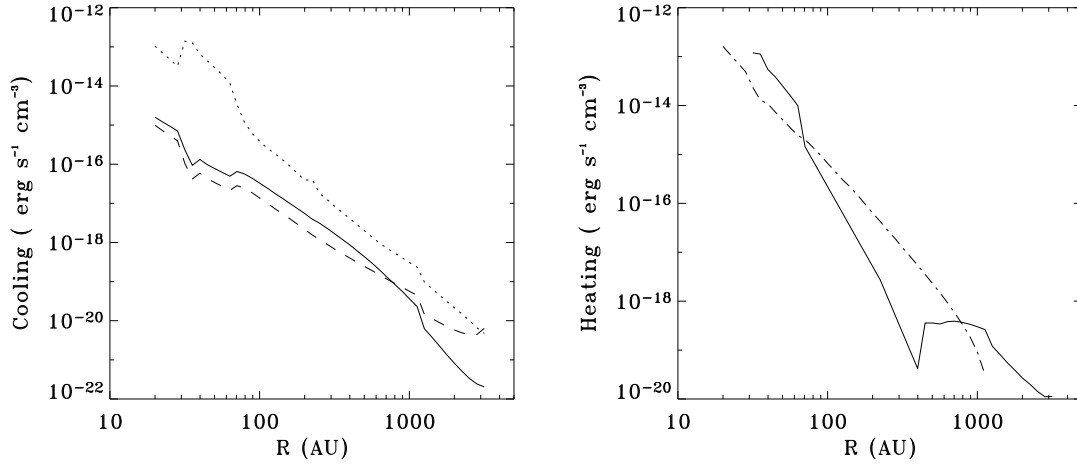


FIG. 3.6 – Processus de refroidissement (à gauche) et chauffage (à droite) du gaz de l’enveloppe. Sur la figure de gauche, le refroidissement par les raies de [OI], CO et H₂O sont représentées respectivement par la ligne pleine, les tirets et les pointillés. Sur la figure de droite, le chauffage du gaz par les collisions avec la poussière est représenté par ligne pleine, et le chauffage par compression par la ligne en tirets-points.

L’abondance déduite par cette méthode est d’environ un facteur cinq fois plus faible que la valeur canonique. Les auteurs interprètent ce résultat par le fait qu’une partie des molécules de CO sont piégées sur la surface des grains. Ces résultats sont confirmés par Jørgensen et al. (2002), qui dérivent une abondance de CO de l’ordre de 10^{-5} dans l’enveloppe d’NGC1333-IRAS4.

Puisque notre modèle prédit l’évaporation des glaces d’eau dans les parties centrales de l’enveloppe, on peut supposer que le CO est également évaporé lorsque la température de la poussière est supérieure à la température d’évaporation des glaces de CO, autour de 30 K. Afin de voir s’il est possible de mettre en évidence la présence d’une région d’évaporation des glaces de CO à partir des raies millimétriques, l’émission des raies de CO a été calculée en supposant dans un premier cas une abondance constante de 2.5×10^{-5} en tout point de l’enveloppe, puis dans un second cas une abondance de 2.5×10^{-5} dans les parties où $T_{\text{dust}} < 30 \text{ K}$, et de 10^{-4} dans les parties plus internes, où $T_{\text{dust}} \geq 30 \text{ K}$. Dans les deux cas, le modèle prédit un flux des raies C¹⁸O 3-2 et 2-1 identique à 15% près. Il n’est donc pas possible de mettre en évidence une région d’évaporation du CO à partir de ces raies. La raison est simple : la majeure partie de l’émission de ces raies provient de la région autour de 3000 AU du centre (Fig. 3.7), qui est trop froide pour que l’évaporation du CO puisse se produire. L’émission de ces raies n’est donc que très peu sensible à l’abondance de CO dans les parties centrales. En ce sens la déplétion importante mesurée dans les articles précédemment cités n’est très certainement relative qu’à la partie externe de l’enveloppe.

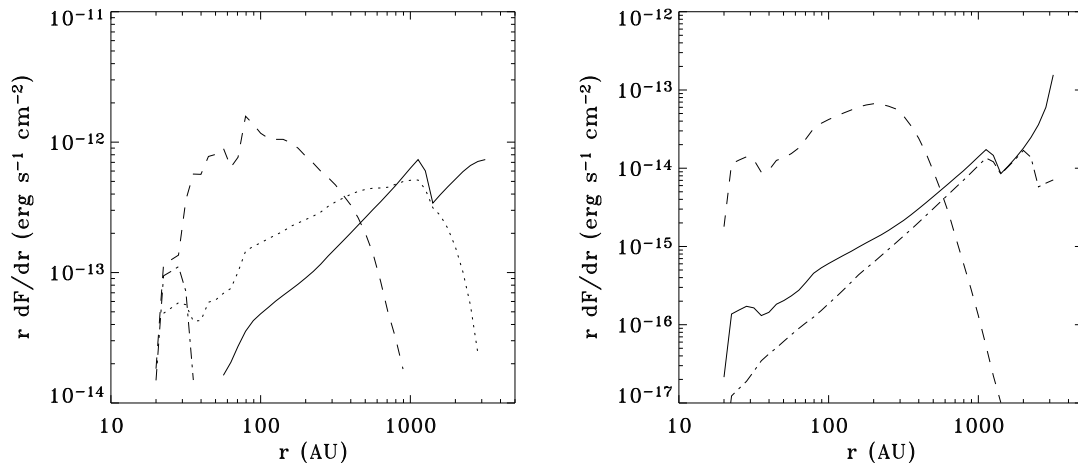


FIG. 3.7 – Flux émis par chaque coquille d'enveloppe en fonction du rayon pour diverses raies de H_2O et CO . Le panneau de gauche montre l'émission des raies de H_2O à $179 \mu\text{m}$ (trait plein), $108 \mu\text{m}$ (pointillés), $75 \mu\text{m}$ (tirets) et $82 \mu\text{m}$ (tirets-points). Le panneau de droite montre l'émission de CO 3-2 (trait plein), CO 14-13 (tirets) et C^{18}O 3-2 (tirets-points).

3.5.3 Comparaison avec des études précédentes d'NGC1333-IRAS4

Dans ce paragraphe, nous comparons les résultats obtenus pour NGC1333-IRAS4 avec les résultats d'autres études. Tout d'abord, Jørgensen et al. (2002) ont récemment déterminé le profil de température des poussières et la densité du gaz dans les enveloppes d'NGC1333-IRAS4A et NGC1333-IRAS4B. Ces auteurs ont supposé que la densité dans l'enveloppe suit une loi de puissance, dont l'indice est ajusté pour reproduire le profil de brillance observés à 450 et $850 \mu\text{m}$, ainsi que la distribution spectrale d'énergie de la source. Les indices de la loi de puissance qu'ils déterminent pour NGC1333-IRAS4A et NGC1333-IRAS4B sont de respectivement 1.8 et 1.3 . Ces indices sont en accord avec la solution *inside-out* de Shu, qui prévoit un indice de respectivement 2 et 1.5 dans les parties internes et externes de l'enveloppe. À un rayon de 1000 AU , ces auteurs estiment une densité de respectivement 6 et $2 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ pour NGC1333-IRAS4A et NGC1333-IRAS4B, en bon accord avec la valeur de $6 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ estimée dans cette étude.

La modélisation des raies de l'eau nous a permis par ailleurs de déterminer l'abondance de l'eau dans l'enveloppe, et de montrer en particulier qu'il existe une région centrale chaude dans laquelle l'abondance d'eau est dix fois plus importante que dans les parties externes. D'un point de vue théorique, l'abondance de 5×10^{-7} déterminée pour les parties externes est conforme aux prédictions des modèles de chimie en phase gazeuse (*e.g.* Lee et al. 1996). Les observations SWAS de la raie fondamentale à 557 GHz ont permis d'estimer une abondance de $\sim 10^{-7}$ dans le nuage NGC1333 dans lequel se trouve NGC1333-IRAS4 (Bergin et al. 2002), avec toutefois une erreur d'un facteur ~ 10 du fait de l'incertitude sur les conditions d'excitation. Moneti et al. (2001) ont déterminé une

abondance de 3×10^{-7} dans les nuages moléculaires le long de la ligne visée du centre galactique. Ces auteurs prétendent que cette abondance est très certainement une abondance standard pour les nuages moléculaires. La valeur estimée ici pour les parties externes de l'enveloppe est donc en bon accord à la fois avec ce que prédisent les modèles de chimie en phase gazeuse et ce qui est observé le nuage moléculaire NGC1333. Concernant l'abondance dans la partie interne de l'enveloppe, la valeur de $5 \sim 10^{-6}$ est inférieure à ce que l'on peut s'attendre en supposant que toute l'eau présente dans les glaces est injectée en phase gazeuse lorsque $T_{\text{dust}} \geq 100$ K. En effet, l'abondance de l'eau mesurée dans les glaces est de l'ordre de 5×10^{-5} (Tielens et al. 1991), un ordre de grandeur au dessus de la valeur estimée ici. Toutefois, les observations SWAS de régions de flot moléculaire montrent que cette abondance pourrait être plus faible, de l'ordre de $\sim 10^{-6}$, c'est à dire similaire à valeur de X_{in} trouvée ici (Neufeld et al. 2000; Bergin et al. 2002). Ces observations reflètent très probablement l'abondance de l'eau dans les glaces qui sont évaporées par le jet moléculaire. L'étude présentée ici et les observations SWAS s'accordent donc sur une abondance relativement faible de l'eau évaporée des glaces.

Enfin, cette modélisation a permis d'estimer une masse centrale de l'ordre de $0.5 M_{\odot}$, et un taux d'accrétion de l'ordre de $5 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ pour chaque composante d'NGC1333-IRAS4. En supposant un taux d'accrétion constant au cours de l'évolution de l'étoile, hypothèse implicite du modèle de Shu, on obtient un âge d'environ 10 000 ans. Cet âge est comparable à l'âge dynamique de quelques milliers d'années du flot d'NGC1333-IRAS4A (Lefloch et al. 1998). De plus, di Francesco et al. (2001) ont observé pour la première fois sur NGC1333-IRAS4A et NGC1333-IRAS4B des raies du formaldéhyde présentant un profil P-Cygni inverse. Ces observations sont probablement l'évidence observationnelle la plus convaincante de mouvement d'effondrement gravitationnel d'une proto-étoile. A partir de ces observations di Francesco et al. estiment un taux d'accrétion de 11 et $4 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, et une masse centrale 0.23 et $0.71 M_{\odot}$ pour NGC1333-IRAS4A et NGC1333-IRAS4B respectivement. Ces deux valeurs sont en bon accord avec les valeurs dérivées par notre modèle (respectivement $0.5 M_{\odot}$ et 5×10^{-5}) qui suppose que les deux sources sont identiques.

3.5.4 Comparaison avec IRAS16293-2422

Une étude semblable à celle présentée ici à été réalisée sur la proto-étoile IRAS16293-2422 (Ceccarelli et al. 2000a). La masse centrale, le taux d'accrétion et l'abondance de l'eau dans IRAS16293-2422 sont reportés dans la Table 3.2, ainsi que les valeurs que nous avons déduit de l'étude d'NGC1333-IRAS4, pour comparaison.

Les masses et taux d'accrétion dérivés pour NGC1333-IRAS4 et IRAS16293-2422 sont du même ordre de grandeur. IRAS16293-2422 semble un peu plus massive ($M_{*} = 0.8 M_{\odot}$) et son taux d'accrétion est également un peu plus élevé que celui d'NGC1333-

TAB. 3.2 – Masse, taux d'accrétion, âge et rayon de la région d'évaporation des glaces de H₂O et CO obtenues pour IRAS4. Les valeurs déterminées pour IRAS16293-2422 (Ceccarelli et al. 2000a) sont incluses pour comparaison.

Paramètre	IRAS4	IRAS16293-2422
M_* ($M_\odot$)	0.5	0.8
$\dot{M}$ ($M_\odot \text{ yr}^{-1}$)	5×10^{-5}	3×10^{-5}
X_{out}	5×10^{-7}	3×10^{-7}
X_{in}	5×10^{-6}	3×10^{-6}
R où $T_{\text{dust}} = 30 \text{ K}$ (AU)	1500	4000
R où $T_{\text{dust}} = 100 \text{ K}$ (AU)	80	150
Age (années)	1.0×10^4	2.7×10^4

IRAS4 (respectivement 5 et 3 $M_\odot \text{ yr}^{-1}$). En supposant un taux d'accrétion constant, on obtient un âge de respectivement 10 000 et 27 000 ans pour NGC1333-IRAS4 et IRAS16293-2422. IRAS16293-2422 semble donc un peu plus évoluée qu'NGC1333-IRAS4. De plus la région centrale chaude dans laquelle les glaces d'eau s'évaporent est environ deux fois plus petite sur NGC1333-IRAS4 que sur IRAS16293. Ceci explique la richesse et l'intensité de l'émission moléculaire observée sur IRAS16293-2422 (Blake et al. 1994; van Dishoeck et al. 1995; Schöier et al. 2002). Le fait qu'NGC1333-IRAS4 soit une proto-étoile plus jeune que IRAS16293-2422 est accord avec le fort continuum millimétrique observé sur NGC1333-IRAS4. Ce continuum est dû à l'émission des poussières et implique la présence d'une plus grande quantité de poussières autour d'NGC1333-IRAS4 qu'autour d'IRAS16293-2422. NGC1333-IRAS4 est donc plus profondément enfouie dans le nuage parent qu'IRAS16293-2422 et donc certainement plus jeune.

De plus la région dans laquelle la température des poussières est supérieure à 30 K est plus grande sur IRAS16293-2422 que sur NGC1333-IRAS4 (respectivement 4000 et 1500 AU). Par conséquent la région de l'enveloppe dans laquelle le CO est déplété est plus grande sur NGC1333-IRAS4 que sur IRAS16293-2422. Cela explique la forte déplétion du CO qui a été observée sur NGC1333-IRAS4, alors qu'aucune déplétion n'a été observée sur IRAS16293-2422 (Blake et al. 1994, 1995; van Dishoeck et al. 1995)

Une étude récente de l'émission du CO de proto-étoiles de type solaire confirme en fait que la déplétion de cette molécule diminue avec l'âge de la proto-étoile (Jørgensen et al. 2002). Ces auteurs ont observé qu'en moyenne la déplétion du CO est plus importante sur les proto-étoiles de classe 0 que sur les proto-étoiles de classe I, plus âgés. La plus forte déplétion observée sur NGC1333-IRAS4 que sur IRAS16293-2422 est donc aussi en accord avec la conclusion qu'IRAS16293-2422 est plus âgée qu'NGC1333-IRAS4.

3.6 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons présenté un relevé spectral de l'émission infrarouge lointain de la proto-étoile NGC1333-IRAS4. Trois positions ont été observées, une position centrale englobant les sources NGC1333-IRAS4A et NGC1333-IRAS4B, et deux autres positions situées respectivement au NE et au SW de la position centrale, le long du flot moléculaire observé par les transitions millimétriques du CO.

Les trois positions sont dominées par l'émission des raies atomiques [OI] à $63\ \mu\text{m}$ et [CII] à $157\ \mu\text{m}$, qui proviennent très certainement de la PDR entourant le nuage. Au contraire, l'émission de l'eau est presque uniquement détectée sur la position centrale, et aucune émission significative n'est détectée sur les positions NE et SW le long du flot moléculaire. Ceci suggère très fortement que la plus grande partie de l'émission des raies de l'eau n'est pas due au gaz choqué par le flot moléculaire, mais plutôt due à l'émission thermique des enveloppes entourant les deux sources.

Une modélisation détaillée de la chimie, de l'équilibre thermique et du transfert radiatif dans les deux enveloppes autour des deux proto-étoiles montre que les observations sont en accord avec cette hypothèse, et permet en outre de déterminer des paramètres par ailleurs peu connus tels que la masse centrale de la proto-étoile ou son taux d'accrétion. Le meilleur accord avec les observations est obtenu pour une masse centrale de $0.5\ M_{\odot}$ et un taux d'accrétion $5 \times 10^{-5}\ M_{\odot}\text{yr}^{-1}$. En supposant un taux d'accrétion constant au cours de l'effondrement gravitationnel, on obtient un âge de la proto-étoile de 10 000 ans, proche de l'âge dynamique des jets. A partir de ce modèle nous avons également dérivé le profil de densité et de température dans l'enveloppe. Tous ces paramètres sont en bon accord avec plusieurs études de cette source.

Notre modèle nous a permis également de déterminer l'abondance de l'eau à l'intérieur de l'enveloppe. L'abondance de l'eau dans les parties externes est de l'ordre de 5×10^{-7} , en accord avec les valeurs mesurées dans les nuages moléculaires. Dans la partie centrale chaude de l'enveloppe, l'abondance de l'eau est environ dix fois plus élevée que dans la partie externe. C'est un résultat important, qui suggère que le manteau des grains interstellaires s'évapore dans la région de l'enveloppe où la température est supérieure à 100 K, en injectant en phase gazeuse une quantité importante d'eau. L'abondance de l'eau dans la partie externe de l'enveloppe est en accord avec les observations SWAS des régions de gaz choquée, dans lesquelles le manteau des grains est également évaporé. L'abondance déterminée ici, ainsi que les mesures SWAS, reflètent très donc probablement l'abondance de l'eau évaporée des glaces interstellaires. Ces deux mesures s'accordent sur une abondance relativement faible de l'eau évaporée des glaces, de l'ordre de 10^{-6} , en comparaison avec la valeur de 5×10^{-5} observée dans les glaces.

L'existence d'une région d'évaporation des glaces interstellaires telle que celle observée ici n'a pour l'instant été montrée que sur une autre proto-étoile de type solaire,

IRAS16293-2422, sur laquelle une étude similaire a été réalisée. La comparaison entre les deux proto-étoiles montre qu'IRAS16293-2422 est plus massive et montre un taux d'accrétion plus faible qu'NGC1333-IRAS4. NGC1333-IRAS4 est donc très certainement plus jeune qu'IRAS16293-2422, ce qui explique en particulier la forte déplétion du CO observée sur cette source.

Enfin, cette étude met en évidence la nécessité d'observations à partir de télescopes au sol, ou une meilleure résolution spatiale et spectrale peut être obtenue. Une molécule est d'un intérêt tout particulier, car elle est, après l'eau et le CO, l'un des constituants principaux des glaces interstellaire : le formaldéhyde. De grandes quantités de formaldéhyde devraient donc être également évaporées dans la partie interne de la proto-étoile, de façon similaire à ce qui est observé sur les étoiles plus massives. Dans le chapitre suivant, nous développons un modèle théorique de l'émission du formaldéhyde. Au chapitre 5, nous comparerons les prédictions de ce modèle aux observations de cette molécule que nous avons réalisé avec les télescopes JCMT et IRAM.

Chapitre 4

Modèle théorique de l'émission du formaldéhyde

4.1 Introduction

Curieusement, s'il est couramment admis que les proto-étoiles se forment par l'effondrement gravitationnel de nuages moléculaires, les évidences de mouvements d'effondrement de proto-étoiles sont très peu nombreuses. Jusqu'à présent, la principale méthode qui a été utilisée est d'observer les profils de raies optiquement épaisses et auto-absorbées. Si le gaz est en effondrement, le pic décalé vers le bleu doit être moins atténué et par conséquent plus brillant que le pic décalé vers le rouge (Leung & Brown 1977; Adelson & Leung 1988; Zhou 1992; Walker et al. 1994). De nombreuses observations ont été réalisées pour montrer l'effondrement gravitationnel en exploitant cette méthode (Gegersen et al. 1997; Mardones et al. 1997; Williams et al. 1999; Choi 2002; *cf.* également Evans 1999 pour un article de revue). Ces études ont permis l'identification de quelques sources en effondrement, parmi lesquelles NGC1333-IRAS4, sur laquelle di Francesco et al. (2001) ont détecté des raies du formaldéhyde montrant un profil P-Cygni inverse. Cette méthode est souvent rendue difficile par la confusion entre l'émission qui provient du jet moléculaire, de celle provenant de l'enveloppe en effondrement.

Une autre méthode pour mettre en évidence l'effondrement gravitationnel consiste à utiliser le flux de la raie plutôt que son profil. En effet, nous avons montré au chapitre précédent que des raies moléculaires avec des énergies de niveau haut différentes permettaient de caractériser les conditions physico-chimiques dans différentes parties de l'enveloppe autour de la proto-étoile. Si l'enveloppe proto-stellaire est en effondrement, elle possède une structure physico-chimique particulière, ce qui implique également un spectre d'émission de raies particulier. Au chapitre précédent, nous avons considéré les raies de l'eau émises par la proto-étoile NGC1333-IRAS4. Nous avons établi que l'émission observée était en accord avec une enveloppe en effondrement dont on a pu contraindre

la masse centrale et le taux d'accrétion. De plus, les taux d'accrétion et la masse que nous obtenons sont en accord avec celle obtenues par di Francesco et al. (2001), ce qui souligne la complémentarité des deux méthodes. Cette méthode a également été appliquée à la proto-étoile IRAS16293-2422 (Ceccarelli et al. 2000a), sur laquelle les mouvements d'effondrement ont été mis en évidence par plusieurs auteurs (Walker et al. 1986; Zhou 1995; Narayanan et al. 1998).

Dans ce chapitre, nous étudions la possibilité de mettre en évidence l'effondrement gravitationnel à partir d'observations de raies du formaldéhyde. Ces raies ont l'avantage de pouvoir être observées depuis le sol, avec une résolution spatiale et spectrale bien supérieure à celle de ISO-LWS pour les raies de l'eau. De plus, le formaldéhyde est l'un des constituants principaux du manteau des grains, et doit donc, tout comme l'eau, s'évaporer dans la partie centrale de l'enveloppe. L'observation de raies du formaldéhyde doit donc permettre de déterminer les conditions physico-chimiques dans la partie la plus interne de l'enveloppe, en effondrement, ainsi que de contraindre la masse centrale et le taux d'accrétion de la proto-étoile.

4.2 Description du modèle

4.2.1 Structure physique de l'enveloppe

Pour calculer l'émission du formaldéhyde des enveloppes, nous avons utilisé le modèle CHT96, que nous avons détaillé au chapitre 2. Comme l'émission des raies de l'eau, l'émission du formaldéhyde dépend de la masse centrale et du taux d'accrétion de la proto-étoiles, ainsi que des abondances de CO, H₂O, O, et bien sur H₂CO. Dans cette étude, nous utiliserons les abondances que nous avons obtenues dans l'étude de NGC1333-IRAS4, c'est à dire 2.5×10^{-4} pour O, 1×10^{-4} pour CO, 5×10^{-7} pour l'abondance de l'eau dans la partie externe de l'enveloppe, où $T_{\text{dust}} < 100$ K, et 5×10^{-6} pour la partie interne de l'enveloppe, où $T_{\text{dust}} \geq 100$ K. La masse centrale de la proto-étoile M_* et le taux d'accrétion $\dot{M}$ sont les deux paramètres du modèle dont dépendent directement la densité du gaz et le champ de vitesse dans l'enveloppe, et indirectement la température du gaz et la composition chimique. Le but de l'étude présentée dans ce chapitre est de déterminer la dépendance de ces deux paramètres sur le flux des raies de formaldéhyde, afin de pouvoir les contraindre à partir d'observations. M_* et $\dot{M}$ seront donc deux paramètres libres de cette étude, que nous ferons varier entre 0.5 et 1.5 $M_{\odot}$ pour M_* , et entre 0.5 et $5 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ pour $\dot{M}$. L'abondance du formaldéhyde sera également un paramètre libre de notre étude.

4.2.2 Abondance du formaldéhyde

L'intensité des raies du formaldéhyde émises par la proto-étoile dépend de l'abondance de la molécule dans l'enveloppe. L'étude présentée au chapitre précédent a montré que l'abondance de l'eau augmentait d'un ordre de grandeur dans la partie interne de l'enveloppe, à cause de l'évaporation du manteau des grains dans la partie interne. Le formaldéhyde étant l'un des constituants principaux des glaces du manteau, il doit également être évaporé dans la région interne, et l'abondance devrait donc augmenter à l'endroit où les glaces s'évaporent. Ce saut dans l'abondance a été mis en évidence dans la proto-étoile IRAS16293-2422 (Ceccarelli et al. 2000b; Schöier et al. 2002). Une étude plus détaillée de l'extension spatiale de l'émission du formaldéhyde autour de cette proto-étoile a montré qu'il existait en fait deux sauts dans l'abondance du formaldéhyde (Ceccarelli et al. 2001). Dans la partie de l'enveloppe où la température est inférieure à 50 K, l'abondance de formaldéhyde est de l'ordre de 4×10^{-10} . Dans la partie de l'enveloppe où la température atteint 50 K, l'abondance augmente jusqu'à 4×10^{-9} . Enfin l'abondance augmente encore lorsque la température des poussières atteint 100 K, jusqu'à 1×10^{-8} . La première augmentation correspond à la température d'évaporation des glaces de formaldéhyde pures (Aikawa et al. 1997), ce qui pourrait indiquer qu'une partie du formaldéhyde présent dans les glaces s'évapore à cette température. Toutefois, afin de garder un petit nombre de paramètres libres au modèle, nous limiterons le profil d'abondance du formaldéhyde dans l'enveloppe à une simple fonction escalier : une abondance X_{cold} dans la partie de l'enveloppe où $T_{\text{dust}} < 100$ K, et une abondance X_{warm} dans la partie où $T_{\text{dust}} \geq 100$ K. Par conséquent, la valeur de X_{cold} est certainement une valeur moyenne de l'abondance dans la partie externe. Dans la suite, nous avons fait varier X_{cold} entre 10^{-10} et 3×10^{-8} , et X_{warm} entre 10^{-10} et 3×10^{-7} . Afin de calculer le flux des raies de H_2^{13}CO , nous avons supposé un rapport isotopique $\text{H}_2^{12}\text{CO} / \text{H}_2^{13}\text{CO}$ de 70 (Boogert et al. 2000). Enfin, les transitions de la forme para du formaldéhyde n'ont pas été considérées, car le rapport de la forme ortho sur para n'est connu qu'avec une grande incertitude, et par conséquent aurait été un paramètre supplémentaire de notre étude.

4.3 Résultats du modèle

Pour illustrer les caractéristiques générales du spectre des raies de formaldéhyde émises par une enveloppe proto-stellaire, nous reportons les résultats du modèle pour un cas typique. Ensuite, nous discutons de l'influence des paramètres du modèle sur les flux des raies obtenus, et nous montrons comment ces paramètres peuvent être contraints par les observations.

TAB. 4.1 – Valeurs des paramètres utilisées dans le modèle typique

Paramètre	Valeur
L_*	$30 L_\odot$
d	160 pc
M_*	$0.8 M_\odot$
$\dot{M}$	$3 \times 10^{-5} M_\odot \text{ yr}^{-1}$
X_{out}	3×10^{-7}
X_{in}	3×10^{-9}
$X(\text{CO})$	1×10^{-4}
$X(\text{O})$	2.5×10^{-4}
$X_{\text{in}}(\text{O})$	5×10^{-7}
$X_{\text{out}}(\text{O})$	5×10^{-6}

4.3.1 Flux des raies du formaldéhyde

Les paramètres choisis pour notre cas typique sont reportés dans la Table 4.1. Ce cas correspond à la proto-étoile IRAS16293-2422. Les abondances de formaldéhyde interne et externes correspondent aux valeurs obtenues par Ceccarelli et al. (2000b) et Schöier et al. (2002). La Table 4.2 présente les flux obtenus.

Dans cette table, les flux sont présentés en $\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Bien qu’une conversion en K km s^{-1} serait plus pratique pour pouvoir comparer les flux prédits par le modèle aux observations, le flux en K km s^{-1} dépend du lobe du télescope utilisé, ainsi que de l’extension spatiale de l’émission. Toutefois, si la taille de la région d’émission est petite en comparaison de la taille du lobe primaire, les flux en $\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ peuvent être simplement convertis en K km s^{-1} lorsque l’on connaît les caractéristiques du télescope. Un exemple de conversion est présenté au paragraphe 4.4.

La Fig. 4.1 représente le flux prédit des raies de H_2^{12}CO et H_2^{13}CO en fonction de l’énergie du niveau haut de la raie. Un pic dans l’intensité des raies de H_2^{12}CO est visible pour les raies avec une énergie d’environ 40 K. Ce pic reflète les conditions d’excitation dans la partie externe froide de l’enveloppe, dans laquelle sont émises ces raies. En effet, les raies avec des énergies de niveau haut relativement faible ($\leq 80 \text{ K}$) sont facilement excités dans la partie externe de l’enveloppe, mais deviennent également rapidement optiquement épaisses dans la partie plus interne de l’enveloppe. Au contraire, aucun pic de l’émission des raies de H_2^{13}CO n’est visible, car l’abondance de cet isotope étant beaucoup plus faible que celle de H_2^{12}CO , les raies émises par cette molécule sont également moins optiquement épaisses. A énergie de niveau haut égale, les raies de H_2^{13}CO sont donc excitées dans des régions de l’enveloppe plus internes que les raies de H_2^{12}CO .

Cette caractéristique est également visible sur la Fig. 4.2, dans laquelle on a représenté la fonction $r \frac{dF}{dr}$, où F est le flux et r la distance à l’objet central. Cette quantité peut s’interpréter comme la contribution d’une coquille d’épaisseur infinitésimale au flux total

TAB. 4.2 – Flux des raies o-H₂¹²CO prédits par le modèle pour le cas typique.

Transition	Frequence (GHz)	E_{up} (cm ⁻¹)	Flux (erg s ⁻¹ cm ⁻²)
2 _{1,2} – 1 _{1,1}	140.8	15	5.5×10^{-15}
2 _{1,1} – 1 _{1,0}	150.4	16	5.5×10^{-15}
3 _{1,3} – 2 _{1,2}	211.2	22	1.5×10^{-14}
3 _{1,2} – 2 _{1,1}	225.6	23	1.4×10^{-14}
4 _{1,4} – 3 _{1,3}	281.5	32	2.4×10^{-14}
4 _{3,2} – 3 _{3,1}	291.3	98	1.2×10^{-15}
4 _{3,1} – 3 _{3,0}	291.3	98	1.2×10^{-15}
4 _{1,3} – 3 _{1,2}	300.8	33	1.8×10^{-14}
5 _{1,5} – 4 _{1,4}	351.7	43	2.4×10^{-14}
5 _{3,3} – 4 _{3,2}	364.2	110	2.6×10^{-15}
5 _{3,2} – 4 _{3,2}	364.2	110	2.6×10^{-15}
5 _{1,4} – 4 _{1,3}	375.8	46	1.8×10^{-14}
6 _{1,6} – 5 _{1,5}	421.9	57	2.0×10^{-14}
6 _{3,4} – 5 _{3,3}	437.1	125	4.1×10^{-15}
6 _{3,3} – 5 _{3,2}	437.2	125	4.1×10^{-15}
6 _{1,5} – 5 _{1,4}	450.8	61	1.5×10^{-14}
7 _{1,7} – 6 _{1,6}	491.9	74	1.6×10^{-14}
7 _{3,5} – 6 _{3,4}	510.1	142	5.7×10^{-15}
7 _{3,4} – 6 _{3,3}	510.2	142	5.7×10^{-15}
7 _{1,6} – 6 _{1,5}	525.6	78	1.3×10^{-14}
8 _{1,8} – 7 _{1,7}	561.8	93	1.4×10^{-14}
8 _{3,6} – 7 _{3,5}	583.1	161	7.9×10^{-15}
8 _{3,5} – 7 _{3,4}	583.2	161	7.9×10^{-15}
8 _{1,7} – 7 _{1,6}	600.3	68	1.3×10^{-14}
9 _{1,9} – 8 _{1,8}	631.6	114	1.4×10^{-14}
9 _{3,7} – 8 _{3,6}	656.1	183	1.0×10^{-14}
9 _{3,6} – 8 _{3,5}	656.4	183	1.0×10^{-14}
9 _{1,8} – 8 _{1,7}	674.7	121	1.5×10^{-14}
10 _{1,10} – 9 _{1,9}	701.3	137	1.6×10^{-14}
10 _{3,8} – 9 _{3,7}	729.1	207	1.2×10^{-14}
10 _{1,9} – 9 _{1,8}	729.6	207	1.2×10^{-14}
11 _{1,11} – 10 _{1,10}	749.0	146	1.7×10^{-14}
11 _{1,10} – 10 _{1,10}	770.8	163	1.8×10^{-14}
11 _{1,10} – 10 _{1,9}	823.0	173	2.1×10^{-14}
12 _{1,12} – 11 _{1,11}	840.2	191	2.0×10^{-14}
12 _{1,11} – 11 _{1,10}	896.7	203	2.3×10^{-14}

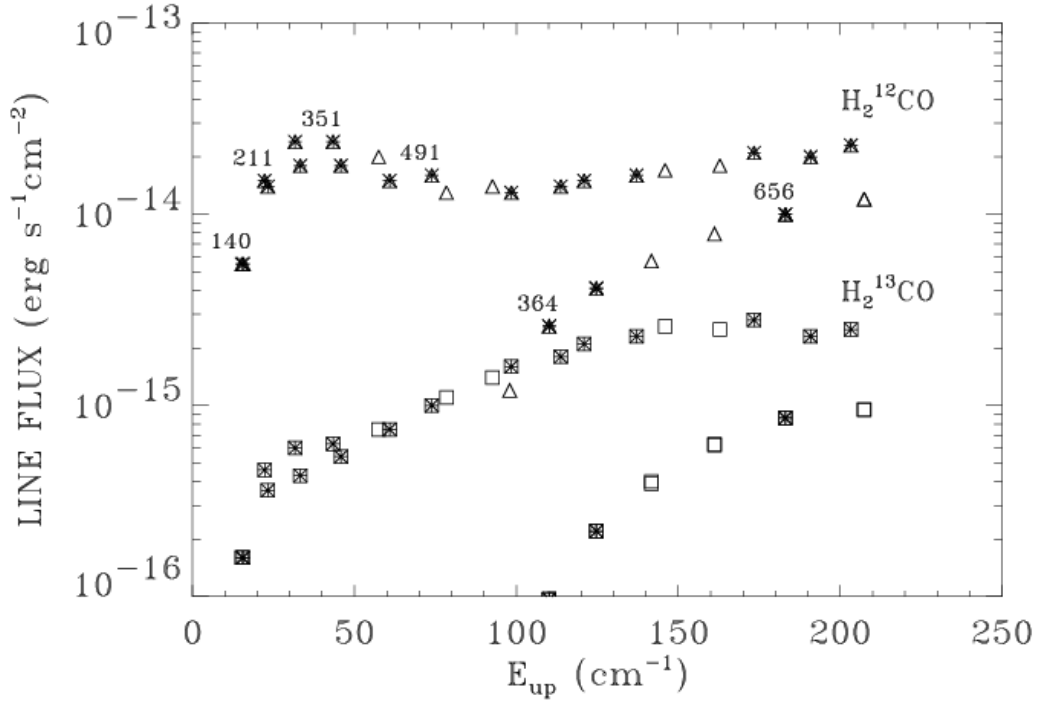


FIG. 4.1 – Intensité des raies du formaldéhyde en fonction de l'énergie du niveau haut de la raie. Les triangles et les carrés représentent les transitions de H_2^{12}CO et H_2^{13}CO respectivement. Les fréquences des raies reportées dans la Fig. 4.2 sont indiquées. Les triangles et les carrés marqués d'une étoile représentent les raies observables depuis le sol.

émis par l'enveloppe en fonction du rayon. Sur cette figure, six raies de H_2^{12}CO et de H_2^{13}CO ont été représentées. Ces raies, à respectivement 140, 211, 351, 364, 491 et 656 GHz, ont été choisies car elles sont observables depuis le sol. En particulier, les transitions à 492 et 656 GHz se situent à des fréquences où la transmission dans les fenêtres d'observation à 450-540 et 620-720 GHz est maximale. Ce sont donc les raies du formaldéhyde les plus simples à observer dans ces bandes de fréquence. La Fig. 4.2 illustre l'origine des raies des raies dans l'enveloppe. Les transitions avec une énergie de niveau haut faible, telle que les raies de H_2^{12}CO à 140, 211 et 351 GHz proviennent majoritairement de la partie externe froide de l'enveloppe, avec un maximum d'émission à $r \simeq 3000$ AU. Les raies à plus haute énergie, telle que les raies à 364, 491 et 656 GHz proviennent principalement de régions plus interne de l'enveloppe, à $r \simeq 150$ AU. A $r = 100$ AU, on remarque un pic d'intensité important. Ce pic est dû à l'augmentation de l'abondance du formaldéhyde du fait de l'évaporation du manteau des grains lorsque la température des poussières est supérieure à 100 K. Ce pic est plus marqué pour les transitions de H_2^{13}CO , car elle sont moins optiquement épaisses, et proviennent donc de régions plus internes de l'enveloppe que les raies de H_2^{12}CO .

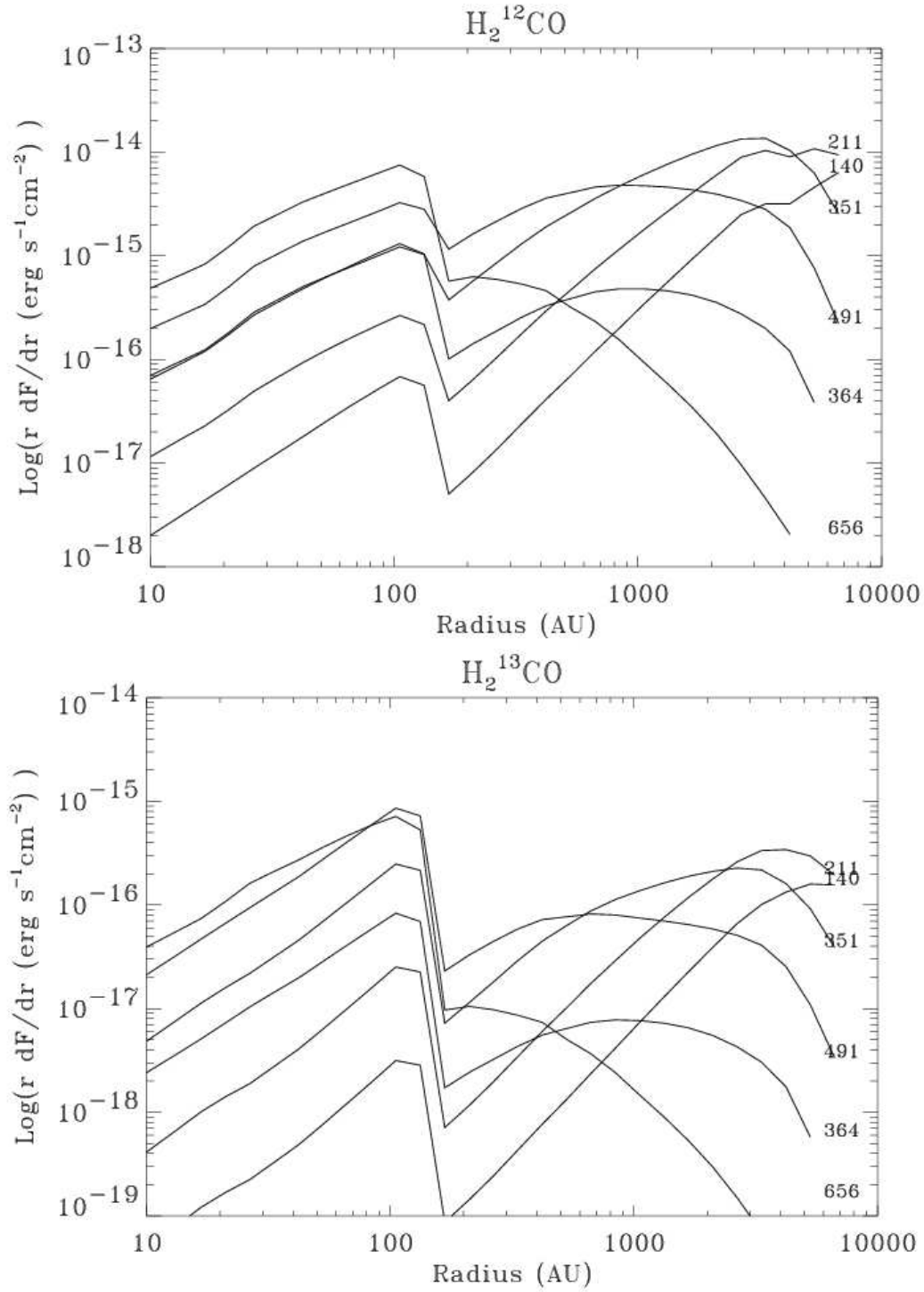


FIG. 4.2 – Contribution au flux total émis en fonction de la distance de l'objet central pour six raies de $H_2^{12}CO$ (en haut), et les six raies correspondantes de $H_2^{13}CO$ (en bas). Les fréquences des raies sont indiquées pour chaque courbe.

4.3.2 Influence des paramètres du modèle

Dans ce paragraphe, nous montrons comment le spectre des raies du formaldéhyde change en fonction des paramètres libres du modèle, c'est à dire la masse de l'objet central M_* , le taux d'accrétion $\dot{M}$, ainsi que l'abondance du formaldéhyde dans la partie externe et interne de l'enveloppe, respectivement notées X_{cold} et X_{warm} .

Masse centrale et taux d'accrétion

La Fig. 4.4 montre comment varient les flux de six raies de H_2^{12}CO , lorsque l'on fait varier la masse centrale de la proto-étoile entre 0.4 et 1.6 $M_\odot$, et le taux d'accrétion entre 0.5 et $5 \times 10^{-5} M_\odot \text{yr}^{-1}$. On peut noter sur cette figure que le flux des raies à 140 et 211 GHz dépend principalement de $\dot{M}$, et très peu de M_* . En effet, ces raies ont une énergie de niveau haut relativement faible. Elle proviennent principalement de la partie externe de l'enveloppe, dont la densité ne dépend, dans la solution de Shu, que du taux d'accrétion (*cf.* Eq. 2.1 et 2.3). Les raies à plus haute énergie, telle que les raies à 351, 364, 491 et 656 GHz proviennent de parties plus internes de l'enveloppe. Dans la région interne de l'enveloppe, en effondrement, la densité et le champ de vitesse dépendent de la masse centrale de la proto-étoile, ce qui explique la dépendance du flux de ces raies à ces paramètres que l'on observe sur la figure.

Abondance du formaldéhyde dans l'enveloppe

La Fig. 4.4 montre la variation du flux pour les même raies que précédemment, lorsque l'abondance du formaldéhyde dans la partie externe de l'enveloppe X_{cold} varie entre 10^{-10} et 3×10^{-8} , et l'abondance dans la partie interne X_{warm} entre 10^{-8} et 3×10^{-7} . L'intensité des raies à basse énergie, qui proviennent de la partie externe de l'enveloppe, ne dépend pas de la valeur de X_{warm} . Seules l'intensité des raies à 364 GHz et 656 GHz dépendent de la valeur de X_{warm} , pour des valeurs de X_{cold} relativement faibles. Pour des valeurs de X_{cold} plus importantes, ces raies deviennent optiquement épaisses, et proviennent de parties plus externes de l'enveloppe. Par contre, le rapport des flux des raies de H_2^{13}CO sur le flux des raies de H_2^{12}CO dépend à la fois de X_{cold} et de X_{warm} , comme le montre la Fig. 4.5. En effet, les raies de H_2^{13}CO proviennent de la partie plus interne de l'enveloppe.

4.3.3 Mettre en évidence l'effondrement gravitationnel ?

Dans ce paragraphe, nous discutons de la possibilité de mettre en évidence l'effondrement gravitationnel de l'enveloppe à partir d'observations de raies du formaldéhyde. Plutôt que de modéliser le profil des raies, nous proposons d'utiliser l'opacité des raies pour montrer qu'elle proviennent d'une enveloppe dans laquelle la densité et le champ de vitesse augmente en fonction du rayon, comme c'est le cas dans une enveloppe en effon-

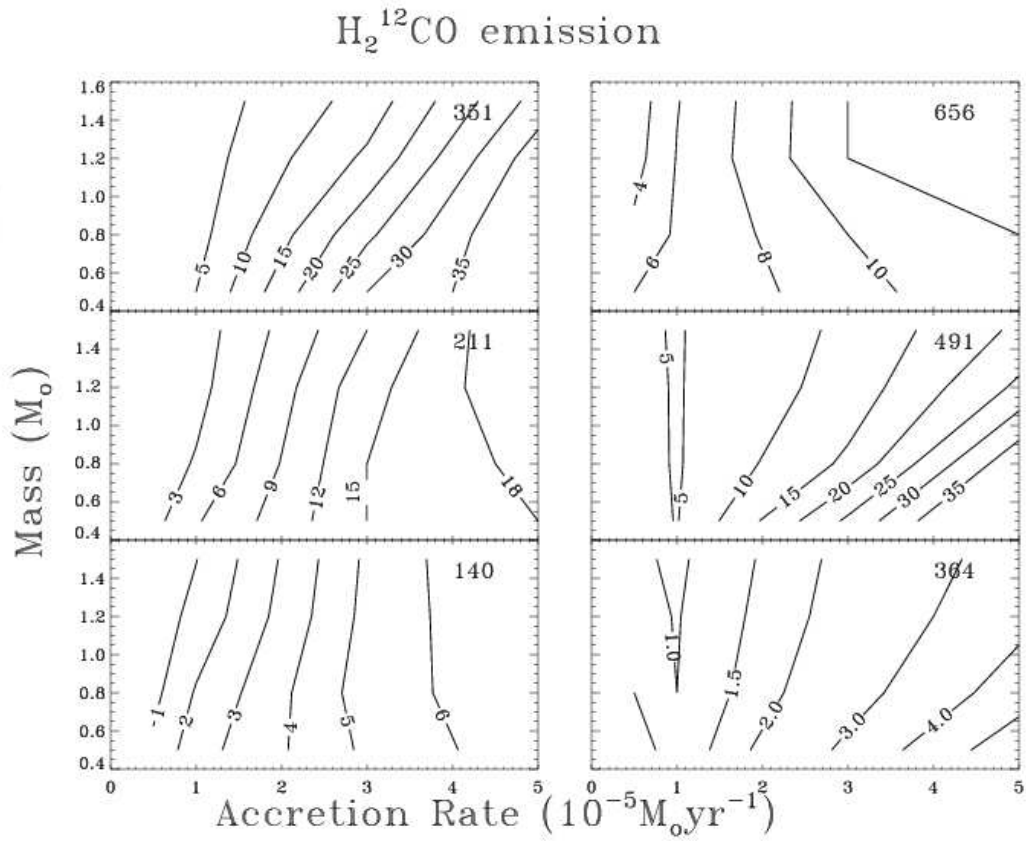


FIG. 4.3 – Intensité des raies en fonction de la masse centrale et du taux d'accrétion pour six transitions H_2^{12}CO à 140, 211, 351 et 364 GHz respectivement. Les flux sont exprimés en $10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. L'abondance du formaldéhyde est 3×10^{-9} et 3×10^{-7} dans les parties internes et externes de l'enveloppe respectivement.

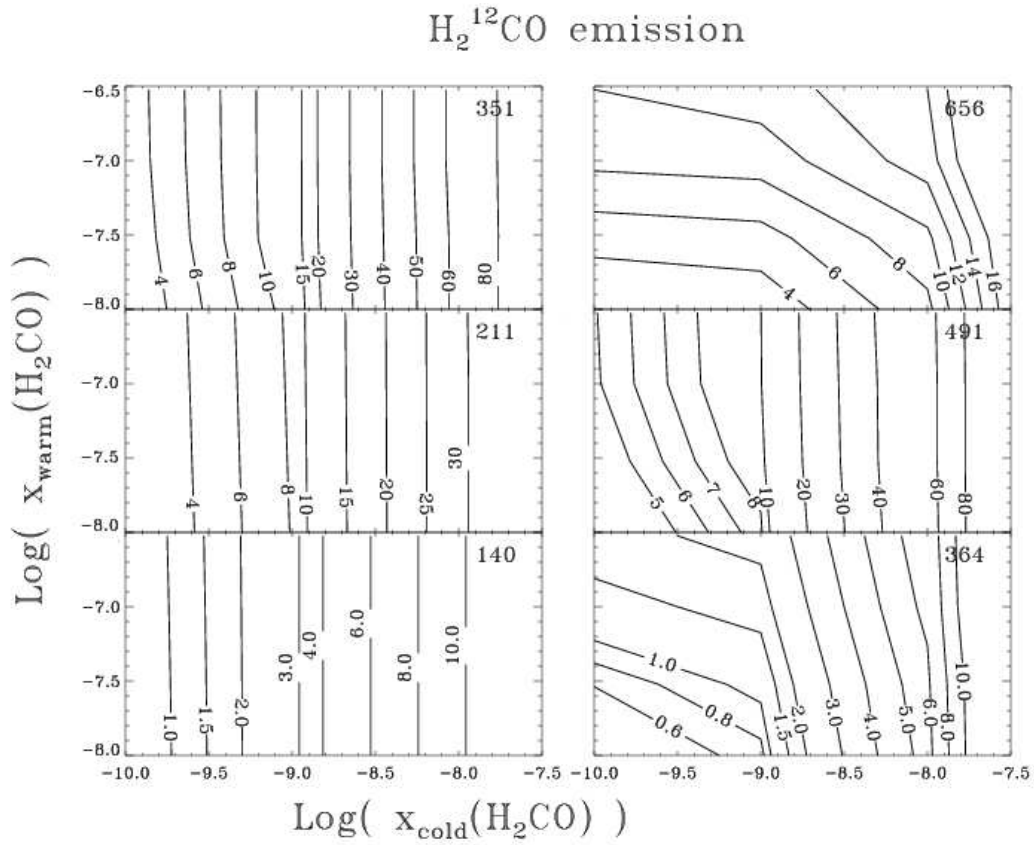


FIG. 4.4 – Intensité des raies en fonction de l'abondance du formaldéhyde dans la partie externe de l'enveloppe X_{cold} et de l'abondance de formaldéhyde dans la partie interne X_{warm} . Les flux sont exprimés en $10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Dans cette figure, on a supposé une masse centrale de $0.8 M_{\odot}$ et un taux d'accrétion de $3 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.

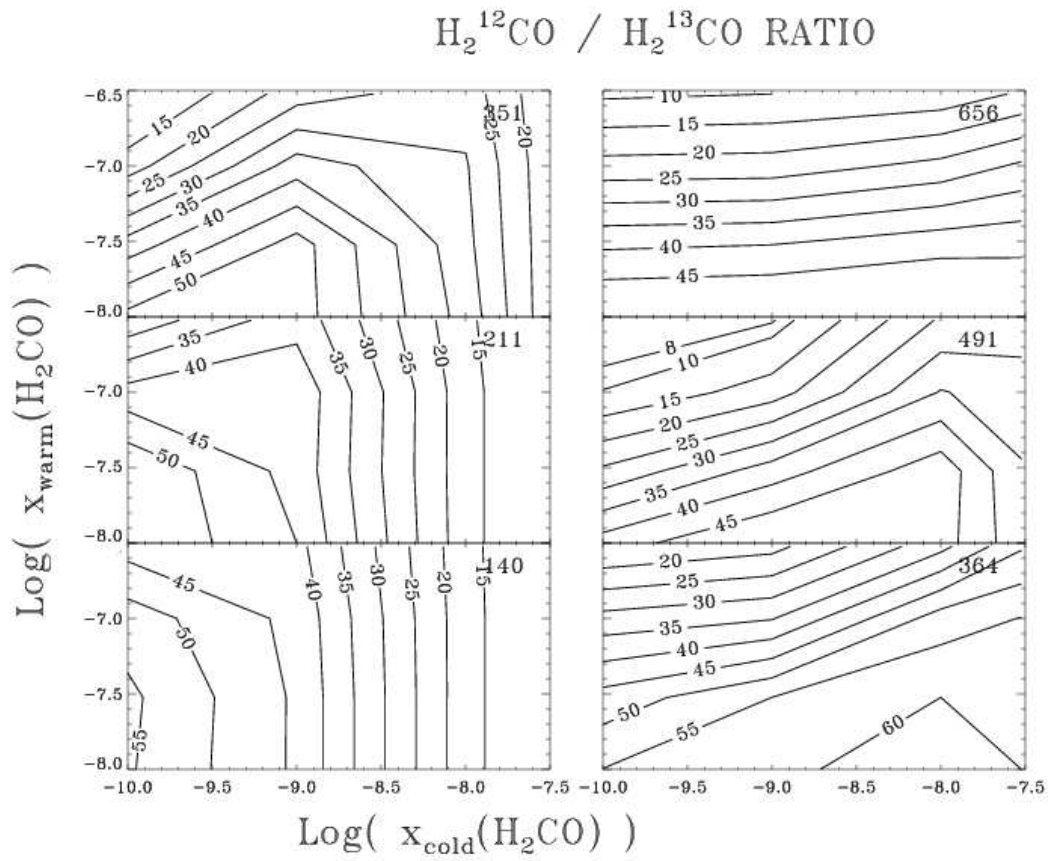


FIG. 4.5 – Rapport du flux des raies de H_2^{12}CO sur le flux des raies de H_2^{13}CO , en fonction de X_{cold} et X_{warm} .

drement. Afin de déterminer les différences entre les opacités des raies lorsqu'elles sont émises par une enveloppe en effondrement ou une couche de gaz statique, le rapport entre le flux des raies de H_2^{13}CO et le flux des raies de H_2^{12}CO a été calculé en utilisant deux modèles différents. Premièrement, ce rapport a été calculé en utilisant le modèle d'une enveloppe en effondrement décrite par la solution de Shu. Ensuite ce rapport a été calculé avec un modèle LVG (*Large Velocity Gradient*) de couche de gaz isotherme, isodense et statique¹. La Fig. 4.6 montre le rapport des flux des raies de H_2^{13}CO sur le flux des raies de H_2^{12}CO , que l'on a multiplié par le rapport isotopique du ^{13}C sur ^{12}C (égal à 70, Boogert et al. 2002). Dans le cas du modèle d'enveloppe en contraction, le rapport a été calculé pour deux abondances différentes du formaldéhyde dans la partie interne de l'enveloppe (respectivement $X_{\text{warm}} = 3 \times 10^{-7}$ et 10^{-6}). Dans le cas du code LVG, le rapport a été calculé pour une température de 100 K et deux densités différentes : respectivement 10^6 et 10^9 cm^{-3} . Dans les deux cas, le rapport des flux est très différents. Alors que le rapport augmente avec l'énergie de la raie dans le cas d'une enveloppe en effondrement, ce rapport tend à diminuer dans le cas d'une couche statique de gaz. En effet, les raies à plus haute énergie proviennent de régions plus denses et plus chaudes de l'enveloppe. En conséquence, l'opacité des raies et donc le rapport des flux H_2^{13}CO sur H_2^{12}CO augmente avec l'énergie de la raie. Dans le cas de raies émises par une couche de gaz isotherme, l'opacité des raies tend à diminuer avec l'énergie de niveau haut de la raie. En effet, les niveaux haut des raies à haute énergie ne sont que peu peuplés à la température de 100 K. Dans ce cas, l'opacité des raies, et donc le rapport H_2^{13}CO sur H_2^{12}CO est plus faible que précédemment. Ce rapport étant très différent dans les deux cas, l'observation de raies de H_2^{12}CO et H_2^{13}CO , en particulier avec des énergies de niveau haut importante, devrait permettre de distinguer entre ces deux hypothèses.

On doit noter toutefois que les différences entre les opacités des raies dans les deux cas ne prouvent pas, strictement parlant, que l'émission provient d'une enveloppe en contraction. L'augmentation de l'opacité des raies avec l'énergie de la raie démontre simplement que les raies à haute énergie sont émises dans des parties plus denses et plus chaudes que les raies à basse énergie, et donc que la région d'émission est plus dense au centre, comme c'est le cas pour une enveloppe, en effondrement ou pas. L'opacité des raies ne permet donc pas de déterminer si l'enveloppe est statique ou en effondrement. On peut par contre distinguer entre ces deux cas en observant la largeur des raies à mi-hauteur en fonction de l'énergie. En effet, dans une enveloppe statique, l'élargissement des raies est dû principalement à la turbulence. On s'attend donc à observer une largeur de raies indépendante de l'énergie de la raie. Au contraire, si l'enveloppe est en effondrement, plus l'énergie de la raie est importante et plus la région d'émission est interne. Comme la vitesse d'effondrement est plus importante lorsque l'on se rapproche du centre de l'enveloppe, on devrait observer un élargissement de la raie avec l'énergie de niveau haut. En

¹Le modèle LVG utilisé est présenté en détail par Ceccarelli et al. (2002a)

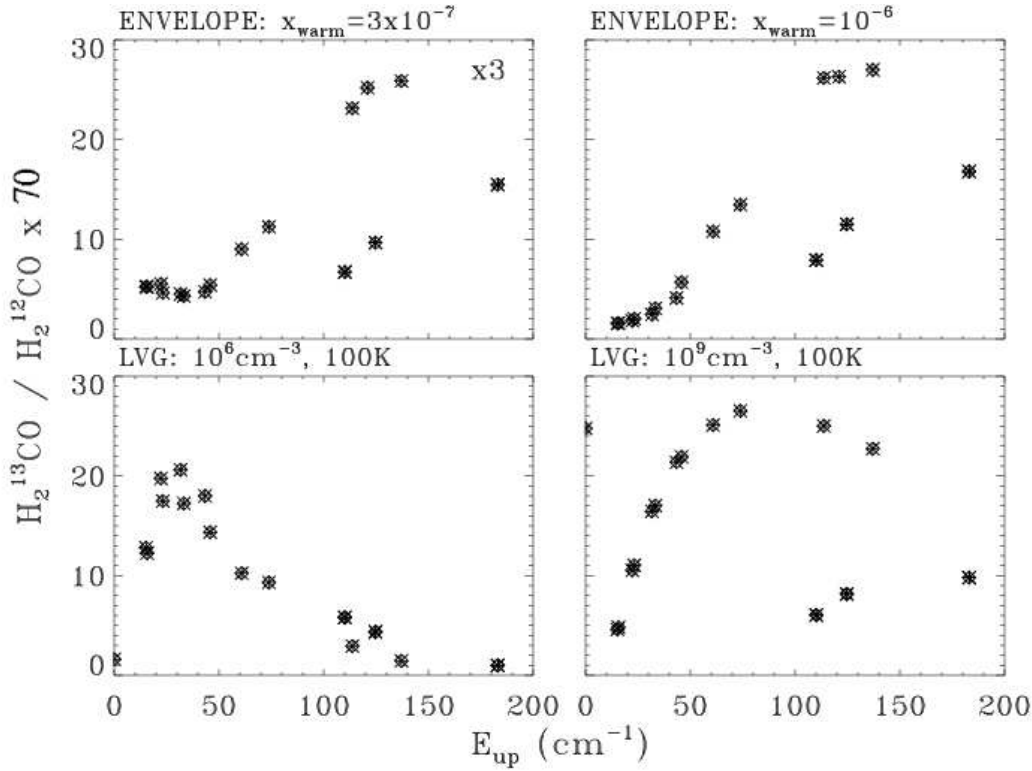


FIG. 4.6 – Rapport du flux des raies de H_2^{12}CO sur le flux des raies de H_2^{13}CO , multiplié par 60, en fonction de l'énergie de niveau haut la raie. Les deux panneaux du haut sont obtenus pour une enveloppe en effondrement, avec une abondance du formaldéhyde dans la partie interne de 3×10^{-7} (à gauche) et 10^{-6} (à droite). Une masse centrale de $0.8 M_\odot$ et une abondance externe du formaldéhyde de 3×10^{-9} ont été supposées. Les panneaux du bas sont obtenus pour une couche isodense et isotherme de gaz à une température de 100 K. La densité est de 10^6 cm^{-3} à droite et 10^9 cm^{-3} à gauche.

conclusion, l'augmentation de l'opacité de la raie avec l'énergie de niveau haut ainsi que l'augmentation de la largeur à mi-hauteur, sont des indices forts que l'émission provient d'une enveloppe en contraction.

4.4 Applications à IRAS16293-2422

Dans les paragraphes précédents, nous avons montré comment le flux des raies du formaldéhyde variait en fonction de la masse centrale de la proto-étoile, son taux d'accrétion, ainsi que de l'abondance du formaldéhyde dans l'enveloppe. L'observation de raies du formaldéhyde doit donc permettre d'estimer ces paramètres. Dans ce paragraphe, nous utilisons les observations de ces raies sur IRAS16293-2422, et nous décrivons une méthode pour estimer ces paramètres. Cependant, il faut noter que cette méthode permet simplement d'obtenir une estimation de la valeur de ces paramètres. Une modélisation détaillée est nécessaire pour dériver des valeurs précises. Nous comparerons les estimations obtenues ici aux résultats obtenus par Ceccarelli et al. (2000a,b, 2001).

TAB. 4.3 – Facteurs de conversion entre les intensités des raies observées au JCMT et à l’IRAM-30m, exprimés en unités de $T_{\text{mb}}\Delta\nu$, en $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$.

Transition	Freq (Ghz)	Telescope	Facteur de conversion ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$)
2 _{1,2} -1 _{1,1}	140	IRAM-30m	2.4×10^{-17}
3 _{1,3} -2 _{1,2}	211	IRAM-30m	3.8×10^{-17}
5 _{1,5} -4 _{1,4}	351	JCMT	2.2×10^{-16}
5 _{3,3} -4 _{3,2}	364	JCMT	2.3×10^{-16}
7 _{1,7} -6 _{1,6}	491	JCMT	4.2×10^{-16}
9 _{3,7} -8 _{3,6}	656	JCMT	5.1×10^{-16}

TAB. 4.4 – Flux des raies du formaldéhyde observés sur IRAS1623-2422, et rapport des flux de H_2^{12}CO sur les flux de H_2^{13}CO (d’après Loinard et al. 2000 et Ceccarelli et al. 2001).

Transition	Freq (Ghz)	Telescope	H_2^{12}CO (K km s^{-1})	$\text{H}_2^{12}\text{CO}/\text{H}_2^{13}\text{CO}$
2 _{1,2} -1 _{1,1}	140	IRAM-30m	16.6	29
3 _{1,3} -2 _{1,2}	211	IRAM-30m	411 ^a	≥ 27
5 _{1,5} -4 _{1,4}	351	JCMT	38.3	28
5 _{3,3} -4 _{3,2}	364	JCMT	11.9	≥ 40

^a Intensité intégrée sur toute l’enveloppe, qui s’étend jusqu’à 20” en rayon.

Pour pouvoir comparer les résultats du modèle avec les observations, il est nécessaire de convertir les flux des raies observées, exprimés en K km s^{-1} en $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$. Ce facteur de conversion dépend des caractéristiques du télescope, mais également de la taille de la région d’émission. Toutefois, si la région d’émission est petite devant la taille du lobe du télescope, les flux des raies observés peuvent être approximativement convertis en $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ une fois que les caractéristiques du télescope sont connues. Dans la Table 4.3, nous reportons ces facteurs de conversion pour les télescopes IRAM-30m et JCMT, avec lesquels les raie du formaldéhyde ont été observées (*cf.* Table 4.4). Il faut noter cependant que cette conversion est approximative, et ne tient pas compte en particulier de la convolution de l’émission prédite par le modèle avec le lobe primaire du télescope. Cette conversion n’est strictement valide que pour une région d’émission petite devant la taille du lobe primaire. La convolution avec le lobe peut introduire de grandes différences si la région d’émission est plus importante. Lorsque la région d’émission est grande, il est nécessaire d’intégrer la totalité de l’émission, avant de pouvoir comparer les observations aux prédictions du modèle.

4.4.1 Masse centrale et abondance interne du formaldéhyde

Dans les paragraphes précédents, nous avons montré que l'émission des raies à haute énergie provient de la partie interne de l'enveloppe. L'intensité de ces raies dépend de la masse centrale de la proto-étoile M_* , ainsi que de l'abondance du formaldéhyde dans la partie interne de l'enveloppe (X_{warm}). Les raies à haute énergie peuvent par conséquent être utilisées pour contraindre ces deux paramètres. La Fig. 4.7 montre la dépendance du flux des raies à 364, 491 et 656 GHz, ainsi que le rapport des flux de H_2^{12}CO sur H_2^{13}CO en fonction de ces deux paramètres. Les contours ont été obtenus pour un taux d'accrétion de $3 \times 10^{-5} M_\odot \text{yr}^{-1}$ et une abondance dans la partie externe de l'enveloppe de 3×10^{-9} . Cependant ces raies sont pratiquement insensibles à la valeur de X_{cold} (cf. Fig. 4.4), et très peu sensibles à la valeur de $\dot{M}$ (cf. Fig. 4.3). Ces raies peuvent donc être utilisées pour déterminer la valeur de M_* et X_{warm} . En comparant le flux de la raie à 364 GHz observé sur IRAS16293-2422 avec les résultats du modèle présentés sur la Fig. 4.7, on obtient une valeur de $0.6 M_\odot$ pour la masse centrale, et une abondance du formaldéhyde dans la partie interne inférieure à 2×10^{-7} . Ces valeurs sont en bon accord avec les valeurs de $0.8 M_\odot$ et 1×10^{-7} , obtenues par Ceccarelli et al. (2001).

4.4.2 Taux d'accrétion et abondance externe du formaldéhyde

Les raies à basse énergie sont émises dans la partie externe de l'enveloppe, et leur flux dépend du taux d'accrétion $\dot{M}$ et de l'abondance du formaldéhyde dans la partie externe de l'enveloppe X_{cold} . La Fig. 4.8 montre la dépendance des raies de H_2^{12}CO à 140, 211 et 351 GHz avec $\dot{M}$ et X_{cold} . En utilisant les flux observés sur IRAS16293-2422, on obtient $\dot{M} \simeq 3 \times 10^{-5}$ et $X_{\text{cold}} \simeq 3 \times 10^{-9}$, également en accord avec les valeurs reportés par Ceccarelli et al. (2001) (respectivement 3.5×10^{-5} et 3×10^{-9}).

4.5 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons présenté des prédictions théoriques de l'émission des raies du formaldéhyde d'une enveloppe en effondrement gravitationnel. Nous avons montré que des observations de raies du formaldéhyde avec des énergies de niveau haut appropriées permettaient de déterminer approximativement la masse centrale de la proto-étoile, son taux d'accrétion, ainsi que l'abondance du formaldéhyde dans l'enveloppe. Nous avons évoqué également la possibilité de mettre en évidence l'effondrement gravitationnel de l'enveloppe. En effet, l'opacité des raies est différente si les raies sont émises par une enveloppe en contraction, où par une couche isotherme et isodense statique de gaz. Si l'émission provient de l'enveloppe, l'opacité des raies augmente avec l'énergie de niveau haut de la raie, alors qu'elle diminue si la région d'émission est une couche de gaz statique. De plus, si l'enveloppe est en effondrement, la largeur à mi-hauteur des raies doit augmen-

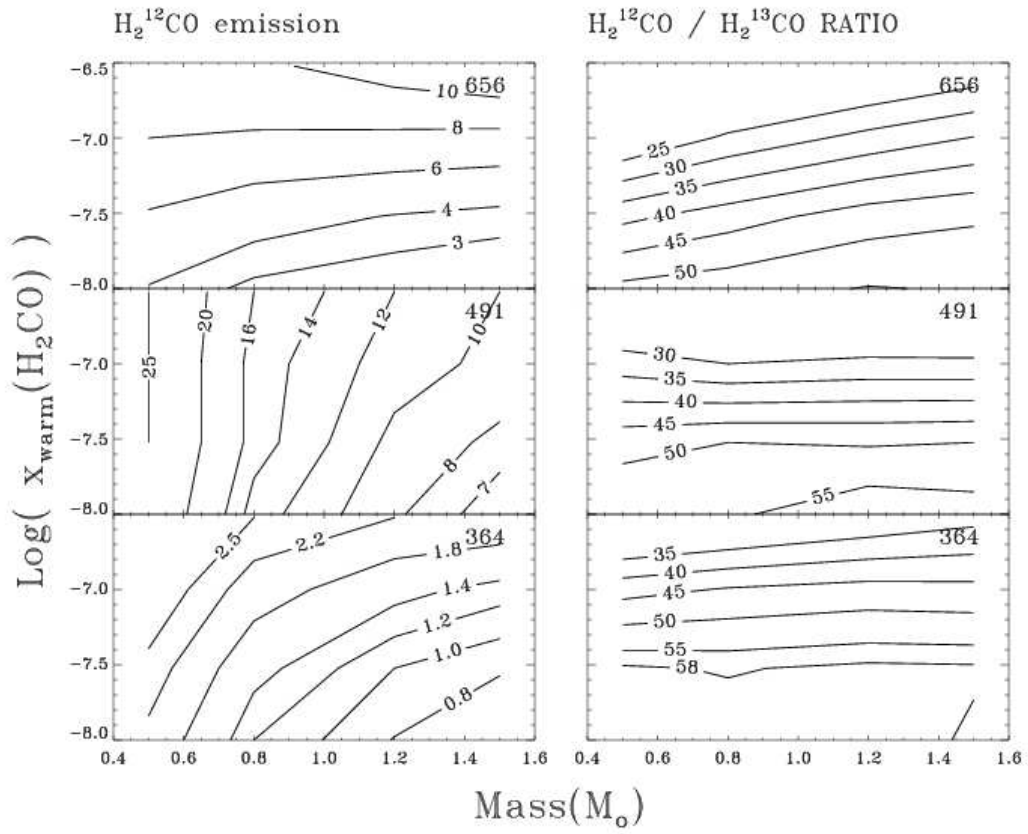


FIG. 4.7 – Flux des raies (à gauche) et rapport des flux des raies de H_2^{12}CO sur H_2^{13}CO (à droite) en fonction de l'abondance du formaldéhyde dans la partie interne et la masse de la proto-étoile. Les flux sont exprimés en $10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Une abondance externe de 3×10^{-9} et un taux d'accrétion de $3 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ont été supposés.

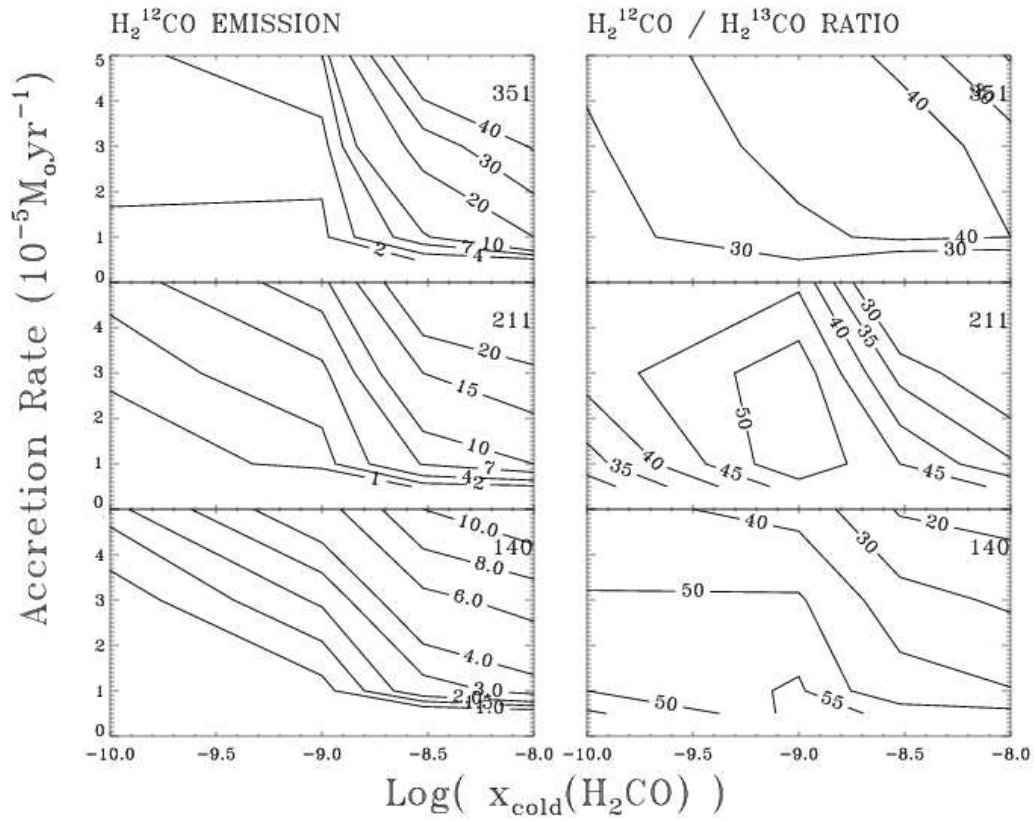


FIG. 4.8 – Flux des raies (à gauche) et rapport des flux des raies de H_2^{12}CO sur H_2^{13}CO (à droite) en fonction de l'abondance du formaldéhyde dans la partie externe et le taux d'accrétion de la proto-étoile. Les flux sont exprimés en $10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Une masse centrale de $0.8 M_{\odot}$ et une abondance du formaldéhyde dans la partie externe de l'enveloppe de 1×10^{-7} ont été supposées.

ter avec l'énergie de niveau haut de la raie, car les raies à haute énergie proviennent des régions internes de l'enveloppe, où le champ de vitesse est important. L'observation d'une augmentation de l'opacité et de largeur à mi hauteur avec l'énergie de niveau haut indique donc que les raies observées proviennent d'une enveloppe en effondrement gravitationnel.

A titre d'exemple, nous avons montré comment on pouvait déterminer approximativement la masse centrale, le taux d'accrétion et l'abondance du formaldéhyde dans l'enveloppe, dans le cas de IRAS16293-2422. Les valeurs des paramètres sont en bon accord avec ceux obtenus par Ceccarelli et al. (2001), qui ont effectué une modélisation précise de l'émission de la source. Cependant, la méthode que nous avons exposée ne permet d'obtenir qu'une estimation de la valeur des paramètres de la proto-étoile. Une détermination plus fine de ces paramètres nécessite une modélisation plus précise de chaque source, incluant en particulier la convolution de la région d'émission prédite par le modèle avec le lobe primaire de l'instrument. Au chapitre suivant, nous présentons une modélisation détaillée de huit proto-étoiles de classe 0, que nous avons observées avec les télescopes JCMT et IRAM-30m.

Chapitre 5

Observations de l'émission du formaldéhyde des proto-étoiles de classe 0

5.1 Introduction

L'étude présentée au chapitre 3 a montré que dans la partie interne de l'enveloppe de NGC1333-IRAS4, l'abondance de l'eau était environ dix fois plus importante que dans la partie externe. Cet enrichissement est dû à l'évaporation du manteau des glaces entourant les grains interstellaires. Les molécules qui composent le manteau de ces grains, parmi lesquelles H_2O , sont injectées en phase gazeuse. Cette étude est limitée par la faible résolution spatiale et spectrale des observations ISO-LWS, qui rendent la détermination de l'origine de l'eau difficile et, par ailleurs, les abondances dérivées sont assez incertaines. Toutefois, d'autres molécules abondantes dans les manteaux des grains, telles que le méthanol ou le formaldéhyde, peuvent être observées avec une résolution spatiale et spectrale bien supérieure. Si les manteaux des grains sont effectivement évaporés dans la partie interne de l'enveloppe des proto-étoiles de faible masse, une surabondance de ces molécules devrait également être observée, de façon similaire à ce que l'on observe pour l'eau dans NGC1333-IRAS4A.

La mesure de l'abondance du formaldéhyde dans la région où les grains s'évaporent permet également, bien qu'indirectement, de déterminer l'abondance de cette molécule dans le manteau des glaces autour des étoiles de faible masse. Jusqu'à présent, la composition du manteau des grains n'a été déterminée qu'autour d'étoiles massive, qui possèdent un continuum IR suffisamment important sur lequel l'absorption des glaces peut être mesurée (Gerakines et al. 1999; Dartois et al. 1999; Gibb et al. 2000). Cette technique permet de mesurer l'abondance des principaux constituants des manteaux des grains : H_2O , CO , CO_2 , NH_3 , CH_3OH et H_2CO (Schutte et al. 1996; Keane et al. 2001). Dans un seul cas, la

composition des manteaux des grains autour d’une proto-étoile de faible masse a pu être observée (Boogert et al. 2002). Toutefois, ces observations concernent une proto-étoile de classe I, qui représente déjà un stade assez évolué, où une grande partie du gaz de l’enveloppe a été dispersé par les jets moléculaires provenant de la proto-étoile. Jusqu’à présent, il n’y a pas eu d’observations de la composition initiale des glaces autour de proto-étoiles de faible masse, pendant la phase d’accrétion.

Dans ce chapitre, nous présentons une étude de l’émission des raies du formaldéhyde de huit proto-étoiles de classe 0. Les observations sont présentés au paragraphe 5.2. Ces observations sont ensuite analysés par un modèle approché (§5.3), puis par un modèle plus réaliste des enveloppes entourant les proto-étoiles observées (§5.4). Les résultats obtenus sont discutés au paragraphe 5.5, et le paragraphe 5.6 conclut ce chapitre.

5.2 Observations

5.2.1 Choix des sources et des raies observées

Huit proto-étoiles de faible masse de classe 0 ont été observées, toutes situées dans les complexes de Perseus, ρ -Ophiuchus et Taurus, à l’exception de L1157-MM qui se situe dans une condensation isolée (Bachiller & Perez Gutierrez 1997). Les huit sources sélectionnées sont parmi celles avec la plus forte luminosité bolométrique des proto-étoiles de classe 0 listées par André et al. (2000). Les profils de température et de densité dans les enveloppes de ces sources ont été déterminées à partir de leur émission continuum par Jørgensen et al. (2002) à l’exception de L1448-N, pour laquelle cette étude est présentée dans ce chapitre (§3.4.2).

La liste des source observées est reportée dans la Table 5.1, ainsi que leur luminosités bolométriques, la masse des enveloppes, le rapport de la luminosité submillimétrique sur bolométrique, la température bolométrique et la distance. Dans cette table sont également présentées les données relatives à IRAS16293-2422, précédemment étudiée par plusieurs auteurs (van Dishoeck et al. 1995; Loinard et al. 2000; Ceccarelli et al. 2000b; Schöier et al. 2002). Les résultats de ces études seront comparés à ceux obtenus ici.

Huit transitions du formaldéhyde ont été sélectionnées, trois transitions de la forme ortho de la molécule, et cinq transitions de la forme para. Quand cela était possible, c’est à dire lorsque la raie était suffisamment intense, les raies isotopiques correspondantes ont été également observées afin de déterminer l’opacité de la raie. Les transitions ont été choisies pour couvrir un large intervalle d’énergie de niveau haut (entre ~ 20 et ~ 250 K) et nous avons choisi les raies possédant des coefficients d’Einstein élevés ($\geq 10^{-4} \text{ s}^{-1}$). Cette dernière condition est nécessaire pour détecter la raie, alors que la première condition permet de pouvoir déterminer les conditions physiques dans différentes parties de l’enveloppe, de la région externe froide où les raies à basse énergie sont excitées, à la

partie interne plus chaude et plus dense où uniquement les raies à plus haute énergie sont émises.

Les raies de formaldéhyde entre 140 et 280 GHz ont été observées avec le télescope de 30 mètres de diamètre de l'IRAM, située au sommet du Pico Veleta en Espagne. Les raies à plus haute fréquence (autour de 350 GHz) ont été observées avec le télescope de 15 mètres JCMT, situé au sommet du Mauna Kea, à Hawaïi. Le choix de ces deux télescopes permet d'obtenir une taille de lobe à peu près constante aux fréquences observées.

5.2.2 Observations IRAM

Les observations IRAM ont été réalisées pendant les mois de novembre 1999¹ et de septembre 2002. Les différents récepteurs disponibles au 30 m ont été utilisés dans plusieurs combinaisons afin de pouvoir observer au moins quatre raies simultanément. Le taux de réjection de la bande image était meilleur que 10 dB, et les températures système typiques étaient de l'ordre de 200-300 K à 2 mm, et 200-500 K à 1 mm respectivement. Dans ce chapitre les intensités des raies reportées sont exprimées en unités de température de lobe principal (*main beam temperature*), donnés par la formule suivante :

$$T_{\text{mb}} = \frac{F_{\text{eff}}}{B_{\text{eff}}} T_{\text{A}}^* \quad (5.1)$$

où B_{eff} est l'efficacité de lobe principal (*main beam efficiency*), et de F_{eff} est l'efficacité de lobe avant (*forward efficiency*). L'efficacité de lobe principal est de l'ordre de 69%, 57% et 42% à 140, 220 et 280 GHz respectivement, l'efficacité de lobe avant est de l'ordre de 93%, 91% et 88% aux mêmes fréquences. Pour les observations à 1 et 2 mm, une résolution de 80 kHz et une largeur de bande 80 MHz ont été utilisées. Cette résolution spectrale correspond à une résolution en vitesse comprise entre 0.08 et 0.12 km s⁻¹ en fonction de la fréquence. Toutes les observations IRAM ont été obtenues en mode *position switching*. La calibration absolue a été régulièrement vérifiée en observant des planètes, et était de l'ordre de 10%, 15% et 20% entre 140 et 170 GHz, 220 et 240 GHz, et à 280 GHz respectivement. Le pointage du télescope a également régulièrement été vérifié et la précision de pointage était meilleure que 3".

5.2.3 Observations JCMT

Les observations JCMT ont été obtenues durant les mois de février 2001, août 2001 et février 2002. Nous avons utilisé le récepteur B3 ainsi que l'autocorrélateur DAS (*Digital Autocorrelation Spectrometer*). Les températures système étaient de l'ordre de 400 à 800 K. Une résolution spectrale de 95 kHz et une largeur de bande de 125 MHz ont été utilisées pour la majeure partie des raies, alors qu'une bande plus large (500 MHz) et

¹Les observations de Novembre 1999 ont également été présenté par Loinard et al. (2002)

TAB. 5.1 – Proto-étoiles de classe 0 observées en émission du formaldéhyde. IRAS16293-2422, qui a été étudiée précédemment, est incluse pour comparaison

Source	$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	Environnement	Distance ^a (pc)	L_{bol} ^b ($L_{\odot}$)	M_{env} ^b ($M_{\odot}$)	$L_{\text{smm}}/L_{\text{bol}}$ ^c (%)	T_{bol} ^b (K)
NGC1333-IRAS4A	03 :29 :10.3	+31 :13 :31	Perseus	220	6	2.3	5	34
NGC1333-IRAS4B	03 :29 :12.0	+31 :13 :09	Perseus	220	6	2.0	3	36
NGC1333-IRAS2	03 :28 :55.4	+31 :14 :35	Perseus	220	16	1.7	$\lesssim 1$	50
L1448-MM	03 :25 :38.8	+30 :44 :05	Perseus	220	5	0.9	2	60
L1448-N	03 :25 :36.3	+30 :45 :15	Perseus	220	6	3.5	3	55
L1157-MM	20 :39 :06.2	+68 :02 :22	Isolée	325	11	1.6	5	60
L1527	04 :39 :53.9	+26 :03 :10	Taurus	140	2	0.9	0.7	60
VLA1623	16 :26 :26.4	-24 :24 :30	ρ -Ophiuchus	160	1	0.2	10	< 35
IRAS16293-2422 ^d	16 :32 :22.7	-24 :38 :32	ρ -Ophiuchus	160	27	5.4	2	43

^a D'après André et al. (2000), à l'exception des des sources de Perseus (Cernis 1990)

^b D'après Jørgensen et al. (2002)

^c D'après André et al. (2000)

^d Incluse pour comparaison.

une résolution spectrale plus faible (378 kHz) ont été utilisées afin de pouvoir observer certaines raies simultanément. Ces résolutions spectrales correspondent à des résolutions en vitesse comprises entre 0.08 et 0.32 km s⁻¹, en fonction de la fréquence et de la largeur de bande choisie. Tout comme les observations IRAM, les températures d'antenne ont été converties en température de lobe primaire données par² :

$$T_{\text{mb}} = T_{\text{A}}^* / \eta_{\text{mb}} \quad (5.2)$$

où η_{mb} est l'efficacité de lobe primaire, égale à 63% aux fréquences observées. La calibration et le pointage ont été régulièrement vérifiées en observant des planètes et étaient de l'ordre de 30% et 3'' respectivement. Les observations JCMT ont été obtenues en mode *beam switch*, avec un *offset* de 180''.

5.2.4 Résultats

Les raies du formaldéhyde observées sont présentées sur les Fig. 5.1 et 5.2. Les flux mesurés sont reportés dans la Table 5.2.

Les raies observées montrent un profil caractéristique : une composante centrale gaussienne étroite d'une largeur à mi hauteur de l'ordre de 2 à 3 km s⁻¹, parfois auto-absorbée, à laquelle se superpose des ailes qui s'étendent des deux côtés du profil central. Ces ailes disparaissent progressivement lorsque l'énergie de la raie augmente. Afin de séparer l'émission étroite, provenant de l'émission de l'enveloppe, des ailes à haute vitesse provenant des jets moléculaires, un profil gaussien a été ajusté pour chaque raie. Lorsque qu'un ajustement gaussien n'était pas possible, à cause d'une auto-absorption de la raie trop grande ou d'une contamination du flot moléculaire trop importante, le flux émis par les enveloppes a été estimé en intégrant le profil de la raie sur un intervalle de vitesse compris entre ± 2 km s⁻¹ autour du V_{lsr} de la source. Cet intervalle de vitesse correspond à la largeur à mi-hauteur des raies avec une énergie de niveau haut plus importante, et donc peu contaminées par l'émission du jet moléculaire. Lorsque le flux de la raie H₂¹²CO était suffisamment important, la raie isotopique H₂¹³CO correspondante a été observée. La Fig. 5.2 montre les spectres observés pour ces raies. Les flux mesurés sont reportés dans la Table 5.3.

Enfin, les erreurs reportées dans les Tables 5.2 et 5.3 incluent à la fois l'incertitude de calibration (comprise entre 5 et 30% suivant le télescope utilisé et la fréquence) et l'incertitude statistique. Pour les raies non détectées, une limite supérieure sur le flux de la raie a été estimée en utilisant la formule suivante :

$$F_{\text{max}} = 2(1 + \alpha) \sigma \sqrt{\Delta v \delta v} \quad (5.3)$$

²Le JCMT ne suit pas la même convention que l'IRAM pour les températures d'antenne, la température d'antenne T_{A}^* du JCMT étant déjà corrigée par l'efficacité de lobe avant du télescope.

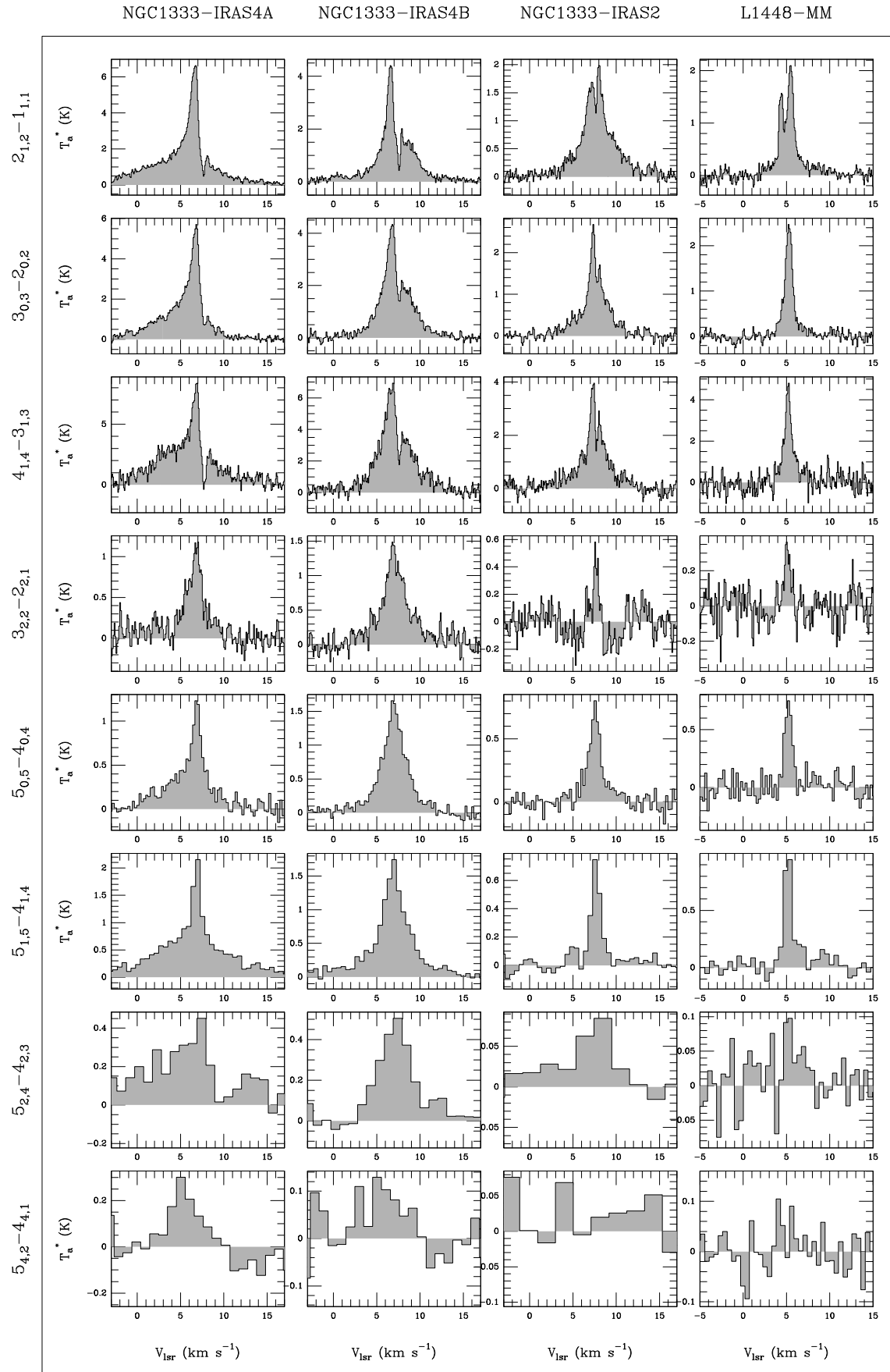


FIG. 5.1 – Spectres des huit raies de H_2CO observées sur NGC1333-IRAS4A, NGC1333-IRAS4B, NGC1333-IRAS2 et L1448-MM

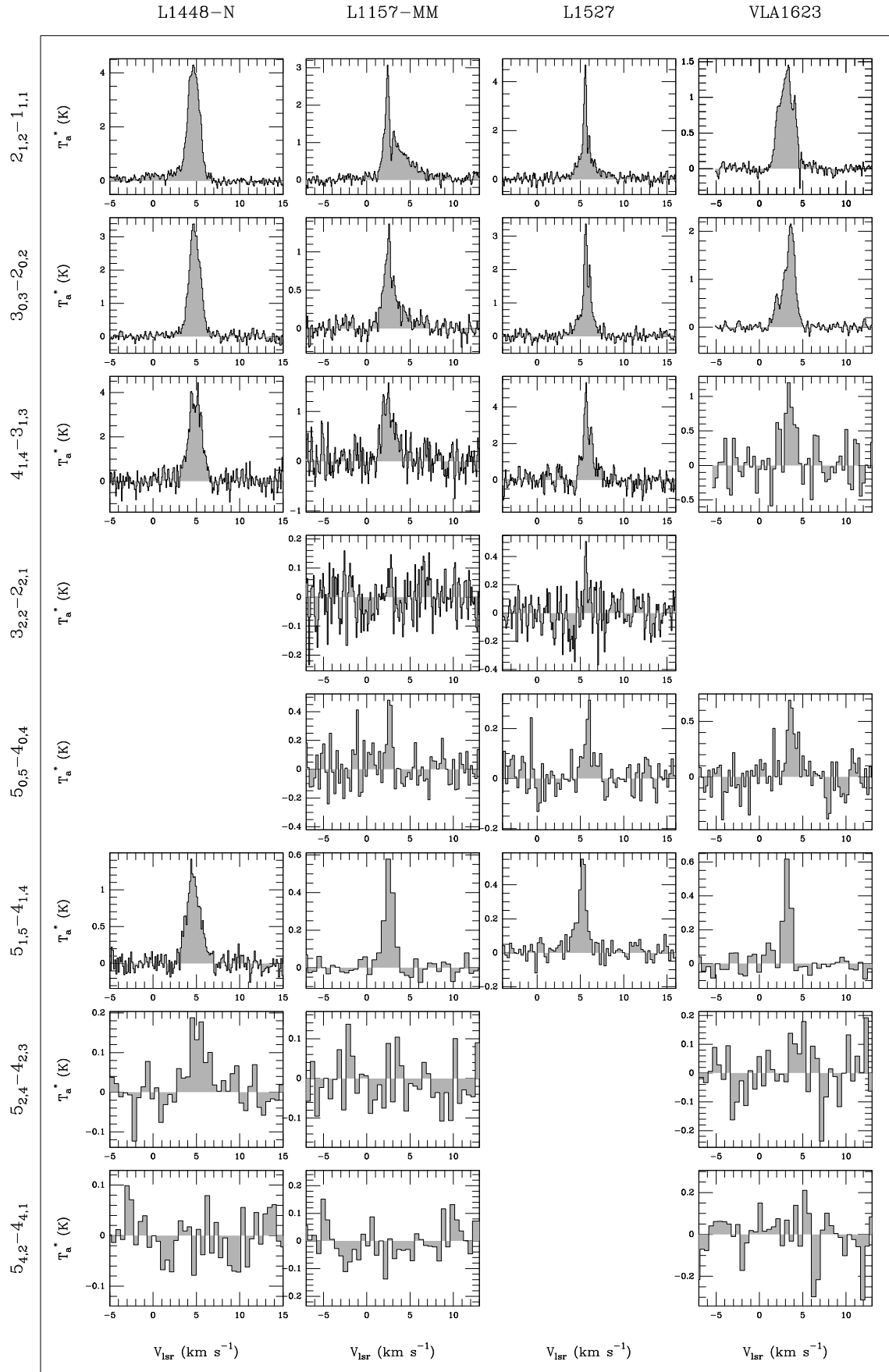
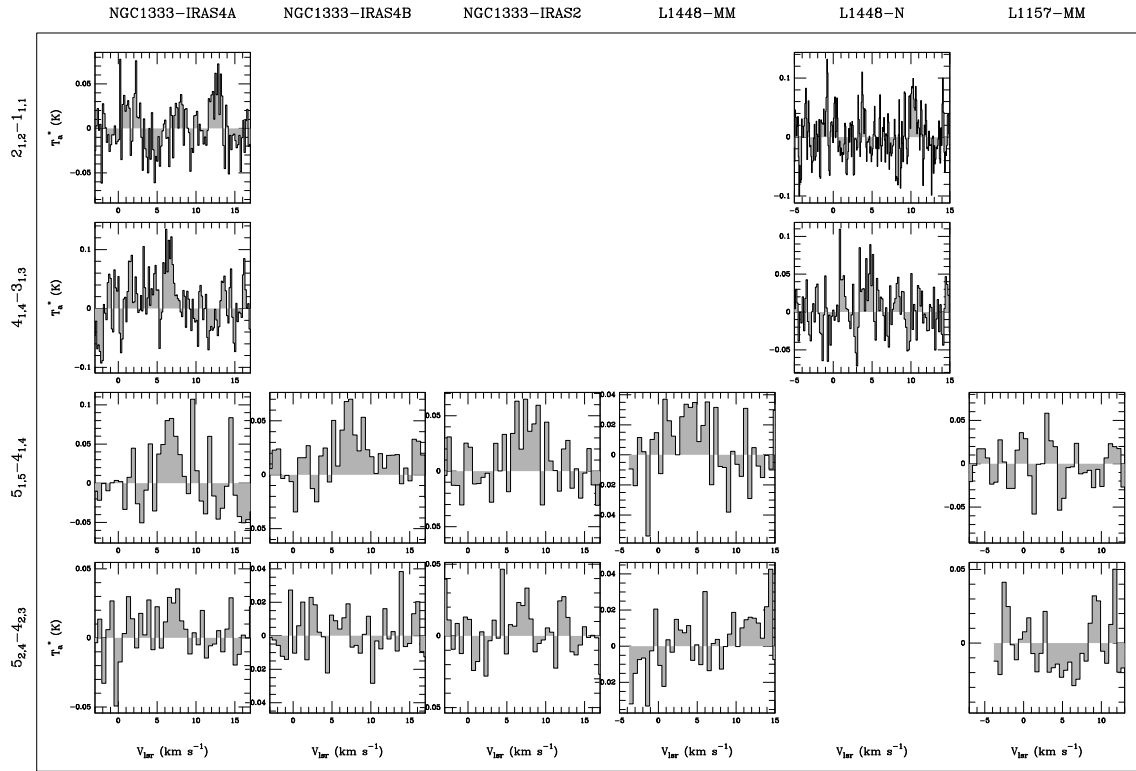


FIG. 5.2 – Idem à la Fig. 5.1 pour les sources L1448-N, L1157-MM, L1527 et VLA1623.

FIG. 5.3 – Spectres des raies H_2^{13}CO observées.

où σ est la moyenne quadratique du bruit (*RMS* en anglais) par élément de résolution δv , Δv est la largeur de raie à mi hauteur, estimée à partir des raies qui ont été détectées sur la même source, et α est l'incertitude de calibration.

5.3 Modélisation approchée

5.3.1 Opacité des raies

La détection de certaines raies de H_2^{13}CO nous permet d'estimer les opacités des raies de H_2^{12}CO correspondantes. En utilisant le formalisme de la probabilité d'échappement et en supposant que les raies de H_2^{13}CO sont optiquement minces, le rapport d'intensité entre les raies de H_2^{13}CO et de H_2^{12}CO peut s'exprimer comme suit :

$$\frac{F_{\text{H}_2^{12}\text{CO}}}{F_{\text{H}_2^{13}\text{CO}}} = \left[\frac{^{12}\text{C}}{^{13}\text{C}} \right] \beta \quad (5.4)$$

où β est la probabilité d'échappement d'un photon, égale, dans le cas d'une couche de gaz homogène à (de Jong et al. 1980) :

$$\beta = \frac{1 - \exp(-3\tau)}{3\tau} \quad (5.5)$$

$\left[\frac{^{12}\text{C}}{^{13}\text{C}} \right]$ est le rapport isotopique, égal à 70 (Boogert et al. 2000) et τ est l'opacité de la

TAB. 5.2 – Flux des raies de H₂CO observées au JCMT et à l'IRAM en unités de T_{mb} dV. Les limites supérieures sont données à 2σ .

Transition	o-H ₂ CO			p-H ₂ CO				
	2 _{1,2} -1 _{1,1}	4 _{1,4} -3 _{1,3}	5 _{1,5} -4 _{1,4}	3 _{0,3} -2 _{0,2}	3 _{2,2} -2 _{2,1}	5 _{0,5} -4 _{0,4}	5 _{2,4} -4 _{2,3}	5 _{4,2} -4 _{4,1} ^a
E_u (K)	21.9	45.6	62.4	21.0	68.1	52.2	96.7	234
$A_{u,l}$ (s ⁻¹)	5.4×10^{-5}	6.0×10^{-4}	1.2×10^{-3}	2.9×10^{-4}	1.6×10^{-4}	1.4×10^{-3}	1.2×10^{-3}	5.0×10^{-4}
ν (GHz)	140.839	281.527	351.769	218.222	218.476	362.736	363.946	364.103
g_u	5	9	11	7	7	11	11	11
Télescope	IRAM	IRAM	JCMT	IRAM	IRAM	JCMT	JCMT	JCMT
HPBW (")	17	9	14	11	11	14	14	14
η_{mb} ou $B_{\text{eff}}/F_{\text{eff}}$	0.74	0.47	0.63	0.62	0.62	0.63	0.63	0.63
NGC1333-IRAS4A	9.1 ± 1.4	10.6 ± 2.6	5.5 ± 1.2	9.3 ± 1.9	2.2 ± 0.4	2.9 ± 1.0	1.2 ± 0.6	1.7 ± 0.9
NGC1333-IRAS4B	6.8 ± 1.0	12.1 ± 3.0	7.5 ± 1.7	9.6 ± 1.9	4.7 ± 1.0	5.9 ± 2.1	3.6 ± 1.0	0.9 ± 0.6
NGC1333-IRAS2	4.3 ± 0.6	5.8 ± 1.5	1.6 ± 0.4	4.9 ± 1.0	1.0 ± 0.2	1.8 ± 0.6	0.6 ± 0.4	< 0.4
L1448-MM	3.3 ± 0.7	4.7 ± 1.1	1.0 ± 0.2	3.4 ± 0.6	0.4 ± 0.1	1.3 ± 0.4	0.2 ± 0.1	< 0.1
L1448-N	7.9 ± 0.9	6.9 ± 1.6	3.8 ± 0.9	5.7 ± 0.9	-	-	0.6 ± 0.2	-
L1157-MM	1.2 ± 0.2	2.1 ± 0.5	1.2 ± 0.3	1.1 ± 0.3	< 0.2	0.5 ± 0.2	< 0.1	< 0.1
L1527	2.8 ± 0.7	4.5 ± 1.1	1.0 ± 0.3	3.0 ± 1.3	0.2 ± 0.1	0.4 ± 0.2	-	-
VLA1623	3.8 ± 1.2	2.7 ± 1.2	0.9 ± 0.2	5.0 ± 1.5	-	1.2 ± 0.4	< 0.2	< 0.3

^a Confondue avec la raie H₂CO 5_{4,1}-4_{4,0}.

TAB. 5.3 – Flux des raies de H_2^{13}CO en unités de $T_{\text{mb}} dV$. Les limites supérieures sont données à 2σ .

Transition	o- H_2CO			p- H_2CO
	$2_{1,2}-1_{1,1}$	$4_{1,4}-3_{1,3}$	$5_{1,5}-4_{1,4}$	$5_{2,4}-4_{2,3}$
E_u (K)	21.7	44.8	61.3	98.5
$A_{u,l}$ (s $^{-1}$)	1.5×10^{-4}	1.7×10^{-3}	3.4×10^{-3}	1.1×10^{-3}
ν (Ghz)	137.450	274.762	343.325	354.899
HPBW (")	17	9	14	14
Telescope	IRAM	IRAM	JCMT	JCMT
η_{mb} or $B_{\text{eff}}/F_{\text{eff}}$	0.74	0.47	0.63	0.63
NGC1333-IRAS4A	0.4 ± 0.1	0.3 ± 0.1	0.3 ± 0.2	< 0.1
NGC1333-IRAS4B	-	-	0.3 ± 0.1	< 0.1
NGC1333-IRAS2	0.2 ± 0.1	-	0.4 ± 0.2	< 0.1
L1448-MM	-	-	< 0.1	< 0.2
L1448-N	0.2 ± 0.1	< 0.1	-	-
L1157-MM	-	-	< 0.1	< 0.1

TAB. 5.4 – Opacités des raies de H_2^{12}CO calculées à partir des observations de H_2^{13}CO .

Transition	o- H_2CO			p- H_2CO
	$2_{1,2}-1_{1,1}$	$4_{1,4}-3_{1,3}$	$5_{1,5}-4_{1,4}$	$5_{2,4}-4_{2,3}$
NGC1333-IRAS4A	$1.0^{+0.7}_{-0.4}$	$0.5^{+1.2}_{-0.4}$	$1.2^{+9.9}_{-0.7}$	< 2
NGC1333-IRAS4B	-	-	$0.9^{+1.3}_{-0.5}$	< 0.5
NGC1333-IRAS2	$1.1^{+1.9}_{-0.6}$	-	$5.5^{+11.1}_{-2.2}$	< 4
L1448-MM	-	-	< 2	-
L1448-N	$0.4^{+1.1}_{-0.3}$	< 0.1	-	-
L1157-MM	-	-	< 1.4	-

raie. En utilisant les formules précédentes et les flux observés pour les raies H_2^{12}CO et H_2^{13}CO , on obtient les opacités reportées dans la Table 5.4.

Ces opacités sont relativement faibles, ce qui indique que les raies de formaldéhyde sont modérément optiquement épaisses. Une exception notable est la raie $\text{H}_2\text{CO } 5_{1,5} - 4_{1,4}$ détectée sur NGC1333-IRAS2. Toutefois, du fait de la faible intensité de la raie $2_{1,2} - 1_{1,1}$ détectée sur cette même source, cette grande opacité est très incertaine.

5.3.2 Approche LTE

Afin d'estimer, en première approximation, les densités de colonne ainsi que les températures rotationnelles du formaldéhyde, on peut utiliser la méthode du diagramme rotationnel. Une description générale de cette technique est faite par Goldsmith & Langer (1999), et son application aux raies du formaldéhyde par Mangum & Wootten (1993). Nous rappelons ici simplement le principe de la méthode.

A l'équilibre thermodynamique local (ETL), la densité de colonne d'une molécule donnée dans chaque niveau de rotation s'exprime :

$$N_u = \frac{N}{Z} g_u e^{\frac{-E_u}{kT_{\text{rot}}}} \quad (5.6)$$

où N est la densité de colonne totale de l'espèce donnée, g_u est le degré de dégénérescence du niveau haut, E_u est l'énergie de niveau haut, T_{rot} est la température rotationnelle, k est la constante de Boltzmann, et Z la fonction de partition, définie par la somme sur les niveaux d'énergie :

$$Z = \sum_{i=0}^{\infty} N_i \quad (5.7)$$

En prenant le logarithme népérien de l'équation (5.6), on obtient :

$$\ln \left(\frac{N_u}{g_u} \right) = \ln N - \ln Z - \frac{-E_u}{kT_{\text{rot}}} \quad (5.8)$$

Si l'on suppose à présent que l'émission est optiquement mince, et que la région émettrice remplit complètement le lobe primaire de l'instrument, la densité de colonne de chaque niveau peut être calculée à partir du flux W de la raie correspondante, exprimé en K km s^{-1} (Goldsmith & Langer 1999) :

$$N_u = \frac{8\pi k\nu^2 W}{hc^3 A_{ul}} \quad (5.9)$$

où h est la constante de Planck, c est la vitesse de la lumière, A_{ul} est le coefficient d'Einstein de la transition, et ν la fréquence de la transition considérée.

L'équation 5.8 montre que la fonction $\ln \left(\frac{N_u}{g_u} \right) = f(E_u)$ est une droite de pente $\frac{-E_u}{kT_{\text{rot}}}$ et d'ordonnée à l'origine $\ln \frac{N}{Z}$. En traçant cette droite, on déduit la température rotationnelle et la densité de colonne totale.

Les diagrammes rotationnels du formaldéhyde sont compliqués par le fait qu'il existe de deux formes de la molécule : la forme para et la forme ortho. En principe, ces deux formes doivent être considérées comme des espèces séparées, et l'on doit dériver séparément les températures et les densités de colonne de ces deux espèces. En pratique toutefois, trop peu de raies de chaque espèce ont été observées pour pouvoir permettre une détermination séparée pour les formes ortho et para. Nous avons donc supposé une température rotationnelle unique pour les deux formes, et laissé le rapport de la forme ortho sur para comme un paramètre libre. Ce dernier a été déterminé en minimisant le χ^2_{red} entre les observations et les prédictions du diagramme rotationnel. Le meilleur accord est obtenu pour une valeur du rapport ortho sur para de l'ordre de 2 pour toutes les sources. La valeur de ce rapport permet de donner une indication sur les conditions au moment de la formation de cette molécule. En effet, les modèles de formation (Kahane et al. 1984)

prédisent une augmentation du rapport ortho sur para avec la température de formation. A une température de 10 K, ce rapport est de l'ordre de 1. Il augmente avec la température et est de l'ordre de 3 autour de 40 K. La valeur de 2 déterminée ici tend à montrer que le formaldéhyde a été formé à une température relativement froide, autour de 20 K. Il est important de noter toutefois que la détermination est très incertaine, en particulier à cause d'effets d'opacité. Une détermination plus précise de ce rapport nécessiterait une correction précise de l'opacité des raies. Cette correction n'est pas possible ici du fait du nombre limité d'observations de raies H_2^{13}CO .

La Fig. 5.4 montre les diagrammes rotationnels obtenus pour toutes les sources. Dans ces diagrammes, la raie $5_{4,2} - 4_{2,3}$ n'a pas été considérée, parce qu'elle n'a été détectée que sur deux sources, NGC1333-IRAS4A et NGC1333-IRAS4B. Du fait de son énergie importante par rapport aux autres raies observées (234 K), cette raie est probablement excitée dans des régions plus chaudes que les autres raies, et augmenterait par conséquent la température rotationnelle déterminée sur ces deux sources. Afin de pouvoir comparer les températures rotationnelles d'une source à l'autre, cette raie n'a pas été incluse dans l'analyse.

La Table 5.5 présente les températures rotationnelles et les densités de colonne obtenues. Ces températures sont comprises entre 11 et 40 K, et les densités de colonne entre 2 et $7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Ces quantités ne sont en fait que des limites inférieures de la densité de colonne et la température réelle du gaz. La température du gaz peut être significativement plus importante si le gaz n'est pas à l'ETL. La densité de colonne peut être également plus importante si l'émission est optiquement épaisse. Cette table présente également les densités de colonne corrigées pour cet effet, sur les sources pour lesquelles l'opacité des raies a été calculée (cf. §5.3.1). Les densités de colonne corrigées sont comprises entre 0.8 et $2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, d'un facteur 2 à 4 supérieures à celles déterminées en supposant une émission optiquement mince.

5.3.3 Approche LVG

L'étude LTE du paragraphe précédent montre que la température et la densité de colonne du gaz peuvent être très différentes des valeurs réelles si l'hypothèse d'ETL n'est pas valide, où si l'émission n'est pas optiquement mince. Afin de déterminer les conditions physiques du gaz si l'hypothèse de l'ETL n'est pas vérifiée, l'émission des raies du formaldéhyde a été calculée en utilisant un code LVG (*Large Velocity Gradient* ou grand gradient de vitesse). Une description de ce modèle est faite par Ceccarelli et al. (2002a). Les coefficients collisionnels de Green (1991) ont été choisis, et les coefficients d'Einstein proviennent de la base de données du JPL (Pickett et al. 1998). Le code LVG utilisé a quatre paramètres libres : le rapport de la densité de colonne du formaldéhyde sur la largeur de la raie, qui régule l'opacité de la raie, la température du gaz, la densité d'hy-

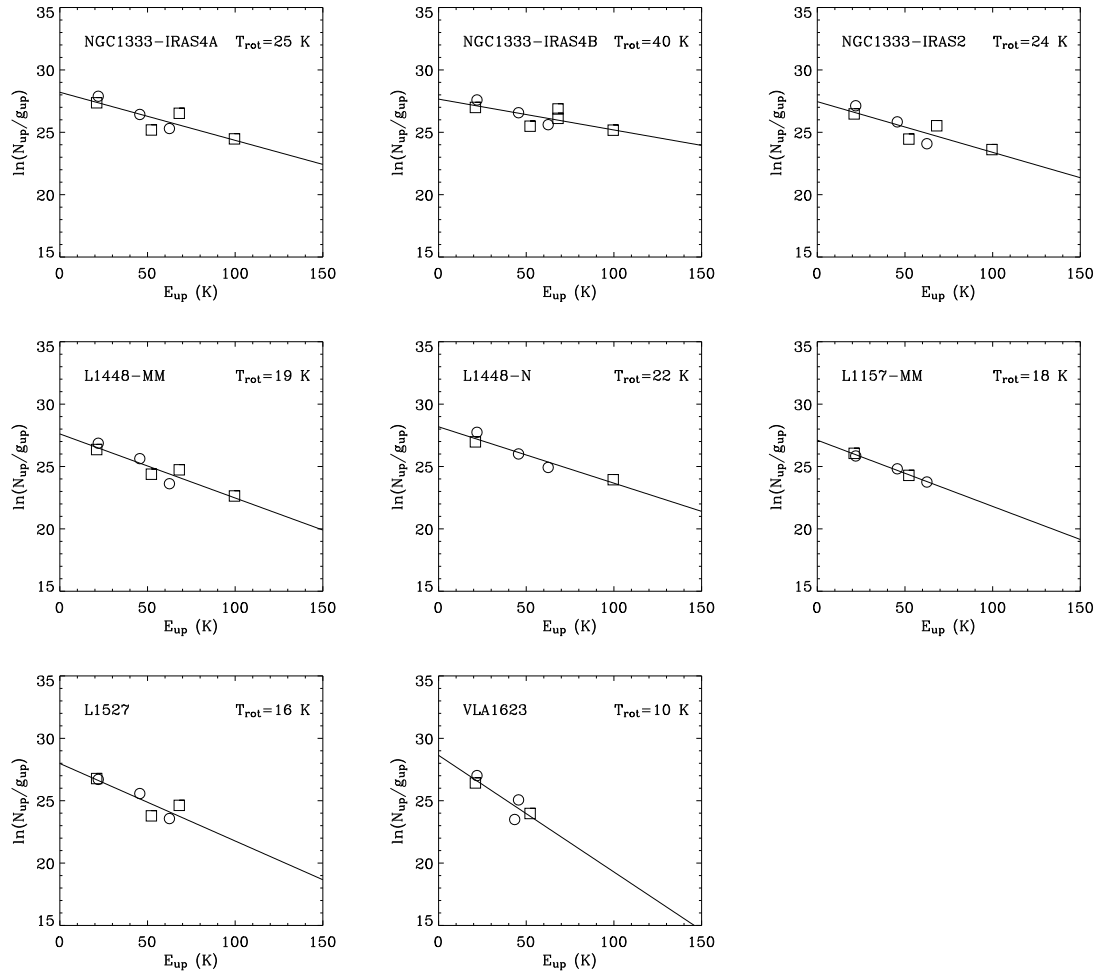


FIG. 5.4 – Diagrammes rotationnels du formaldéhyde pour les sources observées. les cercles et les carrés représentent les transitions ortho et para respectivement.

TAB. 5.5 – Résultats de l'analyse ETL et LVG de l'émission du formaldéhyde.

Source	Diagrammes rotationnels			LVG				
	T_{rot} (K)	$N_{\text{thin}}(\text{H}_2\text{CO})^{\text{a}}$ (cm^{-2})	$N(\text{H}_2\text{CO})^{\text{b}}$ (cm^{-2})	T_{gas} (K)	$n(\text{H}_2)$ (cm^{-3})	$N(\text{H}_2\text{CO})^{\text{c}}$ (cm^{-2})	$\text{H}_2\text{CO}/\text{H}_2^{\text{d}}$	$\text{CO}/\text{H}_2^{\text{e}}$
NGC1333-IRAS4A	25	7×10^{13}	2×10^{14}	50	3×10^5	1×10^{15}	5×10^{-10}	8×10^{-6}
NGC1333-IRAS4B	40	7×10^{13}	2×10^{14}	80	3×10^5	2×10^{14}	7×10^{-10}	1×10^{-5}
NGC1333-IRAS2	24	3×10^{13}	1×10^{14}	70	3×10^5	5×10^{13}	1×10^{-10}	2×10^{-5}
L1448-MM	19	2×10^{13}	-	30	3×10^5	6×10^{13}	4×10^{-10}	4×10^{-5}
L1448-N	22	5×10^{13}	8×10^{13}	90	1×10^5	3×10^{13}	7×10^{-10}	-
L1157-MM	18	1×10^{13}	-	80	3×10^5	4×10^{13}	3×10^{-11}	6×10^{-6}
L1527	16	3×10^{13}	-	30	6×10^5	4×10^{13}	1×10^{-9}	4×10^{-5}
VLA1623	11	3×10^{13}	-	80	1×10^5	8×10^{13}	3×10^{-10}	2×10^{-4}

^a Non corrigées pour les effets d'opacité.^b Corrigées pour les effets d'opacité.^c Moyennées pour un lobe de 10".^d A partir des densités de colonne reportées par Jørgensen et al. (2002)^e D'après Jørgensen et al. (2002).

drogène moléculaire, et la taille de la région d'émission. Lorsque l'émission des raies est optiquement mince, l'intensité d'un raie est proportionnelle à la densité de colonne. Le rapport de deux raies ne dépend donc plus que de la température du gaz et de la densité. Du fait des faibles opacités mesurés au chapitre précédent, la température du gaz et la densité peuvent être contraintes en supposant que l'émission est optiquement mince. Les flux absolus des raies peuvent être ensuite comparés aux prévisions du modèle pour en déduire la densité de colonne du formaldéhyde.

La température et la densité ont été déterminées en minimisant le χ^2_{red} entre le rapport des flux des raies observées avec ceux prédits par le modèle. Pour les raies ortho, les flux des raies ont été divisés par l'intensité de la raie $2_{1,2} - 1_{1,1}$, et par l'intensité de la raie $3_{0,3} - 2_{0,2}$ pour les raies paras. Ces raies ont été choisies car les flux mesurés ont relativement important, et permettent donc de limiter l'incertitude de mesure sur le rapport des raies. Enfin, pour le calcul, une densité de colonne de $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ et une largeur de raie de 2 km s^{-1} (la largeur typique des raies observées) a été choisie. Ces valeurs correspondent à une émission optiquement mince. La Fig. 5.5 représente les contours du χ^2 en fonction de la température du gaz et de la densité, pour toutes les sources observées. La densité de colonne du formaldéhyde a ensuite été déterminé en comparant le flux observé au flux prédit par le code LVG pour la température et la densité déterminée précédemment. La Table 5.5 résume ces résultats.

Les températures obtenues sont comprises entre 30 et 90 K. Ces températures sont significativement plus élevées que les températures rotationnelles obtenues au paragraphe précédent, ce qui suggère que les niveaux du formaldéhyde ne sont pas à l'ETL. Les densités obtenues sont en accord avec cette conclusion. Les valeurs sont comprise entre 1 et $6 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, inférieures à la densité critique de la molécule nécessaire pour que les collisions soient suffisamment importantes pour maintenir les niveaux du formaldéhyde à l'ETL. Il est intéressant de noter que les densités obtenues sont très semblables d'une source à l'autre. Toutefois, les densités obtenues sont très certainement biaisées par le choix des transitions observées. En particulier, elle sont légèrement inférieures à celles obtenues par Blake et al. (1995) et van Dishoeck et al. (1995) pour les sources NGC1333-IRAS4A, NGC1333-IRAS4B et IRAS16293-2422. Cette différence est très probablement due au fait que ces études incluent des transitions à plus haute fréquence que les observations présentées ici, et tracent par conséquent des densités critiques plus importantes. Les observations de Blake et al. (1995) et van Dishoeck et al. (1995) caractérisent probablement des régions plus dense et plus chaudes de l'enveloppe.

Les densités de colonne du formaldéhyde obtenues sont comprises entre 3×10^{13} et $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, environ 5 fois supérieures à celles dérivées par la méthode du diagramme rotationnel. La Table 5.5 reporte également une estimation de l'abondance du formaldéhyde dans les proto-étoiles observées. Cette abondance a été obtenue en divisant la colonne de densité du formaldéhyde par les densités de colonne de H_2 déterminées par Jørgensen et al.

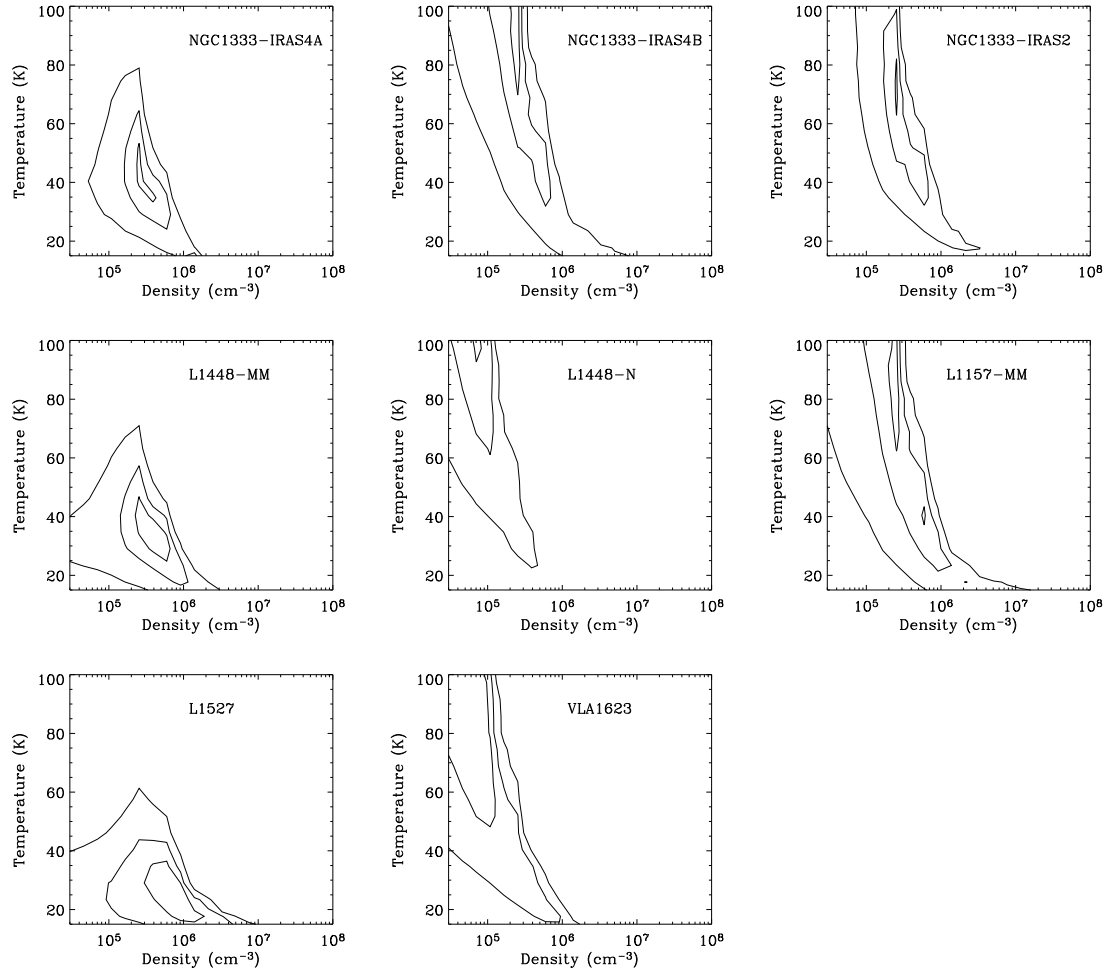


FIG. 5.5 – Contours du χ^2_{red} entre les rapport de raies observés par le modèle et ceux observés, en fonction de la température du gaz et de la densité. Les niveaux de contours montrent les intervalles de confiance à 1, 2 et 3 σ respectivement.

(2002). Les abondances sont comprises entre 3×10^{-11} et 1×10^{-9} . Du fait des incertitudes importantes associées à la détermination de ces abondances, l'écart observé d'une source à l'autre n'est sans doute pas entièrement réel. Au paragraphe suivant, nous présentons une modélisation plus détaillée de l'émission qui tient compte de la structure des enveloppes autour des proto-étoiles observées.

5.4 Modèle non-LTE sphérique

5.4.1 Description du modèle

Afin de tenir compte de la structure de la source, l'émission de la source a été calculée à partir d'un modèle sphérique. La température des poussières dans l'enveloppe de 7 sources sur les 8 de notre étude a récemment été calculée par Jørgensen et al. (2002), en modélisant simultanément les cartes de l'émission des poussières à 450 et 850 μm , ainsi que la distribution d'énergie spectrale. Dans cette étude, le profil de densité est supposé suivre une loi de puissance, dont l'indice est déterminé est ajusté de façon à reproduire au mieux les observations. Cet indice varie, suivant les sources, entre 0.5 et 2. La détermination des profils de température et de densité de L1448-N, qui n'est pas incluse dans l'étude de Jørgensen et al. (2002), est présentée au paragraphe suivant.

Le profil de température du gaz dans les enveloppes a été calculé en utilisant le modèle CHT96, qui résout l'équation du bilan énergétique (*cf.* Chap. 2). Afin de résoudre cet équilibre, il est nécessaire de calculer le transfert radiatif des principaux refroidisseurs du gaz, c'est à dire les raies d' H_2O , CO et O. Ce calcul nécessite la connaissance des abondances de ces trois espèces dans l'enveloppe. Les valeurs de l'abondance de l'eau déterminées au chapitre précédent pour NGC1333-IRAS4 ont été adoptées : respectivement 5×10^{-7} et 5×10^{-8} pour la partie externe (dans laquelle $T_{\text{dust}} < 100$ K) et la partie interne de l'enveloppe ($T_{\text{dust}} \geq 100$ K). L'abondance de CO dans l'enveloppe est supposée constante et égale à 10^{-5} (Jørgensen et al. 2002), plus faible que la valeur canonique, car cette molécule est déplétée dans les parties externes de l'enveloppe. Enfin, nous avons supposé une abondance de 2.5×10^{-4} pour l'oxygène atomique.

La Fig. 5.6 montre comment varie la température des poussières et du gaz en fonction du rayon, pour la proto-étoile NGC1333-IRAS2. La température du gaz est bien couplée à celle des poussières, à l'exception de la partie externe de l'enveloppe (à $R > 1000$ AU), ainsi que la région comprise entre 30 et 80 AU, dans laquelle le gaz est plus froid que la poussière. Dans la partie externe de l'enveloppe, cette différence de température est due à l'efficacité du refroidissement par les raies de CO. Dans la partie la plus interne de l'enveloppe, où la température excède 100 K, les manteaux des grains s'évaporent, en injectant une grande quantité d'eau dans la phase gazeuse. Le refroidissement du gaz par les raies de l'eau devient alors plus efficace d'un ordre de grandeur environ. Ces différences

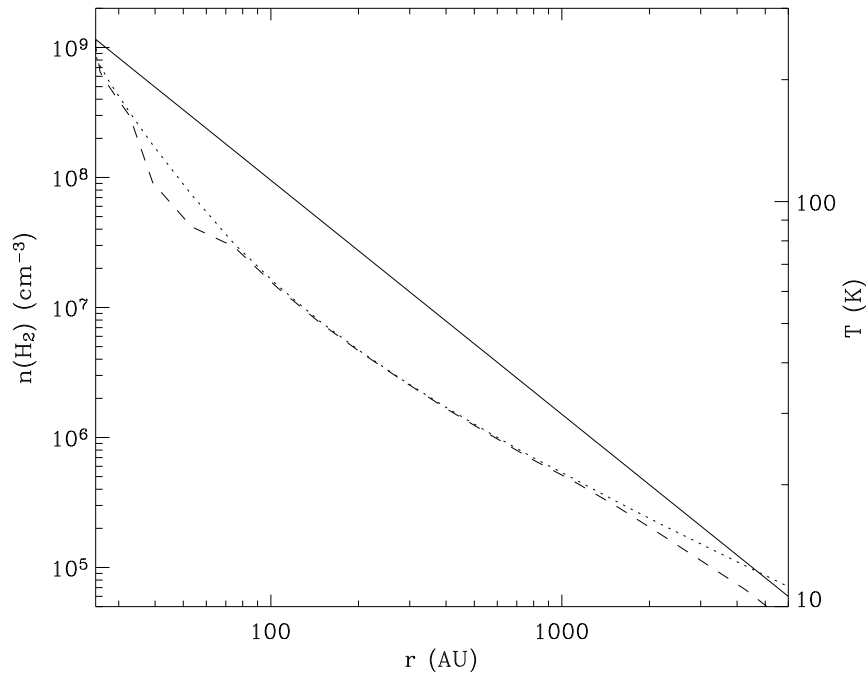


FIG. 5.6 – Densité (ligne pleine), température du gaz (tirets) et des poussières (pointillés) en fonction du rayon de l’enveloppe de NGC1333-IRAS2

concernent cependant de petites régions de l’enveloppe.

Le calcul de l’émission nécessite également la connaissance du champ de vitesse à l’intérieur de l’enveloppe, qui régule l’opacité des raies, en particulier dans la partie interne. Ce champ de vitesse est approché par celui d’une enveloppe en chute libre :

$$v(r) = \left(\frac{2GM}{r} \right)^{1/2} \quad (5.10)$$

où G est la constante gravitationnelle, et M la masse de l’objet central, que l’on a supposée égale à $0.5 M_{\odot}$.

Afin de mettre en évidence la possible évaporation des glaces de formaldéhyde dans la partie interne de l’enveloppe, l’abondance du formaldéhyde a été approchée par une fonction escalier : lorsque la température des poussières est inférieure à la température d’évaporation des glaces, l’abondance vaut X_{out} . Lorsque la température est supérieure, l’abondance vaut X_{in} . Ces abondances seront des paramètres libre de notre modèle.

Enfin, le transfert radiatif dans l’enveloppe est résolu en utilisant le formalisme de la probabilité d’échappement (cf Chap. 2).

5.4.2 Structure en densité et température de L1448-N

Les profils de densité et de température de L1448-N ont été déterminés en suivant la méthode utilisée par Jørgensen et al. (2002) (cf. également Chap. 2). La distribution

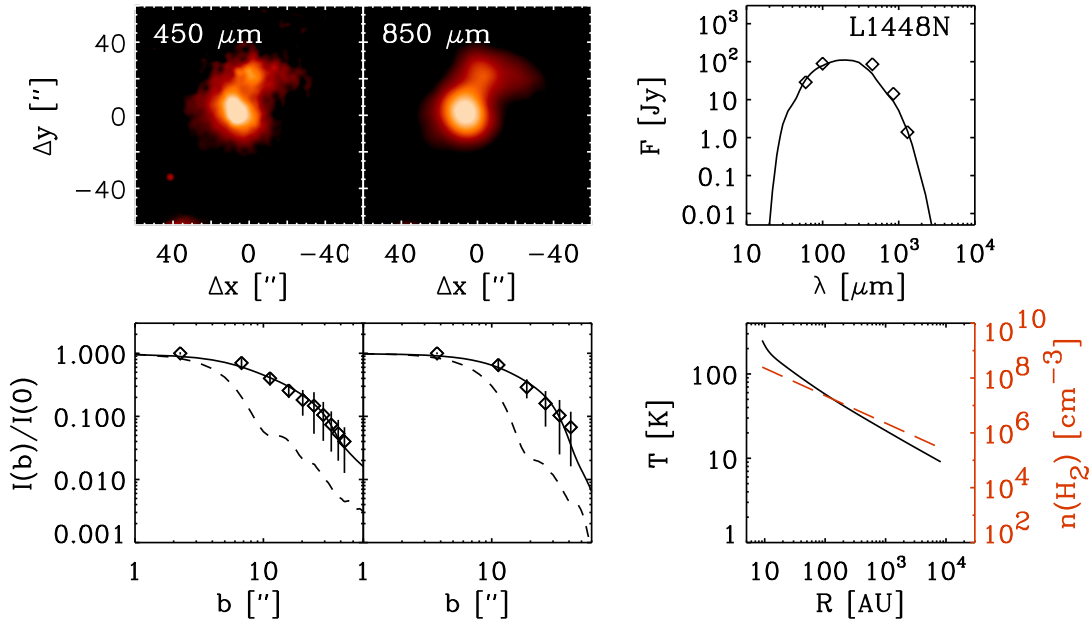


FIG. 5.7 – Observations et résultats de la modélisation de L1448N. Le panneau en haut à gauche montre les cartes JCMT-SCUBA à 450 et 850 μm . Le panneau en haut à droite montre la SED observée (losange), et modélisée (ligne pleine). Le panneau en bas à gauche montre le profil radial de brillance de la source observé (losanges avec les barres d'erreur) et le profil modélisé (ligne pleine). Les tirets représentent le profil radial du lobe du télescope. Le panneau de droite montre les profils obtenus pour la température des poussières (ligne pleine) et pour la densité du gaz (tirets).

d'énergie spectrale (SED) et les cartes JCMT-SCUBA à 450 et 850 μm ont été comparées aux prédictions du code de transfert radiatif DUSTY (Ivezic & Elitzur 1997). Les observations JCMT-SCUBA proviennent de l'archive du JCMT. La Fig. 5.7 montre les résultats de la modélisation de la SED et des cartes à 450 et 850 μm . Le profil de densité obtenu par cette modélisation est relativement plat, avec un indice de la loi de puissance de 1.2.

5.4.3 Résultats

Afin de contraindre l'abondance du formaldéhyde dans l'enveloppe, de nombreux modèles de l'émission ont été calculés, en faisant varier X_{out} entre 10^{-12} et 10^{-8} , et X_{in} entre 10^{-12} et 10^{-4} , pour chaque source. Les valeurs de ces deux paramètres ont été déterminés par une analyse statistique du χ^2_{red} . La Fig. 5.8 montre la variation du χ^2_{red} en fonction de ces deux paramètres. Les contours tracés correspondent aux intervalles de confiance de respectivement 1 (63.3%), 2 (95.4%) et 3 σ (99.7%). L'accord entre le modèle et les observations peut être estimé par la valeur minimale du χ^2_{red} . Une valeur proche de 1 indique un bon accord entre le modèle et les observations.

La Table 5.6 présente les valeurs de X_{in} et X_{out} obtenues. X_{out} est bien contraint pour

TAB. 5.6 – Abondance du formaldéhyde dans les parties externe (X_{out}) et interne (X_{in}) de l’enveloppe. Les rayons où la température est 100 K ($r_{100\text{K}}$) et 50 K ($r_{50\text{K}}$), ainsi que la densité au rayon où la température vaut 100 K ($n_{100\text{K}}$) sont également reportés.

Source	$r_{100\text{K}}$ (AU)	$r_{50\text{K}}$ (AU)	$n_{100\text{K}}$ (cm^{-3})	X_{out}	X_{in}
NGC1333-IRAS4A	53	127	2×10^9	2×10^{-10}	2×10^{-8}
NGC1333-IRAS4B	27	101	2×10^8	5×10^{-10}	3×10^{-6}
NGC1333-IRAS2	47	153	3×10^8	3×10^{-10}	2×10^{-7}
L1448-MM	20	89	2×10^8	7×10^{-10}	6×10^{-7}
L1448-N	20	95	1×10^8	3×10^{-10}	1×10^{-6}
L1157-MM	40	105	8×10^8	8×10^{-11}	1×10^{-8}
L1527	20	140	3×10^6	3×10^{-10}	6×10^{-6}
VLA1623	13	48	2×10^8	8×10^{-10}	-
IRAS16293-2422 ^a	133	266	1×10^8	1×10^{-9}	1×10^{-7}

^a D’après Ceccarelli et al. (2000b).

toutes les sources, et varie entre 8×10^{-11} et 8×10^{-10} pour les sources observées. Ces valeurs diffèrent en moyenne d’un facteur 3 par rapport à celles dérivées par l’analyse LVG. X_{in} est également bien contraint par les observations, et varie entre 1×10^{-8} et 6×10^{-6} . Les valeurs de X_{in} sont remarquablement élevées par rapport aux valeurs de X_{out} . Ceci met en évidence l’existence d’un saut dans l’abondance, compris entre 2 et 4 ordres de grandeur pour toutes les sources, à l’exception de VLA1623, où il n’y a pas d’évidence de l’augmentation de l’abondance dans la partie interne de l’enveloppe.

5.4.4 Dépendance du modèle aux autres paramètres

Les valeurs des abondances du formaldéhyde obtenues dépendent de cinq paramètres “cachés” du modèle : le champ de vitesse, le profil de densité choisi, le rapport entre les formes ortho et para du formaldéhyde, ainsi que la température d’évaporation des manteaux des grains. L’influence de ces paramètres sur les abondances dérivées est discutée dans le paragraphe suivant.

Profil de vitesse

Dans cette analyse, le champ de vitesse d’une enveloppe en chute libre (Eq. 5.10) a été choisi. Ce choix peut sembler naturel, puisque les proto-étoiles de classe 0 observées sont dans leur phase d’accrétion (*e.g.* André et al. 2000). Ce champ de vitesse dépend de la masse centrale de la proto-étoile. Au chapitre précédent, une masse centrale de $0.5 M_{\odot}$ a été déterminée pour la proto-étoile NGC1333-IRAS4. Ceccarelli et al. (2000a) ont déterminé une masse centrale de $0.8 M_{\odot}$ pour IRAS16293-2422. Dans cette étude, nous avons choisi d’adopter une masse centrale de $0.5 M_{\odot}$ pour toutes les sources, mais ce

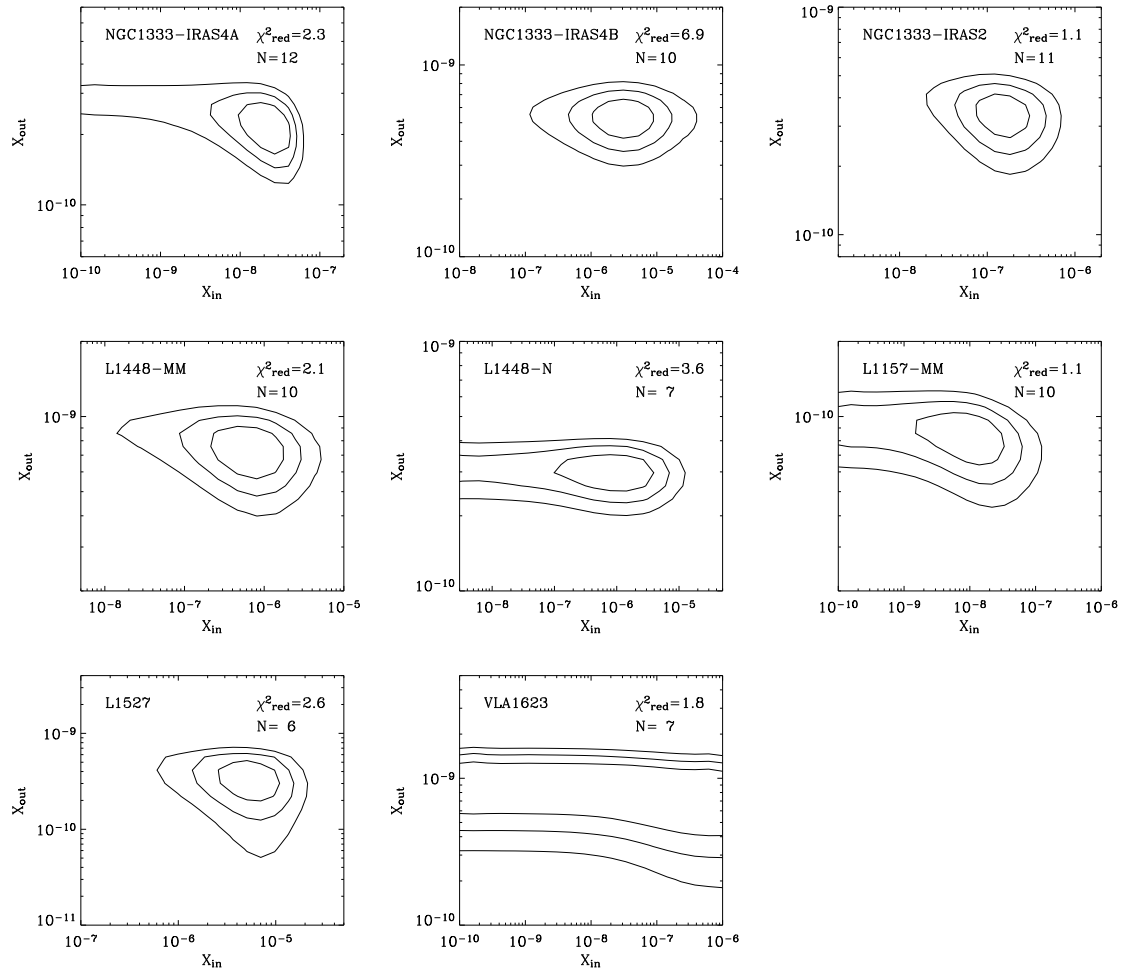


FIG. 5.8 – Valeur du χ^2_{red} en fonction de X_{in} et X_{out} pour chaque source, Les contours représentent les intervalles de confiance à 1, 2 et 3 σ . Pour chaque source sont indiqués la valeur minimale du χ^2_{red} , ainsi que le nombre de raies observées.

paramètre pourrait évidemment varier d'une source à l'autre.

Un choix d'un champ de vitesse différent peut changer l'abondance obtenue. En particulier, une masse centrale plus importante impliquerait un gradient de vitesse plus fort dans la partie centrale de l'enveloppe, et par conséquent une opacité plus faible des raies du formaldéhyde. Cette opacité plus faible diminuerait l'abondance de formaldéhyde nécessaire pour reproduire un flux donné. Comme le champ de vitesse varie en $r^{-1/2}$, ces différences affectent principalement les raies à haute énergie, qui proviennent de la partie interne de l'enveloppe, où la vitesse est plus importante.

Afin de quantifier l'effet d'un choix de champ de vitesse différent sur l'abondance obtenue, l'émission de L1448-MM a été calculée pour deux masses centrales, 0.3 et 0.8 $M_{\odot}$ respectivement. L'émission a également été calculée en supposant une enveloppe statique, où une vélocité turbulente de 1 km s⁻¹ a été ajoutée. Ce profil de vitesse a été adopté par Jørgensen et al. (2002) et Schöier et al. (2002), et reproduit bien les profils des raies de CO observés (qui proviennent de la partie externe statique de l'enveloppe). La Fig. 5.9 montre le χ^2_{red} obtenu dans les trois cas. Alors que X_{out} est peu affecté par le profil de vitesse choisi, X_{in} change significativement lorsque l'on adopte une enveloppe statique plutôt qu'une enveloppe en chute libre. Dans le premier cas, X_{in} est bien contraint et dépend peu de la masse centrale : on obtient une abondance de 8×10^{-7} et 5×10^{-7} pour une masse centrale de 0.3 et 0.8 $M_{\odot}$ respectivement. Au contraire, seulement une limite inférieure est obtenue dans le cas d'une enveloppe statique ($> 3 \times 10^{-8}$). Ces différences sont dues à l'opacité des raies. Dans une enveloppe statique, les raies ont une opacité plus importante par rapport à une enveloppe en chute libre, à cause d'une largeur de raie réduite. Pour cette raison, l'intensité de ces raies émises par une enveloppe statique ne dépend plus de X_{in} , dès lors qu'elle est supérieure à $\sim 10^{-7}$, car elle deviennent optiquement épaisses. Cela explique pourquoi uniquement une limite inférieure peut être obtenue dans ce cas. Toutefois, même dans ce cas extrême, le saut dans abondance est contraint à 1σ .

Profil de densité

L'abondance du formaldéhyde dérivée dépend également du profil de densité contraint à partir des observations de l'émission du continuum submillimétrique des poussières (Jørgensen et al. 2002). Ces observations ont été obtenues au JCMT, avec une taille de lobe typique de 10", ce qui correspond à 2200 AU à la distance de NGC1333. Ces observations sont donc peu sensibles aux conditions physiques dans la partie interne de l'enveloppe, à des échelles plus petites que quelques centaines d'AU. En conséquence, les profils de densité contraints par ces observations reflètent plutôt la densité dans la partie externe de l'enveloppe, et la densité extrapolée à la partie interne de l'enveloppe est très certainement une approximation grossière. A cette incertitude s'ajoute des problèmes de non sphéricité de la source, où de contribution du disque d'accrétion à l'émission du continuum submillimétrique.

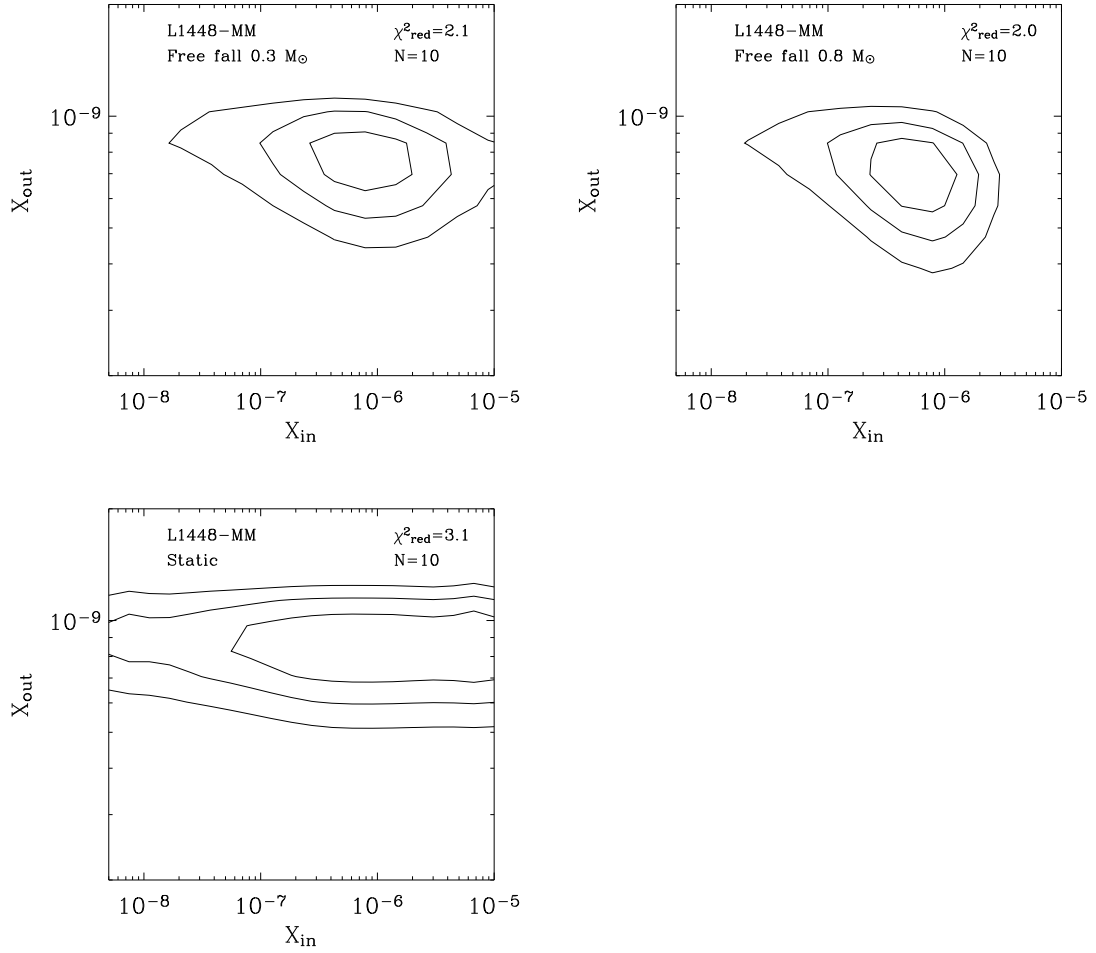


FIG. 5.9 – Valeur du χ^2_{red} en fonction de X_{in} et X_{out} pour L1448-MM, et trois profils de vitesse différents. Les deux panneaux du haut sont obtenus pour une enveloppe en chute libre avec une masse centrale de 0.3 (à gauche) et $0.8 M_{\odot}$ (à droite) respectivement. Le panneau du bas est obtenu pour une enveloppe statique avec une vélocité turbulence de 1 km s^{-1} . Les contours représentent les intervalles de confiance à 1 , 2 et 3σ .

Pour vérifier l'influence de ce paramètre sur la densité dans la partie centrale de l'enveloppe, l'émission de NGC1333-IRAS4B a été calculée en augmentant l'indice de la loi de puissance de densité de 0.2, l'incertitude typique reportée par Jørgensen et al. (2002). Cette valeur correspond, pour NGC1333-IRAS4B, à une augmentation d'un facteur 5 de la densité centrale de l'enveloppe, la densité à la limite extérieure restant inchangée. Dans ce cas, l'abondance externe X_{out} reste inchangée, alors la valeur de l'abondance interne obtenue diminue d'un facteur 5.

Rapport ortho sur para du formaldéhyde

Les abondances du formaldéhyde obtenues peuvent également dépendre du rapport des formes ortho sur para du formaldéhyde. Du fait nombre relativement faible de raies de chaque forme observées, ce paramètre ne peut pas être contraint à partir des observations. Sur la proto-étoile IRAS16293-2422, où un plus grand nombre de raies ont été observées, Ceccarelli et al. (2000b) et Schöier et al. (2002) reportent une valeur de 3 et 2 respectivement, toutefois avec une grande incertitude. Dans notre étude, la valeur canonique de 3 a été adoptée (Kahane et al. 1984).

La Fig. 5.10 montre l'influence de ce paramètre dans le cas de NGC1333-IRAS4A. Les abondances sont sensiblement les mêmes pour trois valeurs de ce rapport (1,2 et 3), et l'existence du saut dans l'abondance est un peu mieux contrainte pour un rapport ortho sur para de 1 (3σ) que pour une valeur plus importante (2σ).

Température d'évaporation

Enfin, la température T_{ev} , à laquelle se produit l'évaporation du formaldéhyde, peut également influencer les valeurs de X_{in} et X_{out} obtenues. Dans cette étude, nous avons adopté une température d'évaporation de 100 K, qui correspond à la température d'évaporation des glaces d'eau (Aikawa et al. 1997). Toutefois, une partie du formaldéhyde pourrait également être évaporé à la température d'évaporation des glaces de formaldéhyde pures (50 K, Aikawa et al. 1997; Rodgers & Charnley 2003). En particulier, l'étude de l'émission du formaldéhyde de IRAS16293-2422 (Ceccarelli et al. 2001) a montré l'existence d'un premier saut dans l'abondance du formaldéhyde à $T = 50$ K, et d'un second à $T = 100$ K. Afin de déterminer si les observations sont également en accord avec un saut dans l'abondance à une température plus basse, l'émission de NGC1333-IRAS2 a été calculée pour une température d'évaporation de 50 K. La Fig. 5.11 montre la variation du χ^2_{red} en fonction de ce paramètre. Alors que X_{out} est très peu sensible à la température d'évaporation, X_{in} est environ 10 fois plus faible lorsque l'on suppose une température d'évaporation de 50 K (2×10^{-7} pour $T_{\text{ev}} = 100$ et 2×10^{-8} pour $T_{\text{ev}} = 50$ K). Toutefois, le meilleur accord avec les observations est obtenu pour une température d'évaporation de 100 K ($\chi^2_{\text{red}} = 1.1$ contre 2.3 pour $T_{\text{ev}} = 50$ K).

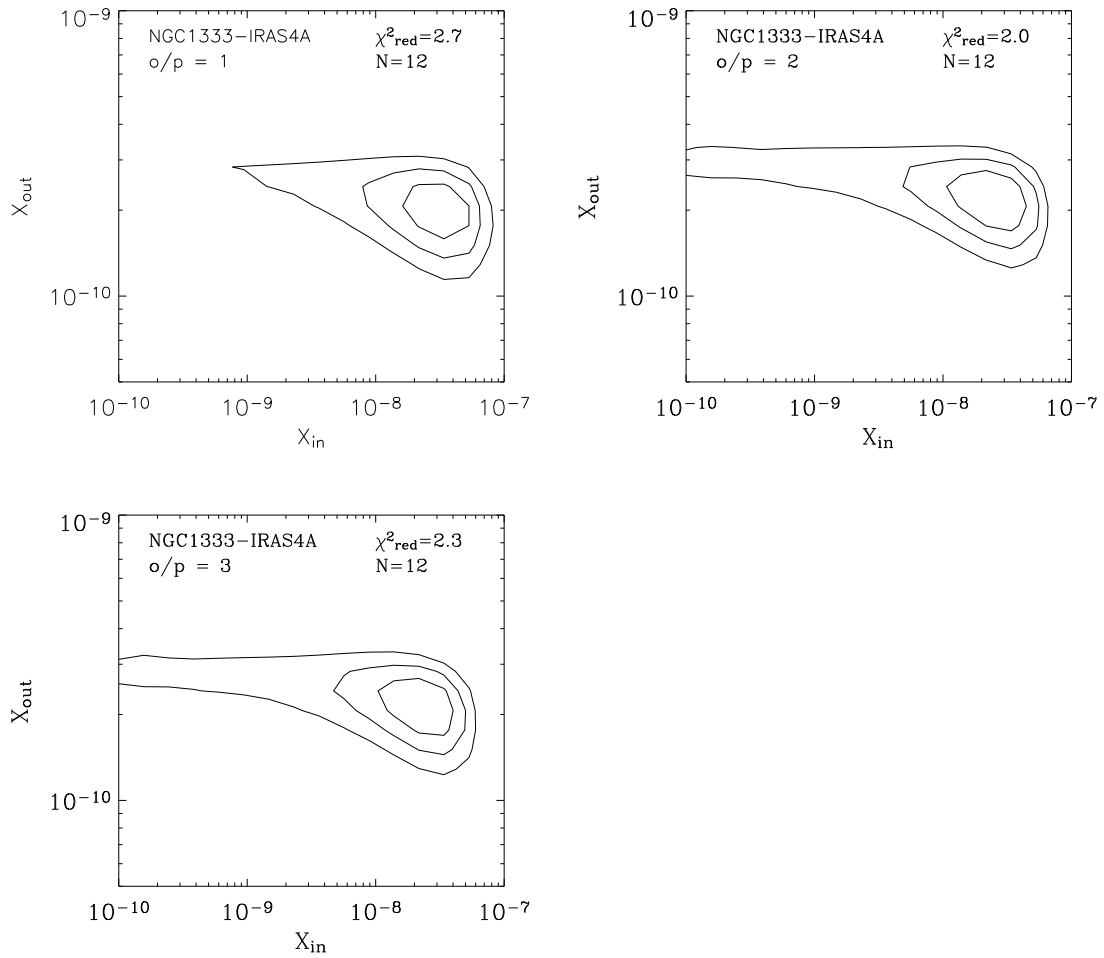


FIG. 5.10 – Valeur du χ^2_{red} en fonction de X_{in} et X_{out} pour NGC1333-IRAS4A, et trois valeurs différentes du rapport ortho sur para. Les panneaux en haut a gauche, en haut a droite et en bas sont obtenus pour des valeurs du rapport de 1,2 et 3 respectivement. Les contours représentent les intervalles de confiance à 1, 2 et 3σ .

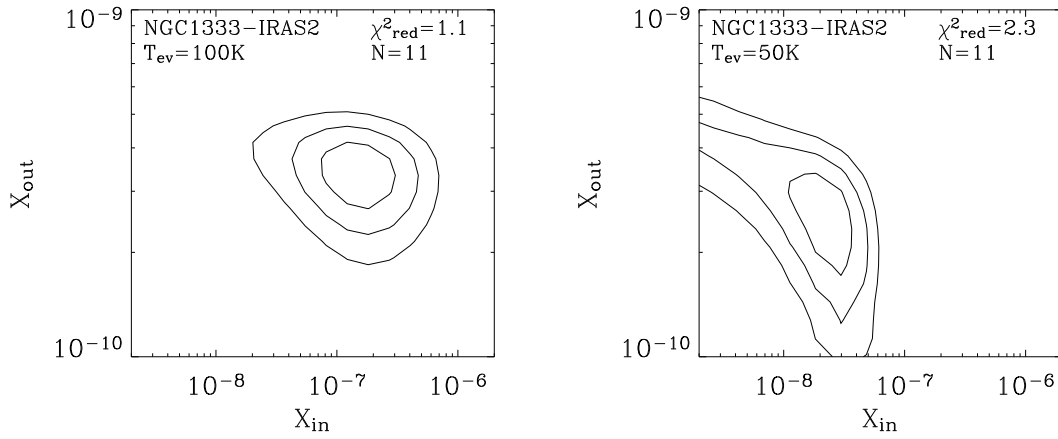


FIG. 5.11 – Valeur du χ^2_{red} en fonction de X_{in} et X_{out} pour NGC1333-IRAS2, et trois valeurs différentes du rapport ortho sur para. Les panneaux de gauche et de droite représentent le χ^2_{red} obtenu pour une température d'évaporation de 100 et 50 K respectivement. Les contours représentent les intervalles de confiance à 1, 2 et 3σ .

Résumé

Dans les paragraphes précédents, l'influence de tous les paramètres cachés sur les abondances de formaldéhyde obtenues ont été considérées. Si l'abondance externe est bien contrainte et ne dépend peu des valeurs de ces paramètres, l'abondance interne par contre dépend de façon assez critique de ces paramètres, en particulier de la densité centrale et du champ de vitesse adopté. Les valeurs de l'abondance interne sont donc assez incertaines. Toutefois, sur la moitié des sources (NGC1333-IRAS4B, NGC1333-IRAS2, L1448-MM, L1527), l'analyse du χ^2 montre une évidence très claire (3σ) de la présence d'un saut de l'abondance dans la partie centrale de l'enveloppe. Sur les autres sources (NGC1333-IRAS4A, L1448-N et L1157-MM), l'existence de ce saut est moins évidente (entre 1 et 2σ). Seule VLA16293 ne montre pas d'évidence de saut.

5.5 Discussion

Le résultat le plus important de cette étude est la mise en évidence d'une région de l'enveloppe où le formaldéhyde évapore des grains sur 7 des 8 sources observées. Bien que ce paramètre ne soit pas très précisément contraint, les observations sont en accord avec une évaporation à une température de 100 K. Le rayon de ces régions chaudes est compris entre 13 et 133 AU, et la densité entre 1 et $20 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ (*cf.* Table 5.6). L'interprétation de ce résultat est claire : les manteaux des grains s'évaporent à une température d'environ 100 K, ce qui provoque l'injection en phase gazeuse des molécules piégées dans ces manteaux, parmi lesquelles le formaldéhyde. Cette évaporation avait déjà été mise en évidence sur la proto-étoile IRAS16293-2422. Cette étude confirme que cette

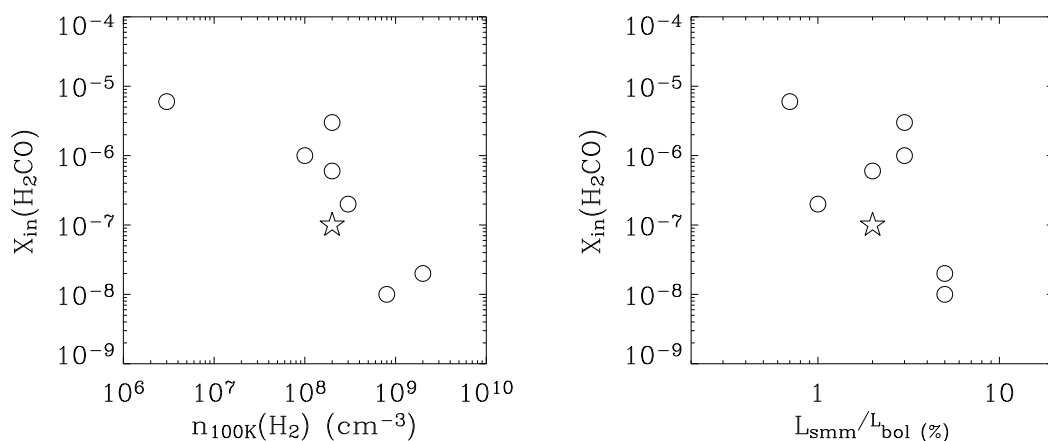


FIG. 5.12 – Abondance interne du formaldéhyde en fonction de la densité où la température est de 100 K (à gauche) et en fonction du rapport $L_{\text{smm}}/L_{\text{bol}}$ (à droite). IRAS16293-2422 est représentée par une étoile, les autres proto-étoiles par des cercles.

source n'est pas un cas particulier, du moins en ce qui concerne l'évaporation de cette molécule. La comparaison avec les coeurs chauds observés dans les régions de formation d'étoiles massives, tel qu'Orion-KL, est frappante : *une région chaude, dense et compacte dont la composition est dominée par l'évaporation du manteau des grains* (Walmsley 1995). Par ailleurs, des molécules complexes saturées en O et N, typiques des coeurs chauds dans les régions de formation stellaire massive ont été récemment détectées dans IRAS16293-2422 (Cazaux et al. 2003), NGC1333-IRAS4A, NGC1333-IRAS4B et NGCC1333-IRAS2 (Botinelli et al., en préparation). Ces détections confirment la similarité entre les coeurs chaud observés dans des étoiles massives, et ceux que nous avons mis en évidence sur des proto-étoiles de faible masse, même si la chimie à l'oeuvre est sans doute très différente.

5.5.1 Abondance interne en fonction de la densité

La Fig. 5.12 montre la valeur de l'abondance interne du formaldéhyde X_{in} en fonction de la densité dans la région d'évaporation. Comme discuté auparavant, l'abondance interne dérivée dépend de la densité centrale. On observe une anti-corrélation entre X_{in} et $n_{100\text{K}}$: les sources les moins denses montrent également la plus forte abondance de formaldéhyde. Ceci pourrait indiquer que les différences observées d'une source à l'autre ne sont pas entièrement réelles, mais pourraient résulter de l'incertitude sur la détermination du profil de densité dans l'enveloppe. Des observations interférométriques sont nécessaires pour déterminer plus précisément la densité dans la partie centrale des enveloppes, et pour pouvoir contraindre plus précisément les abondances du formaldéhyde.

5.5.2 Abondance interne en fonction du rapport $L_{\text{smm}}/L_{\text{bol}}$

La Fig. 5.12 montre également la valeur de X_{in} en fonction du rapport de la luminosité submillimétrique sur la luminosité bolométrique $L_{\text{smm}}/L_{\text{bol}}$. Ce dernier est une mesure du rapport de la masse de l'enveloppe sur la masse de l'objet central. Ce rapport est supposé être un indicateur de l'évolution de la proto-étoile (André et al. 1993), diminuant avec l'âge.

Il est intéressant de noter que les proto-étoiles qui ont la valeur du rapport $L_{\text{smm}}/L_{\text{bol}}$ la plus faible (c'est à dire les plus jeunes), NGC1333-IRAS4A et NGC1333-IRAS4B, sont également les proto-étoiles dans lesquelles l'abondance centrale est la plus faible³. Au contraire, la proto-étoile la plus âgée, L1527, possède l'abondance centrale la plus élevée. Ce résultat est contraire à ce que l'on peut attendre. En effet le formaldéhyde se forme sur les grains, par hydrogénations successives du CO pendant la phase pré-stellaire (Tielens & Hagen 1982; Charnley et al. 1997). Une fois évaporé les modèles prédisent que le formaldéhyde est rapidement converti en molécules plus complexes, sur une échelle de temps de l'ordre de 10^4 ans. Les sources les plus jeunes devraient donc être celles où l'on observe l'abondance du formaldéhyde la plus élevée, ce qui n'est clairement pas le cas.

Ce scénario est toutefois sans doute simpliste. Récemment Rodgers & Charnley (2003) ont modélisé la chimie d'une enveloppe en effondrement gravitationnel décrit par la solution de Shu (1977). Ce modèle prévoit l'existence d'un front d'évaporation qui se déplace vers l'extérieur au fur et à mesure que la luminosité de la proto-étoile augmente. Comme le formaldéhyde est rapidement détruit une fois évaporé, il en résulte un pic dans l'abondance qui se déplace vers l'extérieur de l'enveloppe de l'étoile au fur et à mesure de son évolution. La quantité de formaldéhyde évaporé ne dépend que de la quantité de formaldéhyde dans les glaces ; les différences entre les abondances mesurées entre pourraient donc refléter une composition chimique différente des manteaux des grains dans l'enveloppe des proto-étoiles observées. En particulier, Jayawardhana et al. (2001) ont suggéré que le rapport $L_{\text{smm}}/L_{\text{bol}}$ n'est pas un indicateur de l'âge de la proto-étoile, mais reflète plutôt les conditions initiales de formation de l'étoile : un rapport $L_{\text{smm}}/L_{\text{bol}}$ élevé correspond à une densité initiale élevée. Comme l'efficacité de l'hydrogénation du CO est inversement proportionnelle à la densité, plus le nuage à partir duquel la proto-étoile se forme est dense, et moins l'abondance du formaldéhyde dans le manteau des grains sera importante.

D'autres explications sont également possibles. Des expériences de laboratoire récentes montrent que l'efficacité d'hydrogénation du CO dépend de la température (Watanabe et al. 2003). Les proto-étoiles les plus âgées étant également les plus chaudes, l'abondance du formaldéhyde devrait également y être plus élevée. Une autre possibilité est que la formation du formaldéhyde sur les grains nécessite une irradiation UV (d'Hendecourt et al.

³Le fait qu'aucun saut dans l'abondance ne soit observé dans l'enveloppe de VLA1623, qui est la plus jeune proto-étoile de notre échantillon, est également en accord avec cet argument

1986; Schutte et al. 1996). Dans ce cas l'abondance du formaldéhyde serait également plus importante sur les proto-étoiles les plus âgées, pour lesquelles l'émission UV est plus intense.

5.5.3 Comparaison entre les proto-étoiles de faible et de grande masse

Il est également intéressant de comparer les abondances du formaldéhyde obtenues pour nos proto-étoiles de faibles masse à celles observées sur des proto-étoiles plus massives. La présence de régions chaudes dominées chimiquement par l'évaporation des glaces ne signifie pas, en particulier, que la composition chimique de ces régions soit la même dans les proto-étoiles de faible masse et dans celles plus massives. La densité et la température, ainsi que l'échelle de temps d'évolution dynamique sont très différents pour les proto-étoiles massives et celles de faible masse. La composition des manteaux pourrait être également très différente. Par exemple, une très forte deutération du formaldéhyde (Loinard et al. 2002) et du méthanol (Parise et al. 2002) sont observées sur IRAS16293-2422, par rapport à celles observées sur Orion (Jacq et al. 1993). Cette deutération provenant très certainement de la chimie sur les grains, ces différences sont une forte indication que la composition des manteaux diffère entre les étoiles massives et celles de plus faible masse.

Les abondances du formaldéhyde et du méthanol dans les proto-étoiles massives ont été étudiées par van der Tak et al. (2000). Ces auteurs n'ont pas mis en évidence de saut dans l'abondance du formaldéhyde, alors qu'ils ont observé un saut dans l'abondance du méthanol. L'abondance du formaldéhyde qu'ils dérivent est de 10^{-9} , comparable aux valeurs que nous avons déterminé pour la partie externe des enveloppes de faible masse. L'abondance observée dans le coeur chaud Orion-KL est plus importante, de l'ordre de 10^{-7} , c'est à dire comparable aux valeurs que nous obtenons pour la partie interne des enveloppes. Il n'est pas clair pourquoi les abondances du formaldéhyde sont si différentes entre les proto-étoiles massives étudiées par van der Tak et al. (2000) et le coeur chaud d'Orion-KL. Il semble clair pourtant que la composition chimique des grains soit différente dans les proto-étoiles massives de celle des proto-étoiles de faible masse. Une étude de l'abondance du méthanol, qui suit la même route de formation que le formaldéhyde, est nécessaire pour comprendre ces différences.

5.5.4 Abondance externe et déplétion du CO

Enfin, la Fig. 5.13 compare l'abondance du formaldéhyde à celle du CO reportées par Jørgensen et al. (2002). Sur la même figure sont également reportées les abondances observées dans les coeurs pré-stellaires (Bacmann et al. 2002, 2003). Les valeurs observées dans les proto-étoiles de classe 0 et les coeurs pré-stellaires sont très similaires pour ces

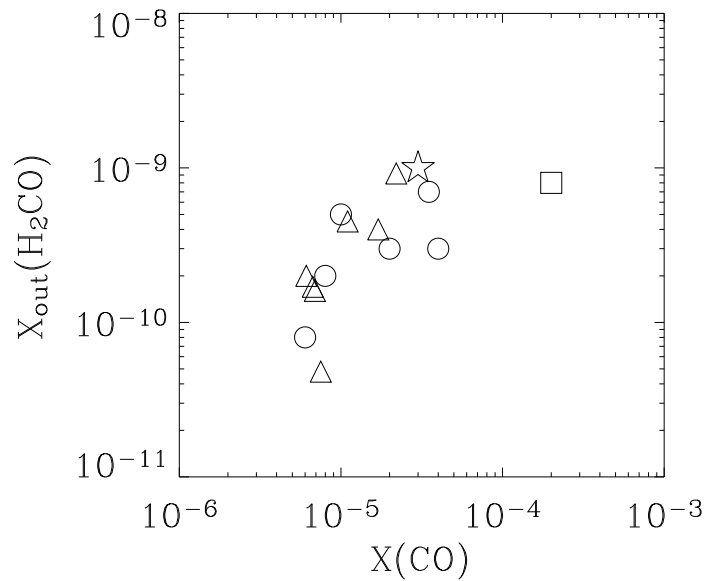


FIG. 5.13 – Abondance externe du formaldéhyde en fonction de l’abondance du CO (à gauche) et de la densité ou la température est de 10 K (à droite). Les cercles représentent les proto-étoiles de classe 0, l’étoile représente IRAS16293-2422, le carré VLA1623, et les triangles les coeurs pré-stellaires observés par Bacmann et al. (2002, 2003).

deux molécules. Cette similarité conforte l’idée que les proto-étoiles de classe 0 se forment à partir de coeurs pré-stellaires, dont la composition du gaz reste inchangée durant la phase d’accrétion. La Fig. 5.13 montre une corrélation claire entre l’abondance de ces deux molécules, qui sont déplétées d’un même facteur dans la partie externe de l’enveloppe. Comme discuté par Bacmann et al. (2002), la déplétion relativement faible du CO dans les coeurs pré-stellaires suggère l’existence d’un processus non thermique d’évaporation, tel que les rayons cosmiques. Puisque les énergies de liaison du CO et de H_2CO sont très différentes, la corrélation observée suggère que H_2CO est piégé dans les glaces de CO (Ceccarelli et al. 2001).

5.6 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons présenté des observations du formaldéhyde de huit proto-étoiles de classe 0, obtenues avec les télescopes JCMT et IRAM. Huit transitions ont été observées sur chaque source, couvrant un large intervalle d’énergie afin de pouvoir déterminer les conditions physiques dans les différentes parties de l’enveloppe. Quand cela était possible, nous avons également observé les raies de H_2^{13}CO pour pouvoir déterminer l’opacité des raies. En utilisant la méthode des diagrammes rotationnels, on obtient une température rotationnelle comprise entre 11 et 40 K, et des densité de colonne comprises entre 1×10^{13} et $7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Pour les sources sur lesquelles les raies de H_2^{13}CO ont

pu être observées, les corrections d'opacité des raies augmentent ces densités de colonne entre 8×10^{13} et $2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. Afin de déterminer l'effet d'une excitation non-ETL, les raies observées ont été modélisées en utilisant un code LVG. Les températures obtenues par cette méthode sont significativement plus élevées que les températures rotationnelles, ce qui suggère que les niveaux ne sont pas à l'ETL. Les densités obtenues, inférieures à la densité critique, sont en accord avec cette conclusion.

Afin de prendre en compte les gradients de température et de densité dans les enveloppes, l'émission a ensuite été calculée en utilisant les profils de densité et de température obtenues par une étude précédente de l'émission du continuum de ces proto-étoiles. La température du gaz a été calculée à partir de celle des poussières en utilisant le modèle CHT96. L'abondance du formaldéhyde a été estimée par une fonction escalier : une abondance X_{out} dans la partie externe de l'enveloppe, où $T_{\text{dust}} < 100 \text{ K}$, et une abondance X_{in} dans la partie interne de l'enveloppe dans laquelle $T_{\text{dust}} \geq 100 \text{ K}$. Une analyse statistique du χ^2 nous a permis de déterminer ces paramètres à partir des observations. X_{out} est bien contraint et varie entre 8×10^{-11} et 8×10^{-10} . X_{in} est également bien contraint pour toutes les sources, à l'exception de VLA1623, et varie entre 8×10^{-6} et 6×10^{-6} . Ces abondances sont entre 2 et 4 ordre de grandeur plus importantes que les abondances dans les parties externes. Cet enrichissement est très probablement provoqué par l'évaporation du manteau de glace des grains interstellaires, ce qui libère les molécules constituant ces glaces, parmi lesquelles le formaldéhyde.

Nous avons discuté des paramètres du modèles qui peuvent entraîner une incertitude sur les abondances obtenues, en particulier les profils de densité et de vitesse choisis, le rapport ortho sur para et la température d'évaporation des glaces. L'incertitude sur ces deux paramètres rend la valeur des abondances internes assez incertaine, mais ne permet pas de mettre en doute l'existence de saut dans l'abondance du formaldéhyde.

Les sources possédant le plus petit rapport $L_{\text{smm}}/L_{\text{bol}}$ sont également celles pour lesquelles l'abondance interne du formaldéhyde est la plus élevée, ce qui pourrait indiquer que ce rapport reflète plutôt les conditions initiales de formation de la proto-étoile que son état d'évolution. Des observations sur un échantillon de proto-étoiles plus important sont toutefois nécessaires pour confirmer cette hypothèse. L'abondance externe du formaldéhyde est bien corrélée avec les abondances du CO, ce qui implique que les deux molécules sont déplétées d'un même facteur dans la partie externe de l'enveloppe, et que les molécules de H_2CO sont piégées dans les glaces de CO. Les abondances internes du formaldéhyde sont plus importantes que celles observées sur des proto-étoiles massives (van der Tak et al. 2000), ce qui indique très clairement une composition des manteaux différente entre les proto-étoiles de faible masse et celles plus massives. L'étude de l'abondance, dans les proto-étoiles de faible masse, d'autres molécules abondantes dans les manteaux des grains, sera nécessaire pour quantifier plus précisément ces différences.

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

Au cours de cette thèse, nous avons étudié la structure physico-chimique de proto-étoiles de faible masse, c'est à dire les profils de densité et de température du gaz, ainsi que les abondances chimiques dans les enveloppes. Jusqu'à présent, la grande majorité des études de la structure de ces objets étaient basées sur l'émission du continuum des poussières. Nous avons proposé une étude basée sur l'émission des raies moléculaires émises par les enveloppes des proto-étoiles, et montré qu'il était possible, à partir d'un modèle réaliste des processus physico-chimiques à l'oeuvre dans l'enveloppe, de donner des indices sur l'état d'évolution des proto-étoiles observées. Nous nous sommes intéressé à l'étude de deux molécules particulières, dont les principales conclusions sont résumées dans le paragraphe suivant (§6.1). Nous détaillons ensuite au paragraphe 6.2 les perspectives de cette thèse, en particulier celle qu'offriront bientôt les instruments Herschel et ALMA.

6.1 Conclusions

6.1.1 L'émission de l'eau des proto-étoiles

Au chapitre 3, nous avons montré que les raies de l'eau de la proto-étoile NGC1333-IRAS4, observées par ISO-LWS, était bien reproduites par un modèle d'émission thermique de l'enveloppe. Une étude similaire réalisée sur la proto-étoile IRAS16293-2422 a également montré que l'émission de cette proto-étoile était bien expliquée par ce modèle. Nous concluons donc qu'une origine très probable de l'émission des raies de l'eau est l'émission thermique de l'enveloppe. Pour les raies à basse énergie, les mesures SWAS du niveau fondamental de la raie de l'eau montrent que le gaz choqué par les jets provenant de la proto-étoile contribue de façon significative à l'émission des raies à basse énergie. Cette contribution diminue toutefois avec l'énergie de niveau haut de la raie.

L'émission de l'eau observée est en accord avec les profils de densité de température des poussières prédits par la solution "inside-out" de Shu de l'effondrement gravitationnel d'une sphère isotherme. La comparaison des observations avec les résultats du modèle

nous a permis d'estimer, toutefois avec une incertitude importante, une masse de l'objet central de $0.5 M_{\odot}$, et un taux d'accrétion de $5 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. En supposant que le taux d'accrétion est constant au cours du temps, on obtient un âge de la proto-étoile NGC1333-IRAS4 d'environ 10 000 ans. En comparaison, IRAS16293-2422 est plus massive ($0.8 M_{\odot}$) et possède un taux d'accrétion moins élevée ($3 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$). IRAS16293-2422 est par conséquent plus âgée que NGC1333-IRAS4.

Nous avons également mis en évidence l'existence d'une augmentation dans l'abondance de l'eau dans la région centrale, à une centaine d'AU du centre de l'étoile. Cette augmentation d'abondance est due à l'évaporation du manteau des glaces qui entourent les grains ; cette évaporation libère les molécules piégées dans les glaces, parmi lesquelles l'eau. L'abondance de l'eau dans la partie externe de l'enveloppe, où la température des poussières est inférieure à la température des glaces, est de l'ordre de 5×10^{-7} . Cette abondance est comparable aux valeurs observées par SWAS dans les nuages moléculaires. Dans la partie interne de l'enveloppe, l'abondance de l'eau est d'environ 5×10^{-6} , une valeur comparable à l'abondance mesurée par SWAS dans les régions de gaz choqué. Dans les régions de gaz choqué, les molécules piégées dans les manteaux sont également évaporées. La mesure de l'abondance de l'eau de SWAS et celle que nous avons effectué dans la région centrale chaude de NGC1333-IRAS4 sont donc des mesures indirectes de l'abondance de l'eau évaporées du manteau des grains. Ces deux mesures s'accordent sur une valeur relativement faible, en comparaison des mesures directes de l'abondance de l'eau dans les glaces par l'absorption du continuum des poussières (5×10^{-5} , Tielens et al. 1991)

6.1.2 Modèles théorique de l'émission du formaldéhyde

Au chapitre 4, nous avons montré qu'il était possible d'utiliser les transitions rotationnelles du formaldéhyde pour déterminer la structure physico-chimique des enveloppes. En effet, cette molécule est relativement abondante dans le manteau des grains. Elle peut donc aussi être évaporée dans la partie centrale de l'enveloppe. De plus, cette molécule possède des transitions rotationnelles observables depuis le sol, avec une bien meilleure résolution spatiale et spectrale que les raies observées par ISO-LWS. Les transitions dans ces bandes ont des énergies de niveau variant dans un large domaine, ce qui permet de déterminer les conditions physiques dans les différentes parties de l'enveloppe.

Nous avons calculé par un modèle théorique l'émission des raies du formaldéhyde produite par l'enveloppe d'une proto-étoile de $30 L_{\odot}$, comparable à celle de IRAS16293-2422. L'émission du formaldéhyde dépend de quatre paramètres : la masse centrale de la proto-étoile, son taux d'accrétion, et l'abondance du formaldéhyde dans la partie interne et externe de l'enveloppe. L'abondance externe et le taux d'accrétion peuvent être contraints par des observations des raies à basse énergie qui proviennent de la partie externe de

l'enveloppe. À l'inverse, les raies à haute énergie proviennent de la partie interne de l'enveloppe et peuvent être utilisées pour déterminer la masse centrale et l'abondance interne du formaldéhyde. Nous avons proposé une méthode générale permettant de déterminer approximativement les valeurs de ces paramètres à partir d'observation des raies du formaldéhyde. Cette méthode donne des résultats comparables à ceux obtenus par une étude détaillée de IRAS16293-2422 (Ceccarelli et al. 2000b). Toutefois, pour une détermination plus précise de ces paramètres, il est nécessaire de réaliser une modélisation complète de la source pour tenir compte des problèmes de convolution avec le lobe du télescope, qui peuvent introduire des différences importantes si l'émission est étendue.

6.1.3 Observations de l'émission du formaldéhyde des proto-étoiles de classe 0

Nous avons ensuite présenté les observations de l'émission du formaldéhyde de neuf proto-étoiles de classe 0 situées dans les nuages de Persée et ρ -Ophiucius, réalisés avec les télescopes JCMT et IRAM-30m. Nous avons utilisé les profils de densité et de température déterminés par Jørgensen et al. (2002) à partir de l'observation et de la modélisation de l'émission du continuum des poussières. L'abondance du formaldéhyde dans l'enveloppe a ensuite été déterminée en comparant les prédictions d'un modèle avec ces observations. Nous avons montré que le formaldéhyde est entre deux et trois ordres de grandeur plus abondant dans les parties centrales que dans les parties externes des enveloppes de toutes les sources que nous avons observées, à l'exception de VLA1623. L'abondance du formaldéhyde semble être plus importante dans les proto-étoiles possédant le rapport $L_{\text{bol}}/L_{1.3\text{mm}}$ le plus faible, mais des observations supplémentaires sont nécessaires pour confirmer ce point.

Les abondances de l'eau et du formaldéhyde sont donc plus importantes dans la partie interne des enveloppes, où le manteau des grains s'évapore en libérant les molécules présentes dans les glaces, parmi lesquelles l'eau et le formaldéhyde. Ces régions sont très similaires aux coeurs chauds dans les enveloppes de proto-étoiles massives. Dans les deux cas, la partie centrale est chaude, dense, et dominée chimiquement par l'évaporation des grains. Jusqu'à présent, l'existence d'une région d'évaporation des glaces n'avait été mise en évidence que sur une seule proto-étoile de faible masse, IRAS16293-2422. Notre étude a montré que cette évaporation se produit également dans toutes les proto-étoiles que nous avons observé, à l'exception de VLA1623. La détection récente autour de proto-étoiles de faible masse étudiées dans cette thèse, de molécules saturées en O et N typiques des coeurs chauds autour d'étoiles massives, confirme la similarité entre ces deux types de régions, même si les processus chimiques à l'oeuvre sont sans doute très différents.

6.2 Perspectives

6.2.1 Étude du méthanol

Afin de déterminer plus précisément les différences de composition chimique entre les coeurs chauds dans les étoiles de faible masse et les étoiles plus massives, il est nécessaire d'observer d'autres constituants du manteau des grains, qui sont également évaporés dans la partie centrale des enveloppes. Le méthanol présente un intérêt particulier car il est également relativement important dans le manteau des grains. De plus, le méthanol est formé, tout comme le formaldéhyde, sur la surface des grains par hydrogénation successive du CO. La mesure précise de l'abondance du méthanol dans les coeurs chauds d'étoiles de faible masse devrait permettre de mieux comprendre les mécanismes de formation de ces deux molécules. Dans ce but, nous avons observé les transitions rotationnelles 7-6 et 5-4 du méthanol sur neuf proto-étoiles de classe 0, avec les télescopes IRAM et JCMT. L'analyse de ces observations permettra de déterminer si le méthanol est également plus abondant dans la partie interne des proto-étoiles de faible masse.

6.2.2 Observations interférométriques

Les coeurs chaud que nous avons mis en évidence ont une taille de l'ordre comprise entre 10 et 100 AU, ce qui à la distance de Persée, représente entre 0.2 et 2". En comparaison, la taille du lobe des télescopes que nous avons utilisé pour observer l'émission du formaldéhyde est d'environ 10". Pour déterminer précisément la taille de la région d'émission, il sera nécessaire de réaliser des cartes interférométriques à plus grande résolution spatiales. L'interféromètre du plateau de Bure, avec sa résolution spatiale de 1" à 100 GHz, est bien adapté pour observer l'émission des coeurs chauds.

6.2.3 Modèles chimiques

Dans les coeurs chauds autour d'étoiles massives, les molécules évaporées donnent naissance, par des réactions endothermiques, à des molécules plus complexes, dites molécules filles. Dans les proto-étoiles de faible masse, la chimie est sans doute différente car d'une part la composition chimique des glaces est différente, et d'autre part le temps dynamique de l'effondrement est très différent. Dans le coeur chaud d'une proto-étoile de faible masse, les molécules évaporées à une distance de 100 AU du centre de l'étoile tombent sur l'objet central en quelques centaines d'années. Ce temps est de 2 ordres de grandeur inférieur au temps chimique nécessaire à la transformation des molécules évaporées en molécules plus complexes. Le modèle de Rodgers & Charnley (2003) montre que les abondances chimiques sont en quelque sorte "gelées" car le gaz tombe sur l'objet central avant que les réactions chimiques n'aient pu se produire. La présence de molécules complexes dans la

région centrale des proto-étoiles de faible masse indique que l'effondrement gravitationnel doit être considérablement ralenti, si ces molécules sont effectivement des molécules de seconde génération. Pour comprendre comment ces molécules ont pu se former, il est nécessaire de comparer les observations aux prédictions de modèles chimiques.

6.2.4 Observations futures

A plus long terme, deux instrument majeurs permettront une meilleure compréhension des premiers instants de la formation d'une étoile de type solaire : l'observatoire spatial Herschel et l'interféromètre ALMA.

L'observatoire spatial Herschel

Herschel est un observatoire spatial de l'ESA dont le lancement est prévu en 2007. Herschel sera équipé de trois instruments focaux : PACS (*Photoconductor Array Camera and Spectrometer*), SPIRE (*Spectral and Photometric Imaging Receiver*), et l'instrument hétérodyne HIFI (*Heterodyne Instrument for the Far Infrared*) couvrant les bandes de fréquences entre 480 et 1250 GHz et 1410-1910 GHz. HIFI permettra de faire des observations des raies de l'eau dans ces bandes de fréquence avec une résolution spectrale et une sensibilité sans précédent. Ces observations permettront de déterminer plus précisément la densité, la température et le champ de vitesse dans les enveloppes proto-stellaires. Alors que les observations ISO n'ont permis de mesurer l'abondance de l'eau que dans un petit nombre de proto-étoiles, les observations d'Herschel, grâce à la sensibilité de l'instrument, permettront de mesurer l'abondance de l'eau dans un grand nombre d'objets. Des relevés spectraux complets seront possibles et permettront un inventaire des espèces chimiques présentes dans les coeurs chauds.

L'interféromètre ALMA)

ALMA (*Atacama Large Millimeter Array*) est un interféromètre de 64 antennes en cours de construction dans le désert de l'Atacama au Chili. ALMA permettra des observations avec une résolution spatiale meilleure que 0.1", avec une grande sensibilité du fait de son grand nombre d'antennes. ALMA pourra réaliser des cartes très fines de l'émission des coeurs chauds à mieux que 0.1" et détecter des molécules peu abondantes grâce à sa grande sensibilité.

Annexe A

Papier I

Water emission in NGC1333-IRAS4 : The physical structure of the envelope

S. Maret, C. Ceccarelli, E.Caux, A.G.G.M Tielens & A. Castets

Astronomy & Astrophysics, 395, 573-585 (2002)

Water emission in NGC 1333–IRAS 4[★]

The physical structure of the envelope

S. Maret¹, C. Ceccarelli^{2,3}, E. Caux¹, A. G. G. M. Tielens⁴, and A. Castets²

¹ Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements, CESR/CNRS-UPS, BP 4346, 31028 Toulouse Cedex 04, France

² Observatoire de Bordeaux, BP 89, 33270 Floirac, France

³ Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, BP 53, 38041 Grenoble Cedex 09, France

⁴ Space Research Organization of the Netherlands, PO Box 800, 9700 AV Groningen, The Netherlands

Received 27 May 2002 / Accepted 5 September 2002

Abstract. We report ISO-LWS far infrared observations of CO, water and oxygen lines towards the protobinary system IRAS 4 in the NGC 1333 cloud. We detected several water, OH, CO rotational lines, and two [OI] and [CII] fine structure lines. Given the relatively poor spectral and spatial resolution of these observations, assessing the origin of the observed emission is not straightforward. In this paper, we focus on the water line emission and explore the hypothesis that it originates in the envelopes that surround the two protostars, IRAS 4 A and B, thanks to an accurate model. The model reproduces quite well the observed water line fluxes, predicting a density profile, mass accretion rate, central mass, and water abundance profile in agreement with previous works. We hence conclude that the emission from the envelopes is a viable explanation for the observed water emission, although we cannot totally rule out the alternative that the observed water emission originates in the outflow. The envelopes are formed by a static envelope where the density follows the r^{-2} law, at $r \geq 1500$ AU, and a collapsing envelope where the density follows the $r^{-3/2}$ law. The density of the envelopes at 1500 AU from the center is $\sim 4 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ and the dust temperature is ~ 30 K, i.e. about the evaporation temperature of CO-rich ices. This may explain previous observations that claimed a factor of 10 depletion of CO in IRAS 4, as those observations probe the outer ≤ 30 K region of the envelope. The water is $\sim 5 \times 10^{-7}$ less abundant than H_2 in the outer and cold envelope, whereas its abundance jumps to $\sim 5 \times 10^{-6}$ in the innermost warm region, at $r \leq 80$ AU where the dust temperature exceeds 100 K, the evaporation temperature of H_2O -rich ices. We derive a mass of $0.5 M_\odot$ for each protostar, and an accretion rate of $5 \times 10^{-5} M_\odot \text{ yr}^{-1}$, implying an age of about 10000 years, if the accretion rate remains constant. We finally discuss the difference between IRAS 4 and IRAS 16293-2422, where a similar analysis has been carried out. We found that IRAS 4 is probably a younger system than IRAS 16293-2422. This fact, coupled with the larger distance of IRAS 4 from the Sun, fully explains the apparent difference in the molecular emission of these two sources, which is much richer in IRAS 16293-2422.

Key words. stars: formation – stars: circumstellar matter – ISM: molecules – ISM: abundances – stars: individual: NGC 1333-IRAS 4

1. Introduction

The south part of the NGC 1333 reflection nebulae, in the Perseus cloud, is an active star forming region, containing many infrared sources associated with molecular flows and numerous Herbig-Haro objects. IRAS 4 was first identified by Jennings et al. (1987), and further observations (Sandell et al. 1991) revealed IRAS 4 it was a binary system resolved into two components, named IRAS 4A and IRAS 4B, and separated by $31''$. Interferometric observations (Lay et al. 1995; Looney et al. 2000) have shown further multiplicity of the two sources. IRAS 4A is itself a binary system with a separation of $10''$, and

there is some evidences that IRAS 4B could also be a multiple system, with a separation of $0.5''$.

The distance of the NGC 1333 cloud is much debated. Herbig & Jones (1983) found a distance of 350 pc for the Perseus OB2 association (a more recent estimate based on the Hipparcos data gives 318 ± 27 ; de Zeeuw et al. 1999), but extinction observations towards NGC1333 itself (Cernis 1990) suggest that it may be as close as 220 pc. Assuming a distance of 350 pc, Sandell et al. (1991) measured a system total luminosity of $28 L_\odot$ ($11 L_\odot$ at 220 pc) equally shared between IRAS 4A and B. They derived an envelope mass of 9 and $4 M_\odot$ respectively (3.5 and $1.5 M_\odot$ at 220 pc). This relatively large mass, together with the low bolometric luminosity suggest that both sources are deeply embedded and probably very young. They have been classified as *Class 0* sources (Andre et al. 1993). IRAS 4A and B are both associated with molecular outflows, detected in CO, CS (Blake et al. 1995) and

Send offprint requests to: S. Maret,
 e-mail: sebastien.maret@cesr.fr

[★] Based on observations with ISO, an ESA project with instruments funded by ESA Member States (especially the PI countries: France, Germany, The Netherlands and the United Kingdom) with the participation of ISAS and NASA.

lines (Ceccarelli et al. 2000a; Ceccarelli et al. 2000b). One of the major results of that work is the prediction of the existence of a hot core like region in the innermost part of the envelope of IRAS 16293-2422, in which the dust temperature exceeds the evaporation temperature of interstellar ice (≈ 100 K). These studies have been confirmed by the recent analysis by Schöier et al. (2002) of several other molecular transitions. Such hot cores are well studied around massive protostars where – driven by reactions among the evaporated ice molecules in the warm gas – their chemical composition differs substantially from that of quiescent clouds (Walmsley 1989; Charnley et al. 1992). Hot cores around low mass protostars may actually have a different chemical composition (Ceccarelli et al. 2000b). This molecular complexity may be of prime interest on account of a possible link to the chemical history of the solar nebula and hence the molecular inventory available to the forming Earth and other solar system planets and satellites.

In order to understand the physical and chemical processes that take place during the first stages of star formation, it would be necessary to undertake a work similar to that the one done on IRAS 16293-2422 on a larger sample of protostars. In this paper we present a study of the structure of the envelope of NGC 1333-IRAS 4, obtained using ISO-LWS observations of the H_2O far-infrared lines. A preliminary analysis of the same set of data has already been presented in Ceccarelli et al. (1999) and Caux et al. (1999a). Here we revisit the data using a new calibration and compare the observations with the CHT96 model predictions, testing a large range of model parameters. This study is part of a large project aimed to model the water emission in several low mass protostars. The water observations are complemented with formaldehyde and methanol ground based observations, to have a complete budget of the most abundant molecules in the innermost regions of the protostellar envelopes (Maret et al. in preparation). Finally, the structure obtained by the analysis of these observations will be compared with that independently obtained by continuum observations by JSD02.

The outline of the article is the following. In Sect. 2 we present the data, in Sect. 3 we describe the modeling of the observed lines and in Sect. 4 we discuss the physical and chemical structure of the envelope, namely the density and temperature profiles, as well as the abundances of the major species across the envelope. Besides, the central mass of the protostar and its accretion rate can also be constrained by these observations and modeling, yielding an alternative method to measure these two key parameters. In Sect. 4 we compare the results of the present study with previous studies of IRAS 4. Finally, we discuss the similarities and differences between IRAS 4 and IRAS 16293-2422, and highlight the importance of complementary ground-based, higher spatial and spectral resolution observations to understand the physical and chemical processes taking place in the innermost regions of low-mass envelopes.

2. Observations and results

A full-range spectral survey (43–196 μm) of the IRAS 4 region was performed using LWS. The observations were obtained on three positions in LWS grating mode, with a spectral

resolution of about 200 (AOT LO1). The first position was centered in between IRAS 4A and IRAS 4B ($\alpha_{2000} = 03^{\text{h}}29^{\text{m}}11.9^{\text{s}}$, $\delta_{2000} = 31^{\circ}13'20.3''$), and hence LWS 80'' beam includes both sources. The two other positions aimed to the lobe peaks of the outflow powered by IRAS 4: NE-red, $\alpha_{2000} = 03^{\text{h}}29^{\text{m}}15.6^{\text{s}}$, $\delta_{2000} = 31^{\circ}14'40.1''$, and SW-blue, $\alpha_{2000} = 03^{\text{h}}29^{\text{m}}06.6^{\text{s}}$, $\delta_{2000} = 31^{\circ}12'08.7''$). These observations, performed during revolution 847, are made of 30 scans on the central position and 10 scans on the two other positions. The sampling rate was 1/4 of the grating resolution element (0.29 μm in the 43–92 μm range, and 0.15 μm in the 84–196 μm range). The integration time for each sampled point was 12 s on the central position, and 4 s on the outflow positions.

The same data set has been previously analyzed by Ceccarelli et al. (1999) and Giannini et al. (2001, hereafter GNL01). We here report again the analysis of this dataset as we used an improved data processing module, allowing the correction of the transient effects that affect the LWS detectors (Caux 2001). As for standard pipeline products, the data are calibrated against Uranus, and the calibration uncertainty is estimated to be better than 30% (Swinyard et al. 1998). On the three observed positions, the spectra were then deringered for all ten detectors, and the continuum was removed fitting a polynomial baseline outside the lines. The data were then averaged over the ten detectors and binned at a single resolution to produce a single spectrum for each observed position. The line flux measurements were finally performed with the ISAP package, using gaussian fits. A particular attention was given to the determination of uncertainties associated with the line fluxes measurement. These are due to the statistical uncertainties, the absolute calibration and the baseline determination uncertainties that affect low resolution LWS observations. In grating mode, on a spectrum rich in lines as it is the case here, the line confusion may be important, making the baseline determination difficult. This uncertainty, often neglected in the literature, should be taken into account, as it can lead to important errors, especially for faint lines.

Figure 1 shows the observed 60–200 μm spectra in the three observed positions, and Table 1 reports the measured line fluxes. The errors quoted in this table include statistical errors, errors due to the uncertainty of the baseline removal, and an absolute calibration error of 30%. The first striking result of these observations is the dramatic difference within the three spectra: while that including IRAS 4A and 4B is very rich in CO and water lines, molecular emission is barely detected towards the outflow peaks (where the millimeter CO emission is the brightest). On the contrary, the fine structure [OI] 63 μm and [CII] 157 μm lines have comparable fluxes in the three observed positions. Finally, we wish to comment our results with respect to previous published data reductions. The present line flux determination agrees with that quoted by Ceccarelli et al. (1999) when considering the uncertainties. However, we note several differences with respect to the values quoted in GNL01. While there is a relatively good agreement between their fluxes of the strongest lines and ours (see Table 1), there is a noticeable discrepancy between our respective reductions regarding the weakest lines. We think that this is probably due to a too optimistic evaluation of the noise in GNL01. For example, in

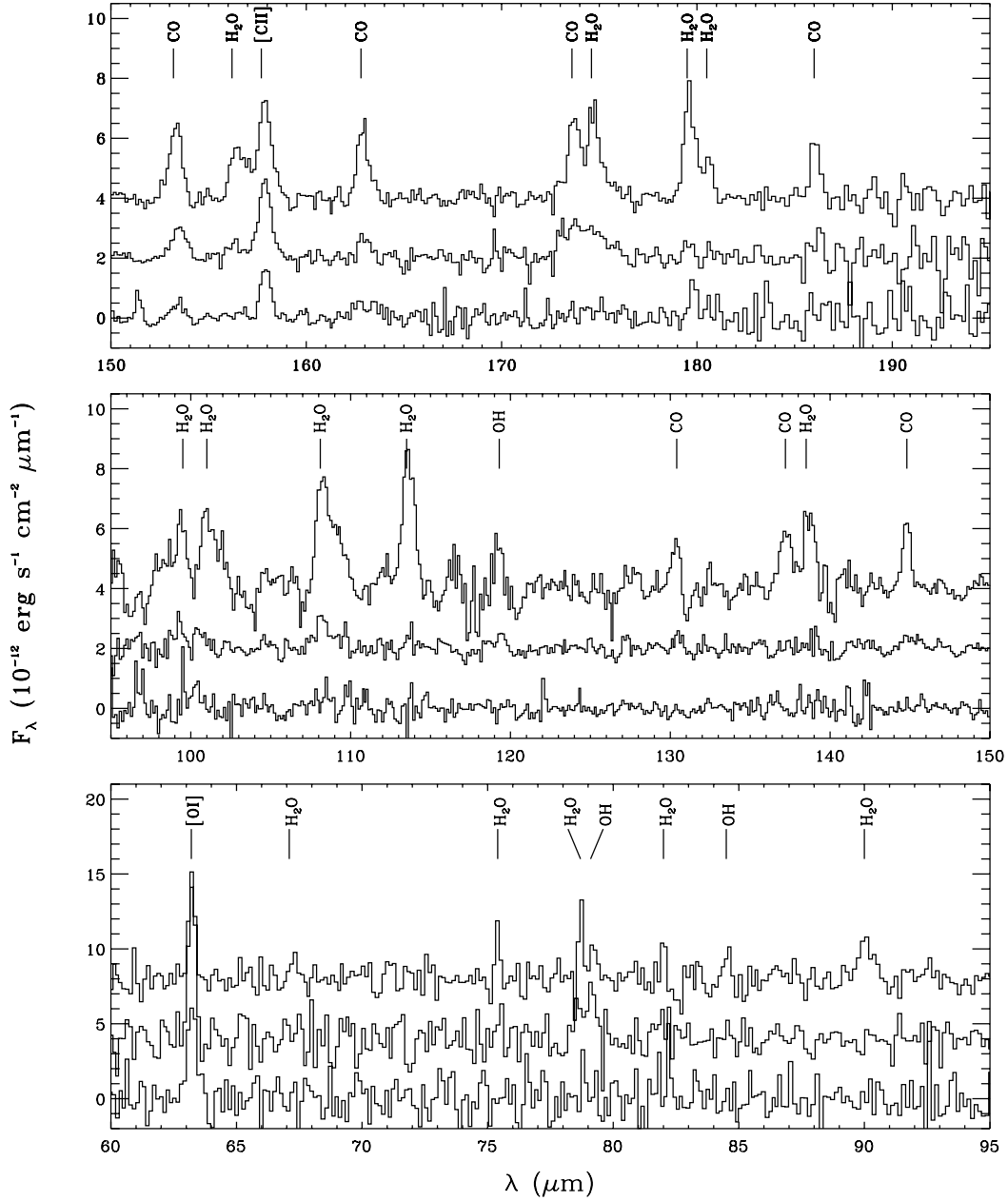


Fig. 1. ISO-LWS spectra observed towards IRAS 4 on source (top line), NE-red (middle line) and SW-blue (bottom line).

the NE-red position we find a statistical error around $175 \mu\text{m}$ of $1.5 \times 10^{-13} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$, while Giannini et al. quote $2 \times 10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$ in their Table 3. We do not confirm neither the detection of CO lines with $J_{\text{up}} \geq 21^2$, nor the 125.4 ,

² CO 21–20 is definitively undetected, CO 22–21 is blended with OH at $119 \mu\text{m}$, while CO 23–22 and CO 24–23 are blended with water lines at 113.5 and $108.8 \mu\text{m}$ line respectively. One can note that the $108 \mu\text{m}$ is wider than expected, which could be due to the presence of the CO 24–23 line. Nonetheless, this detection would be inconsistent

83.3 , 66.4 and $58.7 \mu\text{m}$ water lines on-source. As shown in our Fig. 1, we only detected the $179.5 \mu\text{m}$, $174.6 \mu\text{m}$ and $108.0 \mu\text{m}$ lines in the outflow peak position NE-red, and the CO lines between $J_{\text{up}} = 14$ and 17 . We also do not confirm their detections of CO $J_{\text{up}} \geq 18$ lines in the NE-red outflow peak position. Finally, in the SW-blue position we only detected C⁺ and OI $63 \mu\text{m}$ emission and very marginally the H₂O $179 \mu\text{m}$ lines.

with the non detection of lower and higher J CO lines. Higher spectral resolution observations are needed to settle the question.

Table 1. Measured line fluxes in units of 10^{-12} ergs s $^{-1}$ cm $^{-2}$. Upper limits are given as 2σ .

Specie	Transition	Wavelength (μ m)	E_{up} (cm $^{-1}$)	On source	Fluxes	
					NE-red	SW-blue
o-H ₂ O	2 ₂₁ -2 ₂₁	180.49	134.9	1.1 $\pm$ 0.5	<0.5	<0.5
	2 ₁₂ -1 ₀₁	179.53	79.5	2.7 $\pm$ 1.0	0.5 $\pm$ 0.4	0.6 $\pm$ 0.4
	3 ₀₃ -2 ₁₂	174.63	136.7	1.6 $\pm$ 0.7	0.5 $\pm$ 0.4	< 0.5
	4 ₁₄ -3 ₀₃	113.54	224.5	3.0 $\pm$ 1.0	<0.5	<0.5
	2 ₂₁ -1 ₁₀	108.07	134.9	2.0 $\pm$ 0.8	0.9 $\pm$ 0.5	<0.5
	5 ₀₅ -4 ₁₄	99.48	325.3	1.4 $\pm$ 0.6	<0.5	<0.5
	6 ₁₆ -5 ₀₅	82.03	447.3	1.2 $\pm$ 0.6	<0.5	<0.5
	4 ₂₃ -3 ₁₂	78.74	300.5	1.4 $\pm$ 0.6	<0.5	<0.5
	3 ₂₁ -2 ₁₂	75.38	212.1	1.7 $\pm$ 0.7	<0.5	<0.5
	3 ₂₂ -3 ₁₃	156.19	206.3	0.5 $\pm$ 0.4	<0.5	<0.5
p-H ₂ O	3 ₁₃ -2 ₀₂	138.53	142.3	1.2 $\pm$ 0.6	<0.5	<0.5
	2 ₂₀ -1 ₁₁	100.98	136.2	1.0 $\pm$ 0.5	<0.5	<0.5
	3 ₂₂ -2 ₁₁	89.99	206.3	1.4 $\pm$ 0.6	<0.5	<0.5
	3 ₃₁ -2 ₂₀	67.09	285.1	0.6 $\pm$ 0.4	<0.5	<0.5
	CO					
CO	14-13	186.00	403.5	1.3 $\pm$ 0.6	1.2 $\pm$ 0.4	<0.5
	15-14	173.63	461.1	1.5 $\pm$ 0.7	0.8 $\pm$ 0.4	<0.5
	16-15	162.81	522.5	1.7 $\pm$ 0.7	0.7 $\pm$ 0.4	<0.5
	17-16	153.26	587.7	1.7 $\pm$ 0.7	0.6 $\pm$ 0.5	<0.5
	18-17	144.78	656.8	1.3 $\pm$ 0.6	<0.5	<0.5
	19-18	137.20	729.7	1.3 $\pm$ 0.6	<0.5	<0.5
	20-19	130.37	806.4	1.2 $\pm$ 0.6	<0.5	<0.5
	OH					
OH	² $\Pi_{3/2,5/2}$ - ² $\Pi_{3/2,3/2}$	119.33	83.7	1.0 $\pm$ 0.5	<0.5	<0.5
	² $\Pi_{3/2,7/2}$ - ² $\Pi_{3/2,5/2}$	84.51	201.9	1.1 $\pm$ 0.5	<0.5	<0.5
	² $\Pi_{1/2,1/2}$ - ² $\Pi_{3/2,3/2}$	79.15	126.3	1.1 $\pm$ 0.5	<0.5	<0.5
[OI]	³ P ₁ - ³ P ₀	145.48	227.7	<0.5	<0.5	<0.5
	³ P ₂ - ³ P ₂	63.17	158.7	2.2 $\pm$ 0.9	4.3 $\pm$ 1.5	2.2 $\pm$ 0.9
[CII]	² P _{3/2} - ² P _{1/2}	157.74	63.7	2.2 $\pm$ 0.9	1.8 $\pm$ 0.7	1.1 $\pm$ 0.5

3. Line modeling

3.1. Origin of the FIR line emission

The molecular emission (H₂O, CO and OH) observed toward IRAS 4 can have at least three different origins: the two outflows powered by IRAS 4A and IRAS 4B, the PDR at the surface of the cloud, and the collapsing envelopes around the two protostars. The origin of the molecular line emission can be disentangled when the spatial distribution of the line emission and/or the line profiles are available. For example, lines arising in the envelope or in the molecular cloud have narrow profiles whereas lines arising from outflows show broadened profiles with extended wings. Unfortunately, in the case of the ISO-LWS observations, the relatively low spatial and spectral resolution do not allow to observationally disentangle the different components. However, the comparison between the central and the NE-red and SW-blue positions allows a first guess of the origin of the observed emission. The [OI] and [CII] lines have comparable line fluxes in the three observed positions. For this reason it is likely that the observed [OI] and [CII] emission is associated with the ambient diffuse gas, either emitted in the PDR or in the molecular cloud itself. On the contrary, only the lowest lying ($J_{\text{up}} \leq 17$) CO lines are detected on the NE-red position, while no H₂O or CO emission is clearly detected on the SW-blue position. On the other hand, the observations of the CO 3-2 line show that the high velocity gas (the fastest outflow component) peaks at the NE-red and SW-blue

positions (Blake et al. 1995). The lack of water emission in these two outflow peak positions is not in favor of the hypothesis that the on-source water emission originates in the outflow. Although we cannot exclude a different origin and/or contamination for example from the densest parts of the outflow located in the ISO beam, in the following we explore the hypothesis of the envelope thermal emission and interpret the observed water line emission according to the CHT96 model. The first goal of our modeling is to verify that the thermal emission from the surrounding envelope can reproduce the water line observations, a necessary condition even though not sufficient to test this hypothesis. A following section will then address the possible origin of the CO and OH observed emission.

3.2. Model description

The CHT96 model computes in a self-consistent way the radiative transfer, thermal balance, and chemistry of the main gas coolants (i.e. O, CO and H₂O) across the envelope, in the *inside-out* framework (Shu 1977). Here we give a brief description of the main aspects of the model.

The initial state of the envelope is assumed to be an isothermal sphere in hydrostatic equilibrium, which density is given by:

$$n_{\text{H}_2}(r) = \frac{a^2}{2\pi\mu_{\text{H}_2}G} r^{-2} \quad (1)$$

where a is the sound speed, m_H is the hydrogen mass, μ is the mean molecular mass, r the distance from the center and G the gravitational constant.

At $t = 0$ the equilibrium is perturbed and the collapse starts from inside out, propagating with the sound speed. The density in the inner collapsing region is given by the free-fall solution:

$$n_{H_2}(r) = \frac{1}{4\pi\mu m_H} \frac{\dot{M}}{(2GM_*)^{1/2}} r^{-3/2} \quad (2)$$

where M_* is the star mass, $\dot{M}$ is the accretion rate, related to the sound speed by:

$$\dot{M} = 0.975 \frac{a^3}{G}. \quad (3)$$

The free-fall velocity is given by:

$$v(r) = \left(\frac{2GM_*}{r} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

The gravitational energy is released as material falls at the core radius R_* , so that the luminosity of the protostar is:

$$L_* = \frac{GM_*\dot{M}}{R_*}. \quad (5)$$

In the following L_* is the bolometric luminosity of IRAS 4, and we leave M_* and $\dot{M}$ as free parameters.

The radiative transfer in the envelope is solved in the escape probability approximation in presence of warm dust, following the Takahashi et al. 1983 formalism. The CHT96 model assumes that the initial chemical composition is that of a molecular cloud, and then it solves the time dependent equations for the chemical composition of 44 species, as the collapse evolves. H_2O , CO and O are of particular importance since they are the main coolants of the gas, and hence we study the chemistry of these species in detail. The CO molecule is very stable, and its abundance results constant across the envelope. H_2O is mainly formed by dissociative recombination of the H_3O^+ in the cold outer envelope, while, at dust temperature above 100 K, icy grain mantles evaporate, injecting large amounts of water into the gas phase. When the gas temperature exceeds ~ 250 K, the H_2O formation is dominated by the endothermic reactions $O + H_2 \rightarrow OH + H$ followed by $H_2 + OH \rightarrow H_2O + H$, which transform all the oxygen not locked in CO molecules into H_2O .

From the above equations and comments, the water line emission depends on the mass of the central object, the accretion rate and the abundance of H_2O in the outer envelope and in the warm region, where its abundance is dominated by the mantle evaporation. All these quantities directly enter into the H_2O line emission, and specifically into the determination of the H_2O column density. In fact, the accretion rate sets the density across the protostellar region (Eqs. (1) and (2)). The central mass of the protostar affects the velocity field, and hence indirectly the line opacity (Eq. (4)). This parameter also sets the density in the free-fall region (Eq. (2)) and therefore the gas column density in this region. The water emission also depends indirectly on the O and CO abundances, which enter in the thermal balance and hence in the gas temperature determination. Several recent studies (Baluteau et al. 1997; Caux et al. 1999b;

Vastel et al. 2000; Lis et al. 2001) have shown that almost the totality of the oxygen in molecular clouds is in atomic form. Accordingly, we assume the oxygen abundance to be the standard interstellar value, i.e. 5×10^{-4} with respect to H_2 . With regard to the CO abundance, following Blake et al. 1995 we adopt a CO abundance of 10^{-5} with respect to H_2 , lower than the standard abundance as this molecule is believed to be depleted on IRAS 4. We will comment later on the influence of these parameters on our results. Finally, the water abundance in the cold and in the warm parts of the envelope are poorly known and are free parameters in our study.

To summarize, we applied the CHT96 model to IRAS 4, and to reproduce the observations we varied the four following parameters: the mass of the central object M_* , the accretion rate $\dot{M}$, the water abundance in the outer cold envelope X_{out} , and the water abundance in the region of mantle evaporation X_{in} . The principal limitation to the application of this model to IRAS 4 is that the ISO beam includes both IRAS 4A and IRAS 4B envelopes. As a first approximation, we assumed that the two envelopes contribute equally to the molecular emission. Finally we assumed that the two envelopes touch each other, namely they have a radius of 3000 AU (i.e. $30''$ in diameter), in agreement with millimeter continuum observations (Motte & André 2001). In our computations we adopted a distance of 220 pc in agreement with JSD02 and a luminosity of $5.5 L_\odot$ for each protostar, according to Sandell et al. (1991) when assuming such a distance.

3.3. Water line modeling results

In order to constrain the mass, accretion rate and water abundance across the envelope, we run several models varying the central mass from 0.3 to $0.8 M_\odot$, the accretion rate from 10^{-5} to $10^{-4} M_\odot \text{ yr}^{-1}$, the water abundance in the outer parts of the envelope X_{out} between 10^{-7} and 10^{-6} , and a water abundance in the inner parts of the envelope X_{in} between 10^{-6} and 2×10^{-5} respectively. In the following we discuss the results of this modeling.

3.3.1. Accretion rate and water abundance in the outer parts of the envelope

One of the difficulties in constraining the central mass, accretion rate and water abundance in the envelope is that the water line intensity a priori depends on all the parameters. However, choosing appropriate lines can help constraining one parameter at once. Low lying H_2O lines are expected to rapidly become optically thick in the outer envelope, where they are easily excited. Hence these lines depend weakly on X_{in} and M_* (which affect the line emission in the collapsing inner region). We therefore used the low-lying lines to constrain the other two parameters, namely X_{out} and $\dot{M}$. For this we minimized the $\chi^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \frac{(\text{Observations} - \text{Model})^2}{\sigma^2}$ obtained considering only water lines having a E_{up} lower than 142 cm^{-1} , and where σ is the error associated with each line flux. Figure 2 shows the χ^2 surface as a function of X_{out} and $\dot{M}$ for $M_* = 0.5 M_\odot$. We obtained a similar plot for $M_* = 0.3 M_\odot$ and the result is basically

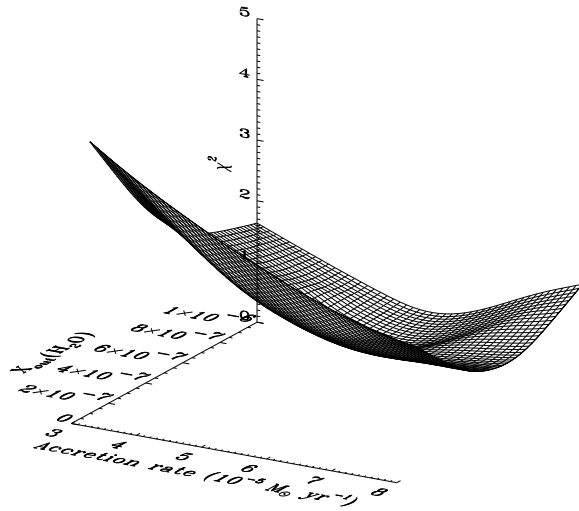


Fig. 2. χ^2 surface as function of the water abundance in the outer envelope X_{out} and the mass accretion rate $\dot{M}$. The χ^2 has been obtained considering the lines with an upper level energy E_{up} lower than 142 cm^{-1} and for a central mass of $0.5 M_{\odot}$.

the same. As suspected, the chosen lines constrain relatively efficiently the two parameters X_{out} and $\dot{M}$. The minimum χ^2 is obtained for a water abundance $X_{\text{out}} \sim 5 \times 10^{-7}$ and an accretion rate $\dot{M} \sim 5 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.

3.3.2. Central mass and water abundance in the inner parts of the envelope

We then constrained the central mass M_* and the abundance in the innermost parts of the envelope X_{in} using the high-lying lines. In fact to be excited, these lines require relatively high temperatures and densities which are likely to be reached only in the innermost parts of the envelope. Their intensities depend hence on the water abundance X_{in} in these parts and on the central mass M_* . The χ^2 surface as function of these two parameters is shown in Fig. 3, obtained considering the lines having an upper level energy E_{up} larger than 142 cm^{-1} , and assuming $\dot{M} = 5 \times 10^{-5}$ and $X_{\text{out}} = 5 \times 10^{-7}$. In this case the χ^2 has a minimum around $M_* = 0.5 M_{\odot}$ and $X_{\text{in}} = 5 \times 10^{-6}$. Specifically, if we adopt a constant H_2O abundance of 5×10^{-7} (X_{out}) across the entire envelope, the model predicts intensities a factor between two and five lower than those observed (high lying lines, i.e. with $E_{\text{up}} \geq 250 \text{ K}$). In other words, the observed emission can only be accounted for if a jump in the water abundance is introduced when the dust temperature exceeds 100 K , the sublimation temperature of icy mantles. This jump has to be larger than about a factor 10.

3.3.3. The best fit model

Assuming two identical envelopes, the best fit model is obtained with a central mass of $0.5 M_{\odot}$, accreting at $5 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (Table 2).

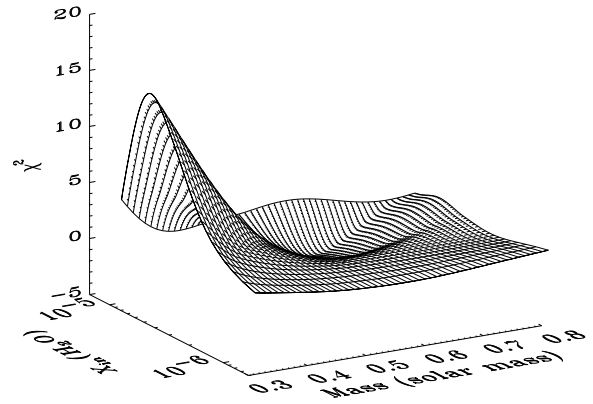


Fig. 3. χ^2 surface as function of the central mass M_* and water abundance in the innermost parts of the envelope X_{in} . The χ^2 has been obtained considering the lines with an upper level energy E_{up} larger than 142 cm^{-1} and assuming $\dot{M} = 5 \times 10^{-5}$ and $X_{\text{out}} = 5 \times 10^{-7}$. Note that we did not include the 82 and $99.5 \mu\text{m}$ lines, which seems underestimated by our model (see text). We did not include the $113 \mu\text{m}$ line either, because of the blending with the $\text{CO } J_{\text{up}} = 23$ line, which makes the estimate of the flux rather uncertain.

Table 2. Best fit parameters and derived quantities for IRAS 4 and comparison with the values obtained towards IRAS 16293-2422 by Ceccarelli et al. (2000a).

Parameter	IRAS 4	IRAS 16293-2422
Mass ($M_{\odot}$)	0.5	0.8
Accretion rate ($M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$)	5×10^{-5}	3×10^{-5}
Water abundance X_{out}	5×10^{-7}	3×10^{-7}
Water abundance X_{in}	5×10^{-6}	3×10^{-6}
Radius ($T_{\text{dust}} = 30 \text{ K}$) (AU)	1500	4000
Radius ($T_{\text{dust}} = 100 \text{ K}$) (AU)	80	150
Age (yr)	1.0×10^4	2.7×10^4

Assuming a constant accretion rate, this gives an age of $10\,000$ years, close to the dynamical age of the outflows. The abundance of water in the outer parts of the envelope is 5×10^{-7} and it is enhanced by a factor 10 in the innermost regions of the envelope, where grain mantles evaporate. Figure 4 shows the ratio between the observed and predicted line fluxes as function of the upper level energy of the transition. The model reproduces reasonably well the observed water emission, with the exception of the lines at $99.5 \mu\text{m}$ and $82.0 \mu\text{m}$ that seems to be underestimated (by a factor 10) by our model. Since, on the contrary, lines in a comparable range of E_{up} are well reproduced by our model, we think that this discrepancy is likely due to a rough baseline removal. Specifically, the estimate of both the 99.5 and $82.0 \mu\text{m}$ line fluxes may suffer of an incorrect baseline removal, as the lines lie on the top of a strong dust feature, which covers the 80 – $100 \mu\text{m}$ range (Ceccarelli et al. in preparation). Higher spectral resolution observations are required to confirm this explanation. Finally some unexplained discrepancy between the model and the observations may exist at the higher values of E_{up} .

In the figure we also report different symbols for the ortho and para water transitions respectively. In our model we

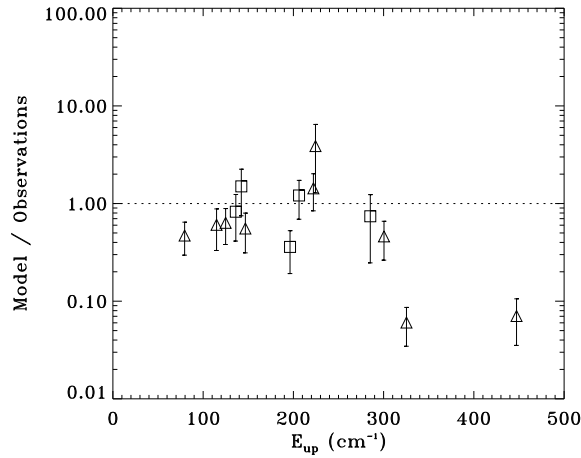


Fig. 4. Ratio between the line fluxes predicted by our best fit model and observed ones as function of the upper level energy of the transition E_{up} . Triangles represent ortho H_2O transitions, and squares represent para H_2O transitions. Note that the model assumes an ortho to para ratio equal to 3.

assumed that this ratio is equal to 3. The comparison between the observations and predictions is consistent with this assumption. Plots of the predicted intensity of various lines as function of the radius are reported in Fig. 5. Finally, the envelope model predicts an intensity of $1.8 \times 10^{-13} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ and a linewidth of $\sim 1 \text{ km s}^{-1}$ for the ground water line at 557 GHz, equivalent to an antenna temperature of 30 mK in the SWAS beam ($\sim 4'$). SWAS detected a $T_a^* \sim 100 \text{ mK}$ line, which linewidth is $\sim 18 \text{ km s}^{-1}$, and self-absorbed at the rest velocity (Bergin et al. 2002). The observed line is undoubtedly dominated by the outflow emission, and only a small fraction of its intensity can be attributed to the envelope emission, in agreement with our model predictions.

3.4. [OI], [CII], OH and CO emission

[OI] $63 \mu\text{m}$ and [CII] $157 \mu\text{m}$ emission is widespread, and probably associated with the cloud. A plausible explanation is that the two lines are emitted in the PDR resulting from the UV and/or X-ray illumination of this cloud from the several young stars that it harbors. The comparison of the observed fluxes with the model by Kaufman et al. (1999) suggests a PDR with a density of about 10^4 cm^{-3} and a incident FUV of $\sim 5 G_0$. This PDR would account for the total observed flux of the [CII] $157 \mu\text{m}$ line and OI. The parameters we derive are in agreement with those quoted by Molinari et al. (2000), who studied the region around SVS13.

The thermal emission from the envelope predicts no C^+ emission, of course, as no source of ionization is considered in the CHT96 model. The atomic oxygen, on the contrary, is present all along the envelope and it is predicted to emit $1.8 \times 10^{-12} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. This is similar to the observed [OI] $63 \mu\text{m}$ flux. The fact that we do not see any [OI] $63 \mu\text{m}$ enhancement towards the source with respect to the surroundings

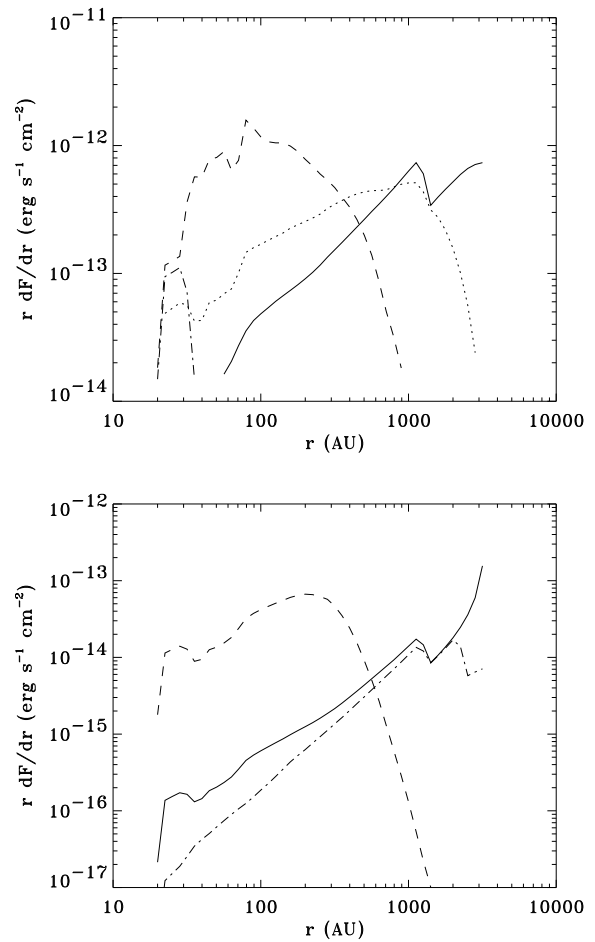


Fig. 5. Predicted intensity of various lines as function of the radius. The upper panel shows the water lines at $179 \mu\text{m}$ (solid line), $108 \mu\text{m}$ (dotted line), $75 \mu\text{m}$ (dashed line) and $82 \mu\text{m}$ (dash-dotted line). The lower panel shows the CO $J_{up} = 3$ (solid line), CO $J_{up} = 14$ (dashed line) and $C^{18}O J_{up} = 3$ (dash-dotted line).

can be explained if IRAS 4 is well embedded in the parental cloud. Being the ground transition, the [OI] $63 \mu\text{m}$ line is relatively easily optically thick, and an emission from an embedded source can be totally absorbed by the foreground material (Poglitsch et al. 1996; Baluteau et al. 1997; Caux et al. 1999b; Vastel et al. 2000).

Finally, our model predicts OH and CO $J_{up} \geq 14$ line fluxes more than ten times lower than those observed. Note that the FIR CO lines predicted by the CHT96 model are optically thick and not sensitive to the adopted abundance, and therefore increasing the CO abundance would not change the result. An extra heating mechanism is evidently responsible for the excitation of the FIR CO lines observed in the central position. Shocks have been invoked in the literature (e.g. Ceccarelli et al. 1998; Nisini et al. 1999; Giannini et al. 2001), but this hypothesis has its own drawbacks and flaws (see Introduction). Another possibility is that the FIR CO lines are emitted in a

superheated layer of gas at the surface of a flaring disk, as seen in the protostar El 29 (Ceccarelli et al. 2002), and/or at the inner interface of the envelope itself (Ceccarelli, Hollenbach, Tielens et al. in preparation). In the first case (disk surface), the gas is “super-heated” because the grain absorptivity in the visible exceeds the grain emissivity in the infrared (e.g. Chiang & Goldreich 1997). In the latter case (envelope inner interface) the extra heating is provided by the X-ray photons from the central source. A full discussion about the FIR CO emission origin is beyond the scope of this article and we refer the interested reader to the above mentioned articles.

4. Discussion

4.1. The structure of the envelope

The first result of our modeling is its capacity to reproduce the observed water emission. In the following we show that the derived parameter values are in agreement with previous estimates obtained through different studies. Before discussing in detail this comparison we describe here the derived density and temperature profiles, as well as the gas heating and cooling mechanisms. The reconstructed density and temperature profiles are shown in Fig. 6. In the outer region the density follows a r^{-2} law (static region), while in the inner region the density is proportional to $r^{-3/2}$ (free-fall region), with a transition region starting at ~ 1500 AU, that covers a substantial range of radii and is flatter than $r^{-3/2}$. The absolute density is relatively large, $4 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ at 1500 AU.

The gas temperature closely follows the dust temperature in the outer and intermediate regions of the envelope. At $r \sim 80$ AU, dust and gas decouple. This is caused by the evaporation of the icy mantles when the dust temperature reaches 100 K, which injects large amounts of water in the gas phase (about a factor ten more) increasing the cooling efficiency of the gas. The gas temperature drops by about 20 K and remains lower than the dust temperature until at $r \sim 30$ AU the dust FIR pumping of the water molecules counterbalances the water line cooling and couples again the gas and dust temperatures. The heating and cooling of the gas in the envelope follow the general properties discussed in CHT96 (see also Ceccarelli et al. 2000a). The heating is dominated by the NIR water pumping, gas-grains collisions and the compression of the gas in the innermost regions, while gas-dust collisions are the main heating factor in the outer parts of the envelope and when the dust and gas decouple at $r \sim 80$ AU. The gas cooling is dominated by the line emission of water, oxygen and CO. In the outer parts of the envelope the cooling is dominated by the CO line emission, while in the intermediate region the cooling is dominated by the oxygen and water lines, as the CO lines become rapidly thick. At $r \leq 80$ AU, the cooling by the water lines takes over, due to the icy mantle evaporation, and dominates the cooling by orders of magnitude with respect to O and CO. Note that before the ices evaporation (i.e. at $r \geq 80$ AU), the heating is dominated by the gas compression and the cooling by the H_2O line emission. The increase of the gaseous water abundance by a factor ten causes an increase of about the same amount in the gas cooling rate, whereas the compression heating rate just

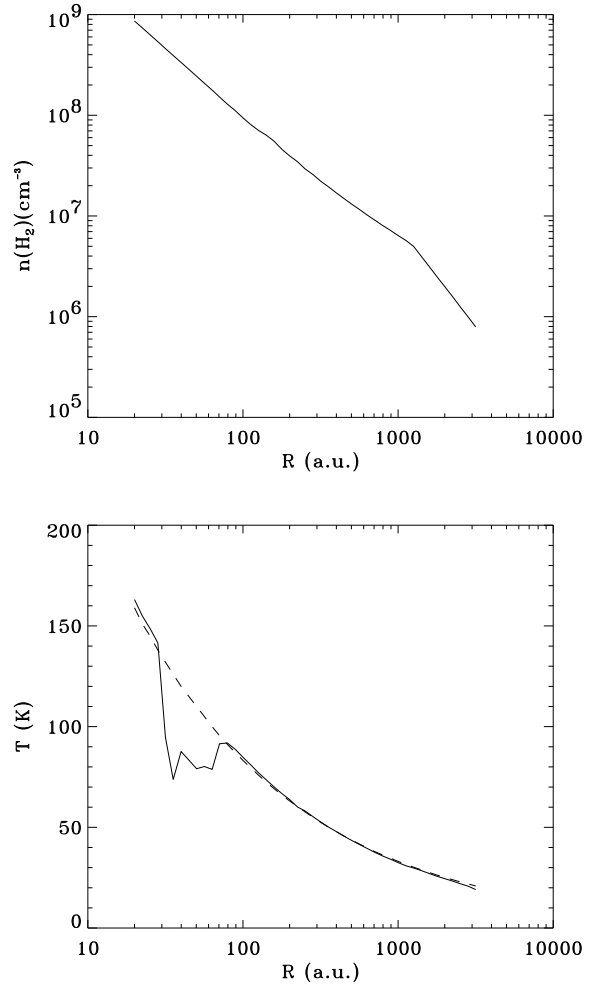


Fig. 6. Density and temperature profiles of the envelope as computed by the best fit model. In the lower panel the dashed line refers to the dust temperature, while the solid line refers to the gas temperature.

increases by 20%. The gas heating becomes hence dominated by the gas-grains collisions, which tend to couple dust and gas. In the specific case of IRAS 4, the water cooling rate $\Lambda_{\text{H}_2\text{O}}$ and gas-grains collisions heating rates Γ_{dg} can be approximated by the following expressions, at the radius just before the evaporation (for the details see CHT96):

$$\Lambda_{\text{H}_2\text{O}} = 3.4 \times 10^{-15} \frac{x(\text{H}_2\text{O})}{5 \times 10^{-7}} \left(\frac{T_{\text{gas}}}{90 \text{ K}} \right)^{3/2} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \quad (6)$$

$$\Gamma_{\text{dg}} = 3.6 \times 10^{-16} (T_{\text{dust}} - T_{\text{gas}}) \left(\frac{T_{\text{gas}}}{90 \text{ K}} \right)^{1/2} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3}. \quad (7)$$

The increase of a factor ten in the water cooling rate after the ice evaporation is only in partly counter-balanced by the increased heating rate due to the gas-grains collisions, and the difference between the two temperatures is ~ 20 K.

The CO and atomic oxygen abundances are constant across the envelope, within the studied range, i.e. 30 to 3000 AU.

We will discuss in the next paragraph the effect of varying the CO abundance across the envelope to take into account the CO depletion when the dust temperature is below the CO-rich ice evaporation temperature. As widely discussed previously, the water abundance undergoes a jump of about a factor ten at $r \leq 80$ AU, when H₂O-rich ices evaporate (dust temperature larger than 100 K).

One interesting prediction of this study is the existence of a hot core like region in the innermost parts of the envelope, where the dust temperature reaches the sublimation temperature of the grain mantles.

4.2. CO depletion

Here we want to address in some detail the issue of the CO depletion claimed in IRAS 4 by comparing low-lying, millimeter CO transitions and dust continuum emission (Blake et al. 1995). Blake et al. used the CO $J = 3-2$ transitions of the ¹²C, ¹⁸O and ¹⁷O isotopes and found that the emission is accounted for a CO abundance of $\sim 2.5 \times 10^{-5}$, i.e. a factor five lower than the “canonical” value. Their explanation is that CO molecules freeze out on the grain mantles and the gas phase CO results therefore depleted across the envelope. This result has been recently confirmed by JSD02, who quote CO/H₂ $\sim 10^{-5}$ in the outer envelope of IRAS 4. The question arises whether the CO is depleted across the entire envelope or not, as also remarked by JSD02. We checked with our model if the millimeter observations would be sensitive to higher abundances of CO in regions where the dust temperature exceeds the CO-rich ice evaporation temperature, i.e. $\sim 25-30$ K. We found that if the C¹⁸O $J = 3-2$ line is optically thin, the bulk of the $J = 3-2$ line is emitted at ~ 3000 AU. This is because of the excitation of the CO $J = 3-2$ line itself. In the optically thin and thermalized line approximation it is possible to derive the following approximate analytical expression (strictly speaking, valid only for the CO millimeter lines):

$$I_J \propto \int \frac{\exp[-E_J/kT_{\text{gas}}]}{T_{\text{gas}}} dr. \quad (8)$$

When $J = 3$ the integrand has a peak around $T_{\text{gas}} \sim 30$ K, does not vary by more than 20% with temperatures between 20 K and 40 K, and decreases for temperatures larger than ~ 40 K. As a result, the line intensity in the outer envelope is linearly proportional to the radius of the emitting gas, and therefore increases going outward, i.e. the emission is dominated by the outer envelope where CO is depleted.

We run a case in which there is no CO depletion across the envelope, (i.e. the CO abundance is constant and equal to 10^{-4}), a case where CO is depleted on the entire envelope (i.e. the CO abundance is constant and equal to 2.5×10^{-5}), and a third case where CO is depleted only in the outer envelope (i.e. the CO abundance is 1×10^{-5} when $T_{\text{dust}} \leq 30$ K and 10^{-4} in the rest of the envelope). The last two cases give the same intensity (within 15%) on both C¹⁸O $J = 3-2$ and $J = 2-1$ lines, while the first one gives an intensity larger by about a factor 3. Therefore, the last two cases, CO depletion across the entire envelope and depletion in the outer envelope only, are not distinguishable by the C¹⁸O $J = 3-2$ and $J = 2-1$ observations.

In this sense, we think that the $J_{\text{up}} \leq 3$ observations cannot probe the innermost regions and that it is possible that the measured CO depletion is only relative to the external regions of the envelope.

This situation would be similar to what has been claimed to occur in IRAS 16293-2422 (Ceccarelli et al. 2001), based on the indirect evidence provided by the D₂CO emission. The D₂CO molecule is considered a grain mantle product, as gas phase reactions seem unable to form an appreciable amount of this molecule. Ceccarelli et al. showed that in IRAS 16293-2422 the D₂CO emission originates in the region of the envelope where $T_{\text{dust}} \geq 30$ K. The proposed interpretation is that D₂CO is trapped in CO-rich ices that evaporate when the dust temperature exceeds 30 K. Hence, in IRAS 16293-2422 there is an outer region of the envelope where CO is frozen onto the grain mantles ($T_{\text{dust}} \leq 30$ K), and a regions with $T_{\text{dust}} \geq 30$ K where CO is released into the gas phase and has the standard $\sim 10^{-4}$ abundance. A similar scenario has been also suggested by JSD02 for other Class 0 sources that show CO depletion.

4.3. Comparison with previous studies of IRAS 4

In this paragraph we compare our results with previous studies dealing in a way or in another with some of the issues addressed in the present study. We start with the recent study by JSD02, who derived the density profile of the IRAS 4 envelopes by modeling the continuum emission (spectral energy distribution and 450/850 μm maps simultaneously) and assuming a single power law index. They found a power law index equal to 1.8 and 1.3 for 4A and 4B respectively, consistent with the Shu inside-out solution adopted in our model. At 1000 AU they estimate a density equal to 6 (4A) and 2 (4B) $\times 10^6 \text{ cm}^{-3}$, which are quite comparable with our estimate: $6 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$. We emphasize that the two methods, their and our, are totally independent, and use different data, continuum and line observations respectively. The fact that both predict approximately the same density structure in a certain way validate both methods, or at least increases the probability that both models describe reasonably well IRAS 4.

Apart from the density and temperature profiles, our model also constrains the water abundance profile. It is reasonable to ask whether our predicted water abundance in the innermost and outer regions of the envelope are realistic and if they have any support from different observations. The situation here is somewhat complicated by the fact that there aren't many other independent ways to measure the water abundance. From a theoretical point of view the abundance in the outer envelope, 5×10^{-7} , can be very well compared with chemistry model predictions (e.g. Lee et al. 1996). In this respect, the value that we derive is certainly not extraordinary and rather plausible. From an observational point of view Bergin et al. (2002) succeeded to detect the 557 GHz water line in the NGC1333 molecular cloud. They estimate the water abundance in the region to be $\sim 10^{-7}$, with unfortunately a relatively large error (~ 10) due to the many uncertainties in the excitation of the line. Moneti et al. (2001) derived a water abundance of 3×10^{-7} in the clouds in the line of sight of the galactic center. These authors claim that

this is very likely the abundance of standard molecular clouds. In summary, the water abundance that we find for the cold region of the IRAS 4 envelope is consistent with other studies. Regarding the abundance in the inner region, 5×10^{-6} , the value that we obtain seem to be lower than what expected if all the water ice is injected in the gas phase and a large fraction of the oxygen is locked in this ice. A typical water ice abundance is estimated around 10^{-4} (Tielens et al. 1991). However, SWAS observations of IRAS 4 and other low mass protostars suggest that the water abundance in their outflows is around 10^{-6} (Neufeld et al. 2001; Bergin et al. 2002), i.e. similar to the value that we find. Those estimates are very rough and could easily be off by a factor ten (Neufeld et al. 2000), as they are based on one transition only, but nevertheless have the advantage that the observed emission is certainly dominated by the outflow (the spectral resolution of these observations is $\sim 1.2 \text{ km s}^{-1}$) so there are no doubts on its origin. Since the water abundance in the outflow would be probably dominated by the grain mantles released in the gas phase, these observations probably measure the water content in the mantles, very much as our observations measure (indirectly) the water content mantles in the inner hot like region. The two measurements seem to be consistent in giving a rather low value. Whether this validates both measures is less certain than the density profile case: it certainly does not discredit the two measures. Finally, even the comparison of our estimate of the accretion rate and central mass are in good agreement with the previous estimates, based on a different method (line profile and molecule H_2CO), by Di Francesco et al. (2001). We derived $\dot{M} = 5 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ against the $11\text{--}4 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ quoted by Di Francesco et al. (2001), and $M_* = 0.5 M_{\odot}$ against the $0.23\text{--}0.71 M_{\odot}$.

To conclude, these studies show that the values we derive of the four parameters of our model are plausible and nothing of particularly surprising, with the possible exception of the water abundance in the innermost regions. In other words, if we had to choose a priori those values we would have chosen exactly what we found. The conclusion is that it is very probable that at least most of the observed water emission in IRAS 4 originates in the envelopes. If any, just a small fraction should therefore be associated with the outflow. Our final comment is therefore that care should be taken when interpreting the observed water emission towards low mass, Class 0 protostars as due to shocks (e.g. Ceccarelli et al. 1998; Nisini et al. 1999, GNL01), as we showed in two out two cases that the massive envelopes surrounding these sources dominate the water emission, just because of the large total column density. As a matter of fact, Class I sources, which are characterized by less massive envelopes, do not show up strong water emission (Ceccarelli et al. 2000a).

4.4. Comparison with IRAS 16293-2422

The mass and accretion rate we derived for IRAS 4A and B are of the same order of magnitude of those found in IRAS 16293-2422 (Ceccarelli et al. 2000a). IRAS 16293-2422 seems more massive ($0.8 M_{\odot}$) than IRAS 4A ($0.5 M_{\odot}$), and accreting at a slightly lower accretion rate (3 against $5 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$).

Assuming a constant accretion rate, those values give an age of 10 000 years and 27 000 for IRAS 4 and IRAS 16293-2422 respectively. Hence IRAS 16293-2422 seems more evolved than IRAS 4. Moreover, IRAS 4 possesses an hot core like region about two times smaller than IRAS 16293-2422 (80 AU against 150 AU). Ground-based H_2CO and CH_3OH observations (Blake et al. 1995; Maret et al. in preparation) confirm that IRAS 4 is in fact colder, and therefore less bright in these molecular transitions than IRAS 16293-2422, and that indeed the IRAS 4 hot core like region is very small. This fact coupled with the larger distance of IRAS 4 from the Sun may explain the apparent difference in the molecular emission of these two sources, which is much richer in IRAS 16293-2422. This conclusion is also in agreement with the relatively higher millimeter continuum observed in IRAS 4, which implies a larger amount of cold dust surrounding this source than IRAS 16293-2422. In addition, the region where the dust temperature is higher than 30 K is smaller in IRAS 4 (~ 1500 AU) than in IRAS 16293-2422 (~ 4000 AU), i.e. the CO depleted part of the envelope is relatively larger in IRAS 4 than in IRAS 16293-2422. This may explain why the CO depletion has been observed towards IRAS 4 and not in IRAS 16293-2422 (van Dishoeck et al. 1995; Ceccarelli et al. 2000b).

Finally, despite this difference in the age, the water abundance in the envelope is remarkably similar in the two sources, both in the outer part of the envelope and in the inner ones, where ice mantles are predicted to evaporate. This is an important piece of information, suggesting that the ice mantle formation in the two sources underwent a similar process, despite the macroscopic difference between the two molecular clouds which the two sources belong to. In the case of IRAS 16293-2422, the cloud seems very quiescent, shielded from strong UV and/or X-ray radiation (e.g. Castets et al. 2001) and with even evidence of large CO depletion (Caux et al. 1999b). In the other case, IRAS 4, the cloud presents cavities excavated by the several young stars of the region (e.g. Lefloch et al. 1998), and it is probably permeated by the X-rays emitted by them. A forthcoming study will allow to measure the H_2CO and CH_3OH abundances in the inner hot core like region of IRAS 4 (Maret et al. in preparation) and make comparisons with that found in IRAS 16283-2422 (Ceccarelli et al. 2000b). This study will hence help to understand in more detail how apparently different conditions in the parental clouds affect the grain mantle composition.

5. Conclusions

We presented a spectral survey of the protobinary system IRAS 4 in the NGC 1333 cloud, using ISO-LWS in grating mode. We targeted the source as well as two adjacent positions, NE-red and SW-blue, that encompass the red and blue lobes of the outflow emanating from IRAS 4, respectively. The three spectra are dominated by the [OI] $63\mu\text{m}$ and CII $157\mu\text{m}$ lines, that likely originate in the PDR associated with the parental cloud. On the contrary, water emission is only detected towards

the on-source position, whereas no significant water emission is detected towards the NE-red and SW-blue positions. This suggests that the bulk of the water emission is due to the thermal emission of the protostellar envelopes around the two protostars. Using an accurate model of the chemistry, thermal balance and radiative transfer in protostellar envelopes (CHT96), we modeled the water line emission due to two identical envelopes surrounding IRAS 4A and B respectively. We found that the observations are consistent with the CHT96 model, which implicitly assumes the “inside-out” theory (Shu 1977). The best fit of the model allows us to estimate the four main model parameters: the accretion rate, $5 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, the central mass, $0.5 M_{\odot}$, the water abundance in the outer envelope, 5×10^{-7} , and in the inner envelope, 5×10^{-6} (this last parameter is the least constrained with about a factor 3 of uncertainty). This gives an age of 10 000 years, assuming that the accretion rate remains constant during the collapse. Based on this model, we derived the density and temperature profiles of the gas in the envelopes. We also reviewed the suggestion by Blake et al. (1995) that CO is depleted by about a factor ten in the envelope of IRAS 4. We could not confirm or rule out this hypothesis but caution that the transitions used by this study, C^{18}O 3–2 and 2–1, can hardly probe the inner regions, where the CO abundance may be “canonical”.

A comparison with several previous studies of the same source (Blake et al. 1995; Neufeld et al. 2000; DiFrancesco et al. 2001, JSD02) shows that the derived parameters are reasonable and consistent with the available literature, hence re-enforcing the thesis that the observed water emission is indeed due to the thermal emission from the envelopes. A by-product of the present study is the prediction of the existence of a hot core like region in the inner parts of the envelope, where grain mantles evaporate, releasing large amounts of water (about a factor ten) in the gas phase. Such a hot core has already been proposed to exist around IRAS 16293-2422, where a similar study as been carried out (Ceccarelli et al. 2000a; Ceccarelli et al. 2000b). Comparison between the two protostars, show that IRAS 4 is younger and surrounded by a more massive envelope. This explains the larger continuum emission and the larger depletion factors observed in IRAS 4. Finally, this study emphasis the necessity of ground based observations, where higher spatial and spectral resolutions are achievable. H_2CO and CH_3OH are of particular interest as they are among the most abundant components of grain mantles, and are therefore expected to evaporate in the inner parts of the envelope. Appropriate transitions can hence be used to constrain the physical and chemical conditions in the innermost part of protostellar envelopes (see Ceccarelli et al. 2000b).

Acknowledgements. We wish to thank Edwin A. Bergin for frank and constructive discussions on the SWAS data. We thank Edwin A. Bergin and Jes K. Jørgensen for providing us with their papers prior to publication. The referee Neal Evans is thanked for his useful comments. Most of the computations presented in this paper were performed at the Service Commun de Calcul Intensif de l’Observatoire de Grenoble (SCCI).

References

- Andre, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 1993, *ApJ*, 406, 122
 Bachiller, R., & Perez Gutierrez, M. 1997, *ApJ*, 487, L93
 Baluteau, J.-P., Cox, P., Cernicharo, J., et al. 1997, *A&A*, 322, L33
 Bergin, E. A., Kaufman, M. J., Melnick, G. J., Snell, L. S., & Howe, J. E. 2002, *ApJ*, accepted
 Blake, G. A., Sandell, G., van Dishoeck, E. F., et al. 1995, *ApJ*, 441, 689
 Caselli, P., Hartquist, T. W., & Havnes, O. 1997, *A&A*, 322, 296
 Castets, A., Ceccarelli, C., Loinard, L., Caux, E., & Lefloch, B. 2001, *A&A*, 375, 40
 Caux, E. 2001, in *The Calibration Legacy of the ISO Mission*, E47
 Caux, E., Ceccarelli, C., Castets, A., et al. 1999a, in *ESA SP-427: The Universe as Seen by ISO*, vol. 427, 643
 Caux, E., Ceccarelli, C., Castets, A., et al. 1999b, *A&A*, 347, L1
 Ceccarelli, C., Boogert, A. C. A., Tielens, A. G. G. M., et al. 2002, *A&A*, accepted
 Ceccarelli, C., Castets, A., et al. 2000a, *A&A*, 355, 1129
 Ceccarelli, C., Caux, E., Loinard, L., et al. 1999, *A&A*, 342, L21
 Ceccarelli, C., Caux, E., White, G. J., et al. 1998, *A&A*, 331, 372
 Ceccarelli, C., Hollenbach, D. J., & Tielens, A. G. G. M. 1996, *ApJ*, 471, 400
 Ceccarelli, C., Loinard, L., Castets, A., et al. 2000b, *A&A*, 357, L9
 Ceccarelli, C., Loinard, L., Castets, A., et al. 2001, *A&A*, 372, 998
 Cernis, K. 1990, *Ap&SS*, 166, 315
 Charnley, S. B., Tielens, A. G. G. M., & Millar, T. J. 1992, *ApJ*, 399, L71
 Chiang, E. I., & Goldreich, P. 1997, *ApJ*, 490, 368
 Choi, M., Panis, J., & Evans, N. J. 1999, *ApJS*, 122, 519
 Clegg, P. E., Ade, P. A. R., Armand, C., et al. 1996, *A&A*, 315, L38
 de Zeeuw, P. T., Hoogerwerf, R., de Bruijne, J. H. J., Brown, A. G. A., & Blaauw, A. 1999, *AJ*, 117, 354
 Di Francesco, J., Myers, P. C., Wilner, D. J., Ohashi, N., & Mardones, D. 2001, *ApJ*, 562, 770
 Doty, S. D., & Neufeld, D. A. 1997, *ApJ*, 489, 122
 Evans, N. J. 1999, *ARA&A*, 37, 311
 Giannini, T., Nisini, B., & Lorenzetti, D. 2001, *ApJ*, 555, 40
 Gregersen, E. M., Evans, N. J., Zhou, S., & Choi, M. 1997, *ApJ*, 484, 256
 Herbig, G. H., & Jones, B. F. 1983, *AJ*, 88, 1040
 Jennings, R. E., Cameron, D. H. M., Cudlip, W., & Hirst, C. J. 1987, *MNRAS*, 226, 461
 Jørgensen, J. K., Schöier, F. L., & van Dishoeck, E. F. 2002, *A&A*, 389, 908
 Kaufman, M. J., Wolfire, M. G., Hollenbach, D. J., & Luhman, M. L. 1999, *ApJ*, 527, 795
 Kessler, M. F., Steinz, J. A., Anderegg, M. E., et al. 1996, *A&A*, 315, L27
 Knee, L. B. G., & Sandell, G. 2000, *A&A*, 361, 671
 Langer, W. D., Castets, A., & Lefloch, B. 1996, *ApJ*, 471, L111
 Lay, O. P., Carlstrom, J. E., & Hills, R. E. 1995, *ApJ*, 452, L73
 Lee, H.-H., Bettens, R. P. A., & Herbst, E. 1996, *A&AS*, 119, 111
 Lefloch, B., Castets, A., Cernicharo, J., Langer, W. D., & Zylka, R. 1998, *A&A*, 334, 269
 Lis, D. C., Keene, J., Phillips, T. G., et al. 2001, *ApJ*, 561, 823
 Liseau, R., Ceccarelli, C., Larsson, B., et al. 1996, *A&A*, 315, L181
 Looney, L. W., Mundy, L. G., & Welch, W. J. 2000, *ApJ*, 529, 477
 Melnick, G. J., Stauffer, J. R., Ashby, M. L. N., et al. 2000, *ApJ*, 539, L77
 Molinari, S., Ceccarelli, C., White, G. J., et al. 1999, *ApJ*, 521, L71
 Molinari, S., Noriega-Crespo, A., Ceccarelli, C., et al. 2000, *ApJ*, 538, 698
 Moneti, A., Cernicharo, J., & Pardo, J. R. 2001, *ApJ*, 549, L203

- Motte, F., & André, P. 2001, *A&A*, 365, 440
- Neufeld, D. A., Snell, R. L., Ashby, M. L. N., et al. 2000, *ApJ*, 539, L107
- Nisini, B., Benedettini, M., Giannini, T., et al. 1999, *A&A*, 350, 529
- Poglitsch, A., Herrmann, F., Genzel, R., et al. 1996, *ApJ*, 462, L43
- Sandell, G., & Knee, L. B. G. 2001, *ApJ*, 546, L49
- Sandell, G., Aspin, C., Duncan, W. D., Russell, A. P. G., & Robson, E. I. 1991, *ApJ*, 376, L17
- Schöier, F. L., Jørgensen, J. K., van Dishoeck, E. F., & Blake, G. A. 2002, *A&A*, 390, 1001
- Schilke, P., Walmsley, C. M., Pineau des Forets, G., & Flower, D. R. 1997, *A&A*, 321, 293
- Shu, F. H. 1977, *ApJ*, 214, 488
- Swinyard, B. M., Burgdorf, M. J., Clegg, P. E., et al. 1998, in *Infrared Astronomical Instrumentation*, ed. M. Fowler Albert, *Proc. SPIE* 3354, 888
- Takahashi, T., Silk, J., & Hollenbach, D. J. 1983, *ApJ*, 275, 145
- Tielens, A. G. G. M., Tokunaga, A. T., Geballe, T. R., & Baas, F. 1991, *ApJ*, 381, 181
- van Dishoeck, E. F., Blake, G. A., Jansen, D. J., & Groesbeck, T. D. 1995, *ApJ*, 447, 760
- Vastel, C., Caux, E., Ceccarelli, C., et al. 2000, *A&A*, 357, 994
- Walmsley, C. 1989, in *Interstellar Dust*, *IAU Symp.*, 135, 263

Annexe B

Papier II

Theoretical H_2CO emission from protostellar envelopes
C. Ceccarelli, S. Maret, A.G.G.M Tielens & E. Caux
Astronomy & Astrophysics, sous presse (2003)

Theoretical H₂CO emission from protostellar envelopes

C. Ceccarelli¹, S. Maret², A.G.G.M. Tielens³, A. Castets⁴, and E. Caux²

¹ Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble - BP 53, F-38041 Grenoble cedex 09, France

² CESR CNRS-UPS, BP 4346, 31028 - Toulouse cedex 04, France

³ SRON, P.O. Box 800, NL-9700 AV Groningen, the Netherlands

⁴ Observatoire de Bordeaux, BP 89, 33270 Floirac, France

Received May 22, 2003 / Accepted August 19, 2003

Abstract. We present theoretical predictions of the formaldehyde emission from the envelopes of low mass protostars. The model accounts for the density profile across the envelope, assuming the Shu (1977) solution for the collapse, as well as for the gas temperature profile. The gas temperature is derived from the thermal balance according to the model previously developed by Ceccarelli, Hollenbach & Tielens (1996). The formaldehyde abundance profile is approximated by a step function: in the outer envelope it is similar to that of molecular clouds, whereas in the inner envelope, where the dust temperature reaches the ice mantle evaporation temperature, it jumps to larger values. The results of the modeling for a 30 L_☉ source are reported for a large range of values of the formaldehyde abundance, both in the inner and outer envelope. Additional results for sources with different luminosities can be found in the web site www-laog.obs.ujf-grenoble.fr/~ceccarel/mepew/mepew.html. They are meant to be directly used by the interested reader to estimate the two main parameters of the model: the inner and outer formaldehyde abundance. The model is applied to the observations of the well known low mass protostar IRAS16293-2422 to illustrate the practical use of the diagnostic tools. Furthermore, we discuss how the observation of the H₂¹²CO and H₂¹³CO lines can in principle be used to discriminate between infalling and outflowing gas. Finally, the same web site hosts simpler non-LTE LVG predictions for a large range of densities, temperatures and column densities of several molecules. Again the goal of the web site is to provide users with easy to use theoretical predictions for a first assesement of expected and/or observed signals.

Key words. ISM: abundances – ISM: molecules – Stars: formation

1. Introduction

That low-mass stars form from the collapse of dense fragments of molecular clouds is a widely accepted statement. Despite the large acceptance of this statement, yet the observational evidence of the actual collapse in low-mass protostars is claimed (and debated) in only a handful of objects. The reason is the difficulty to detect unambiguously infall motions. So far the main means to probe the infall is via the study of the line profile of optically thick molecular lines. The basic idea consists in using optically thick lines which show self-absorption: in a collapsing envelope such lines are predicted to have the blue-shifted peak less attenuated and therefore brighter than the red-shifted peak (Leung & Brown 1977; Adelson & Leung 1988; Zhou 1992; Walker, Narayanan & Boss 1994). Lately, a number of surveys have been carried out which exploit this method (Gegersen et al. 1997; Mardones et al. 1997; Williams & Myers 1999; Choi 2002; see Evans 1999 for a review). The main result from these surveys is the identification of a

few “collapsing” candidates, which further studies are expected to confirm as such. An outstanding example is the work by Di Francesco et al. (2001), who detected the inverse P Cygni profile of a formaldehyde line with interferometric observations towards the low mass binary protostar NGC1333-IRAS4.

Recently, a different, complementary method based on the study of the line fluxes rather than on the line profiles has been proposed (Ceccarelli, Hollenbach & Tielens 1996, CHT96 hereinafter; Ceccarelli et al. 2000a; Maret et al. 2002). The basic idea is that specific lines from selected molecules are capable to probe different regions of the envelope surrounding a protostar. If the envelope is collapsing, it has a well defined thermal and chemical structure, which in turn implies a well defined line flux spectrum. Ceccarelli et al. (2000a) and Maret et al. (2002) considered the lines from the major coolants of the gas of the envelope, namely the observed O⁰ and H₂O FIR lines, and applied the method to two well studied protostars, IRAS16293-2422 and NGC1333-IRAS4, where detection of infall has been claimed by other authors (Walker et al.

1986; Zhou 1995; Narayanan et al. 1998; Di Francesco et al. 2001; Choi 2001). Encouraging enough, both methods, the one based on line profiles and the one based on line fluxes, give similar results in the derived physical conditions such as the mass accretion rate and the mass of the central object. Hence, although the ultimate prove of the collapse clearly needs also the line profile “certification”, the “line fluxes” method can be very useful to identify collapsing envelopes in protostars and suggests itself another hallmark of a collapsing envelope.

Unfortunately, because O⁰ and H₂O FIR lines are not easily detectable, as they lie in a wavelength range obscured by the terrestrial atmosphere, the method based on the main gas coolants has not been used on a large number of objects. So far, this method has been applied only to the two above mentioned protostars. The HERSCHEL mission with two superb spectrometers on board -HIFI and PACS- is expected to change this in 2007. In this article, we pursue the basic idea that the line fluxes of appropriate molecules possess the hallmark of the collapse, and we apply the method to the formaldehyde. The reason for using H₂CO lines is evident: H₂CO lines, with a variety of excitation energies, are readily observable in ground-based windows. Furthermore, H₂CO is one of the most abundant species in ices after H₂O in massive protostars (e.g. van Dishoeck & Blake 1998; Gibb et al. 2000), as well as in the Hot Cores around low mass protostars (Ceccarelli et al. 2000b; Schöier et al. 2002), where complex molecules, typical of massive Hot Cores, have also been detected (Cazaux et al. 2003). In this paper we describe the theoretical modeling of the ortho H₂CO lines and how selected H₂¹²CO and H₂¹³CO lines can be used to constrain the key parameters of the model, namely the mass of the central object, the accretion rate and the H₂CO abundance. In addition they allow to discriminate between infalling and outflowing gas. The model has been already successfully applied to interpret the observed H₂CO line emission towards IRAS16293-2422 (Ceccarelli et al. 2000b; Ceccarelli et al. 2001), giving predictions recently fully confirmed by the independent analysis of Schöier et al. (2002). The bottom line of the proposed method is the capacity of the H₂CO lines to infer the temperature and density of the gas (e.g. Mangum et al. 1990; Mangum & Wootten 1993; Mangum, Wootten & Barsony 1999) in different regions of the envelope and therefore to be able to probe the structure of the envelope itself.

This article is organized as follows. After a description of the model (§2), we report plots relative to a 30 L_⊙ source (§3). In §4 we discuss diagnostic plots and apply them to the case of the protostar IRAS16293-2224. Results for different source luminosities are reported in the web site www-laog.obs.ujf-grenoble.fr/~ceccarel/mepew/mepew.html. We briefly describe the content of the site (§5), which also hosts computations of non-LTE LVG model, for several molecules.

2. The model description

2.1. Physical structure of the envelope

The physical and thermal structure of a collapsing envelope is derived from the model developed in CHT96. The envelope density structure and dynamics follows the “inside-out” collapse solution developed by Shu (1977), for a spherical initial isothermal sphere undergoing collapse. In the outer envelope, not affected by the collapse yet, the molecular hydrogen number density distribution $n_{H_2}(r)$ is given by:

$$n_{H_2}(r) = \frac{a^2}{2\pi\mu m_H G} r^{-2} = 2.8 \times 10^8 \left(\frac{a}{0.35 \text{ km s}^{-1}} \right)^2 r_{100AU}^{-2} \text{ cm}^{-3} \quad (1)$$

where a is the sound speed, m_H is the hydrogen mass, μ is the mean molecular mass in amu units, equal to 2.8, r_{100AU} is the distance from the center in 100 AU units, and G is the gravitational constant. In the inner collapsing regions the density is described by the free-fall solution:

$$n_{H_2}(r) = \frac{1}{4\pi\mu m_H} \left(\frac{\dot{M}^2}{2GM_*} \right)^{\frac{1}{2}} r^{-\frac{3}{2}} = 1.2 \cdot 10^7 \left(\frac{\dot{M}_{-5}^2}{M_* r_{100AU}^3} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ cm}^{-3}. \quad (2)$$

The free fall velocity is given:

$$v(r) = \left(\frac{2GM_*}{r} \right)^{\frac{1}{2}} = 4.2 \left(\frac{M_{*1}}{r_{100AU}} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ km s}^{-1}, \quad (3)$$

where $\dot{M}$ is the mass accretion rate, related to the sound speed by

$$\dot{M} = 0.975 \frac{a^3}{G} = 10^{-5} \left(\frac{a}{0.35 \text{ km s}^{-1}} \right)^3 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}. \quad (4)$$

$\dot{M}_{-5}$ is $\dot{M}$ in units of $10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, and M_{*1} is the mass of the central object M_* in units of $1 M_{\odot}$. The spherical symmetry is conserved through the collapse in this model. In this sense, the model gives accurate results only for that part of the envelope in which the spherical symmetry is a good approximation, i.e. probably for radii larger than a few tens of AUs (Ceccarelli et al. 2000a). At smaller scales large deviations from the spherical symmetry are expected because of the presence of circumstellar disks.

The CHT96 model computes self-consistently the chemical abundance of the main gas coolants of the envelope, namely the atomic oxygen, the water and CO molecules, and the thermal balance, taking the line cooling and radiative transfer aspects fully into account. The molecular abundances are followed during the evolution of the protostar. Whereas the CO abundance is constant across the envelope and during the collapse, the H₂O abundance jumps in the region where the dust temperature exceeds 100 K, reflecting the thermal evaporation

of the icy grain mantles. Closer to the central object, when the gas temperature reaches about 250 K, the H₂O abundance has a second jump caused by the conversion of atomic oxygen into water via endothermic gas phase reactions. In the same region the atomic oxygen abundance drops to zero, following this conversion. The thermal structure is governed by the heating due to compression of the gas and water absorption of the NIR photons emitted by the warm dust, and by the cooling via rotational line emission of CO in the outer part of the envelope (≥ 1000 AU), of H₂O in the inner regions (≤ 200 AU) and of O⁰, CO and H₂O in the intermediate parts. The water, atomic oxygen and CO abundance are therefore “hidden” parameters of the model, controlled in essence by the oxygen and carbon elemental abundances. In the present study, we use the values derived by the above mentioned studies of IRAS16293-2422 and NGC1333-IRAS4 (Ceccarelli et al. 2000a; Maret et al. 2002), namely:

2.5×10^{-4} for atomic oxygen,

1×10^{-4} for CO,

5×10^{-7} for the water abundance in the cold part of the envelope,

5×10^{-6} for the water abundance injected in the gas phase when the grain mantles evaporate at 100 K.

For a thorough discussion on the dependence of the gas temperature profile on the choice of the latter three parameters, we refer the interested reader to Maret et al. (2002). The central mass of the protostar M_* and the mass accretion rate $\dot{M}$ are the two parameters of the model which govern directly the overall density and velocity structure, and, indirectly, both the chemical and thermal structure. They are the two key parameters that the present study addresses. We varied the central mass between 0.5 and 1.5 $M_\odot$ and the mass accretion rate between 0.5 and $5 \times 10^{-5} M_\odot \text{yr}^{-1}$. Note that the age of the protostar in this model is given by the central mass divided by the mass accretion rate, which is assumed to be constant.

2.2. H₂CO line emission

The H₂CO distribution across the envelope directly influences the H₂CO line emission. In this study, we approximate the formaldehyde abundance profile with a step function. In the outer envelope the H₂CO abundance, x_{cold} , is relatively low and similar to that observed in molecular clouds. In the innermost regions of the envelope, where the dust reaches the evaporation temperature of the polar ices, 100 K (Tielens & Allamandola 1987), the H₂CO abundance, x_{warm} , jumps to larger values. A similar step function model has been previously used for modeling the H₂CO line spectrum of the well studied source IRAS16293-2422 (Ceccarelli et al. 2000b; Schöier et al. 2002), a sample of low mass protostars (Maret et al. in preparation), and some massive protostars (van der Tak, van Dishoeck & Caselli 2000). Indeed, a detailed study of the H₂CO line emission and its spatial distribution

in IRAS16293-2422 shows that the H₂CO abundance is 4×10^{-10} in the region where the dust temperature is lower than about 50 K, it jumps to 4×10^{-9} when the dust temperature reaches 50 K, and it jumps to 1×10^{-8} when the dust is warmer than 100 K (Ceccarelli et al. 2001). The intermediate jump at 50 K can reflect the evaporation of pure H₂CO ices. Nevertheless, in order to minimize the number of free parameters, we choose to approximate the formaldehyde abundance profile with one single step function. This implies that x_{cold} is likely an average abundance in the outer envelope. We varied x_{cold} between 10^{-10} and 3×10^{-8} , and x_{warm} between 10^{-7} and 3×10^{-6} . The luminosity of the protostar in the present study is fixed and it is set equal to 30 $L_\odot$. All the line fluxes are computed for a source at a distance of 160 pc. The H₂¹²CO / H₂¹³CO ratio is assumed to be equal to 70 (e.g. Boogert et al. 2000), although the actual value is somewhat uncertain (20%; e.g. Wilson & Rood 1994). We expect that the results from the model are affected by about the same uncertainty. Finally, the model computes the level population of the first 40 levels of the ortho form of H₂CO. The molecular data are from the JPL catalogue (<http://spec.jpl.nasa.gov/home.html>). The collisional coefficients are from Green (1991), who computed them between 10 and 300 K, i.e. in the range of the modeled envelope temperatures. Note that all abundances are reported here with respect to H₂. Finally, we did not consider the para H₂CO lines for the ortho to para ratio is poorly known and would hence be an additional parameter of the model.

3. Model results

We first report the computed H₂CO line spectrum of a test case, to illustrate the general characteristics of the predicted H₂CO spectrum. Then, in the following paragraphs we discuss thoroughly how the H₂CO line spectrum varies with the four parameters of the model, namely the mass of the central object M_* , the mass accretion rate $\dot{M}$, the H₂CO abundance in the outer cold envelope x_{cold} , and in the inner warm envelope x_{warm} . Finally, a last paragraph discusses the differences between the H₂CO emission due to the infalling envelope versus the emission due to the outflowing material.

3.1. The test case H₂CO line spectrum

The parameters adopted in the test case are reported in Tab. 1. These values, derived for IRAS16293-2422, are comparable, within one order of magnitude, to those derived for several observed Class 0 protostars (Maret et al. in preparation). In the following all fluxes are given in $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$. Although the conversion in K km s^{-1} would have been more practical for the observers, the signal in K km s^{-1} depends on the beam of the telescope used for the observation and how it matches the predicted extent of the emission. A description of a practical example, with the relevant conversions, is reported in §4.

Table 1. Values of the parameters adopted for the test case.

Parameter	Value
M_*	$0.8 M_\odot$
$\dot{M}$	$3 \times 10^{-5} M_\odot \text{yr}^{-1}$
x_{warm}	3×10^{-7}
x_{cold}	3×10^{-9}
$x(\text{CO})$	1×10^{-4}
$x(\text{O})$	2.5×10^{-4}
$x_{\text{cold}}(\text{H}_2\text{O})$	5×10^{-7}
$x_{\text{warm}}(\text{H}_2\text{O})$	5×10^{-6}

Table 2 reports the predicted fluxes of the ortho H₂CO lines for the test case, and Fig. 1 shows the relative spectrum. Lines from $K_{-1}=1$ and $K_{-1}=3$ ladders (the nomenclature for the level is $J_{K_{-1},K_{+1}}$) are evident both in the H₂¹²CO and H₂¹³CO spectra, where the $K_{-1}=1$ transitions are the series with the brightest lines. The H₂¹²CO line spectrum shows a first peak at $E_{\text{up}} \sim 40 \text{ cm}^{-1}$ which reflects the excitation conditions of the outer envelope. This is because the H₂¹²CO lines with $E_{\text{up}} \leq 80 \text{ cm}^{-1}$ are relatively easily excited and become optically thick in this cold part, despite the low abundance of 3×10^{-9} . In contrast, the H₂¹³CO lines do not show this peak as the lines are optically thin and they therefore probe the inner regions of the envelope. Lines with $E_{\text{up}} \geq 80 \text{ cm}^{-1}$ are not populated in the cold and less dense outer part of the envelope, and they probe the warmer and densest inner region, where H₂CO is more abundant. In fact, the spectrum increases smoothly with the increase of the upper level energy of the transition and the two curves of the H₂¹²CO and H₂¹³CO lines run parallel at these level energies.

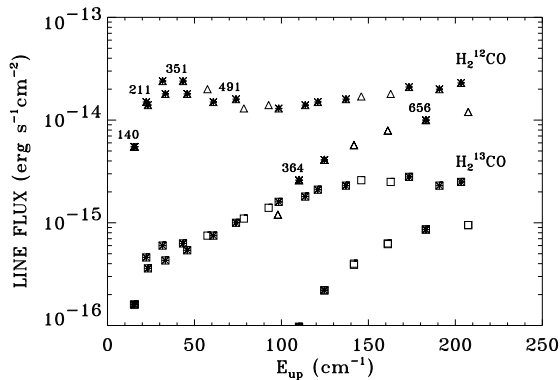


Fig. 1. Ortho H₂CO line fluxes as function of the upper level energy of the transition. Triangles refer to H₂¹²CO transitions and squares to H₂¹³CO transitions; asterisks mark the transitions observable from ground-based telescopes; the six numbers associated with some triangles mark the frequencies (in GHz) of the transitions whose emission as function of the radius is shown in Fig. 2. In each H₂¹²CO and H₂¹³CO line spectra, the series with $K_{-1}=1$ and $K_{-1}=3$ ladders are visible as those with the higher and lower fluxes respectively.

Transition	Frequency (GHz)	E_{up} (cm ⁻¹)	Line Flux (erg s ⁻¹ cm ⁻²)
2 _{1,2} – 1 _{1,1}	140.8	15	5.5E-15
2 _{1,1} – 1 _{1,0}	150.4	16	5.5E-15
3 _{1,3} – 2 _{1,2}	211.2	22	1.5E-14
3 _{1,2} – 2 _{1,1}	225.6	23	1.4E-14
4 _{1,4} – 3 _{1,3}	281.5	32	2.4E-14
4 _{3,2} – 3 _{3,1}	291.3	98	1.2E-15
4 _{3,1} – 3 _{3,0}	291.3	98	1.2E-15
4 _{1,3} – 3 _{1,2}	300.8	33	1.8E-14
5 _{1,5} – 4 _{1,4}	351.7	43	2.4E-14
5 _{3,3} – 4 _{3,2}	364.2	110	2.6E-15
5 _{3,2} – 4 _{3,1}	364.2	110	2.6E-15
5 _{1,4} – 4 _{1,3}	375.8	46	1.8E-14
6 _{1,6} – 5 _{1,5}	421.9	57	2.0E-14
6 _{3,4} – 5 _{3,3}	437.1	125	4.1E-15
6 _{3,3} – 5 _{3,2}	437.2	125	4.1E-15
6 _{1,5} – 5 _{1,4}	450.8	61	1.5E-14
7 _{1,7} – 6 _{1,6}	491.9	74	1.6E-14
7 _{3,5} – 6 _{3,4}	510.1	142	5.7E-15
7 _{3,4} – 6 _{3,3}	510.2	142	5.7E-15
7 _{1,6} – 6 _{1,5}	525.6	78	1.3E-14
8 _{1,8} – 7 _{1,7}	561.8	93	1.4E-14
8 _{3,6} – 7 _{3,5}	583.1	161	7.9E-15
8 _{3,5} – 7 _{3,4}	583.2	161	7.9E-15
8 _{1,7} – 7 _{1,6}	600.3	98	1.3E-14
9 _{1,9} – 8 _{1,8}	631.6	114	1.4E-14
9 _{3,7} – 8 _{3,6}	656.1	183	1.0E-14
9 _{3,6} – 8 _{3,5}	656.4	183	1.0E-14
9 _{1,8} – 8 _{1,7}	674.7	121	1.5E-14
10 _{1,10} – 9 _{1,9}	701.3	137	1.6E-14
10 _{3,8} – 9 _{3,7}	729.1	207	1.2E-14
10 _{3,7} – 9 _{3,6}	729.7	207	1.2E-14
10 _{1,9} – 9 _{1,8}	749.0	146	1.7E-14
11 _{1,11} – 10 _{1,10}	770.8	163	1.8E-14
11 _{1,10} – 10 _{1,9}	823.0	173	2.1E-14
12 _{1,12} – 11 _{1,11}	840.2	191	2.0E-14
12 _{1,11} – 11 _{1,10}	896.7	203	2.3E-14

Table 2. Ortho H₂¹²CO transitions, frequencies, and upper level energy and predicted line fluxes (in erg s⁻¹ cm⁻²) for the test case. The boldfaced transitions are used in the paper to illustrate how the line intensity varies with the parameters of the model (Figs. 2 to 9).

Fig. 2 shows the contribution to the emission from different shells of the envelope for six transitions with different upper energy levels. The six lines in the plots have been chosen because they are observable with ground based telescopes and cover the 0-200 cm⁻¹ range of the upper level energies. Specifically, the 492 and 656 GHz transitions lie in a frequency range with the best atmospheric transmission in the 450-540 GHz and 620-720 GHz bands respectively, and hence are the easiest to observe at those frequencies. The six lines are used in the rest of the paper to illustrate how H₂CO line intensities vary as function of the model parameters. Fig. 2 illustrates that lines with higher upper level energies originate in the inner warm region, while lines with relatively lower upper level energies probe the outer, colder envelope. The relative contribution

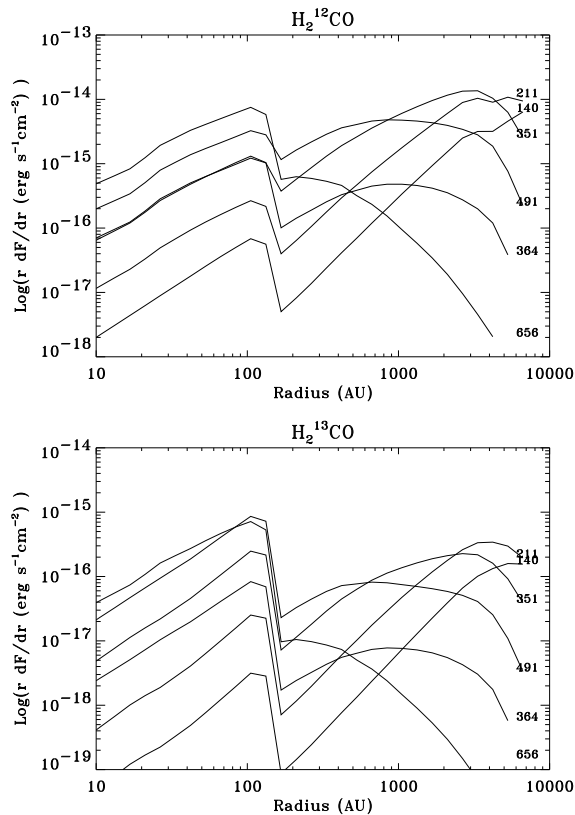


Fig. 2. Contribution to the line intensity as function of the distance from the central source, for six H₂¹²CO (upper panel) and the relevant H₂¹³CO (lower panel) transitions, whose H₂¹²CO frequencies in GHz are marked for each H₂¹²CO transition.

to the line intensity from the inner region ($r \leq 150$ AU) increases with increasing upper level energy of the transition. While the H₂¹²CO line intensities at 140, 211 and 351 GHz are dominated by emission from the outer envelope, the line intensities at 364, 491 and 656 GHz are dominated by the emission from the inner regions of the envelope. This behavior is even more marked for the H₂¹³CO transitions, which are optically thin and hence penetrate deeper into the envelope.

3.2. Varying the parameters

In this paragraph, we show how the H₂CO line spectrum changes varying the four adjustable parameters of the model, namely the mass of the central object M_* , the mass accretion rate $\dot{M}$, and the H₂CO abundance in the outer and inner parts of the envelope, x_{cold} and x_{warm} respectively.

a) M_* and $\dot{M}$

Fig. 3 shows the line intensities of the six H₂¹²CO lines for M_* varying between 0.4 and 1.6 $M_\odot$ and $\dot{M}$ varying between 0.5 and $5 \times 10^{-5} M_\odot \text{yr}^{-1}$. The 140 and 211 GHz

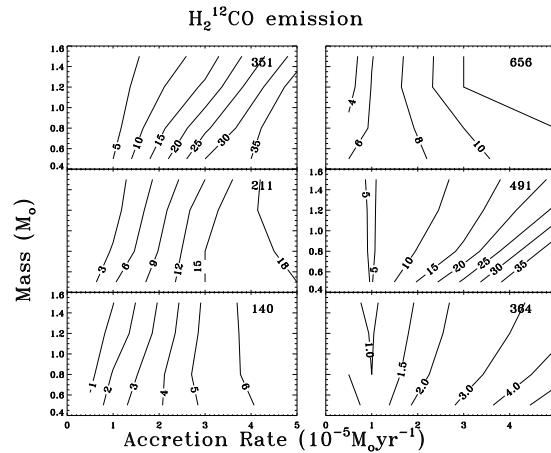


Fig. 3. Line intensity as function of the central mass and the mass accretion rate, for six H₂¹²CO transitions at 140, 211, 351, 364, 491 and 656 GHz respectively. In these calculations line fluxes are in $10^{-15} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. The H₂CO abundance is $x_{\text{cold}} = 3 \times 10^{-9}$ and $x_{\text{warm}} = 3 \times 10^{-7}$.

line intensity depend mostly on the accretion rate $\dot{M}$, and only weakly on the central mass M_* , for the these relatively low lying lines originate in the outer part of the envelope, as pointed out above. In practice, the intensity of the 140 and 211 GHz lines depends mainly on the column density of cold H₂CO, which is prevalently contained in the static part of the envelope. In the adopted inside-out framework, the static region depends on the mass accretion rate (Eqs. 1 and 4). Higher upper level energy transitions have a larger contribution to the emission originating in the warm region, which is collapsing. Therefore, the line intensity depends, although weakly, also on the central mass, which sets the density and velocity of the collapsing region, in the inside-out framework (Eqs. 2 and 3). Note that all six H₂¹²CO lines are optically thick, and hence the flux of the high lying lines is very sensitive to the size of the emitting region, e.g. where the grain desorption occurs. Fig. 4 shows the H₂¹²CO over H₂¹³CO line ratio as function of $\dot{M}$ and M_* . Note here that the transitions with a lower upper level energy also have lower H₂¹²CO over H₂¹³CO line ratios, both because of the different penetration of the lines and because of the physical structure of the envelope (see the discussion of §3.3). The plot shows that the H₂¹²CO over H₂¹³CO line ratio does not give a direct measure of the H₂CO column density in the outer envelope, not even in the two lowest transitions (the 140 and 211 GHz lines), because of the different penetration of the H₂¹²CO and H₂¹³CO lines, except for very low $\dot{M}$.

b) x_{cold} and x_{warm}

Fig. 5 shows the line intensities of the same six H₂¹²CO lines of Fig. 3, for x_{cold} varying from 10^{-10} to 3×10^{-8} and x_{warm} varying from 10^{-8} to 3×10^{-7} . As already noted, the intensities of the lower level transitions are dominated

6

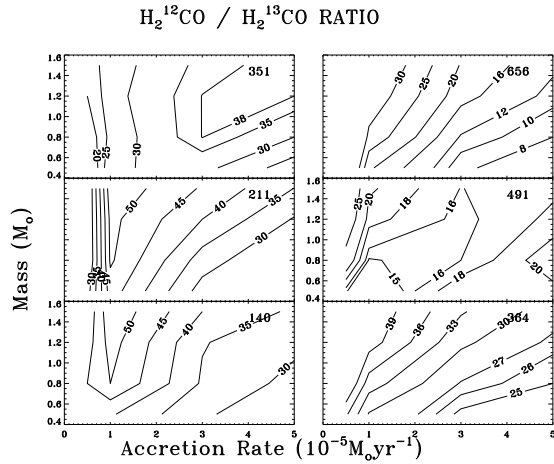
Ceccarelli et al.: Models of H₂CO emission

Fig. 4. The H₂¹²CO over H₂¹³CO line ratio of the same transitions of Fig. 3.

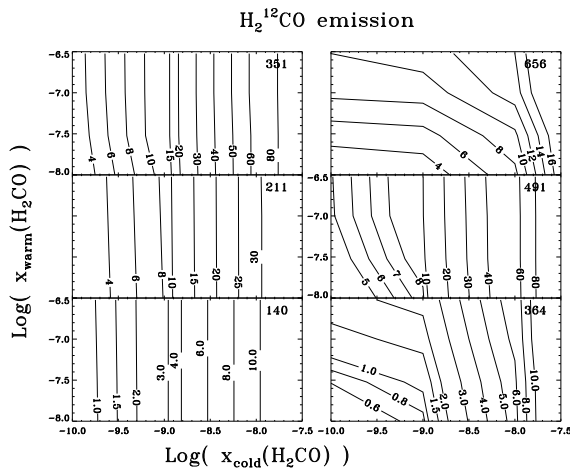


Fig. 5. Line intensity as function of the H₂CO abundance in the outer and inner regions of the envelope, x_{cold} and x_{warm} respectively, for six H₂CO transitions at 140, 211, 351, 354, 491 and 656 GHz respectively. Line fluxes are in 10^{-15} erg s⁻¹cm⁻². In these calculations the mass of the central object is $0.8 M_{\odot}$ and the mass accretion rate is $3 \times 10^{-5} M_{\odot}\text{yr}^{-1}$.

by the emission from the cold part of the envelope and, therefore, they depend on x_{cold} . Actually, for a $0.8 M_{\odot}$ protostar accreting at $3 \times 10^{-5} M_{\odot}\text{yr}^{-1}$, only the 656 and 364 GHz lines are sensitive to x_{warm} and only for relatively low x_{cold} values. However, the H₂¹²CO over H₂¹³CO line ratios of the 364, 491 and 656 GHz lines are sensitive to x_{warm} , for the H₂¹³CO lines penetrate more into the inner parts of the envelope (Fig. 6).

3.3. Probing the collapse

In this paragraph we discuss the possibility to use the H₂CO lines to probe the collapse itself. Rather than mod-

eling the line profile, we propose here to use the opacities and widths of several H₂CO lines to probe that they originate in a centrally condensed envelope in which the velocity increases as the radius decreases, which is what happens in a collapsing envelope. Fig. 7 shows the H₂¹³CO / H₂¹²CO line intensity ratio multiplied by the [¹²C] / [¹³C] ratio, equal to 70 (Boogert et al. 2000), in the case of a collapsing envelope and as predicted by a non-LTE LVG code¹, which describes an isodense and isotherm slab with a velocity gradient. We deliberately compare the collapsing envelope model with a non-LTE LVG model because observations of H₂CO lines, as those from other molecules, can be and have been interpreted as originating in shocks taking place very close to the central source, on scales comparable to the extent predicted by the collapsing model (e.g. see the discussion in Schöier et al. 2002). We want here to give a tool to distinguish the two cases observationally, based on the line opacity.

When the H₂¹³CO lines are optically thin and the H₂¹²CO lines are optically thick, and both H₂¹³CO and H₂¹²CO lines originate in the same region, the quantity in the plot of Fig. 7 represents the opacity τ_{12} of the H₂¹²CO lines. This is approximatively the case of the LVG approximation. However, in the case of the collapsing envelope, since the H₂¹³CO and H₂¹²CO lines do not originate in the same regions, as they have a different penetration depths, the plotted quantity is a combination of the different emitting area and opacity effects. Nevertheless, considering for a moment of the plotted quantity as the H₂¹²CO line opacity, it holds:

$$\tau = \frac{A_{u \rightarrow l} \cdot c^3}{8\pi\nu^3} \cdot \int n_u \left[\frac{n_l g_u}{n_u g_l} - 1 \right] dz. \quad (5)$$

Since the line opacity in a centrally condensed envelope is local, i.e. lines are absorbed in the immediate vicinity of

¹ The computational details of the non-LTE LVG code can be found in Ceccarelli et al. 2002.

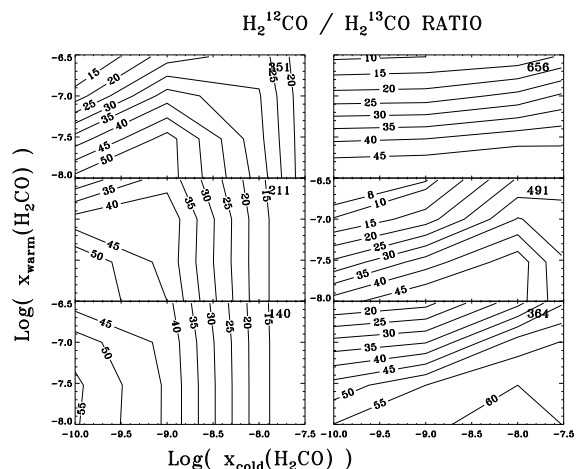


Fig. 6. The H₂¹²CO over H₂¹³CO line ratio of the same transitions of Fig. 5

where they are emitted, τ is a measure of the density at which the line is emitted. The plot of Fig. 7 can now be interpreted: in a centrally condensed envelope, the opacity increases with increasing level energy, for higher lying lines originate in warmer and denser regions of the envelope, whereas in an isodense slab the opacity of the line has a peak corresponding roughly to the peak of the level population and roughly follows (depending on how much the levels are subthermally populated) the Boltzmann population law. The two distributions are definitively different, as Fig. 7 demonstrates, and can therefore be used to distinguish the case of a shock from a compact region close to the central source from the thermal emission of a collapsing envelope.

Fig. 7 strictly proves that the emission originates in a centrally condensed region, but does not necessarily imply that the envelope is collapsing. However, a static envelope would give rise to lines with a relatively small linewidth due to the turbulence, whereas a collapsing envelope gives rise to lines whose linewidth increases with increasing upper level energy, as they probe inner regions with increasingly larger infall velocity. We conclude that the observation of increasing line opacity coupled with increasing linewidth as the energy of the line upper level increases provides a strong support in favor of a collapsing envelope. This method, which in principle is straightforward, in practice can be difficult to apply, for the H₂¹³CO lines are weak for the current instrumentation, and for the possible simultaneous presence of an outflow component.

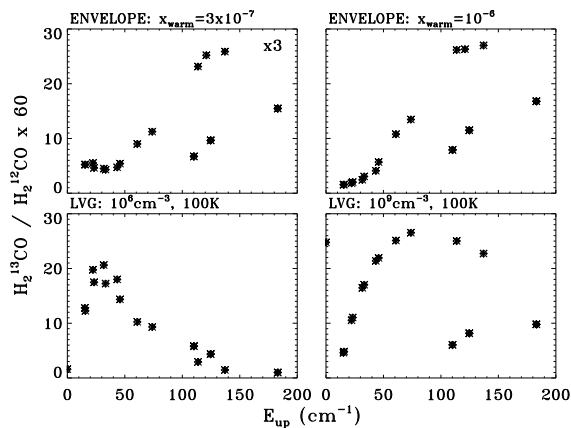


Fig. 7. H₂¹²CO over H₂¹³CO line ratio, multiplied by 60, as function of the upper level energy in cm⁻¹. The cases of emission from collapsing envelopes are reported, when x_{warm} is equal to 3×10^{-7} (upper left panel) and 1×10^{-6} (upper right panel) respectively. Note that the y-axis is multiplied by 3 in the case of $x_{\text{warm}} = 3 \times 10^{-7}$. The mass of the central object is $0.8 M_{\odot}$, $\dot{M} = 3 \times 10^{-5}$, and $x_{\text{cold}} = 3 \times 10^{-9}$ in these calculations. The lower panels show the H₂¹²CO over H₂¹³CO line ratio in the case of an isodense and isothermal slab of gas emitting at 100 K. The left panel reports the case of a density equal to 10^6 cm^{-3} , i.e. subthermally populated levels, and the right panel the case of density equal to 10^9 cm^{-3} , i.e. LTE populated levels.

4. Applications

In this section we try to give some practical recipes to derive, in first approximation, the values of the parameters of the model from actual observations. However, we emphasize that the described method will give just some approximative estimate of the parameter values, and that a full modeling of the source is necessary to derive more precise estimates.

As a practical example, we will use the data obtained towards IRAS16293-2422 (van Dishoeck et al. 1995; Loinard et al. 2000; Ceccarelli et al. 2001) and we will derive the approximate values of $M_{\star}$, $\dot{M}$, x_{cold} and x_{warm} . We will then compare these results with those obtained with full modeling the H₂CO emission from this source, as described in Ceccarelli et al. (2000a,b and 2001).

First, to facilitate the comparison, Table 3 reports the conversion factor of the line intensity in $\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ into the velocity integrated main beam temperature $T_{\text{mb}} \Delta v$ observed at the IRAM and JCMT telescopes respectively, for the six lines of Fig. 3 (as well as the IRAS16293-2422 data). *Note that this is simply a conversion table, which does not take into account the convolution of the predicted emission with the telescope beam.* This is strictly valid for a point-like source with respect to the telescope beam sizes. The reader should be aware that the convolution with the beam can introduce large factors of difference (by even a factor 5), if the emission originates in a region larger than that encompassed by the used beam, as it may be the case for low lying lines. In those cases, in order to use the plots of this article, the observer should take care to integrate the emission over the entire emitting region.

a) $M_{\star}$ and x_{warm}

From the previous plots and discussion, it is now clear that the high lying transitions originate in the inner envelope: their intensities depend on the central mass $M_{\star}$ and the H₂CO abundance in the inner envelope x_{warm} . High lying lines can therefore be used to estimate these two parameters. Fig. 8 shows the dependence of the 364, 491 and 656 GHz lines and their relative H₂¹²CO over H₂¹³CO line ratios, as function of $M_{\star}$ and x_{warm} . Note that these transitions are practically insensitive to x_{cold} (Fig. 5) and very weakly sensitive to $\dot{M}$ (Fig. 3). Hence, the diagram of Fig. 8 can be used to constrain the values of $M_{\star}$ and x_{warm} . Comparison of the 364 GHz data observed towards IRAS16293-2422 with the plot of Fig. 8 gives the following values:

$$M_{\star} = (0.6 \pm 0.2) M_{\odot} \text{ and } x_{\text{warm}} \leq 2 \times 10^{-7},$$

to compare with the values obtained with the full modeling of the source:

$$M_{\star} = 0.8 M_{\odot} \text{ and } x_{\text{warm}} = (1.1 \pm 0.4) \times 10^{-7}.$$

In the specific case of IRAS16293-2422 the plot of Fig. 8 works hence reasonable well.

As a final remark, the plots of Fig. 8 can be used with single dish observations without the need of convolution, for the signal, originating in the warm part of the envelope, is likely to be encompassed by the telescope beam.

Transition	Frequency (GHz)	IRAM $T_{mb}\Delta v$ (K km s ⁻¹)	JCMT $T_{mb}\Delta v$ (K km s ⁻¹)	Line flux erg s ⁻¹ cm ⁻²	IRAS16293-2422 (K km s ⁻¹)	H ₂ ¹² CO/H ₂ ¹³ CO
2 _{1,2} – 1 _{1,1}	140	1		2.4E-17	16.6	29
3 _{1,3} – 2 _{1,2}	211	1		3.8E-17	411 ^a	≥27 ^b
5 _{1,5} – 4 _{1,4}	351		1	2.2E-16	38.3	28
5 _{3,3} – 4 _{3,2}	364		1	2.3E-16	11.9	≥40
7 _{1,7} – 6 _{1,6}	491		1	4.2E-16		
9 _{3,7} – 8 _{3,6}	656		1	5.2E-16		

Table 3. Conversion factors of the line intensity in erg s⁻¹ cm⁻² into the velocity integrated main beam temperature $T_{mb}\Delta v$ observed at the IRAM and JCMT telescopes respectively, for the six lines of Fig. 3. Last column quotes the $T_{mb}\Delta v$ observed towards IRAS16293-2422 (van Dishoeck et al. 1995; Loinard et al. 2000; Ceccarelli et al. 2001).^a line intensity integrated over the envelope, which extends up to 20'' in radius; ^b the value 27 is that measured on the central beam, hence the value over the entire envelope is larger than this.

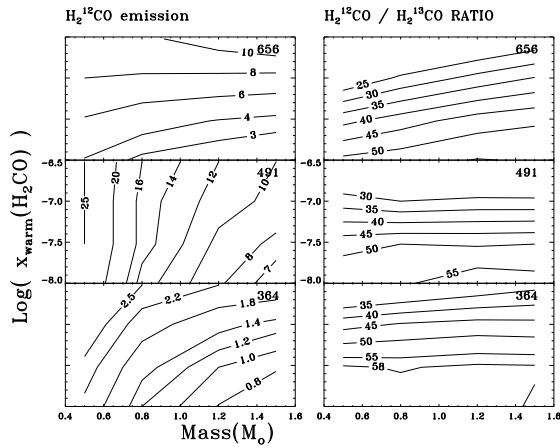


Fig. 8. Line intensity (left panels) and H₂¹²CO over H₂¹³CO line ratio (right panels) as function of the H₂CO abundance in the inner regions of the envelope, x_{warm} , and the central mass, M_* for three H₂¹²CO transitions at 364, 491 and 656 GHz respectively. Line fluxes are in 10⁻¹⁵ erg s⁻¹ cm⁻². In these calculations the outer H₂CO abundance is 3×10^{-9} and the mass accretion rate is 3×10^{-5} M_⊙yr⁻¹.

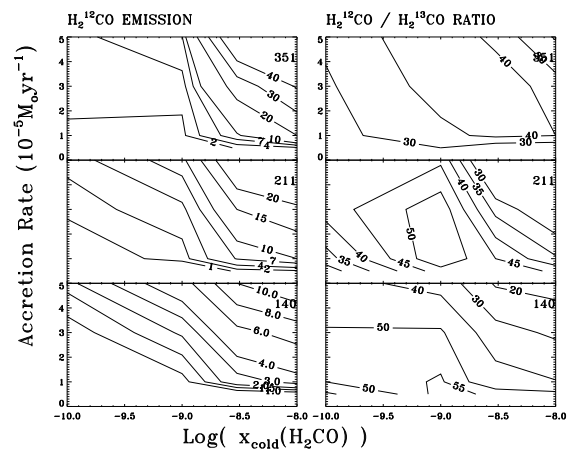


Fig. 9. Line intensity (left panels) and H₂¹²CO over H₂¹³CO line ratio (right panels) as function of the H₂CO abundance in the outer regions of the envelope, x_{cold} , and as function of the mass accretion rate, $\dot{M}$, for three H₂¹²CO transitions at 140, 211, and 351 GHz respectively. Line fluxes are in 10⁻¹⁵ erg s⁻¹ cm⁻². In these calculations, the mass of the central object is 0.8 M_⊙ and the H₂CO abundance in the warm regions of the envelope, x_{warm} , is 1×10^{-7} .

b) $\dot{M}$ and x_{cold}

Contrarily to the case discussed above, the low lying transitions originate in the outer envelope, and, hence, their intensities depend on both the mass accretion rate $\dot{M}$ and the H₂CO abundance in the outer envelope x_{cold} . Fig. 9 shows the dependence of three H₂¹²CO lines at 140, 211, and 351 GHz, as function of $\dot{M}$ and x_{cold} . As already cautioned, to use the plots of Fig. 9 one needs to compare the observed flux integrated over the entire envelope. Using the data in Tab. 3, we derive the following approximate values for IRAS16293-2422:

$$\dot{M} \sim 3 \times 10^{-5} \text{ and } x_{cold} \sim 3 \times 10^{-9}$$

against the values obtained with the full modeling:

$$\dot{M} \sim 3.5 \times 10^{-5} \text{ M}_{\odot}\text{yr}^{-1} \text{ and } x_{cold} = (1.1 \pm 0.3) \times 10^{-9}.$$

Also in this case the agreement is reasonable.

5. The web site MEPEW

Tables with the computed line fluxes used to derive the plots shown in the previous section can be found in the web site www-laog.obs.ujf-grenoble.fr/~ceccarel/mepew/mepew.html. Results of the model for sources whose luminosities are equal to 1, 2, 5, 10 and 15 L_⊙ are also reported on this web site. The latter calculations have been obtained to specifically analyze the sources studied in Maret et al. (in preparation), and the free parameters are in those cases the H₂CO abundance in the inner and outer parts of the envelope. The site contains tables with the list of the predicted fluxes of the formaldehyde transitions, with frequencies between 140 GHz and 900 GHz. Other complementary informations, such as the line opacity and the peak of the radial distribution of the line emission, are also quoted

in the tables. For all sources, results are tabulated for formaldehyde abundances x_{cold} varying from 10^{-12} to 10^{-9} , and x_{warm} varying from 10^{-10} to 10^{-4} respectively. Further instructions for the retrieval of the tables as well as their format can be found in the web site. We think that this information may be useful for estimates of the formaldehyde abundance in protostellar envelopes by other authors, who can easily compare their observations with theoretical predictions.

Aiming to give a tool also for first order computations, the site hosts tables with predictions of a non-LTE LVG model, whose computational details are given in Ceccarelli et al. (2002). Several molecules are reported and more will be added in the future. Details on the relevant data used for each molecule are given in the site. Flux predictions are given for a large range of temperatures (typically from 10 to 1000 K) and densities (typically from 10^3 to 10^9 cm⁻³), as well as column densities. Specifically, the column densities are such that the lines are from optically thin to heavy optically thick (typically $\tau \sim 10$).

6. Conclusions

We reported theoretical predictions of the formaldehyde line emission from the envelopes of low mass protostars. We have shown that the simultaneous observations of appropriately selected transitions permit to approximatively constrain the mass accretion rate, the mass of the central mass and the formaldehyde abundance in the outer cold and inner warm parts of the envelope. We have also shown that the formaldehyde line spectrum of an infalling envelope differs greatly from that of an homogeneous slab, which can be a rough representation of the shocked gas at the interface of the outflowing gas with the surroundings. In principle, hence, the observed formaldehyde spectrum can distinguish between the two cases (other than, obviously, the profile, when it is resolved and the linewidth is very large -which, unfortunately, may not be always the case).

The capabilities to observe molecular transitions have largely improved in the last years and will further improve in the next years with the advent of planned new submillimeter telescopes (*APEX*, *HERSCHEL*, *ALMA*). Interpretation of multifrequency observations require detailed modeling of the line emission, as that reported in this article, or in other articles (see e.g. the Introduction). For this reason, we have posted the results for sources with different luminosities on the web site www.laog.obs.ujf.grenoble.fr/~ceccarel/mepew/mepew.html, to provide a fast tool to the interested observers. The site provides also calculations obtained with a non-LTE LVG code for several molecules, for first order estimates of the average density and temperature of the emitting gas.

Acknowledgements. We wish to thank the referee, Dr F.L. Schöier, for carefully reading the manuscript and his useful comments.

References

- Adelson L.M. & Leung C.M. 1988, MNRAS 235, 349
- Boogert A.C.A., Ehrenfreund P., Gerakines P.A., Tielens A.G.G.M. et al. 2000, A&A 353, 349
- Cazaux S., Tielens A.G.G.M., Ceccarelli C., Castets A., Wakelam V., Caux E., Parise B., Tesser D. 2003, ApJ 593, L51
- Ceccarelli C., Hollenbach D.J. & Tielens A.G.G.M. 1996, ApJ 471, 400 (CHT96)
- Ceccarelli C., Castets A., Caux E., Hollenbach D.J., Loinard L., Molinari S., Tielens A.G.G.M. 2000a, A&A 355, 1129
- Ceccarelli C., Loinard L., Castets A., Tielens A.G.G.M., Caux E. 2000b, A&A 357, L9
- Ceccarelli C., Loinard L., Castets A., Tielens A.G.G.M., Caux E., B. Lefloch, C. Vastel 2001 A&A 372, 998
- Ceccarelli C., Baluteau, J.-P., Walmsley, M. et al. 2002 A&A 383, 603
- Choi M. 2001, ApJ 553, 219
- Choi M. 2002, ApJ 575, 900
- Di Francesco J., Myers P., Wilner D., Ohashi N., Mardones D. 2001, ApJ 562, 770
- Evans N.J. 1999, ARAA 37, 311
- Gibb E.L., Whittet D.C.B., Schutte W.A. et al. 2000, ApJ 536, 347
- Green S. 1991, ApJ 76, 979
- Gregersen E.M., Evans II N.J., Zhou S., Choi M. 1997, ApJ 484, 256
- Leung C.M. & Brown R.L. 1977, ApJ 214, L73
- Loinard L., Castets A., Ceccarelli C. et al. 2000, A&A 359, 1169
- Mangum J., Wootten A., Wadiak E., Loren R.B. 1990, ApJ. 348, 542
- Mangum J. & Wootten A. 1993, ApJS 89, 123
- Mangum J., Wootten A., Barsony M. 1999, ApJ 526, 845
- Mardones D., Myers P.C., Tafalla M., Wilner D.J., Bachiller R., Garay G. 1997, ApJ 489, 719
- Maret S., Ceccarelli C., Caux E., Tielens A.G.G.M., Castets A. 2002a, A&A 395, 573
- Narayanan G. & Walker C.K. 1998, ApJ 508, 780
- Narayanan G., Walker C.K. & Buckley H.D. 1998, ApJ 496, 292
- Schöier F.L., Jørgensen, J.K., van Dishoeck E.F., Blake G.A. 2002, A&A 390, 1001
- Shu F.H. 1977, ApJ 214, 488
- Tielens A.G.G.M. & Allamandola L. 1987, in "Interstellar Processes", p. 397, eds. Hollenbach D.J. and Thronson H.A., Reidel Publishing Company
- van Dishoeck E.F., Blake G.A., Jansen D.J., Groesbeck T.D. 1995, ApJ 447, 760
- van Dishoeck E.F. & Blake J. 1998, ARAA 36, 317
- van der Tak F.S., van Dishoeck E.F. & Caselli P. 2000, A&A 361, 327
- Walker C.K., Lada C.J., Young E.T., Maloney P.R., Wilking B.A. 1986, ApJ 309, L47
- Walker C.K., Narayanan G. & Boss A.P. 1994, ApJ 431, 767
- Williams J.P. & Myers P.C. 1999, ApJ 511, 208
- Wilson T.L. & Rood R.T. 1994, ARAA 32, 191
- Zhou S. 1992, ApJ 394, 204
- Zhou S. 1995, ApJ 442, 685

Annexe C

Papier III

The H₂CO abundance in the inner warm regions of low mass protostellar envelopes

S. Maret, C. Ceccarelli, E.Caux, A.G.G.M Tielens, J.K. Jørgensen, E. van Dishoeck, A. Bacmann, A. Castets, B. Lefloch, L. Loinard, B. Parise, and F.L. Schöier

Astronomy & Astrophysics, sous presse (2003)

The H₂CO abundance in the inner warm regions of low mass protostellar envelopes

S. Maret¹, C. Ceccarelli², E. Caux¹, A.G.G.M. Tielens³, J.K. Jørgensen⁴, E. van Dishoeck⁴, A. Bacmann⁵, A.Castets⁶, B. Lefloch², L. Loinard⁷, B. Parise¹, and F. L. Schöier⁴

¹ Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements, CESR/CNRS-UPS, BP 4346, F-31028 Toulouse Cedex 04, France

² Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, B.P. 53, F-38041 Grenoble Cedex 09, France

³ Space Research Organization of the Netherlands, P.O. Box 800, 9700 AV Groningen, The Netherlands

⁴ Leiden Observatory, P.O. Box 9513, NL-2300 RA Leiden, The Netherlands

⁵ European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild Str. 2, D-85748 Garching bei München, Germany

⁶ Observatoire de Bordeaux, BP 89, F-33270 Floirac, France

⁷ Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Apartado Postal 72-3 (Xangari), 58089 Morelia, Michoacán, Mexico

Received August 20, 2003 /Accepted

Abstract. We present a survey of the formaldehyde emission in a sample of eight Class 0 protostars obtained with the IRAM and JCMT millimeter telescopes. The range of energies of the observed transitions allows us to probe the physical and chemical conditions across the protostellar envelopes. The data have been analyzed with three different methods with increasing level of sophistication. We first analyze the observed emission in the LTE approximation, and derive rotational temperatures between 11 and 40 K, and column densities between 1 and $20 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Second, we use a LVG code and derive larger kinetic temperatures, between 30 and 90 K, consistent with subthermally populated levels and densities from 1 to $6 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$. The column densities from the LVG modeling are within a factor of 10 with respect to those derived in the LTE approximation. Finally, we analyze the observations based upon detailed models for the envelopes surrounding the protostars, using temperature and density profiles previously derived from continuum observations. We approximate the formaldehyde abundance across the envelope with a jump function, the jump occurring when the dust temperature reaches 100 K, the evaporation temperature of the grain mantles. The observed formaldehyde emission is well reproduced only if there is a jump, more than two orders of magnitude, in four sources. In the remaining four sources the data are consistent with a formaldehyde abundance jump, but the evidence is more marginal ($\leq 2 \sigma$). The inferred inner H₂CO abundance varies between 1×10^{-8} and 6×10^{-6} . The absolute values of the jump in the H₂CO abundance are uncertain by about one order of magnitude, because of the uncertainties in the density, ortho to para ratio, temperature and velocity profiles of the inner region, as well as the evaporation temperature of the ices. We discuss the implications of these jumps for our understanding of the origin and evolution of ices in low mass star forming regions. Finally, we give predictions for the submillimeter H₂CO lines, which are particularly sensitive to the abundance jumps.

Key words. ISM: abundances - ISM: molecules - Stars: formation - ISM: individual: NGC1333-IRAS4A, NGC1333-IRAS4B, NGC1333-IRAS2, L1448-MM, L1448-N, L1157-MM, VLA1623, L1527, IRAS16293-2422

1. Introduction

Low mass protostars form from dense fragments of molecular clouds. During the pre-collapse and collapse phases, the physical and chemical composition of the matter undergoes substantial, sometimes spectacular, changes. From a chemical point of view, the pre-collapse phase is marked by the freeze out of molecules onto the grain mantles. In the very inner parts of the pre-stellar condensations, molecules have been observed to progressively disappear from the gas phase (e.g. Tafalla et al.

2002; Bergin et al. 2002). The CO molecule, whose condensation temperature is around 20 K, is the best studied species both because it is the most abundant molecule after H₂, and because of its important role in the gas thermal cooling. CO depletion of more than a factor ten has been observed in the centers of these condensations (Caselli et al. 1998, 2002; Bacmann et al. 2002). This large CO depletion is accompanied by a variety of changes in the molecular composition; the most spectacular is the dramatic increase in the molecular deuteration (up to eight orders of magnitude with respect to the D/H elemental abundance) observed in the formaldehyde (Bacmann et al. 2003). The changes are recorded into the grain mantles, where the pre-

Send offprint requests to: Sébastien Maret, e-mail: sebastien.maret@cesr.fr

collapse gas will be progressively stored. When a protostar is finally born, the dust cocoon warms up and the mantle species evaporate into the gas phase, returning back memories from the previous phase.

Most of the studies of the composition of the grain mantles have been so far carried out towards massive protostars, for the very simple reason that they have strong enough IR continua against which the absorption of ices can be observed (e.g. Gerakines et al. 1999; Dartois et al. 1999; Gibb et al. 2000). The absorption technique allows to detect the most important constituents of the grain mantles: H₂O, CO, CO₂, and sometime NH₃, CH₃OH and H₂CO (Schutte et al. 1996; Keane et al. 2001). In much fewer cases, the mantle composition of low mass protostars has been directly observed. In these cases, the observations have been carried out towards protostars that possess a strong enough IR continuum (e.g. Boogert et al. 2000b). If our understanding of the evolution of a protostar is basically correct, those protostars, typically Class I or border line Class II sources, represent a relatively evolved stage, where most of the original envelope has already been dispersed (e.g. Shu et al. 1987; André et al. 2000). Furthermore, as disappointing as it can be, the observed absorption may be dominated by foreground molecular clouds (Boogert et al. 2002). In this respect, direct observations of the chemical composition of the primeval dust mantles of low mass protostars have so far proven to be elusive.

Alternatively, one can carry out an “archeological” study, looking at the composition of the gas in the regions, which are known, or suspect to be, dominated by the gas desorbed from grain mantles. This technique has the advantage of being much more sensitive than the absorption technique, as it can detect molecules whose abundance (with respect to H₂) is as low as $\sim 10^{-11}$ against a limit of $\sim 10^{-6} - 10^{-7}$ reachable with the absorption technique. Indeed, several very complex molecules observed in the warm (≥ 100 K) gas of the so called *hot cores* have been considered hallmarks of grain mantle evaporation products (e.g. Blake et al. 1987). Once in the gas phase, molecules like formaldehyde and methanol, initially in the grain mantles, trigger the formation of more complex molecules, referred to as daughter or second-generation molecules (e.g. Charnley et al. 1992; Caselli et al. 1993). The gas temperature and density are other key parameters in the chemical evolution of the gas, which has, above all, the imprint of the pre-collapse phase.

So far, hot cores have been observed in massive protostars, and are indeed believed to represent the earliest stages of massive star formation, when the gas is not yet ionized by the new born star (Kurtz et al. 2000). Recently, however, it has been proposed that low mass protostars might also harbor such hot cores. Note that the definition of hot core is not unanimous in the literature. Here we mean a region where the chemical composition reflects the evaporation of the ice mantles and subsequent reactions between those species (e.g. Rodgers & Charnley 2003). In this respect, Ceccarelli et al. (2000a,c) claimed that the low mass protostar IRAS16293-2422 shows evidence of an inner region (~ 400 AU in size) warm enough (≥ 100 K) to evaporate the grain mantles, a claim substantially confirmed by Schöier et al. (2002). Indeed, very recent

observations by Cazaux et al. (2003; see also Ceccarelli et al. 2000b) reveal also the presence of organic acids and nitriles in the core of IRAS16293-2422, substantiating the thesis of a hot core region in which not only the ices have evaporated but also a subsequent hot core chemistry has ensued. Furthermore, Maret et al. (2002) argued that NGC1333-IRAS4, another low mass very embedded protostar, has also such a warm region, somewhat less than 200 AU in size.

Formaldehyde is a relatively abundant constituent of the grain mantles and it is a basic organic molecule to form more complex molecules (e.g. Charnley et al. 1992). For this reason, we studied the formaldehyde line emission originating in the envelopes of a sample of very embedded, Class 0 low mass protostars. In this article we report the first results of this systematic study. This is part of a larger project aimed to characterize as far as possible the physical and chemical composition of low mass protostars during the first phases of formation. Jørgensen et al. (2002) determined the temperature and density structure for these sources and the CO abundance in the outer regions. A forthcoming paper will address the methanol line emission in the same source sample, as methanol is another key organic mantle constituent, linked by a common formation route with formaldehyde.

One of the ultimate goals of the present study is to understand the efficiency of H₂CO against CH₃OH formation in low mass protostars, whether and how it depends on the parental cloud, and to compare it with the case of massive protostars. An immediate goal of the present article is to study the formaldehyde abundance profile in the surveyed sample of low mass protostars. In a previous study that we carried out towards IRAS16293-2422, we concluded that formaldehyde forms on grain mantles and is trapped prevalently in H₂O-rich ices in the innermost regions of the envelope and prevalently in CO-rich ices in the outermost regions (Ceccarelli et al. 2000c, 2001). As the dust gradually warms up going inwards, formaldehyde outgasses from the icy mantles all along the envelope. In the hot core like region ($r \leq 200$ AU) the formaldehyde abundance jumps by about a factor 100 to $\sim 1 \times 10^{-7}$ (Ceccarelli et al. 2000c; Schöier et al. 2002). Similarly, formaldehyde enhancement are observed in several outflows, because of ice mantle sputtering in shocks (Bachiller & Perez Gutierrez 1997; Tafalla et al. 2000). In contrast, no jump of formaldehyde abundance has been detected in the sample of massive protostars studied by van der Tak et al. (2000). Evidently, in order to firmly assess whether and by how much formaldehyde is systematically more abundant in the interiors of low compared to high mass protostars, a survey of more low mass protostars has to be carried out. This allows to answer some basic questions as how, when and how much formaldehyde is formed on the grain mantles. Note that being such an important brick to more complex molecule formation (e.g. Bernstein et al. 1999) knowing the exact abundance of formaldehyde is fundamental to answer the question whether or not pre- and/or biotic molecules can be formed in the 200 or so inner AUs close to the forming star.

In this article we report observations of formaldehyde emission in a sample of eight Class 0 sources. After a first approximate analysis (rotational diagrams and LVG analysis), the observations are analyzed in terms of an accurate model that ac-

counts for the temperature and density gradients in each source, as well as the radiative transfer, which includes FIR photon pumping of the formaldehyde levels. The article is organized as follows: we first explain the criteria that lead to the source and line selection and the observations that have been carried out (§2). In §3 we describe the results of the observations, in §4 we derive the approximate gas temperature, density and H₂CO column density of each source by means of the standard rotational diagram technique and by a non-LTE LVG model respectively. In §5 we derive the formaldehyde abundance in the inner and outer parts of the envelope of each source, by means of an accurate model that takes into account the structure of the protostellar envelopes. Finally, in §6 we discuss the implications of our findings, and §7 concludes the article.

2. Observations

2.1. Target and line selection

We observed a sample of eight protostars, all of them *Class 0* sources (André et al. 2000) located in the Perseus, ρ -Ophiuchus and Taurus complexes, except L1157-MM that lies in an isolated clump (Bachiller & Perez Gutierrez 1997). The eight selected sources are among the brightest *Class 0* sources in the André et al. (2000) sample. Their physical structure (dust density and temperature profiles) has been determined from their continuum emission by Jørgensen et al. (2002) except for L1448-N, which is analyzed in this paper (see Appendix A).

The source distances quoted by Jørgensen et al. (2002) were adopted. The list of the selected sources is reported in Table 1 together with their bolometric luminosity, envelope mass, the ratio of the submillimeter to bolometric luminosity, and the bolometric temperature and distance. In the same Table, we also report the data relative to IRAS16293-2422, which was previously observed in H₂CO transitions by van Dishoeck et al. (1995) and Loinard et al. (2000), and studied in Ceccarelli et al. (2000c) and Schöier et al. (2002). IRAS16293-2422 will be compared to the other sources of the sample.

A list of eight transitions was selected, three ortho-H₂CO transitions and five para-H₂CO transitions (Table 2). When possible, the corresponding isotopic lines were observed in order to derive the line opacity. The transitions were selected to cover a large range of upper level energies (between ~ 20 and ~ 250 K) with relatively large spontaneous emission coefficients $A_{u,l}$ ($\geq 10^{-4}$ s⁻¹). The latter condition is dictated by the necessity to detect the line, whereas the first condition aims to have lines that probe different regions of the envelope. Finally, practical considerations, namely having more than one line in a single detector setting, provided a further constraint. In the final selection we were helped by our pilot study on IRAS16293-2422 (Ceccarelli et al. 2000c) and by previous studies of the formaldehyde emission in molecular clouds and protostellar envelopes (Mangum & Wootten 1993; Jansen et al. 1994, 1995; Ceccarelli et al. 2003).

The formaldehyde transitions between 140 and 280 GHz were observed with the single dish IRAM-30m telescope¹, lo-

cated at the summit of Pico Veleta in Spain. Higher frequency lines were observed at the JCMT², a 15 meter single dish telescope located at the summit of Mauna Kea, Hawaii. The choice of the two telescopes allows to have roughly similar beam sizes over the observed frequencies.

2.2. IRAM observations

The IRAM observations were carried out in November 1999³ and September 2002. The various receivers available at the 30-m were used in different combinations to observe at least four transitions simultaneously. The image sideband rejection was always higher than 10 dB, and typical system temperatures were 200-300 K at 2 mm, and 200-500 K at 1 mm, respectively. The intensities reported in this paper are expressed in main beam temperature units, given by:

$$T_{\text{mb}} = \frac{F_{\text{eff}}}{B_{\text{eff}}} T_{\text{A}}^* \quad (1)$$

where B_{eff} is the main beam efficiency, and F_{eff} is the forward efficiency. The main beam efficiency is 69%, 57% and 42% at 140, 220 and 280 GHz respectively, and the forward efficiency is 93%, 91% and 88% at the same frequencies. Each receiver was connected to an autocorrelator unit. For the 1 and 2 mm bands, a spectral resolution of 80 kHz and a bandwidth of 80 MHz was used. These spectral resolutions correspond to a velocity resolution of 0.09-0.17 km s⁻¹ depending on frequency. All IRAM observations were obtained in position switching mode. Absolute calibration was regularly checked and was about 10%, 15% and 20% at 140-170 GHz, 220-240 GHz and 280 GHz respectively. Pointing was also regularly checked and was better than 3".

2.3. JCMT observations

The JCMT observations were obtained in February 2001, August 2001 and February 2002. The single sideband dual polarization receiver B3 was used with the Digital Autocorrelation Spectrometer (DAS). Typical system temperatures were 400 to 800 K. A spectral resolution of 95 kHz for a 125 MHz bandwidth was used for most of the lines, while a resolution of 378 kHz for a bandwidth of 500 MHz were used to observe some of the lines simultaneously. These spectral resolutions correspond to a velocity resolution of 0.08-0.32 km s⁻¹. The antenna temperatures were converted into main beam temperature scale using⁴

$$T_{\text{mb}} = \frac{T_{\text{A}}^*}{\eta_{\text{mb}}} \quad (2)$$

² The JCMT is operated by the Joint Astronomy Center in Hilo, Hawaii on behalf of the present organizations: The Particle Physics and Astronomy Research Council in the United Kingdom, the National Research Council of Canada and the Netherlands Organization for Scientific Research.

³ IRAM November 1999 data have also been presented in Loinard et al. (2002a)

⁴ JCMT does not follow the same convention for antenna temperature than IRAM, the JCMT antenna temperature T_{A}^* being already corrected for the forward efficiency of the antenna.

¹ IRAM is an international venture supported by INSU/CNRS (France), MPG (Germany) and IGN (Spain).

4

S. Maret et al.: The H₂CO abundance in low mass protostars**Table 1.** The observed sample. IRAS16293-2422, which has been studied elsewhere (see text) is included for comparison.

Source	$\alpha(2000)$	$\delta(2000)$	Cloud	Dist. ^a (pc)	L_{bol}^b (L _☉)	M_{env}^b (M _☉)	$L_{\text{mm}}/L_{\text{bol}}^c$ (%)	T_{bol}^b (K)
NGC1333-IRAS4A	03:29:10.3	+31:13:31	Perseus	220	6	2.3	5	34
NGC1333-IRAS4B	03:29:12.0	+31:13:09	Perseus	220	6	2.0	3	36
NGC1333-IRAS2	03:28:55.4	+31:14:35	Perseus	220	16	1.7	≤ 1	50
L1448-MM	03:25:38.8	+30:44:05	Perseus	220	5	0.9	2	60
L1448-N	03:25:36.3	+30:45:15	Perseus	220	6	3.5	3	55
L1157-MM	20:39:06.2	+68:02:22	Isolated	325	11	1.6	5	60
L1527	04:39:53.9	+26:03:10	Taurus	140	2	0.9	0.7	60
VLA1623	16:26:26.4	-24:24:30	ρ -Ophiuchus	160	1	0.2	10	< 35
IRAS16293-2422 ^d	16:32:22.7	-24:38:32	ρ -Ophiuchus	160	27	5.4	2	43

^a From André et al. (2000), except for Perseus sources (Cernis 1990).^b From Jørgensen et al. (2002)^c From André et al. (2000)^d Included for comparison.

where η_{mb} is the main beam efficiency, equal to 63% at the observed frequencies. The calibration and pointing were regularly checked using planets and were found to be better than 30% and 3" respectively. The JCMT observations were obtained in beam switching mode, with a 180" offset.

3. Results

The observed H₂CO line spectra are shown in Figs. 1 and 2 and the results of the observations are summarized in Table 2.

Most of the lines are relatively narrow (FWHM ~ 2-3 km s⁻¹) with a small contribution (≤ 5%) from wings extending to larger velocities. The higher the upper level energy of the transition the lower the contribution of the wings, which practically disappear in the lines observed with JCMT. NGC1333-IRAS4A and NGC1333-IRAS4B represent an exception to this picture. The line spectra of these two sources are broad (~ 5 km s⁻¹) and the wings are more pronounced than in the other sources. Evidence of self-absorption and/or absorption from foreground material is seen in most sources, in particular in low lying lines.

In this study we focus on the emission from the envelopes surrounding the protostars. Hence, we are interested in the intensity of the narrow component of the lines, that we fitted with a gaussian. In some cases, a residual due to the "high" velocity wings remains, and that has not been included in the line flux estimate. When a gaussian fitting was not possible because of self-absorption or too a strong contamination by the line wings, the flux of the lines was estimated by integrating over a velocity range of ± 2 km s⁻¹ around the source V_{lsr} . This velocity range corresponds to the width of the lines with high upper level energies, where self-absorption and wings contamination are less important. For these lines, the self-absorption is included in the line flux determination, and the flux measured is therefore slightly smaller than the one that would have been obtained by a gaussian fitting. We observed the brightest lines in the ¹³C isotopomer of formaldehyde, as reported in Table 3.

Finally, the errors quoted in Table 2 and 3 include both the statistical uncertainties and the calibration error. For non detected lines we give the 2 σ upper limit defined as follows:

$$F_{\text{max}} = 2(1 + \alpha) \sigma \sqrt{\Delta\nu \delta\nu} \quad (3)$$

where σ is the RMS per channel, $\Delta\nu$ is the line width estimated from detected lines on the same source, $\delta\nu$ is the channel width, and α is the calibration uncertainty.

4. Approximate analysis

4.1. Line opacities

The detection of some H₂¹³CO transitions allows to estimate the line opacities of the relevant H₂¹²CO lines. Using the escape probability formalism and assuming that the H₂¹³CO lines are optically thin, the ratio between the H₂¹³CO and H₂¹²CO line fluxes can be expressed as:

$$\frac{F_{\text{H}_2^{12}\text{CO}}}{F_{\text{H}_2^{13}\text{CO}}} = \frac{[^{12}\text{C}]}{[^{13}\text{C}]} \beta \quad (4)$$

where β is the escape probability, which, in the case of homogeneous slab of gas (de Jong et al. 1980), is equal to:

$$\beta = \frac{1 - \exp(-3\tau)}{3\tau} \quad (5)$$

and $\frac{[^{12}\text{C}]}{[^{13}\text{C}]}$ is the isotopic ratio, equal to 70 (Boogert et al. 2000a). Using the previous equations the opacities values reported in Table 4 are obtained.

The opacity values reported in Table 4 are relatively small, which indicates that the lines are moderately thick, with the exception of the line at 351 GHz towards NGC1333-IRAS2. In view of the low opacity of the other transitions detected towards this source, this large opacity is however uncertain.

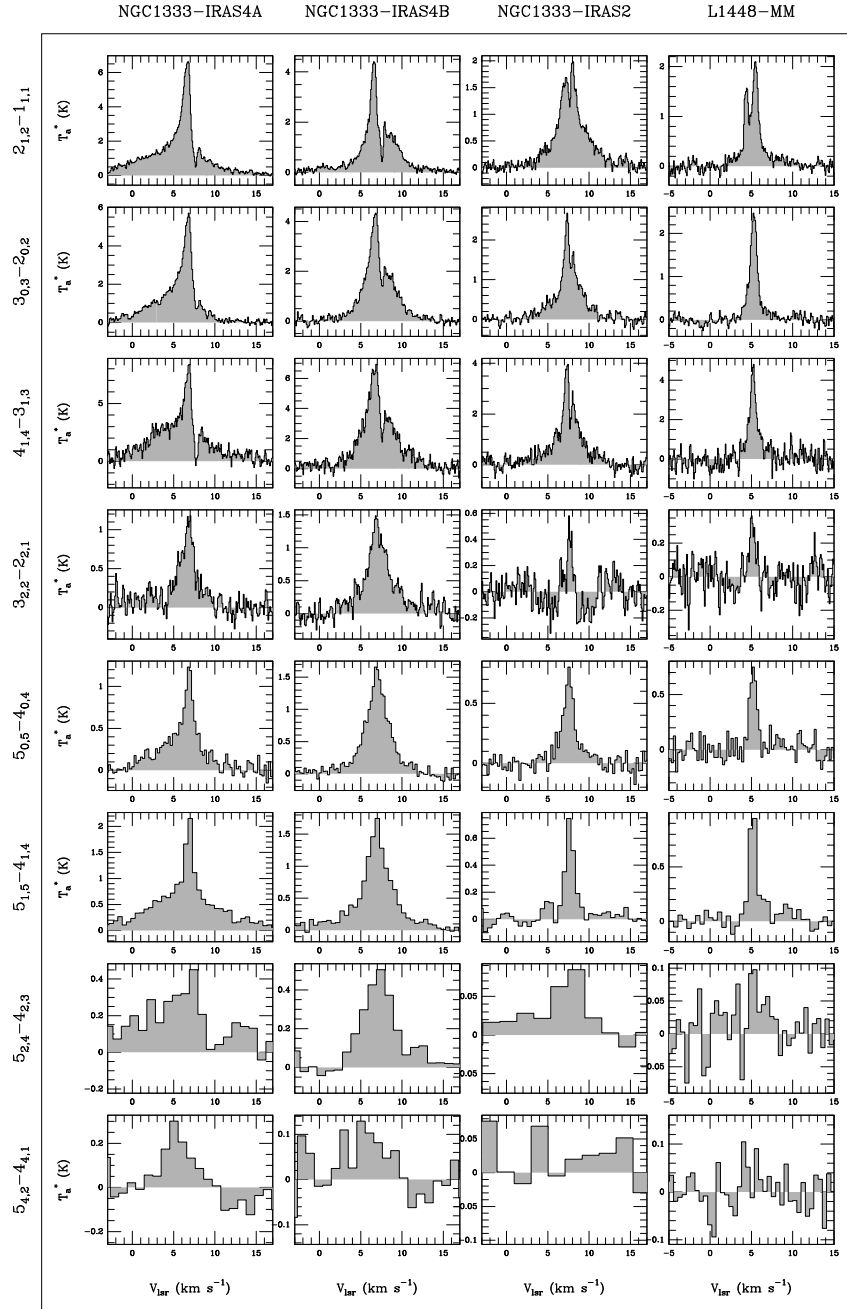


Fig. 1. Spectra of the eight H₂CO transitions in Table 2 observed towards NGC1333-IRAS4A, NGC1333-IRAS4B, NGC1333-IRAS2, and L1448-MM respectively.

4.2. Rotational diagram analysis

To have a first order estimate, we derived the beam-averaged column density of formaldehyde and rotational temperature by means of the standard rotational diagram technique (see Goldsmith & Langer 1999 for a general description of the

method, and Mangum & Wootten 1993 for its application to formaldehyde lines).

Fig. 4 shows the H₂CO rotational diagrams of the observed sources. In these diagrams, the ortho to para ratio of formaldehyde was kept as a free parameter, and was derived by minimizing the χ^2 between the observed fluxes and the rotational

6

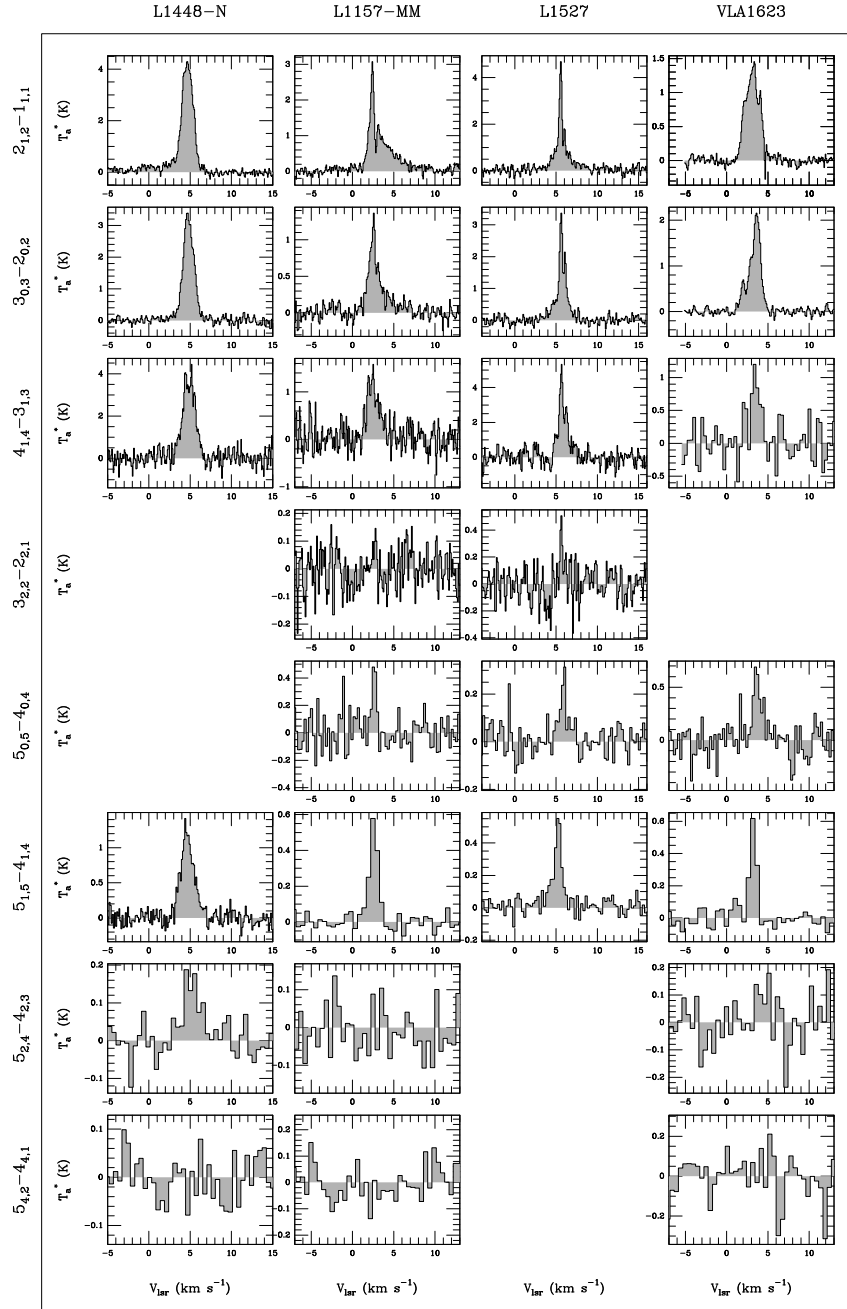
S. Maret et al.: The H_2CO abundance in low mass protostars

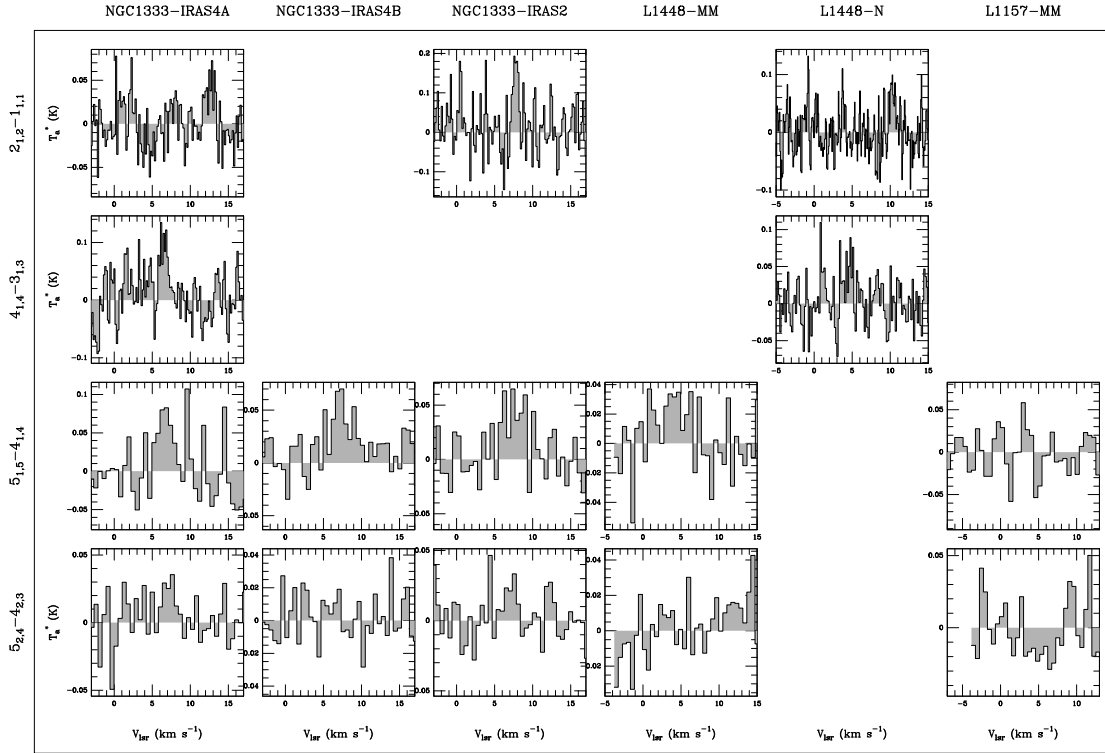
Fig. 2. As Fig. 2 for the sources L1448-N, L1157-MM, L1527 and VLA1623.

diagram predictions. The best agreement is obtained for a value of about 2 on all the sources. The fact that this value is lower than the high-temperature limit of 3 suggest that the formaldehyde is formed at low temperature, around 20 K (Kahane et al. 1984). However, while this ratio seems to be the same for all sources, we emphasize that it is highly uncertain. In particular, the fact that the same transitions have been observed on all the

sources can lead to systematic errors on this value. A more accurate derivation of the ortho to para ratio would need a correction for the line opacities, which has the effect of scattering the points in the rotational diagram (see Goldsmith & Langer 1999, for a review on the effect of opacities in a rotational diagram). This correction is not possible here as only a limited number of H_2^{13}CO transitions has been observed. The $5_{2,4}-4_{2,3}$ line

Table 2. Integrated fluxes of H₂CO lines in $T_{\text{mb}} \text{ dV}$ units. Upper limits are given as 2σ . The “-” symbol indicates lack of the relevant observation.

Transition	o-H ₂ CO			p-H ₂ CO				
	2 _{1,2} -1 _{1,1}	4 _{1,4} -3 _{1,3}	5 _{1,5} -4 _{1,4}	3 _{0,3} -2 _{0,2}	3 _{2,2} -2 _{2,1}	5 _{0,5} -4 _{0,4}	5 _{2,4} -4 _{2,3}	5 _{4,2} -4 _{4,1} ^a
E_u (K)	21.9	45.6	62.4	21.0	68.1	52.2	96.7	234
$A_{u,l}$ (s ⁻¹)	5.4×10^{-5}	6.0×10^{-4}	1.2×10^{-3}	2.9×10^{-4}	1.6×10^{-4}	1.4×10^{-3}	1.2×10^{-3}	5.0×10^{-4}
ν (GHz)	140.839	281.527	351.769	218.222	218.476	362.736	363.946	364.103
g_u	5	9	11	7	7	11	11	11
Telescope	IRAM	IRAM	JCMT	IRAM	IRAM	JCMT	JCMT	JCMT
HPBW (")	17	9	14	11	11	14	14	14
η_{mb} or $B_{\text{eff}}/F_{\text{eff}}$	0.74	0.47	0.63	0.62	0.62	0.63	0.63	0.63
NGC1333-IRAS4A	9.1 ± 1.4	10.6 ± 2.6	5.5 ± 1.2	9.3 ± 1.9	2.2 ± 0.4	2.9 ± 1.0	1.2 ± 0.6	1.7 ± 0.9
NGC1333-IRAS4B	6.8 ± 1.0	12.1 ± 3.0	7.5 ± 1.7	9.6 ± 1.9	4.7 ± 1.0	5.9 ± 2.1	3.6 ± 1.0	0.9 ± 0.6
NGC1333-IRAS2	4.3 ± 0.6	5.8 ± 1.5	1.6 ± 0.4	4.9 ± 1.0	1.0 ± 0.2	1.8 ± 0.6	0.6 ± 0.4	< 0.4
L1448-MM	3.3 ± 0.7	4.7 ± 1.1	1.0 ± 0.2	3.4 ± 0.6	0.4 ± 0.1	1.3 ± 0.4	0.2 ± 0.1	< 0.1
L1448-N	7.9 ± 0.9	6.9 ± 1.6	3.8 ± 0.9	5.7 ± 0.9	-	-	0.6 ± 0.2	-
L1157-MM	1.2 ± 0.2	2.1 ± 0.5	1.2 ± 0.3	1.1 ± 0.3	< 0.2	0.5 ± 0.2	< 0.1	< 0.1
L1527	2.8 ± 0.7	4.5 ± 1.1	1.0 ± 0.3	3.0 ± 1.3	0.2 ± 0.1	0.4 ± 0.2	-	-
VLA1623	3.8 ± 1.2	2.7 ± 1.2	0.9 ± 0.2	5.0 ± 1.5	-	1.2 ± 0.4	< 0.2	< 0.3

^a Blended with the 5_{4,1}-4_{4,0} H₂CO line.**Fig. 3.** Spectra of the observed H₂¹³CO lines.

was only detected towards NGC1333-IRAS4A and NGC1333-IRAS4B. Because of its high energy (234 K), this line is probably excited in hotter regions, and would increase the derived rotational temperature. This line was not included to keep the derived parameters comparable from one source to the other.

Table 5 summarizes the derived total column densities and rotational temperatures. The column densities range from 2 to $7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, and the rotational temperatures from 11 to 40 K. The values are both only lower limits to the actual gas temperature and column density, as the gas temperatures can actually

8

S. Maret et al.: The H₂CO abundance in low mass protostars**Table 3.** Integrated fluxes of H₂¹³CO lines in T_{mb} dV units. Upper limits are given as 2 σ . The “-” symbol indicates lack of the relevant observation.

Transition	o-H ₂ ¹³ CO			p-H ₂ ¹³ CO
	2 _{1,2} -1 _{1,1}	4 _{1,4} -3 _{1,3}	5 _{1,5} -4 _{1,4}	5 _{2,4} -4 _{2,3}
E_u (K)	21.7	44.8	61.3	98.5
$A_{u,l}$ (s ⁻¹)	1.5×10^{-4}	1.7×10^{-3}	3.4×10^{-3}	1.1×10^{-3}
ν (Ghz)	137.450	274.762	343.325	354.899
HPBW (")	17	9	14	14
Telescope	IRAM	IRAM	JCMT	JCMT
η_{mb} or B_{eff}/F_{eff}	0.74	0.47	0.63	0.63
NGC1333-IRAS4A	0.4 ± 0.1	0.3 ± 0.1	0.3 ± 0.2	< 0.1
NGC1333-IRAS4B	-	-	0.3 ± 0.1	< 0.1
NGC1333-IRAS2	0.2 ± 0.1	-	0.4 ± 0.2	< 0.1
L1448-MM	-	-	< 0.1	< 0.2
L1448-N	0.2 ± 0.1	< 0.1	-	-
L1157-MM	-	-	< 0.1	< 0.1

Table 4. H₂CO lines opacities derived from the H₂¹³CO observations.

Transition	o-H ₂ CO			p-H ₂ CO
	2 _{1,2} -1 _{1,1}	4 _{1,4} -3 _{1,3}	5 _{1,5} -4 _{1,4}	5 _{2,4} -4 _{2,3}
NGC1333-IRAS4A	1.0 ^{+0.7} _{-0.4}	0.5 ^{+1.2} _{-0.4}	1.2 ^{+9.9} _{-0.7}	< 2
NGC1333-IRAS4B	-	-	0.9 ^{+1.3} _{-0.5}	< 0.5
NGC1333-IRAS2	1.1 ^{+1.9} _{-0.6}	-	5.5 ^{+11.1} _{-2.2}	< 4
L1448-MM	-	-	< 2	-
L1448-N	0.4 ^{+1.1} _{-0.3}	< 0.1	-	-
L1157-MM	-	-	< 1.4	-

be significantly higher in the case of non-LTE conditions, and the derived column density can also be higher in case of optically thick emission. To correct for this effect, the derived column densities were recalculated adopting the average value of opacities quoted in Tab. 4. The corrected column densities are also reported in Table 5, and range from 0.8 to 2×10^{14} cm⁻².

4.3. LVG modeling

In order to derive the physical conditions of the emitting gas under non-LTE conditions, the formaldehyde emission has been modeled using an LVG code⁵. The collisional coefficients from Green (1991) and the Einstein coefficients from the JPL database (Pickett et al. 1998) were used. The LVG code has three free parameters: the column density to line width ratio $\frac{N(\text{H}_2\text{CO})}{\Delta\nu}$ (which regulates the line opacity), the gas temperature T_{gas} , and the molecular hydrogen density $n(\text{H}_2)$. When the lines are optically thin the line ratios only depend on the latter two parameters. Since we measured only marginally optically thick lines, the gas temperature and density were first constrained based on the line ratios predicted in the case of optically thin lines. The absolute line fluxes predicted by the model were then compared with observations to constrain the H₂CO column density.

The gas temperature and density have been determined by minimizing the χ^2_{red} , defined as:

$$\chi^2_{\text{red}} = \frac{1}{N-2} \sum_1^N \frac{(\text{Observations} - \text{Model})^2}{\sigma^2} \quad (6)$$

where all the observed H₂CO lines were included. The derived T_{gas} and $n(\text{H}_2)$ are reported in Table 5. The H₂CO column densities were then constrained using the observed o-H₂CO 5_{1,5}-4_{1,4} line flux, under the assumption of optically thin emission.

The derived temperatures are between 30 and 90 K. These temperatures are significantly higher than the rotational temperature, suggesting that the observed transitions are subthermally populated. Indeed, the derived densities support this conclusion, as they vary between 1 and 6×10^5 cm⁻³. It is remarkable that the density range is so small, but the density estimate is certainly biased because of the choice of the transitions. In particular, the densities are slightly lower than those found by Blake et al. (1995) and van Dishoeck et al. (1995) for NGC1333-IRAS4A, NGC1333-IRAS4B, and IRAS16293-2422. This is probably due to the fact that those studies included only the higher frequency lines whereas we here included also lower frequency, and thus lower critical density lines. This re-inforces the conclusion that a range of densities are present in the envelope, as predicted by the power-law density structure derived from continuum observations (Jørgensen et al. 2002). Finally, the H₂CO column densities derived with the rotational diagram method are typically lower by less than

⁵ Details on the used LVG code can be found in Ceccarelli et al. (2002).

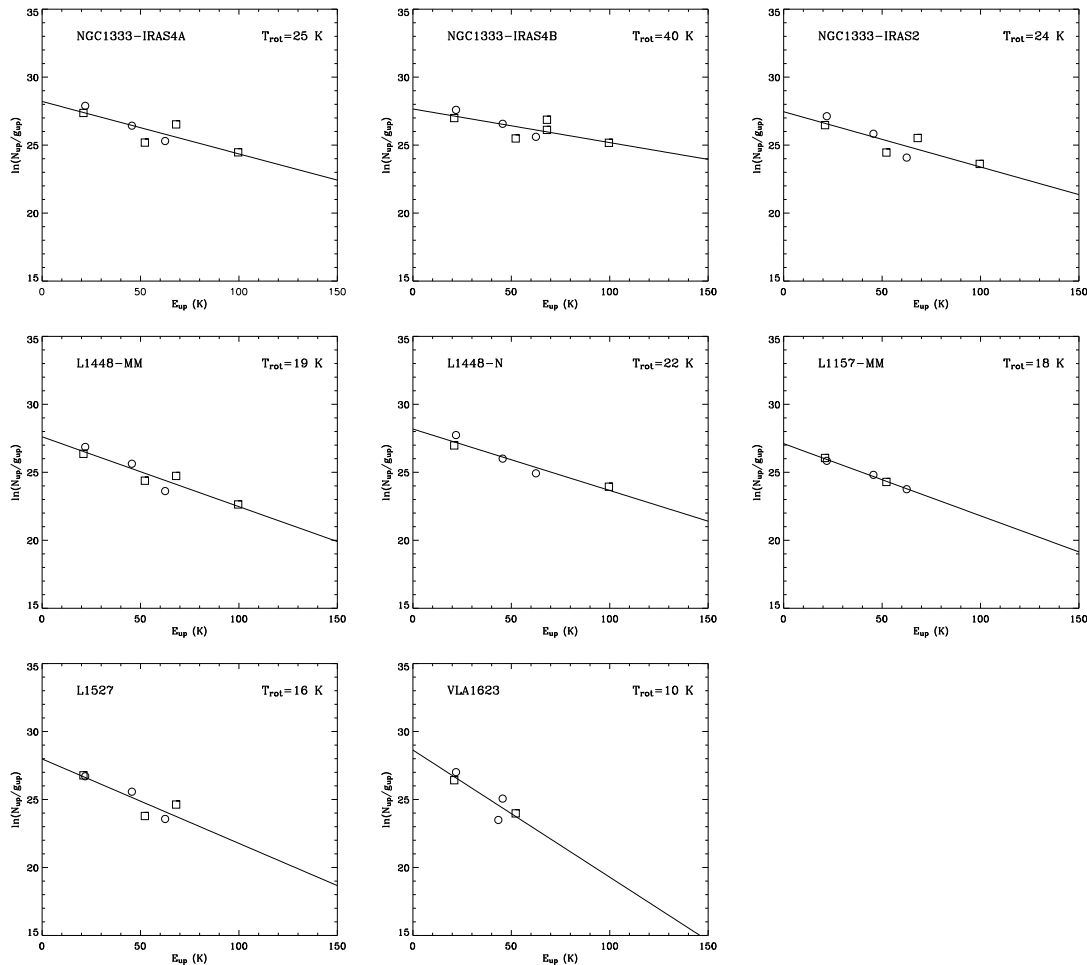


Fig. 4. H₂CO rotational diagrams derived for the observed sources. Circles and squares mark the ortho and para H₂CO transitions respectively. Fluxes of the para transitions have been multiplied by the ortho to para ratio, obtained by minimizing the χ^2 between the observations and the predictions of the rotational diagram (see text). Solid lines show the best fit curves.

a factor 5 than the ones derived using the LVG method with the exception of NGC1333-IRAS2.

Table 5 also reports estimates of the average H₂CO abundance in each source, obtained dividing the H₂CO by the H₂ column densities derived by Jørgensen et al. (2002) from submillimeter continuum observations. The latter refer to the amount of material with a temperature larger than 10 K, typically at a distance of several thousands of AUs, more than the envelope encompassed by the beam of our observations. This material is likely an upper limit to the column density of the gas emitting the H₂CO lines, but it provides a first approximate estimate of the H₂CO abundance. Table 5 shows rather large variations in the H₂CO abundance from source to source. Given the approximation of the method used to derive them, this spread may not be entirely real. In the next section we analyze the observed lines by means of an accurate model that takes into account the source structure.

5. Protostellar envelope model

5.1. Model description

The model used computes the line emission from a spherical envelope. Dust and gas have density and temperature gradients, that are approximated as follows. The density profile is described by a power law $n(\text{H}_2) \propto r^{-\alpha}$, where α is between 0.5 and 2. The case $\alpha = 1.5$ corresponds to an entirely free-falling envelope, whereas $\alpha = 2$ would mimic an isothermal sphere in hydrostatic equilibrium. The densities and dust temperature profiles of all the sources of the sample have been derived by Jørgensen et al. (2002), except for L1448-N, whose analysis is reported in Appendix A.

The gas temperature profile has then been computed by using the model developed by Ceccarelli et al. (1996), which solves the thermal balance in the envelope. In order to compute the gas temperature, one needs to solve the radiative transfer

10

S. Maret et al.: The H₂CO abundance in low mass protostars**Table 5.** Results of the rotational diagram and LVG analysis.

Source	Rotational Diagram			LVG				
	T_{rot} (K)	$N_{\text{thin}}(\text{H}_2\text{CO})$ (cm ⁻²)	$N(\text{H}_2\text{CO})^a$ (cm ⁻²)	T_{gas} (K)	$n(\text{H}_2)$ (cm ⁻³)	$N(\text{H}_2\text{CO})^b$ (cm ⁻²)	$\text{H}_2\text{CO}/\text{H}_2^c$	CO/H_2^d
NGC1333-IRAS4A	25	7×10^{13}	2×10^{14}	50	3×10^5	1×10^{15}	5×10^{-10}	8×10^{-6}
NGC1333-IRAS4B	40	7×10^{13}	2×10^{14}	80	3×10^5	2×10^{14}	7×10^{-10}	1×10^{-5}
NGC1333-IRAS2	24	3×10^{13}	1×10^{14}	70	3×10^5	5×10^{13}	1×10^{-10}	2×10^{-5}
L1448-MM	19	2×10^{13}	-	30	3×10^5	6×10^{13}	4×10^{-10}	4×10^{-5}
L1448-N	22	5×10^{13}	8×10^{13}	90	1×10^5	3×10^{13}	7×10^{-10}	-
L1157-MM	18	1×10^{13}	-	80	3×10^5	4×10^{13}	3×10^{-11}	6×10^{-6}
L1527	16	3×10^{13}	-	30	6×10^5	4×10^{13}	1×10^{-9}	4×10^{-5}
VLA1623	11	3×10^{13}	-	80	1×10^5	8×10^{13}	3×10^{-10}	2×10^{-4}

^a Corrected for opacity effects, assuming a value of $\tau = 1$ for NGC1333-IRAS4A, NGC1333-IRAS4B and NGC1333-IRAS2 and $\tau = 0.4$ for L1448-N respectively (see Table 4).

^b Averaged over a 10'' beam.

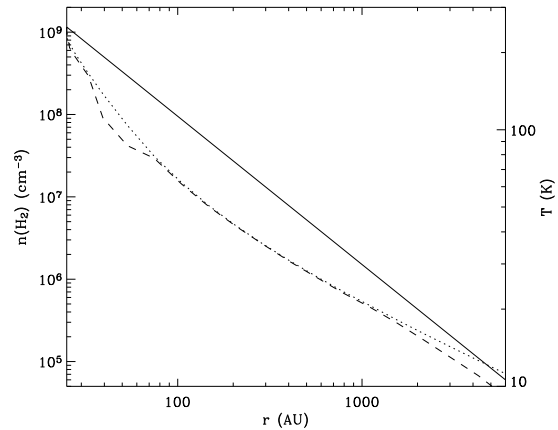
^c From H₂ column densities quoted by Jørgensen et al. (2002)

^d From Jørgensen et al. (2002)

of the main coolants of the gas, i.e. H₂O, CO and O. For the water abundance in the inner and outer regions we used the values derived by the analysis of IRAS16293-2422 (Ceccarelli et al. 2000a) and NGC1333-IRAS4 (Maret et al. 2002): 4×10^{-6} and 4×10^{-7} respectively. The CO abundance in the outer region is taken to be 10^{-5} (e.g. Jørgensen et al. 2002), lower than the canonical value, as this species is depleted in the cold parts of the envelope. Finally, the oxygen abundance is taken to be 2.5×10^{-4} . Fig. 5 shows a typical example the case of NGC1333-IRAS2. The gas temperature tracks closely, but not completely, the dust temperature. In the very inner region the gas is colder than the dust because of the increase of the water abundance caused by the icy mantle evaporation (when $T_{\text{dust}} \geq 100$ K), which increases the gas cooling capacity. In the very outer region the gas is colder than the dust too, because of the efficient gas cooling by the CO lines (see also the discussion in Ceccarelli et al. 1996 and Maret et al. 2002). These differences concern however small regions in the envelope, and therefore the results would be essentially the same if the gas and dust temperature are assumed to be equal. To fully quantify this effect, we ran a model for NGC1333-IRAS2 with a gas temperature equal to the dust one, and no significant differences were found.

The velocity field, which regulates the line opacity in the inner envelope, has been approximated as due to free falling gas towards a $0.5 M_{\odot}$ central object in all sources (no turbulent broadening is taken into account). In view of the importance of ice evaporation, the formaldehyde abundance across the envelope has been modeled by a step function: when the dust temperature is lower than the ice mantle evaporation ($T_{\text{dust}} \leq 100$ K) the abundance has the value X_{out} , whereas it increases to X_{in} in the $T_{\text{dust}} \geq 100$ K region. Finally, a H₂CO ortho to para ratio of 3 was assumed. We will discuss the dependence of the obtained results on these “hidden” parameters in the next section.

Finally, the line emission is computed by solving the radiative transfer in presence of warm dust in the escape probability formalism where the escape probability β is computed at each

**Fig. 5.** Density (solid line), gas (dashed line) and dust (dotted line) temperature across the envelope of NGC1333-IRAS2.

point of the envelope by integrating the following function over the solid angle Ω (Ceccarelli et al. 1996):

$$\beta = \frac{k_d}{k_L + k_d} + \frac{k_L}{(k_L + k_d)^2} \int d\mu \frac{1 - \exp[-(k_L + k_d) \Delta L_{\text{th}}]}{\Delta L_{\text{th}}} \quad (7)$$

where k_L and k_d are the line and dust absorption coefficients respectively, and ΔL_{th} is the line trapping region, given by the following expressions:

$$\Delta L_{\text{th}} = 2 \Delta v_{\text{th}} \left(\frac{v}{r} \left| 1 - \frac{3}{2} \mu^2 \right| \right)^{-1} \quad (8)$$

in the infalling region of the envelope (where $\arccos(\mu)$ is the angle with the radial outward direction) and

$$\Delta L_{\text{th}} = r \left(1 - \frac{r}{R_{\text{env}}} \right) \quad (9)$$

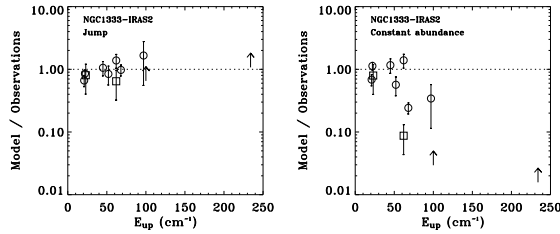


Fig. 7. Ratio of the model predictions over the observed fluxes of H₂CO lines as a function of the upper energy of the line, for NGC1333-IRAS2. In the left panel a jump in the abundance (Tab. 6) is adopted, while in the right panel a constant abundance across the envelope is assumed. The circles and the squares represent H₂¹²CO and H₂¹³CO lines respectively. The arrows represent lower limits.

in the static region (where R_{env} is the envelope radius). In the previous equations, Δv_{th} is the thermal velocity width and v is the infall velocity. In practice, the photons emitted by the dust can be absorbed by the gas and can pump the levels of the formaldehyde molecules. At the same time, photons emitted by the gas can be absorbed by the dust (at the submillimeter wavelengths the dust absorption is however negligible).

5.2. Results

In order to constrain the inner and outer formaldehyde abundance in the envelope, we run a grid of models, varying X_{out} between 10^{-12} and 10^{-8} , and X_{in} between 10^{-12} and 10^{-4} respectively for each source. Both parameters were constrained by minimizing the χ^2_{red} . The best fit model for each source was then been obtained from the χ^2_{red} diagrams shown in Fig. 6, and the parameters are summarized in Table 6. The list of predicted o-H₂CO spectra for each source are reported in Appendix B.

X_{out} is well constrained in all sources, and varies between 8×10^{-11} and 8×10^{-10} . These values differ on average by a factor 3 from the abundances derived by the LVG analysis. In four sources (NGC1333-IRAS4B, NGC1333-IRAS2, L1448-MM and L1527) the value of X_{in} is also well constrained by the observations, with a 3σ confidence level. In three sources (NGC1333-IRAS4A, L1448-N and L1157-MM) we also detected formaldehyde abundance jumps, but the level of confidence is less or equal to 2σ . VLA1623 is the only source where no evidence of a jump is detected, although the data would not be inconsistent with it. The measured X_{in} values are between 1×10^{-8} and 6×10^{-6} , and the jumps in the formaldehyde abundance are between 100 and 10^4 .

To illustrate the reliability of the derived jumps, Fig. 7 shows the ratio between the model and the observations in the cases of no abundance jump and with a jump, for NGC1333-IRAS2 as an example. The constant abundance model can reproduce the observed fluxes of the lower transitions well, but it definitively underestimates the flux of the lines originating from the higher levels.

In the next section, we discuss the effects of the other model parameters on the H₂CO abundance determination.

5.3. Dependence on other parameters of the model

The derived formaldehyde abundances depend on four hidden parameters: the adopted velocity and density profiles, the H₂CO ortho to para ratio and the evaporation temperature. In the following we discuss the influence of all these parameters on the determination of the H₂CO inner abundance.

5.3.1. Velocity profile

In our analysis, we assumed a velocity profile of a free falling envelope, given by:

$$v(r) = \left(\frac{2GM}{r} \right)^{1/2} \quad (10)$$

where G is the gravitational constant and M the mass of the central star. The choice of a free falling velocity profile seems natural, as these protostars are believed to be in accretion phase (e.g. André et al. 2000). Yet, the central mass is a poorly constrained parameter. Recently, Maret et al. (2002) and Ceccarelli et al. (2000a) derived a central mass of 0.5 and 0.8 $M_{\odot}$ for NGC1333-IRAS4A and IRAS16293-2422 respectively. Here we adopt a central mass of 0.5 $M_{\odot}$ for all the observed sources, but this parameter could vary from one source to the other.

A different choice for the velocity profile could change the derived abundance. In particular, a higher central mass would imply a higher velocity gradient in the central parts of the envelope, and as a consequence, a lower opacity of the H₂CO lines. This lower opacity would decrease the formaldehyde abundance needed to reproduce a given flux. These differences are expected to affect mainly the high lying lines, which originate in the inner parts of the envelope.

In order to quantify this effect on the derived formaldehyde abundances, two models of L1448-MM were run, using a central mass of 0.3 and 0.8 $M_{\odot}$ respectively. A third model was also run to check the case of a static envelope, where a turbulent line broadening of 1 km s⁻¹ has been added. This model was adopted by Jørgensen et al. (2002), and reproduced well the observed low J CO emission, which originates in the static envelope.

Figure 8 shows the χ^2_{red} diagrams obtained in the three cases. While the derived outer formaldehyde abundance is not much affected by the adopted velocity field, the inner abundance changes significantly when adopting a static envelope rather than a free-fall profile. Yet, the inner abundance is well constrained in the first two cases (free-fall with different central masses), and very weakly depends on the adopted central mass: 8×10^{-7} and 5×10^{-7} for 0.3 and 0.8 $M_{\odot}$ respectively. On the contrary, only a lower limit is obtained if a static envelope is adopted: $> 3 \times 10^{-8}$. This is due to different line opacities in the three cases. In a static envelope, the high lying lines become more easily optically thick, because of the reduced linewidth with respect to the free-fall cases. For this reason, these lines do not depend on X_{in} , when X_{in} is $\sim 10^{-7}$, because they become optically thick. This explains why only a lower limit on X_{in} can be computed in that case.

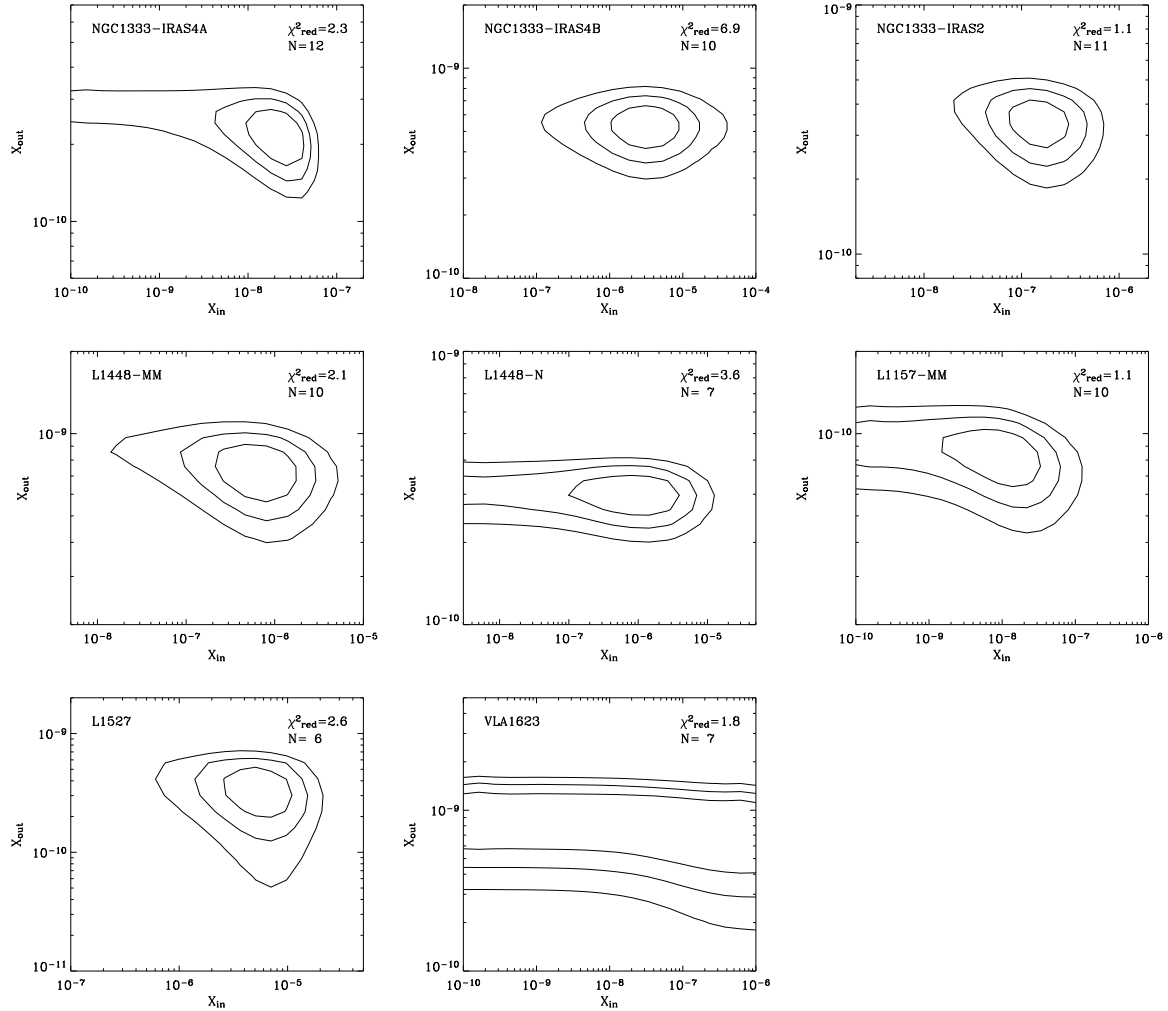


Fig. 6. Protostellar envelope model χ^2_{red} contours as a function of the outer and inner H₂CO abundances. The contours levels show the 1, 2, and 3 σ confidence levels respectively.

5.3.2. Density profile

The H₂CO abundances depend on the density profile derived from the continuum observations. In particular, the observations used to derive the physical structure of the envelopes have been obtained with a typical beamwidth of 10'', i.e. 2200 AU at the distance of NGC1333. The observed continuum is therefore not very sensitive to the physical conditions in the innermost regions of the envelope, at scales smaller than a few hundred AUs. Consequently, the derived density power-law index reflects rather the density in the outer part of the envelope, and the inner density, extrapolated from these power law, may be a rough estimate. Finally, the determination of the density profiles of some of the sources of the sample was difficult because of the existence of multiple components (Jørgensen et al.

2002). Jørgensen et al. (2002) reported an average uncertainty of ± 0.2 on the power-law index. If the density at the outer radius of the envelope is assumed to be correctly determined by the continuum observations, the uncertainty on the power-law index corresponds to an uncertainty of a factor five on the density at the inner radius of the envelope. In order to check the effect of this uncertainty on the derived abundances, we ran models of NGC1333-IRAS4B with an inner density artificially multiplied by a factor 5 (note that the outer density is not changed). Whereas the H₂CO outer abundance remains unchanged, the inner abundance decreases by about the same factor 5. Uncertainties in the inner density could therefore lead to uncertainties on the derived inner abundances of the same order of magnitude.

Table 6. Formaldehyde abundances as derived from the envelope model in the outer parts of the envelope (X_{out}) and the inner parts of the envelope (X_{in}). The table also includes the radius where the dust temperature is 100 K and 50 K, and the density at the radius where the dust temperature is 100 K.

Source	$R_{100\text{K}}$ (AU)	$R_{50\text{K}}$ (AU)	$n_{100\text{K}}$ (cm ⁻³)	X_{out}	X_{in}
NGC1333-IRAS4A	53	127	2×10^9	2×10^{-10}	2×10^{-8}
NGC1333-IRAS4B	27	101	2×10^8	5×10^{-10}	3×10^{-6}
NGC1333-IRAS2	47	153	3×10^8	3×10^{-10}	2×10^{-7}
L1448-MM	20	89	2×10^8	7×10^{-10}	6×10^{-7}
L1448-N	20	95	1×10^8	3×10^{-10}	1×10^{-6}
L1157-MM	40	105	8×10^8	8×10^{-11}	1×10^{-8}
L1527	20	140	3×10^6	3×10^{-10}	6×10^{-6}
VLA1623	13	48	2×10^8	8×10^{-10}	-
IRAS16293-2422 ^a	133	266	1×10^8	1×10^{-9}	1×10^{-7}

^a From Ceccarelli et al. (2000c).

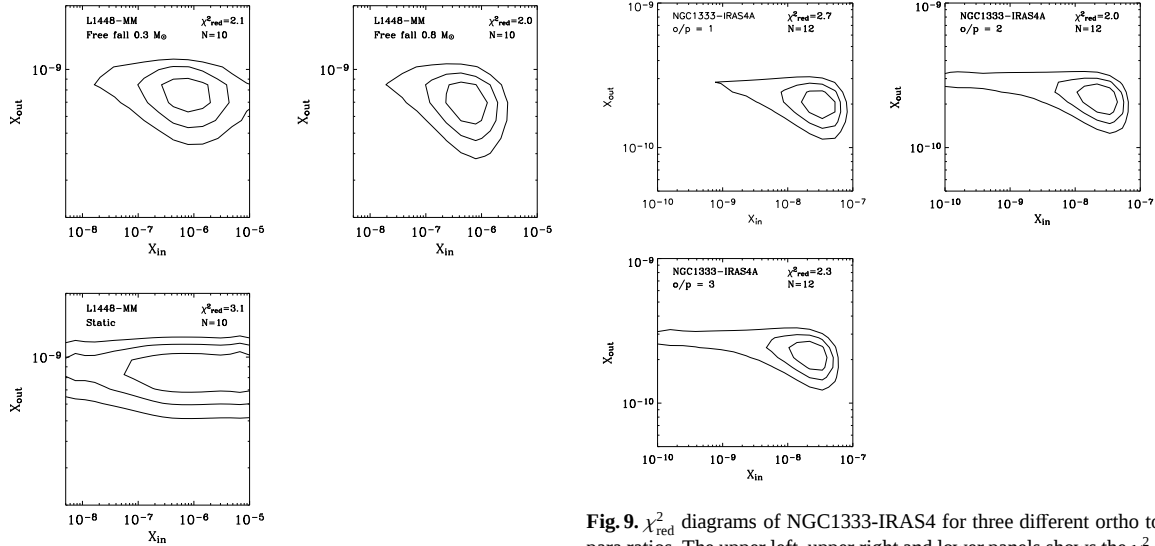


Fig. 8. χ^2_{red} diagrams of L1448-MM for three different velocity profiles. The upper left and upper right panels show the χ^2_{red} contours derived for a free falling envelope with a central mass of 0.3 and 0.8 $M_{\odot}$ respectively. The lower panel shows the static envelope case, with a 1 km s⁻¹ turbulent velocity. Contours indicates the 1, 2 and 3σ confidence levels respectively.

5.3.3. The H₂CO ortho to para ratio

The derived formaldehyde abundances depend also on the value of the H₂CO ortho to para ratio. Given the relatively low number of observed lines, this parameter cannot be constrained by the present observations. Actually, it is very badly constrained even in the case of IRAS16293-2422, where many more formaldehyde lines have been observed. Ceccarelli et al. (2000c) and Schöier et al. (2002) report a value for the ortho and para ratio around 3, but with a large uncertainty. We thus adopted the canonical value of 3 in our analysis (Kahane et al. 1984).

Fig. 9. χ^2_{red} diagrams of NGC1333-IRAS4 for three different ortho to para ratios. The upper left, upper right and lower panels shows the χ^2_{red} contours derived for an ortho to para ratio of 1, 2 and 3 respectively. Contours indicates the 1, 2 and 3σ confidence levels respectively.

As an example, Fig. 9 shows the influence of this parameter on the derived H₂CO abundance of NGC1333-IRAS4A. We ran models with the ortho to para ratio 1, 2 and 3 respectively. While the derived inner and outer abundances are almost identical for the three ratios, the abundance jump is slightly better constrained for a ratio of 1 (3σ) than an higher ratio (2σ).

5.3.4. Evaporation temperature

Finally, the evaporation temperature T_{ev} , at which the formaldehyde desorption occurs, is also a hidden parameter of our model. As described in §5.1, in the present study we adopted $T_{\text{ev}} = 100$ K, which corresponds to the evaporation of water ices (Aikawa et al. 1997). However, part of the desorption could also occur at the evaporation temperature of

14

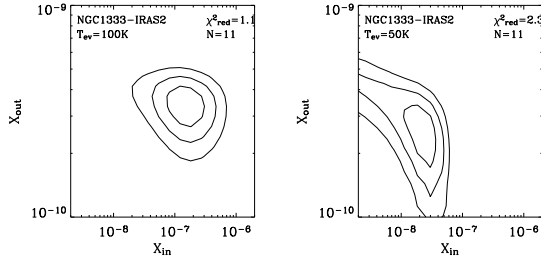
S. Maret et al.: The H₂CO abundance in low mass protostars

Fig. 10. χ^2_{red} diagrams of NGC1333-IRAS2 for an evaporation temperature of 100 K (left panel) and 50 K (right panel). Contours indicate the 1, 2 and 3σ confidence levels respectively.

pure formaldehyde ices (50 K; Aikawa et al. 1997; Rodgers & Charnley 2003). For example, a detailed analysis of the formaldehyde spatial emission in IRAS16293-2422 has shown that the formaldehyde abundance has a first jump, of about a factor 10, where $T_{\text{dust}} \geq 50$ K, and a second jump of about a factor 25 where $T_{\text{dust}} \geq 100$ (Ceccarelli et al. 2001). However, given the relatively small number of observed lines and the absence of spatial information on the formaldehyde emission in the source sample of the present study, we limited the H₂CO abundance profile to a single step function. In order to check if the data are also consistent with a jump at 50 K, a model with a jump in the abundance at 50 K for NGC1333-IRAS2 was run (see Fig. 10). While X_{out} is very little sensitive to this parameter, X_{in} is about ten times smaller when assuming a jump at 50 K (2×10^{-7} and 2×10^{-8} for 100 and 50 K respectively). We note, however, that the best agreement with the data is obtained for an evaporation temperature of 100 K ($\chi^2_{\text{red}} = 1.1$ against 2.3 respectively).

5.3.5. Summary

In the χ^2_{red} analysis of §5.2, we adopted the most reasonable values of the various hidden parameters in the model. In this section we have explored the effect of variations in them on the derived abundance jumps. We emphasize that the actual value of the jump as well as the precise location are quite uncertain. Based on the previous analysis, the adopted velocity field seems to affect most strongly the amplitude and/or the presence of the derived jump, in particular when a static, turbulent field is considered. The other three parameters, the inner density, the ortho to para ratio, and the evaporation temperature seem to play a minor role. In this sense, the model assumption of an infalling envelope is probably the most critical in the present analysis. As already mentioned, we favor the hypothesis of collapsing envelopes, both because evidences are accumulating in this direction (e.g. Di Francesco et al. 2001), and because it is the most natural one.

To summarize, the sources (i.e. NGC1333-IRAS4B, NGC1333-IRAS2, L1448-MM and L1527) where the χ^2_{red} analysis yields 3σ evidence for jumps, the presence of an abundance jump is rather firm to our opinion. Although more marginal, the data are consistent with the presence of a jump

in the other surveyed sources as well. Appendix B lists the predicted fluxes of the brightest ortho formaldehyde lines. Predictions of para H₂CO line fluxes can be found on the web site MEPEW⁶ (Ceccarelli et al. 2003). In particular, the submillimeter lines are sensitive to the presence and amplitude of the jump in the H₂CO abundance, and future observations with existing (JCMT, CSO) and future (e.g. SMA, ALMA) submillimeter telescopes will better constrain this value.

6. Discussion

The first remarkable and, by far the most important result of this study is the evidence for a region of formaldehyde evaporation in seven out of eight observed sources. In these regions, the formaldehyde abundance jumps to values two or more orders of magnitude larger than the abundance in the cold outer envelope. The transition is consistent with the location where the dust temperature reaches 100 K. The radius of these warm regions is between 13 and 133 AU, and the densities⁷ are between 1 and $20 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$. A straightforward interpretation of this result is that the grain mantles sublimate at 100 K, releasing into the gas phase their components, and, among them, formaldehyde. In addition, recent observations have shown the presence of complex molecules, typical of massive hot cores (Cazaux et al. 2003) towards IRAS16293-2422, the first studied hot core of low mass protostars (Ceccarelli et al. 2000a,b,c; Schöier et al. 2002). The similarity with the well studied hot cores of the massive protostars is certainly striking: *warm, dense, and compact regions chemically dominated by the mantle evaporation*. Even though the chemistry can be, and very probably is different in high and low mass protostars, the hot cores represent basically the same process in both type of sources. Our study does not address the possibility that some of the H₂CO ice mantles may be liberated by shocks interacting with the inner envelope, since the line wings have been excluded from our analysis. The role of shocks could be studied by future high angular resolution maps of the line center and line wing emission.

6.1. X_{in} versus $L_{\text{smm}}/L_{\text{bol}}$

The H₂CO abundance in the inner region shows loose trend with a variety of source characteristics. These include the density in the inner region and the size of the region (Fig. 11), as well as the ratio of the submillimeter luminosity to the bolometric luminosity, $L_{\text{smm}}/L_{\text{bol}}$ (Fig. 12). In assessing these correlations, we should, of course, keep the large uncertainties – an order of magnitude – as well as systematic effects in mind. In particular, underestimating the density will immediately result in overestimating the abundance required to explain the observations (cf. section 5.3). Likewise, if we underestimate the size of the emitting region, we will need a higher H₂CO abundance.

⁶ <http://www-laog.obs.ujf-grenoble.fr/~ceccarelli/mepew/mepew.html>

⁷ L1527 is an exception, with a density of $3 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$, but, as commented by Jørgensen et al. (2002) this may be due to the contribution of the disk, that may dominate the continuum emission in the inner parts of this source (Loinard et al. 2002b).

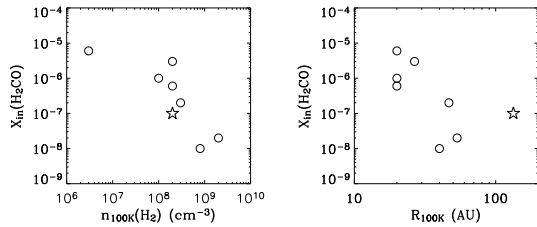


Fig. 11. Derived H₂CO X_{in} abundances as a function of the density (left panel) and the radius (right panel) where $T_{dust} = 100$ K. The star represent IRAS16293-2422.

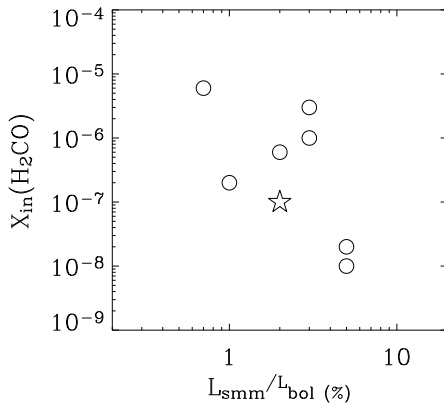


Fig. 12. Derived H₂CO X_{in} abundances as a function of L_{smm}/L_{bol} . The star represent IRAS16293-2422.

Now, which of these, if any, correlations is the prime correlation and which one is derived is not directly clear. In particular, within the inside-out-collapse, the density and inner radius are anti-correlated as are the luminosity and the radius of the evaporated region.

The apparent anti-correlation between the H₂CO abundance and L_{smm}/L_{bol} (Fig. 12) is of particular interest. The latter is generally taken as an indicator of the evolutionary stage of the protostar where a larger value for L_{smm}/L_{bol} implies “youth” (e.g. large amounts of cold material surrounding the YSO). The anti-correlation may seem a surprising result, as the most accepted scenario predicts that formaldehyde is formed on the grain surfaces, likely by successive hydrogenation of CO (Tielens & Hagen 1982; Charnley et al. 1997) during the pre-stellar phase. Once in the gas phase because of the evaporation of the grain mantles, formaldehyde is destroyed (i.e. converted into more complex molecules) on a timescale of $\sim 10^4$ yr (Charnley et al. 1992). In this picture, the youngest sources should have the largest X_{in} , which is evidently not the case. This picture, however, might be somewhat over-simplified. Indeed, the process of ice evaporation is continuous, involving larger and larger regions as the time passes and the luminosity of the protostar increases – as pointed out by the models by Ceccarelli et al. (1996) and Rodgers & Charnley

(2003) – so that the result is a shell of continuously refurbished H₂CO, moving outwards. The main point is that the region of formaldehyde overabundance never disappears, but just moves, and the jump in the H₂CO abundance is only governed by the quantity of formaldehyde in the grain mantles.

If the L_{smm}/L_{bol} ratio is not an age indicator but rather a parameter affected more by the different initial conditions of each protostar, and specifically it is larger in sources where the pre-stellar density is larger (e.g. Jayawardhana et al. 2001), the trend of Fig. 12 would imply that the H₂CO ice abundance depends on the pre-stellar conditions. Less dense pre-stellar conditions (i.e. lower L_{smm}/L_{bol} ratios) would give rise to more H₂CO enriched ices, because there is more atomic H and thus more grain surface hydrogenation to form H₂CO. This is indeed consistent with the fact that the efficiency of CO hydrogenation into H₂CO on the grain mantles is ~ 250 times larger in H₂O-rich ices when compared to CO-rich ices (Ceccarelli et al. 2001). And since less dense regions have likely more H₂O-rich than CO-rich ices, because CO-rich ices likely form in relatively dense condensations (Bacmann et al. 2002), the larger H₂CO abundance in sources with a lower L_{smm}/L_{bol} would therefore be due to a real larger efficiency of the H₂O-rich ices in forming H₂CO. As a consequence, our finding would suggest that the L_{smm}/L_{bol} ratio does not probe the evolutionary status of protostars, but rather mainly reflects their different initial conditions.

Alternative explanations are also possible. For example, recent laboratory works suggest that the formation of formaldehyde by CO hydrogenation on the grains depends on the dust temperature (Watanabe et al. 2003), and this may also be consistent with “older” protostars (i.e. lower L_{smm}/L_{bol} ratios), being also hotter, having larger H₂CO abundances. This, of course, would imply that the bulk of the H₂CO is formed in a stage later than the CO condensation, namely during the pre-stellar core phase (Bacmann et al. 2002). Whether this is likely is difficult to say, for CO may indeed be trapped on the grain mantles and partly converted into H₂CO only when the grain temperature increases, as suggested by the laboratory experiments. Another possibility is that formaldehyde formation on grains needs UV radiation (e.g. d’Hendecourt et al. 1986; Schutte et al. 1996). Analogously to above, formaldehyde would be formed only in a later stage, and the older the protostar, the larger the UV field and the larger the H₂CO abundance.

All these interpretations need to be taken with caution, of course, since the inferred variations in the inner H₂CO abundance might reflect uncertainties in the density and/or size of the region emitting the H₂CO lines. A similar study on a larger sample and focussing on higher energy lines is required to draw more definitive conclusions.

6.2. Low versus high mass protostars

In section 5 we have examined the evidence for the presence of jumps in the H₂CO abundance in the warm gas surrounding low mass YSOs. The presence of such abundance jumps in hot cores around high mass stars is not well established. On

the one hand, the prototype of hot cores in regions of massive star formation – the hot core in the Orion BN/KL region – has a H₂CO abundance of 10^{-7} (Sutton et al. 1995). On the other hand, in a study of hot cores in a sample of massive protostars, van der Tak et al. (2000) did not find evidence for the presence of H₂CO abundance jumps, but did find evidence for jumps in the CH₃OH abundance. It is unclear at present whether the Orion hot core or the van der Tak sample is more representative for the composition of hot cores in regions of massive star formation. Presuming that the differences in H₂CO abundance jumps are real, we note that the composition of the ices – which drive the chemistry in hot cores – may well differ between regions of low mass and high mass star formation.

Supporting this idea, the deuterium fractionation is dramatically different in the high and low mass protostars. Doubly deuterated formaldehyde and methanol have been observed to be extremely abundant in low mass protostars when compared to massive protostars. The D₂CO/H₂CO ratio is more than 25 times larger in low than in high mass protostars (Ceccarelli et al. 1998; Loinard et al. 2002a). Deuterated methanol may be as abundant than its main isotopomer in the low mass protostar IRAS16293-2422 (Parise et al. 2002), whereas it is only 4% of CH₃OH in Orion (Jacq et al. 1993). Since this extreme deuteration is likely a grain mantle product (e.g. Ceccarelli et al. 2001; Parise et al. 2002), the dramatic differences in the molecular deuteration between low and high mass protostars are already a very strong indication that mantles in both type of sources are *substantially* different. This indeed does not come as a surprise, as the pre-collapse conditions very likely differ: warmer in high than in low mass stars, at the very least.

6.3. X_{out} versus CO abundance

Finally, Fig. 13 compares the H₂CO abundance X_{out} with the CO abundance derived by Jørgensen et al. (2002), in the outer envelope. On the same plot we also reported the values found in the prestellar cores studied by Bacmann et al. (2002, 2003). The first thing to notice is the similarity of the values found in Class 0 sources and pre-stellar cores, in both molecules, despite the different methods used to derive the abundances. The similarity of the values adds support to the thesis that the pre-stellar cores of the Bacmann et al. sample are precursors of Class 0 sources, and that the outer regions of the envelopes of Class 0 sources are formed by material still unchanged by the collapse, i.e. that reflects the pre-collapse conditions. Second aspect to note of Fig. 13 is the clear correlation between the H₂CO and CO abundance. In this case the interpretation is straightforward: in the outer, cold envelope molecules are depleted, and the degree of depletion is the same for the CO and the H₂CO molecules. As discussed in Bacmann et al. (2002), the limited CO depletion observed in pre-stellar cores strongly suggests that a relatively efficient mechanism (cosmic rays?) re-injects CO into the gas phase. Since the binding energies of the CO and H₂CO are relatively different (e.g. Aikawa et al. 1997), the linear correlation of Fig. 13 strengthens the claim that H₂CO molecules are trapped into CO-rich ices (Ceccarelli et al. 2001).

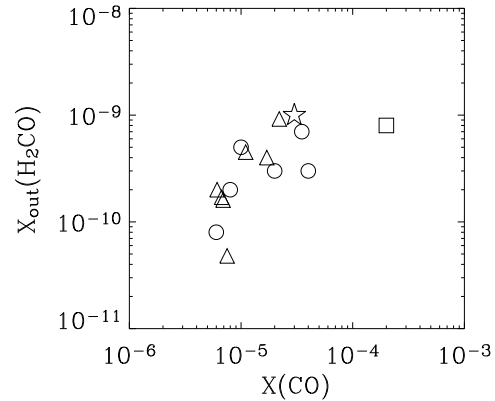


Fig. 13. Derived outer formaldehyde abundance X_{out} as a function of the CO abundance of the outer envelope. Circles represent Class 0 sources, The star represents IRAS16293-2422, the square represents VLA1623, and the triangles represent the pre-stellar cores of Bacmann et al. (2002, 2003) sample.

7. Conclusions

We have presented a spectral survey of the formaldehyde emission of a sample of eight Class 0 protostars, carried out with the IRAM 30m and JCMT telescopes. A total of eight transitions were selected on each source, covering a large range of upper level energies in order to probe different physical conditions. When possible, the isotopic lines were observed in order to derive the line opacities. Most of the lines are relatively narrow with a small contribution from wings extending to larger velocities. Using the standard rotational diagram method, we derived rotational temperatures between 11 and 40 K, and H₂CO column densities between 1×10^{13} and 7×10^{13} cm⁻². For the sources with detected H₂¹³CO lines, opacity corrections increase the derived column densities to the range 0.8 and 2×10^{14} cm⁻². In order to test the effect of non-LTE excitation, the observed emission has been modeled using a LVG code. In this way the derived temperatures are significantly higher than the rotational temperatures, suggesting that the observed transitions are sub-thermally populated. The inferred densities, between 1 and 6×10^5 cm⁻³, indeed support this conclusion.

To take into account the density and temperature gradients in the protostellar envelopes, the emission has been modeled using densities and dust temperature profiles derived from previous studies of the continuum emission of these objects. The gas temperature in the envelopes was computed using a code of the thermal balance for protostellar envelopes. The formaldehyde abundance across the envelope has been approximated by a step function: an outer abundance X_{out} where $T_{\text{dust}} \leq 100$ K, and an inner abundance X_{in} at $T_{\text{dust}} \geq 100$ K. We show that the outer abundance, X_{out} , is well constrained in all the sources, and varies between 8×10^{-11} and 8×10^{-10} . The inner abundance X_{in} is well constrained in four sources with a 3 σ level confidence, while in three sources it is only a $\leq 2 \sigma$ evidence, and no evidence of a jump is found in VLA1623. The derived

values of X_{in} range between 1×10^{-8} and 6×10^{-6} , showing jumps of the formaldehyde abundance between 2 and 4 orders of magnitude. *The most important conclusion of this study is hence that large amounts of formaldehyde are injected into the gas phase when the grain mantles evaporate at 100 K.*

We have discussed the uncertainties on the actual values of the hidden parameters of the model, namely the velocity and density profile, the H₂CO ortho to para ratio, and the evaporation temperature. The uncertainty in these parameters makes the abundance jump value and jump locations uncertain for some sources. Future observations of higher frequency lines and modeling of the line profiles may distinguish between the different interpretations.

We found that sources with lower $L_{\text{mm}}/L_{\text{bol}}$ ratios possess the largest inner H₂CO abundances. We discussed why we think that this reflects very likely a different H₂CO enrichment of the grain mantles.

We found that the inner H₂CO abundances are systematically larger than the H₂CO abundances of the hot cores of the sample of massive protostars studied by van der Tak et al. (2000). This supports to the idea that low and high mass protostars have a different grain mantle composition.

Finally, the derived outer H₂CO abundance shows a clear correlation with the CO abundance, implying that both molecules are depleted by a similar factor in the outer envelope, namely that H₂CO molecules are likely trapped in CO-rich ices in the outer envelope.

References

- Aikawa, Y., Umemayashi, T., Nakano, T., & Miyama, S. M. 1997, *ApJ*, 486, L51+
- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 2000, *Protostars and Planets IV*, 59+
- Bachiller, R. & Perez Gutierrez, M. 1997, *ApJ*, 487, L93+
- Bacmann, A., Lefloch, B., Ceccarelli, C., et al. 2002, *A&A*, 389, L6
- Bacmann, A., Lefloch, B., Ceccarelli, C., et al. 2003, *ApJ*, 585, L55
- Bergin, E. A., Alves, J., Huard, T., & Lada, C. J. 2002, *ApJ*, 570, L101
- Bernstein, M. P., Sandford, S. A., Allamandola, L. J., et al. 1999, *Science*, 283, 1135
- Blake, G. A., Sandell, G., van Dishoeck, E. F., et al. 1995, *ApJ*, 441, 689
- Blake, G. A., Sutton, E. C., Masson, C. R., & Phillips, T. G. 1987, *ApJ*, 315, 621
- Boogert, A. C. A., Ehrenfreund, P., Gerakines, P. A., et al. 2000a, *A&A*, 353, 349
- Boogert, A. C. A., Hogerheijde, M. R., Ceccarelli, C., et al. 2002, *ApJ*, 570, 708
- Boogert, A. C. A., Tielens, A. G. G. M., Ceccarelli, C., et al. 2000b, *A&A*, 360, 683
- Caselli, P., Hasegawa, T. I., & Herbst, E. 1993, *ApJ*, 408, 548
- Caselli, P., Walmsley, C. M., Terzieva, R., & Herbst, E. 1998, *ApJ*, 499, 234
- Caselli, P., Walmsley, C. M., Zucconi, A., et al. 2002, *ApJ*, 565, 331
- Cazaux, S., Tielens, A. G. G. M., Ceccarelli, C., et al. 2003, *ApJ*, 539, L51
- Ceccarelli, C., Baluteau, J.-P., Walmsley, M., et al. 2002, *A&A*, 383, 603
- Ceccarelli, C., Castets, A., Caux, E., et al. 2000a, *A&A*, 355, 1129
- Ceccarelli, C., Caux, E., White, G. J., et al. 1998, *A&A*, 331, 372
- Ceccarelli, C., Hollenbach, D. J., & Tielens, A. G. G. M. 1996, *ApJ*, 471, 400+
- Ceccarelli, C., Loinard, L., Castets, A., Faure, A., & Lefloch, B. 2000b, *A&A*, 362, 1122
- Ceccarelli, C., Loinard, L., Castets, A., Tielens, A. G. G. M., & Caux, E. 2000c, *A&A*, 357, L9
- Ceccarelli, C., Loinard, L., Castets, A., et al. 2001, *A&A*, 372, 998
- Ceccarelli, C., Maret, S., Tielens, A. G. G. M., Castets, A., & Caux, E. 2003, *A&A*, in press
- Cernis, K. 1990, *Ap&SS*, 166, 315
- Charnley, S. B., Tielens, A. G. G. M., & Millar, T. J. 1992, *ApJ*, 399, L71
- Charnley, S. B., Tielens, A. G. G. M., & Rodgers, S. D. 1997, *ApJ*, 482, L203+
- Dartois, E., Schutte, W., Geballe, T. R., et al. 1999, *A&A*, 342, L32
- de Jong, T., Boland, W., & Dalgarno, A. 1980, *A&A*, 91, 68
- d'Hendecourt, L. B., Allamandola, L. J., Grim, R. J. A., & Greenberg, J. M. 1986, *A&A*, 158, 119
- Di Francesco, J., Myers, P. C., Wilner, D. J., Ohashi, N., & Mardones, D. 2001, *ApJ*, 562, 770
- Gerakines, P. A., Whittet, D. C. B., Ehrenfreund, P., et al. 1999, *ApJ*, 522, 357
- Gibb, E. L., Whittet, D. C. B., Schutte, W. A., et al. 2000, *ApJ*, 536, 347
- Goldsmith, P. F. & Langer, W. D. 1999, *ApJ*, 517, 209
- Green, S. 1991, *ApJS*, 76, 979
- Ivezic, Z. & Elitzur, M. 1997, *MNRAS*, 287, 799
- Jacq, T., Walmsley, C. M., Mauersberger, R., et al. 1993, *A&A*, 271, 276
- Jansen, D. J., van Dishoeck, E. F., & Black, J. H. 1994, *A&A*, 282, 605
- Jansen, D. J., van Dishoeck, E. F., Black, J. H., Spaans, M., & Sosin, C. 1995, *A&A*, 302, 223
- Jayawardhana, R., Hartmann, L., & Calvet, N. 2001, *ApJ*, 548, 310
- Jørgensen, J. K., Schöier, F. L., & F. v. E. 2002, *A&A*, 389, 908
- Kahane, C., Lucas, R., Frerking, M. A., Langer, W. D., & Encrenaz, P. 1984, *A&A*, 137, 211
- Keane, J. V., Tielens, A. G. G. M., Boogert, A. C. A., Schutte, W. A., & Whittet, D. C. B. 2001, *A&A*, 376, 254
- Kurtz, S., Cesaroni, R., Churchwell, E., Hofner, P., & Walmsley, C. M. 2000, *Protostars and Planets IV*, 299
- Loinard, L., Castets, A., Ceccarelli, C., et al. 2002a, *Planet. Space Sci.*, 50, 1205
- Loinard, L., Castets, A., Ceccarelli, C., et al. 2000, *A&A*, 359, 1169

18

S. Maret et al.: The H₂CO abundance in low mass protostars

Loinard, L., Rodríguez, L. F., D'Alessio, P., Wilner, D. J., & Ho, P. T. P. 2002b, *ApJ*, 581, L109
 Mangum, J. G. & Wootten, A. 1993, *ApJS*, 89, 123
 Maret, S., Ceccarelli, C., Caux, E., Tielens, A. G. G. M., & Castets, A. 2002, *A&A*, 395, 573
 Parise, B., Ceccarelli, C., Tielens, A. G. G. M., et al. 2002, *A&A*, 393, L49
 Pickett, H. M., Poynter, R. L., Cohen, E. A., et al. 1998, *JQSRT*, 60, 830
 Rodgers, S. D. & Charnley, S. B. 2003, *ApJ*, 585, 355
 Schöier, F. L., Jørgensen, J. K., van Dishoeck, E. F., & Blake, G. A. 2002, *A&A*, 390, 1001
 Schutte, W. A., Gerakines, P. A., Geballe, T. R., van Dishoeck, E. F., & Greenberg, J. M. 1996, *A&A*, 309, 633
 Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, *ARA&A*, 25, 23
 Sutton, E. C., Peng, R., Danchi, W. C., et al. 1995, *ApJS*, 97, 455
 Tafalla, M., Myers, P. C., Caselli, P., Walmsley, C. M., & Comito, C. 2002, *ApJ*, 569, 815
 Tafalla, M., Myers, P. C., Mardones, D., & Bachiller, R. 2000, *A&A*, 359, 967
 Tielens, A. G. G. M. & Hagen, W. 1982, *A&A*, 114, 245
 van der Tak, F. F. S., van Dishoeck, E. F., & Caselli, P. 2000, *A&A*, 361, 327
 van Dishoeck, E. F., Blake, G. A., Jansen, D. J., & Groesbeck, T. D. 1995, *ApJ*, 447, 760+
 Watanabe, N., Shiraki, T., & Kouchi, A. 2003, *ApJ*, 588, L121

Acknowledgements. Most of the computations presented in this paper were performed at the Service Commun de Calcul Intensif de l'Observatoire de Grenoble (SCCI). Astrochemistry in Leiden is supported by a NOVA Network 2 PhD grant and by a NWO Spinoza grant.

Appendix A: Density and temperature profile of L1448-N

The density and temperature profile of L1448-N have been determined following the method used by Jørgensen et al. (2002). The spectral energy distribution (SED) and JCMT-SCUBA maps at 450 and 800 μ m have been compared to the prediction of the radiative code DUSTY⁸ (Ivezic & Elitzur 1997). The JCMT observations were taken from the JCMT archive. Fig. A.1 shows the result of the fits of the brightness profile and SED of this source. The envelope parameters from this modeling are summarized in Table A.1.

L1448-N shows a relatively flat density profile. This profile may reflect the asymmetry of the source and the extension of the emission, which can flatten the derived profile (see Jørgensen et al. 2002, for a discussion of the effects of asymmetries in the derived density profile).

Appendix B: Models predictions for formaldehyde lines fluxes

In this Appendix we present the model predictions for the fluxes of selected o-H₂CO transitions. In Table B.1 we report the line fluxes computed assuming a constant abundance X_{out} across the envelope, while Table B.2 reports the fluxes predicted assuming an abundance

Table A.1. L1448-N best fit parameters from the DUSTY modelling and derived physical parameters.

DUSTY parameters	
Y	1100
α	1.2
τ_{100}	0.8
Derived physical parameters	
R_i	10 AU
R_{10K}	7000 AU
n_{R_i}	$4.9 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$
n_{10K}	$1.1 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$
M_{10K}	$2.5 M_{\odot}$

X_{out} in the outer part of the envelope where $T_{\text{dust}} < 100 \text{ K}$, increasing to X_{in} in the inner part of the envelopes, at the radius where $T_{\text{dust}} \geq 100 \text{ K}$. The adopted values of X_{in} and X_{out} are the best fit values reported in 6. In these two tables, the line fluxes are expressed in $\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Although a conversion in K km s^{-1} would have been more practical to compare these fluxes with observations, this conversion depends on the telescope used and the extent of the line emission. However if the emitting region is smaller than the telescope beam, the fluxes can be approximatively converted into K km s^{-1} using the conversion factors reported by Ceccarelli et al. (2003).

While low lying lines fluxes are comparable in two tables, higher energy lines fluxes substantially differ. Higher frequency observations can therefore help to distinguish between a constant abundance in the envelope and a jump in the abundance, especially on the sources of our sample for which the jump in the abundance is uncertain.

⁸ DUSTY is publicly available at <http://www.pa.uky.edu/~moshe/dusty/>

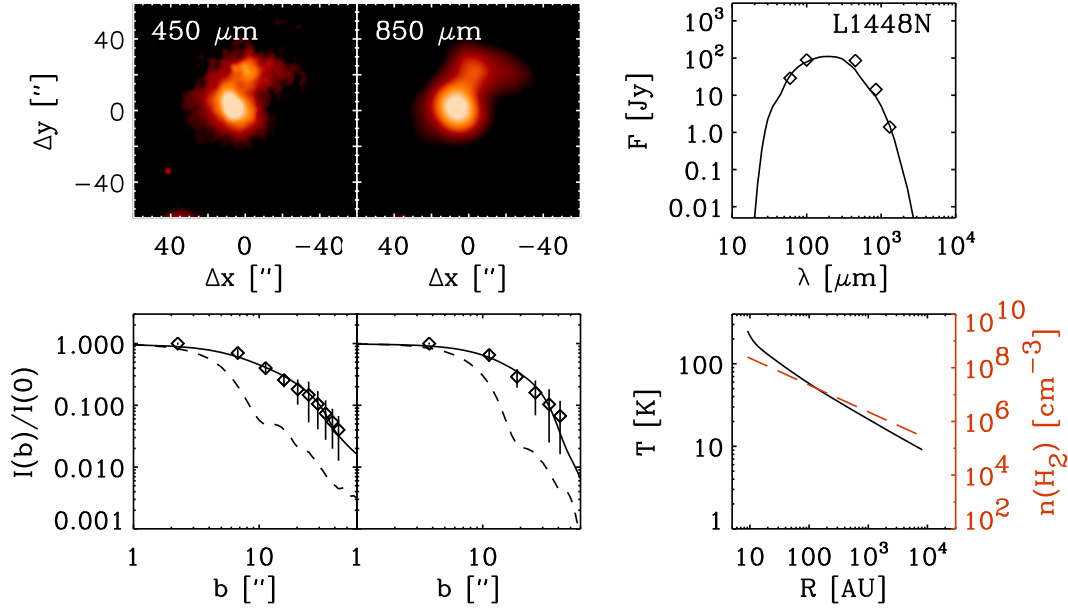


Fig. A.1. Observations and result of the modelling of L1448N. The upper left panel shows the SCUBA observations at 450 and 850 μm . The upper right panel shows the SED (diamonds) and the fitted model (solid line). The lower left panel shows the brightness profile and the fitted model. The dashed line represents the beam profile. The lower right panel shows the derived temperature dust (solid line) and density profile (dashed line).

20

S. Maret et al.: The H₂CO abundance in low mass protostars**Table B.1.** Predicted line fluxes of selected o-H₂CO transitions for a constant abundance X_{out} across the envelope.

Transition	Freq. (GHz)	E_{up} (cm ⁻¹)	Fluxes (erg s ⁻¹ cm ⁻²)							
			IRAS4A	IRAS4B	IRAS2	L1448MM	L1448N	L1157MM	L1527	VLA1623
2 _{1,2} – 1 _{1,1}	140.8	15	2.6E-15	1.6E-15	4.6E-16	1.1E-15	2.1E-15	3.7E-16	7.6E-16	3.8E-16
2 _{1,1} – 1 _{1,0}	150.4	16	2.5E-15	1.4E-15	3.9E-16	9.2E-16	2.1E-15	3.5E-16	6.4E-16	3.6E-16
3 _{1,3} – 2 _{1,2}	211.2	22	3.4E-15	1.6E-15	6.3E-16	1.1E-15	3.3E-15	5.6E-16	5.7E-16	4.3E-16
3 _{1,2} – 2 _{1,1}	225.6	23	2.8E-15	1.1E-15	4.6E-16	6.5E-16	2.4E-15	4.4E-16	2.6E-16	3.2E-16
4 _{1,4} – 3 _{1,3}	281.5	32	3.3E-15	1.1E-15	6.6E-16	7.5E-16	2.1E-15	5.3E-16	2.0E-16	3.2E-16
4 _{3,2} – 3 _{3,1}	291.3	98	3.0E-17	3.3E-18	9.7E-18	4.6E-18	2.8E-18	3.7E-18	3.1E-19	1.5E-18
4 _{3,1} – 3 _{3,0}	291.3	98	3.0E-17	3.3E-18	9.7E-18	4.6E-18	2.8E-18	3.7E-18	2.9E-19	1.5E-18
4 _{1,3} – 3 _{1,2}	300.8	33	2.6E-15	5.8E-16	4.8E-16	4.1E-16	1.1E-15	3.9E-16	5.6E-17	2.1E-16
5 _{1,5} – 4 _{1,4}	351.7	43	2.7E-15	5.3E-16	6.0E-16	4.4E-16	8.1E-16	4.0E-16	4.9E-17	2.0E-16
5 _{3,3} – 4 _{3,2}	364.2	110	8.6E-17	7.1E-18	2.6E-17	9.5E-18	5.1E-18	1.0E-17	2.9E-19	3.7E-18
5 _{3,2} – 4 _{3,2}	364.2	110	8.6E-17	7.1E-18	2.6E-17	9.5E-18	5.1E-18	1.0E-17	2.7E-19	3.7E-18
5 _{1,4} – 4 _{1,3}	375.8	46	2.5E-15	3.8E-16	5.2E-16	3.0E-16	5.0E-16	3.6E-16	1.6E-17	1.6E-16
6 _{1,6} – 5 _{1,5}	421.9	57	2.3E-15	3.1E-16	5.6E-16	2.9E-16	3.4E-16	3.2E-16	1.4E-17	1.4E-16
6 _{3,4} – 5 _{3,3}	437.1	125	1.6E-16	1.0E-17	4.7E-17	1.4E-17	6.4E-18	1.8E-17	2.2E-19	5.9E-18
6 _{3,3} – 5 _{3,2}	437.2	125	1.6E-16	1.0E-17	4.7E-17	1.4E-17	6.4E-18	1.8E-17	2.0E-19	6.0E-18
6 _{1,5} – 5 _{1,4}	450.8	61	2.3E-15	2.3E-16	5.1E-16	2.1E-16	2.2E-16	3.0E-16	3.9E-18	1.2E-16
7 _{1,7} – 6 _{1,6}	491.9	74	2.0E-15	1.9E-16	5.1E-16	1.9E-16	1.6E-16	2.7E-16	3.9E-18	1.0E-16
7 _{3,5} – 6 _{3,4}	510.1	142	2.5E-16	1.2E-17	6.8E-17	1.7E-17	6.6E-18	2.7E-17	1.4E-19	7.7E-18
7 _{3,4} – 6 _{3,3}	510.2	142	2.5E-16	1.2E-17	6.8E-17	1.7E-17	6.6E-18	2.7E-17	1.3E-19	7.7E-18
7 _{1,6} – 6 _{1,5}	525.6	78	2.0E-15	1.5E-16	4.9E-16	1.6E-16	1.1E-16	2.6E-16	1.2E-18	9.0E-17
8 _{1,8} – 7 _{1,7}	561.8	93	1.8E-15	1.2E-16	4.7E-16	1.4E-16	8.0E-17	2.2E-16	1.2E-18	7.4E-17
8 _{3,6} – 7 _{3,5}	583.1	161	3.4E-16	1.3E-17	9.1E-17	1.9E-17	6.2E-18	3.6E-17	8.2E-20	8.9E-18
8 _{3,5} – 7 _{3,4}	583.2	161	3.4E-16	1.3E-17	9.0E-17	1.8E-17	6.2E-18	3.6E-17	7.6E-20	8.8E-18
8 _{1,7} – 7 _{1,6}	600.3	68	1.9E-15	1.1E-16	4.7E-16	1.2E-16	6.1E-17	2.3E-16	4.3E-19	6.9E-17
9 _{1,9} – 8 _{1,8}	631.6	114	1.7E-15	8.7E-17	4.4E-16	1.1E-16	4.7E-17	2.0E-16	4.4E-19	5.8E-17
9 _{3,7} – 8 _{3,6}	656.1	183	4.4E-16	1.4E-17	1.1E-16	1.9E-17	5.5E-18	4.5E-17	4.4E-20	9.5E-18
9 _{3,6} – 8 _{3,5}	656.4	183	4.4E-16	1.4E-17	1.1E-16	1.9E-17	5.5E-18	4.4E-17	4.1E-20	9.5E-18
9 _{1,8} – 8 _{1,7}	674.7	121	8.0E-17	1.8E-15	4.6E-16	9.8E-17	3.9E-17	2.1E-16	1.8E-19	5.6E-17
10 _{1,10} – 9 _{1,9}	701.3	137	6.5E-17	1.7E-15	4.2E-16	8.3E-17	2.9E-17	1.9E-16	1.7E-19	4.6E-17
10 _{3,8} – 9 _{3,7}	729.1	207	1.3E-17	5.3E-16	1.3E-16	1.8E-17	4.3E-18	5.1E-17	1.9E-20	9.2E-18
10 _{1,9} – 9 _{1,8}	729.6	207	1.3E-17	5.2E-16	1.3E-16	1.8E-17	4.3E-18	5.1E-17	1.8E-20	9.2E-18
11 _{1,11} – 10 _{1,10}	749.0	146	6.2E-17	1.8E-15	4.4E-16	7.9E-17	2.5E-17	1.9E-16	7.7E-20	4.5E-17
11 _{1,10} – 10 _{1,10}	770.8	163	5.0E-17	1.7E-15	4.0E-16	6.5E-17	1.9E-17	1.7E-16	6.7E-20	3.7E-17
11 _{1,10} – 10 _{1,9}	823.0	173	4.9E-17	1.8E-15	4.3E-16	6.5E-17	1.7E-17	1.9E-16	3.4E-20	3.7E-17
12 _{1,12} – 11 _{1,11}	840.2	191	3.6E-17	1.6E-15	3.7E-16	4.8E-17	1.1E-17	1.6E-16	2.2E-20	2.8E-17
12 _{1,11} – 11 _{1,10}	896.7	203	3.6E-17	1.8E-15	3.9E-16	4.8E-17	1.0E-17	1.7E-16	1.3E-20	2.8E-17

Table B.2. Predicted line fluxes of selected o-H₂CO transitions for an abundance X_{out} in the outer envelope, increasing to X_{in} at the radius where $T_{\text{dust}} \geq 100$ K.

Transition	Freq. (GHz)	E_{up} (cm ⁻¹)	Fluxes (erg s ⁻¹ cm ⁻²)						
			IRAS4A	IRAS4B	IRAS2	L1448MM	L1448N	L1157MM	L1527
2 _{1,2} – 1 _{1,1}	140.8	15	2.7E-15	1.6E-15	4.9E-16	1.1E-15	2.1E-15	3.7E-16	7.6E-16
2 _{1,1} – 1 _{1,0}	150.4	16	2.5E-15	1.4E-15	4.2E-16	9.2E-16	2.1E-15	3.6E-16	6.4E-16
3 _{1,3} – 2 _{1,2}	211.2	22	3.5E-15	1.7E-15	7.3E-16	1.1E-15	3.3E-15	5.9E-16	5.7E-16
3 _{1,2} – 2 _{1,1}	225.6	23	2.9E-15	1.1E-15	5.8E-16	6.9E-16	2.4E-15	4.8E-16	2.7E-16
4 _{1,4} – 3 _{1,3}	281.5	32	3.5E-15	1.1E-15	8.9E-16	8.1E-16	2.2E-15	6.2E-16	2.1E-16
4 _{3,2} – 3 _{3,1}	291.3	98	1.6E-16	9.7E-17	2.8E-16	6.4E-17	4.6E-17	4.5E-17	9.2E-19
4 _{3,1} – 3 _{3,0}	291.3	98	1.6E-16	9.6E-17	2.8E-16	6.4E-17	4.6E-17	4.5E-17	9.0E-19
4 _{1,3} – 3 _{1,2}	300.8	33	2.9E-15	6.8E-16	7.7E-16	4.9E-16	1.1E-15	5.1E-16	6.0E-17
5 _{1,5} – 4 _{1,4}	351.7	43	3.1E-15	6.9E-16	1.0E-15	5.6E-16	9.2E-16	6.2E-16	5.7E-17
5 _{3,3} – 4 _{3,2}	364.2	110	4.6E-16	1.9E-16	5.6E-16	1.5E-16	1.1E-16	1.5E-16	2.3E-18
5 _{3,2} – 4 _{3,2}	364.2	110	4.6E-16	1.9E-16	5.6E-16	1.5E-16	1.2E-16	1.5E-16	2.3E-18
5 _{1,4} – 4 _{1,3}	375.8	46	3.0E-15	5.7E-16	1.1E-15	4.5E-16	6.4E-16	6.2E-16	2.5E-17
6 _{1,6} – 5 _{1,5}	421.9	57	3.0E-15	5.7E-16	1.3E-15	4.9E-16	5.4E-16	7.2E-16	2.7E-17
6 _{3,4} – 5 _{3,3}	437.1	125	9.2E-16	3.2E-16	9.6E-16	2.6E-16	2.1E-16	3.2E-16	3.9E-18
6 _{3,3} – 5 _{3,2}	437.2	125	9.2E-16	3.2E-16	9.6E-16	2.6E-16	2.2E-16	3.2E-16	4.0E-18
6 _{1,5} – 5 _{1,4}	450.8	61	3.1E-15	5.5E-16	1.4E-15	4.7E-16	4.6E-16	7.9E-16	1.7E-17
7 _{1,7} – 6 _{1,6}	491.9	74	3.1E-15	6.0E-16	1.7E-15	5.2E-16	4.6E-16	9.2E-16	2.0E-17
7 _{3,5} – 6 _{3,4}	510.1	142	1.5E-15	4.9E-16	1.5E-15	3.9E-16	3.4E-16	5.7E-16	4.8E-18
7 _{3,4} – 6 _{3,3}	510.2	142	1.5E-15	4.9E-16	1.4E-15	3.9E-16	3.4E-16	5.6E-16	4.9E-18
7 _{1,6} – 6 _{1,5}	525.6	78	3.4E-15	6.6E-16	1.9E-15	5.6E-16	4.8E-16	1.1E-15	1.7E-17
8 _{1,8} – 7 _{1,7}	561.8	93	3.4E-15	7.5E-16	2.2E-15	6.3E-16	5.4E-16	1.2E-15	1.8E-17
8 _{3,6} – 7 _{3,5}	583.1	161	2.3E-15	7.4E-16	2.2E-15	5.9E-16	5.2E-16	9.1E-16	4.9E-18
8 _{3,5} – 7 _{3,4}	583.2	161	2.3E-15	7.4E-16	2.2E-15	5.9E-16	5.2E-16	9.1E-16	5.0E-18
8 _{1,7} – 7 _{1,6}	600.3	68	3.9E-15	8.6E-16	2.6E-15	7.2E-16	6.2E-16	1.5E-15	1.5E-17
9 _{1,9} – 8 _{1,8}	631.6	114	4.1E-15	1.0E-15	3.0E-15	8.3E-16	7.2E-16	1.7E-15	1.5E-17
9 _{3,7} – 8 _{3,6}	656.1	183	3.2E-15	1.0E-15	3.1E-15	8.3E-16	7.3E-16	1.3E-15	3.9E-18
9 _{3,6} – 8 _{3,5}	656.4	183	3.2E-15	1.0E-15	3.1E-15	8.3E-16	7.3E-16	1.3E-15	4.0E-18
9 _{1,8} – 8 _{1,7}	674.7	121	4.7E-15	1.2E-15	3.6E-15	9.6E-16	8.5E-16	2.0E-15	1.3E-17
10 _{1,10} – 9 _{1,9}	701.3	137	5.1E-15	1.4E-15	4.1E-15	1.1E-15	9.8E-16	2.3E-15	1.0E-17
10 _{3,8} – 9 _{3,7}	729.1	207	4.2E-15	1.4E-15	4.1E-15	1.1E-15	9.2E-16	1.8E-15	2.2E-18
10 _{1,9} – 9 _{1,8}	729.6	207	4.1E-15	1.4E-15	4.1E-15	1.1E-15	9.1E-16	1.8E-15	2.2E-18
11 _{1,11} – 10 _{1,10}	749.0	146	5.8E-15	1.6E-15	4.8E-15	1.3E-15	1.1E-15	2.7E-15	8.5E-18
11 _{1,10} – 10 _{1,10}	770.8	163	6.3E-15	1.8E-15	5.4E-15	1.4E-15	1.3E-15	3.0E-15	6.4E-18
11 _{1,10} – 10 _{1,9}	823.0	173	7.3E-15	2.1E-15	6.3E-15	1.7E-15	1.5E-15	3.5E-15	5.1E-18
12 _{1,12} – 11 _{1,11}	840.2	191	7.9E-15	2.4E-15	7.0E-15	1.8E-15	1.6E-15	3.7E-15	2.9E-18
12 _{1,11} – 11 _{1,10}	896.7	203	9.1E-15	2.8E-15	8.2E-15	2.1E-15	1.8E-15	4.3E-15	2.4E-18

Bibliographie

- Adams, F. C. 1991, ApJ, 382, 544
- Adams, F. C. & Shu, F. H. 1985, ApJ, 296, 655
- Adelson, L. M. & Leung, C. M. 1988, MNRAS, 235, 349
- Aikawa, Y., Umebayashi, T., Nakano, T., & Miyama, S. M. 1997, ApJ, 486, L51+
- André, P. 2002, EAS Publications Series, Volume 3, Proceedings of "Star Formation and the Physics of Young Stars", held 18-22 September, 2000 in Aussois France. Edited by J. Bouvier and J.-P. Zahn. EDP Sciences, 2002, pp.1-38, 3, 1
- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 1993, ApJ, 406, 122
- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 2000, Protostars and Planets IV, 59+
- Bachiller, R. & Perez Gutierrez, M. 1997, ApJ, 487, L93+
- Bacmann, A., Lefloch, B., Ceccarelli, C., et al. 2002, A&A, 389, L6
- Bacmann, A., Lefloch, B., Ceccarelli, C., et al. 2003, ApJ, 585, L55
- Baluteau, J.-P., Cox, P., Cernicharo, J., et al. 1997, A&A, 322, L33
- Bergin, E. A., Alves, J. ., Huard, T., & Lada, C. J. 2002, ApJ, 570, L101
- Blake, G. A., Sandell, G., van Dishoeck, E. F., et al. 1995, ApJ, 441, 689
- Blake, G. A., van Dishoeck, E. F., Jansen, D. J., Groesbeck, T. D., & Mundy, L. G. 1994, ApJ, 428, 680
- Boogert, A. C. A., Ehrenfreund, P., Gerakines, P. A., et al. 2000, A&A, 353, 349
- Boogert, A. C. A., Hogerheijde, M. R., Ceccarelli, C., et al. 2002, ApJ, 570, 708
- Burke, J. R. & Hollenbach, D. J. 1983, ApJ, 265, 223
- Caselli, P., Hasegawa, T. I., & Herbst, E. 1993, ApJ, 408, 548

- Caux, E. 2001, in *The Calibration Legacy of the ISO Mission*, E47–+
- Caux, E., Ceccarelli, C., Castets, A., et al. 1999a, in *ESA SP-427 : The Universe as Seen by ISO*, Vol. 427, 643+
- Caux, E., Ceccarelli, C., Castets, A., et al. 1999b, *A&A*, 347, L1
- Cazaux, S., Tielens, A. G. G. M., Ceccarelli, C., et al. 2003, *ApJ*, 539, L51
- Ceccarelli, C., Baluteau, J.-P., Walmsley, M., et al. 2002a, *A&A*, 383, 603
- Ceccarelli, C., Boogert, A. C. A., Tielens, A. G. G. M., et al. 2002b, *A&A*, 395, 863
- Ceccarelli, C., Castets, A., Caux, E., et al. 2000a, *A&A*, 355, 1129
- Ceccarelli, C., Caux, E., White, G. J., et al. 1998, *A&A*, 331, 372
- Ceccarelli, C., Hollenbach, D. J., & Tielens, A. G. G. M. 1996, *ApJ*, 471, 400+
- Ceccarelli, C., Loinard, L., Castets, A., Tielens, A. G. G. M., & Caux, E. 2000b, *A&A*, 357, L9
- Ceccarelli, C., Loinard, L., Castets, A., et al. 2001, *A&A*, 372, 998
- Cernis, K. 1990, *Ap&SS*, 166, 315
- Charnley, S. B., Tielens, A. G. G. M., & Millar, T. J. 1992, *ApJ*, 399, L71
- Charnley, S. B., Tielens, A. G. G. M., & Rodgers, S. D. 1997, *ApJ*, 482, L203+
- Choi, M. 2002, *ApJ*, 575, 900
- Clegg, P. E., Ade, P. A. R., Armand, C., et al. 1996, *A&A*, 315, L38
- Dartois, E., Schutte, W., Geballe, T. R., et al. 1999, *A&A*, 342, L32
- de Jong, T., Boland, W., & Dalgarno, A. 1980, *A&A*, 91, 68
- de Zeeuw, P. T., Hoogerwerf, R., de Bruijne, J. H. J., Brown, A. G. A., & Blaauw, A. 1999, *AJ*, 117, 354
- d’Hendecourt, L. B., Allamandola, L. J., Grim, R. J. A., & Greenberg, J. M. 1986, *A&A*, 158, 119
- di Francesco, J., Myers, P. C., Wilner, D. J., Ohashi, N., & Mardones, D. 2001, *ApJ*, 562, 770
- Evans, N. J. 1999, *A&AR*, 37, 311

- Gerakines, P. A., Whittet, D. C. B., Ehrenfreund, P., et al. 1999, *ApJ*, 522, 357
- Giannini, T., Nisini, B., & Lorenzetti, D. 2001, *ApJ*, 555, 40
- Gibb, E. L., Whittet, D. C. B., Schutte, W. A., et al. 2000, *ApJ*, 536, 347
- Goldsmith, P. F. & Langer, W. D. 1999, *ApJ*, 517, 209
- Green, S. 1991, *ApJS*, 76, 979
- Gregersen, E. M., Evans, N. J., Zhou, S., & Choi, M. 1997, *ApJ*, 484, 256+
- Herbig, G. H. & Jones, B. F. 1983, *AJ*, 88, 1040
- Hollenbach, D. & McKee, C. F. 1979, *ApJS*, 41, 555
- Ivezic, Z. & Elitzur, M. 1997, *MNRAS*, 287, 799
- Jacq, T., Walmsley, C. M., Mauersberger, R., et al. 1993, *A&A*, 271, 276
- Jayawardhana, R., Hartmann, L., & Calvet, N. 2001, *ApJ*, 548, 310
- Jennings, R. E., Cameron, D. H. M., Cudlip, W., & Hirst, C. J. 1987, *MNRAS*, 226, 461
- Jørgensen, J. K., Schöier, F. L., & van Dishoeck, E. F. 2002, *A&A*, 389, 908
- Kahane, C., Lucas, R., Frerking, M. A., Langer, W. D., & Encrenaz, P. 1984, *A&A*, 137, 211
- Kaufman, M. J., Wolfire, M. G., Hollenbach, D. J., & Luhman, M. L. 1999, *ApJ*, 527, 795
- Keane, J. V., Tielens, A. G. G. M., Boogert, A. C. A., Schutte, W. A., & Whittet, D. C. B. 2001, *A&A*, 376, 254
- Kessler, M. F., Steinz, J. A., Anderegg, M. E., et al. 1996, *A&A*, 315, L27
- Koornneef, J. 1983, *A&A*, 128, 84
- Lada, C. J. 1987, in *IAU Symp. 115 : Star Forming Regions*, 1–15
- Lay, O. P., Carlstrom, J. E., & Hills, R. E. 1995, *ApJ*, 452, L73
- Lee, H.-H., Bettens, R. P. A., & Herbst, E. 1996, *A&AS*, 119, 111
- Lefloch, B., Castets, A., Cernicharo, J., Langer, W. D., & Zylka, R. 1998, *A&A*, 334, 269
- Leung, C. M. & Brown, R. L. 1977, *ApJ*, 214, L73
- Lis, D. C., Keene, J., Phillips, T. G., et al. 2001, *ApJ*, 561, 823

- Loinard, L., Castets, A., Ceccarelli, C., et al. 2002, *P&SS*, 50, 1205
- Loinard, L., Castets, A., Ceccarelli, C., et al. 2000, *A&A*, 359, 1169
- Looney, L. W., Mundy, L. G., & Welch, W. J. 2000, *ApJ*, 529, 477
- Mangum, J. G. & Wootten, A. 1993, *ApJS*, 89, 123
- Mardones, D., Myers, P. C., Tafalla, M., et al. 1997, *ApJ*, 489, 719
- Molinari, S., Noriega-Crespo, A., Ceccarelli, C., et al. 2000, *ApJ*, 538, 698
- Moneti, A., Cernicharo, J. ., & Pardo, J. R. . 2001, *ApJ*, 549, L203
- Motte, F. & André, P. 2001, *A&A*, 365, 440
- Narayanan, G., Walker, C. K., & Buckley, H. D. 1998, *ApJ*, 496, 292
- Neufeld, D. A., Snell, R. L., Ashby, M. L. N., et al. 2000, *ApJ*, 539, L107
- Nisini, B., Benedettini, M., Giannini, T., et al. 1999, *A&A*, 350, 529
- Parise, B., Ceccarelli, C., Tielens, A. G. G. M., et al. 2002, *A&A*, 393, L49
- Pickett, H. M., Poynter, R. L., Cohen, E. A., et al. 1998, *JQSRT*, 60, 830
- Poglitsch, A., Herrmann, F., Genzel, R., et al. 1996, *ApJ*, 462, L43
- Rodgers, S. D. & Charnley, S. B. 2003, *ApJ*, 585, 355
- Sandell, G., Aspin, C., Duncan, W. D., Russell, A. P. G., & Robson, E. I. 1991, *ApJ*, 376, L17
- Schöier, F. L., Jørgensen, J. K., van Dishoeck, E. F., & Blake, G. A. 2002, *A&A*, 390, 1001
- Schutte, W. A., Gerakines, P. A., Geballe, T. R., van Dishoeck, E. F., & Greenberg, J. M. 1996, *A&A*, 309, 633
- Shirley, Y. L., Evans, N. J., & Rawlings, J. M. C. 2002, *ApJ*, 575, 337
- Shu, F. H. 1977, *ApJ*, 214, 488
- Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, *A&AR*, 25, 23
- Sobolev, V. V. 1960, *Moving envelopes of stars* (Cambridge : Harvard University Press, 1960)
- Stahler, S. W. 1988, *ApJ*, 332, 804

- Swinyard, B. M., Burgdorf, M. J., Clegg, P. E., et al. 1998, in Proc. SPIE Vol. 3354, p. 888-899, *Infrared Astronomical Instrumentation*, Albert M. Fowler ; Ed., Vol. 3354, 888–899
- Takahashi, T., Silk, J., & Hollenbach, D. J. 1983, *ApJ*, 275, 145
- Tielens, A. G. G. M. & Hagen, W. 1982, *A&A*, 114, 245
- Tielens, A. G. G. M. & Hollenbach, D. 1985, *ApJ*, 291, 722
- Tielens, A. G. G. M., Tokunaga, A. T., Geballe, T. R., & Baas, F. 1991, *ApJ*, 381, 181
- van der Tak, F. F. S., van Dishoeck, E. F., & Caselli, P. 2000, *A&A*, 361, 327
- van Dishoeck, E. F. & Blake, G. A. 1998, *A&AR*, 36, 317
- van Dishoeck, E. F., Blake, G. A., Jansen, D. J., & Groesbeck, T. D. 1995, *ApJ*, 447, 760+
- Vastel, C., Caux, E., Ceccarelli, C., et al. 2000, *A&A*, 357, 994
- Vastel, C., Polehampton, E. T., Baluteau, J.-P., et al. 2002, *ApJ*, 581, 315
- Walker, C. K., Lada, C. J., Young, E. T., Maloney, P. R., & Wilking, B. A. 1986, *ApJ*, 309, L47
- Walker, C. K., Narayanan, G., & Boss, A. P. 1994, *ApJ*, 431, 767
- Walmsley, C. 1989, in *IAU Symp. 135 : Interstellar Dust*, Vol. 135, 263+
- Walmsley, M. 1995, in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, 137–+
- Watanabe, N., Shiraki, T., & Kouchi, A. 2003, *ApJ*, 588, L121
- Williams, J. P., Myers, P. C., Wilner, D. J., & di Francesco, J. 1999, *ApJ*, 513, L61
- Zhou, S. 1992, *ApJ*, 394, 204
- Zhou, S. 1995, *ApJ*, 442, 685