



HAL
open science

Etude de nuages moléculaires : le rapport d'abondances ortho/para du formaldéhyde : observations millimétriques de quatre régions de formation d'étoiles

Claudine Kahane

► **To cite this version:**

Claudine Kahane. Etude de nuages moléculaires : le rapport d'abondances ortho/para du formaldéhyde : observations millimétriques de quatre régions de formation d'étoiles. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université Scientifique et Médicale de Grenoble, 1982. Français. NNT : . tel-00724522

HAL Id: tel-00724522

<https://theses.hal.science/tel-00724522v1>

Submitted on 21 Aug 2012

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.

GROUPE D'ASTROPHYSIQUE

T H È S E

présentée à

L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE DE GRENOBLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE 3ème CYCLE

spécialité : Physique de la Matière et du Rayonnement

par

Claudine KAHANE

ETUDE DE NUAGES MOLECULAIRES:

**Le rapport d'abondances ortho/para du formaldéhyde ;
Observations millimétriques de quatre régions de formation
d'étoiles**

Soutenu le 23 juin 1982 devant la Commission d'Examen

A. OMONT

Président

A. BAUDRY

P. ENCRENAZ

M. GUELIN

R. LUCAS

} *Examineurs*

GROUPE D'ASTROPHYSIQUE

T H È S E

présentée à

L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE DE GRENOBLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE 3^{ème} CYCLE

spécialité : Physique de la Matière et du Rayonnement

par

Claudine KAHANE

ETUDE DE NUAGES MOLECULAIRES:

**Le rapport d'abondances ortho/para du formaldéhyde;
Observations millimétriques de quatre régions de formation
d'étoiles**

Soutenue le 23 juin 1982 devant la Commission d'Examen

A. OMONT

Président

A. BAUDRY

P. ENCRENAZ

M. GUELIN

R. LUCAS

} *Examineurs*

- Eh! qu'aimes-tu donc, extraordinaire étranger ?
— J'aime les nuages... les nuages qui passent...
là-bas... les merveilleux nuages!

Charles Baudelaire

Remerciements

Je voudrais exprimer mes plus vifs remerciements à toutes celles et tous ceux qui ont, d'une façon ou d'une autre, apporté leur contribution au travail présenté ici.

Monsieur Robert Lucas a eu la lourde tâche de m'initier aux observations millimétriques et à leur interprétation. Tous les calculs de transfert de rayonnement de ce travail ont été effectués grâce aux programmes qu'il a mis à ma disposition.

Monsieur Pierre Encrenaz m'a communiqué ses observations des raies millimétriques du formaldéhyde et m'a fourni un sujet d'étude passionnant, riche en périétés et en rebondissements.

L'étude de la chimie du formaldéhyde n'aurait pu être menée sans l'aide précieuse de Monsieur Alain Omont.

Stéphane Guilloteau a largement contribué à ce travail par les nombreuses et fertiles discussions que j'ai eues avec lui.

Sans la gentillesse, la compétence et le dévouement des chercheurs et des techniciens de l'Observatoire de Bordeaux, le programme d'observation des nuages moléculaires n'aurait pu être mené à bien. Je suis tout particulièrement redevable à Michel Perault, Didier Despois et Joseph Cernicharo de leur extrême disponibilité et de l'aide essentielle qu'ils m'ont apportée, face aux multiples traquenards qui menacent l'observateur débutant.

Rafael Bachiller m'a fait l'amitié de vérifier et de compléter certaines de mes observations; l'interprétation des données expérimentales a été grandement allégée par les résultats de calcul de transfert qu'il m'a communiqués.

Madame Liliane Di Giacomo a assuré la frappe de ce travail en un temps record.

Par leurs conseils, leurs encouragements et leur amitié, tous les membres du Groupe d'Astrophysique m'ont aidée à mener à bien ce travail.

Tout au long de ces deux années, l'affection et le soutien de mes proches m'ont été un stimulant précieux.

Je remercie également les étudiants qui ont contribué à faire de mes activités d'enseignement un complément bienvenu et enrichissant à un travail de recherche très souvent exaltant mais parfois aussi bien rude.

TABLE DES MATIERES

Introduction	1
Chapitre I : Interprétation des spectres de raies moléculaires	5
Chapitre II : Etude du rapport d'abondances ortho / para du formaldéhyde dans trois nuages moléculaires	
A- Introduction	13
B- La molécule de formaldéhyde - Fonctions d'onde et niveaux d'énergie	15
C- Les observations	23
D- Interprétation des données expérimentales	
1. Orion A	29
2. Les nuages froids	45
E- Etude théorique du rapport d'abondances ortho/ para du formaldéhyde	67
F- Comparaison des résultats expérimentaux et théoriques - Conclusions.	89
Chapitre III: Observations millimétriques de quatre nuages moléculaires	
A- Introduction	93
B- Le nuage moléculaire S147/S153	99
C- Le nuage moléculaire S184	129
D- Le nuage moléculaire S158/S159	147
E- Le nuage moléculaire W3	167
F- Conclusions	183
Conclusion	189
Annexe A : Champ de rayonnement incident sur un nuage moléculaire	193
Annexe B : Calcul de $\tau_{\text{HII}}^{(\nu)}$ dans le cas de la nébuleuse d'Orion	195
Annexe C : Calcul du profil de raie dans un modèle de nuage à deux composantes	197

Annexe D	: Chimie du formaldéhyde	199
Annexe E	: Courbes de transfert	209
Références de chapitres I et II et des annexes A, B, C et D		213
Références du chapitre III et des annexes E et F		225

INTRODUCTION

1. Le milieu interstellaire.

Il y a maintenant plus de cent ans que l'observation des nébuleuses obscures ou brillantes de notre Galaxie a démontré que le "vide intersidéral" est en fait fort riche en gaz et en poussière (quelques centièmes de la masse de notre Galaxie sont sous cette forme).

Cette matière interstellaire, loin d'être homogène, présente une très grande richesse tant du point de vue de sa température (3 K à 10^7 K), que de sa densité (10^{-4} atomes par cm^3 à 10^9 atomes par cm^3) ou de sa composition (gaz neutre atomique, gaz ionisé, gaz moléculaire, grains de poussière). Une telle richesse de conditions physiques nécessite bien sûr une grande variété de techniques d'observations (observations visible, radio, infra-rouge, UV, X) qui sont souvent, chacune, l'outil privilégié d'étude d'une composante particulière de ce milieu interstellaire. Les constituants essentiels de ce milieu sont :

- le milieu internuage, très chaud ($T \sim 10^6$ K), très dilué ($n \sim 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$) et entièrement ionisé qui occupe de 80 à 90% du volume du disque galactique, que l'on observe en rayons X et grâce à quelques raies optiques d'éléments très ionisés.

- l'interface nuage-milieu internuage, moins chaud ($T \sim 10^3$ à 10^4 K), peu dense ($n \sim 1 \text{ cm}^{-3}$) et plus ou moins ionisé selon la température, observable en émission radio (raie 21 cm de l'atome d'hydrogène) et en optique (raies d'éléments ionisés).

- les nuages diffus, beaucoup plus froids ($T \sim 80$ K) et plus denses ($n \sim 10-100 \text{ cm}^{-3}$), essentiellement atomiques (surtout H), visibles en émission radio à 21 cm et en absorption UV.

- les régions HII, ionisées par les étoiles chaudes et massives, constituées en grande partie d'ions H^+ et d'électrons, de températures élevées ($T \sim 10^4$ K), plus ou moins denses ; elles sont principalement responsables d'une émission radio continue et de raies optiques dues aux éléments ionisés.

- enfin, les nuages moléculaires, avec lesquels nous aurons l'occasion de faire plus amplement connaissance au cours de ces pages.

Ils sont principalement constitués, comme leur nom l'indique, de molécules, mêlées à des poussières qui sont des grains relativement volumineux ($\sim 10^{-5}$ cm de rayon) dont la composition est encore mal connue (graphite, silicates, glace, ...). Ainsi qu'il sera dit un peu plus loin, les conditions de températures et de densités dans les nuages moléculaires sont assez diverses.

Les principaux outils d'étude de ces nuages sont la radioastronomie (raies centimétriques et millimétriques de rotation des molécules) et l'astronomie infra-rouge (émission thermique et absorption des grains).

2. Ebauche de classification des nuages moléculaires.

Les critères de température, de densité, de composition, de morphologie, d'association avec différents types d'objets, de situation dans la Galaxie ne permettent pas de définir, de façon précise et univoque, des classes de nuages moléculaires. Les critères considérés comme essentiels varient selon les auteurs, les uns distinguent les petits nuages et les gros nuages, d'autres les nuages chauds et les nuages froids.

Aucune des classifications n'étant véritablement satisfaisante nous n'entrerons pas dans cette controverse et nous nous contenterons d'adopter la subdivision la plus courante (ce qui ne signifie pas forcément la plus valable) qui distingue deux grandes familles de nuages moléculaires : celle des nuages moléculaires géants et celle des nuages sombres.

Les nuages moléculaires géants forment de grands complexes dont les dimensions typiques atteignent quelques dizaines de parsecs et les masses quelques $10^5 M_{\odot}$.

L'association de ces complexes avec la structure spirale de la Galaxie a fait l'objet de nombreuses controverses (Bash and Peters 1976 ; Bash, Green and Peters 1977 ; Solomon, Sanders and Scoville 1979 ; Scoville and Hersch 1979 ; Kwan 1979) mais semble à l'heure actuelle assez bien établie (Cohen et al 1980).

Les nuages de ce type sont associés à d'importantes régions HII ionisées par des étoiles chaudes et massives (associations OB) probablement formées dans le complexe lui-même. Il n'est d'ailleurs pas rare d'observer dans ces complexes moléculaires des nuages denses et chauds ($n \gtrsim 10^4 \text{ cm}^{-3}$, $T_K \gtrsim 30 \text{ K}$) que l'on soupçonne être le siège de la formation de nouvelles étoiles, ainsi que des masers moléculaires et des sources infra-rouges compactes, qui témoignent peut-être de l'existence de protoétoiles dans le nuage.

Les nuages sombres eux ne sont pas forcément associés à un complexe moléculaire géant. Ils sont généralement peu massifs, denses ($n \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$) et froids ($T_K < 20 \text{ K}$). Contrairement aux nuages moléculaires géants, ils sont associés à des étoiles moins chaudes et moins massives que les étoiles de type B et donc incapables de former des régions HII. On observe également dans ces nuages des sources infra-rouges compactes ainsi que des objets type Herbig-Haro et T Tauri. Cette deuxième classe de nuages pourrait, elle, être le siège de la formation d'étoiles peu massives.

Nous aurons l'occasion de présenter ici des observations moléculaires réalisées dans les 2 types de nuages (de façon très ponctuelle pour les nuages

sombres, beaucoup plus détaillée en ce qui concerne les nuages moléculaires géants).

3. Méthodes d'observation des nuages moléculaires.

Le constituant principal des nuages est la molécule d'hydrogène ; malheureusement celle-ci n'a pas de moment dipolaire, ce qui la rend très difficilement observable. A l'exclusion de quelques observations possibles en absorption dans l'ultraviolet ou en émission (transitions quadrupolaires de rotation ou de vibration) en infra-rouge, il faut donc se tourner vers l'étude d'autres constituants des nuages moléculaires.

Depuis 1969, où la mise en service du premier bon récepteur millimétrique par les Bell Telephone Laboratories a permis la découverte de CO grâce à sa raie de rotation à 2,6 mm, la plupart des molécules aujourd'hui connues sont observées grâce à leurs raies de rotation, plus intenses et plus nombreuses dans le domaine millimétrique que dans les domaines centimétrique et décimétrique.

L'observation des grains de poussière dans les nuages (extinction du rayonnement stellaire, absorption dans l'infra-rouge proche, émission dans l'infra-rouge lointain) apporte elle aussi une importante contribution à la connaissance des conditions physiques des nuages. Enfin l'étude d'un nuage moléculaire, et en particulier de son histoire et de son évolution, doit nécessairement prendre en compte tous les objets (étoiles, régions HII, masers, ...) qui lui sont associés.

4. Intérêt des nuages moléculaires.

Tant pour le physicien que pour l'astrophysicien, le nuage moléculaire est un précieux objet d'observation.

Pour le physicien d'abord, à qui il offre, grâce à des conditions physiques inédites au laboratoire, l'occasion d'observer des phénomènes très variés et souvent irréalisables sur Terre : émission de raies "interdites", de masers moléculaires, de radicaux ou d'ions inobservables sur Terre. La chimie du milieu interstellaire, domaine encore largement en friche, fournit également des problèmes très nouveaux : ni les mécanismes de réaction (chimie en phase gazeuse, catalyse par les grains de poussière...), ni, pour une grande part, les espèces chimiques en présence (près de 50 observées à ce jour), ni les conditions physiques (température, densité...) qui accompagnent ces réactions, n'ont leur équivalent dans la chimie "terrestre".

C'est dans cet esprit de réexamen dans les conditions du milieu interstellaire d'un problème posé et résolu depuis longtemps dans les conditions terrestres qu'il

convient sans doute d'aborder la première partie de ce travail : la détermination du rapport d'abondances des espèces ortho et para du formaldéhyde.

Pour l'astrophysicien, l'intérêt de l'étude des nuages moléculaires est considérable : dans l'incessant processus d'échange de matière entre les étoiles et le milieu interstellaire, les nuages moléculaires occupent une position clé : ils sont le lieu de naissance des étoiles. C'est donc par l'observation des nuages moléculaires que l'on a accès aux mécanismes mêmes de formation d'étoiles c'est-à-dire au comment et pourquoi des phénomènes qui sont à l'origine de la naissance d'une étoile, mais aussi aux premières manifestations de l'étoile nouvellement formée, bien avant que toute observation optique ne révèle son existence.

La deuxième partie de ce travail expose un certain nombre d'observations moléculaires et une première analyse des données recueillies dans 4 nuages moléculaires géants. Il ne s'agit pas là d'une étude détaillée de chacun d'entre eux : notre propos vise seulement à dégager quelques caractéristiques communes aux quatre nuages observés et à établir les prémices d'une étude de plus longue haleine des régions d'active formation d'étoiles.

Qu'il s'agisse de déterminer un rapport d'abondances moléculaires, ou de dégager quelques idées sur la structure et la dynamique d'un nuage moléculaire, le premier et non le moindre problème à résoudre est l'interprétation des données observationnelles, en l'occurrence l'analyse de l'information fournie par un spectre de raie millimétrique. Le prochain chapitre expose quelques principes généraux, ainsi que la méthode particulière qui seront ensuite utilisés dans les deux volets de ce travail.

Références

- Bash, F.N., Peters, W.L. III, 1976, *Astrophys. J.*, 205, 786.
Bash, F.N., Green, E., Peters, W.L. III; 1977, *Astrophys. J.*, 217, 464.
Cohen, R.S., Cong, H., Dame, T.M., Thaddeus, P., 1980, *Astrophys. J.*, 239, L53.
Kwan, J., 1979, *Astrophys. J.*, 229, 567.
Scoville, N.Z., Hersh, K., 1979, *Astrophys. J.*, 229, 578.
Solomon, P.M., Sanders, D.B., Scoville, N.Z., 1979, *Symposium IAU n° 84, The Large Scale Characteristics of the Galaxy*, ed. W.B. Burton (Dordrecht: Riedel) pg. 3.

- CHAPITRE I -

INTERPRETATION DES SPECTRES DE RAIES MOLECULAIRES

1. Position du problème.

Une fois résolus les problèmes de détermination du lobe de l'antenne et de calibration du récepteur (problèmes complexes et délicats que nous n'aborderons pas ici, sur ce sujet voir par exemple M. Perault 1981), l'exploitation des observations millimétriques consiste à relier le profil de raie obtenu (intensité émise en fonction de la fréquence ou plus exactement température de brillance en fonction de la vitesse) aux paramètres physiques de la région émettrice.

La première difficulté consiste souvent à extraire du profil observé les différentes composantes en émission et en absorption qui résultent de l'existence de domaines de températures et (ou) de densités différentes dans un nuage moléculaire ou de la présence de plusieurs nuages moléculaires sur la ligne de visée (nous aurons l'occasion d'aborder cette question dans l'étude du rapport ortho/para du formaldéhyde).

Le lien entre les caractéristiques d'une raie (température de brillance maximale, largeur) et les propriétés physiques du milieu responsable de cette raie (densité moléculaire, température, ...) est fourni par le mécanisme de formation des raies moléculaires.

Lors de la transition d'un niveau d'énergie E_i à un niveau d'énergie E_j , il y a émission d'un photon d'énergie $h\nu_{ij}$ si $E_i > E_j$ et absorption d'un photon d'énergie $h\nu_{ij}$ si $E_j > E_i$. Les différents mécanismes de transition d'un niveau à un autre sont les processus radiatifs (émission spontanée, émission et absorption induites par le champ de rayonnement local) et les processus collisionnels (essentiellement collisions avec les molécules d'hydrogène dans le cas des nuages moléculaires, les électrons étant trop peu abondants pour contribuer de façon significative aux collisions). Il apparaît donc un couplage entre les populations des différents niveaux, qui régissent l'intensité des raies observées, et le champ de rayonnement auquel sont soumis les molécules, qui dépend lui-même de l'intensité des raies émises donc des populations).

Ce couplage s'exprime à travers les équations d'équilibre statistique et l'équation de transfert de rayonnement.

2. Les équations d'équilibre statistique.

Un niveau d'énergie E_i donnée est en permanence dépeuplé par les transitions radiatives et collisionnelles issues de ce niveau et peuplé par les transitions qui aboutissent à ce niveau. Cependant, d'un point de vue statistique, la population de ce niveau demeure constante ; le niveau est dit en équilibre statistique. Les équations d'équilibre statistique expriment, pour tous les niveaux d'énergie de la molécule, l'égalité des taux de peuplement et de dépeuplement :

Pour chaque niveau d'énergie E_i :

$$\begin{aligned} \frac{d(g_i n_i)}{dt} = 0 = & - \sum_{j < i} n_i g_i (A_{ij} + B_{ij} \langle J_{ij} \rangle + C_{ij}) \\ & - \sum_{j > i} n_i g_i (B_{ij} \langle J_{ij} \rangle + C_{ij}) \\ & + \sum_{j > i} n_j g_j (A_{ji} + B_{ji} \langle J_{ij} \rangle + C_{ji}) \\ & + \sum_{j < i} n_j g_j (B_{ji} \langle J_{ij} \rangle + C_{ji}) \end{aligned} \quad (I-1)$$

les n_j et les g_j sont respectivement les populations par sous niveau normalisées ($\sum_i n_i g_i = 1$) et les dégénérescences des niveaux d'énergie E_j .

A_{ij} , B_{ij} et B_{ji} sont les coefficients d'Einstein Milne d'émission spontanée, d'émission induite et d'absorption pour la transition du niveau E_i au niveau E_j ; C_{ij} et C_{ji} les taux de collision pour les transitions du niveau E_i au niveau E_j et les transitions inverses. Les coefficients d'Einstein Milne sont liés par les relations :

$$g_i B_{ij} = g_j B_{ji} \quad (I-2)$$

$$\text{et } B_{ij} = \frac{C^2}{2h\nu_{ij}^3} A_{ij} \quad (I-3)$$

et les taux de collisions satisfont aux égalités :

$$g_i C_{ij} = g_j C_{ji} e^{-\frac{E_i - E_j}{kT}} \quad (I-4)$$

où T est la température cinétique du milieu.

De plus, les taux de collisions sont proportionnels à la densité d'hydrogène moléculaire (dans l'hypothèse où l'on ne considère que les collisions avec les molécules d'hydrogène).

$\langle J_{ij} \rangle$ est l'intensité moyenne du rayonnement local dans la raie de fréquence ν_{ij} . (Elle est définie par la relation I-12).

Remarque : En principe le système des équations d'équilibre statistique doit prendre en compte tous les niveaux d'énergie accessibles à la molécule (rotation, vibration, électronique). Dans la pratique, les molécules interstellaires que nous étudierons sont toujours dans l'état vibrationnel fondamental et dans l'état électronique fondamental (les transitions vers les premiers états excités correspondent respectivement à des fréquences infra-rouges et ultra-violettes) et il est même suffisant de ne tenir compte que des N premiers niveaux de rotation (N \sim quelques dizaines) pour déterminer les populations de façon satisfaisante. Le système des équations d'équilibre statistique se réduit alors à un système linéaire de N équations à N inconnues.

3. L'équation de transfert radiatif.

Ecrivons la conservation de l'énergie radiative en un point r d'un milieu en état stationnaire :

$$I_\nu(r + ds, \vec{n}) = I_\nu(r, \vec{n}) + j_\nu(r, \vec{n}) ds - K_\nu(r, \vec{n}) ds I_\nu(r, \vec{n})$$

$I_\nu(r, \vec{n})$ et $I_\nu(r + ds, \vec{n})$ sont respectivement l'intensité spécifique du rayonnement dans la direction \vec{n} , à la fréquence ν , au point r et au point r + ds, (ds est comptée dans la direction \vec{n}).

Les termes $j_\nu(r, \vec{n})$ et $K_\nu(r, \vec{n})$ traduisent l'interaction du rayonnement avec le milieu : le premier est l'émissivité du milieu à la fréquence ν et dans la direction \vec{n} et le second le coefficient d'extinction du milieu à la fréquence ν et dans la direction \vec{n} . Ces coefficients couplent l'équation de transfert aux équations d'équilibre statistique.

On définit la profondeur optique $\tau_\nu(r, \vec{n})$ du milieu, au point r et dans la direction \vec{n} par :

$$d\tau_\nu(r, \vec{n}) = -K_\nu(r, \vec{n}) ds \quad (I-5)$$

L'équation de transfert radiatif peut alors s'écrire :

$$\frac{\partial I_\nu(r, \vec{n})}{\partial \tau_\nu(r, \vec{n})} = I_\nu(r, \vec{n}) - S_\nu(r, \vec{n}) \quad (I-6)$$

avec

$$S_\nu(r, \vec{n}) = j_\nu(r, \vec{n}) / K_\nu(r, \vec{n}) \quad (I-7)$$

$S_{\nu}(r, \vec{n})$ est la fonction source du milieu, au point r et dans la direction \vec{n} .

En principe il est possible de déterminer l'intensité spécifique du rayonnement en tout point et dans toute direction, pourvu que l'on connaisse la profondeur optique et la fonction source du milieu en tout point et dans toute direction.

Dans la pratique une telle résolution est évidemment impossible et il est nécessaire de faire un certain nombre d'hypothèses simplificatrices sur le milieu et sur le champ de rayonnement pour être en mesure de résoudre le système formé par les équations d'équilibre statistique et l'équation de transfert.

Les hypothèses que l'on peut faire concernent la géométrie du nuage moléculaire, le champ de vitesse à l'intérieur du nuage et les lois de répartition des températures et des densités dans le nuage.

Nous utiliserons ici l'approximation de Sobolev : elle suppose qu'il existe dans le nuage un fort gradient de vitesses de sorte que, à cause de l'effet Doppler, un photon émis en un point du nuage ne pourra être réabsorbé qu'au voisinage de ce point (typiquement à une distance maximale $1 \sim v_t (dV/dr)^{-1}$ ou v_t est la vitesse thermique dans le nuage, et dV/dr le gradient de vitesse dans le nuage supposé constant). Le traitement de l'équation de transfert se simplifie alors considérablement puisqu'il devient purement local. (L'approximation de Sobolev n'est vérifiée à proprement parler que lorsqu'il existe dans le nuage considéré un champ de vitesses systématique. Nous l'utiliserons néanmoins dans ce travail pour rendre compte de l'intensité des raies pour lesquelles l'emprisonnement des photons joue un rôle non négligeable. L'essentiel de cette approximation réside en effet dans le caractère local de la réabsorption possible d'un photon ; dans le cas d'un nuage où l'élargissement des raies provient d'un effet Doppler dû à une distribution gaussienne des vitesses (d'origine thermique ou "microturbulente") il a été montré qu'en fait, un photon émis dans une raie optiquement épaisse subissait un grand nombre de diffusions quasi-locales pour finalement s'échapper du milieu "d'un seul coup" lorsqu'il est fortuitement réémis à une fréquence s'écartant suffisamment de la fréquence centrale de la raie.).

Nous supposons de plus qu'il y a redistribution complète dans le référentiel de l'observateur : c'est-à-dire que les profils de raie en émission et en absorption sont identiques.

L'émissivité et le coefficient d'absorption dans la raie ij (transition $E_i \rightarrow E_j$) peuvent alors s'écrire :

$$j_{ij}(r, \vec{n}) = j_{ij}(r) \phi_{ij}(\nu) \quad (\text{I-8})$$

$$K_{ij}(r, \vec{n}) = K_{ij}(r) \phi_{ij}(\nu) \quad (\text{I-9})$$

et la fonction source devient :

$$S_{ij}(r) = j_{ij}(r) / K_{ij}(r) \quad (\text{I-10})$$

En désignant par R_{ij} l'intensité du rayonnement extérieur incident, en supposant que la fonction source est constante à l'intérieur du nuage et dans le cas d'un nuage de température et de densité uniformes, nous pouvons écrire la solution de l'équation de transfert sous la forme :

$$I_{\nu}(r, \vec{n}) = S_{ij} (1 - e^{-\tau_{\nu}(r, \vec{n})}) + R_{ij} e^{-\tau_{\nu}(r, \vec{n})} \quad (\text{I-11})$$

Les équations d'équilibre statistique dépendent non de $I_{\nu}(r, \vec{n})$ mais de sa valeur moyenne sur toutes les directions et sur le profil d'absorption (ou d'émission) local de chaque raie.

Cette grandeur se calcule à partir de $I_{\nu}(r, \vec{n})$ par :

$$\langle J_{ij} \rangle = \int_{4\pi} \frac{d\Omega}{4\pi} \int d\nu \phi_{ij}(\nu) I_{\nu}(r, \vec{n}) \quad (\text{I-12})$$

Il est commode d'exprimer $\langle J_{ij} \rangle$ en fonction de $\beta_{ij}(r)$ qui est la probabilité qu'un photon émis au point r dans la raie de fréquence ν_{ij} s'échappe du nuage sans être absorbé.

Cette quantité est reliée à la profondeur optique $\tau_{\nu}(r, \vec{n})$ par la relation :

$$\beta_{ij}(r) = \int_{4\pi} \frac{d\Omega}{4\pi} \int d\nu \phi_{ij}(\nu) e^{-\tau_{\nu}(r, \vec{n})} \quad (\text{I-13})$$

et dans le cadre de l'approximation de Sobolev, $\langle J_{ij} \rangle$ s'exprime alors très simplement :

$$\langle J_{ij} \rangle = \beta_{ij}(r) R_{ij} + S_{ij} (1 - \beta_{ij}(r)) \quad (\text{I-14})$$

L'expression de $\beta_{ij}(r)$ en fonction de $\tau_{\nu}(r, \vec{n})$ peut être déterminée en faisant différentes hypothèses sur la géométrie du nuage (symétrie plan parallèle, symétrie sphérique) ou comme ici en supposant qu'il y a isotropie donc que $\tau_{\nu}(r, \vec{n})$ ne dépend que de r et non de la direction \vec{n} :

il vient alors :

$$\beta_{ij}(r) = \frac{1 - e^{-\tau_{ij}(r)}}{\tau_{ij}(r)} \quad (\text{I-15})$$

(On peut montrer que dans le cas d'une symétrie plan parallèle on obtiendrait $\beta_{ij}(r) = \frac{1 - e^{-\frac{2}{3}\tau_{ij}(r)}}{\frac{2}{3}\tau_{ij}(r)}$; l'incertitude introduite sur $\beta_{ij}(r)$ en supposant l'iso-

tropie du milieu est du même ordre de grandeur que celle introduite par l'hypothèse d'une symétrie particulière, compte tenu de notre méconnaissance de la géométrie du nuage).

4. Résolution du système couplé.

Le système couplé des équations d'équilibre statistique et de l'équation de transfert se résoud par itérations successives pour les N niveaux concernés par l'excitation, en calculant pour chaque nouvelle valeur des populations l'intensité moyenne dans chaque transition et pour chaque nouvelle valeur de cette intensité les populations des N niveaux.

Une fois calculées les populations des N niveaux, il est aisé de déterminer pour chaque raie de fréquence ν_{ij} (transition $E_i \rightarrow E_j$ avec $E_i > E_j$) :

- la profondeur optique :

$$\tau_{ij} = (n_j - n_i)(c^3 / 8\pi^{3/2}) g_i A_{ij} N / \nu_{ij}^3 \delta\nu \quad (I-16)$$

où N est la densité projetée de la molécule considérée, et ν la largeur de la raie à $1/e$ (qui est due essentiellement aux mouvements turbulents dans le nuage)

- la température d'excitation

$$T_{ex\ ij} = h\nu_{ij} / k \ln \left| \frac{n_j}{n_i} \right| \quad (I-17)$$

- la température de brillance

$$T_{B\ ij} = \frac{h\nu_{ij}}{k} (1 - e^{-\tau_{ij}}) \left[\frac{1}{e^{h\nu_{ij}/kT_{ex\ ij} - 1}} - \frac{1}{e^{h\nu_{ij}/kT_r - 1}} \right] \quad (I-18)$$

où T_r est la température du rayonnement continu ambiant .

Il apparaît donc clairement que la température de brillance d'une raie donnée dépend de la densité projetée de la molécule (par l'intermédiaire de τ_{ij}) et, par l'intermédiaire des taux de collisions, de la température cinétique et de la densité d'hydrogène moléculaire (supposées constantes) dans le nuage.

Remarque : Nous n'avons pas précisé ici l'expression du champ de rayonnement incident sur le nuage ; le calcul détaillé en est indiqué en annexe (A).

Précisons simplement qu'il est constitué, dans le cas le plus général

- du rayonnement du corps noir cosmologique
- éventuellement du rayonnement radio continu d'une région d'hydrogène ionisé (région HII), si une telle région existe à proximité du nuage
- du rayonnement thermique infrarouge des grains de poussière, que nous supposons, dans ce modèle simple, extérieurs au nuage.

5. Exploitation d'un spectre de raie.

Connaissant la température de brillance T_B d'une raie et sa largeur $\delta\nu$ par l'examen du spectre observationnel, il est possible, si l'on se donne la tempé-

rature cinétique du nuage, d'obtenir une relation entre T_B , n_{H_2} (densité d'hydrogène moléculaire) et N (densité projetée de la molécule) qui exprime que pour tous les couples (n_{H_2}, N) satisfaisant à cette relation, la température de brillance calculée par la méthode ci-dessus est égale à la température de brillance observationnelle. Si l'on connaît la densité d'hydrogène dans le nuage ou si plusieurs transitions d'une même molécule sont observées, il est possible par exemple d'en déduire la densité projetée de la molécule. (Nous aurons l'occasion par la suite d'illustrer diverses possibilités d'exploitation de cette relation).

- CHAPITRE II -

ETUDE DU RAPPORT D'ABONDANCES ORTHO / PARA DU FORMALDEHYDE
DANS TROIS NUAGES MOLECULAIRES

A - INTRODUCTION

Depuis la première détection de l'orthoformaldéhyde (H_2CO), en absorption à 6 cm en 1969 (devant plusieurs radiosources galactiques par Snyder et al, et dans des nuages sombres par Palmer et al), puis en émission à 140 GHz dans le nuage moléculaire ORION A par Kutner et al en 1971, rapidement suivie par la découverte du paraformaldéhyde dans la même région et par les mêmes auteurs (Thaddeus et al 1971) les observations du formaldéhyde (principalement de la forme ortho) se sont rapidement multipliées.

(La distinction entre les formes ortho et para du formaldéhyde, qui est liée à la présence de 2 atomes d'hydrogène symétriquement situés dans la molécule, sera explicitée un peu plus loin).

Cette molécule est très largement distribuée dans la Galaxie ; elle présente des raies millimétriques en émission relativement intenses dans les régions un peu denses des nuages moléculaires (densité d'hydrogène moléculaire $\geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$) et de nombreux nuages sont visibles grâce à ses raies centimétriques en absorption. Ce dernier phénomène a d'ailleurs donné lieu à une grande variété d'études et de modèles d'excitation des transitions de l'orthoformaldéhyde (voir par exemple Thaddeus 1972, Evans et al 1975, Green et al 1978).

Curieusement, bien que le formaldéhyde soit abondamment observé et étudié depuis une dizaine d'années, la valeur du rapport d'abondances des formes ortho et para de cette molécule n'a pratiquement jamais été étudiée. Les rares auteurs qui mentionnent le problème déduisent de leurs observations (Thaddeus et al 1971) ou supposent (Kaifu et al 1975), une valeur de 3, valeur du rapport terrestre, pour ce rapport.

Or l'interconversion entre les 2 formes ortho et para ne peut être assurée que par des mécanismes chimiques qui dépendent à priori des conditions de température et de densité du milieu. Sur Terre les conditions physiques sont telles qu'il y a thermalisation à haute température des formes ortho et para, ce qui se traduit par un rapport d'abondances égal à 3. Les températures et les densités qui caractérisent les nuages moléculaires sont considérablement plus faibles et il nous a donc paru intéressant d'essayer de déterminer par l'observation de raies d'émission

millimétriques de chacune des 2 espèces de formaldéhyde la valeur de leur rapport d'abondances dans des nuages moléculaires de densités et de températures variées.

Après un bref rappel sur les niveaux d'énergie de la molécule de formaldéhyde et sur la distinction entre espèces ortho et para, nous tenterons de déterminer la valeur du rapport d'abondances ortho / para dans 3 nuages moléculaires. Nous essayerons ensuite de justifier la dépendance en température et/ou en densité de ce rapport, telle qu'elle semble se dégager de l'étude expérimentale, en examinant les processus chimiques susceptibles de régir les abondances relatives des 2 espèces.

B - LA MOLECULE DE FORMALDEHYDE - FONCTIONS D'ONDE ET NIVEAUX D'ENERGIE

1. Spectre de rotation.

La molécule de formaldéhyde est une toupie légèrement asymétrique, c'est-à-dire que ses moments principaux d'inertie, I_a , I_b et I_c , sont tels que :

$$I_a < I_b < I_c$$

(La molécule et les 3 axes principaux a, b, c sont représentés sur la figure B1)
Les énergies de rotation et les fonctions d'onde correspondant sont respectivement les valeurs propres et les fonctions propres du hamiltonien

$$H = \frac{P_a^2}{2 I_a} + \frac{P_b^2}{2 I_b} + \frac{P_c^2}{2 I_c}$$

où P est le moment angulaire de la molécule.

Soit encore, en posant $A = \frac{\hbar^2}{2 I_a}$ (et des expressions similaires pour B et C) et $P^2 = \frac{P^2}{\hbar^2}$:

$$H = A P_a^2 + B P_b^2 + C P_c^2$$

Le degré d'asymétrie de la molécule peut être caractérisé par le paramètre de Ray, \mathcal{K} , défini par :

$$\mathcal{K} = \frac{2B - A - C}{A - C}$$

\mathcal{K} varie entre les valeurs + 1 et - 1 qui correspondent respectivement à une toupie symétrique aplatie en forme de disque ($A = B$), et à une toupie symétrique allongée en forme de cigare ($B = C$).

Dans le cas de la molécule de formaldéhyde, les constantes de rotation B et C sont peu différentes donc \mathcal{K} est voisin de - 1 :

$$A = 282,106 \text{ GHz}$$

$$B = 38,834 \text{ GHz} \quad \text{Townes et Schalow p. 619 d'où } \mathcal{K} = - 0,96$$

$$C = 34,004 \text{ GHz}$$

Dans le cas d'une toupie symétrique type "cigare", le hamiltonien peut encore s'écrire :

$$H = B P^2 + (A - B) P_a^2$$

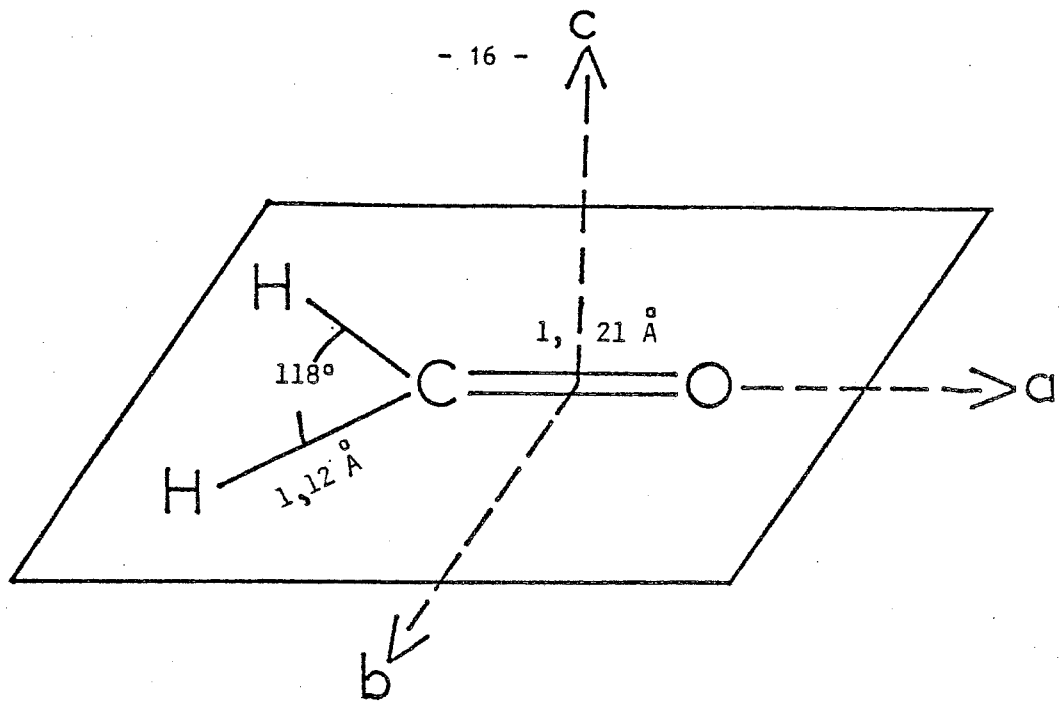
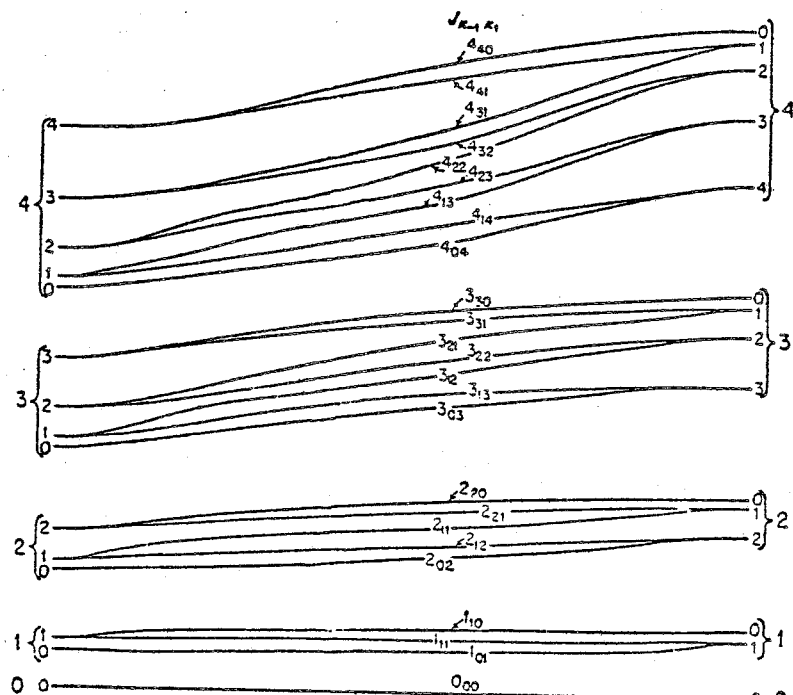


Figure B1 : Géométrie et axes principaux d'inertie de la molécule de formaldéhyde. (d'après Townes et Schawlow p. 110)



Qualitative behavior of the asymmetric-top energy levels. The rotational constant B varies from left to right, equaling C and giving a prolate symmetric top on the left, and equaling A to give an oblate symmetric top on the right.

Figure B2 : Comportement qualitatif des niveaux d'énergie d'une toupie asymétrique en fonction de la valeur du paramètre d'asymétrie. Les niveaux d'une toupie symétrique de type "cigare" ($\mathcal{K} = -1$) figurent à gauche, ceux d'une toupie symétrique type "disque" ($\mathcal{K} = 1$) à droite. (Townes et Schawlow p. 86)

Les niveaux d'énergie sont alors donnés par la relation :

$$E(J, K) = B J(J + 1) + (A - B) K^2$$

où J est le nombre quantique principal de rotation et K (tel que $|K| \leq J$) la projection de \vec{P} sur l'axe de symétrie a . Les états de rotation des toupies symétriques sont notés $|J, K\rangle$.

Dans le cas des toupies asymétriques, K n'est plus un "bon" nombre quantique.

Les valeurs propres du hamiltonien peuvent être calculées selon différentes méthodes d'approximation. Le comportement des niveaux d'énergie des toupies asymétriques en fonction de la valeur du paramètre d'asymétrie \mathcal{K} est représenté sur la figure B2. Il est d'usage de désigner les niveaux d'énergie et les états de rotation correspondants des toupies asymétriques, respectivement par :

$$|J, K_{-1}, K_1\rangle \quad \text{et} \quad |J, K-1, K_1\rangle$$

où K_{-1} et K_1 sont les valeurs limites de K correspondant à $\mathcal{K} = -1$ et $\mathcal{K} = 1$.

2. Règles de sélection.

Dans le cas des toupies symétriques les règles de sélection des transitions dipolaires électriques s'écrivent simplement

$$\Delta J = 0, \pm 1 \quad \text{et} \quad \Delta K = 0$$

(le moment dipolaire de la molécule est parallèle à l'axe de symétrie).

La règle $\Delta J = 0, \pm 1$ demeure valable pour les toupies asymétriques mais les conditions sur K_{-1} et K_1 dépendent de l'axe de rotation de la transition, c'est-à-dire de l'axe du moment dipolaire. En se limitant au cas des moments dipolaires parallèles à l'un des axes principaux, on obtient :

$$\begin{array}{l} \text{pour une rotation autour de l'axe } a : \Delta K_{-1} = 0 \\ \Delta K_1 = \pm 1 \\ b : \Delta K_{-1} = \pm 1 \\ \Delta K_1 = \pm 1 \\ c : \Delta K_{-1} = \pm 1 \\ \Delta K_1 = 0 \end{array}$$

Ces règles de sélection se comprennent aisément :

K_{-1} (respectivement K_1) est la valeur de K correspondant à une toupie symétrique de forme "cigare" (respectivement "disque"), les rotations autour de l'axe a (respectivement c) doivent donc vérifier :

$$\Delta K_{-1} = 0 \quad (\Delta K_1 = 0) \quad (\text{ce qui correspond à la règle } \Delta K = 0)$$

$$\text{et } \Delta K_1 = \pm 1 \quad (\Delta K_{-1} = \pm 1) \quad (\text{en raison de la règle } \Delta J = 0, \pm 1).$$

De plus les axes b et c (b et a) sont équivalents du point de vue des règles de variation de K_{-1} (K_1), d'où les règles de sélection pour les rotations autour de l'axe b .

En ce qui concerne la molécule de formaldéhyde, le moment dipolaire est parallèle à l'axe noté a , ce sont donc les règles $\Delta K_{-1} = 0$ et $\Delta K_1 = \pm 1$ qui s'appliquent, et vaut 2,34 Debye (Townes et Schawlow p. 619)

3. Symétrie des fonctions d'onde de rotation.

La symétrie des fonctions d'onde par rotation de π autour des axes principaux d'inertie a ou c se déduit aisément des propriétés de symétrie des fonctions d'onde des toupies symétriques :

$$K \text{ pair} \quad \rightarrow \quad |J, K\rangle \text{ symétrique}$$

$$K \text{ impair} \quad \rightarrow \quad |J, K\rangle \text{ antisymétrique.}$$

La symétrie par rotation autour de l'axe intermédiaire b s'obtient alors en imposant que la fonction d'onde demeure inchangée par rotations successives de π autour de chacun des 3 axes.

Les résultats sont résumés dans le tableau suivant (d'après Townes et Schawlow p. 94). Les fonctions d'ondes symétriques sont notées +, les antisymétriques -.

K_{-1}	K_1	axe de rotation		
		a	b	c
paire	paire	+	+	+
paire	impaire	+	-	-
impaire	impaire	-	+	-
impaire	paire	-	-	+

Pour la molécule H_2CO , la symétrie des fonctions de rotation est indiquée par la colonne correspondant à une rotation autour de l'axe a .

4. Effets des spins nucléaires.

La molécule de formaldéhyde possède deux noyaux équivalents, ceux des atomes d'hydrogène. L'axe a est donc un axe de symétrie d'ordre 2. Le spin nucléaire d'un atome d'hydrogène vaut $1/2$; il obéit à la statistique de Fermi-Dirac ; par conséquent, la fonction d'onde "totale" de la molécule (produit de la fonction d'onde rotationnelle par la fonction d'onde de spin nucléaire) change de signe lors d'un échange des coordonnées de position et de spin des 2 protons, c'est-à-dire lors d'une rotation de π des coordonnées de position autour de l'axe a , accompagnée d'un échange des spins nucléaires.

(La molécule est considérée dans ses états de vibration et électronique fondamentaux ; les fonctions d'onde correspondantes sont symétriques, elles ne modifient donc pas la parité de la fonction d'onde totale).

Les fonctions d'onde de spin symétriques correspondent à un spin nucléaire total $I = 1$, elles doivent être associées aux fonctions d'onde rotationnelles antisymétriques par rotation de π autour de l'axe a , c'est-à-dire aux états $|J, K_{-1}, K_1\rangle$ de K_{-1} impair ; de même, les fonctions d'onde de spin antisymétriques, pour lesquelles $I = 0$ sont associées aux états $|J, K_{-1}, K_1\rangle$ de K_{-1} pair.

De plus, le poids statistique des fonctions de spin ($I = 1$) est 3 alors que celui des fonctions de spin ($I = 0$) est 1.

Enfin, les transitions rotationnelles conservant le spin nucléaire, elles ne peuvent s'effectuer entre des états de spin différents, c'est-à-dire entre des niveaux rotationnels de K_{-1} de parités différentes. Les états de spin $I = 1$ (K_{-1} impair) et $I = 0$ (K_{-1} pair) définissent en quelque sorte deux espèces de formaldéhyde distinctes, la première est appelée ortho, la seconde para.

Si l'on se limite aux niveaux d'énergie les plus bas de chacune des espèces para et ortho du formaldéhyde, les seuls qui seront peuplés dans les conditions du milieu interstellaire, il suffit de considérer les premiers niveaux des échelles $K_{-1} = 0$ et $K_{-1} = 1$. Ces niveaux, ainsi que les transitions rotationnelles permises (et observées dans le milieu interstellaire) sont indiquées dans la figure B3.

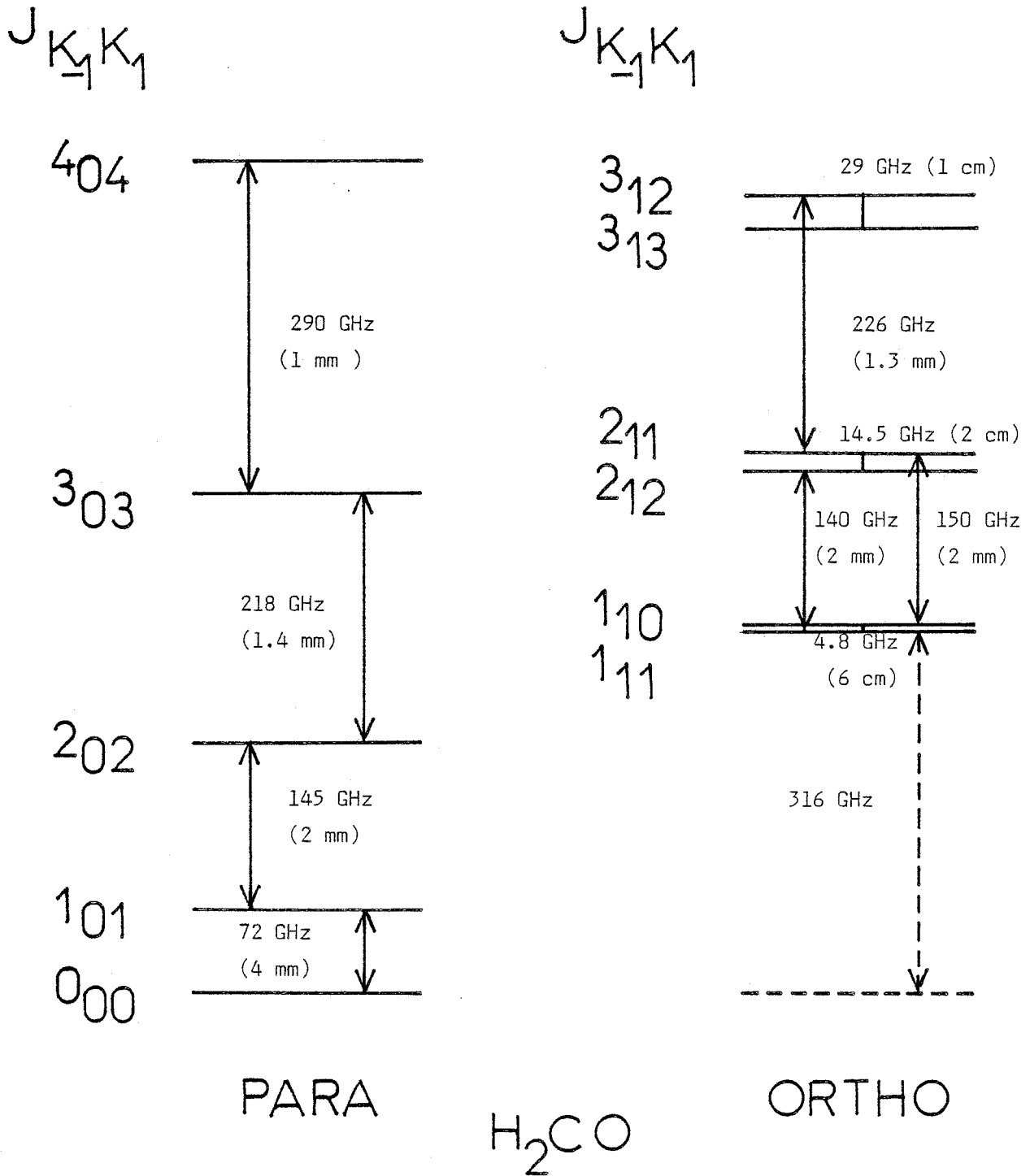


Figure B3 : Les premiers niveaux de rotation de la molécule H_2CO ainsi que les fréquences et les longueurs d'onde des transitions rotationnelles observées dans les nuages moléculaires. La flèche en pointillés indique la différence d'énergie entre le fondamental de l'orthoformaldéhyde et celui du paraformaldéhyde.

5. Le rapport d'abondance ortho/para du formaldéhyde.

Si l'on néglige les effets du spin nucléaire, à l'équilibre thermodynamique à la température T, la population du niveau $|J, K_{-1}, K_1\rangle$ s'écrit :

$$n_{J, K_{-1}, K_1} = \frac{2J+1}{g_0} n_0 e^{-(E(J, K_{-1}, K_1) - E_0)/kT}$$

où $2J + 1$ et $E(J, K_{-1}, K_1)$ sont la dégénérescence et l'énergie du niveau $|J, K_{-1}, K_1\rangle$. n_0 , g_0 et E_0 sont la population, la dégénérescence et l'énergie d'un niveau de référence, le fondamental par exemple.

Le nombre de molécules d'ortho-formaldéhyde ou de para-formaldéhyde s'obtient en sommant n_{j, K_{-1}, K_1} sur toutes les valeurs de J et de K_{-1} impair, respectivement K_{-1} pair. De plus il faut tenir compte du spin nucléaire dont l'effet est de donner un poids statistique 3 aux fonctions rotationnelles de K_{-1} impair, puisqu'elles sont associées aux fonctions de spin nucléaire total $I = 1$. Le rapport d'abondance des espèces ortho et para peut donc s'écrire :

$$\frac{n(\text{ortho})}{n(\text{para})} = 3 \frac{\sum_J \sum_{K_{-1} \text{ impair}} (2J+1) \exp(-E(J, K_{-1}, K_1)/kT)}{\sum_J \sum_{K_{-1} \text{ pair}} (2J+1) \exp(-E(J, K_{-1}, K_1)/kT)}$$

Pour les valeurs paires de J, il y a J_{+1} niveaux de K_{-1} pair (forme para) et J niveaux de K_{-1} impair (forme ortho), les rapports étant inversés pour les valeurs impaires de J.

Si la température d'équilibre thermodynamique T est suffisamment élevée (c'est en particulier le cas pour les températures usuelles sur Terre), il y a autant de niveaux $|J, K_{-1}, K_1\rangle$ de K_{-1} pair que de K_{-1} impair peuplés et la contribution à n_{ortho} ou n_{para} des niveaux d'énergie comparable à kT c'est-à-dire pour lesquels le facteur de Boltzman ne peut pas être égal à 1 est négligeable. Il vient donc simplement :

$$\frac{n_{\text{ortho}}}{n_{\text{para}}} = 3$$

(La courbe de variation du rapport en fonction de la température d'équilibre thermodynamique est représentée dans la figure B4.).

Par contre, si l'on s'intéresse au rapport d'abondances ortho/para du formaldéhyde dans les nuages moléculaires du milieu interstellaire, l'hypothèse de thermalisation à haute température n'est plus valable et il n'est pas a priori possible d'attribuer la valeur 3 à ce rapport.

$n(\text{ortho})/n(\text{para})$

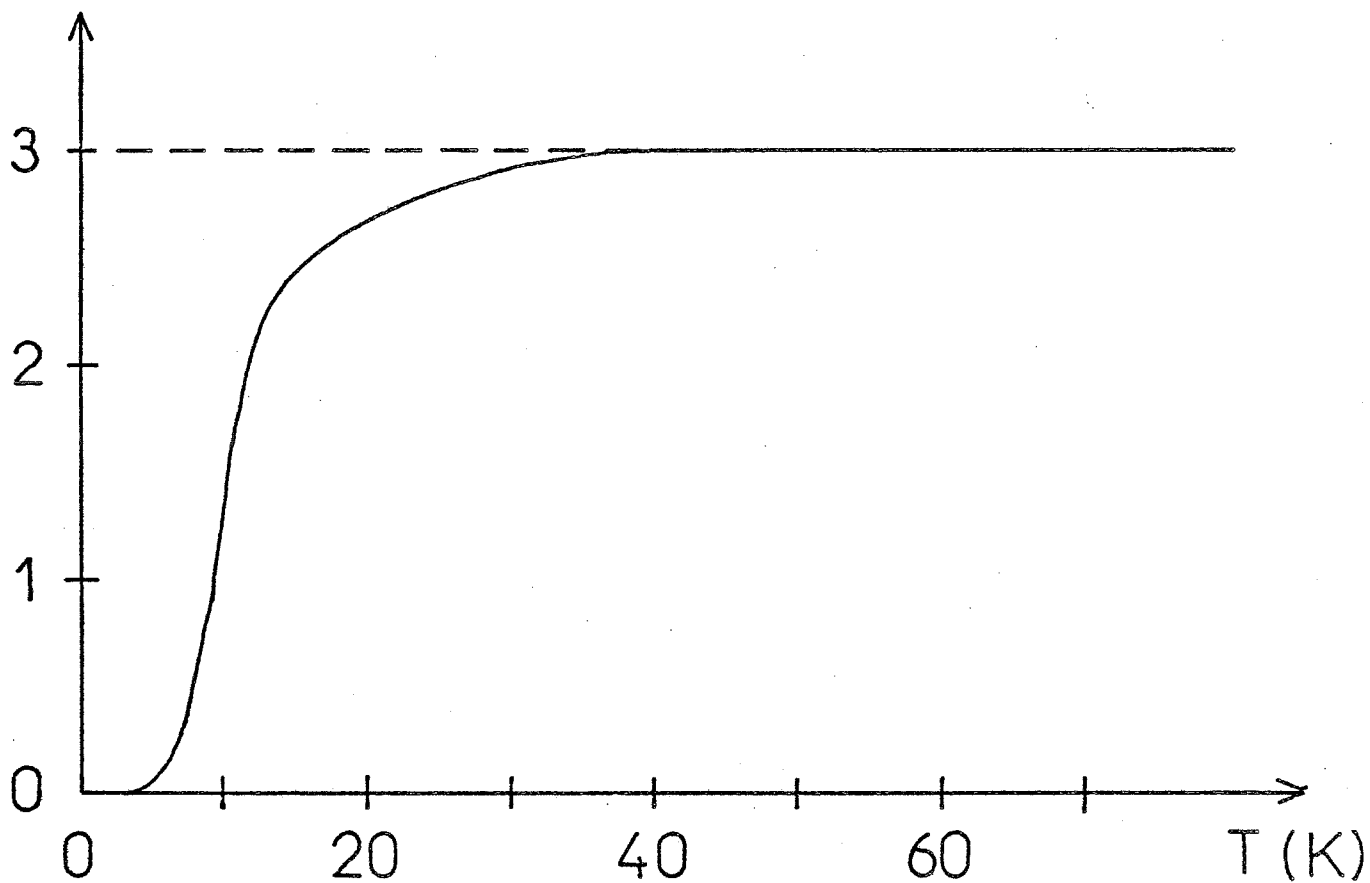


Figure B4 : Courbe de variation du rapport d'abondances ortho/para du formaldéhyde en fonction de la température d'équilibre thermodynamique T.

C - LES OBSERVATIONS

Toutes les observations des raies millimétriques du formaldéhyde présentées ici ont été effectuées avec l'antenne de 7 m de diamètre des Bell Telephone Laboratories aux Etats-Unis, dans des conditions climatiques très favorables (opacité au zénith à une fréquence ~ 150 GHz voisine de 0,1). Un soin particulier a été apporté aux corrections d'extinction atmosphérique et d'élévation de l'antenne : une calibration à l'azote liquide était effectuée toutes les vingt minutes (pour une description détaillée de la procédure d'observation voir Stark et al 1980). Les temps d'intégration pour chaque spectre sont d'environ 1 heure pour Orion et voisins de 2 heures pour les 2 autres nuages. Les largeurs de lobe à mi-puissance correspondant aux fréquences des raies observées sont indiquées dans le tableau C1 (elles ont été calculées à partir de la valeur de 1'4 à 128 GHz fournie par Langer et al (1979), en supposant que la largeur du lobe à mi-puissance est inversement proportionnelle à la fréquence).

Afin d'étudier une éventuelle dépendance en température et en densité du rapport d'abondances ortho / para du formaldéhyde, les observations ont été faites dans 2 types de nuages : un nuage moléculaire géant, Orion A, et 2 nuages sombres TMC 1 et L 183 (également connu sous le nom L 134 N). Les transitions observées sont les suivantes :

Raies $J_{K-1 K1} = 2_{11} \rightarrow 1_{10}$ et $J_{K-1 K1} = 2_{12} \rightarrow 1_{11}$ de l'ortho formaldéhyde à 150 et 140 GHz.

Raies $J_{K-1 K1} = 2_{02} \rightarrow 1_{01}$ et $J_{K-1 K1} = 1_{01} \rightarrow 0_{00}$ du para formaldéhyde à 145 et 72 GHz.

A cela s'ajoute la détection de 3 raies de l'isotope $H_2^{13}CO$ du formaldéhyde dans Orion : la raie $2_{12} \rightarrow 1_{11}$ à 137 GHz de l'espèce ortho, et les raies $2_{02} \rightarrow 1_{01}$ et $1_{01} \rightarrow 0_{00}$ de l'espèce para à 141 et 71 GHz, ces trois dernières observations devant fournir des indications sur le rapport isotopique

$$\frac{H_2^{12}CO}{H_2^{13}CO}$$

Les quatorze spectres détectés sont reproduits dans la figure C1. Le tableau C 2 fournit la fréquence, la température de brillance maximale T_B , l'écart quadratique moyen du bruit σ (calculé en supposant une valeur de 5σ pour le bruit crête à crête), la vitesse v du maximum d'intensité, la largeur à mi-hauteur Δv de chacune des quatorze raies.

molécule	transition	fréquence (GHz)	diamètre du lobe (')
ortho H ₂ ¹² CO	2 ₁₁ - 1 ₁₀	150,498359	1,19
	2 ₁₂ - 1 ₁₁	140,839529	1,27
para H ₂ ¹² CO	2 ₀₂ - 1 ₀₁	145,602970	1,23
	1 ₀₁ - 0 ₀₀	72,837973	2,46
ortho H ₂ ¹³ CO	2 ₁₂ - 1 ₁₁	137,449971	1,30
para H ₂ ¹³ CO	2 ₀₂ - 1 ₀₁	141,983747	1,26
	1 ₀₁ - 0 ₀₀	71,024797	2,52

Tableau C1 : Transitions observées et largeur du lobe à mi-puissance pour chaque fréquence, calculée à partir de la valeur de 1,4' à 128 GHz

molécule	fréquence de la raie (GHz)	$\alpha = 05^{\text{h}} 32^{\text{m}} 46,8^{\text{s}}$ ORIA $\delta = -05^{\circ} 24' 30''$				$\alpha = 04^{\text{h}} 38^{\text{m}} 21,5^{\text{s}}$ TMC1 $\delta = 25^{\circ} 41' 00''$				$\alpha = 15^{\text{h}} 51^{\text{m}} 30,0^{\text{s}}$ L183 $\delta = -02^{\circ} 43' 30''$			
		T_{B} (K)	σ (mK)	v (kms $^{-1}$)	Δv (kms $^{-1}$)	T_{B} (K)	σ (mK)	v (kms $^{-1}$)	Δv (kms $^{-1}$)	T_{B} (K)	σ (mK)	v (kms $^{-1}$)	Δv (kms $^{-1}$)
ortho H ₂ CO	150,498359	2,7	70	8,5	4,3	0,48	70	5,85	0,5	0,30	56	2,8	1,0
	140,839529	5,5	90	8,5	4,3	0,82	60	5,82	0,45	0,49	90	2,9	1,3
para H ₂ CO	145,602970	3,8	130	8,5	3,8	0,53	80	5,97	0,70	0,45	90	2,6	0,8
	72,837973	1,75	20	8,5	4,1	0,61	40	5,97	1,04	-	-	-	-
ortho H ₂ ¹³ CO	137,449971	0,31	40	8,2	3,5	-	-	-	-	-	-	-	-
para H ₂ ¹³ CO	141,983747	0,21	25	8,0	3,3	-	-	-	-	-	-	-	-
	71,024797	0,06	10	8,2	3,1	-	-	-	-	-	-	-	-

Tableau C2 : Paramètres observationnels des raies du formaldéhyde et de son isotope dans trois nuages moléculaires.

T_{B} est la température de brillance maximale, σ l'écart quadratique moyen du bruit, v la vitesse centrale des raies, Δv la largeur des raies à mi-hauteur.

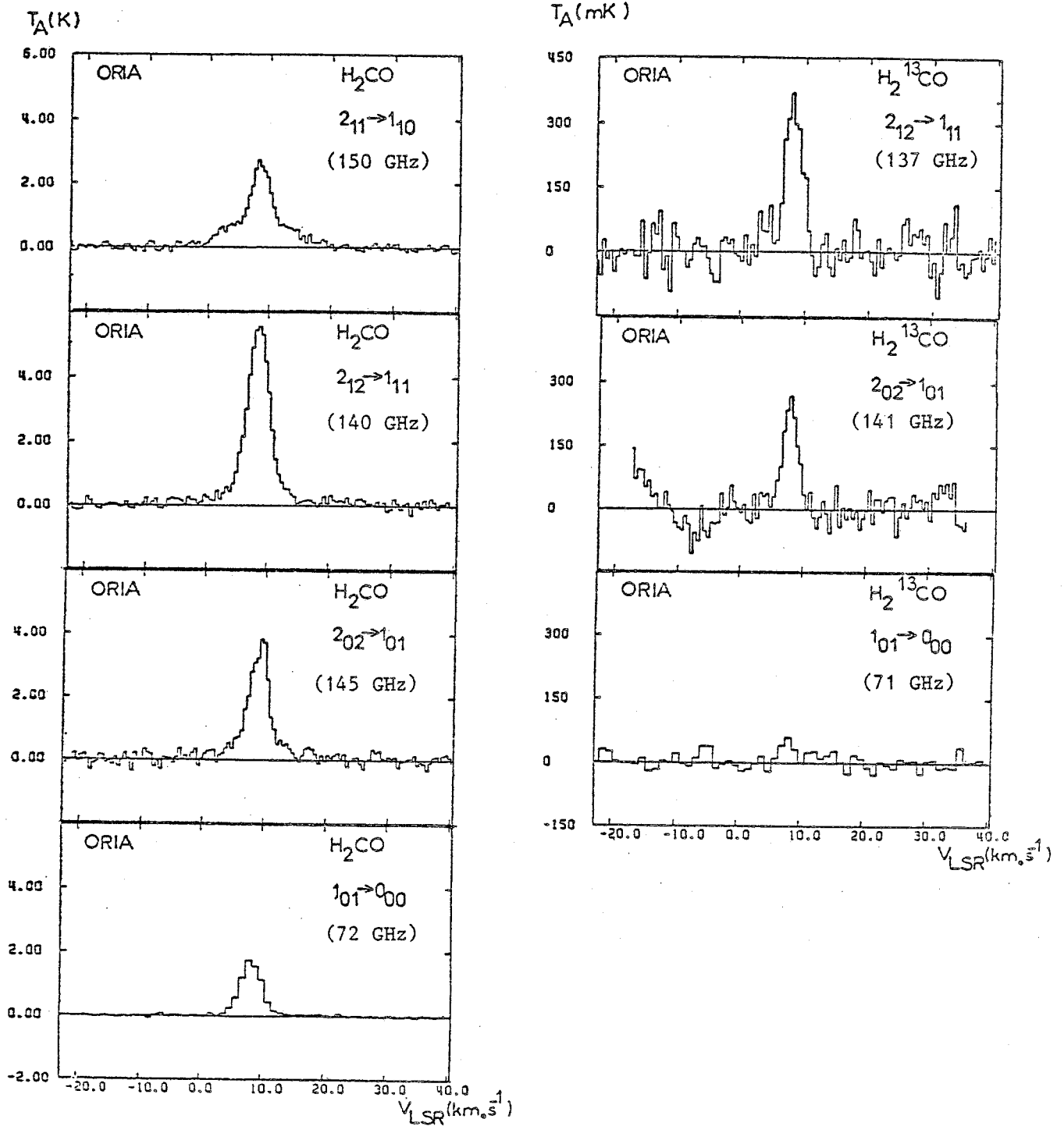


Figure C1 : Raies du formaldéhyde et de son isotope $H_2^{13}CO$ observées dans Orion
 ($\alpha_{1950} = 05^h 32^m 46,8^s$, $\delta_{1950} = -05^\circ 24' 30''$)
 La résolution spectrale est de 1,05 km/s pour les raies à 72 et 71 GHz,
 de 0,52 km/s pour les autres

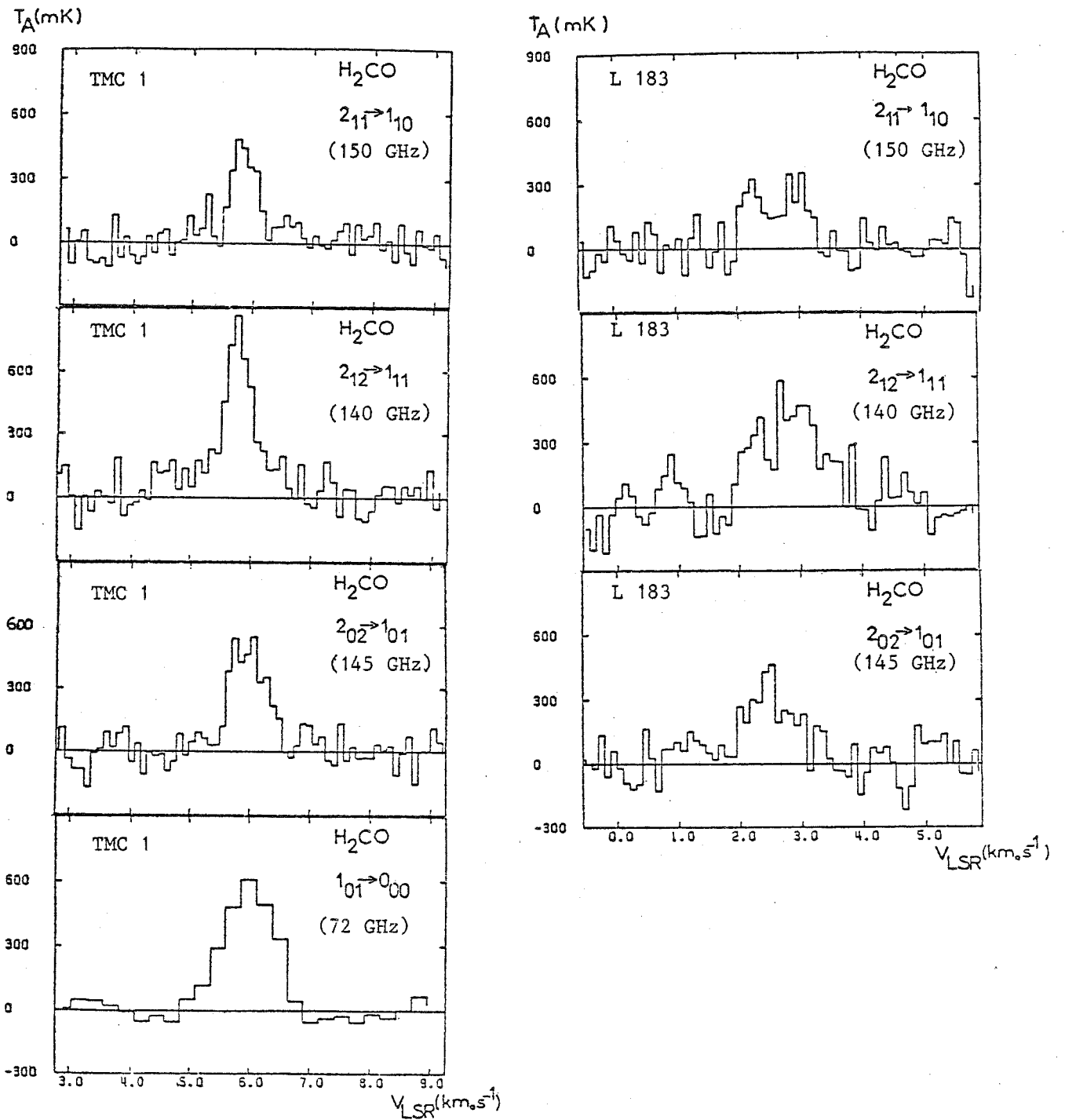


Figure C1 (suite) : Raies du formaldéhyde observées dans TMC1 ($\alpha_{1950} = 04^{\text{h}} 28^{\text{m}} 31,5^{\text{s}}$, $\delta_{1950} = 25^{\circ} 41' 00''$) et dans L 183 ($\alpha_{1950} = 15^{\text{h}} 51^{\text{m}} 30,0^{\text{s}}$, $\delta_{1950} = -02^{\circ} 43' 30''$). La résolution spectrale est de 0,25 km/s pour le spectre 1₀₁-0₀₀ de TMC1, de 0,11 km/s pour les autres.

D - INTERPRETATION DES DONNEES EXPERIMENTALES

Un rapide examen des profils observés et des paramètres des raies suggère l'existence d'auto-absorption dans TMC 1 et dans L 183 : les raies sont asymétriques ou même présentent 2 maxima, ont des vitesses et des largeurs variables. Dans Orion au contraire, les profils ne présentent ni disymétries ni décalages en vitesse. Les raies observées dans les 2 types de nuage feront donc l'objet de traitements distincts. Dans les 2 cas, les spectres seront interprétés selon la méthode générale exposée précédemment.

Pour Orion nous supposerons dans un premier temps que les émissions observées proviennent d'un nuage à une seule composante, de température et de densité uniformes dont nous déterminerons la densité d'hydrogène moléculaire et les densités projetées des espèces ortho et para formaldéhyde ainsi que des espèces correspondantes de l'isotope $H_2^{13}CO$. Nous étudierons ensuite les conséquences d'une émission non uniforme dans le lobe sur les rapports ortho / para de H_2CO et de $H_2^{13}CO$ ainsi que sur le rapport isotopique $H_2CO / H_2^{13}CO$.

Pour les 2 autres nuages, l'hypothèse d'un nuage à 2 composantes tentera d'expliquer les caractéristiques des profils observés. Nous examinerons comment cette hypothèse modifie le rapport ortho / para à partir de sa valeur calculée avec un modèle de nuage à une seule composante (c'est-à-dire en négligeant le phénomène d'auto absorption) et s'il est possible de rendre compte des spectres expérimentaux par un modèle de profils de raies.

En fait, dans ce chapitre, plus que des résultats bien établis, le lecteur trouvera l'exposé d'un certain nombre de problèmes soulevés par les observations moléculaires et leur interprétation, et des suggestions d'observations complémentaires qui permettront peut-être de lever quelques-unes des incertitudes mises en évidence lors de cette étude.

1. Orion A.

Comme il a été dit plus haut, pourvu que l'on se donne la température cinétique, le calcul de transfert par la méthode des probabilités d'échappement fournit une relation entre la densité d'hydrogène moléculaire, la densité projetée de l'espèce observée et la température de brillance de la raie. Cette relation peut se traduire, pour chaque valeur de température de brillance déduite des spectres par une courbe du plan (n_{H_2} , densité projetée).

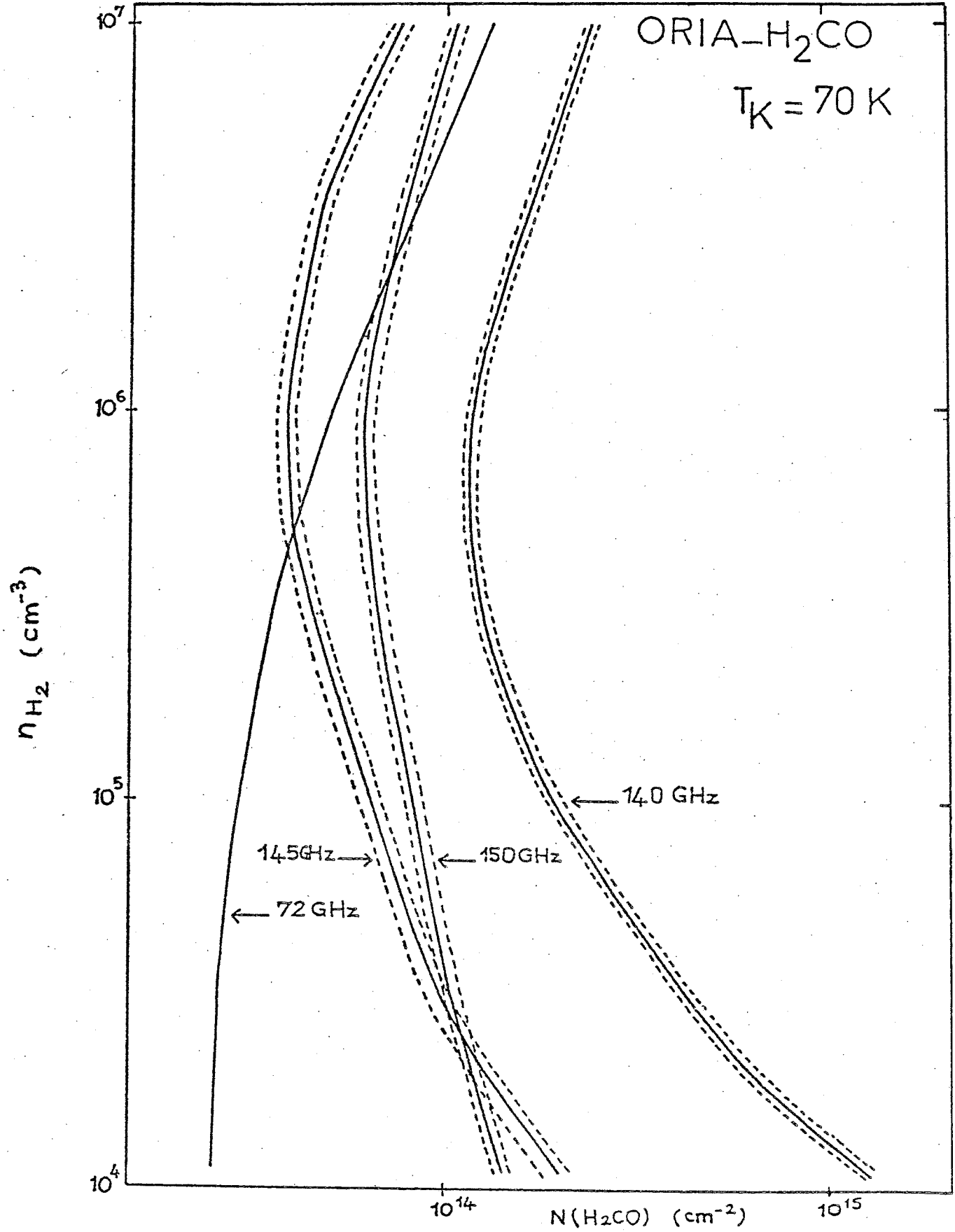


Figure D1 : Courbes du plan (densité d'hydrogène moléculaire, densité projetée) correspondant aux températures de brillance des raies de l'ortho et du para formaldéhyde observées dans Orion. Les courbes en pointillés correspondent à une incertitude de 1σ sur les valeurs des températures de brillance.

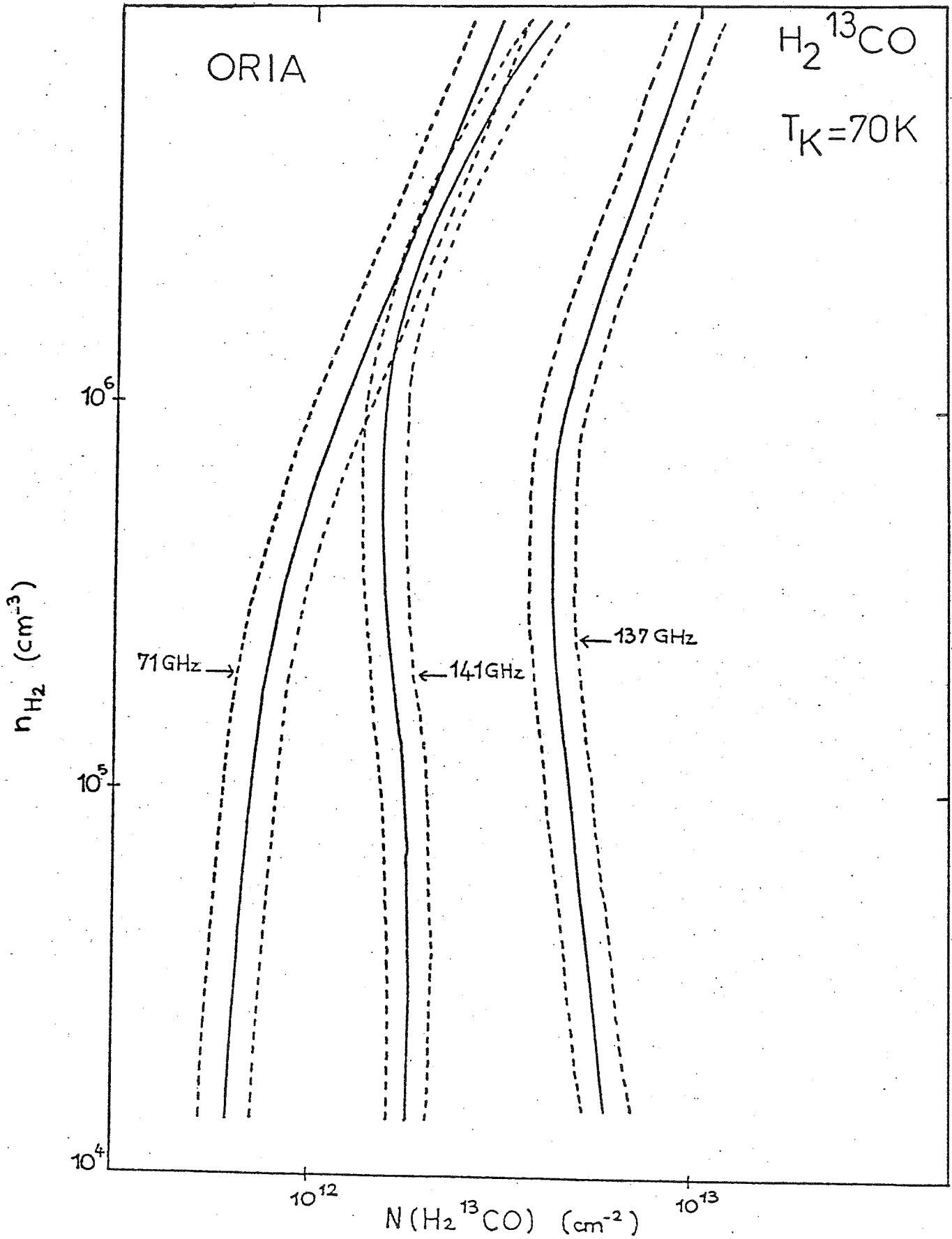


Figure D2 : Courbes du plan (densité d'hydrogène moléculaire, densité projetée) correspondant aux température de brillance des raies de l'ortho et du para H_2^{13}CO observées dans Orion. Les courbes en pointillés représentent une incertitude de 1σ sur les valeurs des températures de brillance.

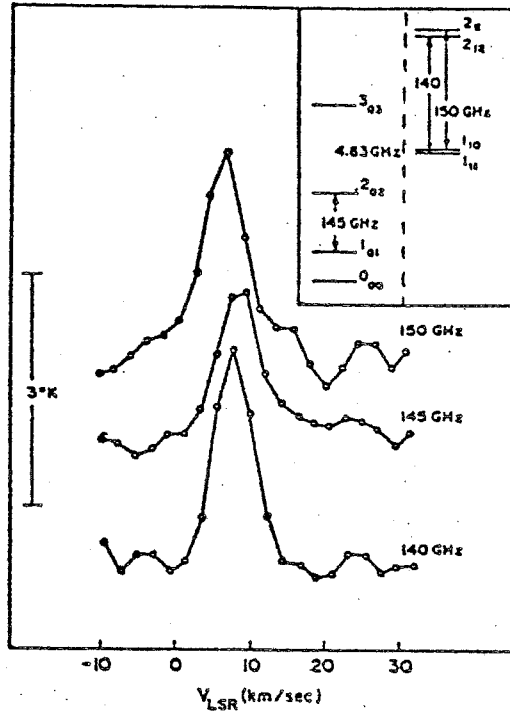


FIG. 1.—The $J = 2 \rightarrow 1$ lines of H_2CO in Ori A at location C. Insert shows the lower rotational energy levels of H_2CO , para levels on the left, ortho on the right.

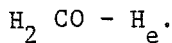
Figure D3 : raies $2_{11}^{-1} 1_{10}$ (150 GHz), $2_{12}^{-1} 1_{11}$ (140 GHz) de l'ortho formaldéhyde et $2_{02}^{-1} 1_{01}$ (145 GHz) du para formaldéhyde observées dans Orion par Thaddeus et al (1971)

Les calculs ont été effectués en supposant une température cinétique de 70 K pour la région émettrice des raies observées (Le champ de rayonnement incident est constitué de celui du corps noir cosmologique et de l'émission radio de la région HII. La contribution de celle-ci au champ de rayonnement est calculée en fonction de sa température T_{HII} , de sa profondeur optique $\tau_{\text{HII}}(\nu)$ et de la fraction d'espace ω_{HII} qu'elle occupe vue du nuage moléculaire.

T_{HII} et ω_{HII} ont été évaluées respectivement à 10^4 K et 0.5. Le calcul de $\tau_{\text{HII}}(\nu)$ est indiqué en annexe (B).

De plus nous avons supposé dans un premier temps, une émission uniforme dans le lobe, c'est-à-dire que l'intensité observée est effectivement l'intensité émise et non pas le produit de celle-ci par un facteur de dilution dans le lobe.

Pour le formaldéhyde, comme pour son isotope, les taux de collisions utilisés sont ceux calculés par Green et al (1978) dans le cadre d'un modèle collisionnel



Les courbes $T_B = f(n_{\text{H}_2}, \text{densité projetée})$, des transitions de $\text{H}_2 \text{ CO}$ et de son isotope ainsi que les courbes limites correspondant à une incertitude de 1σ sur les températures de brillance sont portées dans les figures D 1 et D 2.

Lorsque 2 transitions d'une même espèce sont observées, si le modèle de transfert est bien choisi, les courbes de température de brillance correspondantes doivent se couper en un point dont les coordonnées indiquent la densité d'hydrogène moléculaire et la densité projetée de l'espèce considérée dans le milieu responsable des raies observées.

Lorsqu'on examine la figure D 1, on constate qu'il en est bien ainsi pour les courbes des transitions du para formaldéhyde mais que par contre les courbes de température de brillance des raies à 140 et 150 GHz de l'ortho formaldéhyde ne se coupent pas. Dans la gamme de densités et pour la température cinétique considérées, ces deux transitions devraient correspondre à des conditions d'excitation extrêmement voisines et présenter des intensités tout-à-fait comparables. Il n'en est manifestement pas ainsi : l'intensité de la raie à 150 GHz est beaucoup plus faible que celle de la raie à 140 GHz, ce qui se traduit par un important décalage entre les courbes.

Aucun mécanisme évident ne permet d'expliquer la naissance d'une dissymétrie entre les niveaux des doublets $(2_{11}, 2_{12})$ et $(1_{10}, 1_{11})$ de l'ortho formaldéhyde, telle que la raie à 150 GHz soit moins intense que la raie à 140 GHz. De plus, les observations de ces 2 raies effectuées par Thaddeus et al (1971) dans Orion (voir figure D 3) ne semblent pas indiquer de forte différence d'intensité entre les 2 et la

valeur de cette intensité est proche de celle que nous obtenons pour la raie à 140 GHz.

Il nous faut donc conclure que la raie à 150 GHz que nous avons observée est anormalement faible et qu'il s'agit peut-être là d'un problème instrumental. Cette question reste bien entendu ouverte mais il nous a paru peu opportun de nous livrer à un examen détaillé de la question avant que de nouvelles observations (qui ne pourront avoir lieu avant l'été 1982) ne confirment ce phénomène. (Il faut également signaler qu'outre une faible intensité la raie à 150 GHz semble présenter une composante large, dont l'origine serait également à déterminer). Nous ne tiendrons donc pas compte pour l'interprétation des observations dans Orion de la raie observée à 150 GHz et les résultats présentés ici devront faire l'objet d'un réexamen s'il s'avère que la faible intensité de cette raie n'est pas la conséquence d'un problème instrumental.

En revanche, l'intersection des courbes correspondant aux 2 transitions para fournit une valeur de la densité d'hydrogène moléculaire et de la densité projetée du para formaldéhyde. En tenant compte des courbes limites qui reflètent une incertitude de 1σ sur les températures de brillance, on obtient un encadrement de ces grandeurs. Il faut noter que ces encadrements ne peuvent être considérés comme de véritables estimations des incertitudes sur les valeurs de densités et des densités projetées : il n'a pas été tenu compte des incertitudes introduites par le calcul de transfert, et par les taux de collisions utilisés. Cependant dans la mesure où l'on ne s'intéresse qu'à des rapports de densités projetées, il est raisonnable de penser que les approximations effectuées dans le calcul ne font qu'affecter d'un facteur analogue les densités projetées de l'ortho et du para formaldéhyde et ne modifient pas de façon sensible la valeur du rapport ortho / para.

Les résultats sont les suivants (la densité projetée de l'espèce x est notée $N(x)$ et n_{H_2} est la densité d'hydrogène moléculaire) :

$$4,5 \cdot 10^5 < n_{H_2} < 5,6 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$$

$$3,8 \cdot 10^{13} < N(\text{para } H_2CO) < 4,2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$$

Le domaine de valeurs de la densité d'hydrogène ainsi déterminé conduit, compte tenu des courbes limites de la transition à 140 GHz de l'ortho formaldéhyde, à l'encadrement suivant :

$$1,13 \cdot 10^{14} < N(\text{ortho } H_2CO) < 1,20 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$$

Un rapport d'abondance ortho / para se déduit de ces densités projetées :

$$2,69 \leq N(\text{ortho H}_2\text{CO}) / N(\text{para H}_2\text{CO}) \leq 3,16$$

En ce qui concerne l'isotope H_2^{13}CO (voir figure D 2), nous rencontrons la deuxième des difficultés évoquées en introduction de ce paragraphe : les courbes correspondant aux deux transitions du para H_2^{13}CO ne se coupent pas et les domaines d'incertitude sur les densités projetées définis par les courbes limites ne sont compatibles que pour des densités d'hydrogène moléculaires $\geq 9 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$, c'est-à-dire au moins 2 fois plus fortes que celles qu'indiquent les raies de l'isotope principal.

Ce phénomène s'explique si la raie observée à 71 GHz est trop faible par rapport à la raie à 141 GHz et une interprétation possible en termes de dilution dans le lobe en sera donnée par la suite.

Dans l'immédiat nous nous contenterons d'indiquer les valeurs de densités projetées déduites des 3 courbes de la figure D 2 dans le domaine de densités (4,5 - 5,6) 10^5 cm^{-3} fourni par les observations de l'isotope principal. Les valeurs extrêmes sont comme précédemment données par les courbes limites.

$$\begin{aligned} \text{d'après la transition à 71 GHz : } & 7,6 \cdot 10^{11} \leq N(\text{para H}_2^{13}\text{CO}) \leq 1,2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} \\ \text{d'après la transition à 141 GHz : } & 1,35 \cdot 10^{12} \leq N(\text{para H}_2^{13}\text{CO}) \leq 1,75 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} \\ \text{d'après la transition à 137 GHz : } & 3,7 \cdot 10^{12} \leq N(\text{ortho H}_2^{13}\text{CO}) \leq 4,8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} \end{aligned}$$

soit, selon que l'on considère l'un ou l'autre des encadrements de $N(\text{para H}_2\text{CO})$

$$3,1 \leq N(\text{ortho H}_2^{13}\text{CO}) / N(\text{para H}_2^{13}\text{CO}) \leq 6,3$$

$$\text{ou} \quad 2,11 \leq \quad \leq 3,55$$

Il est également possible de déduire des valeurs des densités projetées des estimations du rapport isotopique $\frac{\text{H}_2\text{CO}}{\text{H}_2^{13}\text{CO}}$ pour chaque espèce ortho ou para (là encore les espèces para fournissent 2 estimations compte tenu des 2 déterminations de $N(\text{para H}_2^{13}\text{CO})$:

$$23 \leq \frac{N(\text{ortho H}_2\text{CO})}{N(\text{ortho H}_2^{13}\text{CO})} \leq 32$$

$$32 \leq \frac{N(\text{para H}_2\text{CO})}{N(\text{para H}_2^{13}\text{CO})} \leq 55 \text{ (selon la raie à 71 GHz)}$$

$$22 \leq \quad \leq 31 \text{ (selon la raie à 141 GHz)}$$

Ces valeurs sont toutes notablement plus faibles que la valeur "canonique" de (67 ± 10) généralement déduite de l'observation du formaldéhyde ou d'autres molécules dans le plan galactique (voir par exemple Penzias 1979, Wilson et al 1979, Kutner et al 1979).

Ainsi, l'interprétation des spectres observés dans Orion par le modèle de transfert des probabilités d'échappement, en négligeant d'éventuels phénomènes de dilution dans le lobe, conduit aux conclusions suivantes :

Pour chacun des isotopes observés, un rapport d'abondances ortho / para voisin de 3 est compatible avec les résultats expérimentaux. Cependant, malgré la qualité du rapport signal / bruit des spectres (en particulier pour l'isotope principal $H_2 CO$), l'incertitude sur la valeur de ce rapport est importante. De plus, il faut rappeler qu'il n'a pas été tenu compte, ici des incertitudes introduites par le modèle de transfert lui-même, c'est-à-dire que nous avons supposé qu'elles affectent de la même manière les valeurs de densités projetées des espèces ortho et para et donc ne jouent pas sur la valeur du rapport ortho / para. Nous touchons ici du doigt une difficulté inhérente à toute détermination de rapport d'abondances (rapports ortho / para ou rapports isotopiques) : un tel calcul exige des observations d'excellente qualité et une très bonne adéquation du modèle de transfert à la région observée.

Outre la question de la raie de l'ortho formaldéhyde à 150 GHz, soulevée au début de ce chapitre, deux nouveaux problèmes, sources de nouvelles incertitudes, surgissent dans l'interprétation des données expérimentales :

L'incompatibilité des intensités des raies du para $H_2^{13}CO$ dans le cadre de notre modèle de transfert : est-ce la manifestation d'un processus d'excitation particulier ou un simple effet instrumental ?

(Nous verrons un peu plus loin que l'examen des problèmes de dilution dans le lobe permet peut-être de répondre à cette question).

Le très faible rapport isotopique déduit des calculs de densités projetées traduit-il un phénomène chimique réel ou reflète-t-il uniquement la trop grande simplicité d'interprétation des spectres ?

(Là encore l'effet de dilution semble capable de réconcilier les observations avec une valeur plus académique du rapport $H_2 CO / H_2^{13}CO$).

L'hypothèse d'une dilution dans le lobe des émissions du formaldéhyde dans Orion, dont nous détaillerons plus loin les conséquences, est apparue dans 2 articles relativement récents.

Dans le premier (Evans et al 1979) les auteurs réexaminent, à la suite de la détection de la raie $3_{12} \rightarrow 2_{11}$ de l'ortho formaldéhyde dans Orion, des modèles antérieurs d'excitation de cette molécule. Ils sont conduits, afin de concilier toutes les observations centimétriques et millimétriques de H_2CO à supposer que ces émissions proviennent de petites condensations ($\sim 25''$ de diamètre) à raison de une par lobe de $1'$ de diamètre (ce qui correspond à des facteurs de remplissage du lobe de 0,10 à 0,20). Les observations sont alors compatibles avec une densité d'hydrogène moléculaire comprise entre $5 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ et $2 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$ et une densité projetée d'ortho formaldéhyde de l'ordre de 10^{16} cm^{-2} .

L'autre article (Wilson et al 1980) rend compte de la détection de raies $3_{12} - 3_{13}$ à 28,9 GHz de l'ortho formaldéhyde dans Orion, avec une résolution spatiale de $35''$. En supposant que cette raie et les 2 autres raies centimétriques ($2_{11} - 2_{12}$ et $1_{10} - 1_{11}$) du formaldéhyde proviennent de la même région, les auteurs sont amenés à conclure que la source responsable de la raie $3_{12} - 3_{13}$ présente une densité d'hydrogène moléculaire $\sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$, une densité projetée d'ortho formaldéhyde $\sim 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ et s'étend sur $\sim 40''$ en ascension droite et $\sim 20''$ en déclinaison.

Dans l'un et l'autre article, l'hypothèse d'une émission par petites condensations conduit à une valeur de la densité d'hydrogène moléculaire compatible avec celle que fournit notre calcul mais la densité projetée de formaldéhyde est, comme on s'y attendait, beaucoup plus élevée que la valeur obtenue en supposant une émission uniforme dans le lobe.

Dans l'espoir de résoudre les 2 problèmes soulevés par l'hypothèse d'une émission uniforme dans le lobe et de réconcilier nos résultats expérimentaux avec les valeurs de densité projetée calculées par Evans et al et Wilson et al, nous allons maintenant supposer que l'émission est due à de petites condensations.

Nous avons supposé qu'à toutes les fréquences observées l'émission était due à une condensation unique dans le lobe. Le diamètre de cette condensation a été calculé en supposant que sa densité projetée en ortho formaldéhyde est de 10^{16} cm^{-2} et sa densité d'hydrogène moléculaire est de 10^6 cm^{-3} . En conservant l'hypothèse d'une température cinétique de 70 K, le même calcul de transfert que précédemment fournit pour la raie à 140 GHz une température de brillance corrigée des effets de dilution de 54,5 K. Celle-ci est reliée à la température de brillance observée par la relation :

$$T_B \text{ observée} = f T_B \text{ corrigée}$$

où f est le facteur de dilution dans le lobe.

Celui-ci peut encore s'exprimer en fonction du diamètre du lobe à mi-puissance, noté D_L , et du diamètre de la condensation, noté D_C , par

$$f = \left(\frac{D_C}{D_L} \right)^2$$

Il est ainsi possible de déduire de la valeur de la température de brillance corrigée à 140 GHz le diamètre de la condensation :

$$D_C = D_L \left(\frac{T_B \text{ observée}}{T_B \text{ corrigée}} \right)^{1/2}$$

On obtient une valeur de 24'' qui est en accord avec les résultats de Evans et al, et on en déduit le facteur de dilution correspondant pour les autres fréquences, ainsi que les températures de brillance corrigées.

Les résultats sont rassemblés dans le tableau D4 .

A l'examen des valeurs des températures de brillance corrigées du tableau D4 , il apparait que celles des raies para à 72 et 71 GHz du formaldéhyde et de son isotope sont excessivement fortes : dans un domaine de densité d'hydrogène moléculaire et de densités projetées compatibles avec les résultats de Evans et al et de Wilson et al ($n_{H_2} = 10^6 \text{ cm}^{-3}$, $N(\text{ortho } H_2 \text{ CO}) \sim 10^{16} \text{ cm}^{-2}$) et avec les rapports ortho / para ~ 3 et $H_2 \text{ CO} / H_2 \text{ }^{13}\text{CO} \sim 65$ (d'où $N(\text{para } H_2 \text{ CO}) \sim 3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, $N(\text{ortho } H_2 \text{ }^{13}\text{CO}) \sim 1,5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, $N(\text{para } H_2 \text{ }^{13}\text{CO}) \sim 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$), les courbes de la figure D 4, indiquent que les températures de brillance des raies para à 72 et 71 GHz doivent être plus faibles que celles des raies para à 145 et 141 GHz respectivement.

Ce résultat laisse présager que le modèle simpliste utilisé (une condensation unique dans le lobe) pourrait bien être mis en défaut et qu'en particulier il est sans doute faux de supposer qu'on "voit" des régions émettrices identiques à 72 et 71 GHz d'une part et aux autres fréquences de l'autre, compte tenu des tailles de lobe très différentes dans les 2 cas.

Si nous voulons poursuivre dans la détermination du rapport ortho / para il nous faut donc laisser de côté les transitions à 72 GHz et 71 GHz et fixer la valeur de la densité d'hydrogène moléculaire. Conformément aux résultats de Evans et al et de Wilson et al, ainsi qu'au calcul effectué dans l'hypothèse d'une émission uniforme, nous avons choisi la valeur $n_{H_2} = 10^6 \text{ cm}^{-3}$. Les courbes de variation de la température de brillance en fonction de $\frac{N}{V}$ où N est la densité projetée et V la largeur à $\frac{1}{e}$ de la raie observée sont reproduites dans la figure D4 pour les transitions à 140 GHz, 145 GHz et 72 GHz.

En supposant que l'incertitude relative sur les températures de brillance corrigées est égale à l'incertitude relative sur les températures de brillance observées,

molécule	fréquence (GHz)	D _{lobe} (')	f	T _B observée (K)	T _B corrigée (K)
ortho H ₂ CO	140,839529	1,27	0,10	5,5	54,5
para H ₂ CO	145,602970	1,23	0,10	3,8	35,3
	72,937973	2,46	0,03	1,75	64,0
ortho H ₂ ¹³ CO	137,449971	1,3	0,10	0,31	3,2
para H ₂ ¹³ CO	141,983747	1,26	0,10	0,215	2,1
	71,024797	2,52	0,03	0,06	2,3

Tableau D1 : Paramètres du calcul des températures de brillance des raies corrigées de la dilution dans le lobe; D_{lobe} est le diamètre du lobe à mi-puissance, f le facteur de dilution correspondant à une condensation de 24" de diamètre.

on obtient les valeurs limites suivantes pour les températures de brillance et les densités projetées :

transition 140 GHz	:	T_B corrigée = (54,5±0,9) K
		$8,6 \cdot 10^{15} \leq N(\text{ortho H}_2 \text{ CO}) \leq 1,15 \cdot 10^{16}$
transition 145 GHz	:	T_B corrigée = (35,3±1,2) K
		$1,5 \cdot 10^{15} \leq N(\text{para H}_2 \text{ CO}) \leq 1,85 \cdot 10^{15}$
transition 137 GHz	:	T_B corrigée = (3,2±0,4) K
		$5,6 \cdot 10^{13} \leq N(\text{ortho H}_2 \text{ }^{13}\text{CO}) \leq 7,5 \cdot 10^{13}$
transition 141 GHz	:	T_B corrigée = (2,1±0,24) K
		$1,8 \cdot 10^{13} \leq N(\text{para H}_2 \text{ }^{13}\text{CO}) \leq 2,35 \cdot 10^{13}$

S'en déduisent les rapports ortho / para suivants :

$$4,6 \leq \frac{N(\text{ortho H}_2 \text{ CO})}{N(\text{para H}_2 \text{ CO})} \leq 7,6$$
$$2,4 \leq \frac{N(\text{ortho H}_2 \text{ }^{13}\text{CO})}{N(\text{para H}_2 \text{ }^{13}\text{CO})} \leq 4,0$$

ainsi que les rapports isotopiques :

$$120 \leq \frac{N(\text{ortho H}_2 \text{ CO})}{N(\text{ortho H}_2 \text{ }^{13}\text{CO})} \leq 205$$
$$64 \leq \frac{N(\text{para H}_2 \text{ CO})}{N(\text{para H}_2 \text{ }^{13}\text{CO})} \leq 103$$

Ces valeurs suscitent plusieurs remarques :

Le rapport d'abondances ortho / para déduit des observations de l'isotope $\text{H}_2 \text{ }^{13}\text{CO}$ est toujours compatible avec la valeur 3. Par contre les raies de l'isotope principal sembleraient conduire à un rapport beaucoup plus élevé. En fait cette valeur anormale s'explique simplement : pour des valeurs de densité d'hydrogène moléculaire et de densités projetées aussi élevées que celles considérées ici, les raies à 140 GHz et 145 GHz de $\text{H}_2 \text{ CO}$ sont très optiquement épaisses. La température de brillance est alors fort peu sensible aux variations de densité projetée (ce qui apparait clairement dans la figure D 4). Or la température de brillance corrigée que nous avons calculée pour la raie du para $\text{H}_2 \text{ CO}$ à 145 GHz dépend du

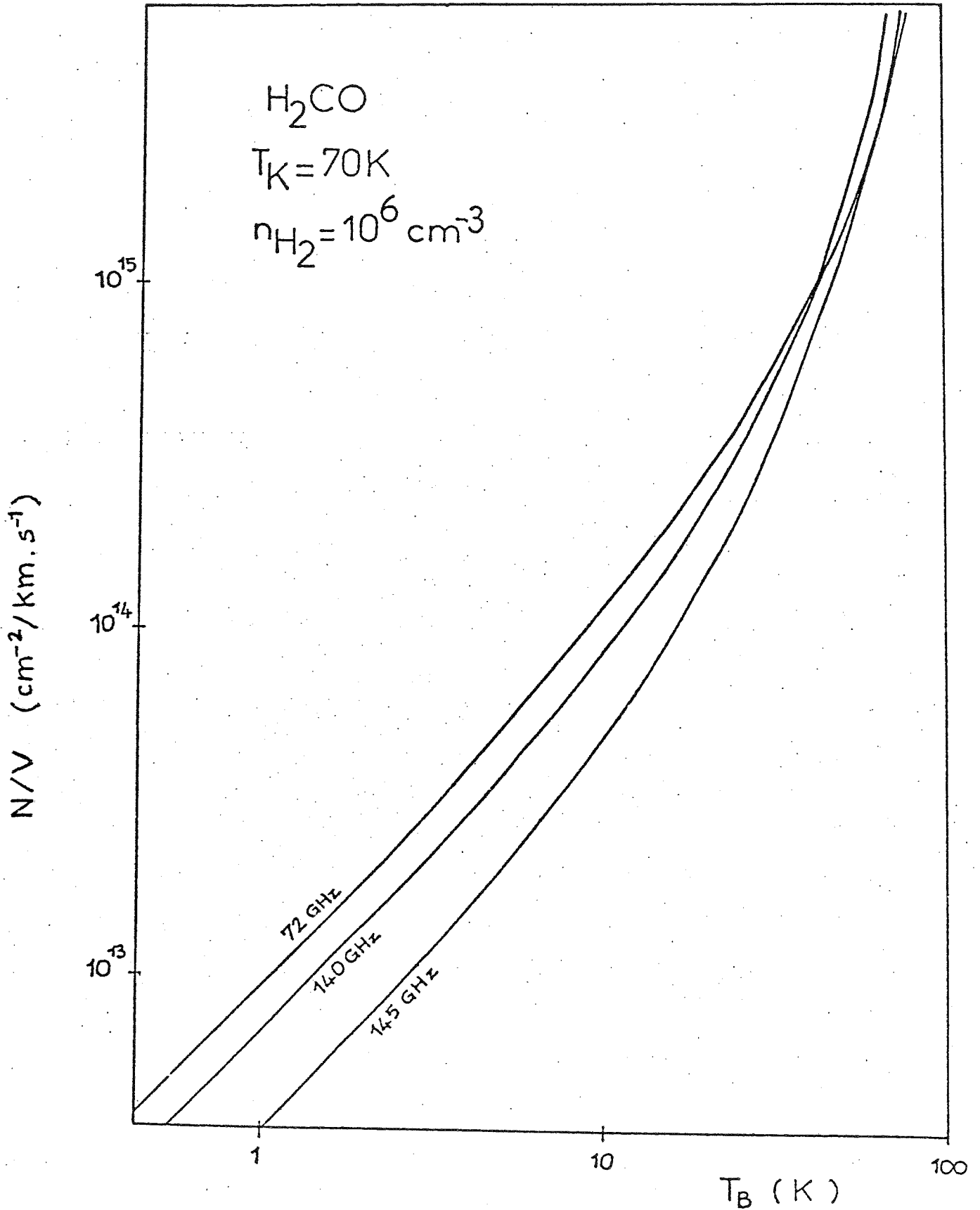


Figure D4 : Température de brillance des raies de l'ortho et du para formaldéhyde en fonction du rapport densité projetée, N de la molécule / largeur à $1/e$ de la raie. Les conditions $n_{H_2} = 10^6 \text{ cm}^{-3}$ et $T_K = 10 \text{ K}$ sont celles que l'on a supposées pour les condensations de Orion A.

facteur de dilution donc des diamètres des lobes à 140 et 145 GHz et de celui de la condensation. Elle est donc entachée d'incertitudes qui se traduisent par des écarts considérables sur les valeurs de densité projetée en para H₂ CO. Il n'est donc pas surprenant d'obtenir un rapport ortho / para assez fantaisiste.

En ce qui concerne les rapports isotopiques, la même incertitude qui pèse sur les valeurs de densités projetées de l'isotope principal s'oppose à ce que l'on ne leur accorde une grande confiance (encore que les chiffres fournis par les espèces para semblent assez raisonnables). Par contre il est manifeste que les limites ainsi obtenues sont beaucoup plus élevées que dans l'hypothèse d'une émission uniforme, ce qui tendrait à prouver que les rapports isotopiques ~ 20 à 30 calculés précédemment ne sont pas un phénomène réel mais la conséquence d'une dilution de l'émission dans le lobe.

De l'étude des spectres d'émission des espèces para et ortho du formaldéhyde et de son isotope dans Orion se dégagent donc les idées suivantes :

Un rapport d'abondance ortho / para voisin de 3, pour l'un et l'autre isotope, semble compatible avec les données expérimentales que l'on suppose ou non une émission uniforme dans le lobe (la dilution dans le lobe ne fait qu'introduire un facteur multiplicatif sur les densités projetées identique pour l'une ou l'autre espèce).

Il est possible, moyennant l'hypothèse d'une émission provenant de petites condensations, de concilier les observations des 2 isotopes avec le rapport isotopique 67 ± 10 généralement adopté pour les nuages moléculaires du plan galactique .

En supposant les mêmes valeurs de densité d'hydrogène moléculaire et de densité projetée d'ortho formaldéhyde qu'Evans et al, la raie à 140 GHz conduit à un facteur de dilution qui correspond à celui d'une condensation de 24'' de diamètre dans un lobe de 1'3, c'est-à-dire à une conclusion analogue à celle de ces auteurs.

Cependant un tel modèle n'est pas compatible avec les intensités observées pour les transitions para à 71 et 72 GHz du formaldéhyde et de son isotope.

Il apparaît également qu'un grand nombre d'incertitudes demeure :

L'éventuelle faiblesse de l'intensité de la raie à 150 GHz, problème que nous avons volontairement écarté dans le cadre de son existence réelle.

L'existence d'une émission non uniforme dans le lobe, même si elle semble expliquer de façon satisfaisante des difficultés rencontrées avec l'hypothèse contraire, n'est pas établie par nos observations et doit s'appuyer sur des données centimétriques alors qu'il n'est pas exclu que les émissions centimétriques et millimétriques du formaldéhyde proviennent de régions différentes.

Aucun des calculs du rapport ortho / para ne fournit de barre d'incertitude autour de la valeur 3, inférieure, au mieux, à 0,4.

En conclusion, pour tenter d'apporter des réponses un peu plus fermes aux problèmes posés, il nous semble indispensable d'effectuer de nouvelles observations :

Observation de la raie à 150 GHz de l'ortho formaldéhyde avec le même instrument : si l'effet observé se confirme, le problème de l'excitation des raies devra être réexaminé et il n'est pas impossible que toutes les conclusions de l'étude présentée ici se trouvent invalidées.

Observation de la raie à 140 GHz ou de la raie à 150 GHz avec une résolution de quelques dizaines de secondes d'arc, afin de trancher la question de l'émission millimétrique par des condensations et d'en déterminer éventuellement les dimensions et la répartition : si l'émission s'avère uniforme à l'échelle d'une minute d'arc, il sera nécessaire d'expliquer la faiblesse de la raie à 71 GHz (émission non uniforme à l'échelle de 2'5 ?) et un rapport isotopique $H_2CO/H_2^{13}CO$ de l'ordre de 25 dans Orion.

Si l'émission s'avère non uniforme, la raie à 71 GHz devra être réobservée avec un lobe d'environ 1', afin de pouvoir être comparée, avec un minimum d'hypothèses sur les condensations et leur répartition, avec les raies à 137 et 141 GHz dont il faudrait améliorer le rapport signal / bruit. De plus, en raison des fortes incertitudes qui pèseraient alors sur les déterminations de densités projetées des espèces ortho et para de l'isotope principal, il resterait sans doute illusoire d'obtenir mieux qu'un ordre de grandeur du rapport ortho / para du formaldéhyde et des rapports isotopiques $\frac{\text{ortho } H_2CO}{\text{ortho } H_2^{13}CO}$ et $\frac{\text{para } H_2CO}{\text{para } H_2^{13}CO}$.

En tout état de cause, quelle que soit la qualité des observations, la précision des valeurs des rapports ortho / para ou des rapports isotopiques sera fatalement limitée par la simplicité des modèles de collision et de transfert, alliée à la méconnaissance des détails de la structure du nuage. Tout au plus peut-on espérer que ces incertitudes, bien qu'affectant les valeurs des densités projetées ne fausseront que peu les valeurs de leurs rapports.

2. Les nuages froids.

Alors que l'interprétation des spectres observés dans Orion a mis en évidence combien il est difficile, même pour une région d'émission assez simple à modéliser et à partir d'observations de très bonne qualité, d'attribuer une valeur précise au rapport d'abondances ortho / para, l'incertitude sur une telle détermination s'accroît considérablement lorsqu'on aborde le cas des 2 nuages froids, L 183 et TMC 1.

Non seulement nous ne disposons que de spectres beaucoup plus bruyants (alors que le temps d'intégration sur chacun est plus du double de celui des observations dans Orion) mais surtout nous avons manifestement affaire à des profils composites.

Dans les 2 cas nous commencerons par estimer en utilisant la même méthode que celle employée pour Orion, la valeur du rapport ortho / para à partir des spectres supposés non absorbés. C'est-à-dire que nous supposerons que les intensités et les largeurs observées correspondent à l'émission d'un nuage unique, de température et de densités uniformes.

Nous indiquerons ensuite comment les caractéristiques des profils observés laissent supposer l'existence d'auto-absorption (absorption de l'émission d'une composante dense par les molécules d'une composante plus diffuse située devant). Ce phénomène sera confirmé par l'examen d'autres observations moléculaires.

Nous indiquerons ensuite pour TMC 1 comment l'auto-absorption modifierait le rapport ortho / para précédemment déterminé, les profils de raie ne permettant pas de construire de modèle d'émission à 2 composantes. Pour L 183, nous essayerons de construire un tel modèle, afin de rendre compte des raies observées.

a) Interprétation des observations dans TMC 1.

A partir des intensités et des largeurs de raies indiquées dans le tableau C 2, nous avons utilisé la méthode de détermination des densités déjà employée pour Orion. Les courbes de température de brillance dans le plan (densité d'hydrogène, densité projetée) ont été tracées en supposant une température cinétique de 10 K (voir par exemple Tölle *et al* 1981) et un rayonnement incident dû au seul corps noir cosmologique. Elles sont représentées dans la figure D 5 pour le para formaldéhyde et dans la figure D 6 pour l'ortho formaldéhyde.

A l'examen de ces courbes, on constate que, les conditions d'excitation des 2 transitions à 140 et 150 GHz étant très voisines, les courbes de température de brillance des 2 raies sont pratiquement confondues dans tout le domaine de densi-

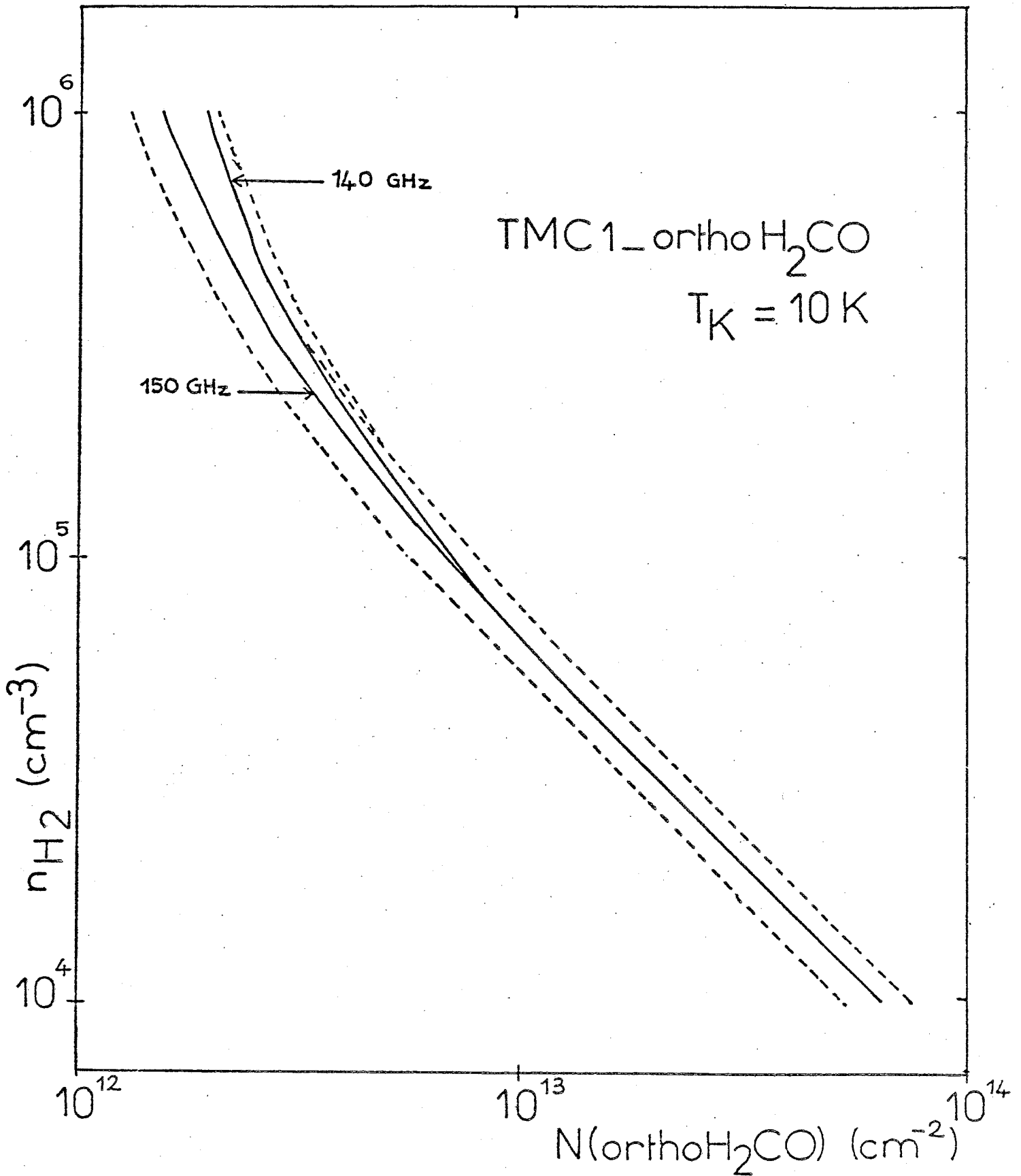


Figure D5 : Courbes du plan (densité d'hydrogène moléculaire, densité projetée) correspondant aux températures de brillance des raies de l'ortho formaldéhyde observées dans TMC1. les courbes en pointillés correspondent à une incertitude de 1σ sur les valeurs des températures de brillance.

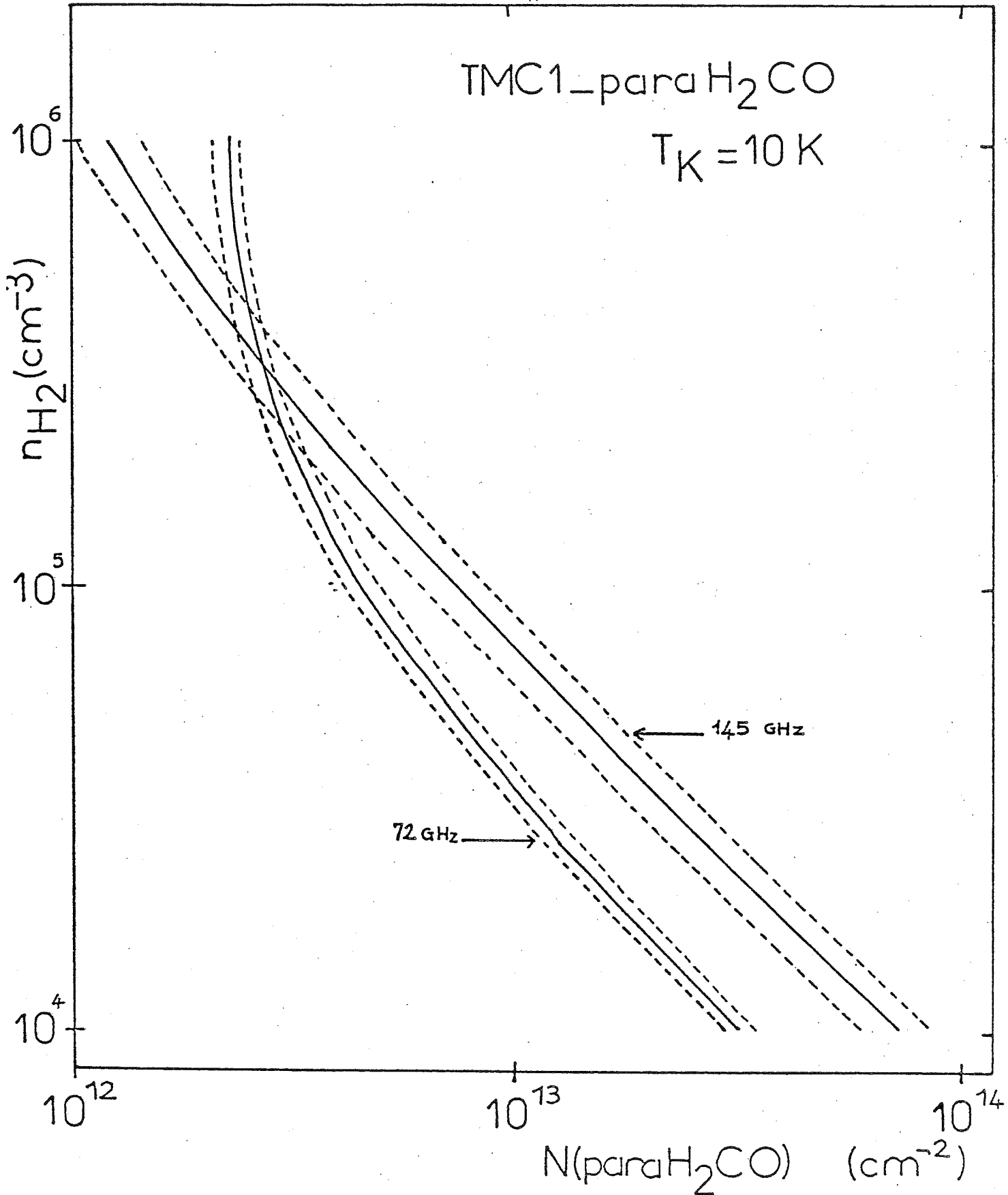


Figure D6 : Courbes du plan (densité d'hydrogène moléculaire, densité projetée) correspondant aux températures de brillance des raies du para formaldéhyde observées dans TMC1. Les courbes en pointillés correspondent à une incertitude de 1σ sur les valeurs des températures de brillance.

tés considéré. En revanche, l'intersection des courbes limites des transitions du para formaldéhyde (qui correspondent à une incertitude de 1σ sur les températures de brillance) fournit un encadrement de la densité d'hydrogène moléculaire et de la densité projetée de para formaldéhyde. (Comme il a été souligné précédemment ces encadrements ne tiennent pas compte de toutes les causes d'incertitude mais uniquement de celles sur les intensités de raies).

Ces valeurs sont les suivantes :

$$1,95 \cdot 10^5 \leq n_{\text{H}_2} \leq 5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$$

$$2,25 \cdot 10^{12} \leq N_{\text{p}} (\text{H}_2\text{CO}) \leq 3,4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$$

Pour le domaine de densités d'hydrogène moléculaire ainsi déterminé, les courbes limites de température de brillance de la raie à 140 GHz et de la raie à 150 GHz de l'ortho formaldéhyde conduisent aux valeurs suivantes de la densité projetée de cette espèce :

$$1,75 \cdot 10^{12} \leq N_{\text{o}} (\text{H}_2\text{CO}) \leq 4,7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$$

et à un rapport d'abondance ortho / para dans TMC 1 compris entre 0.5 et 2.1.

L'incertitude sur la valeur de ce rapport, sans même tenir compte du problème d'auto-absorption, est donc très grande mais il semble tout de même que cette valeur serait inférieure à 3, contrairement à ce qu'indiquent les observations dans Orion.

A l'examen des quatre spectres observés dans TMC 1 il apparaît un certain nombre d'indices d'une émission composite (cf. tableau C 2):

Les raies de l'ortho formaldéhyde à 140 GHz et 150 GHz sont centrées à des vitesses respectives de 5,82 et 5,77 km s^{-1} alors que les raies du para formaldéhyde ont une vitesse centrale de 6,0 km s^{-1} (la résolution en vitesse des spectres est de 0,11 km s^{-1} , sauf pour la raie à 72 GHz où elle est de 0,25 km s^{-1} ; le décalage en vitesse entre les raies des 2 espèces est donc significatif).

La raie à 72 GHz de l'espèce para est notablement plus large que les 3 autres raies.

Malgré un rapport signal / bruit assez médiocre, les profils apparaissent peu symétriques.

Si l'on se réfère aux nombreuses observations moléculaires qui ont été faites en ce point du nuage, on constate que les détections de composantes de différentes vitesses ne font pas défaut.

Citons par exemple les raies du formaldéhyde en absorption à 4,8 GHz détectées par Sume et al (1975) à 5,3 et 6,1 km s^{-1} , les raies de HCO^+ et de ses isotopes observées à 5,9 km s^{-1} par Langer et al (1978) et même à une position un peu différente,

l'observation des raies de $H_2 CO$ en absorption (2 et 6 cm) à 5,25 et 4,7 km s⁻¹ (Evans et al 1975).

L'idée d'un modèle à 2 composantes a été également avancée assez fréquemment, que ce soit par exemple pour reconcilier les observations centimétriques et millimétriques du formaldéhyde (Langer et al 1979), pour expliquer les rapports isotopiques anormaux de HCO^+ (Langer et al 1978 - Guélin et al 1981) ou les intensités relatives des raies de cyanopolyines (Bujarrabal et al 1981).

Examinons maintenant en quoi un modèle à 2 composantes permettrait d'expliquer au moins qualitativement les caractéristiques des spectres soulignées ci-dessus.

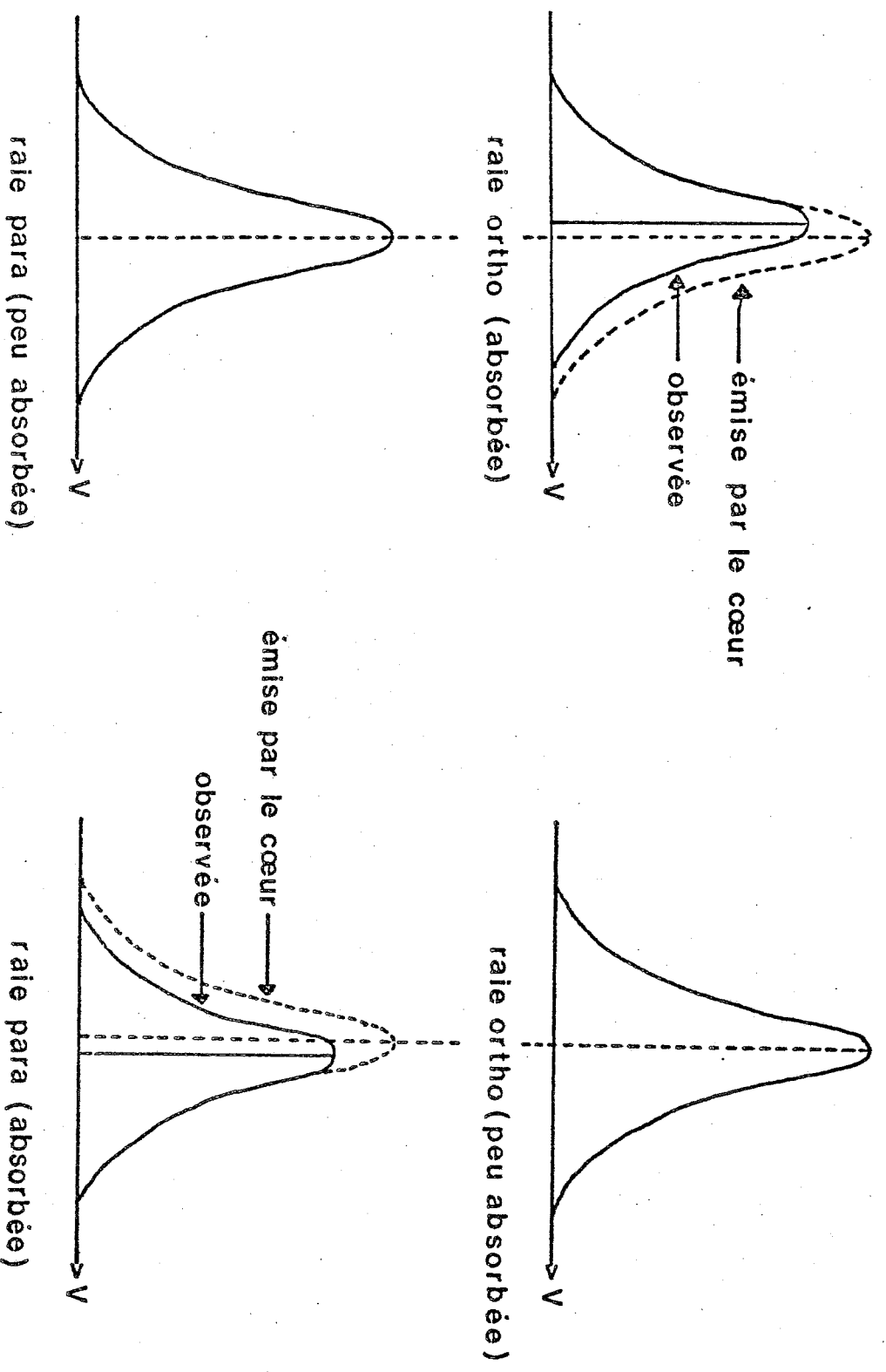
Dans le cas d'un nuage constitué d'un coeur dense et d'une enveloppe diffuse ou de deux nuages de densités différentes, la composante la moins dense absorbe une fraction de l'émission de la composante la plus dense. Ainsi, en supposant que nos observations portent sur la composante la plus dense (appelée "coeur"), vue à travers l'autre (appelée "enveloppe"), le mécanisme d'absorption pourrait produire les phénomènes observés :

Les émissions ortho et para se faisant à la même vitesse dans le "coeur", si "l'enveloppe" a une vitesse plus grande et absorbe plus les raies ortho ou si elle a une vitesse plus faible et absorbe plus les raies para, le flanc droit des raies ortho (respectivement le flanc gauche des raies para) ne sera pas visible ce qui se traduira par un apparent décalage en vitesse des centres de raies, dans le sens de celui que nous observons (voir figure D 7).

Afin de déterminer comment le rapport ortho / para serait modifié par le phénomène d'auto-absorption, il nous faut trancher entre ces hypothèses. En effet, la première, qui implique que les raies ortho observées sont plus faibles que les raies effectivement émises par le coeur, conduirait à augmenter le rapport ortho / para en tenant compte de l'auto-absorption, alors que la seconde aurait l'effet inverse.

Un argument milite en faveur de la deuxième hypothèse, c'est-à-dire d'une diminution du rapport ortho / para. Il est fourni par l'examen des vitesses des émissions ou absorptions moléculaires attribuées soit au coeur dense soit à l'enveloppe diffuse.:

Des informations sur le coeur du nuage peuvent être obtenues à partir des raies de molécules non soumises à l'auto-absorption de l'enveloppe. Ce sont essentiellement les isotopes rares de HCO^+ , ceux de $H_2 CO$ (encore que dans ce cas, il semble qu'il convient de distinguer entre les raies centimétriques en absorption et les raies millimétriques en émission), les raies de CS et de NH_3 , et celles des cyanopolyines $HC_n N$ ($n = 3, 5, 7, 9$).



modèle n° 1

modèle n° 2

Figure D7 : Les deux modèles d'auto-absorption dans un nuage à deux composantes (coeur dense et enveloppe diffuse) expliquant les décalages en vitesse entre les raies ortho et para formaldéhyde dans TMC1.

Les isotopes de HCO^+ (Guélin et al 1981) présentent des raies d'émission très semblables centrées entre 6,0 et 6,1 km s^{-1} . Les raies millimétriques de HDCO observées par Langer et al (1979) sont centrées à 5,9 km s^{-1} environ. Les observations CS ($J = 1-0$) et ($J + 2-1$) de Linke et al (1980) indiquent des vitesses centrales de 5,8 à 6,1 km s^{-1} .

Tant pour les cyanopolyynes que pour l'ammoniac les raies détectées par Churchwell et al (1978) ont des vitesses centrales de 5,7 à 6 km s^{-1} .

En ce qui concerne la composante diffuse, les observations sont moins nombreuses. Plusieurs auteurs (Langer et al 1979, Langer et al 1978) suggèrent que les raies centimétriques (2 cm et 6 cm) en absorption du formaldéhyde proviendraient de la composante diffuse. Sume et al (1975) ont cartographié TMC 1 en absorption à 6 cm, mettant en évidence 2 structures en vitesse dans le nuage, à $5,3 \pm 0,2 \text{ km s}^{-1}$ et à $6,1 \pm 0,2 \text{ km s}^{-1}$. A partir de leurs observations CO, ^{13}CO et $\text{H}_2 \text{ CO}$, Henkel et al (1981) concluent à l'existence d'une composante diffuse responsable des raies d'émission de CO et ^{13}CO centrée à $5,5 \pm 0,2 \text{ km s}^{-1}$, de la raie $\text{H}_2 \text{ CO}$ en absorption à 6 cm.

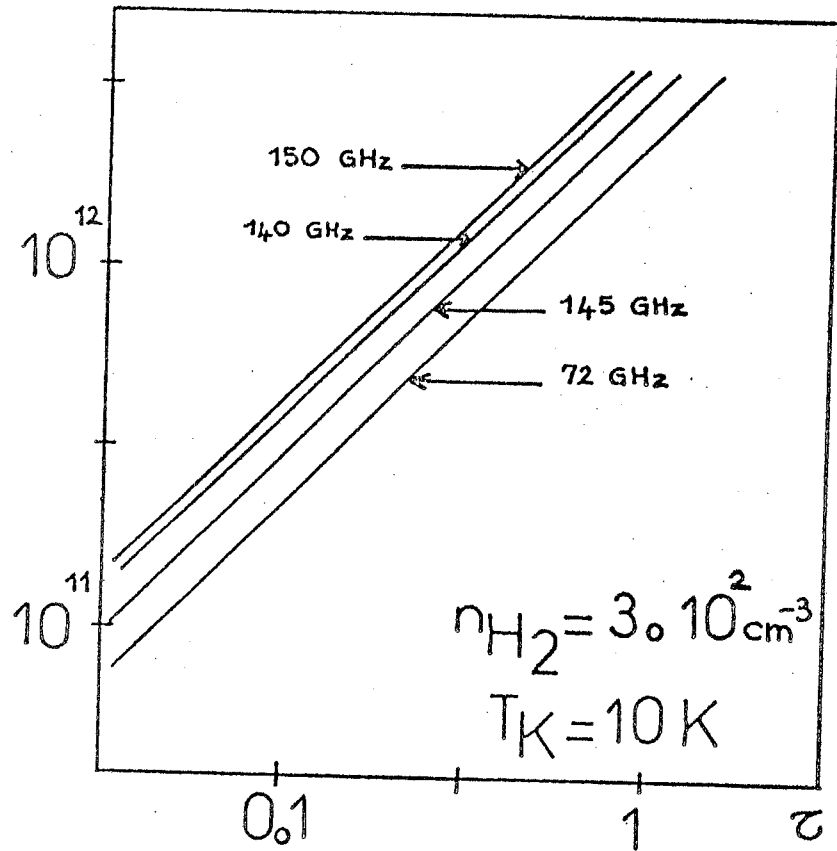
Pour expliquer les rapports d'abondance anormaux de HCO^+ et de ses isotopes Langer et al (1978) suggèrent l'existence d'un nuage à deux composantes dont l'enveloppe et le coeur auraient à peu près la même vitesse.

De toutes ces observations, il ressort que la composante la plus dense aurait une vitesse de l'ordre de 6,0 km s^{-1} ou un peu moins alors que la composante diffuse aurait une vitesse voisine mais plus faible ; c'est aussi ce qu'impose notre deuxième hypothèse.

Un second argument pourrait a priori être fourni par l'étude de la sensibilité à l'auto-absorption des raies des 2 espèces ortho et para, puisque dans l'un et l'autre modèle ce ne sont pas les raies de la même espèce qui sont le plus absorbées.

Dans l'hypothèse d'une enveloppe de température et de densité uniformes, le facteur d'absorption pour chaque raie est simplement $e^{-\tau(v)}$ où $\tau(v)$ est le produit de la profondeur optique τ_E^o de l'enveloppe au centre de la raie considérée par le profil (d'émission ou d'absorption) de l'enveloppe. Ce profil est identique pour les 4 transitions (il ne dépend que de la dynamique de l'enveloppe) ; il suffit donc de comparer les profondeurs optiques τ_E^o des 4 raies pour déterminer quelles seront les raies les plus absorbées.

$N(\text{H}_2\text{CO}) (\text{cm}^{-2})$



$N(\text{H}_2\text{CO}) (\text{cm}^{-2})$

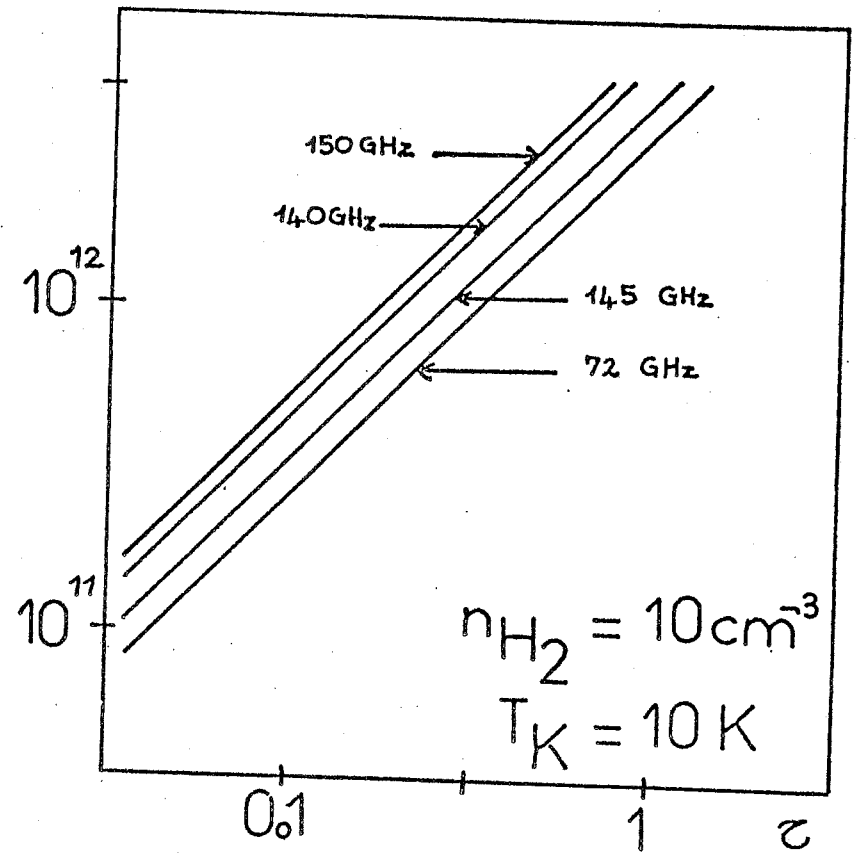


Figure D8 : Profondeur optique des transitions de l'ortho et du para formaldéhyde en fonction de la densité projetée de ces molécules. Les conditions de température cinétique et de densité d'hydrogène moléculaire correspondent à celles de l'enveloppe d'un modèle de nuage à deux composants, élaboré pour rendre compte des profils de raies observés dans L 183.

Les τ_E° dépendent des conditions de température et de densités de l'enveloppe, que l'on peut estimer à partir des observations déjà citées :

D'après Langer et al (1979), les raies centimétriques en absorption de l'ortho formaldéhyde imposent des densités d'hydrogène moléculaire inférieures à 10^4 cm^{-3} . Henkel et al (1981) attribuent à l'enveloppe une densité de 10^3 cm^{-3} et une température cinétique de $11 \pm 1 \text{ K}$. Bujarrabal et al (1981) élaborent un modèle à deux composantes afin de rendre compte des observations des cyanopolyines et ils attribuent une densité d'environ $3 \cdot 10^2 \text{ cm}^{-3}$ et une température cinétique de 10 K à la composante la moins dense.

Sur la base de ces résultats, nous avons calculé pour différentes valeurs de la densité d'hydrogène moléculaire ($n_{\text{H}_2} = 3 \cdot 10^2$ et 10^4 cm^{-3}) et de la densité projetée de l'ortho ou du para formaldéhyde (de 10^{11} à $3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$) les profondeurs optiques des différentes raies observées dans TMC 1. Le calcul est toujours effectué par la méthode des probabilités d'échappement, une température cinétique de 10 K a été adoptée, et nous avons supposé une largeur en vitesse du profil (d'émission ou d'absorption) de l'enveloppe de $0,5 \text{ km s}^{-1}$.

Les courbes ainsi obtenues sont représentées dans la figure D 8.

Pour une densité d'hydrogène moléculaire fixée, les profondeurs optiques sont proportionnelles à la densité projetée de l'espèce correspondante. Les relations de proportionnalité sont les suivantes dans le cas $n_{\text{H}_2} = 3 \cdot 10^2 \text{ cm}^{-3}$:

$$\begin{aligned}\tau_{150} &= 2,46 \cdot 10^{-13} N_O (\text{H}_2 \text{ CO}) \\ \tau_{140} &= 2,69 \cdot 10^{-13} N_O (\text{H}_2 \text{ CO}) \\ \tau_{145} &= 3,41 \cdot 10^{-13} N_P (\text{H}_2 \text{ CO}) \\ \tau_{72} &= 4,61 \cdot 10^{-13} N_P (\text{H}_2 \text{ CO}).\end{aligned}$$

Il apparaît donc que la raie à 145 GHz sera plus absorbée que la raie à 140 GHz si le rapport de densités projetées $\frac{N_O(\text{H}_2\text{CO})}{N_P(\text{H}_2\text{CO})}$ n'excède pas $1,27$; il en sera de même pour la raie à 72 GHz si ce rapport reste inférieur à $1,71$. (Si la densité d'hydrogène moléculaire augmente jusqu'à 10^4 cm^{-3} , les relations de proportionnalité entre la profondeur optique et la densité projetée sont très voisines des précédentes et les conclusions qui ont été tirées des relations obtenues pour une densité d'hydrogène de $3 \cdot 10^2 \text{ cm}^{-3}$ sont encore valables).

L'étude des profondeurs optiques des 4 raies ne permet donc pas de trancher entre les 2 modèles d'auto-absorption dans TMC 1 :

Le premier modèle suppose que les raies ortho sont plus absorbées que les raies para, ce qui impose, par l'étude des profondeurs optiques, un rapport ortho / para dans l'enveloppe plus grand que 1,7, c'est-à-dire supérieur à la moyenne (égale à 1,3) des valeurs du rapport dans le coeur déduit des profils supposés non absorbés. Si l'on admet que le rapport ortho / para est identique dans le coeur et dans l'enveloppe, ce modèle est parfaitement cohérent puisqu'il indique que le rapport observé ($\sim 1,3$) est inférieur au rapport réel ($\geq 1,7$).

Le deuxième modèle est justifié par le phénomène inverse : il n'est applicable que si le rapport ortho / para est inférieur à la valeur moyenne déterminée en négligeant l'auto-absorption et son application diminue précisément la valeur du rapport ortho / para.

La forme des profils ne permet malheureusement pas non plus de conclure : les spectres à 140, 150 et 145 GHz sont beaucoup trop bruyants pour qu'il soit possible d'en déduire plus que l'existence probable d'auto-absorption ; quant au spectre à 72 GHz, qui présente un rapport signal / bruit bien meilleur, le manque de résolution spectrale interdit d'en tirer des indications sur l'auto-absorption (sa grande largeur, elle-même, peut n'être qu'un effet de ce manque de résolution spectrale).

En définitive, il apparaît que seule la non détection de raies attribuées à l'enveloppe à une vitesse supérieure à celle du coeur, fait (bien faiblement) pencher la balance en faveur du second modèle, c'est-à-dire dans le sens d'une diminution du rapport d'abondances ortho / para lorsqu'on tient compte de l'auto-absorption dans TMC 1 .

L'étude des spectres observés dans TMC 1 nous conduit donc aux conclusions suivantes :

Si l'on néglige le phénomène d'auto-absorption, les intensités de raies observées sont compatibles avec un rapport ortho / para compris entre 0,5 et 2,1, c'est-à-dire apparemment inférieur au rapport, voisin de 3, déduit des observations dans Orion.

Les profils des raies semblent indiquer que l'auto-absorption, phénomène mis en évidence par de nombreuses autres observations moléculaires, affecte aussi les raies millimétriques de l'ortho et du para formaldéhyde, mais sans doute pas de façon critique.

Dans le cadre d'un modèle à deux composantes, de vitesses un peu différentes, l'absorption par une enveloppe diffuse des raies émises par un coeur dense explique qualitativement les décalages en vitesse observés. Deux modèles de ce

type semblent compatibles avec les profils expérimentaux . Les spectres observés sont trop bruyants ou présentent une résolution spectrale insuffisante pour permettre de trancher entre les 2. Cependant les autres observations moléculaires effectuées dans TMC 1 favorisent légèrement le modèle qui conduit à une valeur du rapport ortho / para inférieure à celle qui se déduit des raies observées si l'on néglige le phénomène d'auto-absorption. (L'autre modèle a exactement l'effet inverse sur le rapport ortho / para, et ne peut pas être fermement écarté).

Plus encore que dans le cas d'Orion, il ressort de cette étude que la détermination du rapport d'abondances ortho / para du formaldéhyde dans TMC 1 nécessite de nouvelles observations. Deux solutions sont à envisager.

La première consiste à améliorer considérablement le rapport signal / bruit des spectres déjà observés à 140, 150 et 145 GHz et la résolution spectrale du spectre à 72 GHz en espérant alors pouvoir en déduire de façon univoque les paramètres d'un modèle de nuage à 2 composantes (encore que le nombre de paramètres à ajuster pour modéliser les quatre raies observées risque de compromettre la fiabilité de la méthode).

La deuxième solution, sans doute bien préférable du point de vue de l'interprétation des résultats, serait d'observer les raies correspondantes de l'isotope $H_2^{13}CO$. Il est en effet vraisemblable que les raies de cette molécule (70 fois moins abondante que l'isotope principal selon le rapport canonique $\frac{^{12}C}{^{13}C}$) sont peu ou pas auto-absorbées. Il suffirait alors d'un rapport signal / bruit comparable ou un peu inférieur à celui des spectres dont nous disposons pour l'isotope principal, pour déterminer si le rapport ortho / para est effectivement très inférieur à 3 dans TMC 1, ce qui suppose bien sûr que les 2 molécules présentent le même rapport ortho / para.

Il faut cependant noter que dans l'hypothèse où les raies de l'isotope $H_2^{13}CO$ sont, comme dans Orion, environ 10 à 20 fois moins intenses que celle de l'isotope principal, le temps d'intégration nécessaire pour obtenir le même rapport signal / bruit risque de devenir prohibitif.

b) Interprétation des observations dans L 183.

Comme il a été fait pour TMC 1, nous commençons par déterminer le rapport ortho / para à partir des spectres "bruts", c'est-à-dire supposés non absorbés.

Les valeurs des températures de brillance et des largeurs de raies qui ont été injectées dans le calcul des courbes (densité d'hydrogène moléculaire, densité projetée) de la figure D 9 sont indiquées dans le tableau C 2. Nous avons

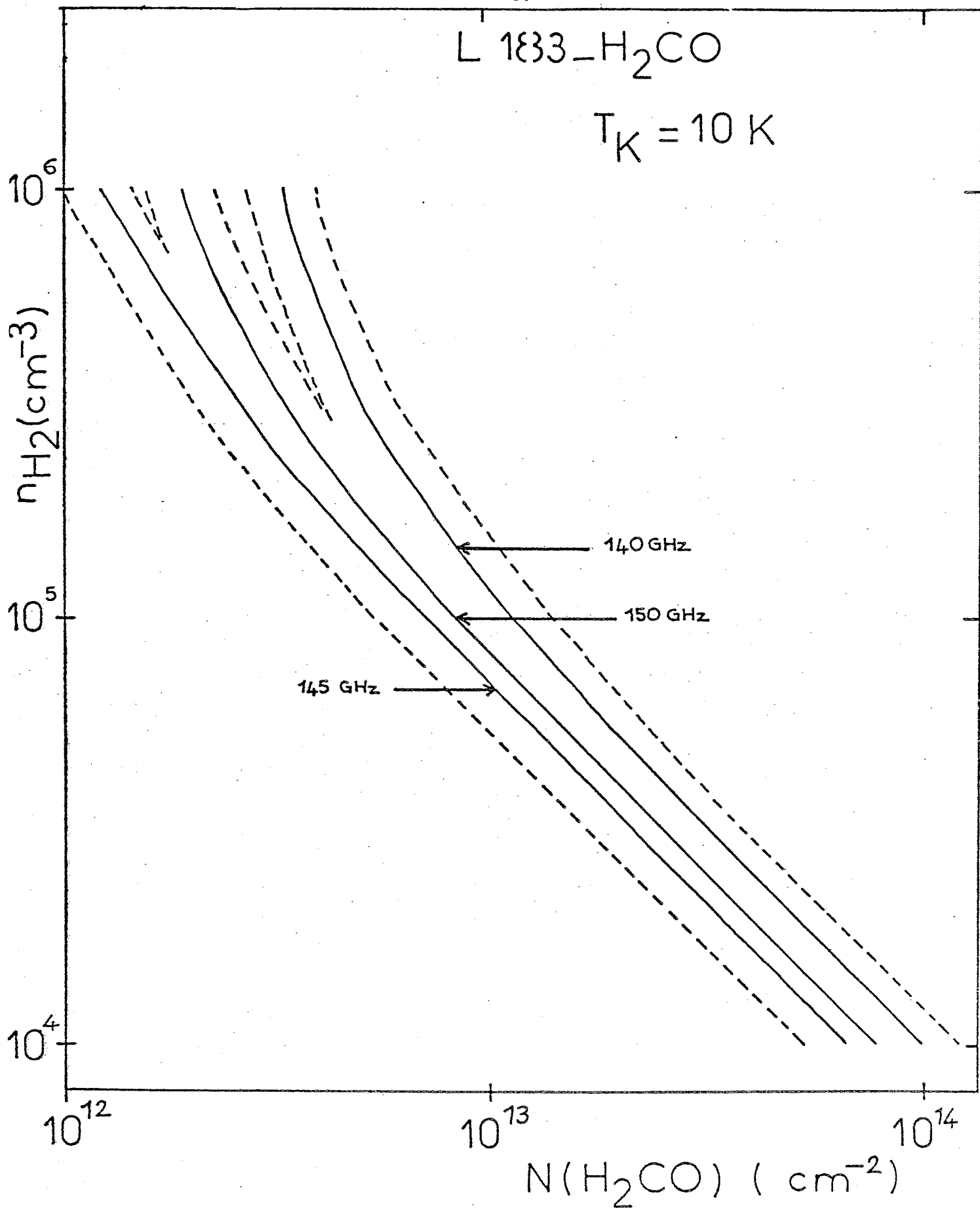


Figure D9 : Courbes du plan (densité d'hydrogène moléculaire, densité projetée) correspondant aux température de brillance des raies de l'ortho et du para formaldéhyde observées dans L 183. les courbes en pointillés correspondent à une incertitude de 1σ sur les valeurs des températures de brillance.

supposé pour ce nuage aussi une température cinétique de 10 K (voir par exemple Ungerechts et al 1980) et un champ de rayonnement incident limité à celui du corps noir cosmologique.

Une seule transition du para formaldéhyde dans L 183 ayant été observée, il n'est pas possible d'en déduire un encadrement de la densité d'hydrogène moléculaire et de la densité projetée de l'espèce para. Comme il a déjà été noté dans le cas de TMC 1, les transitions à 150 GHz et 140 GHz qui correspondent à des conditions d'excitation très voisines, ne permettent pas non plus une telle détermination.

Cependant, si l'on se limite à des densités d'hydrogène moléculaire inférieures à 10^5 cm^{-3} , les courbes de température de brillance des 3 raies sont parallèles et il est possible d'en déduire un encadrement du rapport d'abondances ortho / para :

$$0,80 \leq \frac{N_{\text{ortho}}}{N_{\text{para}}} \leq 2,30$$

Malgré le bruit très important des spectres, il est manifeste que les raies observées sont auto-absorbées : les 2 profils correspondant à l'ortho formaldéhyde présentent une structure à 2 pics, la raie à 145 GHz du para formaldéhyde semble disymétrique.

L'existence du phénomène d'auto-absorption dans L 183 est d'ailleurs confirmé par de nombreuses autres observations moléculaires : Les raies centimétriques et millimétriques du formaldéhyde observées par Lucas et al (1976) ou par Evans et Kutner (1976) présentent des décalages en vitesse importants. Langer et al (1979) suggèrent que l'impossibilité rencontrée par Lucas et al de rendre compte simultanément des raies à 2 mm et à 6 cm par un modèle de transfert turbulent ou à grand gradient de vitesse, provient de ce que les 2 raies correspondent à des composantes différentes du nuage. La raie $J = 1-0$ de HCO^+ , observée par Langer et al (1978) et Guélin et al (1981) est large, très asymétrique et émise à une vitesse différente de celles des isotopes rares H^{13}CO^+ , DCO^+ , H^{18}O^+ , ainsi que de celle de ^{13}CO . Il en est de même de la transition $J = 1-0$ de HCN. De plus la forte intensité du rapport $\text{H}^{13}\text{CO}^+/\text{HCO}^+$ est aussi expliquée par ces mêmes auteurs, par le phénomène d'auto-absorption. Wooten et al (1980) élaborent également un modèle de nuage à 2 composantes afin de rendre compte des observations centimétriques et millimétriques du formaldéhyde ainsi que de la grande largeur de la raie $J = 1-0$ de HCO^+ .

A partir de nos observations nous pouvons essayer de construire un modèle de nuage à 2 composantes pour reproduire au mieux les spectres expérimentaux. Nous nous limiterons au cas le plus simple, pour réduire le nombre de paramètres : la composante dense (appelée coeur) et la composante diffuse (appelée enveloppe), située devant, ont toutes deux des températures cinétiques et des densités uniformes, ainsi que des fonctions sources constantes. (Cette situation peut correspondre soit à un nuage formé d'un coeur dense noyé dans une enveloppe diffuse, soit à un nuage constitué de 2 fragments, l'un derrière l'autre sur la ligne de visée, dont le moins dense est le plus proche de l'observateur).

Nous avons ainsi obtenu (voir calcul dans l'annexe C) pour chaque raie observée un profil théorique $T_B(\nu)$ qui dépend de 8 paramètres : les profondeurs optiques au centre de la raie τ_E^0 et τ_C^0 , les températures d'excitation $T_{ex E}$ et $T_{ex C}$, les vitesses centrales v_E et v_C et les largeurs en vitesse Δv_E et Δv_C des profils (les indices C et E correspondent respectivement au coeur et à l'enveloppe du nuage).

L'expression de $T_B(\nu)$ est :

$$T_B(\nu) = [1 - e^{-\tau_E^0 \Phi_E(\nu)}] [J(T_{ex E}) - J(T_{bg})] + e^{-\tau_E^0 \Phi_E(\nu)} [1 - e^{-\tau_C^0 \Phi_C(\nu)}] [J(T_{ex C}) - J(T_{bg})]$$

avec $\Phi_E(\nu) = \exp[-4 \ln 2 \left(\frac{\nu - \nu_E}{\Delta v_E}\right)^2]$ (profil gaussien)
et une expression analogue pour $\Phi_C(\nu)$

et $J(\tau) = \frac{h\nu}{k} \left[e^{h\nu/kT} - 1 \right]^{-1}$

T_{bg} est la température du corps noir cosmologique.

La difficulté consiste maintenant à déterminer les 8 paramètres du modèle de telle sorte que les profils théoriques rendent au mieux compte des profils observés.

Les paramètres $\tau_E^0, \tau_C^0, T_{ex E}, T_{ex C}$, dépendent des densités et des températures cinétiques attribuées à chaque composante, ainsi que de la raie considérée. les autres en sont totalement indépendants.

Un certain nombre de contraintes guide notre choix :

- les températures d'excitation et les profondeurs optiques sont calculées dans le cadre du modèle de transfert déjà utilisé pour TMC 1 à partir des paramètres suivants : températures cinétiques, densités d'hydrogène moléculaires, densités projetées des espèces ortho et para du formaldéhyde. Une même température cinétique de 10 K sera attribuée aux deux composantes.

- la densité d'hydrogène moléculaire de l'enveloppe sera bien sûr inférieure à celle du coeur.

Ce sont les 2 raies de l'ortho formaldéhyde qui présentent les caractéristiques de profils auto-absorbés les plus manifestes. Nous allons donc commencer par modéliser ces deux profils en ajustant les valeurs des densités, des vitesses centrales et des largeurs en vitesse d'émission ou d'absorption, pour chaque composante.

Nous avons vu que les courbes $T_B = f(n_{H_2}, N_{H_2CO})$ ne permettent pas de se faire une idée de la densité d'hydrogène moléculaire dans le coeur mais en fait sa valeur précise importe peu : pour des densités inférieures à 10^5 cm^{-3} , les courbes de température de brillance des 3 transitions sont parallèles et un changement de densité d'hydrogène moléculaire ne fait que multiplier les densités projetées des 2 espèces par un même facteur d'échelle. Nous nous contenterons d'adapter une valeur de $3 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$, qui est en accord avec les déterminations effectuées à partir d'autres observations moléculaires.

En ce qui concerne l'enveloppe, il n'est pas nécessaire non plus de déterminer précisément sa densité : son rôle est principalement d'absorber le rayonnement du coeur ; le facteur d'absorption ne dépend des conditions physiques de l'enveloppe que par la profondeur optique τ_E^0 et nous avons vu précédemment que celle-ci varie très peu avec la densité d'hydrogène moléculaire. Nous supposons donc arbitrairement $n_{H_2} = 3 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$.

De la structure à deux pics des raies à 140 et 150 GHz (cf. figure C 1) il est aisé de déduire que les vitesses centrales des 2 composantes sont très voisines, de plus, la dissymétrie des profils (le pic de droite est dans les 2 cas un peu plus intense que celui de gauche et le maximum d'absorption se situe à une vitesse un peu plus faible que le "centre" des raies) permet de conclure que la vitesse de l'enveloppe est un peu plus faible que celle du coeur. En conséquence nous avons attribué des vitesses centrales respectives de $2,72 \text{ km s}^{-1}$ et de $2,75 \text{ km s}^{-1}$ à l'enveloppe et au coeur.

Il reste ensuite à ajuster par tâtonnements successifs les largeurs en vitesse et les densités projetées des deux composantes de façon à obtenir des profils théoriques aussi proches que possible des profils expérimentaux.

Pour ce faire nous nous sommes d'abord attachés à reproduire au mieux le spectre observé à 150 GHz (qui est le moins bruyant des deux), puis nous avons vérifié que le profil théorique correspondant de la transition à 140 GHz restait compatible avec les observations, compte tenu des grandes incertitudes introduites par le bruit sur la forme exacte de la raie.

Les valeurs des densités projetées et des largeurs en vitesse qui ont conduit aux profils théoriques les plus satisfaisants sont indiqués dans le tableau D 2. La figure D 10 reproduit les profils théoriques correspondants, surimposés

composante	T_K (K)	n_{H_2} (cm^{-3})	N_{ortho} (cm^{-2})	ortho/para	v (kms^{-1})	Δv (kms^{-1})
COEUR	10	$3 \cdot 10^4$	$2,5 \cdot 10^{13}$	1,75	2,75	0,53
ENVELOPPE	10	$3 \cdot 10^3$	$1,2 \cdot 10^3$	1,75	2,72	0,42

Tableau D2 : Paramètres du modèle de nuage à deux composantes conduisant aux profils théoriques les plus proches des profils observés dans L 183.

T_A (mK)

- 61 -

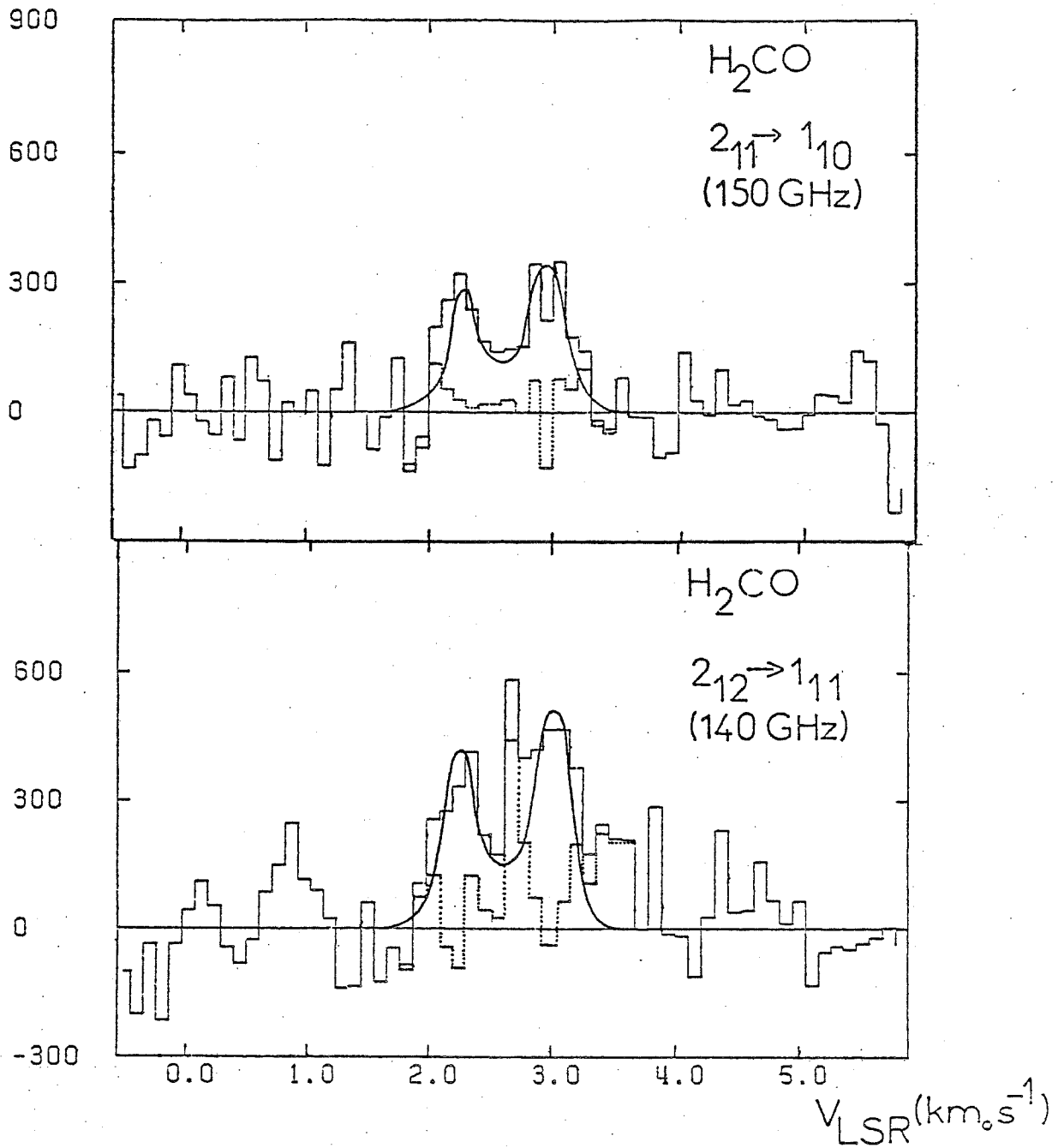


Figure D10 : Profils théoriques des raies à 140 et 150 GHz du formaldéhyde calculés dans le cadre du modèle de nuage à deux composantes dont les paramètres sont indiqués dans le tableau D2. Les spectres expérimentaux sont indiqués en traits fins et l'histogramme en pointillés représente l'écart du modèle de profil au profil observé.

aux profils expérimentaux. Nous avons également indiqué sur ces spectres les histogrammes donnant l'écart du profil observé au profil calculé ; à l'exclusion d'un point pour le spectre à 140 GHz, ils se situent largement dans le niveau moyen de bruit.

Une fois déterminées toutes les caractéristiques des 2 composantes en ce qui concerne l'ortho formaldéhyde, il ne reste plus qu'à ajuster la valeur du rapport ortho / para supposé identique pour les 2 composantes, de façon à reproduire au mieux le spectre observé à 145 GHz.

Les profils calculés pour des rapports ortho / para de 1, 1,5, 1,75, 2 et 3 sont représentés dans la figure D11.

Il apparaît clairement qu'aucun d'entre eux n'est capable de rendre compte du pic central du spectre expérimental ; cependant la médiocrité du rapport signal / bruit permet de douter de l'existence réelle de ce pic. Si l'on fait abstraction de cette difficulté, impossible à résoudre dans le cadre de notre modèle à deux composantes, il semble que ce soit le profil correspondant à un rapport d'abondances ortho / para de 1,75 qui rende le mieux compte du spectre observé.

Examinons maintenant si les paramètres de notre modèle sont compatibles avec ceux qui se déduisent d'autres observations moléculaires. Comme dans le cas de TMC 1, nous distinguerons les raies attribuées au coeur seul (ce sont principalement celles des isotopes rares de HCO^+ et H_2CO ainsi que les raies de CS), celles qui sont visiblement auto-absorbées, comme les raies de HCN et HCO^+ , et les raies dont on peut supposer qu'elles proviennent de l'enveloppe uniquement. Ce sont (d'après Langer et al 1979 par exemple) les raies centimétriques en absorption de H_2CO .

Pour ce qui concerne le coeur du nuage, une température cinétique de 10 K est la valeur adoptée par la quasi totalité des auteurs et correspond aux observations NH_3 de Ungerechts et al (1980), ainsi qu'aux observations CO de Caldwell (1979).

Les estimations de densité projetée et de densité d'hydrogène moléculaire sont également tout-à-fait compatibles avec notre modèle : Guélin et al (1981) attribuent à la densité d'hydrogène moléculaire une valeur de $3 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$, les observations CS de Turner et al (1973) conduisent à une limite supérieure de $4 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$, Langer et al (1978) supposent que le coeur du nuage à une densité supérieure à 10^4 cm^{-3} . Evans et Kutner (1976) déduisent de leurs observations une densité projetée de formaldéhyde de $8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ (notre modèle correspond à une valeur de $4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$). Turner et al (1973) supposent une même densité projetée de $6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ pour CS et H_2CO , le modèle de nuage à 2 composantes de Wootten

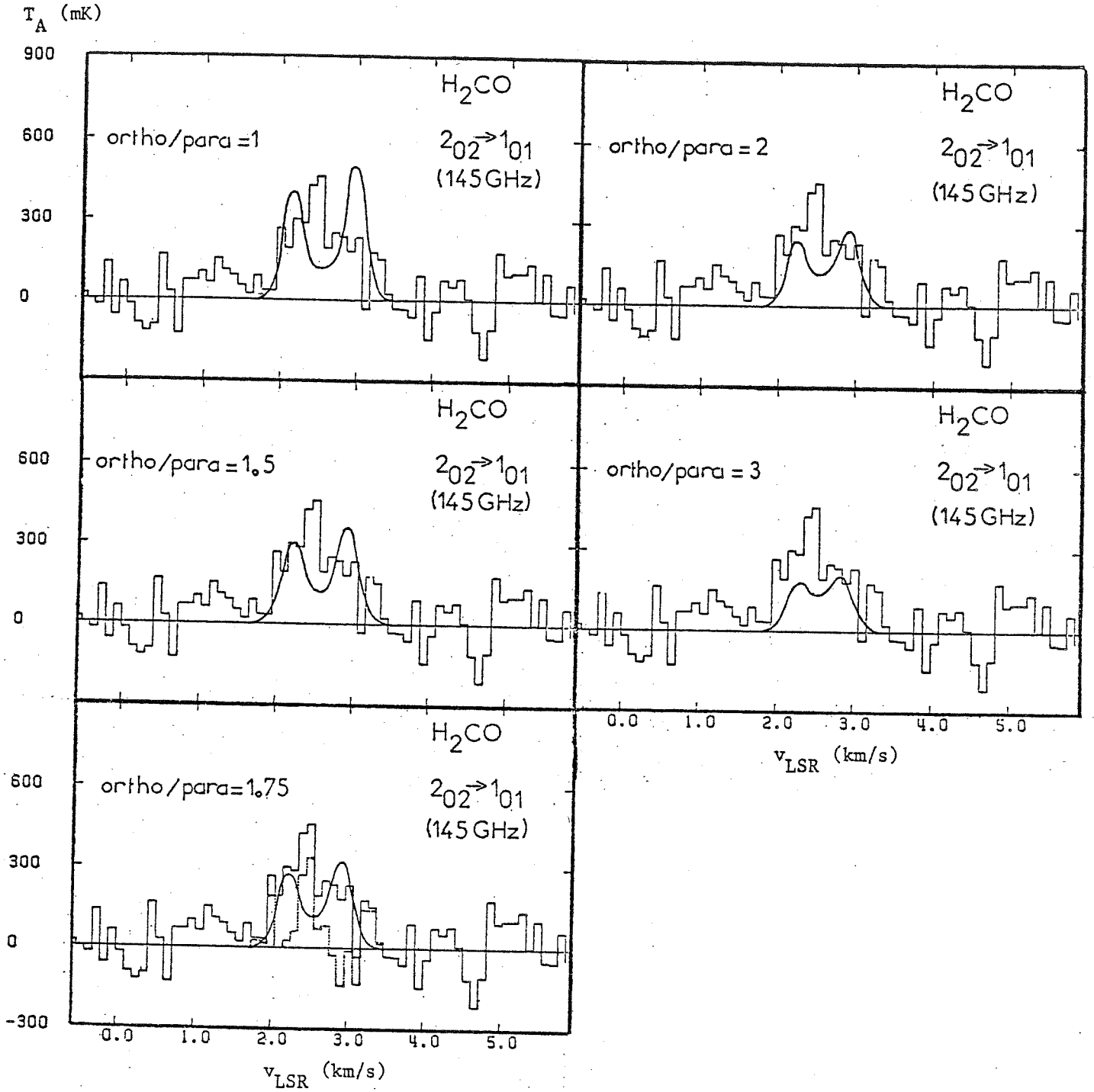


Figure D11 : Profils théoriques de la raie du paraformaldéhyde à 145 GHz pour différentes valeurs du rapport ortho / para, surimposés au spectre observé dans L183. (Les paramètres du modèle de profil de raie, autres que le rapport ortho / para, sont ceux du tableau D2). Pour la valeur 1,75 du rapport ortho / para, qui minimise l'écart du profil théorique au profil observé, l'histogramme de cet écart est représenté en pointillés.

et al (1980) conduit à une densité projetée de H_2 CO de $3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ pour le coeur. Les observations de la raie à 140 GHz de H_2 CO par Lucas et al (1976) correspondent à $N(H_2 \text{ CO}) n(H_2) = 6 \cdot 10^{17}$ (valeur peut être sous estimée en raison de l'auto-absorption), alors que notre modèle attribue à ce produit une valeur de $1,2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$.

Les valeurs de vitesse et de largeur en vitesse varient assez notablement selon les observations :

La raie à 140 GHz de H_2 CO observée par Lucas et al est centrée à $2,5 \text{ km s}^{-1}$ et a une largeur à mi-hauteur de $1,0 \text{ km s}^{-1}$. Les isotopes $H^{13}CO^+$, $HC^{18}O$ et DCO^+ observés par Guélin et al (1981) présentent des raies centrées à $2,6 \text{ km s}^{-1}$, d'une largeur de $0,6 \text{ km s}^{-1}$. Langer et al (1978) indiquent aussi une vitesse de $2,6 \text{ km s}^{-1}$ pour ^{13}CO . Les raies de HDCO détectées par Langer et al (1979) sont centrées à $2,5 \text{ km s}^{-1}$ et ont une largeur de $0,5 \text{ km s}^{-1}$ environ. Selon Snell et Wootten (1979), les vitesses centrales respectives des raies de HNC et de DNC sont de $2,1 \text{ km s}^{-1}$ et de $2,3 \text{ km s}^{-1}$. Les deux raies $J = 1-0$ et $J = 2-1$ de CS détectées par Linke et Goldsmith sont centrées à $2,8 \text{ km s}^{-1}$ et ont une largeur de $0,9 \text{ km s}^{-1}$. Les valeurs de $2,75 \text{ km s}^{-1}$ et de $0,53 \text{ km s}^{-1}$ que nous avons adoptées pour la vitesse centrale et la largeur en vitesse du profil d'émission du coeur sont donc en bon accord avec la majorité de ces observations.

En ce qui concerne l'enveloppe du nuage, les estimations de densité, de vitesse et de largeur en vitesse sont plus rares mais aussi plus dispersées.

Si, comme Langer et al (1979), on attribue les raies centimétriques en absorption à l'enveloppe, les observations de H_2 CO à 2 cm et de H_2 ^{13}CO à 6 cm, effectuées par Evans et al (1975) conduisent selon ces auteurs à une densité d'hydrogène moléculaire de 10^4 cm^{-3} (ou moins) et à une densité projetée de formaldéhyde de $4,4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (ou plus), pour une température cinétique de 10 K. Langer et al (1978) attribuent à l'enveloppe de leur modèle de nuage à 2 composantes une densité de 10^3 cm^{-3} et une température cinétique de 10 K.

Les vitesses centrales fournies par les différentes observations des raies centimétriques de H_2 CO varient de $2,0 \text{ km s}^{-1}$ (selon Lucas et al 1976) à $3,1 \text{ km s}^{-1}$ (d'après Evans et al 1975). Les vitesses centrales les plus fréquemment observées (Evans et al 1975, Wootten et al 1980) se situent cependant entre 2,4 et $2,6 \text{ km s}^{-1}$. L'asymétrie des raies HCO^+ et HCN (Langer et al 1978, Guélin et al 1981) indique une vitesse inférieure à $3,0 \text{ km s}^{-1}$ pour la composante diffuse.

Contrairement aux valeurs adoptées dans notre modèle pour la densité d'hydrogène moléculaire ($3 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$), la densité projetée de formaldéhyde ($1,9 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$), et la vitesse centrale de l'enveloppe ($2,75 \text{ km s}^{-1}$) qui sont en relativement bon accord avec les observations citées, la largeur en vitesse de $0,42 \text{ km s}^{-1}$ que

nous avons attribuée à l'enveloppe apparaît bien inférieure aux largeurs des raies centimétriques de H_2 CO dont les valeurs observées varient de 0,75 à 2,28 $km\ s^{-1}$ (Cependant la structure hyperfine de cette transition est à peine résolue, ce qui a pour effet d'augmenter la largeur apparente de la raie).

En conclusion, il apparaît qu'un modèle très simple de nuage à deux composantes, constitué d'un coeur dense et d'une enveloppe diffuse, tous deux de température et de densités uniformes, rend assez bien compte des 2 transitions de l'ortho formaldéhyde observées, que l'accord entre le profil théorique à 145 GHz et le profil observé est plus douteux et que dans le cadre limité de notre modèle, le spectre théorique de cette transition du para formaldéhyde est optimisé par une valeur du rapport d'abondance ortho / para de 1,75.

De plus les paramètres du modèle qui permettent de rendre compte au mieux des spectres expérimentaux s'accordent raisonnablement aux valeurs déduites d'autres observations.

Dans le cas de L 183 également, la valeur du rapport d'abondance ne pourra être précisée que grâce à des observations complémentaires.

Comme pour TMC 1, il serait sans doute préférable d'étudier les raies de l'isotope rare H_2 ^{13}CO , vraisemblablement moins auto-absorbé. Cependant, compte tenu du temps d'intégration considérable qui serait alors nécessaire et du caractère plus manifeste de l'auto-absorption dans ce nuage, il est peut-être possible de déduire le rapport ortho / para d'un modèle de nuage à 2 composantes et de limiter les observations à l'isotope principal.

Il est alors absolument nécessaire d'améliorer le rapport signal / bruit du spectre à 145 GHz et il serait fort souhaitable d'observer également la transition à 72 GHz du para formaldéhyde afin de déterminer si les raies de cette espèce présentent effectivement un maximum central contrairement aux raies de l'ortho formaldéhyde qui sont fortement absorbées à cette vitesse.

3. Conclusions sur la valeur expérimentale du rapport ortho / para.

Comme nous l'avions annoncé, la recherche d'un rapport d'abondances à partir des observations millimétriques de l'ortho et du para formaldéhyde dans 3 nuages moléculaires nous a conduit à souligner les nombreuses causes d'incertitude qui pèsent sur toute détermination des paramètres physiques d'un nuage moléculaire, et plus précisément ici d'un rapport de densités projetées.

L'hypothèse simple d'une émission uniforme dans le lobe s'est heurtée à deux difficultés principales :

- l'existence possible d'une émission non uniforme dans le lobe pour Orion : les raies observées pourraient provenir de petites condensations denses, plutôt que d'un milieu homogène plus diffus.

- les profils de raies observées dans TMC 1 et surtout dans L 183 laissent supposer que l'hypothèse d'une émission due à un milieu unique de température et de densités uniformes est mise en défaut. Les nuages responsables des émissions observées seraient constitués d'au moins 2 composantes de densités et de caractéristiques dynamiques différentes.

Bien que la confirmation d'un tel résultat nécessite un certain nombre d'observations complémentaires, il ressort de cette étude que la valeur du rapport d'abondances ortho / para du formaldéhyde semble varier selon qu'il s'agit d'un nuage moléculaire géant (comme Orion A) ou de nuages froids (L 183 et TMC 1).

En effet, pour Orion, les observations des raies ortho et para tant du formaldéhyde que de son isotope $H_2^{13}CO$, conduisent à un rapport d'abondances ortho / para voisin de 3 et ceci pour une région d'émission de température cinétique assez élevée (70 K) et de forte densité ($n_{H_2} \sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$).

Par contre dans les 2 nuages froids, qui ont une température cinétique plus faible (10 K) et qui semblent beaucoup plus diffus ($n_{H_2} \sim 10^4 \text{ cm}^{-3} - 10^5 \text{ cm}^{-3}$ selon de nombreuses observations moléculaires) ce rapport, une fois corrigé des effets de l'auto-absorption, pourrait être de l'ordre de 2 ou moins.

Nous avons indiqué en introduction qu'il n'y avait pas lieu à priori d'attribuer au rapport d'abondances ortho / para du formaldéhyde une même valeur de 3 (rapport terrestre) pour tous les nuages moléculaires. Nos observations semblent confirmer cette idée et laissent à penser que la température et / ou la densité pourraient être responsables des variations observées.

Il nous reste maintenant à justifier par une étude théorique du rapport son comportement en fonction de la température et / ou de la densité et si possible de rendre compte des valeurs observées.

E - Etude théorique du rapport d'abondances ortho / para.

Comme il a été signalé lors de l'étude de l'effet des spins nucléaires des atomes d'hydrogène du formaldéhyde sur ses niveaux de rotation, les transitions radiatives et collisionnelles non réactives, qui conservent le spin nucléaire, ne permettent pas de convertir une espèce (ortho ou para) en l'autre. Le rapport d'abondances est donc dominé par les processus chimiques qui mettent en jeu le formaldéhyde.

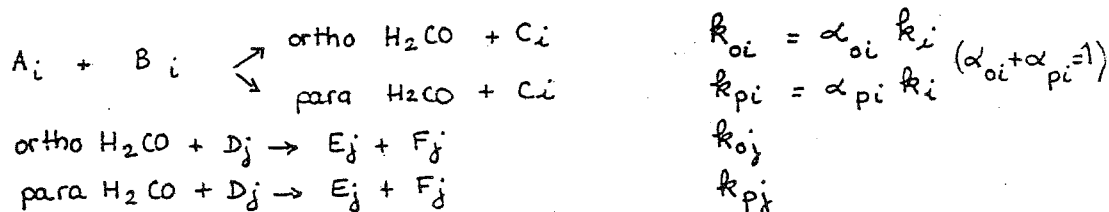
A priori 2 hypothèses sont à examiner : soit le rapport d'abondances est imposé par le mécanisme de formation de la molécule, soit il existe un processus d'interconversion entre les 2 espèces, plus rapide que le processus de formation directe de la molécule, capable en un temps court devant la durée de vie typique des nuages moléculaires d'établir un équilibre entre les espèces ortho et para et donc de dominer le rapport d'abondances.

En premier lieu, nous établirons la méthode de détermination du rapport théorique ortho / para puis nous examinerons successivement les 2 hypothèses, enfin nous comparerons la valeur théorique du rapport ortho / para ainsi obtenue aux résultats expérimentaux.

Tous les mécanismes réactionnels qui seront étudiés dans ce chapitre sont représentés par la figure E 1.

1. Méthode de détermination du rapport ortho / para.

Quel que soit le mécanisme qui domine le rapport d'abondances ortho / para du formaldéhyde, celui-ci sera calculé à l'équilibre chimique c'est-à-dire en supposant pour chacune des deux espèces ortho H₂CO et para H₂CO un taux de formation égal au taux de destruction. Les réactions mises en jeu et les constantes de réaction correspondantes seront de la forme suivante :



c'est-à-dire que ce sont les mêmes réactions qui forment ou détruisent l'une ou l'autre espèce mais les constantes de réactions correspondantes k (ou rapports de branchement α) peuvent différer selon que l'ortho ou le para formaldéhyde sont en jeu.

De plus, toutes les réactions de destruction de H₂CO que nous aurons à considérer étant exothermiques, et sans énergie d'activation, il est naturel d'admettre qu'

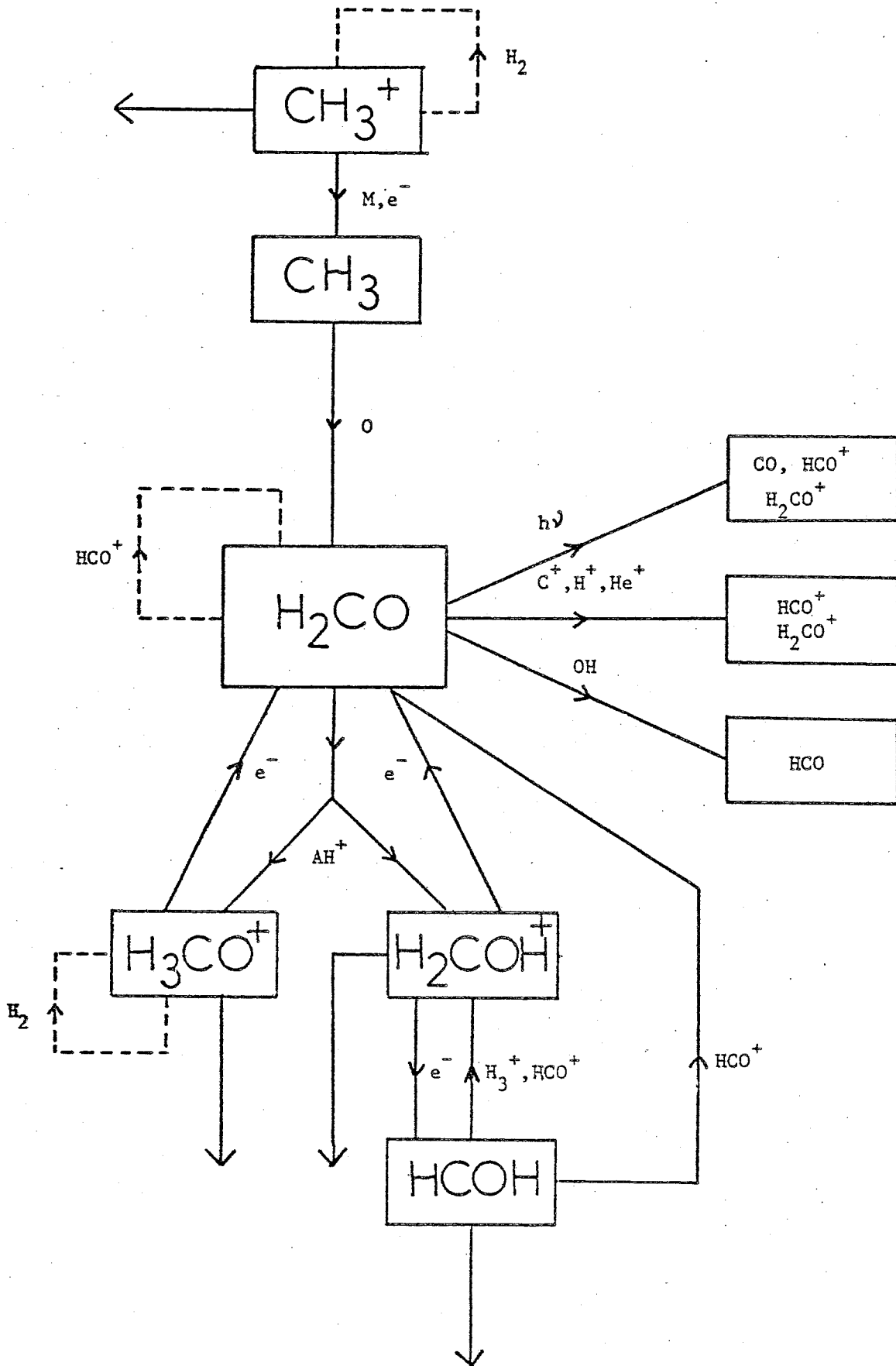


Figure E1 : Les mécanismes chimiques susceptibles de participer à la valeur du rapport ortho / para du formaldéhyde. (Les processus d'association radiative ne sont pas pris en compte). Les boucles en traits pointillés indiquent les équilibres de thermalisation.

qu'elles sont insensibles à la différence d'énergie entre les molécules ortho et para et que les constantes de réactions sont identiques pour les deux espèces ($k_{oj} = k_{pj} \equiv k_j$).

Les taux de formation et de destruction de chaque espèce sont alors donnés par :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} [\text{ortho H}_2\text{CO}]_f &= \sum_i \alpha_{oi} k_i [A_i][B_i] \\ \frac{d}{dt} [\text{ortho H}_2\text{CO}]_d &= \sum_j k_j [\text{ortho H}_2\text{CO}][D_j] \\ \frac{d}{dt} [\text{para H}_2\text{CO}]_f &= \sum_i \alpha_{pi} k_i [A_i][B_i] \\ \frac{d}{dt} [\text{para H}_2\text{CO}]_d &= \sum_j k_j [\text{para H}_2\text{CO}][D_j] \end{aligned}$$

où [X] indique l'abondance de l'espèce X, et où les indices f et d signalent s'il s'agit d'un taux de formation ou de destruction.

Les conditions d'équilibre chimique s'écrivent alors :

$$\begin{aligned} [\text{ortho H}_2\text{CO}] &= \frac{\sum_i \alpha_{oi} k_i [A_i][B_i]}{\sum_j k_j [D_j]} && \text{valeur de } \frac{d}{dt} = 0 \\ [\text{para H}_2\text{CO}] &= \frac{\sum_i \alpha_{pi} k_i [A_i][B_i]}{\sum_j k_j [D_j]} \end{aligned}$$

et le rapport d'abondances ortho / para est simplement donné par :

$$\frac{[\text{ortho H}_2\text{CO}]}{[\text{para H}_2\text{CO}]} = \frac{\sum_i \alpha_{oi} k_i [A_i][B_i]}{\sum_i \alpha_{pi} k_i [A_i][B_i]}$$

Il dépend des différents rapports de branchement α_{oi} et α_{pi} dont nous allons maintenant exposer le principe de calcul.

Les espèces ortho H₂CO et para H₂CO ne se distinguent que par la valeur du spin nucléaire I dû aux atomes d'hydrogène de la molécule. Les rapports de branchement α_{oi} et α_{pi} sont donc égaux aux probabilités d'obtenir respectivement une molécule dont les 2 atomes d'hydrogène ont des spins parallèles ou anti-parallèles. Si les espèces chimiques A_i et B_i qui réagissent pour former H₂CO comportent n_{Ai} et n_{Bi} atomes d'hydrogène, chacun de spin nucléaire égal à 1/2, les probabilités α_{oi} et α_{pi} dépendent des orientations de ces n_{Ai} et n_{Bi} spins nucléaires mais non des éventuels spins nucléaires des autres atomes des molécules mises en jeu. Elles peuvent donc se calculer en faisant correspondre à chaque réaction chimique une réaction d'addition de spins et à chaque espèce chimique un spin égal au spin nucléaire résultant des seuls atomes d'hydrogène de la molécule. Les molécules que nous aurons à considérer comportent 0,1,2 ou 3 atomes d'hydrogène. Dans les 2 premiers cas, les spins correspondants seront pris égaux à 0 et 1/2.

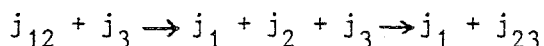
Dans le cas des molécules à 2 ou 3 atomes d'hydrogène, nous aurons sauf exception affaire à des espèces comportant un axe de symétrie d'ordre 2, ou 3 ; comme dans le cas du formaldéhyde, l'indiscernabilité des atomes d'hydrogène conduit à associer des fonctions d'onde de rotation de symétries différentes aux différents états de spin nucléaire "total" des atomes d'hydrogène, donc à distinguer une espèce para et une espèce ortho pour la molécule.

Les molécules non linéaires à deux atomes d'hydrogène que nous aurons à considérer se comportent comme le formaldéhyde : la forme para comprend 2 atomes d'hydrogène de spins "antiparallèles", son spin nucléaire "total" est nul, ses états de rotations ($|J, K\rangle$ pour les toupies symétriques, $|J, K_{-1}, K_1\rangle$ pour les toupies asymétriques) sont limités à ceux de K, K_{-1} , ou K_1 selon les cas, pair ; la forme ortho, elle, a deux atomes d'hydrogène de spins "parallèles", son spin nucléaire "total" vaut 1, ses états de rotation correspondent à K, K_{-1} ou K_1 impair ; comme pour H_2CO , les poids statiques des états de spin total 0 ou 1 sont respectivement égaux à 1 et 3 et à tout niveau de J donné correspond une dégénérescence respectivement égale à $2J + 1$ ou $3(2J + 1)$.

Pour les molécules à 3 atomes d'hydrogène symétriquement disposés (comme NH_3 par exemple), la situation est un peu différente. Les états de spin nucléaire $I = 3/2$ (les 3 spins des atomes d'hydrogène sont "parallèles") sont associés aux états de rotation de K, K_{-1} ou K_1 multiples de 3, ils définissent les espèces ortho ; le poids statistique des niveaux $|JK\rangle$ ou $|J, K_{-1}, K_1\rangle$ est égal dans ce cas à $2 \times 4(2J + 1)$ lorsque K, K_{-1} ou K_1 est non nul et $4(2J + 1)$ lorsque K, K_{-1} ou K_1 est nul (un niveau sur deux de l'échelle K, K_{-1} ou $K_1 = 0$ est interdit pour des raisons de symétrie). Les espèces para, elles, correspondent à $I = 1/2$, et K, K_{-1} ou K_1 non multiple de 3 ; chacun de leurs niveaux de rotation $|J, K\rangle$ ou $|J, K_{-1}, K_1\rangle$ a un poids statistique de $2 \times 2(2J + 1)$.

Ayant ainsi associé chaque espèce chimique à un spin et chaque réaction chimique à une réaction d'addition de spins comportant 2 spins, j_{12} et j_3 dans la voie d'entrée et 2 spins, j_1 et j_{23} dans la voie de sortie, nous pouvons calculer les probabilités correspondant à diverses voies de sortie pour une même voie d'entrée, c'est-à-dire α_{oi} et α_{pi} .

Pour ce faire nous supposons entre les états initial et final à deux spins un état intermédiaire à 3 spins. Les notations sont les suivantes :



En outre, dans la plupart des cas que nous aurons à considérer, il n'y a qu'une seule valeur de j_2 possible.

En désignant par J et M les nombres quantiques de spin de l'état intermédiaire, la probabilité (non normalisée) de la réaction $\overset{j_1}{j_{12}} + j_3 \xrightarrow{j_2} j_1 + \overset{j_2}{j_{23}}$ s'écrit :

$$\alpha_{j_{12}, j_3 \xrightarrow{j_2} j_1, j_{23}} = \sum_{J, M} [\langle (j_1 j_2) j_{12} j_3 \ J M \mid j_1 (j_2 j_3) j_{23} \ J M \rangle]^2$$

Ce qui s'écrit encore en fonction des coefficients "6j" (Messiah A. Tome 2 p. 913) :

$$\sum_J (2J+1) (2j_{12}+1) (2j_{23}+1) \left\{ \begin{matrix} j_1 & j_2 & j_{12} \\ j_3 & J & j_{23} \end{matrix} \right\}^2$$

soit, compte-tenu du fait que la sommation ne porte ni sur j_{12} ni sur j_{23} , et des propriétés des coefficients "6j" :

$$\alpha_{j_{12}, j_3 \xrightarrow{j_2} j_1, j_{23}} = \frac{(2j_{12}+1) (2j_{23}+1)}{2j_2+1}$$

Dans le calcul de α nous avons comptabilisé tous les $g_{12} g_3$ états quantiques initiaux

La probabilité normalisée à 1 de la réaction d'addition est elle :

$$\pi_{j_{12}, j_3 \xrightarrow{j_2} j_1, j_{23}} = \frac{\alpha_{j_{12}, j_3 \xrightarrow{j_2} j_1, j_{23}}}{g_{12} g_3}$$

soit

$$\pi_{j_{12}, j_3 \xrightarrow{j_2} j_1, j_{23}} = \frac{(2j_{12}+1) (2j_{23}+1)}{(2j_2+1) g_{12} g_3}$$

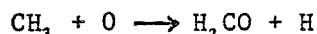
Pour des molécules comportant 0 ou 1 atome d'hydrogène, g est respectivement égal à 1 et 2. Pour les molécules à 2 atomes d'hydrogène, g = 1 pour la forme para et 3 pour la forme ortho, pour les molécules à 3 atomes d'hydrogène, g = 4 dans les 2 cas.

Pour déterminer les rapports de branchement α_{oi} et α_{pi} , il suffit alors d'attribuer aux spins les valeurs qui correspondent aux espèces chimiques en présence selon les règles énoncées plus haut et de calculer les $\pi_{j_{12}, j_3 \xrightarrow{j_2} j_1, j_{23}}$ qui en résultent.

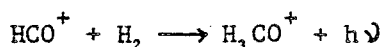
2. Processus de formation du formaldéhyde.

L'étude du mécanisme de formation de cette molécule dans le milieu interstellaire a donné lieu à de nombreux travaux et les processus les plus divers ont été examinés, réfutés puis réhabilités lors des quelques dix ans qui nous séparent des premières publications sur le sujet.

Dans les premiers, Litvak en 1972 et Dalgarno et al, en 1973, examinent la question et retiennent l'hypothèse d'une formation par réaction neutre - neutre :



Peu après, Herbst et Klemperer (1973), suggèrent que H_2CO se forme en 2 étapes successives : une association radiative lente :



suivie d'une recombinaison dissociative

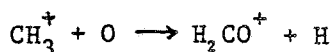


En 1974, Fehsenfeld et al objectent que le produit de l'association radiative est, plutôt que H_3CO^+ , l'ion $\text{COH}^+\cdot\text{H}_2$ dont la recombinaison dissociative conduit à $\text{HCO} + \text{H}_2$ et non pas au formaldéhyde.

Watson et al, en 1975, confrontent les processus :



Ainsi que :



suivi de :



aux observations de l'isotope deutéré du formaldéhyde, HDCO, et concluent de cette confrontation que H_2CO n'est vraisemblablement pas formé purement en phase gazeuse par ces 2 mécanismes.

A cet argument, Fehsenfeld en 1976 ajoute que la réaction $\text{CH}_3^+ + \text{O}$ conduit à $\text{HCO}^+ + \text{H}_2$ dans plus de 90% des cas.

En 1976 cependant, Langer reprend le mécanisme proposé par Litvak puis Dalgarno et al.

A l'inverse, en 1979, Millar et al concluent qu'aucun processus en phase gazeuse ne peut rendre compte des observations et étudient la formation de H_2CO par collision de C^+ avec les grains.

En 1979, pourtant, Langer et al, en étudiant les processus de deutération du formaldéhyde et en les confrontant à leurs observations du rapport HDCO / H_2CO , concluent que le formaldéhyde est principalement formé en phase gazeuse.

Suite à ces nombreuses péripéties il semble désormais bien établi, si l'on se limite à la chimie en phase gazeuse, (voir par exemple Green et Herbst 1979), que le premier mécanisme proposé, dès 1972 par Litvak, domine la formation du formaldéhyde :



La constante de cette réaction a été mesurée par Slagle et al en 1974 pour différentes valeurs (> 80 K) de la température. Son expression en fonction de la température cinétique T est :

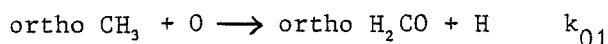
$$k_1 = 1,0 \cdot 10^{-11} T^{0,5} \quad (\text{cm}^3 \text{ s}^{-1})$$

Remarque : Un certain nombre de mécanismes de formation de H_2CO par association radiative (voir par exemple Huntress et Mitchell 1979) ont été également avancés. Cependant, les modèles de chimie qui n'en tiennent pas compte (comme ceux de Prasad et Huntress (1980) ou Graedel et al (1982) auxquels nous nous référons) semblent conduire à des abondances de H_2CO en accord avec les observations et faute de modèles plus complets, nous ne tiendrons pas compte des mécanismes d'association radiative mettant en jeu le formaldéhyde.

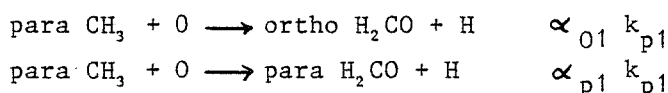
(Tous les mécanismes de formation de H_2CO inclus par Prasad et Huntress (1980) et par Graedel et al (1982) dans leurs modèles de chimie sont indiqués en annexe ainsi que les temps caractéristiques de ces réactions, calculés à partir des abondances à l'équilibre chimique des différentes espèces concernées).

3. Calcul du rapport ortho / para résultant de la formation de H_2CO .

Une fois connu le mécanisme principal de formation de H_2CO , il faut déterminer à quelles proportions d'espèce ortho et d'espèce para il conduit. Il suffit pour cela d'appliquer le principe général exposé plus haut : la molécule CH_3 est supposée avoir un axe de symétrie d'ordre 3 (il en est ainsi de l'ion CH_3^+ selon Herzberg, 1971) ; elle se présente donc sous les formes ortho et para. A partir de la forme ortho de CH_3 ne peut se former que de l'ortho H_2CO :

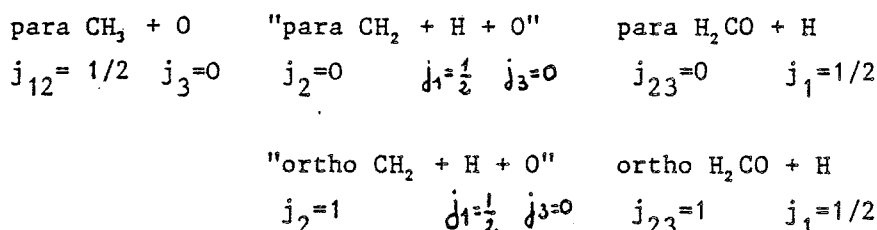


Les seuls rapports de branchements à déterminer sont alors ceux des réactions :



Remarque : Nous avons supposé des constantes de réactions différentes, k_{01} et k_{p1} , pour les réactions mettant en jeu l'une ou l'autre forme de CH_3 , car les réactions molécule - molécule sont rarement totalement exemptes d'énergie d'activation et leurs constantes risquent d'être sensibles aux différences d'énergie entre formes ortho et para d'une même molécule. Par contre on admet que les réactions ion - molécule n'ont pas d'énergie d'activation et celles que nous aurons à considérer sont exothermiques, nous ne différencierons alors pas leurs constantes selon la nature ortho ou para des réactifs.

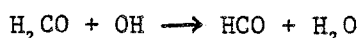
Les correspondances entre espèces chimiques et spins sont les suivantes :



Il se trouve que le premier rapport de branchement que nous calculons ne remplit pas les conditions dans lesquelles nous avons établi le principe de calcul : 2 valeurs de j₂ sont ici possibles. Cependant pour chaque valeur de j₂ celle de j₂₃ est fixée car j₃ = 0. Il suffit alors de calculer les probabilités d'obtenir j₂ = 0 ou j₂ = 1 à partir de l'état j₁₂ = 1/2. Si l'on se réfère par exemple à l'étude de la molécule NH₃ effectuée par Green (1980) on constate que ces deux probabilités sont égales. Il vient alors simplement :

$$\alpha_{o1} = \alpha_{p1} = \frac{1}{2}$$

Les réactions de destruction de H₂CO sont indiquées en annexe, ce sont toutes des réactions ion - molécule donc insensibles à la différence d'énergie entre les espèces ortho et para, à l'exception de la réaction :



qui est très lente donc tout-à-fait négligeable comme processus de destruction de H₂CO et de la photodissociation, pratiquement inexistante dans les régions un peu denses des nuages moléculaires où l'on observe le formaldéhyde ; il est donc légitime d'attribuer les mêmes constantes aux réactions de destruction de l'une et l'autre espèce.

Nous n'avons affaire ici qu'à un seul mécanisme de formation de H₂CO et l'expression générale du rapport ortho / para établie précédemment devient :

$$\frac{[\text{ortho H}_2\text{CO}]}{[\text{para H}_2\text{CO}]} = \frac{\{ \alpha_{o1} k_{p1} [\text{para CH}_3] + k_{o1} [\text{ortho CH}_3] \} [O]}{\alpha_{p1} k_{p1} [\text{para CH}_3] [O]}$$

Ce qui s'écrit plus simplement, avec $\alpha_{o1} = \alpha_{p1} = 1/2$:

$$\frac{[\text{ortho H}_2\text{CO}]}{[\text{para H}_2\text{CO}]} = 1 + 2 \frac{k_{o1} [\text{ortho CH}_3]}{k_{p1} [\text{para CH}_3]}$$

Le rapport ortho / para de H₂CO dépend donc de celui de CH₃ que nous allons déterminer de façon analogue en examinant les processus de formation et de destruction de CH₃.

Toutes les réactions de formation de CH₃ incluses par Prasad et Huntress et Graedel et al dans leurs modèles sont indiquées en annexe.

De l'examen des temps caractéristiques calculés à partir des abondances à l'équilibre fournies par le modèle III de Prasad et Huntress (température cinétique T_K = 50K, densité d'hydrogène moléculaire n_{H₂} = 2 · 10⁴ cm⁻³), modèle intermédiaire entre les conditions physiques des nuages sombres et celles d'Orion, il semble en ressortir clairement que les réactions dominant la formation de CH₃ sont du type

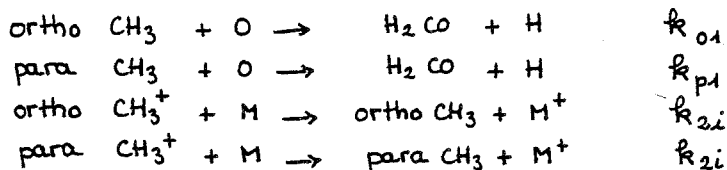


avec M = Fe, Na, Mg, Si et M⁺ = Fe⁺, Na⁺, Mg⁺, Si⁺

(La réaction CH₃⁺ + e⁻ → CH₃ + hν peut également devenir importante dans les régions peu denses).

CH₃⁺ possède un axe de symétrie d'ordre 3 (voir Herzberg, 1971) donc une forme ortho et une forme para, qui conduisent respectivement à l'ortho CH₃ et au para CH₃.

La réaction très largement prédominante (voir annexe) de destruction de CH₃ est la formation de H₂CO. Nous avons appelé k_{o1} et k_{p1} les constantes de réaction correspondant aux destructions respectives de l'ortho et du para CH₃. Les réactions qui régissent le rapport ortho / para de CH₃ sont alors les suivantes:



et celui-ci s'écrit

$$\frac{[\text{ortho CH}_3]}{[\text{para CH}_3]} = \frac{k_{p1} [\text{ortho CH}_3^+]}{k_{o1} [\text{para CH}_3^+]}$$

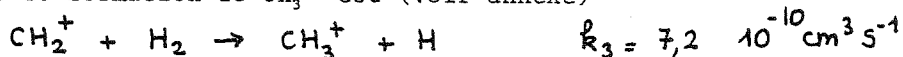
ce qui conduit pour le formaldéhyde au rapport

$$\frac{[\text{ortho H}_2\text{CO}]}{[\text{para H}_2\text{CO}]} = 1 + 2 \frac{[\text{ortho CH}_3^+]}{[\text{para CH}_3^+]}$$

qui ne dépend plus de k_{p1} et de k_{o1}.

Le rapport ortho / para de CH₃⁺ n'est pas, lui, dominé par les mécanismes de formation de la molécule mais par un équilibre de thermalisation avec H₂.

Le principal processus de formation de CH₃⁺ est (voir annexe)



La constante de réaction de l'équilibre de thermalisation de CH₃⁺ :



peut être estimée voisine de celle de la réaction analogue avec l'hydrogène deutéré



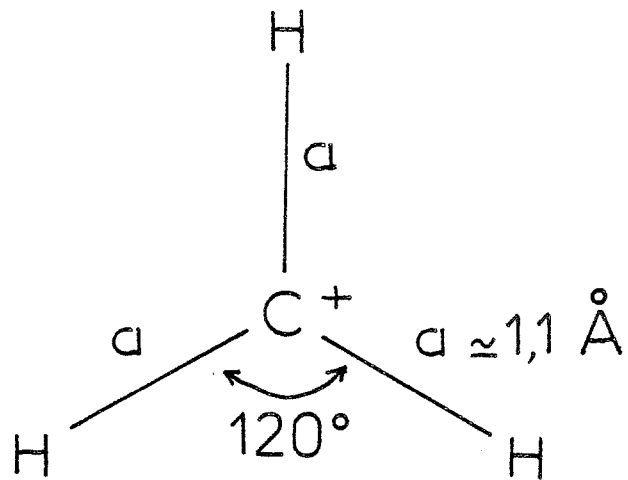


Figure E2a : Géométrie de l'ion CH_3^+

Les quatre atomes sont coplanaires (Herzberg 1971).
La longueur des liaisons a été prise égale à $1,1 \text{ \AA}$, valeur typique pour les liaisons simples $C-H$.

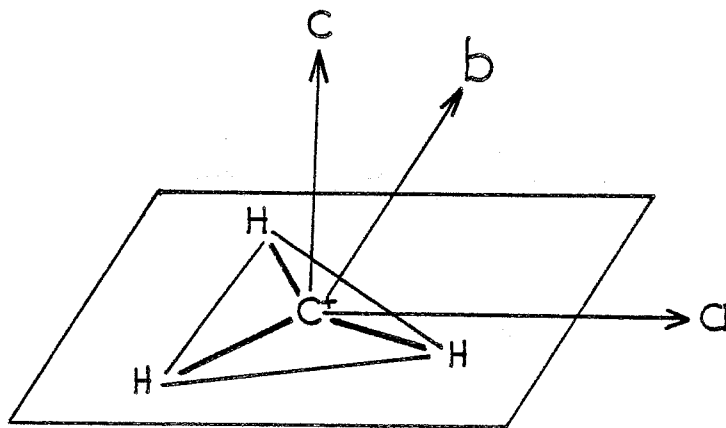


Figure E2b : Axes principaux d'inertie de l'ion CH_3^+ .

Les axes a et b sont dans le plan des atomes, l'axe de symétrie d'ordre 3, c , lui est perpendiculaire.

dont la constante est, d'après Watson (1976), égale à $5 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$.
 Le temps caractéristique de formation de CH_3^+ est de l'ordre de quelques dixièmes d'années à quelques dizaines d'années selon les conditions de température et de densité considérées alors que dans les mêmes conditions, la thermalisation de CH_3^+ est réalisée en quelques 10^{-4} à 10^{-2} années.

Le calcul du rapport ortho / para, thermalisé à la température T , de l'ion CH_3^+ est analogue à celui que nous avons indiqué pour H_2CO .
 CH_3^+ est une toupie symétrique plane (voir figure E2) dont les moments principaux d'inertie, I_a , I_b , I_c sont tels que :

$$I_a = I_b \quad \text{et} \quad I_b = \frac{1}{2} I_c$$

Ses niveaux de rotation $|J, K >$ ont pour énergie

$$W_{JK} = B J(J+1) - \frac{B}{2} K^2 \quad \text{avec} \quad B = h / 8 \pi^2 I_b$$

I_c se détermine très aisément : l'axe c est axe de symétrie de la molécule, il passe par l'atome de carbone situé au centre de gravité du triangle équilatéral formé par les trois atomes d'hydrogène et il est perpendiculaire à leur plan.

En désignant par a et m_H la distance à l'atome de carbone et la masse de chaque atome d'hydrogène, I_c s'écrit

$$I_c = 3 m_H a^2$$

et B s'exprime par

$$B = h / 4 \pi^2 \cdot 3 m_H a^2$$

a est la longueur typique d'une liaison simple C-H : $a \approx 1,1 \text{ \AA}$

Le calcul de B a pour résultat

$$B = 278 \text{ GHz} = 13,9 \text{ K}$$

Le rapport ortho / para de CH_3^+ s'écrit alors, compte-tenu des poids statistiques $8(2J+1)$ des niveaux $|J, K >$ de l'ortho CH_3^+ (K multiple non nul de 3), des poids statistiques $4(2J+1)$ des niveaux $|J, 0 >$ de l'ortho CH_3^+ et des niveaux $|J, K >$ du para CH_3^+ (K non multiple de 3)

$$\frac{[\text{ortho CH}_3^+]}{[\text{para CH}_3^+]} = \frac{(2 \sum_J \sum_{K=3p} (2J+1) e^{-W_{JK}/kT}) (\sum_J (2J+1) e^{-W_{J0}/kT})}{\sum_J \sum_{K \neq 3p} (2J+1) e^{-W_{JK}/kT}}$$

A haute température, ce rapport devient égal à 1 car il y a deux fois plus de valeurs de K non multiples de 3 que de valeurs de K multiples de 3 (la contribution de l'échelle $K = 0$ devient négligeable à haute température).

A plus basse température, il est toujours supérieur à 1.

Le comportement du rapport ortho / para du formaldéhyde, donné par

$$\frac{[\text{ortho H}_2\text{CO}]}{[\text{para H}_2\text{CO}]} = 1 + 2 \frac{[\text{ortho CH}_3^+]}{[\text{para CH}_3^+]}$$

s'en déduit aisément : il vaut 3 à haute température et il augmente quand la température diminue (à une température de 10 K il est égal à 5, à 70 K il a atteint la valeur limite 3).

Une fois établi ce rapport, il nous reste à déterminer les temps caractéristiques des différentes étapes chimiques qui y ont conduit.

En ce qui concerne H_2CO , son temps caractéristique de formation par



est

$$\tau_1 = \frac{n(H_2CO)}{k_1 n(CH_3) n(O)}$$

Le modèle IV de Prasad et Huntress ($T_K = 50$ K, $n_{H_2} = 4 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$) reproduit assez bien les conditions physiques de Orion A. A partir des abondances de H_2CO , CH_3 et O de ce modèle, on obtient:

$$\tau_1 = 2,5 \cdot 10^4 \text{ ans}$$

Les conditions physiques dans les nuages sombres (TMC 1 et L 183) correspondent à $T_K = 10$ K et $n_{H_2} \sim 2,5 \cdot 10^4 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$.

En utilisant les valeurs des abondances calculées par Graedel et al dans les 2 cas ($T_K = 10$ K, $n_{H_2} = 2,5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$) et ($T_K = 10$ K, $n_{H_2} = 10^5 \text{ cm}^{-3}$) on obtient respectivement :

$$\tau_1 = 9 \cdot 10^4 \text{ ans} \quad \text{et} \quad \tau_1 = 6,7 \cdot 10^4 \text{ ans}$$

Les réactions de formation de CH_3 et de thermalisation de CH_3^+ sont beaucoup plus rapides et le temps caractéristique de la chaîne de réactions qui conduit au rapport ortho / para que nous venons d'établir est simplement τ_1 .

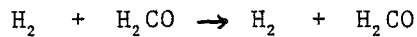
4. Etude des processus d'interconversion ortho / para

Ainsi qu'il avait été annoncé au début de ce chapitre, le rapport ortho / para du formaldéhyde peut être régi soit par le mécanisme de formation directe de la molécule, soit par un processus d'interconversion si celui-ci s'avère plus rapide. Après avoir déterminé le rapport ortho / para de formation de H_2CO , nous allons maintenant examiner les processus d'interconversion possibles et comparer leurs temps caractéristiques à celui de la formation directe du formaldéhyde.

Puisque ce sont les orientations des spins nucléaires des atomes d'hydrogène qui sont responsables de la différenciation entre les espèces ortho et para du formaldéhyde, le processus chimique à rechercher doit nécessairement se solder par un échange de protons ou d'atomes d'hydrogène entre la molécule de formaldéhyde et

une autre molécule (molécule au sens large, il peut s'agir d'un ion).

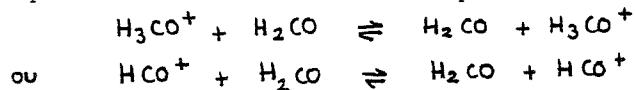
Le processus le plus simple qui se présente serait un simple échange d'atomes d'hydrogène par collision avec une molécule d'hydrogène (espèce chimique la plus abondante dans les nuages moléculaires). Lors de cette collision, les deux molécules pourraient échanger soit deux atomes dont les spins ont la même orientation, ce qui aboutirait à une situation finale identique à la situation initiale, soit deux atomes de spins d'orientations opposées, ce qui conduirait à la conversion d'une espèce (ortho ou para) en l'autre pour le formaldéhyde et au résultat opposé pour la molécule d'hydrogène qui présente elle aussi la même différenciation en espèces ortho et para. Ce processus semble nettement favorisé par la grande abondance en molécules d'hydrogène. Cependant, celle-ci est remarquablement stable et la réaction



présente une barrière d'activation sans doute particulièrement élevée et donc un taux de réaction très faible dans les conditions du milieu interstellaire.

Ecartant donc le simple processus d'échange avec une molécule d'hydrogène et à fortiori avec les molécules de type AH toutes beaucoup moins abondantes, nous pouvons imaginer 2 types de mécanismes d'interconversion:

soit un équilibre avec transfert d'un proton

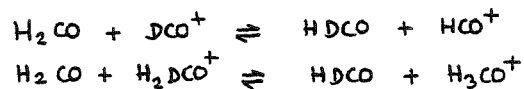


(les équilibres $\text{AH}^+ + \text{H}_2\text{CO} \rightleftharpoons \text{AH}^+ + \text{H}_2\text{CO}$ avec d'autres ions que HCO^+ et H_3CO^+ comportent un échange de 2 protons entre AH^+ et H_2CO et sont vraisemblablement moins rapides).

soit un processus chimique qui comprenne au moins 2 étapes : destruction de la molécule de H_2CO puis reformation de celle-ci et dont le bilan conduise à un échange de protons ou d'atomes d'hydrogène.

Examinons tout d'abord la première hypothèse.

Aucun des deux mécanismes équivalents



n'est proposé dans la littérature sur la chimie de HDCO comme processus de sa formation. Il n'est donc pas possible, contrairement à ce qui avait été fait pour l'équilibre de thermalisation de CH_3^+ , de déduire des constantes d'équilibre de l'isotope deutéré celle de l'isotope principal. (L'équilibre avec H_3CO^+ peut d'ailleurs être négligé car cette espèce est toujours beaucoup moins abondante que HCO^+).

Si l'on se contente d'adopter comme constante de l'équilibre avec HCO^+ celle de la réaction



sa valeur est

$$k_4 = 3,3 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad \text{selon Graedel et al}$$

(Prasad et Huntress indiquent une valeur de $10^9 \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$)

Le temps caractéristique de thermalisation du rapport ortho / para de H_2CO par cet équilibre est

$$\tau_2 = \frac{1}{k_4 n(\text{HCO}^+)}$$

Selon le modèle IV ($T_K = 50 \text{ K}$, $n_{\text{H}_2} = 4 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$) de Prasad et Huntress, représentatif des conditions dans Orion, il vaudrait

$$\tau_2 = 3 \cdot 10^5 \text{ ans} \quad (\text{avec } k_4 = 3,3 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1})$$

soit environ dix fois plus que le temps caractéristique τ_1 de formation de H_2CO dans les mêmes conditions de température et de densité. Cet équilibre de thermalisation ne contribue donc pratiquement pas à la valeur du rapport ortho / para dans un nuage moléculaire comme Orion.

Pour modéliser la situation dans les deux nuages sombres, nous calculons τ_2 à partir des abondances de HCO^+ à une température de 10 K pour des densités de $2,5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ et 10^5 cm^{-3} indiquées par Graedel et al :

dans le premier cas	$\tau_2 = 7 \cdot 10^4 \text{ ans}$	(alors que $\tau_1 = 9 \cdot 10^4 \text{ ans}$)
dans le deuxième cas	$\tau_2 = 3,4 \cdot 10^4 \text{ ans}$	(alors que $\tau_1 = 6,7 \cdot 10^4 \text{ ans}$)

Contrairement à ce qui se passe dans Orion, il semble donc que le processus de thermalisation du rapport ortho / para de H_2CO est un peu plus rapide que la formation de la molécule dans les nuages sombres.

L'équilibre $\text{H}_2\text{CO} + \text{HCO}^+ \rightleftharpoons \text{H}_2\text{CO} + \text{HCO}^+$ conduit à un rapport ortho / para fonction de la température dont l'expression théorique et la courbe de dépendance en température ont été données dans le chapitre de présentation de la molécule de formaldéhyde.

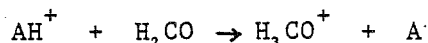
Il nous reste maintenant à discuter d'un processus d'interconversion en au moins deux étapes: destruction puis reformation de H_2CO avec échange de protons ou d'atomes d'hydrogène. Pour ce faire nous examinerons successivement les mécanismes de destruction et de formation de H_2CO .

Les processus principaux de destruction du formaldéhyde sont la photodis-

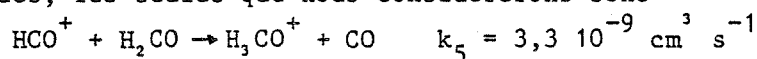
sociation, les réactions ions-molécules et les échanges de charge avec les ions C^+ , H^+ , He^+ , H_3^+ , HCO^+ et quelques réactions atome-molécule.

(Toutes les réactions de destruction de H_2CO considérées par Prasad et Huntress ou Graedel et al dans leurs modèles de chimie sont indiquées en annexe).

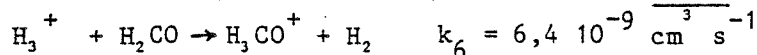
Si l'on écarte les processus de destruction qui ne conduisent pas à un échange de protons, ceux qui forment des produits difficiles ou impossibles à reconvertir en formaldéhyde, ou simplement très lents, les étapes de destruction les plus vraisemblables de notre interconversion en plusieurs étapes semblent être les réactions ion-molécule de la forme



dont les deux plus rapides, les seules que nous considérerons sont



(selon Graedel et al)



(selon Graedel et al)

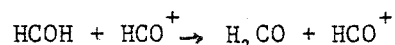
L'ion H_3CO^+ formé lors de la destruction de H_2CO est susceptible de présenter différentes structures selon les positions respectives des trois atomes d'hydrogène (Hiraoka et Kebarle 1975 et 1977).

En l'absence d'informations sur le mécanisme de cette réaction, on peut supposer qu'elle conduit soit à l'ion comprenant 3 atomes d'hydrogène équivalents, le seul qui sera noté H_3CO^+ dorénavant, avec un rapport de branchement α (inconnu mais vraisemblablement peu différent de 0,5), soit au formaldéhyde protoné H_2COH^+ , avec un rapport de branchement $(1-\alpha)$. (voir figures E3 et E4).

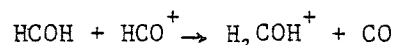
Les ions H_3CO^+ reforment le formaldéhyde par recombinaison dissociative avec un électron .

Les ions H_2COH^+ , eux, conduisent soit au formaldéhyde, soit à l'hydroxycarbène HCOH (voir Hoffman et Schaeffer 1981). (voir figure E5)

A partir de l'hydroxycarbène HCOH, enfin, il peut se reformer du formaldéhyde directement par la réaction



ou via le formaldéhyde protoné issu des 2 réactions principales



Etant donnée la multiplicité des branchements (de rapports inconnus) qui interviennent dans ce cycle destruction / formation du formaldéhyde, il est impossible d'indiquer la valeur du rapport ortho / para auquel il conduit.

Tout au plus pouvons-nous estimer la contribution de certaines de ses voies.

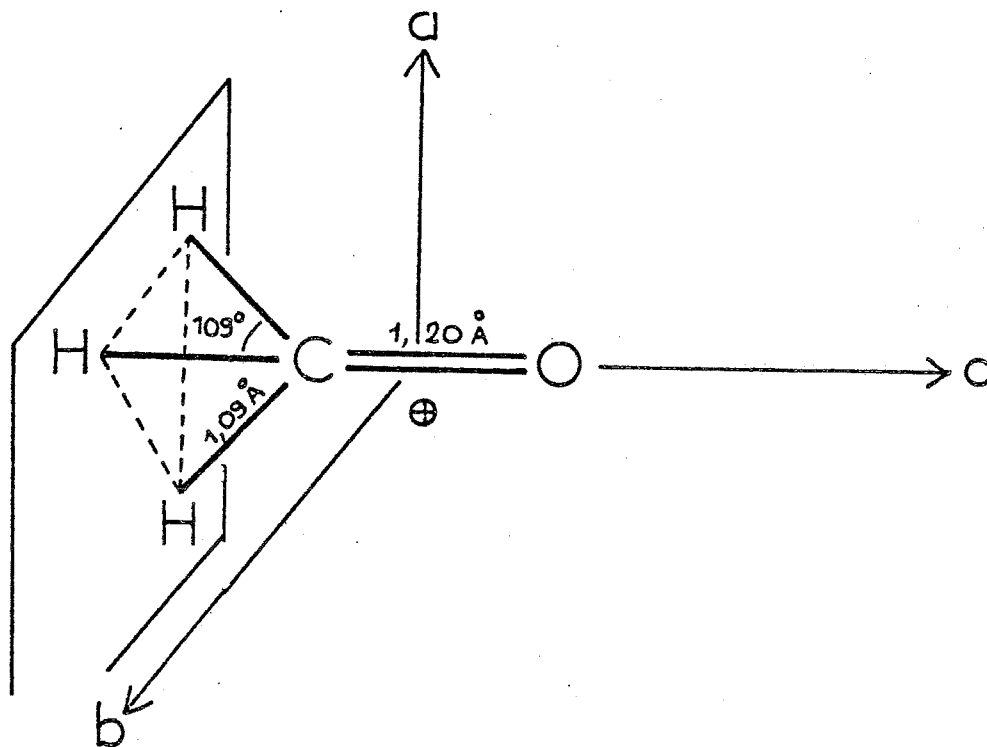


Figure E3 : Géométrie et axes principaux d'inertie de l'ion H_3CO^+ .

Les longueurs et angles de liaison C - H sont typiques de groupements méthyle (voir Townes et Schawlow 1975); la longueur de la liaison C = O est prise identique à celle du formaldéhyde. Les axes a et b sont parallèles au plan des trois atomes H, l'axe de symétrie d'ordre 3, c, lui est perpendiculaire.

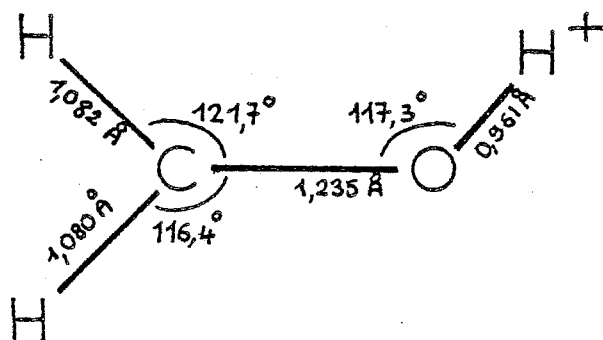


Figure E4 : Géométrie du formaldéhyde protoné H_2COH^+ (d'après Hoffman et Schaeffer, 1981)

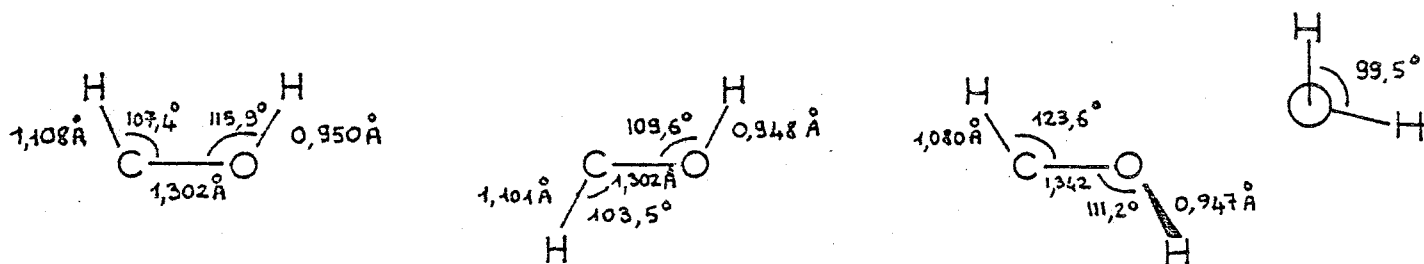
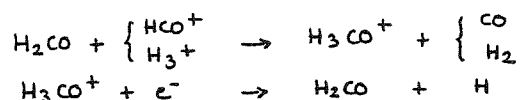


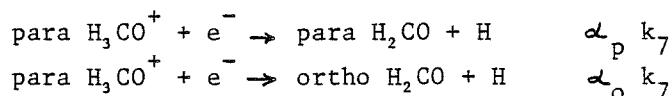
Figure E5 : Les différents isomères de l'hydroxycarbène HCOH (d'après Hoffman et Schaeffer).

Pour le cycle

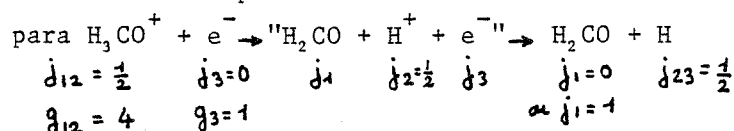


la réaction qui gouverne le rapport ortho / para est la recombinaison dissociative de H_3CO^+ avec un électron (en effet, les réactions de destruction de H_2CO par H_3^+ et par HCO^+ sont supposées s'effectuer avec la même constante de réaction pour l'ortho et le para formaldéhyde car ce sont des réactions type ion-molécule).

L'ion H_3CO^+ se différencie en formes ortho et para d'une façon analogue à CH_3^+ . L'ortho H_3CO^+ ne peut conduire qu'à l'ortho formaldéhyde donc les seuls rapports de branchement à déterminer pour exprimer le rapport ortho / para de H_2CO sont ceux des réactions



Ils se calculent selon la méthode générale exposée plus haut avec la correspondance suivante entre molécules et spins



Entre les deux réactions à étudier, seule diffère la valeur du spin associé au formaldéhyde; la probabilité de la réaction d'addition de spins n'en dépend pas, il vient donc

$$\alpha_o = \alpha_p = 1/2$$

Le rapport ortho / para du formaldéhyde dû à ce seul mécanisme s'exprime alors par

$$\frac{[\text{ortho } \text{H}_2\text{CO}]}{[\text{para } \text{H}_2\text{CO}]} = \frac{[\text{ortho } \text{H}_3\text{CO}^+] + \frac{1}{2} [\text{para } \text{H}_3\text{CO}^+]}{\frac{1}{2} [\text{para } \text{H}_3\text{CO}^+]}$$

soit

$$\frac{[\text{ortho } \text{H}_2\text{CO}]}{[\text{para } \text{H}_2\text{CO}]} = 1 + 2 \frac{[\text{ortho } \text{H}_3\text{CO}^+]}{[\text{para } \text{H}_3\text{CO}^+]}$$

Il nous faut donc déterminer le rapport ortho / para de l'ion H_3CO^+ .

Le mécanisme qui régit ce rapport est vraisemblablement la thermalisation de H_3CO^+ avec H_2 (voir annexe) analogue à la thermalisation de CH_3^+ avec H_2 .

Le rapport ortho / para de H_3CO^+ est alors son rapport thermique, qui peut en principe se calculer de la même façon que pour CH_3^+ .

Un tel calcul nécessite la connaissance des constantes de rotation, donc de la géométrie de la molécule. Faute d'avoir trouvé dans la littérature d'indications à ce sujet, nous avons été amenés à faire des hypothèses sur les longueurs et les angles de liaison de cet ion, par analogie avec les molécules comportant un groupement méthyle (CH_3) et en supposant la même longueur de liaison $\text{C}=\text{O}$ que dans la molécule de formaldéhyde. La géométrie résultante est résumée dans la figure E3 et les cons-

tantes de rotation correspondant aux axes a,b,c indiqués sont les suivantes

$$A = B = 34,86 \text{ GHz} = 1,74 \text{ K}$$

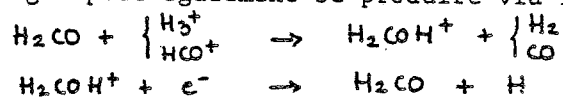
$$C = 160,24 \text{ GHz} = 8,01 \text{ K}$$

Une fois "déterminées" ces constantes, le calcul du rapport ortho / para de H_2CO^+ est identique à celui du rapport ortho / para de CH_3^+ .

Tous calculs faits, on obtient une valeur de 2,07 à une température de 10 K et de 1 à 70 K.

Le rapport ortho / para du formaldéhyde qui s'en déduit est égal à 5,14 à 10 K et à 3 à une température de 70 K.

Un cycle analogue peut également se produire via le formaldéhyde protoné

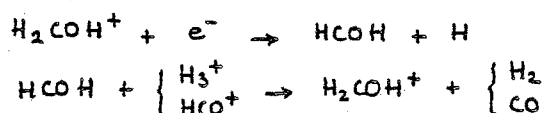


Contrairement au formaldéhyde, l'ion H_2COH^+ ne possède pas d'axe de symétrie d'ordre 2: l'existence du proton lié à l'atome d'oxygène crée une dissymétrie entre les deux atomes d'hydrogène liés à l'atome de carbone (voir figure E4).

Cette molécule est à rapprocher des espèces qui, comme le méthanol CH_3OH , présentent des rotations internes empêchées (voir Lin et Swalen 1959); en l'absence d'étude détaillée des niveaux d'énergie et des règles de sélection entre niveaux de l'ion H_2COH^+ , il est impossible de déterminer à quelles fractions d'ortho et de para formaldéhyde conduit la recombinaison dissociative de cet ion avec un électron.

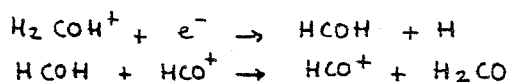
En revanche, il est possible d'évaluer les contributions des voies de retour de H_2COH^+ à H_2CO via l'hydroxycarbène HCOH .

La voie



n'a aucune contribution propre au rapport ortho / para puisqu'elle redonne H_2COH^+ .

Par contre les mécanismes



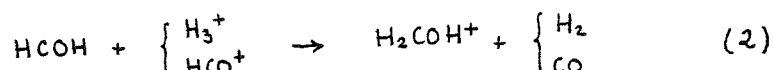
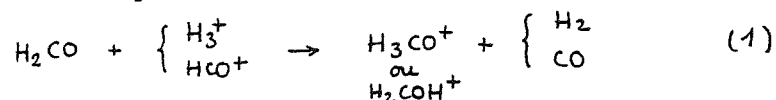
contribuent à rapprocher le rapport ortho / para du formaldéhyde de la valeur 3, quelle que soit la température.

En effet, ni l'ion HCO^+ ni la molécule HCOH ne possèdent de symétrie ortho / para, l'échange d'un proton de HCOH à HCO^+ conduit donc aléatoirement à l'ortho ou au para formaldéhyde. Ces deux espèces sont alors formées dans le rapport des poids statistiques de spins nucléaires, c'est-à-dire 3 pour l'ortho formaldéhyde et 1 pour le para formaldéhyde.

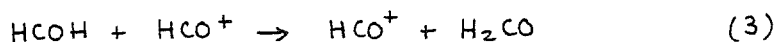
Il nous faut maintenant comparer le temps caractéristique de ces mécanismes avec les temps caractéristiques τ_1 et τ_2 qui correspondent respectivement à la formation directe et à la thermalisation par HCO^+ de H_2CO .

Les différents cycles de destruction / formation de H_2CO que nous avons indiqués comportent 3 types de réactions :

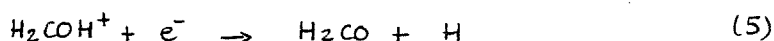
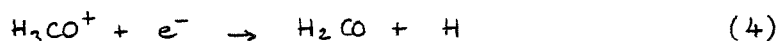
- destruction de H_2CO (ou de HCOH) :



- conversion $\text{HCOH} / \text{H}_2\text{CO}$:



- recombinaison dissociative de H_3CO^+ (ou de H_2COH^+) :



Les abondances des espèces HCOH et H_2COH^+ sont inconnues, il n'est donc pas possible de déterminer les temps caractéristiques des réactions (3), (2), (5) et (6). Nous nous contenterons donc d'estimer le temps caractéristique de destruction de H_2CO par HCO^+ et H_3^+ :

$$\tau_3 = \frac{1}{k_5 n(\text{HCO}^+) + k_6 n(\text{H}_3^+)}$$

et de formation de H_2CO par recombinaison dissociative de H_3CO^+ :

$$\tau_4 = \frac{n(\text{H}_2\text{CO})}{k_7 n(\text{H}_3\text{CO}^+) n(e^-)}$$

D'après les valeurs des abondances fournies par Prasad et Huntress dans le cadre de leur modèle IV ($T_K = 50 \text{ K}$, $n_{\text{H}_2} = 4 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$) on calcule

$$\tau_3 = 8,9 \cdot 10^4 \text{ ans (les valeurs de } k_5 \text{ et de } k_6 \text{ sont celles de Graedel et al)}$$

et $\tau_4 = 2,6 \cdot 10^4 \text{ ans}$

C'est donc le mécanisme de destruction de H_2CO qui impose son temps caractéristique τ_3 au processus d'interconversion. Il est 3 à 4 fois plus grand que le temps de formation directe de H_2CO . Le rapport ortho / para du formaldéhyde dans les nuages

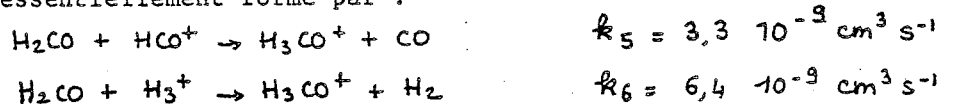
chauds ($T_K = 50$ K) et denses ($n_{H_2} = 4 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$) comme Orion semble donc être régi principalement par la formation de la molécule H_2CO et comme nous l'avons vu ce mécanisme conduit à un rapport égal à 3.

Dans les conditions physiques des nuages froids ($T_K = 10$, $n_{H_2} = 2,5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$) ou ($T_K = 10$ K, $n_{H_2} = 10^5 \text{ cm}^{-3}$), les abondances calculées par Graedel et al conduisent respectivement à :

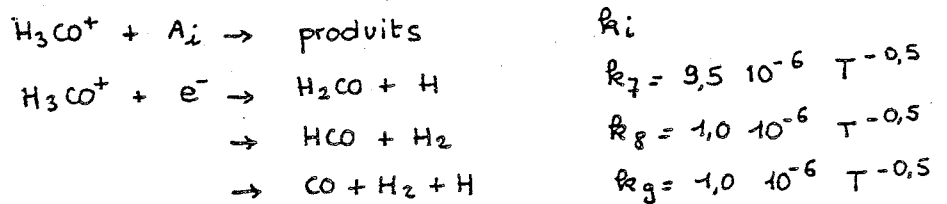
$$\begin{aligned} \tau_3 &= 3,9 \cdot 10^4 \text{ ans} \\ \text{et } \tau_3 &= 2,3 \cdot 10^4 \text{ ans.} \end{aligned}$$

L'abondance de H_3CO^+ , elle, n'est pas indiquée par Graedel et al mais elle se calcule aisément :

H_3CO^+ est essentiellement formé par :



et détruit par réactions ion molécule et par recombinaison avec un électron :



En égalant les taux de formation et de destruction de H_3CO^+ on obtient :

$$n(H_3CO^+) = \frac{[k_5 n(HCO^+) + k_6 n(H_3^+)] n(H_2CO)}{(k_7 + k_8 + k_9) n(e^-) + \sum_i k_i n(A_i)}$$

La recombinaison de H_3CO^+ avec un électron est plus rapide que les autres processus de destruction de H_3CO^+ donc :

$$n(H_3CO^+) \simeq \frac{[k_5 n(HCO^+) + k_6 n(H_3^+)] n(H_2CO)}{(k_7 + k_8 + k_9) n(e^-)}$$

Dans les 2 conditions ($T_K = 10$ K, $n_{H_2} = 2,5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$), ($T_K = 10$ K, $n_{H_2} = 10^5 \text{ cm}^{-3}$) le calcul de l'abondance de H_3CO à partir des abondances indiquées par Graedel et al donne :

$$\begin{aligned} x(H_3CO^+) &= \frac{n(H_3CO^+)}{n(H_2)} = 2,5 \cdot 10^{-13} \\ \text{et } x(H_3CO^+) &= 2,1 \cdot 10^{-13} \end{aligned}$$

et le temps caractéristique τ_4 a pour valeurs respectives :

$$\begin{aligned} \tau_4 &= 6,5 \cdot 10^4 \text{ ans} \\ \text{et } \tau_4 &= 2,8 \cdot 10^4 \text{ ans} \end{aligned}$$

Le temps de formation et de destruction de H_2CO dans le mécanisme d'interconversion sont tout-à-fait comparables et ils sont légèrement inférieurs au temps de thermalisation de H_2CO qui est lui-même un peu plus court que le temps de formation du formaldéhyde par la réaction $CH_3 + O$.

Avant de conclure sur la valeur théorique du rapport ortho / para du formaldéhyde, il nous reste à vérifier que l'hypothèse d'équilibre chimique qui soutend tous nos calculs est justifiée c'est-à-dire que les temps caractéristiques des réactions qui interviennent dans ce calcul sont plus courts que la durée de vie typique des nuages moléculaires.

Selon que l'on considère que les nuages moléculaires sont formés dans les ondes de choc de densité de la structure spirale de la Galaxie (voir par exemple Cohen et al 1980) ou peuvent survivre à plusieurs passages à travers les bras (voir par exemple Solomon et al 1979), les estimations de durée de vie des nuages moléculaires varient entre quelques 10^7 ans et plus de 10^9 ans. Ces temps sont donc considérablement plus longs que les temps caractéristiques des diverses réactions qui régissent le rapport ortho / para du formaldéhyde et l'hypothèse d'équilibre chimique est amplement justifiée.

En conclusion de cette étude des processus chimiques qui régissent le rapport ortho / para du formaldéhyde, il apparaît qu'il convient de distinguer le cas des nuages chauds et denses (comme Orion) et celui des nuages sombres (comme TMC 1 et L 183).

Dans le premier cas, le mécanisme dominant est semble-t-il la formation de la molécule par la réaction :



Il conduit à un rapport ortho / para du formaldéhyde qui dépend du rapport ortho / para thermalisé de CH_3^+ par la relation :

$$\frac{[\text{ortho } H_2CO]}{[\text{para } H_2CO]} = 1 + 2 \frac{[\text{ortho } CH_3^+]}{[\text{para } CH_3^+]}$$

Ce qui lui confère une valeur qui dépend de la température et qui est au moins égale à 3.

Dans le cas des nuages sombres la thermalisation de H_2CO et l'interconversion en 2 étapes (ou plus) semblent un peu plus rapides que la formation de la molécule. Le premier mécanisme conduit à un rapport ortho / para fonction de la température et au plus égal à 3 ; le second est beaucoup plus complexe et en l'absence d'indications sur les rapports de branchement qu'il comporte il n'est pas possible d'indiquer la valeur du rapport ortho / para auquel il conduit.

Trois mécanismes au moins sont susceptibles de participer à cette valeur :

- le cycle via H_3CO^+ conduit à un rapport au moins égal à 3
- le cycle via H_2COH^+ à un rapport non déterminé
- le cycle via H_2COH^+ et HCOH à un rapport égal à 3.

L'étude théorique du rapport d'abondances ortho / para du formaldéhyde qui vient d'être exposée s'est limitée aux processus chimiques en phase gazeuse.

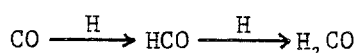
Il faut noter que le rôle des grains pourrait être non négligeable : non seulement les molécules de formaldéhyde formées en phase gazeuse sont susceptibles d'être adsorbées sur les grains, mais de plus il n'est pas exclu que la formation de H_2CO sur les grains soit un phénomène important.

Selon Léger (1982), le temps de collision du gaz sur des grains sphériques de 0,1 μm de rayon, d'une densité de 2 g cm^{-3} et d'une température de 10 K pourrait s'exprimer par :

$$t_{\text{coll}} = 3 \cdot 10^5 \left(\frac{10^4}{n_{\text{H}}} \right) \text{ années}$$

Pour des densités de 10^4 à 10^6 cm^{-3} supposées dans les nuages froids et dans Orion, ce temps de collision varierait de quelques 10^5 à quelques 10^3 ans, et serait donc comparable ou plus court que les temps caractéristiques des réactions chimiques en phase gazeuse.

La formation de la molécules de H_2CO sur les grains pourrait, d'après Tielens (1982) s'effectuer selon la chaîne suivante :



et selon cet auteur, les manteaux des grains pourraient contenir jusqu'à plus d'un tiers de formaldéhyde.

Le rapport d'abondances des espèces ortho et para adsorbées ou formées sur les grains semble pouvoir être thermalisé à la température des grains par précession relative des spins des atomes d'hydrogène (voir Cheung et al 1969); il n'est pas impossible non plus que des réactions chimiques du type



contribuent à ce rapport (Tielens, 1982.).

Quels que soient les processus d'interconversion ortho / para du formaldé-

hyde sur les grains, la désorption des molécules est une étape majeure de l'éventuelle contribution des grains au rapport d'abondances.

A haute température, la désorption thermique paraît être un processus efficace (Léger 1982); elle libèrerait les molécules ortho et para formaldéhyde dans le rapport d'abondance thermique à la température des grains (c'est à dire vraisemblablement 3 dans un nuage comme Orion).

Dans les nuages plus froids, la désorption des molécules demeure un problème essentiel de toute la chimie sur les grains : les mécanismes connus ne semblent pas capables de libérer de grandes quantités de molécules (tout du moins dans les régions écrantées du rayonnement UV comme celles où l'on observe le formaldéhyde). En outre, il n'est pas exclu que l'évaporation à basse température modifie elle-même le rapport d'abondances ortho / para. (Morris et al 1973)

Cette très rapide évocation du rôle des grains dans l'interconversion ortho / para du formaldéhyde conduit donc à des conclusions très similaires à celles que l'on tire de l'étude des processus chimiques en phase gazeuse : Dans les nuages chauds comme Orion, la thermalisation des molécules sur les grains pourrait, elle aussi, contribuer à une valeur égale à 3 du rapport ortho / para. Dans les nuages plus froids, le problème semble beaucoup plus délicat et reste à l'heure actuelle ouvert.

F - Comparaison des résultats expérimentaux et théoriques. Conclusions.

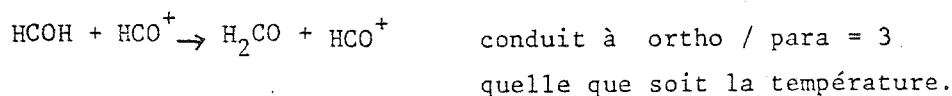
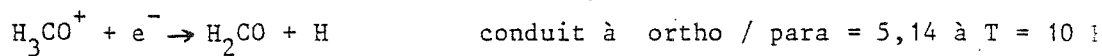
Ainsi que nous l'avons dit plus haut, le calcul théorique du rapport d'abondances ortho / para du formaldéhyde que nous avons effectué en examinant les processus chimiques qui dominent l'interconversion ou la répartition des molécules entre espèces ortho et para, doit expliquer le comportement qualitatif de ce rapport, déduit des observations dans trois nuages: plus le nuage est chaud et dense, plus le rapport ortho / para semble élevé.

Il nous faut également si possible, rendre compte des valeurs observées: voisine de 3 dans le cas d'Orion et apparemment voisine de 2 ou inférieure à 2 dans le cas des deux nuages froids (l'analyse des observations actuellement effectuées dans TMC 1 ne permet pas d'attribuer une valeur plus précise au rapport, quant au modèle à deux composantes élaboré pour expliquer l'allure des spectres détectés dans L 183, la qualité médiocre du rapport signal / bruit des profils expérimentaux nous empêche d'accorder une grande confiance à la valeur 1,75 du rapport ortho / para qu'il suppose).

Dans le cas d'Orion, à une température de 70 K, la formation directe de la molécule de H_2CO conduit à une valeur du rapport ortho / para de 3 (celui de CH_3^+ dont il dépend est égal à 1). Cette valeur est en accord avec la valeur expérimentale. En outre, les deux autres processus examinés ont également pour effet de conduire à un rapport ortho / para du formaldéhyde égal à 3: à 70 K le rapport thermique de H_2CO est égal à 3 et celui de H_3CO^+ est égal à 1.

Pour les nuages froids, les trois mécanismes étudiés (formation directe de H_2CO , thermalisation et interconversion en plusieurs étapes) semblent avoir des constantes de temps peu différentes (le premier processus est peut-être un peu plus lent). Ils vont donc tous contribuer à la valeur du rapport ortho / para du formaldéhyde.

La thermalisation de H_2CO à une température de 10 K conduit à un rapport de 1,5. Pour le processus d'interconversion dont la première étape est la destruction de H_2CO par H_3^+ et HCO^+ , il n'est pas possible, comme nous l'avons souligné plus haut, d'indiquer la valeur à laquelle il conduit tant que les rapports de branchements des divers processus qui reforment H_2CO ne sont pas connus. Nous avons estimé la contribution de 2 des voies de retour au formaldéhyde:



Quant au processus de formation directe de H_2CO à partir de CH_3 , il conduit à un rapport ortho / para égal à 6,7 (à une température de 10 K, le rapport ortho / para de CH_3^+ dont il dépend est égal à 2,9).

Comme on le voit la situation pour les nuages froids est fort confuse: les valeurs des contributions au rapport ortho / para des divers mécanismes chimiques étudiés s'échelonnent de 1,5 à 6,7 sans qu'il soit possible de déterminer le mécanisme dominant. De plus la valeur expérimentale du rapport ortho / para du formaldéhyde est elle même entachée d'incertitudes considérables.

Il est alors pratiquement impossible d'établir si les résultats expérimentaux s'accordent aux résultats théoriques. Tout au plus peut-on suggérer qu'une valeur inférieure à 3 de ce rapport favoriserait la thermalisation de H_2CO . Cependant la valeur 3 à laquelle conduit le mécanisme d'interconversion via H_2COH^+ et HCOH ne peut pas non plus être écartée. En revanche, l'interconversion via H_3CO^+ et plus encore la formation directe de H_2CO à partir de CH_3 semblent conduire à des valeurs du rapport ortho / para assez difficiles à concilier avec les observations.

La conclusion qui peut être tirée de cette étude à la fois expérimentale et théorique du rapport d'abondances ortho / para du formaldéhyde reflète bien les nombreuses incertitudes qui limitent notre connaissance des nuages moléculaires:

- Incertitudes quant à l'interprétation des observations moléculaires, quant à la résolution, nécessairement simplificatrice, des problèmes de transfert de rayonnement.

- Incertitudes également sur les phénomènes chimiques dans les nuages moléculaires: les modèles existant sont loin de prédire toutes les abondances et toutes les variations d'abondances observées, de nombreuses espèces chimiques capitales (en premier lieu la molécule d'hydrogène) ne sont pas ou difficilement observables; enfin les mécanismes de formation ou de réaction sur les grains sont largement incompris et souvent négligés, sauf en ce qui concerne la formation de la molécule d'hydrogène.

Compte-tenu de toutes ces limites, nous avons déduit des observations de H_2CO et de son isotope H_2^{13}CO , une valeur voisine de 3 du rapport d'abondance ortho/para dans Orion qui demande à être confirmée par de nouvelles observations (en particulier en raison de l'existence possible d'un milieu émetteur non homogène). Dans les nuages froids, le phénomène d'auto-absorption ne nous a permis que de suggérer une valeur du rapport inférieure à 3. Des observations complémentaires pourraient, nous l'espérons, confirmer ce résultat et peut-être permettre une réelle détermination du rapport ortho / para du formaldéhyde dans les nuages sombres.

L'étude des mécanismes chimiques mettant en jeu l'ortho et le para formaldéhyde fournit des résultats compatibles avec les observations dans Orion. En revanche pour les nuages froids, il n'est pas possible de se prononcer sur la concordance des valeurs expérimentale et théorique, la première étant fort incertaine et la seconde actuellement impossible à préciser.

Une détermination claire du rapport ortho / para du formaldéhyde dans les nuages sombres, et si possible dans des nuages de température intermédiaire entre 10 et 70 K, pourrait peut-être imposer quelques contraintes sur les efficacités des divers mécanismes qui sont susceptibles de régir les abondances respectives de l'ortho et du para formaldéhyde et contribuer à l'étude des constantes de réaction et des rapports de branchement de ces multiples processus.

En tout état de cause, il faut souligner que l'hypothèse d'un rapport d'abondances ortho / para égal à 3 qui soutendait toutes les déterminations de densité projetée du formaldéhyde à partir de l'observation des raies de l'espèce ortho semble être mise en défaut, au moins dans les nuages moléculaires moins chauds qu'Orion (et même dans ce dernier cas, c'est presque fortuitement que les mécanismes chimiques, dont les principaux ne semblent pas être ceux qui régissent la valeur terrestre, conduisent à un rapport égal à 3).

Il faut également souligner que l'écart à la valeur terrestre du rapport ortho / para dans les nuages moléculaires est un phénomène susceptible d'affecter d'autres molécules comme H_2NCH , $\text{H}_2\text{C}_2\text{O}$, SO_2 (voir S. Lafont 1981), NH_3 , H_2 et peut être certaines espèces comprenant un groupement méthyle.

Cependant à l'exclusion de NH_3 et de H_2 , il paraît vraisemblable qu'une telle étude, tant du point de vue expérimental que du point de vue théorique, risque tout du moins dans un proche avenir, de se heurter à des difficultés considérables étant données celles que nous avons rencontrées dans le cas du formaldéhyde, molécule beaucoup plus abondante et dont la chimie est bien mieux connue.

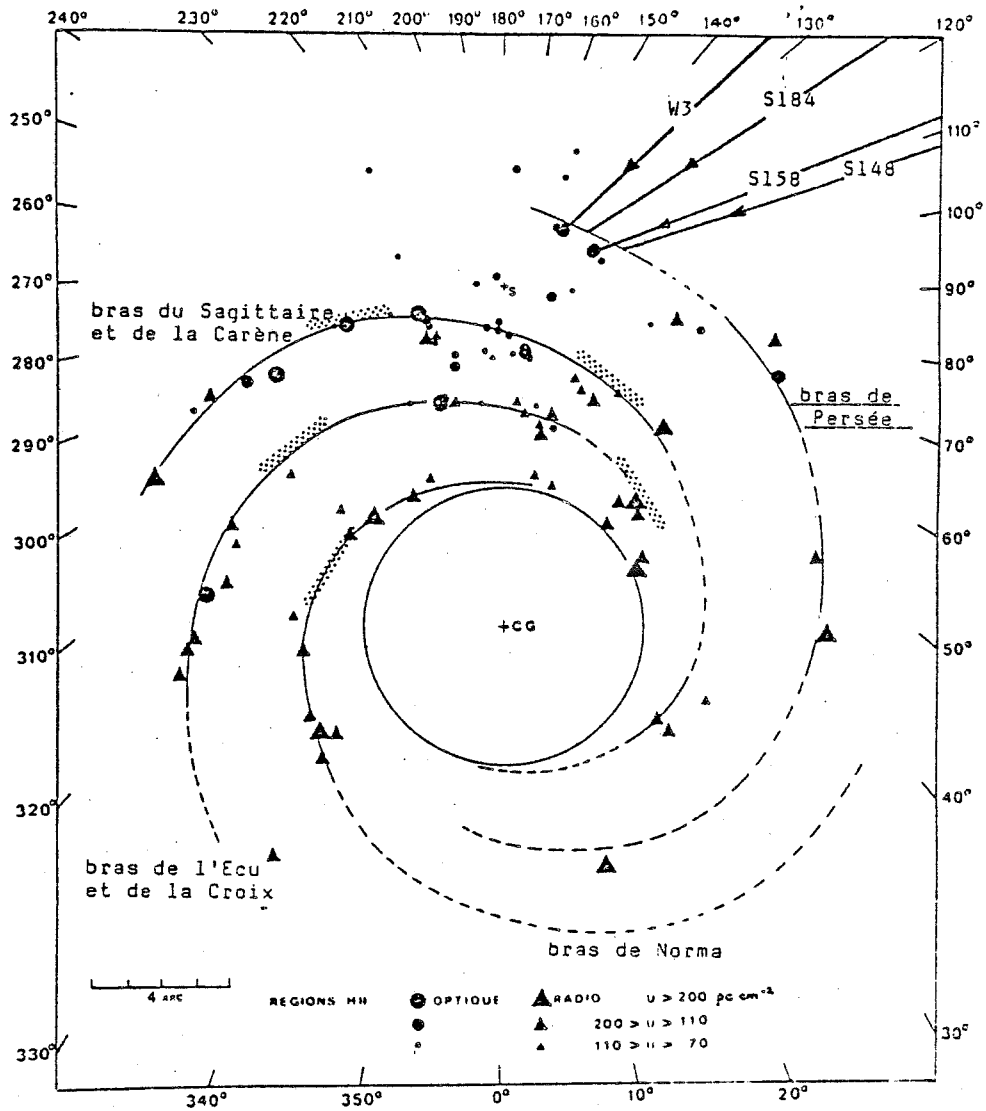
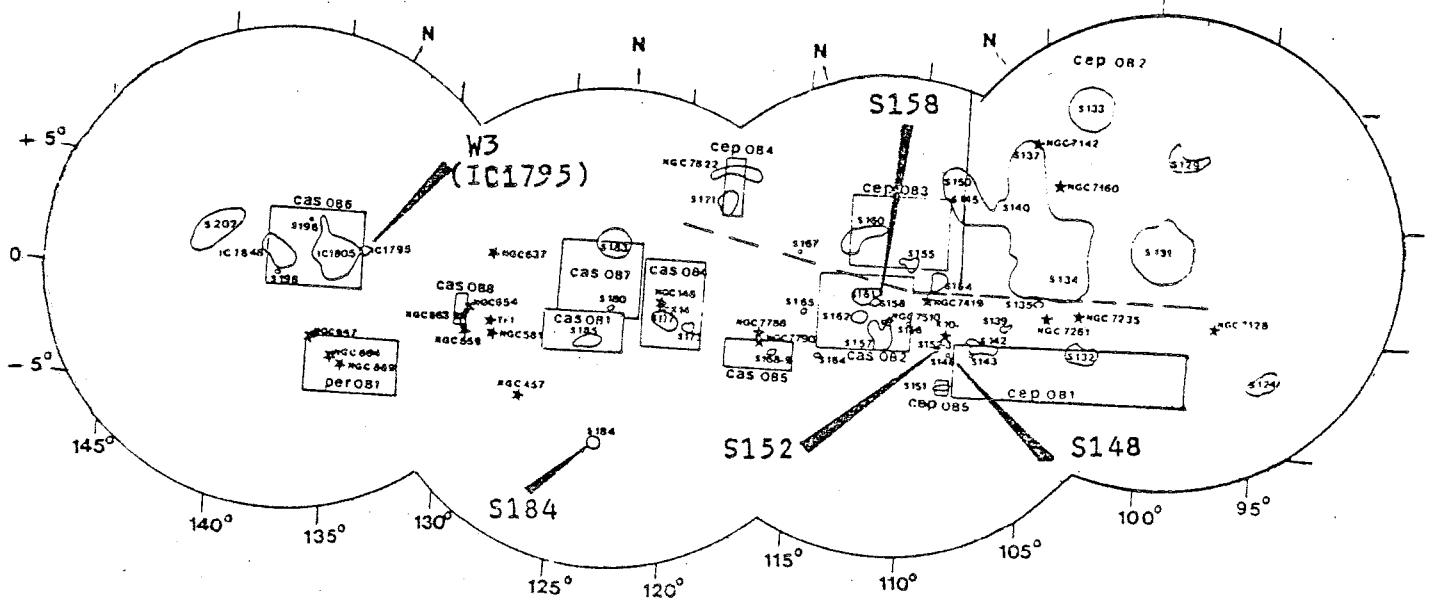


Figure A1 : Situation des 4 nuages moléculaires observés en projection sur le plan de la Galaxie (ci-dessus), et localisation de des objets dans le bras de Persée (ci-dessous). Les 2 figures sont tirées de la thèse de Y. Georgelin (1975).



- CHAPITRE III -

OBSERVATIONS MILLIMÉTRIQUES DE QUATRE NUAGES MOLECULAIRES

A - INTRODUCTION

Le travail exposé ici ne se veut absolument pas une étude détaillée des caractéristiques de quatre nuages moléculaires. Les observations que nous présentons ne sont que les premières données d'un programme à plus long terme et leur interprétation elle-même est, comme nous le verrons, loin d'être achevée.

Avant de passer à l'examen proprement dit des données expérimentales nous allons justifier rapidement le choix des nuages, ainsi que des transitions millimétriques observées. Nous décrirons ensuite très brièvement les conditions dans lesquelles ces observations ont été effectuées.

1. Choix des nuages moléculaires.

Les quatre nuages choisis répondent à un certain nombre de critères communs, tant du point de vue de leur nature, que de leur situation dans la Galaxie ou des observations dont ils ont fait l'objet :

- Ils ont été cartographiés au moins partiellement en émission CO (J = 1-0), mais n'ont pas été observés à grande échelle en émissions ^{13}CO (J = 1-0) et HCO^+ (J = 1-0).

(Deux d'entre eux, W3 et S158/S159, ont donné lieu à de nombreuses observations moléculaires, mais presque toutes limitées à quelques points du nuage).

- Ils sont suffisamment vastes pour être cartographiés avec une résolution angulaire de 5 minutes d'arc (diamètre à mi-puissance du lobe de l'antenne de Bordeaux avec laquelle nous avons travaillé).

- Ils ont une situation quasi-circumpolaire (ils sont tous situés dans le bras de Persée, voir figure A 1), ce qui les rend visibles à 30° au dessus de l'horizon environ une quinzaine d'heures par jour à Bordeaux. (Ce critère est loin d'être négligeable étant donnée la qualité relativement médiocre du site de l'antenne pour les observations millimétriques).

nuage moléculaire	région HII de référence	α (1950)	δ (1950)	l_{II}	b_{II}	V_{LSR} (km/s)	D (kpc)
S147 / S153	S148	22 ^h 54 ^m 06,0 ^s	58°15,0'	108,3°	-1,05°	-54,0	4,5
S184	S184 (NGC 281)	00 ^h 49 ^m 17,1 ^s	56°17,0'	123°	-6,3°	-30,5	2,2
S158 / S159	S158 (NGC 7538)	23 ^h 11 ^m 37,0 ^s	61°12,0'	111,5°	0,78°	-60,0	3,5
W3	W3	02 ^h 21 ^m 55,0 ^s	61°54,0'	133,7°	1,24°	-41,0	2,0

Tableau A1 : Positions et vitesse dans le référentiel local du point de référence (0,0) de chaque nuage moléculaire. La dernière colonne indique la distance D que nous avons adoptée pour chaque nuage.

raie	fréquence (GHz)	D_L	T_{sys} (DB) (K)	T_{sys} (SB) (K)	σ_v (km/s)
^{13}CO (J=1-0)	110,201370	4,4 '	1200 - 1400*		0,27
HCO^+ (J=1-0)	89,188522	5,4 '		600 - 800	0,34
HCN (J=1-0)	88,631844	5,4 '		400 - 600	0,34
$H^{13}CO^+$ (J=1-0)	86,754333	5,5 '		600	0,35

Tableau A2 : Caractéristiques de l'antenne et du récepteur aux quatre fréquences observées. Les température de système simple bande (SB) et double bande (DB) indiquées correspondent aux conditions moyennes d'observation. D_L est le diamètre du lobe à mi-puissance, σ_v est la résolution en vitesse de chaque canal de 100 kHz.

* ces valeurs, assez élevées, ont été obtenues avant que le récepteur ne soit optimisé à la fréquence de la raie ^{13}CO (J=1-0).

- Ils sont associés à une ou plusieurs régions d'hydrogène ionisé (régions HII) excitées par des étoiles chaudes et massives (étoiles O ou B).

- Ils semblent être le siège d'une active formation d'étoiles : présence de régions HII compactes ou ultracompactes, de sources infrarouge, de masers H_2O et OH, et même, dans le cas de S158/S159, du seul maser H_2CO connu.

Les coordonnées équatoriales et galactiques du point de référence (noté (0,0) sur les cartes ci-après) de chaque nuage et qui correspond généralement au centre de la (ou d'une des) régions HII associées au nuage, ainsi que la vitesse de cette région HII dans le référentiel local (V_{LSR}) sont indiquées dans le tableau A 1.

2. Choix des transitions moléculaires.

Outre une limitation conjoncturelle liée aux fréquences de travail du récepteur de l'antenne de Bordeaux, ce choix répond à un certain nombre d'objectifs,

La transition ^{13}CO ($J = 1-0$) est facilement excitée et permet donc de cartographier les nuages moléculaires jusque dans les régions périphériques et ce, sans qu'il soit nécessaire d'atteindre des temps d'intégration importants pour obtenir un rapport signal / bruit satisfaisant. De plus, contrairement à celle de l'isotope principal CO, cette raie n'est pas aussi aisément saturée ni auto-absorbée et sa profondeur optique est généralement modérément forte. Ces caractéristiques la rendent particulièrement précieuse pour la détermination de la masse des nuages moléculaires (dans la limite, très restrictive il est vrai, où la distance des nuages, et surtout l'abondance de ^{13}CO par rapport à l'hydrogène sont bien connues). En outre, il semble exister une forte corrélation entre extinction visuelle et densité projetée de ^{13}CO qui peut apparemment être étendue aux régions denses des nuages où la détermination de l'extinction visuelle par comptage d'étoiles est impossible (voir Dickman 1978). En revanche la chimie de cette molécule pose des problèmes délicats (fractionation chimique, condensations sur les grains, comportement hors d'équilibre) qui font en particulier peser de lourdes incertitudes sur la valeur du rapport d'abondance $^{13}CO / H_2$, donnée essentielle à la détermination de la masse des nuages moléculaires.

Les caractéristiques de l'émission HCO^+ ($J = 1-0$) sont très complémentaires de celle de la raie ^{13}CO ($J = 1-0$). Son observation permet en principe de délimiter les régions un peu denses des nuages moléculaires (encore que, nous le verrons, nos observations semblent prouver que l'étendue des régions visibles en

HCO^+ est tout-à-fait comparable à celle de l'émission ^{13}CO). En revanche la grande profondeur optique de cette transition complique considérablement l'interprétation des spectres observés (existence d'auto-absorption, de diffusion par les régions peu denses...).

La transition ($J = 1-0$) de HCN n'a été utilisée ici que comme traceur de régions denses. L'existence de structure hyperfine souvent mal résolue rend en effet fort délicate une interprétation des raies observées en termes de paramètres physiques chiffrés du nuage moléculaire.

L'observation de la raie ($J = 1-0$) de l'isotope H^{13}CO^+ , enfin, permet souvent d'obtenir des informations sur l'auto-absorption de HCO^+ qui se manifeste dans la direction des régions denses (dans les régions denses où l'on observe H^{13}CO^+ , les problèmes de fractionations chimiques sont semble-t-il moins dramatiques que dans le cas de ^{13}CO et la valeur du rapport d'abondance $\text{H}^{13}\text{CO}^+/\text{HCO}^+$ est sans doute mieux connue que celle du rapport $^{13}\text{CO}/\text{HCO}^+$).

3. Modalités et conditions d'observations.

Le récepteur millimétrique de l'antenne de 2,50 de diamètre de l'Observatoire de Bordeaux a été mis en service dans les premiers mois de l'année 1980. Une étude détaillée en a été faite par Baudry *et al* (1980).

Les principales caractéristiques de cet équipement aux fréquences des raies HCO^+ ($J = 1-0$) et ^{13}CO ($J = 1-0$) sont résumées dans le tableau A 2 (les résolutions en vitesse indiquées correspondent à la résolution spectrale de 100 kHz de chacun des 256 canaux du spectromètre).

Les observations que nous présentons ont été réalisées en mode "comparaison de fréquence". Chaque séquence de 5 mn d'intégration est précédée d'une calibration par comparaison entre un volet absorbant mobile devant le cornet et le ciel.

Dans la mesure du possible, compte tenu du taux élevé de vapeur d'eau de l'atmosphère à Bordeaux, nous nous sommes efforcés de travailler à des profondeurs optiques au zénith de 0,1 à 0,2 en HCO^+ (en tous cas n'excédant pas 0,3) et de 0,2 à 0,3 (0,4 tout au plus) en ^{13}CO .

Les cartes d'émissions ^{13}CO , HCO^+ (et HCN) ont été réalisées en effectuant des observations en des points distants de 5' (un lobe) dans les 2 directions, ascension droite et déclinaison.

Le niveau de bruit, caractérisé par son écart quadratique moyen σ , est généralement constant pour chaque nuage mais plus fort en ^{13}CO qu'en HCO^+ .

Les observations de l'une et l'autre molécule ont été étendues à la limite de détection des raies à la périphérie du nuage, compte tenu du niveau de bruit choisi.

Remarque : La présentation des observations et de leur interprétation suit exactement le même plan pour les quatre nuages. Les considérations communes aux quatre objets (méthodes de détermination de la distance, de la masse relations de Larson, auto-absorption des raies HCO^+ , hypothèses sur le comportement de l'émission HCO^+ ...) sont détaillées dans la première étude (celle du nuage S147/S153) et ne sont que rapidement rappelées dans les 3 autres.

B - LE NUAGE MOLECULAIRE S147 / S153

1. Introduction

Ce vaste nuage moléculaire du bras de Persée (cartographié dans son ensemble en $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ par Israël en 1980) est associé à deux groupes de régions HII: le premier, au sud, est constitué d'une région diffuse, S147 et de deux objets brillants et compacts, S148 et S149; l'autre se compose d'une source étendue et diffuse, S153 et d'une source plus compacte et plus intense, S152.

A proximité de S148/S149 et de S152, ont été détectées deux sources infra-rouge proche (Bergeat et al 1975, Frogel et Person 1972, Price et Walker 1976) AFGL 2991 et AFGL 3004 (la source infra-rouge AFGL 2999, également détectée en émission H_2O et OH, semble selon Thum et al (1981) être une étoile variable non associée au nuage).

Au voisinage de S152, Lo et al en 1975 puis Kazès et al en 1977 ont détecté deux sources d'émission OH.

Les observations radio de S148 et de S152 (Israël 1977, Felli et al 1978) conduisent à des densités électroniques de 500 à 1000 cm^{-3} et à des mesures d'émission de $3 \cdot 10^5 \text{ pc cm}^{-6}$, ce qui suggère que ces objets sont relativement jeunes.

Crampton et al (1978) attribuent à l'étoile excitatrice de S152 un type spectral O9V. Selon Heydari-Malayeri et Testor (1981), la structure d'ionisation observée au voisinage de S152 est effectivement compatible avec l'existence d'une étoile excitatrice unique de type O9V. De plus, ces auteurs élaborent un modèle "type champagne" de S152 où l'étoile excitatrice est située dans une cavité de gaz ionisé qu'elle a creusée à la surface du nuage moléculaire et dont s'échappe un flot de gaz ionisé et diffus.

Des deux régions HII S148 et S149, seule la plus brillante, S148, est associée à une émission radio à 6cm (Felli et Harten 1980). D'après Crampton et al (1978), les étoiles responsables de l'excitation de ces deux régions seraient respectivement de type O8V et BOV.

Ce rappel sommaire des caractéristiques des différents objets associés au nuage moléculaire indique que nous sommes en présence d'une région active de formation d'étoiles où coexistent vraisemblablement des objets jeunes d'âges différents (régions HII plus ou moins évoluées, sources infra-rouge...).

En outre, un reste de supernova (SNR G109.1-1.0) a été découvert à proximité du nuage moléculaire lors d'une cartographie du plan galactique à 0,610 GHz par Hughes et al (1980) et récemment les observations de rayons X de Gregory et

Fahlman (1980) menées grâce au satellite Einstein ont révélé l'existence d'une source X à la même position. Nous discuterons à la fin de ce chapitre l'association éventuelle de ce reste de supernova avec le nuage moléculaire.

2. Caractéristiques générales du nuage moléculaire

Les observations millimétriques des raies $J = 1-0$ de ^{13}CO , HCO^+ , HCN et H^{13}CO^+ ont été effectuées en décembre 1980 ainsi qu'en janvier et février 1981 avec l'antenne de 2,50 m de diamètre de l'Observatoire de Bordeaux. (Les conditions générales d'observation et les caractéristiques de l'antenne ont été indiquées précédemment).

Les émissions ^{13}CO , HCO^+ et HCN du nuage ont été cartographiées en observant un point toutes les 5 minutes d'arc (un lobe dans les deux directions). L'écart quadratique moyen du bruit (σ) est respectivement de l'ordre de 0,15 à 0,2 K en ^{13}CO , 0,10 K en HCO^+ , 0,05 à 0,08 K en HCN , ce qui correspond à environ 20 mn d'observation par molécule et par point. (Certains spectres représentatifs de chaque transition sont représentés dans la figure B1).

A partir de ces observations nous avons tracé les cartes d'isophotes de température de brillance maximale et d'aire des raies des molécules ^{13}CO , HCO^+ et HCN qui sont représentées dans les figures B2 à B7.

De plus la raie $J = 1-0$ de H^{13}CO^+ a été cherchée sans succès au voisinage de la région S148, au point noté (0,0) et tout juste détectée au voisinage de S152 au point noté (20,15). Les deux spectres correspondant sont représentés dans la figure B1.

La carte de température de brillance de la raie ^{13}CO présentée dans la figure B2 est très semblable à la carte CO d'Israël (à l'exclusion du maximum au sud des régions H II S147/149 qui n'avait pas été observé en CO): le nuage présente une forme allongée d'environ 1° de long et $15'$ de large, ce qui correspond à des dimensions linéaires de 80 et 20 pc si l'on suppose pour ce nuage une distance de 4,5 kpc (les problèmes de détermination de la distance du nuage seront examinés un peu plus loin). Les maxima principaux 1 et 2 sont clairement associés aux deux groupes de régions H II S152/153 et S148/149. Par contre, ni le fragment nord du nuage (4) ni le maximum le plus au sud (3) ne correspondent à des régions H II ou des sources infra-rouge connues. Il faut cependant noter que le fragment nord (4) est situé au voisinage d'une région d'émission radio découverte par Gregory et Fahlman (1981).

La carte d'isophotes d'aire de raies ^{13}CO est très semblable à la précédente ce qui

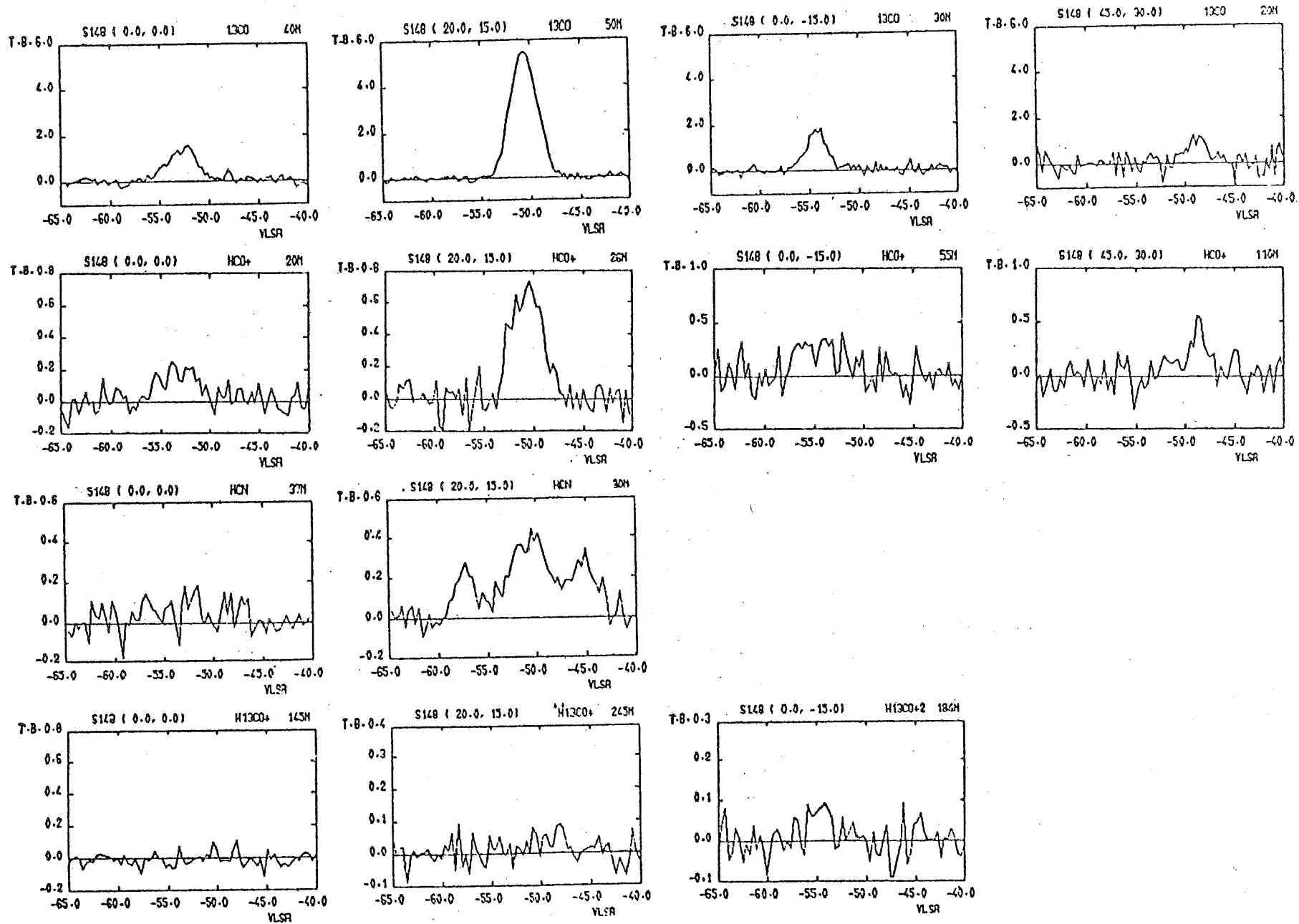


Figure B1 : Quelques spectres des transitions ($J=1-0$) des molécules ^{13}CO , HCO^+ , HCN et H^{13}CO^+ observés dans le nuage S147/S153. Au point noté (45, 30), la raie HCO^+ apparaît relativement forte par rapport à la raie ^{13}CO .

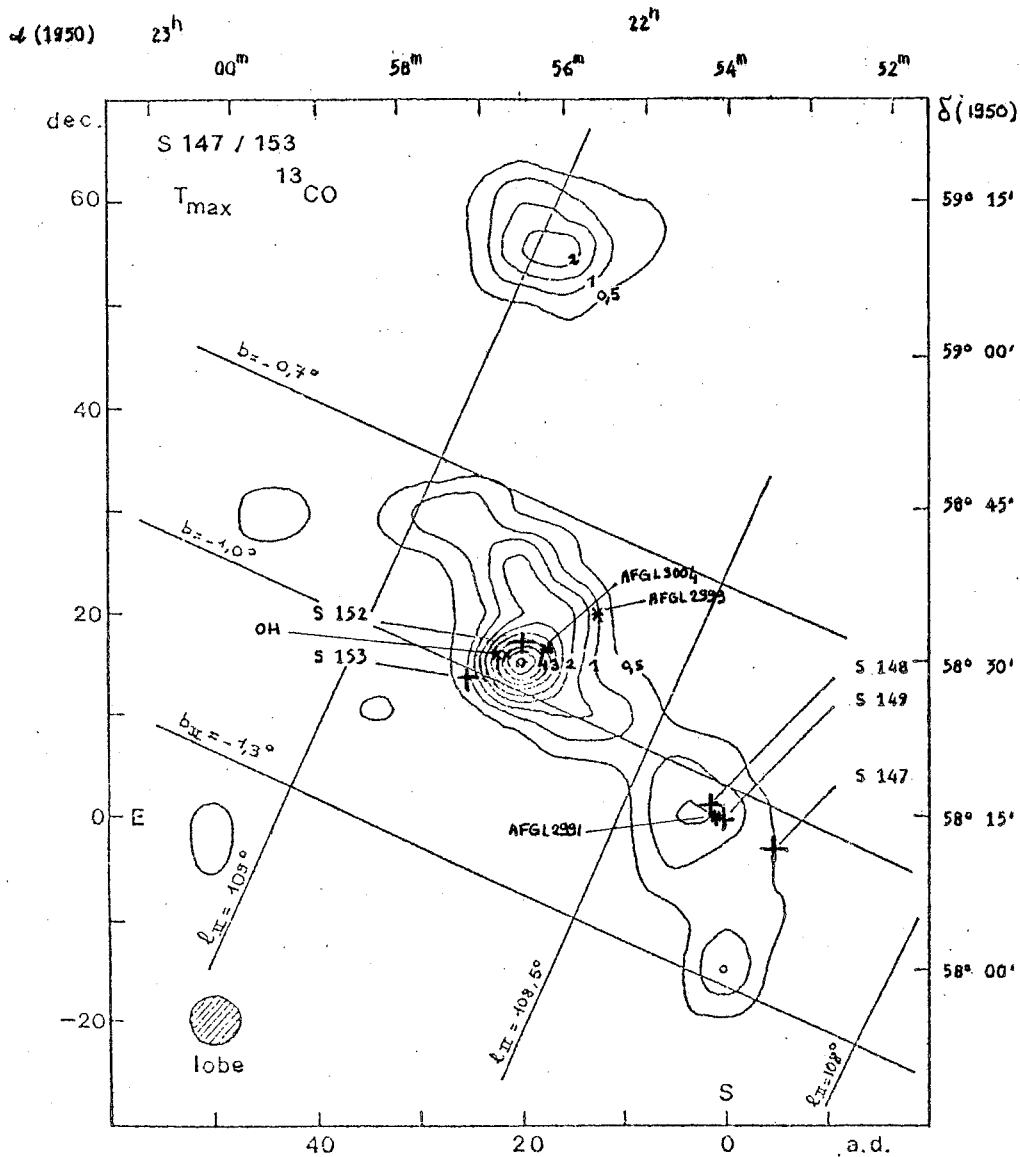


Figure B2 : Isophotes de température de brillance maximale des raies ^{13}CO ($J=1-0$). L'intervalle entre 2 contours est égal à 0,5 K et le contour minimum correspond à $T_{\text{B}}=0,5$ K. Les coordonnées du point (0,0) sont : $\alpha(1950) = 22^{\text{h}} 54^{\text{m}} 06,0^{\text{s}}$
 $\delta(1950) = 58^{\circ} 15,0'$

Le centre des 5 régions H II associées au nuage est représenté par le symbole + .

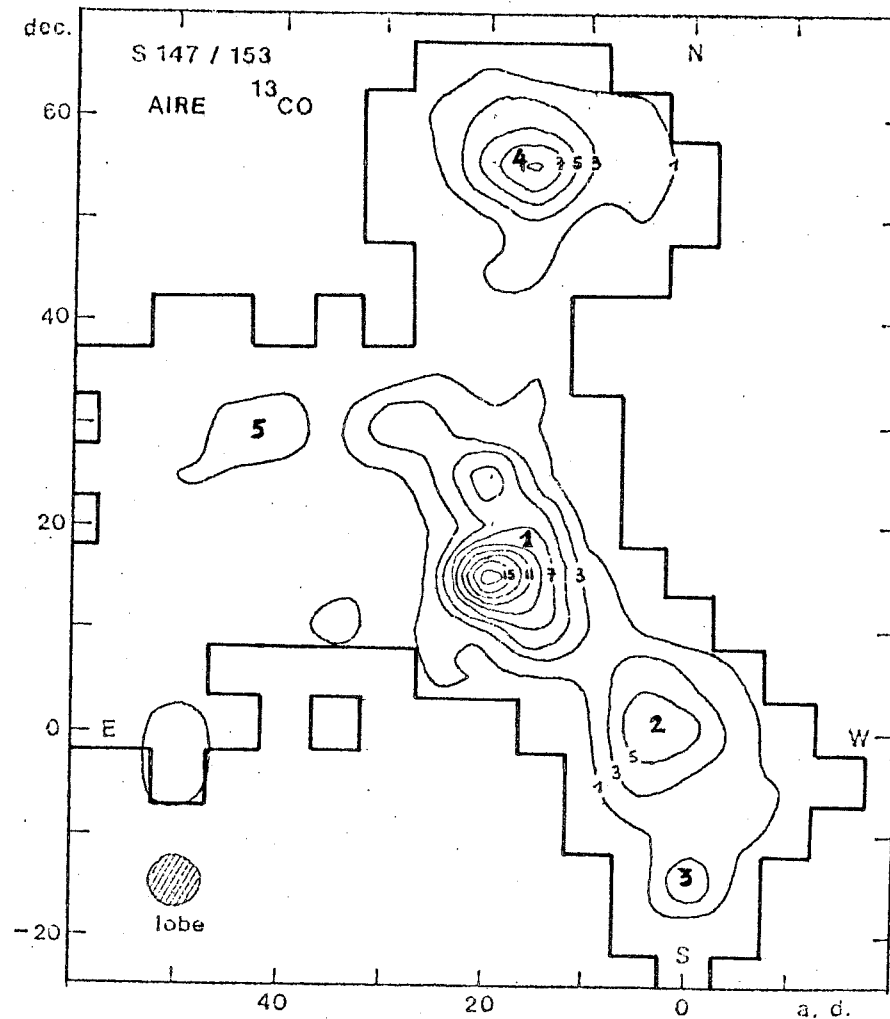


Figure B3 : Isophotes d'aire de raies ^{13}CO ($J=1-0$). L'intervalle entre 2 contours est de 2 K.km/s et le contour minimum correspond à 1 K.km/s. Les coordonnées du point (0,0) sont les mêmes que dans la figure B2. La numérotation des condensations est celle du texte.

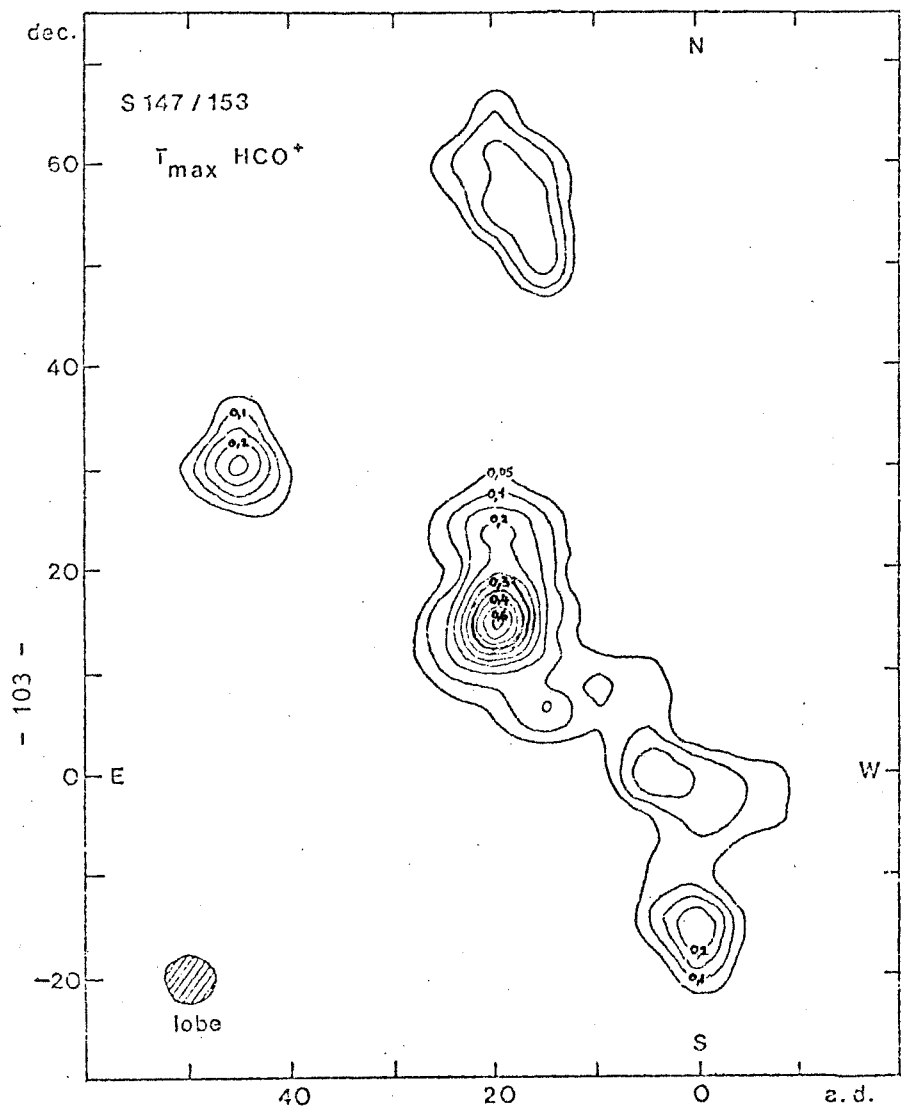


Figure B4 : Isophotes de température de brillance maximale des raies HCO^+ ($J=1-0$). Le contour minimum correspond à $T_B=0,05$ K, l'intervalle entre 2 contours est égal à 0,05 K. Les coordonnées du point (0,0) sont les mêmes que dans la figure B2 .

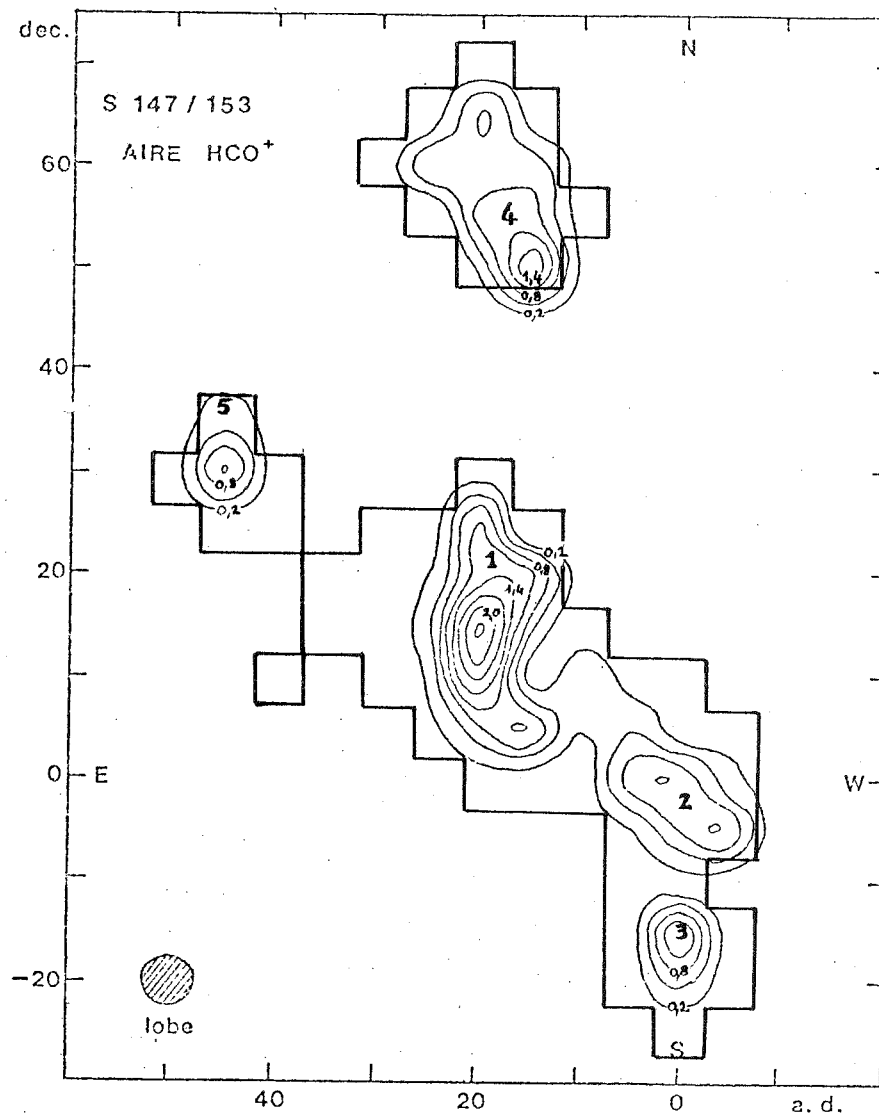


Figure B5 : Isophotes d'aire de raies HCO^+ ($J=1-0$). Le contour minimum correspond à 0,2 K.km/s, l'intervalle entre 2 contours est égal à 0,3 K.km/s. Les coordonnées du point (0,0) sont les mêmes que dans la figure B2. La numérotation des condensations est celle du texte.

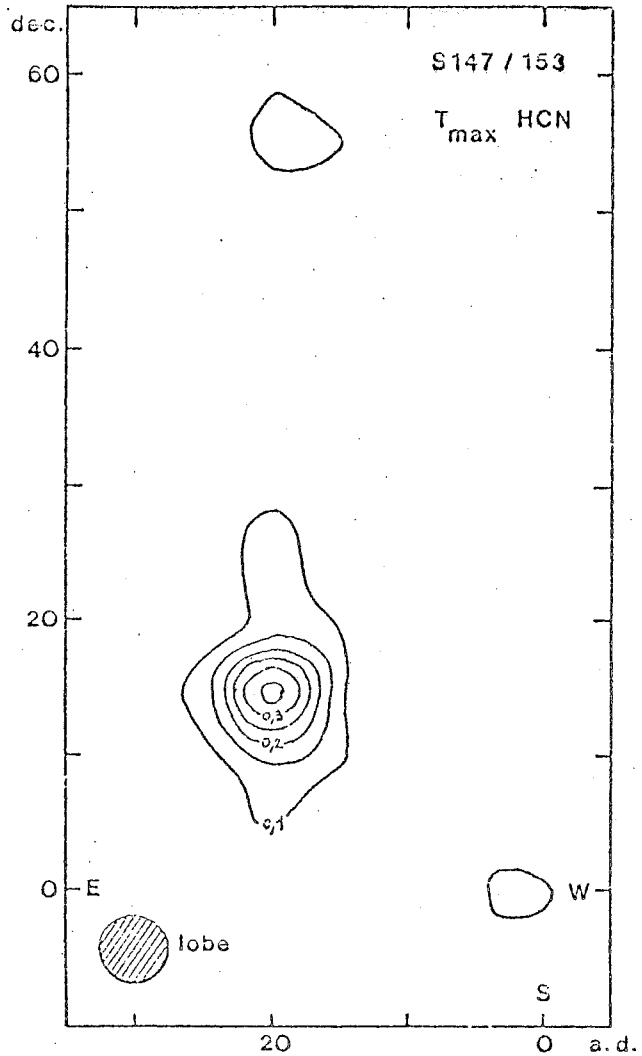


Figure B6 : Isophotes de température de brillance maximale de la composante hyperfine principale des raies HCN (J=1-0). L'intervalle entre deux contours est égal à 0,05 K et le contour minimum correspond à $T_B = 0,1$ K. Les coordonnées du point (0,0) sont les mêmes que dans la figure B2.

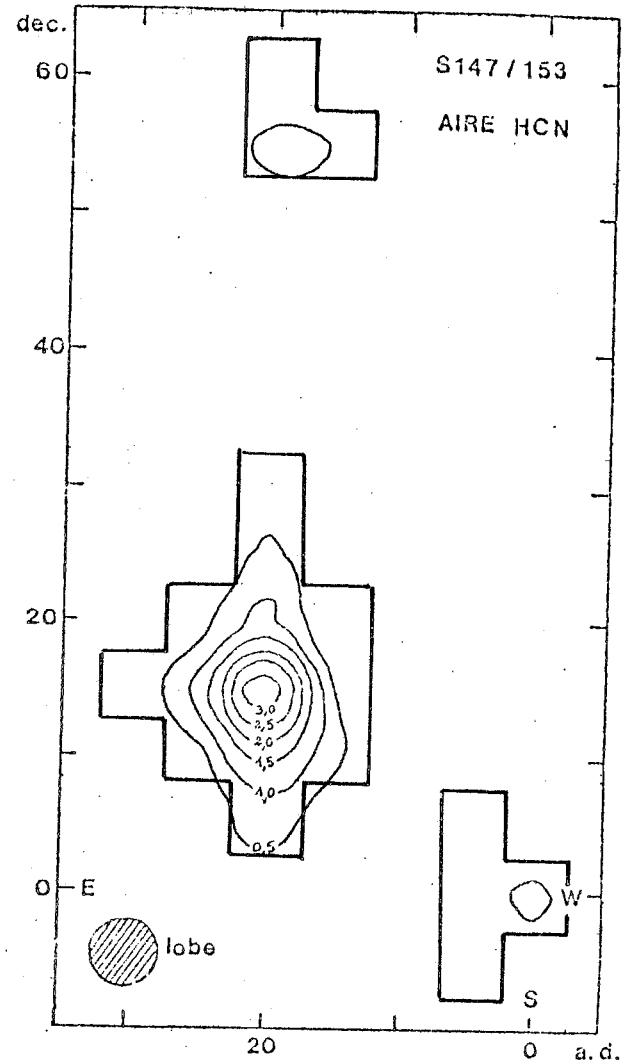


Figure B7 : Isophotes d'aire de raies HCN (J=1-0) toutes composantes hyperfines comprises. Le contour minimum correspond à 0,5 K.km/s et l'intervalle entre 2 contours est égal à 0,5 K.km/s. Les coordonnées du point (0,0) sont les mêmes que dans la figure B2.

indique que les largeurs de raies ^{13}CO varient peu dans ce nuage: les raies sont modérément larges (2 à 3 km/s de largeur à mi-hauteur) dans le fragment principal; au voisinage du maximum nord (4) et de l'extension est (5) les largeurs de raies sont un peu plus importantes (3 à 4 km/s).

Contrairement à l'émission HCN qui apparaît limitée au voisinage des maxima d'émission ^{13}CO et principalement autour du pic (1) (voir figures B6 et B7), l'émission HCO^+ , représentée sous forme d'isophotes de température de brillance maximale ou d'aire de raies, (voir figures B4 et B5) est pratiquement aussi étendue que l'émission ^{13}CO . Les cartes d'intensité et d'aire de raies HCO^+ sont assez semblables mais présentent cependant des différences plus marquées qu'en ^{13}CO ; de plus, les raies HCO^+ sont un peu plus larges que les raies ^{13}CO (les largeurs à mi-hauteur sont comprises entre 3 et 5 km/s).

Enfin une rapide comparaison des émissions ^{13}CO et HCO^+ montre que si l'allure générale des cartes est très semblable pour les deux molécules, il apparaît cependant des différences en particulier en ce qui concerne les intensités relatives des raies ^{13}CO et HCO^+ : l'intensité (ou l'aire) des raies ^{13}CO varie plus rapidement du centre à la périphérie du nuage et le maximum au voisinage de S152 est beaucoup plus marqué en ^{13}CO qu'en HCO^+ .

Tant en émission ^{13}CO qu'en HCO^+ , les vitesses centrales des raies varient de -55 km/s au sud (maximum 3) à -47 km/s au nord-est du nuage (maximum 5). Le fragment (4) au nord, présente lui des vitesses comprises entre -46 et -48 km/s.

Après avoir dégagé un certain nombre de caractéristiques des émissions moléculaires observées, nous allons essayer de déterminer à partir des données ^{13}CO la masse du nuage moléculaire et des différentes condensations qu'il comporte (nous évoquerons préalablement les problèmes de détermination de la distance du nuage); nous examinerons ensuite si les caractéristiques du nuage et de ses fragments, observés en émission ^{13}CO , sont compatibles avec les relations phénoménologiques entre masse, dimension linéaire et dispersion en vitesse établies par Larson (1981); nous discuterons les différences rapidement évoquées ci-dessus entre émissions ^{13}CO et HCO^+ ; enfin, nous examinerons les relations entre le nuage moléculaire et les autres objets détectés dans cette région et en particulier l'association éventuelle du reste de supernova avec le nuage moléculaire.

3. Distance du nuage moléculaire

Dans le cas d'un nuage moléculaire, deux méthodes de détermination des distances sont utilisables:

La détermination d'une distance dite cinématique se fait à partir des vitesses radiales des émissions (radio, optiques, moléculaires) observées et de la courbe de rotation de la Galaxie. (Cette méthode est d'un emploi particulièrement délicat pour les régions du bras de Persée connues pour présenter un écart systématique important à la courbe de rotation moyenne).

L'autre méthode consiste à déterminer la distance spectrophotométrique des étoiles associées au nuage grâce aux relations qui existent entre le rougissement des spectres observés et l'absorption interstellaire par unité de longueur.

Les différentes estimations de distance ainsi effectuées à partir des observations millimétriques du nuage moléculaire ainsi que des observations radio et optiques des objets associés varient de 3,6 kpc (distance photométrique de l'étoile excitatrice de S152) à 5,5 kpc (distance de l'étoile excitatrice de S 148). Cette dispersion fournit une assez bonne indication des incertitudes qui pèsent sur la détermination des distances (on peut en particulier noter que les observations H α de S152 fournissent 2 valeurs de vitesse, -42 et -54,8 km/s, et donc de distance, 3,2 et 5 kpc, très différentes; l'émission H α à -42 km/s est attribuée par Heydari-Malayeri et al (1981) à un jet de gaz ionisé).

Nous nous contenterons dans la suite d'adopter une distance de 4,5 kpc qui correspond aux vitesses d'émission moléculaire au voisinage de S152 (d'après la courbe de rotation donnée par Lang, 1974), cette distance étant plus fiable que celles données par les vitesses des émissions HII, qui peuvent être multiples.

4. Masse du nuage moléculaire

Il existe différentes méthodes de détermination de la masse d'un nuage moléculaire, inégalement employées mais toutes entachées d'incertitudes importantes, en particulier celles qui concernent la distance du nuage.

Pour les nuages supposés en équilibre sous l'effet de la turbulence ou en effondrement libre, le théorème du viriel fournit une relation entre masse et rayon du nuage et les largeurs de raies observées. Le résultat dépend fortement des paramètres dynamiques choisis et la masse est alors proportionnelle à la distance du nuage.

La masse des coeurs denses est souvent estimée à partir de la densité d'hydrogène moléculaire et du volume du coeur. Les incertitudes proviennent alors de la densité et de la géométrie choisies. La masse résultante varie comme le cube de la distance adoptée.

La méthode la plus couramment utilisée et que nous emploierons ici, consiste à calculer la masse du nuage à partir de la densité projetée d'une molécule (généralement ^{13}CO), de l'aire du nuage et de l'abondance relative de la molécule

par rapport à l'hydrogène. Les principales incertitudes proviennent alors du calcul des densités projetées et de l'estimation de l'abondance relative de la molécule employée. La masse ainsi obtenue dépend alors, par l'intermédiaire de l'aire du nuage, du carré de la distance choisie.

La première étape de notre calcul va donc consister à déterminer la densité projetée de la molécule ^{13}CO dans le nuage. Celle-ci étant susceptible de varier notablement sur l'ensemble du nuage, elle sera calculée en chaque point où une raie ^{13}CO a été observée et pour le calcul de la masse totale du nuage nous attribuerons une aire de l'ordre de celle du lobe à chacun de ces points (son calcul sera précisé un peu plus loin).

Le modèle de transfert utilisé (voir Lucas 1974) est analogue à celui qui a été employé dans le cas du formaldéhyde et dont nous avons exposé le principe au cours du chapitre I.

La température cinétique et la densité d'hydrogène moléculaire étant fixées, il existe une relation entre l'aire A la largeur à mi-hauteur ΔV d'une raie et la densité projetée N de la molécule responsable de cette émission, que l'on peut représenter par une courbe dans le plan $(A/\Delta V, N/\Delta V)$. L'aire et la largeur des raies se déduisent aisément des spectres observés, la principale difficulté consiste à déterminer la température cinétique et la densité d'hydrogène moléculaire.

Les raies ^{13}CO étant relativement fortes dans l'ensemble du nuage, nous pouvons supposer que les raies CO ($J=1-0$) sont thermalisées; leur intensité fournit alors une estimation de la température cinétique. Sur la base des observations CO de Dickinson et al (1974) au voisinage de S152 et de la carte CO d'Israël (1980), nous avons attribué une température cinétique de 20 K au voisinage de S152 (aux points de coordonnées (20,10), (20,15), (20,20), (20,25), (15,15), (20,25) des cartes du nuage) et aux points (20,55) et (20,60) du fragment (4) et une température cinétique de 10 K dans le reste du nuage.

En ce qui concerne les densités d'hydrogène moléculaire, les incertitudes sont encore bien plus considérables. La détection de HCN au voisinage de S152 et dans le fragment de nuage au nord (pic 4) laisse supposer que ces régions sont relativement denses. Nous leur avons attribué une densité d'hydrogène moléculaire de 10^3 cm^{-3} , les autres points du nuage se sont vus affecter une densité d'hydrogène moléculaire de 10^2 cm^{-3} .

(Ce choix est bien hasardeux et arbitraire; les conséquences sur les valeurs de densité projetée et donc de masse sont cependant moins dramatiques que l'on pourrait croire pour les régions les plus denses puisque lorsque la densité d'hydrogène molé-

culaire varie de 10^3 à 10^4 cm^{-3} pour $T_K = 20$ K, les densités projetées ne sont multipliées que par un facteur légèrement supérieur à 1; l'effet est par contre important dans les régions froides ($T_K = 10$ K) : la densité projetée de ^{13}CO varie d'un facteur 4 à 6 quand n_{H_2} varie de 10^2 à 10^3 cm^{-3}).

Les courbes reliant l'aire et la largeur des raies à la densité projetée de ^{13}CO pour les deux couples de valeurs choisis ($n_{\text{H}_2} = 10^3$ cm^{-3} , $T_K = 20$ K) et ($n_{\text{H}_2} = 10^2$ cm^{-3} , $T_K = 10$ K) sont représentés en annexe dans la figure E1.

Les densités projetées de ^{13}CO varient de $5 \cdot 10^{15}$ à $3 \cdot 10^{16}$ cm^{-2} dans l'ensemble du nuage et sont de l'ordre de quelques 10^{16} cm^{-2} aux maxima d'émission ^{13}CO . L'extinction visuelle correspondante varie de 2 ± 1 à 12 ± 6 si l'on adopte la relation $A_V = (4 \pm 2) 10^{-16} N(^{13}\text{CO})$ (Dickman 1978)

Afin d'estimer la masse du nuage, il nous reste deux paramètres à déterminer, l'aire attribuée à chaque point observé et l'abondance relative de ^{13}CO par rapport à H_2 .

En supposant que la surface observée pour chaque spectre est un carré de 5' de côté (largeur à mi-puissance du lobe de l'antenne à la fréquence de la raie $J=1-0$ de ^{13}CO), et en adoptant une distance de 4,5 kpc, il faut attribuer à chaque point observé une aire de $4,1 \cdot 10^{38}$ cm^2 (une distance angulaire de 5' correspond à une distance linéaire de $2 \cdot 10^{19}$ cm, soit 6,5 pc).

Nous avons adopté la valeur du rapport d'abondance $^{13}\text{CO} / \text{H}_2$ de $2 \cdot 10^{-6}$ proposée par Dickman (1978) dont il estime l'incertitude à 50 %.

La masse de l'ensemble du nuage moléculaire d'hydrogène s'exprime en fonction de la distance D du nuage et de l'abondance $X(^{13}\text{CO})$ de ^{13}CO par rapport à H_2 par :

$$M = 3,2 \cdot 10^5 (D(\text{kpc}) / 4,5)^2 (2 \cdot 10^{-6} / X(^{13}\text{CO})) (M_{\odot})$$

Les incertitudes sur $X(^{13}\text{CO})$ peuvent modifier cette valeur d'un facteur 2 et si l'on passe d'une distance de 3,6 kpc à une distance de 5,5 kpc (valeurs limites fournies par les observations) la masse est multipliée par un peu plus de 2.

Outre la masse totale du nuage, il peut être intéressant de connaître celle des différents fragments et en particulier d'estimer celle des régions les plus denses. Pour ce faire, nous avons utilisé une méthode tout-à-fait analogue à celle qui vient d'être exposée : A partir de la carte d'aire des raies ^{13}CO , on peut obtenir un encadrement de la masse contenue entre 2 contours en prenant

comme densités projetées limites celles qui correspondent à ces 2 isophotes et comme surface, l'aire qu'elles définissent.

Les paramètres de ce calcul ont été choisis identiques à ceux du calcul de la masse totale: nous avons attribué une température cinétique de 20 K et une densité d'hydrogène moléculaire de 10^3 cm^{-3} à tous les points intérieurs aux isophotes 5 autour des maxima (1) et (4), une température de 10 K et une densité de 10^2 cm^{-3} ailleurs. De plus toutes les largeurs de raies ont été prises égales à 3 km/s.

Les masses comprises à l'intérieur des différents contours et pour les différents fragments sont indiquées dans le tableau B1.

A partir des masses contenues dans les divers contours autour des condensations, il est possible d'obtenir une estimation de la densité d'hydrogène moléculaire et d'examiner si elle est compatible avec les valeurs arbitrairement choisies pour effectuer le calcul de la masse (cette méthode devrait permettre de vérifier que les densités ont été convenablement choisies puisque les densités projetées, donc les masses, ne sont pas proportionnelles à la densité d'hydrogène moléculaire adoptée pour les calculer).

Pour ce faire nous supposerons que les différents contours au voisinage des maxima d'émission ^{13}CO délimitent des noyaux sphériques (les contours sont relativement circulaires) de rayon r et nous supposerons que les masses calculées ci-dessus sont entièrement contenues dans ces noyaux (cela revient à négliger la contribution des couches externes plus diffuses à l'émission observée). Les résultats sont rassemblés dans le tableau B2.

Les densités ainsi obtenues sont sensiblement du même ordre de grandeur que celles que nous avons supposées pour les régions denses ($n_{\text{H}_2} = 10^3 \text{ cm}^{-3}$)

On peut également estimer la densité d'hydrogène moléculaire moyenne du nuage à partir de la densité projetée de ^{13}CO , du rapport $^{13}\text{CO} / \text{H}_2$ et d'hypothèses sur la géométrie du nuage.

En supposant que celui-ci est un cylindre allongé d'axe SW-NE, son épaisseur est de l'ordre de grandeur de sa largeur, soit $6 \cdot 10^{19} \text{ cm}$, et sa longueur est de l'ordre de $2,4 \cdot 10^{20} \text{ cm}$. La densité projetée moyenne de ^{13}CO est voisine de $1,5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, soit pour H_2 une densité projetée moyenne de $7,5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ (avec l'hypothèse $^{13}\text{CO} / \text{H}_2 = 2 \cdot 10^{-6}$). La densité volumique moyenne d'hydrogène est alors de l'ordre de 10^2 cm^{-3} , c'est-à-dire tout à fait compatible avec nos hypothèses.

fragment	contour externe	masse d'hydrogène (M_{\odot})
1	17	310 - 410
	15	900 - 1200
	13	$2,0 \cdot 10^3 - 2,5 \cdot 10^3$
	11	$2,7 \cdot 10^3 - 3,2 \cdot 10^3$
	9	$3,5 \cdot 10^3 - 4,4 \cdot 10^3$
	7	$5,1 \cdot 10^3 - 6,4 \cdot 10^3$
	5	$6,2 \cdot 10^3 - 9,6 \cdot 10^3$
	3	$2,5 \cdot 10^4 - 4,9 \cdot 10^4$
2	5	$1,2 \cdot 10^4$
	3	$2,6 \cdot 10^4 - 4,1 \cdot 10^4$
3	3	$2,6 \cdot 10^3$
1 + 2 + 3	1	$7,4 \cdot 10^4 - 3,2 \cdot 10^5$
5	9	45
	7	$760 - 1,0 \cdot 10^3$
	5	$1,2 \cdot 10^3 - 2,2 \cdot 10^3$
	3	$1,7 \cdot 10^4 - 5,6 \cdot 10^4$
	1	$2,5 \cdot 10^4 - 9,3 \cdot 10^4$
nuage entier	1	$1,0 \cdot 10^5 - 4,0 \cdot 10^5$

Tableau B1 : Masses d'hydrogène contenues dans les différents contours d'aire de raie ^{13}CO des condensations du nuage S147 / S153.

fragment	contour	masse (M_{\odot})	rayon (cm)	n_{H_2} (cm^{-3})
1	17	300 - 400	$3 \cdot 10^{18}$	$1,6 \cdot 10^3 - 2 \cdot 10^3$
	15	900 - 1200	$6 \cdot 10^{18}$	600 - 800
	13	$2 \cdot 10^3 - 2,5 \cdot 10^3$	$8 \cdot 10^{18}$	600 - 700
2	5	$1,2 \cdot 10^4$	$13 \cdot 10^{18}$	780
3	3	$2,6 \cdot 10^3$	$8 \cdot 10^{18}$	730
5	9	45	$2 \cdot 10^{18}$	800

Tableau B2 : Densité d'hydrogène moléculaire dans les condensations déterminée à partir de leur masse.

5. Relations de Larson

A partir des données observationnelles recueillies dans 60 nuages moléculaires, Larson, en 1981, a mis en évidence de fortes corrélations entre la dispersion totale en vitesse σ , l'extension linéaire L et la masse M d'un nuage moléculaire donné.

Ces résultats semblent confirmer l'existence de fragmentation à grande échelle dans les nuages moléculaires. Cette idée avait été avancée par Zuckerman et Palmer en 1974 pour expliquer les largeurs de raies CO observées, très nettement supérieures aux largeurs thermiques.

L'autre hypothèse fréquemment avancée pour expliquer ces largeurs de raies, considère que les nuages sont en effondrement gravitationnel (voir par exemple Goldreich et Kwan, 1973).

Les relations empiriquement établies par Larson peuvent s'écrire de la façon suivante:

$$\sigma \text{ (km/s)} = 1,10 L^{0,38} \text{ (pc)}$$

$$\sigma \text{ (km/s)} = 0,42 M^{0,20} \text{ (M}_\odot\text{)}$$

soit encore $M \text{ (M}_\odot\text{)} = 120 L^{1,9} \text{ (pc)}$

Examinons tout d'abord si ces relations sont satisfaites par le nuage moléculaire et ses différents fragments.

Nous avons estimé la masse totale du nuage et de ses fragments à partir de la moyenne des masses d'hydrogène limites calculées précédemment, et en supposant le gaz formé de 70 % d'hydrogène moléculaire et de 30 % d'hélium (en masse).

Les dimensions linéaires se déduisent aisément de la carte d'isophotes d'aire de raies ^{13}CO par exemple (nous adoptons toujours la même distance de 4,5 kpc pour le nuage).

La dispersion en vitesse totale, σ , tient compte de la largeur à mi-hauteur ΔV (à laquelle participent la largeur thermique et la largeur due aux mouvements turbulents du gaz) et des variations systématiques de vitesse centrale des raies ΔV_c :

$$\sigma^2 = \Delta V^2 + \Delta V_c^2$$

Ces valeurs, ainsi que celles fournies par les relations de Larson, sont indiquées dans le tableau B3.

fragment	contour	σ (km/s)	M (M_{\odot})	L (pc)	σ (1)	σ (2)	M(3)
1 + 2 + 3	1	6,7	$3,6 \cdot 10^5$	90	6,0	5,4	$6,0 \cdot 10^5$
1	7	3,3	$8,2 \cdot 10^3$	13	3,0	2,5	$1,6 \cdot 10^4$
2	3	3,3	$4,8 \cdot 10^4$	16	3,1	3,6	$2,3 \cdot 10^4$
4	1	4,0	$8,4 \cdot 10^4$	30	4,0	4,0	$7,7 \cdot 10^4$

Tableau B3 : Relations de Larson appliquées au fragment principal du nuage (noté 1+2+3), à ses condensations et au fragment nord (noté 4) Les colonnes σ (1), σ (2) et M(3) indiquent les valeurs de la dispersion en vitesse fournies par les relations de Larson (1) et (2) respectivement et la masse donnée par la relation (3).

Pour chaque fragment, les dispersions en vitesse et extensions linéaires observées obéissent bien à la relation (1).

En ce qui concerne les relations faisant intervenir la masse, elles sont toutes vérifiées à un facteur 2 au pire, facteur notablement inférieur au facteur 8 d'incertitude que Larson attribue aux masses calculées par la relation (3), compte-tenu de l'écart moyen de ses données expérimentales aux relations phénoménologiques.

Il semble donc, que suivant les conclusions de Larson, les différents fragments ne sont pas en contraction gravitationnelle et que les dispersions en vitesse observées sont d'origine turbulente.

Pour l'ensemble du nuage, la dispersion en vitesse observée est un peu plus élevée que les valeurs déduites de la masse et de l'extension du nuage. Cet écart n'est sans doute pas significatif : la déviation moyenne à la loi $\sigma = f(L)$ observée par Larson correspond à un facteur 1,38 sur la valeur de σ , alors que la valeur de la dispersion en vitesse observée dans le nuage S147 / S153 est 1,1 fois supérieure à la valeur obtenue à partir de l'extension linéaire et 1,24 fois plus élevée que celle qui se déduit de la masse du nuage, alors que Larson estime à un facteur 1,32 sur σ la déviation à la relation $\sigma = f(M)$.

6. Comparaison des émissions ^{13}CO et HCO^+

Le phénomène le plus évident lorsque l'on compare les cartes ^{13}CO et HCO^+ du nuage est que ces deux émissions semblent pratiquement aussi étendues. Or, selon les modèles de chimie (voir annexe F), l'abondance de HCO^+ devrait diminuer plus rapidement que celle de ^{13}CO à la périphérie du nuage: les rayons UV ionisants n'y sont plus que faiblement écrantés, l'abondance électronique est grande et les ions HCO^+ sont efficacement détruits par recombinaison dissociative avec les électrons; de plus, l'abondance des molécules H_2O et OH qui conduisent à la formation de HCO^+ dans ces régions diminue elle aussi, ce qui contribue également à la décroissance de l'abondance de HCO^+ .

En outre, l'examen des cartes ^{13}CO et HCO^+ fait ressortir des différences significatives entre les émissions des deux molécules à travers le nuage: les raies HCO^+ apparaissent relativement plus fortes à la périphérie du nuage qu'au centre.

Afin de mettre ce phénomène en évidence de façon plus quantitative, nous avons comparé les aires des raies HCO^+ et ^{13}CO en chaque point du nuage. Le résultat

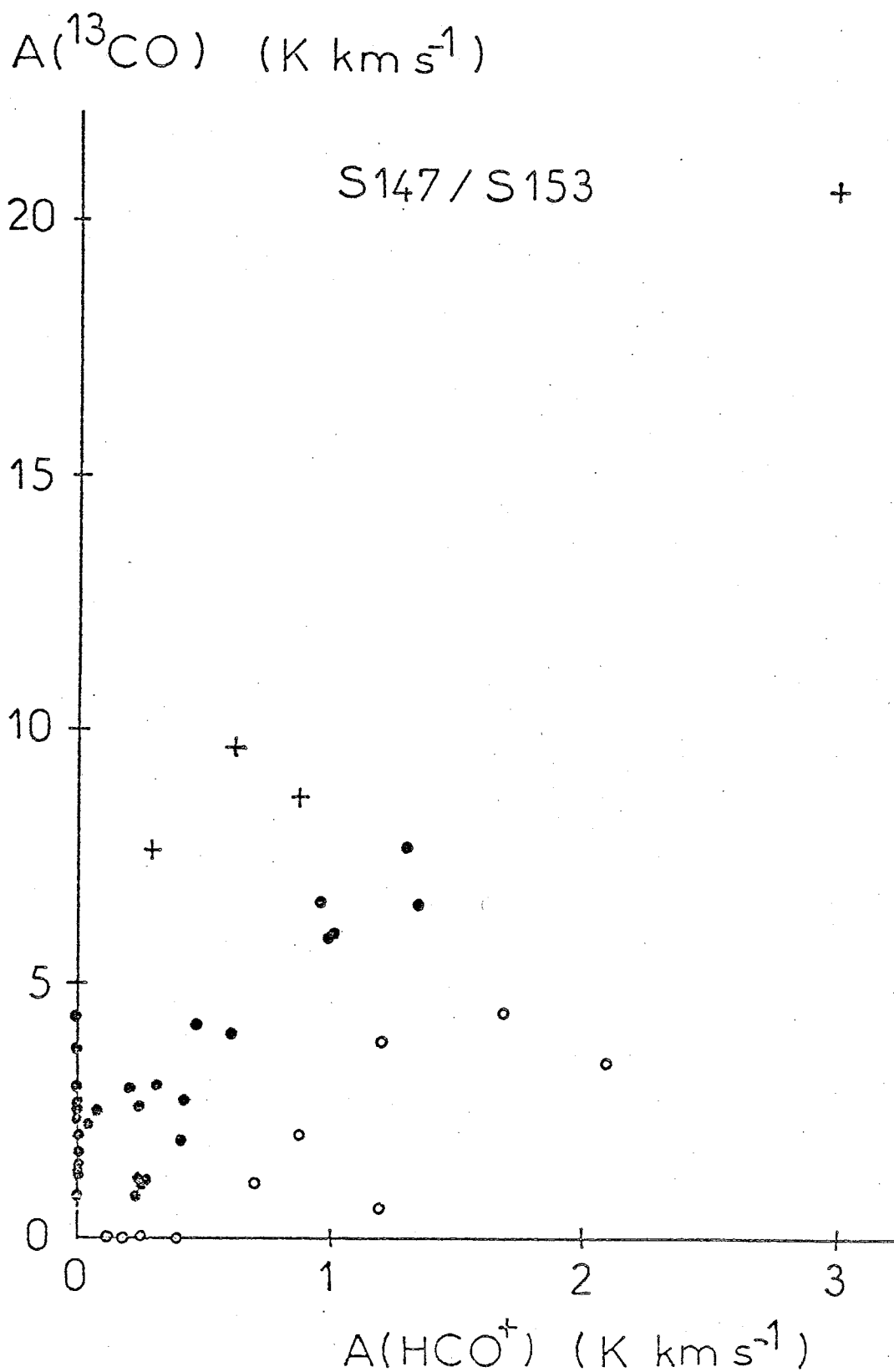


Figure B8 : Comparaison des aires de raies ^{13}CO (J=1-0) et HCO^+ (J=1-0) en chaque point du nuage moléculaire.
Les points où l'émission HCO^+ est relativement faible par rapport à l'émission ^{13}CO sont indiqués par le symbole + ; les points où l'émission HCO^+ est relativement forte par rapport à l'émission ^{13}CO sont indiqués par le symbole o .

est représenté dans la figure B8.

Les points de cette figure semblent se répartir en trois groupes :

le premier (symbole o) correspond à des aires de raies HCO^+ relativement fortes par rapport à celle des raies ^{13}CO , voir même à l'existence d'émission HCO^+ en l'absence de raies ^{13}CO détectées.

le deuxième correspond à la grande majorité des observations (symbole ●)

les points du troisième groupe (symbole +) présentent des aires de raies ^{13}CO fortes par rapport à celles des raies HCO^+

Si l'on situe sur une carte d'isophotes d'aire ^{13}CO ces différents points, (voir figure B9) on constate que leur répartition reflète tout à fait le comportement des émissions HCO^+ et ^{13}CO que nous avons souligné: les points du premier groupe correspondent à la périphérie du nuage, ceux du troisième aux condensations centrales.

La relative faiblesse de l'émission HCO^+ dans la direction de S152 et du fragment nord du nuage (points du troisième groupe) semble s'expliquer par le phénomène d'auto-absorption des raies HCO^+ :

Ces régions denses sont noyées dans un nuage plus diffus qui absorbe le rayonnement qu'elles émettent. Si cette absorption est moindre pour les raies ^{13}CO que pour les raies HCO^+ , ces dernières apparaîtront relativement plus faibles que les raies ^{13}CO . Le facteur d'absorption des raies est lié à l'épaisseur optique τ du milieu absorbant.

Si l'on néglige l'émission de ce milieu, sa seule contribution à l'intensité des raies est d'absorber par un facteur $e^{-\tau}$ les raies émises par les régions denses. L'intensité des raies observées dans la direction des condensations, $T_B(\text{HCO}^+)$, est alors reliée à l'intensité des raies émises par ces condensations, $T_B^*(\text{HCO}^+)$ par la relation:

$$T_B(\text{HCO}^+) = e^{-\tau} T_B^*(\text{HCO}^+)$$

Si de plus on suppose que les raies ^{13}CO ne sont pas, elles, auto-absorbées, et que l'émission ^{13}CO du milieu diffus est négligeable, les valeurs des densités projetées de ^{13}CO dans les régions denses déduites des observations doivent effectivement rendre compte des conditions physiques de ces régions. Il suffit alors de connaître le rapport des densités projetées $N(^{13}\text{CO}) / N(\text{HCO}^+)$ pour calculer la densité projetée de HCO^+ dans les condensations.

Nous prendrons le rapport des densités projetées égal au rapport des abondances $^{13}\text{CO} / \text{HCO}^+$ de 50 supposé dans les régions denses (voir annexe E).

Un calcul de transfert analogue à celui qui a été utilisé pour ^{13}CO permet de relier cette densité projetée à la température de brillance (à densité d'hy-

points (α, δ)	$N / \Delta V (^{13}\text{CO})$ ($\text{cm}^{-2} / \text{km s}^{-1}$)	$N / \Delta V (\text{HCO}^+)$ ($\text{cm}^{-2} / \text{km s}^{-1}$)	$T_B^* (\text{HCO}^+)$ (K)	$T_B (\text{HCO}^+)$ (K)	τ
(20,15)	$4,8 \cdot 10^{15}$	$9,6 \cdot 10^{13}$	2,75	0,63	1,52
(15,15)	$1,2 \cdot 10^{15}$	$2,4 \cdot 10^{13}$	1,08	0,19	1,74
(15,10)	$1,2 \cdot 10^{15}$	$2,4 \cdot 10^{13}$	1,08	0,16	1,91
(15,55)	$1,9 \cdot 10^{15}$	$3,8 \cdot 10^{13}$	1,48	0,23	1,86

Tableau B4 : Paramètres et résultats du calcul des profondeurs optiques du gaz diffus responsable de l'auto-absorption de l'émission HCO^+ des condensations du nuage S147 / S153.

drogène moléculaire et température cinétiques fixées) et par conséquent de calculer $T_B^*(\text{HCO}^+)$.

La profondeur optique du milieu responsable de l'auto-absorption se déduit alors de la valeur de $T_B^*(\text{HCO}^+)$ calculée et de celle de $T_B(\text{HCO}^+)$ observée :

$$\tau = \text{Ln} \left[T_B^*(\text{HCO}^+) / T_B(\text{HCO}^+) \right]$$

Pour effectuer ce calcul aux quatre points où semble se manifester l'auto-absorption de HCO^+ , nous y avons supposé une température cinétique de 20 K et une densité d'hydrogène moléculaire de 10^3 cm^{-3} (ce sont les valeurs adoptées pour le calcul de la densité projetée de ^{13}CO aux mêmes points).

La courbe reliant l'intensité $T_B^*(\text{HCO}^+)$ des raies à la quantité $\frac{N}{\Delta V}(\text{HCO}^+)$ (où N est la densité projetée de HCO^+ et ΔV la largeur des raies à mi-hauteur) est représentée en annexe dans la figure E2 pour les conditions de densité et de température choisies.

Les résultats du calcul de τ sont rassemblés dans le tableau B4.

Remarque : Il n'est pas impossible que les valeurs des densités projetées de ^{13}CO , dans la direction des régions denses, soient sous-estimées par nos observations. En effet, si ces régions denses sont de petite taille, leur émission risque d'être diluée dans le lobe de 5' de diamètre de l'antenne. Les valeurs de $T_B^*(\text{HCO}^+)$ et donc de τ indiquées seraient alors des limites inférieures.

Si l'on suppose que le milieu diffus, de profondeur optique τ , a les conditions moyennes de température et de densité des régions peu denses du nuage ($T_K = 10 \text{ K}$, $n_{\text{H}_2} = 10^2 \text{ cm}^{-3}$), le calcul de transfert déjà mentionné permet de calculer les densités projetées de HCO^+ dans la région diffuse à partir des profondeurs optiques. Ces deux grandeurs sont proportionnelles, une profondeur optique voisine de 1,8 correspond à une densité projetée de HCO^+ de l'ordre de $5,4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ si la largeur des profils d'émission ou d'absorption de l'enveloppe, ΔV , est prise égale à 3 km/s.

Il nous reste à vérifier qu'une telle enveloppe satisfait aux trois conditions énoncées plus haut: elle n'absorbe pratiquement pas les raies ^{13}CO et son émission, tant HCO^+ que ^{13}CO , est négligeable devant celle des régions denses.

Dans les conditions $n_{\text{H}_2} = 10^2 \text{ cm}^{-3}$, $T_K = 10 \text{ K}$ et $\frac{N}{\Delta V}(\text{HCO}^+) = 1,8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, la température d'excitation de HCO^+ est la température du corps noir cosmologique et son émission est totalement négligeable.

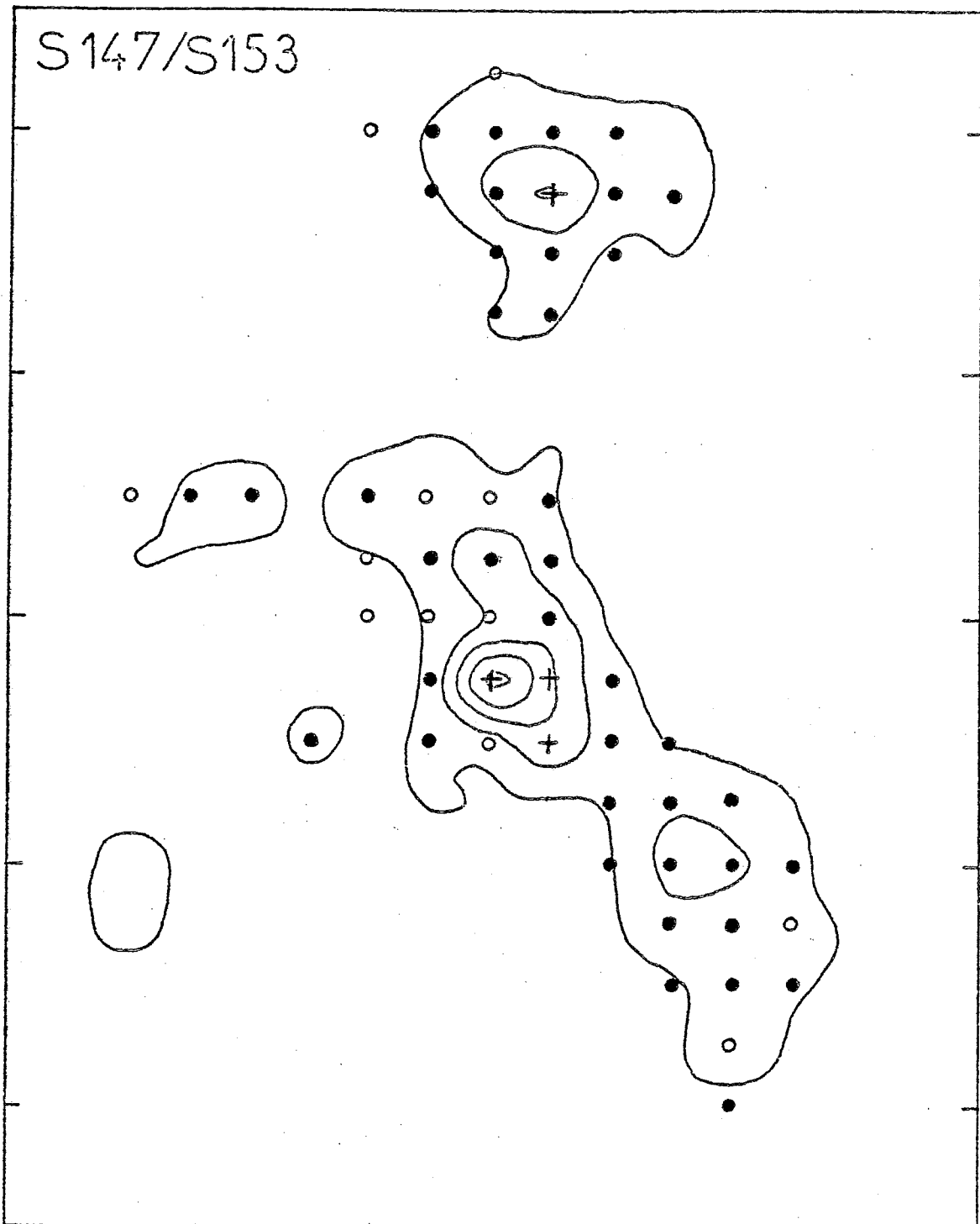


Figure B9 : Localisation sur une carte d'aire de raies ^{13}CO des points de la figure B8 :

- aux points notés + l'aire des raies ^{13}CO est forte par rapport à celle des raies HCO^+ .
- aux points notés o, l'aire des raies HCO^+ est forte par rapport à celle des raies ^{13}CO .

Dans les mêmes conditions de densité et de température, un milieu de densité projetée de $^{13}\text{CO} \leq 5,4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ (calculée à partir de celle de HCO^+ en attribuant à ^{13}CO une abondance relative $^{13}\text{CO} / \text{HCO}^+ \leq 100$, voir annexe) a une émission tout-à-fait négligeable (l'intensité des raies est de l'ordre de 0,01 K) et une profondeur optique très faible ($\tau \sim 0,1$).

En ce qui concerne la majeure partie des points observés dans le nuage (symbole • des figures B8 et B9), il est vraisemblable que les émissions ^{13}CO et HCO^+ sont toutes deux optiquement épaisses : si l'on suppose une densité d'hydrogène moléculaire de 10^2 cm^{-3} , une température de 10 K, une densité projetée moyenne de ^{13}CO de $1,5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ et une largeur moyenne des raies de 3 km/s, la profondeur optique de l'émission ^{13}CO est de l'ordre de 3. En faisant l'hypothèse d'une densité projetée de HCO^+ environ 100 fois plus faible (voir annexe) et une même largeur de raies, la profondeur optique de HCO^+ serait voisine de 50. Cependant les deux émissions restent bien corrélées (le facteur de corrélation entre l'aire des raies ^{13}CO et celle des raies HCO^+ est de 0,96 et les aires de raies satisfont à la relation $A(^{13}\text{CO}) = 5 A(\text{HCO}^+) + 0,87$, déterminée par la méthode des moindres carrés)

L'existence d'une émission HCO^+ étendue et même relativement plus forte que l'émission ^{13}CO à la périphérie du nuage (représentée par les points notés o des figures B8 et B9) peut a priori résulter de trois types de phénomènes distincts soit un phénomène chimique (les ions HCO^+ seraient relativement plus abondants que les molécules ^{13}CO à la périphérie du nuage), soit un phénomène de transfert (l'abondance relative $\text{HCO}^+ / ^{13}\text{CO}$ reste constante ou même diminue de l'intérieur au bord du nuage, mais l'émission observée ne reflète pas les abondances réelles des molécules); on ne peut pas non plus écarter l'idée d'une variation des conditions physiques du nuage; une élévation de température, par exemple, ainsi qu'il semble se produire dans le nuage sombre B5 d'après les observations de Young et al (1981), pourrait peut-être avoir pour effet d'augmenter l'abondance de HCO^+ et de diminuer celle de ^{13}CO (voir annexe E), cependant, compte-tenu de la taille du lobe (5') et de la distance du nuage (4,5 kpc) l'effet ne pourrait être un simple effet de bord, ainsi qu'il semble être dans le nuage B5.

La première explication semble être en contradiction avec les prédictions des modèles de chimie à l'équilibre (voir annexe E); pourrait-il s'agir d'un effet de chimie hors d'équilibre ? Les courbes de variation des abondances de CO et de HCO^+ en fonction du temps ne semblent pas indiquer de différences de comportement marquées entre les deux molécules, mais il n'est pas évident que l'abondance de

^{13}CO varie comme celle de CO (en particulier en raison de la réaction de fractionation $^{13}\text{C}^+ + ^{12}\text{CO} \rightarrow ^{12}\text{C}^+ + ^{13}\text{CO}$ qui dépend du comportement de $^{13}\text{C}^+$, de $^{12}\text{C}^+$ et de la température). Il y a donc certainement là un effet à examiner.

Il n'est pas impossible non plus qu'un phénomène de transfert contribue, au moins partiellement, à produire des raies HCO^+ plus fortes qu'attendues dans les régions externes du nuage: les régions peu denses, éclairées par le rayonnement des condensations, en absorbent une fraction (ce qui se traduit par le phénomène d'auto-absorption des raies discuté précédemment dans la direction des condensations) et la rediffusent avec une efficacité d'autant plus grande que la profondeur optique est plus grande.

Or, comme nous avons vu ci-dessus, la profondeur optique du gaz moléculaire peu dense est beaucoup plus élevée pour la raie $J = 1 - 0$ de HCO^+ que pour la raie $J = 1 - 0$ de ^{13}CO ; la diffusion du rayonnement des condensations par les régions moins denses serait donc plus efficace en HCO^+ qu'en ^{13}CO . Il se pourrait alors qu'une fraction au moins de l'émission HCO^+ observée à la périphérie du nuage résulte non de l'émission propre de ces régions mais de la rediffusion dans la direction de l'observateur d'une partie de l'émission des régions denses.

Nous avons là encore un effet qui demande à être étudié avec soin et qui pourrait, s'il s'avère efficace, contribuer au moins partiellement à expliquer l'apparente forte abondance de HCO^+ à la périphérie du nuage.

A l'heure actuelle cette question est ouverte; trois effets au moins (conditions physiques, chimie, diffusion par les régions peu denses) pourraient à priori contribuer à expliquer l'existence d'une émission HCO^+ aussi étendue que l'émission ^{13}CO (voir même, comme il apparaît nettement dans les nuages W3 et S184 l'existence de raies HCO^+ en des points où l'on n'observe pas de raies ^{13}CO).

7. Structure en vitesse du nuage

Comme il a été dit plus haut, les émissions ^{13}CO et HCO^+ se font à des vitesses très voisines et présentent de fortes variations de vitesse centrale des raies d'un point à l'autre du nuage.

La figure B10 laisse clairement apparaître un gradient de vitesse parallèle à l'axe SW-NE du nuage. Sur la carte vitesse / position de l'émission ^{13}CO observée le long de cet axe (voir figure B11), ce gradient apparaît uniforme et il peut être estimé à $0,1 \text{ km s}^{-1} / \text{pc}$.

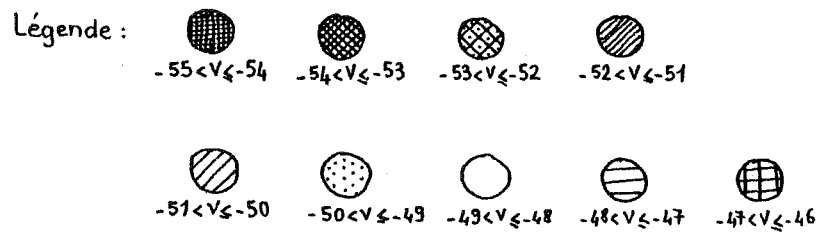
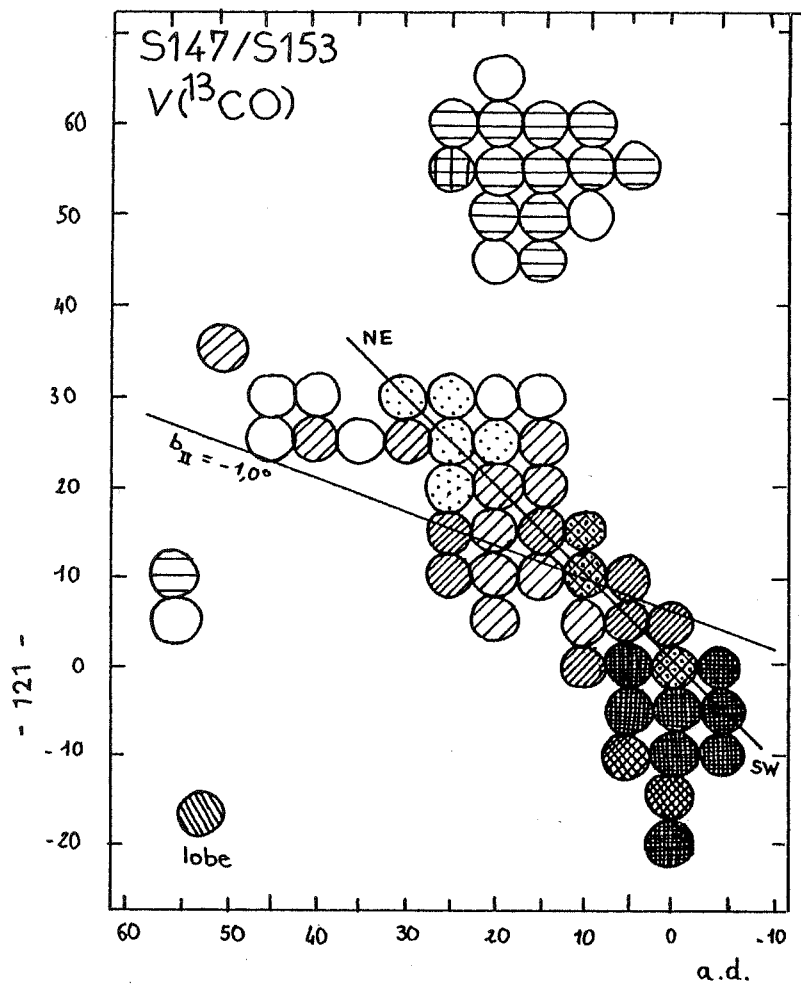


Figure B10 : Vitesse centrale des raies ^{13}CO ($J=1-0$) en chaque point du nuage S147/S153. Les coordonnées du point (0,0) sont les mêmes que dans la figure B2.

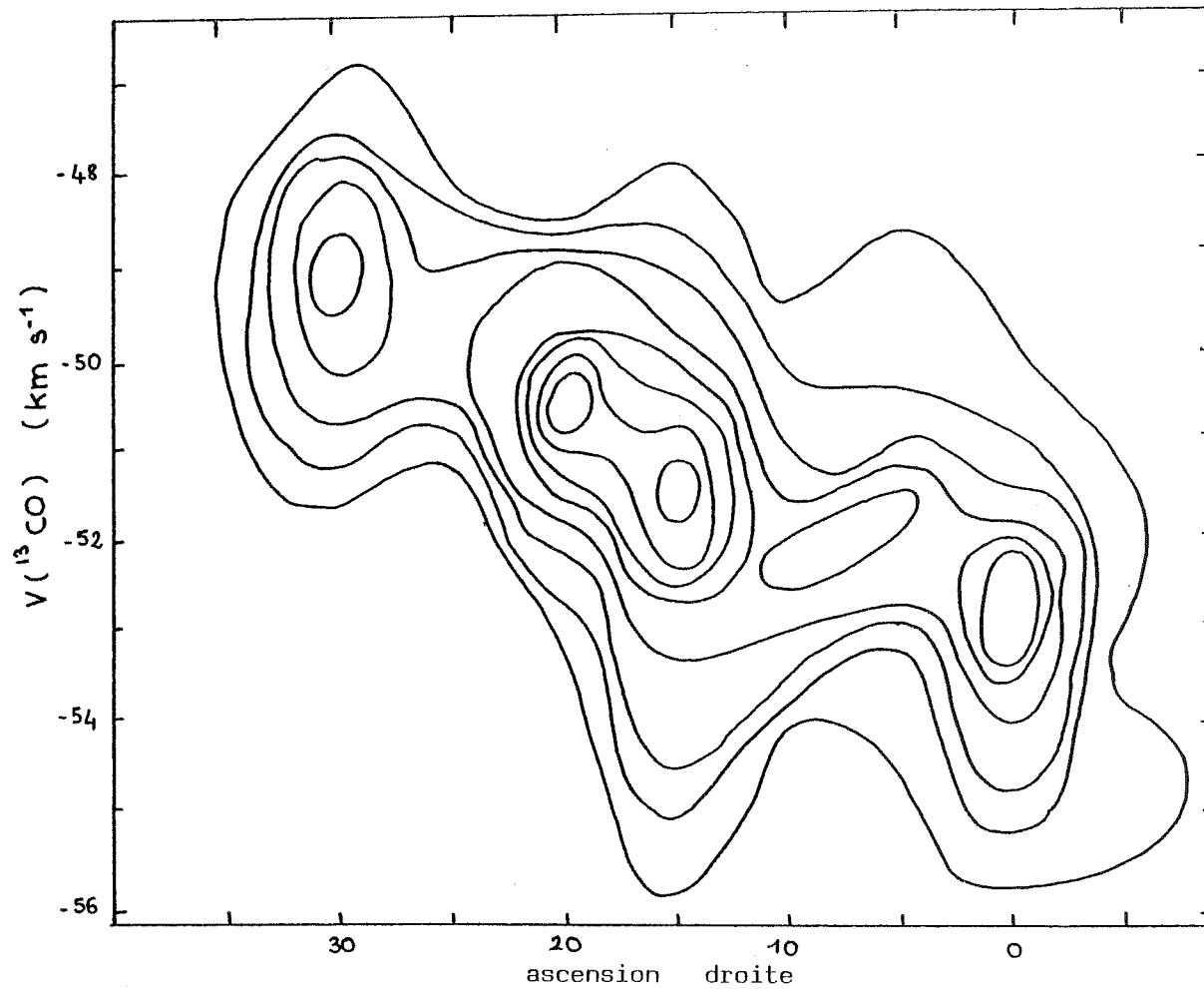


Figure B11 : Carte vitesse / position de l'intensité émise dans les raies ^{13}CO ($J=1-0$) le long de l'axe SW - NE de la figure B10.

Une telle structure en vitesse suggère assez fortement un mouvement de rotation: le gradient est parallèle au grand axe du nuage et les vitesses observées sont à peu près également réparties de part et d'autre de la valeur -51 km/s que l'on observe au voisinage de S152.

Cependant il est également possible que ce gradient apparent ne soit que la superposition des mouvements des différents fragments du nuage comme dans le cas du nuage S106 (voir par exemple Churchwell et Bieging, 1981).

Dans l'hypothèse où ce gradient de vitesse est réel, il pourrait être dû à la superposition d'une rotation propre du nuage au gradient de vitesse résultant de la rotation différentielle de la Galaxie.

Ce dernier en effet ne suffit pas à expliquer la structure en vitesse observée : l'axe du nuage, donc du gradient de vitesse, n'est pas parallèle au plan galactique et la valeur de $0,1$ km s⁻¹ / pc observée est plus grande que la valeur de $0,025$ km s⁻¹ / pc que donne la rotation différentielle dans le cas le plus favorable (axe du nuage en projection sur le plan de la Galaxie parallèle à la direction centre galactique - nuage).

Remarque : Ce dernier argument devient caduc si la longueur du nuage est suffisamment sous-estimée (c'est-à-dire le gradient surestimé) en raison d'effets de projection sur le plan du ciel.

Cependant de nombreuses autres interprétations de la structure en vitesse observée sont sans doute possibles (Israël, par exemple, l'attribue à un mouvement d'expansion du nuage, le sud-ouest de celui-ci étant plus proche de l'observateur que les régions nord-est).

8. Association éventuelle du nuage moléculaire avec le reste de supernova

Le reste de supernova SNR G109.1-1.0 a été découvert par Hughes et al (1981) lors d'une cartographie du plan galactique à 610 MHz.

Il avait été détecté antérieurement à 960 MHz par Wilson et Bolton (1960), mais ce sont les structures optiques filamenteuses observées par Hughes et al (1981) et le grand rapport [S II] / H α mesuré par Blair et Kirschner (1981), propriétés caractéristiques des restes de supernova, qui ont permis d'établir sa nature.

Grâce aux observations X du satellite Einstein, Gregory et Fahlman (1981) ont découvert une source X coïncidant avec le reste de supernova. Elle présente une forme semi-circulaire, d'un diamètre de 36', qui semble correspondre à l'enveloppe externe du reste de supernova. Depuis la source X centrale, GF2259+589, se dessine vers l'est une structure d'émission plus intense, en forme de jet (voir figure B12).

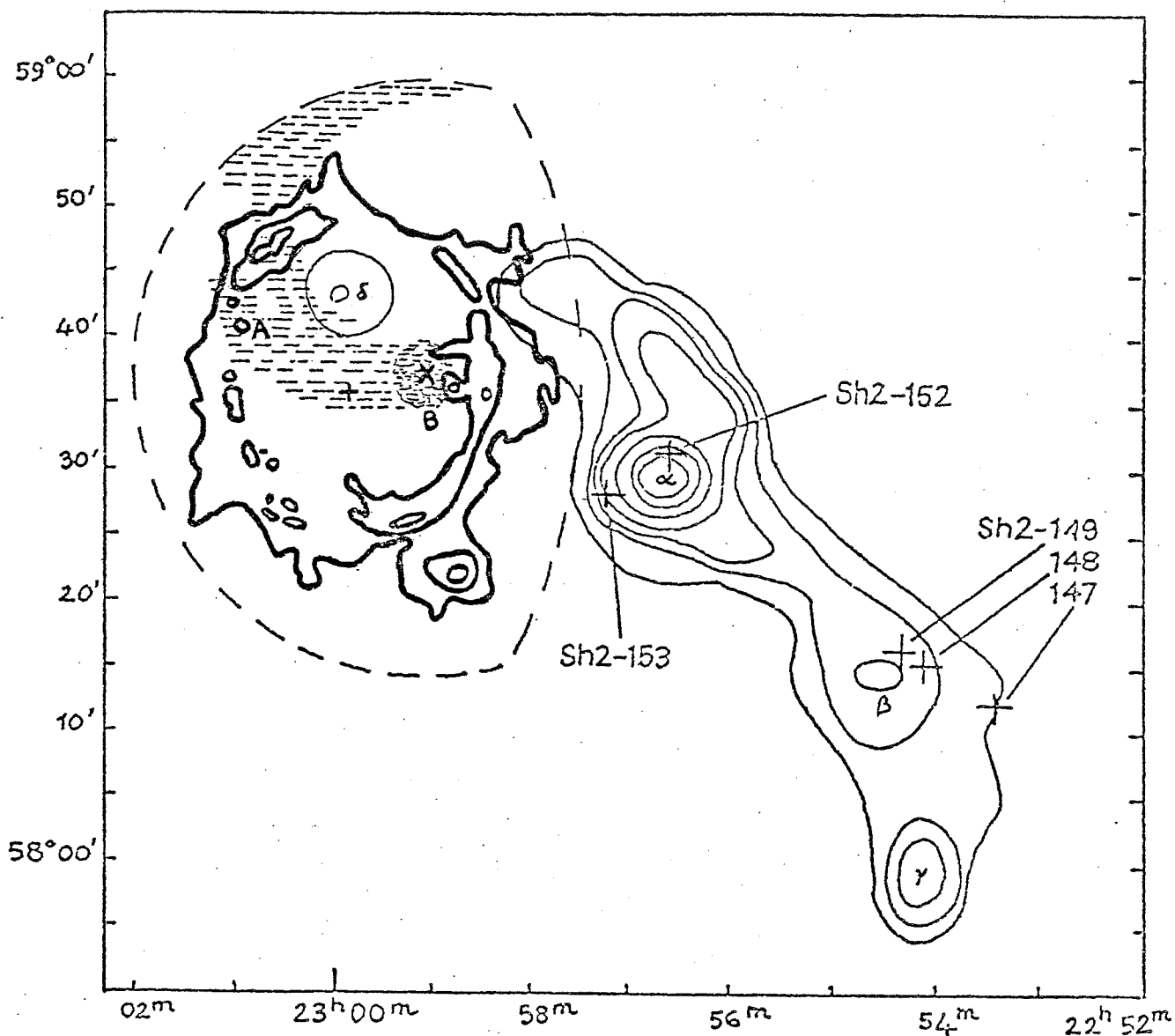
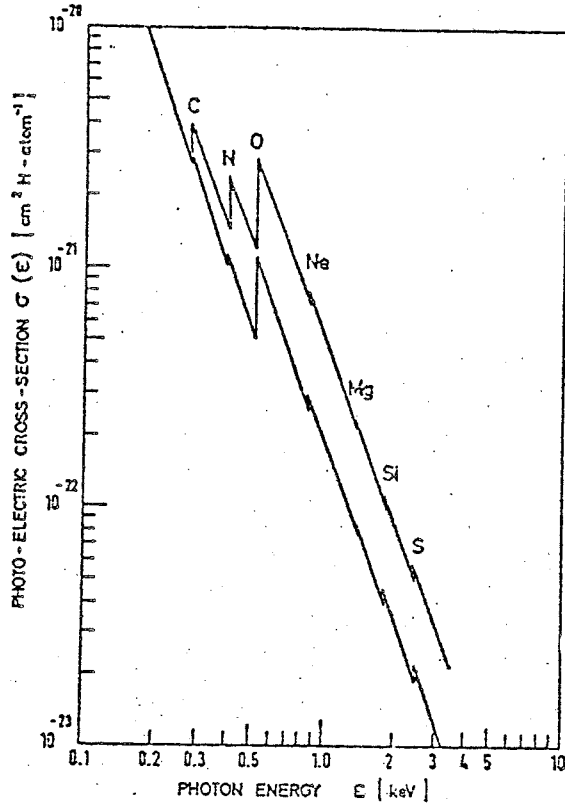


Figure B11 : Le nuage moléculaire S 147/153 et son environnement.

- en traits fins, l'émission ^{13}CO ($J=1-0$) du nuage
- en traits gras, le contour radio à 0,610 GHz du reste de supernova SNR G109.1-1.0, les sources radio compactes A et B, et le centre de l'émission radio (noté +)
- en traits pointillés les limites de l'émission X observée par Gregory et Fahlman (1980), la zone hachurée matérialise le jet d'émission X et la source X compacte (centrée au point noté x).



The photoelectric cross section for the interstellar gas, normalized per H atom. Lower curve: universal abundances are postulated (from Brown and Gould 1970). Upper curve: the same quantity with abundances of C and O increased by 3, that of N by 10, those of heavier elements by 2, as may prevail in the galactic center region.

Figure B12 : Section efficace photoélectrique par atome d'hydrogène équivalent en fonction de l'énergie. La courbe inférieure qui correspond aux abondances universelles, a été utilisée pour le calcul de la profondeur optique du nuage moléculaire dans le domaine des rayons X. (Ces courbes sont tirées de l'article de Ryter et al., 1975)

A partir des relations empiriques entre brillance de surface radio et diamètre (connues sous le nom de relations $\Sigma - D$), Hughes et al (1981) et Gregory et Fahlman (1981) estiment respectivement la distance du reste de supernova à 4,7 et 3,6 kpc. En raison des grandes incertitudes qui pèsent comme nous l'avons souligné sur la détermination des distances dans cette région, aucune des deux valeurs n'est incompatible avec la distance de 4,5 kpc que nous avons supposée pour le nuage moléculaire.

La structure radio du reste de supernova présente une forme grossièrement circulaire excentrée d'environ 5,7' vers l'est par rapport à la source X centrale.

En outre, elle semble comprimée vers l'ouest au voisinage du nuage moléculaire et au nord-est à proximité du fragment de nuage noté δ sur la figure B12. Une telle structure pourrait résulter d'une collision entre le nuage moléculaire et le reste de supernova.

Une des caractéristiques les plus marquantes de la source X est l'absence d'émission à l'ouest de la source centrale qui lui donne un aspect d'enveloppe sphérique incomplète. Cette absence d'émission coïncide précisément avec le nuage moléculaire S147 / S153 et il est naturel d'examiner si le rayonnement X pourrait avoir été absorbé par le nuage moléculaire.

Le principal mécanisme d'absorption des rayons X par le gaz moléculaire est l'effet photoélectrique de H, He et des éléments lourds C, N, O (Ryter et al, 1975).

A partir de la courbe de variation de la section efficace photoélectrique σ en fonction de l'énergie ϵ indiquée par Ryter et al, (voir figure B13) il est possible de déterminer la profondeur optique du nuage en fonction de l'énergie du rayonnement X. Celle-ci est simplement donnée par

$$\tau(\epsilon) = \sigma(\epsilon) N_H$$

où N_H est le nombre d'atomes H équivalents sur la ligne de visée. N_H s'exprime à partir de la densité projetée d'hydrogène moléculaire par

$$N_H = 2 N_{H_2}$$

et la densité d'hydrogène moléculaire se déduit elle-même de la densité projetée de ^{13}CO et du rapport d'abondance $X(^{13}\text{CO})$, que nous prendrons comme précédemment égal à $2 \cdot 10^{-6}$

$$N_{H_2} = \frac{N(^{13}\text{CO})}{X(^{13}\text{CO})}$$

La section efficace photoélectrique varie approximativement en $\epsilon^{-2,6}$, par conséquent l'absorption par le nuage produit une coupure basse énergie dans le spectre X

Si nous définissons l'énergie de coupure ϵ_0 par

$$e^{-\tau(\epsilon_0)} = 0,1$$

elle est reliée à la densité projetée d'atomes H équivalents par la relation

$$\sigma(\epsilon_0) = \frac{2,3}{N_H}$$

La densité projetée de ^{13}CO est en moyenne égale à $1,5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, ce qui correspond à une valeur moyenne de N_H égale à $1,5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$.

L'énergie de coupure correspondante est donnée par

$$\sigma(\epsilon_0) = 1,5 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^{-2} / \text{atome H}$$

En supposant pour C, N, O les valeurs des abondances universelles (courbe inférieure de la figure B13) on obtient

$$\epsilon_0 = 1,1 \text{ keV}$$

Dans la direction de S152, où la densité projetée de ^{13}CO augmente jusqu'à $6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, l'énergie de coupure se situe à

$$\epsilon_0 = 2 \text{ keV}$$

Ces valeurs sont à comparer avec l'énergie de coupure due à la seule absorption interstellaire; celle-ci peut être évaluée à partir de l'excès de couleur $E(B-V)$ observé en direction des régions HII du nuage: selon Crampton et al (1978) $E(B-V)$ est égal à 0,94 en direction de S148 et de S152 (et plus faible pour les autres régions HII du nuage). De la valeur de $E(B-V)$ on déduit, à partir de la courbe $E(B-V) = f(N_H)$ donnée par Ryter et al (1975), une limite supérieure du nombre d'atomes H équivalents du milieu interstellaire (limite supérieure car les molécules du nuage lui-même participent à $E(B-V)$):

$$N_H = 6,5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$$

L'énergie de coupure se situe alors à

$$\epsilon_0 = 0,8 \text{ keV}$$

En conclusion, le milieu interstellaire peut au plus absorber le rayonnement X d'énergie inférieure à 0,8 keV alors que le nuage moléculaire est responsable d'une absorption des rayons X d'énergie inférieure à 1 keV et même à 2 keV dans la direction de S152.

Il nous reste à examiner le spectre d'émission de la source X afin de déterminer si l'absence d'émission X à la position du nuage moléculaire peut s'expliquer par l'absorption de celui-ci où s'il ne s'agit là que d'un phénomène lié à la source X elle-même.

Les observations du satellite Einstein portent sur la gamme d'énergie 0,1 - 4,5 keV; il nous faut donc faire des hypothèses sur le spectre d'émission X

de la source.

Du diamètre de l'émission X (~ 36 pc), il est possible d'obtenir une estimation de la température du plasma en supposant que le reste de supernova est dans la phase d'expansion adiabatique (voir Gorenstein et Tucker, 1976) : celle-ci est de l'ordre de $3 \cdot 10^6$ K.

Les modèles d'émission X qui tiennent compte des raies d'émission des ions He, C, N, O, Na, Mg, Si, Ca, Fe et Ni, du rayonnement bremsstrahlung et des recombinaisons radiatives (voir Kato 1975, Raymond et Smith 1977) conduisent à la conclusion suivante : l'émission X d'un plasma à une température de l'ordre de $3 \cdot 10^6$ K se fait principalement à des énergies inférieures à 1 keV; elle est donc susceptible d'être absorbée par le nuage moléculaire.

La structure de l'émission radio du reste de supernova (comprimée au bord du nuage moléculaire) et la possible absorption du rayonnement X émis à l'ouest de la source centrale GF2259+586 par le nuage moléculaire semblent indiquer une association entre ces deux objets (les estimations de distance ne peuvent être considérées comme un argument très fiable) : le reste de supernova serait situé à l'est du nuage moléculaire et pratiquement à la même distance que lui.

Cependant l'étude de la région HII S152 (Heydari-Malayeri 1981) a montré que celle-ci n'était pas polluée par les produits de nucléosynthèse du reste de supernova; cet argument ne suffit pourtant pas à rejeter l'idée d'une association du nuage et du reste de supernova : l'explosion de cette dernière est un événement récent (Gregory et Fahlman estiment son âge à 12 000 ans) et de l'avis même de l'auteur, les méthodes d'étude de S152 pourraient ne pas suffire à détecter la contamination (Heydari-Malayeri et al, 1981).

Dans l'hypothèse où le nuage moléculaire et la source X sont associés, le rayonnement X peut avoir un effet sur la chimie du nuage.

L'étude de la formation des molécules en présence de rayonnement X par Langer(1978) indique que les taux d'ionisation peuvent augmenter considérablement à proximité d'une source X, au moins dans le cas des nuages diffus ($A_V = 1$). Il serait intéressant d'examiner si un tel effet peut modifier la chimie des nuages moléculaires plus denses, où l'absorption des rayons X semble, comme nous l'avons vu, assez efficace, au moins pour un rayonnement d'énergie inférieure à 1 keV.

En conclusion, il n'est pas possible d'affirmer avec certitude que le reste de supernova et le nuage moléculaire sont associés. Cependant, une telle association semblerait expliquer les caractéristiques de l'émission radio et surtout

de l'émission X observées. En outre, elle aurait peut-être une influence sur les abondances chimiques dans les régions du nuage les plus exposées au rayonnement X. De plus, une telle association permettrait peut-être aussi d'obtenir des indications sur l'histoire de la formation des étoiles dans ce nuage où sont déjà connus des objets d'âge vraisemblablement différents.

C - LE NUAGE MOLECULAIRE S184

1. Introduction.

La région HII S184 (également connue sous le nom de NGC281) apparaît comme une nébuleuse brillante du bras de Persée sur les plaques rouge et bleue du Palomar. De forme assez irrégulière, elle est fortement obscurcie au sud-ouest.

L'émission radio de cette nébuleuse, cartographiée à 3200 MHz et 178 MHz par Caswell (1968), puis à 21 cm par Israël (1977) est relativement uniforme, mais présente deux structures plus intenses (notées A et B par Israël) et un point source très brillant, au sud de la composante A, qui pourrait, selon Israël, être une région HII compacte.

L'ionisation de S184 est principalement due à l'étoile dominante, HD5005, d'un système multiple. Selon Walborn (1973) cette étoile serait de type O6.5 V ((f)).

En 1967 Riegel a détecté un nuage d'hydrogène atomique centré au sud-est de la nébuleuse dont la distance cinématique (2200 pc) est en très bon accord avec la distance photométrique (2300 pc) de l'étoile HD5005.

Le nuage moléculaire associé à la région HII S184 a été observé en émission ^{12}CO ($J = 1-0$) par Wilson et al en 1974, et cartographié par Elmegreen et Lada en 1978 ; ces 2 derniers auteurs ont également observé quelques points en ^{13}CO ($J = 1-0$) au voisinage du maximum d'émission ^{12}CO et ils ont découvert un maser H_2O au bord d'un des fragments du nuage, à proximité de la composante A de l'émission radio de la région HII (voir figure C 1). Selon Elmegreen et Moran (1979), ce maser serait associé à une étoile de type B dont la formation aurait été induite par le choc entre la région HII en expansion et le nuage moléculaire.

Le nuage moléculaire S184 apparaît donc comme une région active et présente peut-être un exemple de formation d'étoile induite par choc. De plus, cette région se prête particulièrement bien à l'étude des interactions entre gaz ionisé, gaz neutre et gaz moléculaire (voir Rodger et Pedlar 1981, et Johnson et al 1981).

2. Caractéristiques générales du nuage moléculaire.

Les observations des raies $J = 1-0$ de ^{13}CO et de HCO^+ du nuage moléculaire associé à S184 ont été réalisées en juin et août 1981 ; l'écart quadratique moyen du bruit (σ) est inférieur à 0,15 K en ^{13}CO et à 0,10 K en HCO^+ , ce qui correspond à des temps d'intégration de 15 à 50 mn par spectre, selon l'état du ciel.

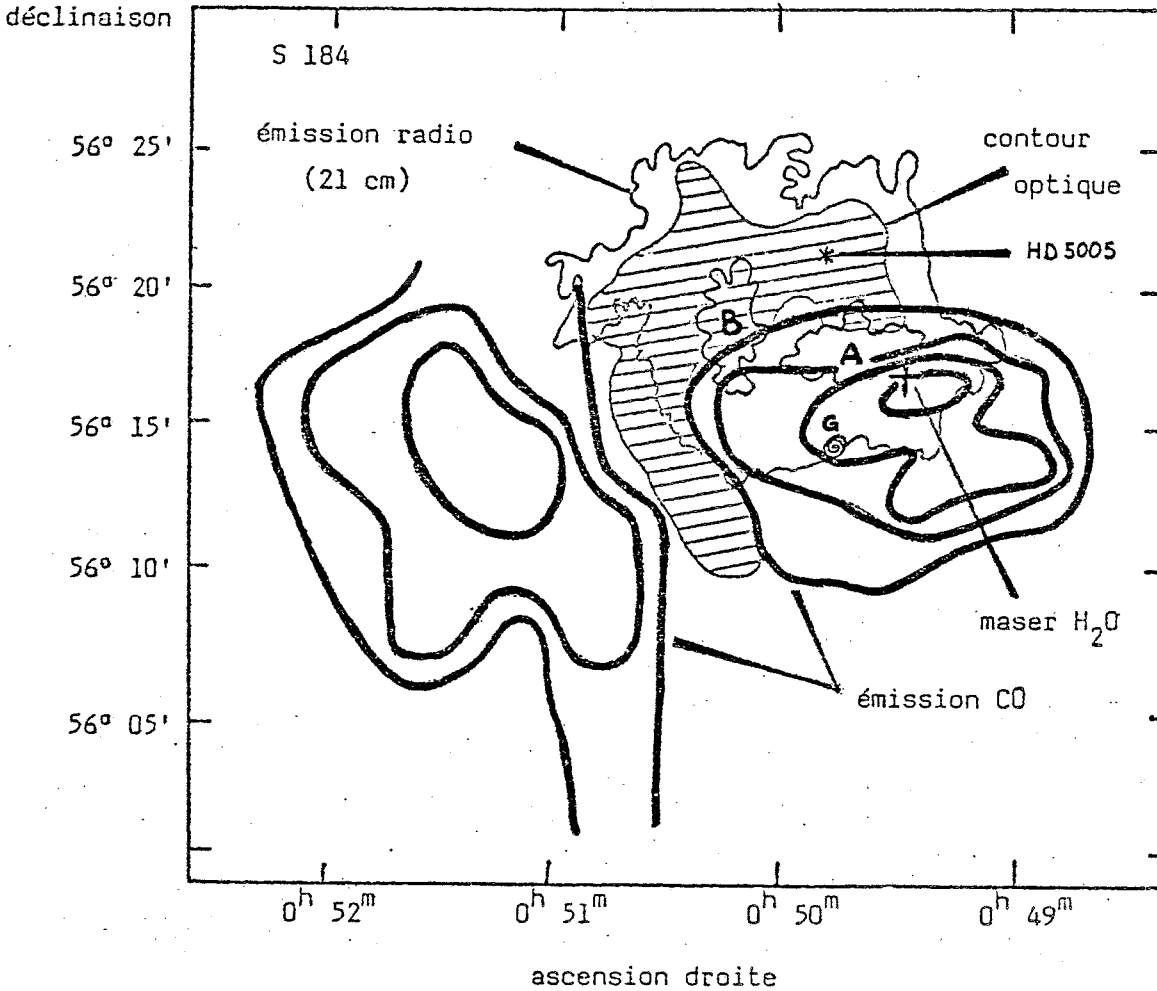
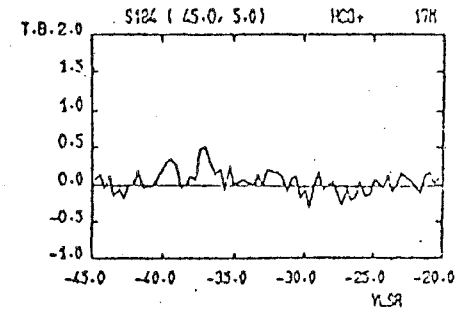
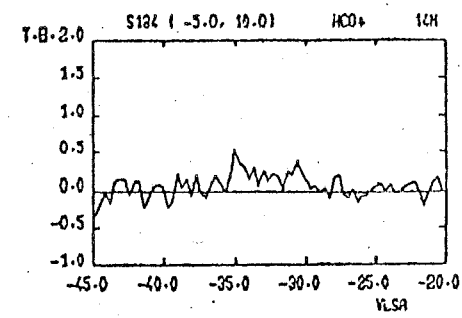
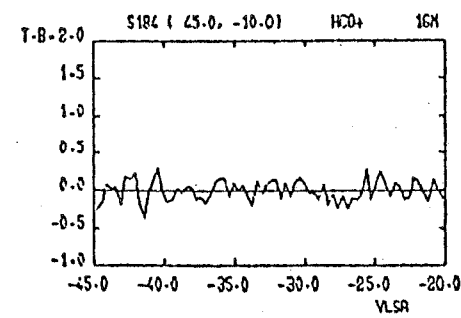
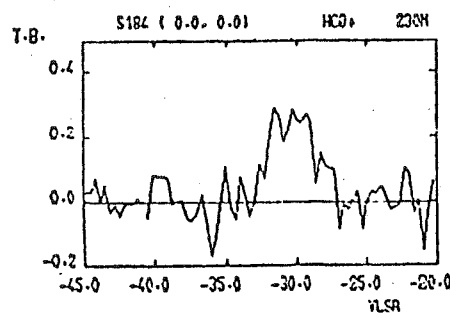
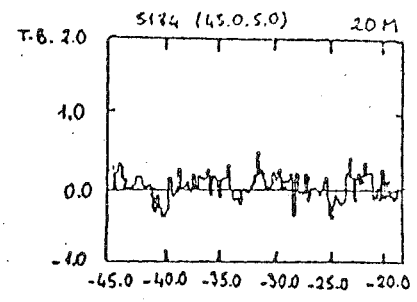
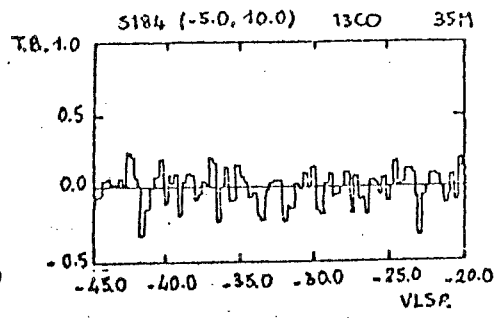
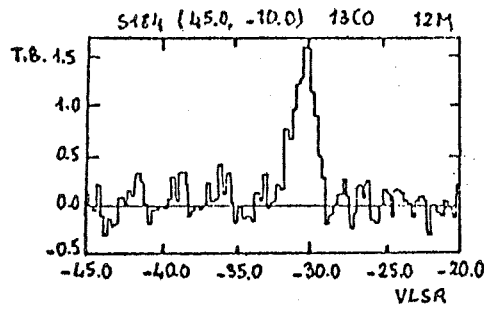
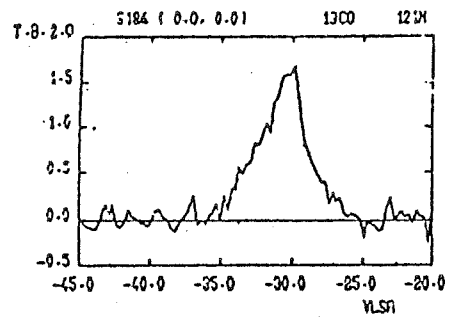


Figure C1 : Le nuage moléculaire S184 et les objets associés.

- en traits gras, les deux fragments de nuage cartographiés en CO (J=1-0) par Elmegreen et Lada (1978)
- la zone hachurée délimite la nébuleuse optique
- en traits fins le contour radio (21 cm) de la région H II
- le maser H₂O découvert par Elmegreen et Lada (1978) est représenté par le symbole +



- 131 -

Figure C2 : Quelques spectres des transitions ^{13}CO ($J=1-0$) et HCO^+ ($J=1-0$) observées dans le nuage S184. Le point (45, -10) présente un exemple de raie ^{13}CO forte par rapport à la raie HCO^+ ; aux points (-5,10) et (45, 5) l'émission HCO^+ apparaît plus intense que l'émission ^{13}CO .

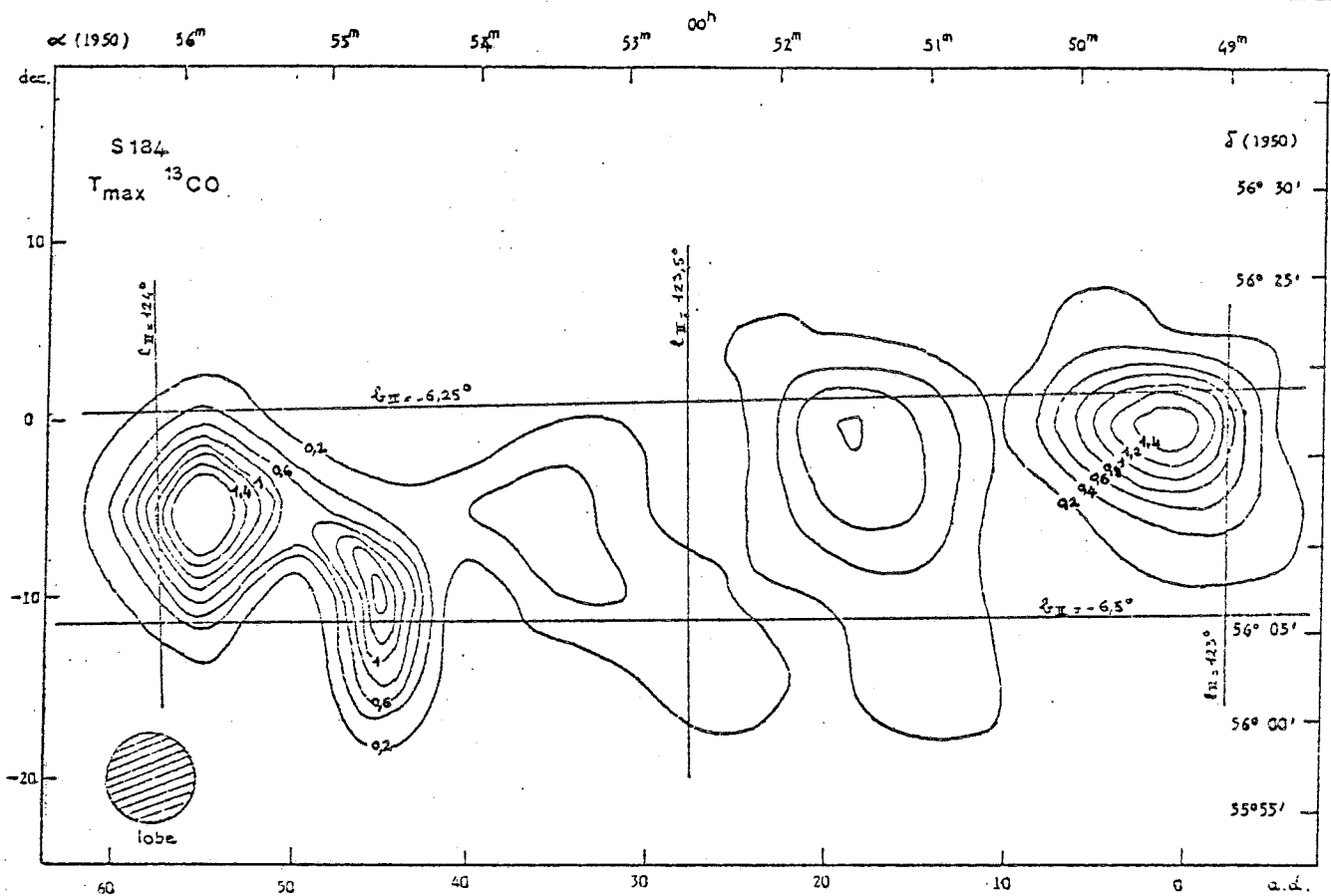


Figure C3 : Isophotes de température de brillance maximale des raies ^{13}CO ($J=1-0$). L'intervalle entre 2 contours est égal à 0,2 K et le contour minimum correspond à 0,2 K. Les coordonnées du point (0,0) sont :
 $\alpha (1950) = 00^{\text{h}} 49^{\text{m}} 17,1^{\text{s}}$ $\delta (1950) = 56^{\circ} 17,0'$

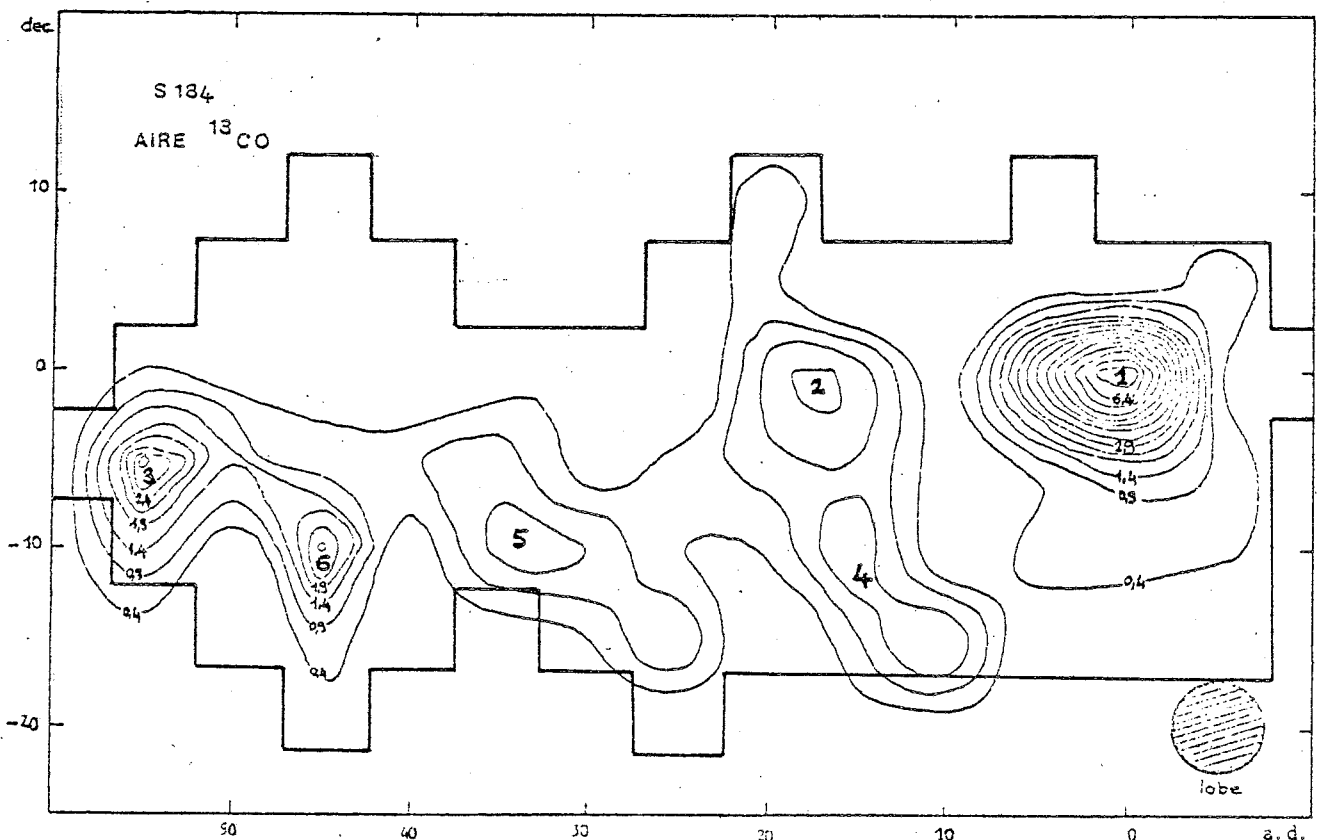


Figure C4 : Isophotes d'aire de raies ^{13}CO ($J=1-0$). Le contour minimum correspond à 0,4 K.km/s et l'intervalle entre 2 contours est égal à 0,5 K.km/s. la numérotation des condensations est celle du texte.

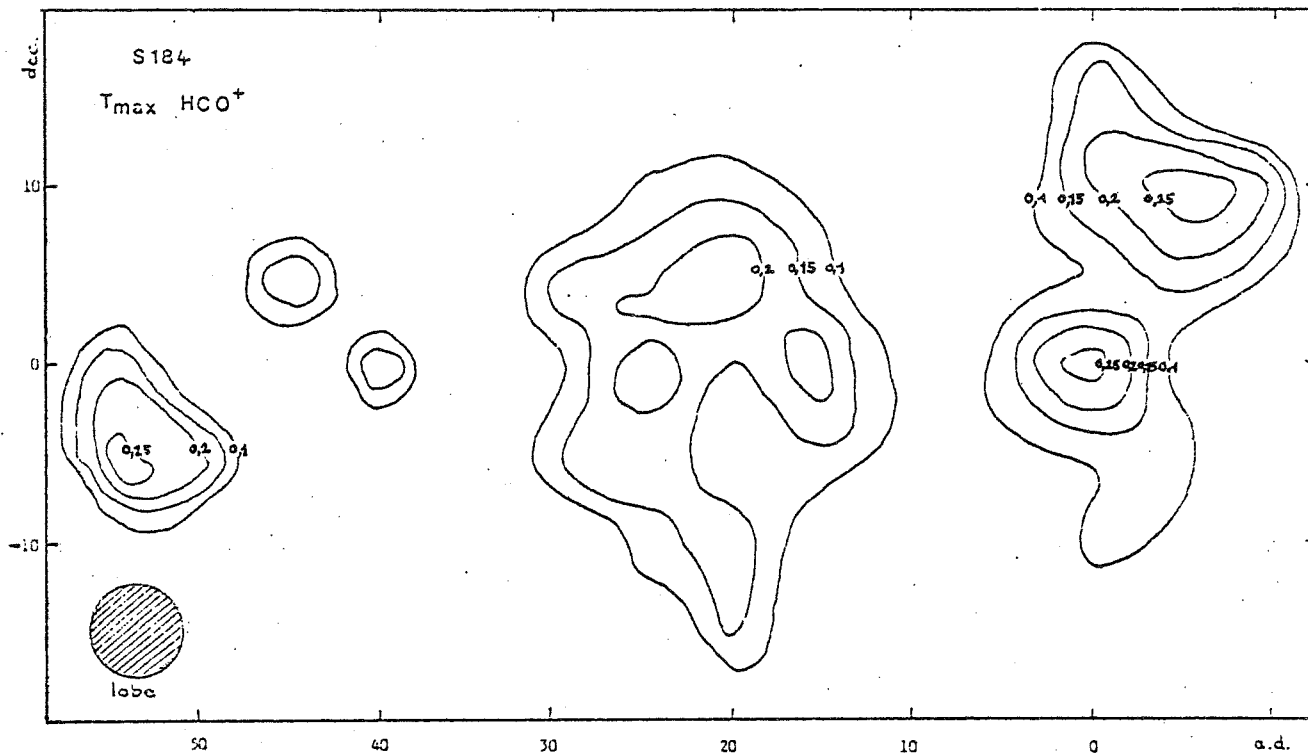


Figure C5 : Isophotes de température de brillance maximale des raies HCO^+ ($J=1-0$). Le contour minimum correspond à $T_B = 0,1$ K et l'intervalle entre 2 contours est égal à $0,05$ K. Les coordonnées du point (0,0) sont les mêmes que dans la figure C3.

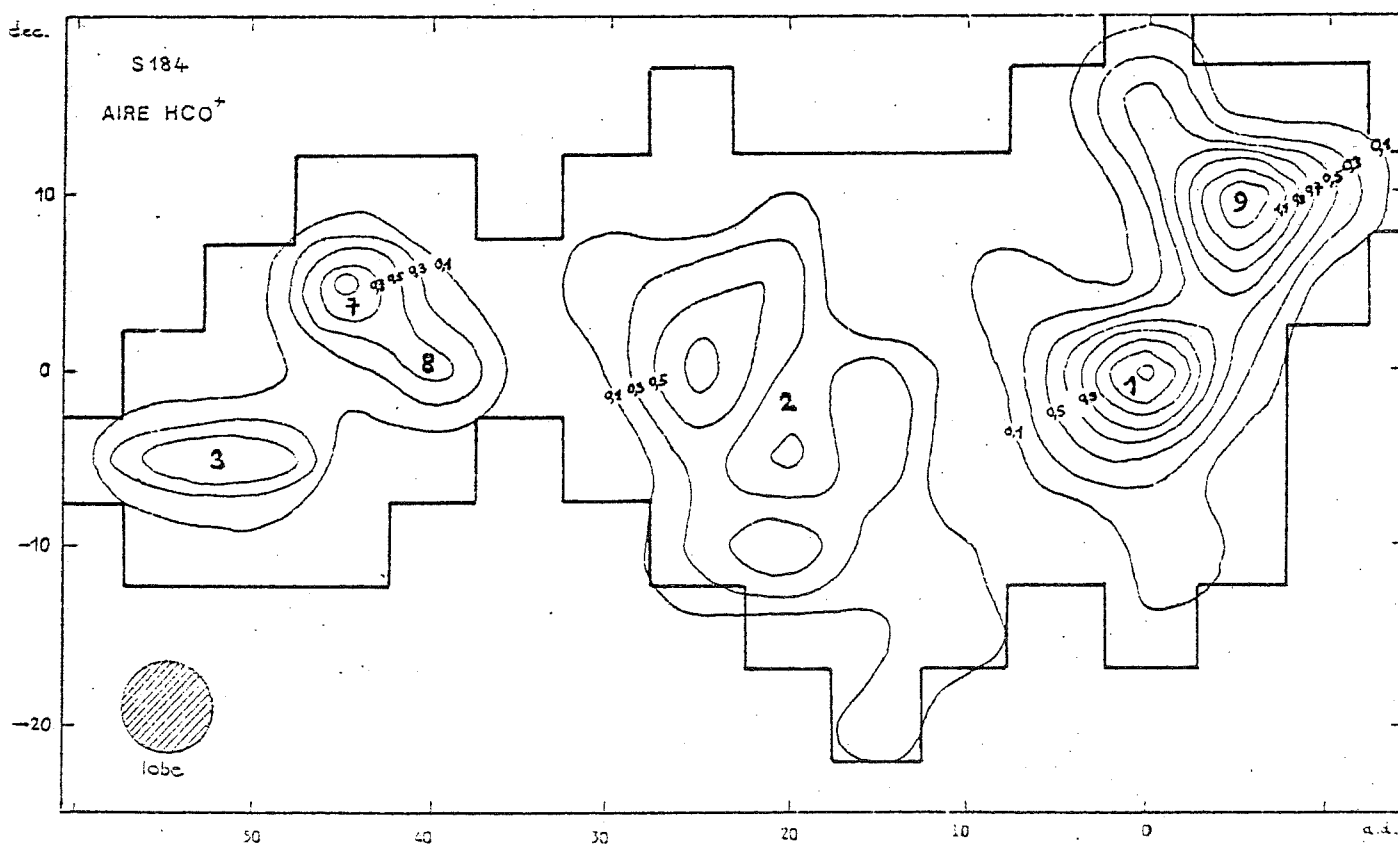


Figure C6 : Isophotes d'aire de raies HCO^+ ($J=1-0$). l'intervalle entre 2 contours est égal à $0,2$ K.km/s et le contour minimum correspond à $0,1$ K.km/s. Les coordonnées du point (0,0) sont les mêmes que dans la figure C3. La numérotation des condensations est celle du texte.

La figure C 2 présente un certain nombre de spectres de l'une et l'autre molécule. Les cartes d'isophotes de température de brillance maximale et d'aire de raie de HCO^+ et de ^{13}CO , présentées dans les figures C 3 et C 4 ont été réalisées à partir de l'observation d'un point toutes les 5', dans les deux directions.

Les 2 fragments ouest du nuage avaient déjà été cartographiés en CO par Elmegreen et Lada et présentent en émission ^{13}CO une allure assez voisine. En revanche, nous avons eu la surprise de découvrir à l'est de ces 2 fragments trois autres condensations en émission ^{13}CO , dont 2 sont plus intenses que le fragment est de la carte d'Elmegreen et Lada. De ce fait le nuage présente une structure très allongée dans la direction EW (~ 40 pc de long sur ~ 10 pc de large).

Comme dans le cas du nuage S147/S153 l'émission HCO^+ est très étendue. De plus, contrairement à ce que nous avons observé pour le nuage moléculaire S147/S153, les émissions ^{13}CO et HCO^+ présentent ici des différences considérables : 3 condensations seulement (notées 1, 2 et 3) de ce nuage très fragmenté sont visibles en HCO^+ et en ^{13}CO . Certaines n'apparaissent qu'en émission ^{13}CO (comme les condensations 4, 5 et surtout 6 de la figure C 3) ; d'autres semblent inexistantes en ^{13}CO alors qu'elles sont nettement visibles (points 7 et 8 de la figure C 4) ou même très brillantes (condensation 9 de la figure C 4) en HCO^+ . De plus, l'émission ^{13}CO au voisinage de la région HII S184 (notée 1) et celle du pic 3 apparaissent beaucoup plus intenses en ^{13}CO qu'en HCO^+ .

La structure en vitesse des 2 fragments ouest du nuage apparaît complexe aussi bien en HCO^+ qu'en ^{13}CO : la plupart des raies présente une structure double, généralement plus visible en ^{13}CO qu'en HCO^+ où la composante secondaire est à la limite de détectabilité. De ce fait les largeurs de raies sont extrêmement variables (de 2 km s^{-1} à l'est du nuage à 5 km s^{-1} au voisinage de la région HII).

3. Distance du nuage moléculaire.

Comme nous l'avons indiqué plus haut, la distance photométrique de l'étoile excitatrice de la région HII, HD5005, et la distance cinématique du nuage d'hydrogène neutre (de vitesse $V_{\text{LSR}} = -30 \text{ km s}^{-1}$) fournissent des valeurs très voisines, de l'ordre de 2200 pc. L'existence de composantes multiples en émission moléculaire rend difficile une détermination de la distance cinématique du nuage, cependant une vitesse moyenne de -30 km s^{-1} , égale à celle du nuage HI, est en accord avec nos observations et fournit une distance de 2,2 kpc, valeur que nous adopterons.

4. Masse du nuage moléculaire.

La méthode employée pour déterminer la masse du nuage à partir des observations ^{13}CO a été décrite lors de l'étude du nuage S147/S153 : elle s'appuie sur la détermination de la densité projetée de ^{13}CO en chaque point et de l'aire associée à chacun de ces points.

Le calcul de la densité projetée à partir des raies ^{13}CO nécessite que l'on se donne la température cinétique et la densité d'hydrogène moléculaire.

Sur la base des observations de la raie CO (J=1-0) supposée thermalisée, de Elmegreen et Lada nous avons adopté une température cinétique de 10 K dans l'ensemble du nuage et de 20 K aux points de coordonnées (0,0) et (55,-5) des cartes de la figure C 3.

En ce qui concerne la densité d'hydrogène moléculaire, nous lui avons arbitrairement attribué une valeur de 10^3 cm^{-3} en ces 2 points et de 250 cm^{-2} dans le reste du nuage. (Nous vérifierons un peu plus loin que ce choix est cohérent en déduisant des masses que nous aurons calculées de nouvelles estimations de la densité d'hydrogène moléculaire).

Les densités projetées N de ^{13}CO sont déterminées à partir de l'aire A des raies en utilisant les courbes $\frac{N}{\Delta V}$ en fonction de $\frac{A}{\Delta V}$ de la figure E1 de l'annexe E. (ΔV est la largeur à mi-hauteur des raies).

La densité projetée de ^{13}CO varie de $7 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ à $4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ dans l'ensemble du nuage et atteint $9 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ au voisinage du point (0,0) (l'extinction visuelle correspondante serait de l'ordre de 4 ± 2 , d'après la relation $A_v = (4 \pm 2) \cdot 10^{-16} N(^{13}\text{CO})$ donnée par Dickman 1978, ce qui explique que la région HII, située derrière le nuage moléculaire, soit obscurcie dans cette direction).

Si l'on adopte une distance de 2,2 kpc et si l'on attribue à chaque point une aire carrée de 5' de côté (diamètre du lobe), la surface correspondante est de $9,2 \cdot 10^{37} \text{ cm}^2$ (une distance angulaire de 5' correspond à une distance linéaire de $9,6 \cdot 10^{18} \text{ cm}$, soit 3,2 pc).

La masse d'hydrogène moléculaire du nuage a été calculée en supposant une abondance relative $X(^{13}\text{CO})$ de ^{13}CO par rapport à H_2 de $2 \cdot 10^{-6}$ (Dickman 1978). Elle s'exprime en fonction de la distance D du nuage et de $X(^{13}\text{CO})$ par :

$$M = 8,9 \cdot 10^3 \left[\frac{D(\text{kpc})}{2,2} \right]^2 \left[\frac{2 \cdot 10^{-6}}{X(^{13}\text{CO})} \right] \quad (M_{\odot})$$

fragment	contour externe	masse (M_{\odot})
1	6,4 0,4	180 - 190 $3,5 \cdot 10^3 - 5,1 \cdot 10^3$
2	1,4	284 - 366
3	3,4 1,9	32 - 36 336 - 427
4	1,4	226
5	0,9	340 - 545
6	1,9	340 - 406

Tableau C1 : Masse d'hydrogène contenue dans les différents contours d'aire de raies ^{13}CO des fragments du nuage S184.

fragment	contour externe	rayon (cm)	n_{H_2} supposée (cm^{-3})	n_{H_2} calculée (cm^{-3})
1	6,4	$2,7 \cdot 10^{18}$	10^3	650 - 680
2	1,4	$5,5 \cdot 10^{18}$	250	213 - 273
3	3,4	$1,6 \cdot 10^{18}$	10^3	970 - $1,1 \cdot 10^3$
6	1,9	$3,5 \cdot 10^{18}$	250	340 - 405

Tableau C2 : Densité d'hydrogène moléculaire dans les condensations, déterminée à partir de leur masse.

Il est également possible d'estimer la masse des différents fragments du nuage en utilisant la carte d'isophotes d'aire de raie ^{13}CO : en supposant que la largeur ΔV des raies ^{13}CO est en tout point égale à 3 km s^{-1} , chaque contour est associé à une valeur de densité projetée ^{13}CO et la masse de la "tranche" de nuage limitée par deux contours voisins est encadrée par les 2 valeurs calculées à partir des densités projetées associées à l'un et l'autre isophote et de l'aire limitée par les 2 contours.

Les masses limites des différentes condensations et des fragments du nuage sont données dans le tableau C 1.

La masse totale du nuage ainsi calculée est comprise entre $6,6 \cdot 10^3$ et $10^4 M_{\odot}$.

A l'aide de ces résultats, nous pouvons estimer la densité d'hydrogène moléculaire des différentes condensations en leur supposant une géométrie sphérique. Le tableau C 2 indique le rayon, la masse, la densité supposée et la densité calculée des différentes condensations, ou fractions de condensations.

Dans les régions peu denses, les densités d'hydrogène moléculaire déduites des estimations de masse sont cohérentes avec les densités supposées ce qui en justifie le choix : en effet les densités projetées de ^{13}CO , donc les masses ne sont pas proportionnelles à la densité d'hydrogène moléculaire choisie pour les calculer. Au centre de condensation 1 la densité déduite de la masse est un peu plus faible que celle que nous avons supposée ; il n'est pas impossible qu'il s'agisse d'un effet de saturation des raies ^{13}CO des régions denses qui nous conduit à sous estimer la densité projetée de ^{13}CO et donc la masse de cette condensation.

5. Relations de Larson.

Comme nous l'avions fait dans le cas du nuage moléculaire S147/S153 il est intéressant d'examiner si les masses M , les dispersions en vitesse σ et les extensions linéaires des différents fragments du nuage cartographié en ^{13}CO vérifient les relations de Larson (voir étude du nuage moléculaire S147/S153).

La masse d'hydrogène des différents fragments est prise égale à la moyenne des 2 valeurs extrêmes fournies par le calcul ci-dessus et nous supposons le nuage formé de 7/10 d'hydrogène (en masse).

La dispersion en vitesse est déterminée comme pour le nuage S147/S153 à partir des 2 valeurs : largeur des raies à mi-hauteur et écart entre les vitesses centrales extrêmes observées dans le fragment considéré. Les valeurs de σ , M et L observées et celles déduites des relations de Larson sont indiquées dans le tableau C 3.

Contrairement à ce qui avait été observé pour le nuage moléculaire S147/S153, les relations phénoménologiques de Larson ne sont pas bien satisfaites par tous les fragments du nuage moléculaire S184 : la valeur expérimentale de la

fragment	contour externe	σ (km/s)	M (M_{\odot})	L (pc)	σ (1)	σ (2)	M(3)
1	0,4	6,0	$6,2 \cdot 10^3$	11	2,7	2,4	$1,1 \cdot 10^4$
2	1,4	2,5	464	4,8	2,0	1,4	$2,4 \cdot 10^3$
3	1,9	2,0	545	3,8	1,8	1,5	$1,5 \cdot 10^3$
4	1,4	4,0	323	7,0	2,3	1,3	$4,8 \cdot 10^3$
2 + 4	0,9	4,0	$2,2 \cdot 10^3$	14,4	3,0	2,0	$1,9 \cdot 10^4$
5	0,9	3,0	632	12	2,8	1,5	$1,3 \cdot 10^4$
6	1,9	2,0	533	4,8	2,0	1,5	$2,4 \cdot 10^3$
3 + 6	0,9	3,0	$1,4 \cdot 10^3$	7,5	2,4	1,8	$5,5 \cdot 10^3$
nuage entier	0,4	8,0	$1,2 \cdot 10^4$	41,6	4,5	2,7	$1,4 \cdot 10^5$

Tableau C3 : Relations de Larson appliquées au nuage S184 et à ses différents fragments. Les colonnes σ (1), σ (2) et M(3) indiquent les valeurs de la dispersion en vitesse σ fournies par les relations de Larson (1) et (2) respectivement et la valeur de la masse donnée par la relation (3).

dispersion en vitesses est systématiquement plus grande que celle que l'on déduit de l'extension linéaire des fragments (sauf pour les fragments 3, 5 et 6, qui ne présentent pas de composantes multiples et dont les raies sont assez étroites).

De plus les valeurs des masses déduites des observations sont nettement plus faibles que les masses calculées à partir de l'extension linéaire des fragments : d'un facteur 2 à 4,5 pour les condensations 1,2,3,6 ; d'un facteur supérieur à 10 pour les fragments les moins denses 4 et 5 et pour l'ensemble du nuage.

Deux explications à ces comportements sont possibles : le nuage n'est pas en équilibre gravitationnel, ce qui a pour effet d'augmenter la dispersion en vitesses, ou nous avons sous-estimé masses et extensions linéaires.

La première hypothèse semblerait s'accorder assez bien aux écarts observés à la relation de Larson entre L et σ : les fragments 3, 5 et 6, qui sont les plus éloignés de la région HII vérifient bien cette relation alors que les fragments 1, 2 et 4, dont la dynamique pourrait être très perturbée par l'interaction avec la région HII et le nuage d'hydrogène neutre s'en écartent assez nettement. En revanche cette hypothèse n'explique pas les écarts à la relation liant masse et extension linéaire : si les facteurs 2 à 4.5 observés pour les condensations les plus denses peuvent se situer dans la marge d'incertitude d'un facteur 8 donnée par Larson pour les déterminations de masse à partir de la relation (3), il nous faut constater que pour les fragments peu denses (4 et 5) l'écart entre masse observée et masse calculée à partir de l'extension linéaire est nettement supérieur à cette valeur. Ce résultat semble confirmer que notre calcul de densités projetées de ^{13}CO , qui suppose des densités et des températures uniformes, conduit à sous-estimer les masses.

6. Comparaison des émissions ^{13}CO et HCO^+ .

Comme dans le cas du nuage S147/S153, l'émission HCO^+ n'est absolument pas limitée aux régions centrales du nuage. De plus ainsi que nous l'avons indiqué lors de la description des caractéristiques générales du nuage, les émissions HCO^+ et ^{13}CO sont fort dissemblables.

Cet effet apparaît très nettement lorsqu'on compare les aires des raies HCO^+ et ^{13}CO .

La figure C 6 représente l'aire des raies ^{13}CO en fonction de celle des raies HCO^+ : les points correspondant aux spectres observés se répartissent en 3 groupes, comme dans le cas du nuage S147/S153, qui correspondent respectivement aux points où l'on

$A(^{13}\text{CO})$ (K km s^{-1})

S184

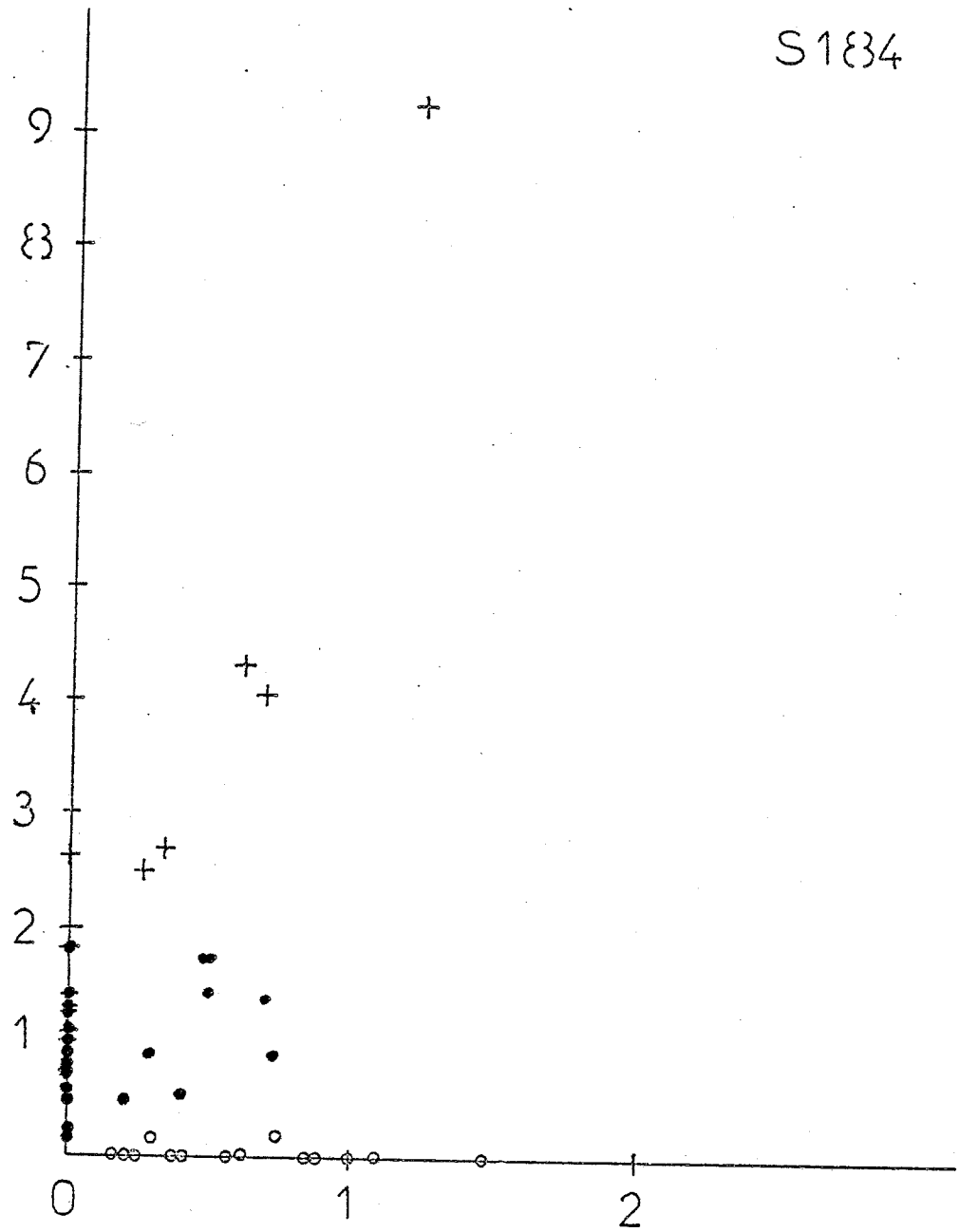


Figure C7 : Aires des raies HCO^+ (J=1-0) et ^{13}CO (J=1-0) dans le nuage S 184
Le signe + indique les points où l'émission ^{13}CO est forte par rapport à l'émission HCO^+ ; le symbole o correspond aux points où l'aire des raies HCO^+ est forte, relativement, par rapport à celle des raies ^{13}CO .

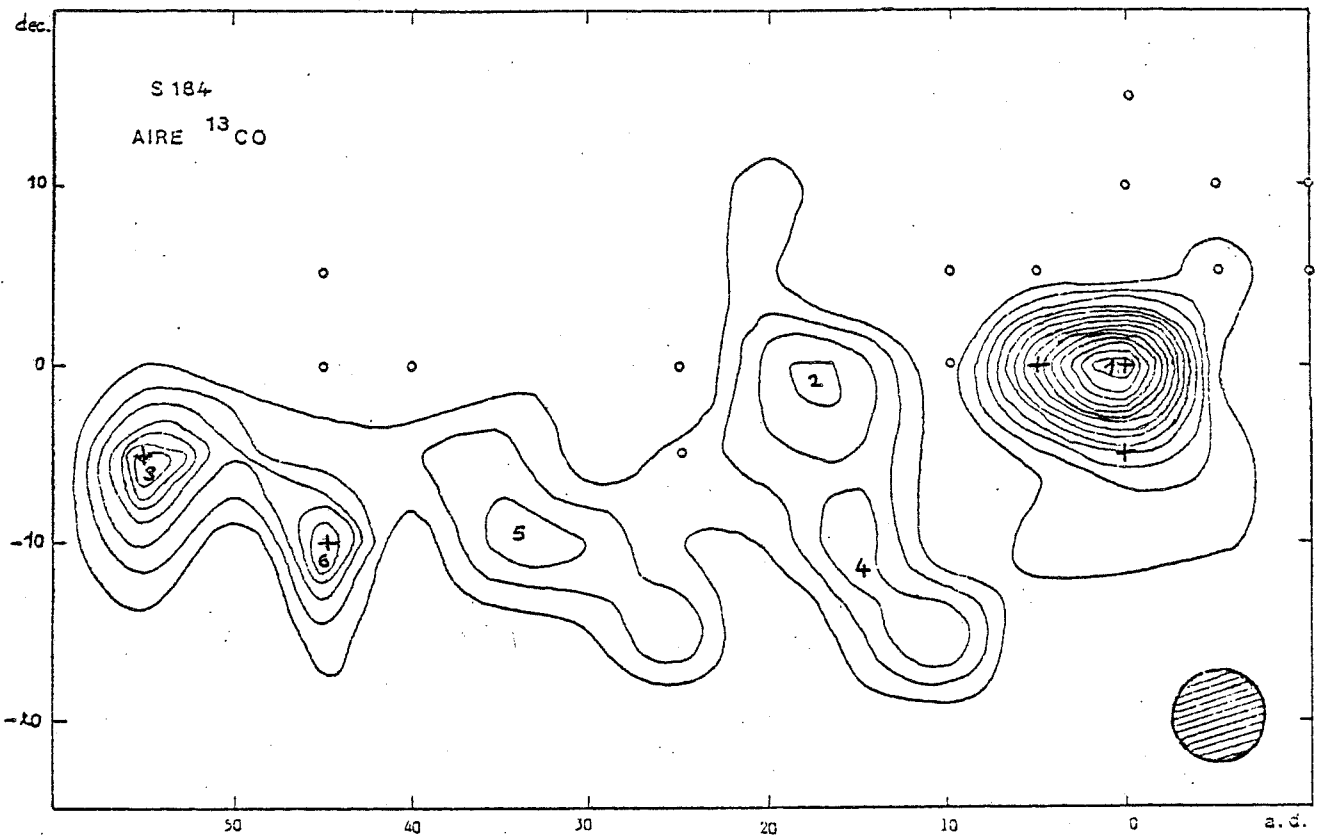


Figure C8 : Localisation sur une carte d'aire de raies ¹³CO des points de forte émission ¹³CO par rapport à HCO⁺ (notés +) et des points de forte émission HCO⁺ par rapport à ¹³CO (notés o) de la figure C7.

observe HCO^+ et pas ^{13}CO (symbole o), à ceux où l'émission ^{13}CO est forte et où les raies HCO^+ sont relativement faibles ou non visibles (symbole +), enfin aux points où les 2 émissions sont modérées (symbole ●), comme le montre la répartition des points sur la carte d'isophotes d'aire ^{13}CO (figure C 7).

La situation des 2 groupes extrêmes de points est tout-à-fait analogue à celle que l'on observe pour le nuage S147/S153 : l'émission HCO^+ est faible, relativement à ^{13}CO à proximité des condensations centrales du nuage et devient forte par rapport à l'émission ^{13}CO à la périphérie du nuage.

Le mécanisme évoqué pour expliquer le comportement de l'émission HCO^+ dans les régions denses du nuage S147/S153 semble s'appliquer à ce nuage : il y a auto-absorption de l'émission HCO^+ dans la direction des régions denses.

Nous estimerons la profondeur optique de l'enveloppe responsable de l'auto-absorption en utilisant la même méthode que pour le nuage S147/S153 :

- l'enveloppe est supposée n'émettre ni en HCO^+ ni en ^{13}CO
- elle a une profondeur optique τ en HCO^+ et négligeable en ^{13}CO
- l'intensité des raies HCO^+ observée dans la direction des condensations, $T_B(\text{HCO}^+)$ est liée à l'intensité $T_B^*(\text{HCO}^+)$ des raies effectivement émises par les régions denses par la relation

$$T_B(\text{HCO}^+) = e^{-\tau} T_B^*(\text{HCO}^+)$$

T_B^* se calcule à partir de la densité projetée de HCO^+ , de la température cinétique et de la densité d'hydrogène moléculaire par un calcul de transfert analogue à celui qui a été utilisé pour ^{13}CO .

Les conditions de température et de densité sont toujours celles que nous avons supposées précédemment. (Les courbes $T_B^* = f\left(\frac{N}{\Delta V}\right)$ correspondantes où ΔV est la largeur des raies sont représentées dans l'annexe E). La quantité $N / \Delta V$ pour HCO^+ est déduite de $N / \Delta V$ calculée pour ^{13}CO en supposant entre les 2 un rapport égal au rapport d'abondances $^{13}\text{CO} / \text{HCO}^+$ (c'est à dire 80 dans les conditions $T_K = 10$ K, $n_{\text{H}_2} = 250 \text{ cm}^{-3}$, et 50 lorsque $T_K = 20$ K et $n_{\text{H}_2} = 10^3 \text{ cm}^{-3}$). Les résultats sont rassemblés dans le tableau C4.

En supposant que le milieu diffusant à une densité $n_{\text{H}_2} = 250 \text{ cm}^{-3}$ et une température $T_K = 10$ K uniformes, des valeurs de τ se déduisent les valeurs de la densité projetée de HCO^+ dans l'enveloppe (les 2 quantités sont proportionnelles).

Avec l'hypothèse d'une largeur à mi-hauteur du profil de raie dans l'enveloppe égale à 3 km s^{-1} , la densité projetée de HCO^+ dans l'enveloppe est voisine de $4,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ (cette valeur correspond à $\tau = 1.5$).

point (α , δ)	n_{H_2} (cm^{-3})	T_{K} (K)	$N/V(^{13}\text{CO})$ ($\text{cm}^{-2}/\text{kms}^{-1}$)	$N/V(\text{HCO}^+)$ ($\text{cm}^{-2}/\text{kms}^{-1}$)	T_{B}^* (K)	T_{B} (K)	τ
(45 , -10)	250	10	$3,48 \cdot 10^{15}$	$4,35 \cdot 10^{13}$	0,39	< 0,1	> 1,36
(35 , -10)	250	10	$2,88 \cdot 10^{15}$	$3,6 \cdot 10^{13}$	0,33	< 0,1	> 1,20
(5 , 0)	250	10	$2,76 \cdot 10^{15}$	$3,45 \cdot 10^{13}$	0,32	0,16	0,69
(0 , 0)	10^3	20	$2,04 \cdot 10^{15}$	$4,08 \cdot 10^{13}$	1,57	0,30	1,66
(0 , -5)	250	10	$1,62 \cdot 10^{15}$	$2,02 \cdot 10^{13}$	0,19	0,11	0,55
(55 , -5)	10^3	20	$1,95 \cdot 10^{15}$	$2,44 \cdot 10^{13}$	1,08	0,24	1,50

Tableau C4 : Paramètres et résultats du calcul des profondeurs optiques du gaz diffus responsable de l'auto-absorption de l'émission HCO^+ des condensations du nuage S184.

Il faut noter que les valeurs de la profondeur optique de l'enveloppe indiquées ci-dessus sont vraisemblablement des limites inférieures en raison de la dilution probable de l'émission ^{13}CO des condensations, phénomène que nous avons déjà évoqué.

Nous avons également vérifié que dans les conditions de l'enveloppe : $n_{\text{H}_2} = 250 \text{ cm}^{-3}$, $T_K = 10 \text{ K}$, $\frac{N}{\Delta V}(\text{HCO}^+) \sim 1,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}/\text{kms}^{-1}$, $\frac{N}{\Delta V}(^{13}\text{CO}) \sim 1,2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}/\text{kms}^{-1}$, les émissions ^{13}CO et HCO^+ , ainsi que la profondeur optique en ^{13}CO étaient négligeables.

Comme dans le cas du nuage S147/S153, nous arrivons donc à la conclusion que l'émission HCO^+ des condensations est partiellement absorbée par le gaz diffus environnant, alors que cette enveloppe est transparente à l'émission ^{13}CO .

Aux points où l'on observe des émissions HCO^+ et ^{13}CO modérées, (symbolisés par ● sur les figures C6 et C7) les aires de raies ^{13}CO et HCO^+ ne sont pratiquement pas corrélées (facteur de corrélation de 0,41) ; il est alors vraisemblable que le milieu est peu uniforme (d'ailleurs la structure très fragmentée du nuage rend cette hypothèse fort plausible). L'émission ^{13}CO y est assez optiquement mince ($\tau \sim 0,5$ dans les conditions moyennes $T_K = 10 \text{ K}$, $n_{\text{H}_2} = 250 \text{ cm}^{-3}$, $\frac{N}{\Delta V}(^{13}\text{CO}) \sim 3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}/\text{km s}^{-1}$) alors que celle de HCO^+ est optiquement épaisse ($\tau \sim 4$ dans les mêmes conditions et en supposant $\frac{N}{\Delta V}(^{13}\text{CO}) = 80 \frac{N}{\Delta V}(\text{HCO}^+)$).

Comme dans le cas du nuage S147/S153, l'émission HCO^+ apparaît aussi étendue que l'émission ^{13}CO . De plus les figures C6 et C7 montrent clairement l'existence de 3 pics d'émission HCO^+ (notés 7, 8, 9) qui n'apparaissent pas en ^{13}CO .

Les phénomènes évoqués dans le cas du nuage S147/S153 pour expliquer l'étendue de l'émission HCO^+ doivent donc être au moins aussi efficaces dans le cas du nuage S184 puisqu'ils y sont apparemment capables de produire des raies HCO^+ intenses en des points où l'on n'observe pas d'émission ^{13}CO .

7. Structure en vitesse du nuage.

Ce problème, vraisemblablement complexe, n'a pas encore fait de notre part l'objet d'une étude détaillée.

Au voisinage de la région HII S184, les raies sont souvent multiples ; on distingue en particulier 3 composantes centrées à ~ -36 km/s, ~ -32 km/s et ~ -30 km/s. Les largeurs à mi-hauteur des raies varient de 1,6 à 2 km/s lorsqu'il n'y a qu'une seule composante ou que les composantes sont bien résolues, elles peuvent atteindre 4,6 km/s dans les cas où la structure des raies n'est pas résolue.

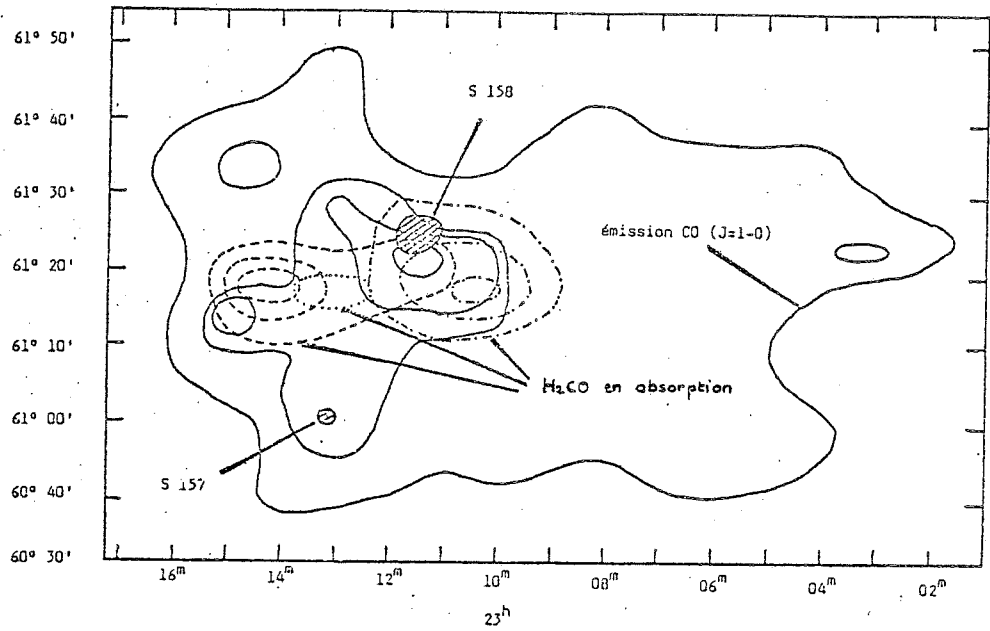
Dans les fragments est du nuage les raies ne semblent pas être composées : elles sont centrées à des vitesses comprises entre -30 et -32 km s⁻¹ et ont des largeurs à mi-hauteur de l'ordre de 2 km/s.

Les conclusions de Elmegreen et Moran (1979) sont à première vue en accord avec nos observations : il existe à proximité de la région HII une couche de gaz "choqué" responsable de l'émission de raies à une vitesse ~ -32 km s⁻¹, se déplaçant vers l'observateur par rapport au gaz "non choqué". Ce dernier émettrait des raies beaucoup plus étroites centrées à environ -30 km s⁻¹. Cependant il semble que se manifeste également une composante centrée à quelques -36 km s⁻¹ dans les 2 fragments moléculaires proches de la région HII, dont l'origine est à déterminer.

En tout état de cause l'étude de la dynamique du nuage nécessite certainement des observations de meilleure résolution spatiale et d'un meilleur rapport signal / bruit que celles présentées ici.

Figure D1 : Emission moléculaire CO (J = 1-0) du nuage associé aux régions H II S 158 et S 159, d'après Dickel et al 1981. Les contours des trois complexes cartographiés par Minn et Greenberg (1975) sont indiqués en traits pointillés.

déclinaison

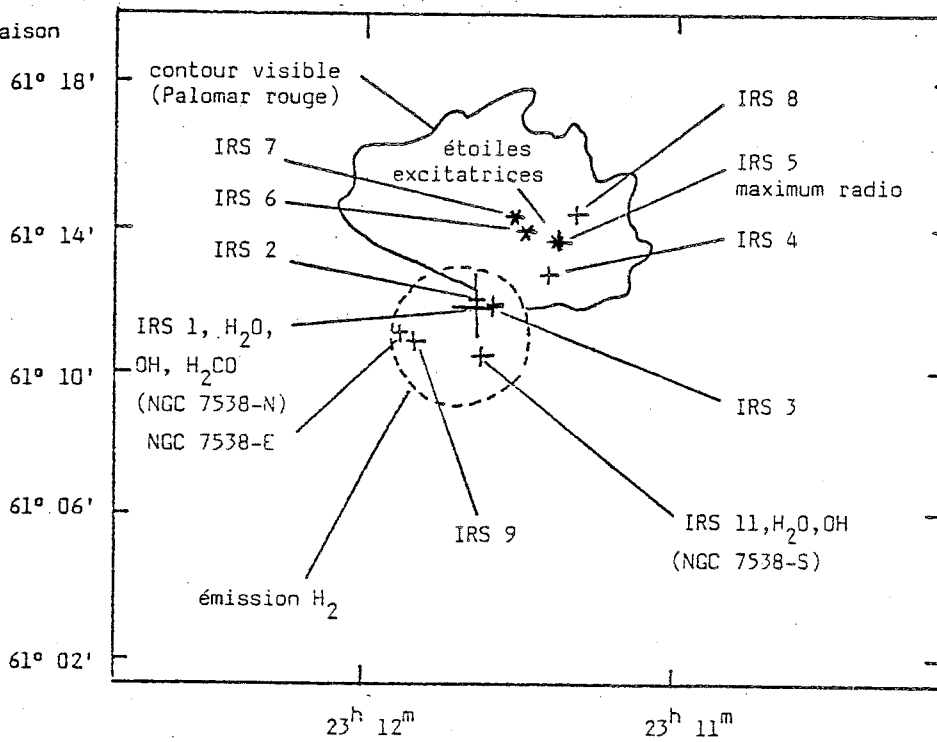


ascension droite

Figure D2 : La région H II S 158 (NGC 7538)

Les sources infrarouges sont indiquées par +, les étoiles excitatrices par *, le contour visible de la région H II (Palomar rouge) est en traits continus; les limites de l'émission H₂ sont indiquées par un trait pointillé.

déclinaison



ascension droite

D - LE NUAGE MOLECULAIRE S158 / S159 (NGC7538)

1. Introduction

Ce complexe du bras de Persée, associé aux régions HII S158 (également désignée sous le nom de NGC7538) et S159, présente une remarquable variété d'objets jeunes qui ont été abondamment observés : régions HII compactes IRS1, IRS2, IRS3 (Habing et al 1972, Ryle 1972, Israël et al 1973, Martin 1973, Israël 1977), sources infra-rouges, dont une protoétoile IRS9 (Wynn-Williams 1974, Willner 1976, Werner 1979, Thronson et Harper 1979), maser OH (Hardebeck 1971, Habing et al 1972, Wynn-Williams et al 1974), masers H₂O (Cato et al 1976, Genzel et Downes 1977, Forster et al 1978) et le seul maser H₂CO connu à ce jour (Forster et al 1980, Boland et de Jong 1980, Rots et al 1981, Guilloteau et Lucas 1981).

De plus, ces objets semblent correspondre à des générations successives d'étoiles, alignées selon un axe SE, les plus jeunes s'étant formées au sud de la région HII S158 (Werner et al 1979, Fischer et al 1980).

La région HII S158 est excitée par deux étoiles de type O7 (IRS5 et IRS6) et constitue une cavité creusée au bord du nuage moléculaire (Deharveng et al 1979) Au nord de celle-ci, existe une région HII peu brillante, S159, elle aussi excitée par une étoile O et peut-être associée à une région HII compacte (Israël et al, 1973).

Les régions HII S158 et S159 sont noyées dans des nuages d'hydrogène atomique en forme de coquilles plus ou moins complètes, cartographiés à 21 cm par Read (1980).

Le nuage moléculaire géant associé à ces régions a d'abord été observé en quelques points en émission ¹²CO (J=1-0) par Wilson et al (1974), puis de très nombreuses observations moléculaires, y compris celle de H₂ vibrationnellement excité (Fischer et al, 1980), ont été effectuées au voisinage de la région HII S158

Les seules observations à grande échelle du nuage moléculaire publiées à ce jour sont celles de Minn et Greenberg (1975) qui ont cartographié trois composantes moléculaires en absorption H₂CO à 6 cm et celles de Dickel et al (1981) qui ont réalisé la première carte d'émission ¹²CO (J=1-0) de l'ensemble du nuage moléculaire et une carte partielle de l'émission ¹³CO (J=1-0).

Ce nuage moléculaire apparaît donc à l'évidence comme une région extrêmement active et dont les objets jeunes témoignent peut-être d'une formation séquentielle d'étoiles selon un axe NW - SE à partir de la région HII S158.

(Une carte générale du nuage moléculaire en émission ^{12}CO ($J=1-0$) (d'après Dickel et al, 1981), des trois composantes en absorption H_2CO à 6cm (d'après Minn et Greenberg, 1975) et de la situation des régions HII S158 et S159 est présentée dans la figure D1a; la figure D1b tirée de la thèse de M. Perault (1981), représente l'ensemble des objets jeunes associés à S158).

2. Caractéristiques générales du nuage moléculaire

Les observations ^{13}CO ($J=1-0$) et HCO^+ ($J=1-0$) que nous présentons ont été effectuées en juillet, août et septembre 1981. L'objet de ces observations était de réaliser une carte complète mais rapide du nuage et nous avons travaillé avec un niveau de bruit plus important que pour les trois autres nuages ($\sigma \sim 0,20$ K en HCO^+ et $\sigma \sim 0,4$ K en ^{13}CO).

Quelques observations HCN ($J=1-0$) ont été effectuées au voisinage de S158, ainsi que l'observation de la raie ($J=1-0$) de H^{13}CO^+ au maximum d'émission ^{13}CO . (Quelques spectres caractéristiques de l'émission de ces quatre molécules sont présentés dans la figure D2).

Les cartes de température de brillance et d'aire de raie ^{13}CO des figures D3 et D4 (réalisées par l'observation d'un point toutes les 5', un lobe, dans les deux directions) sont en très bon accord avec la carte ^{12}CO ($J=1-0$) réalisées par Dickel et al et reproduite dans la figure D1a : le maximum d'émission associé à la région HII S158 et les deux condensations à l'est du nuage sont très visibles, une condensation plus faible se dessine au voisinage de la région HII S159, une autre à l'extrême ouest du nuage. Les extensions au sud-est et au nord-ouest de S158, qui n'apparaissent pas sur la carte ^{12}CO ne sont peut-être que des effets de bruit. En revanche, la condensation à peu près centrée au point (15,20), qui n'est pas visible sur la carte ^{12}CO est bien réelle.

L'émission HCO^+ , dont les contours sont plus incertains en raison du bruit, est presque aussi étendue que celle de ^{13}CO (voir figures D5 et D6). Elle fait clairement apparaître la condensation associée à S158 et celle qui se trouve à l'est du nuage; en outre semblent se dessiner, comme dans le cas du nuage S184, quelques régions dont l'émission serait plus marquée en HCO^+ qu'en ^{13}CO (en particulier au voisinage des points (40, -10), (0, -15), peut-être (35, 0) et quelques autres).

La structure en vitesse du nuage est complexe. Il est certainement constitué de fragments de vitesses différentes, parfois superposés sur la ligne de visée.

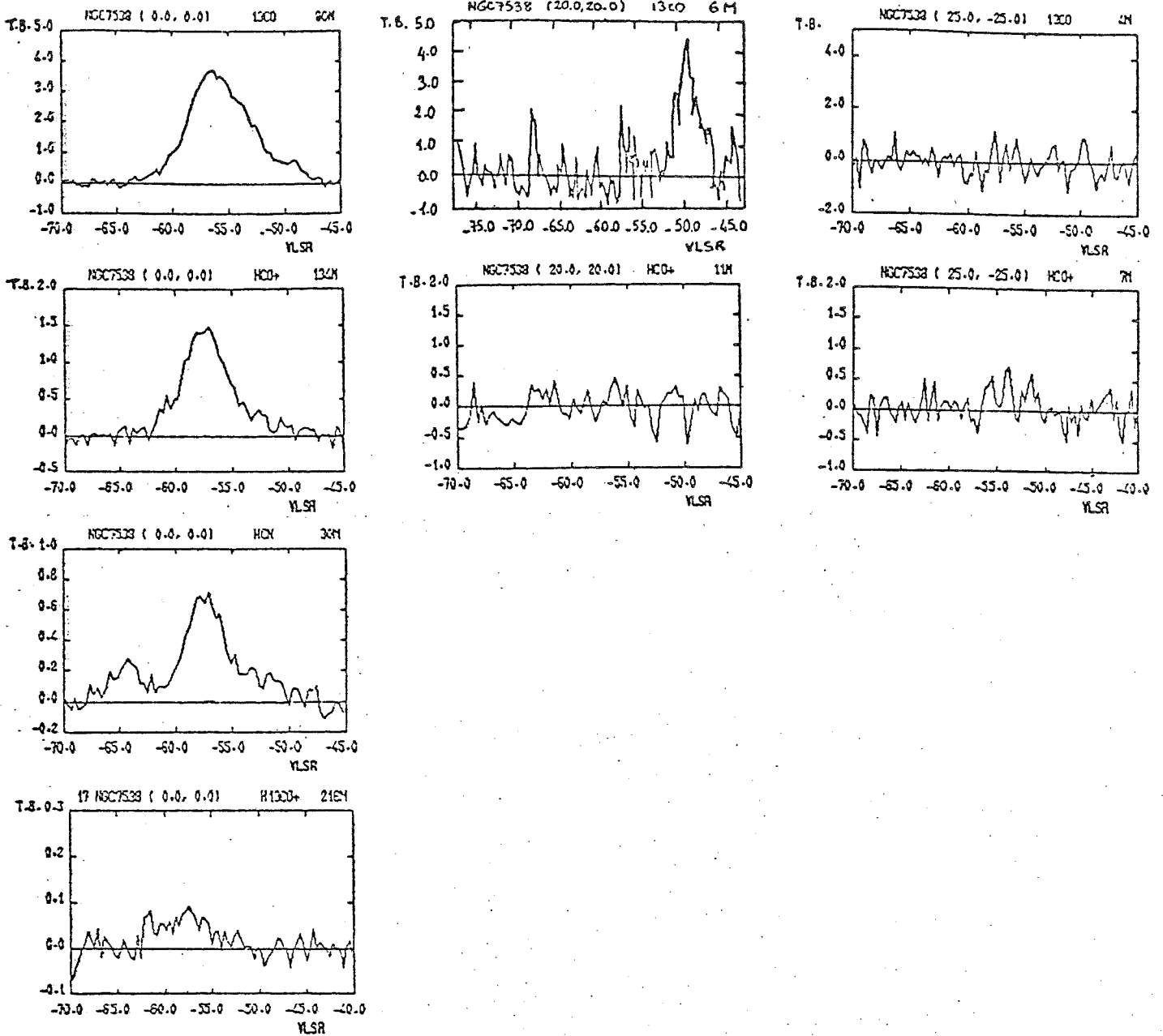


Figure D2 : Quelques spectres des transitions ^{13}CO ($J=1-0$), HCO^+ ($J=1-0$), HCN ($J=1-0$) et H^{13}CO^+ ($J=1-0$) observés dans le nuage S158/S159. Au point 520,20) l'émission ^{13}CO est forte et la raie HCO^+ n'est pas détectée; au point (25,-25) il apparait une raie HCO^+ alors que la raie ^{13}CO n'est pas détectée.

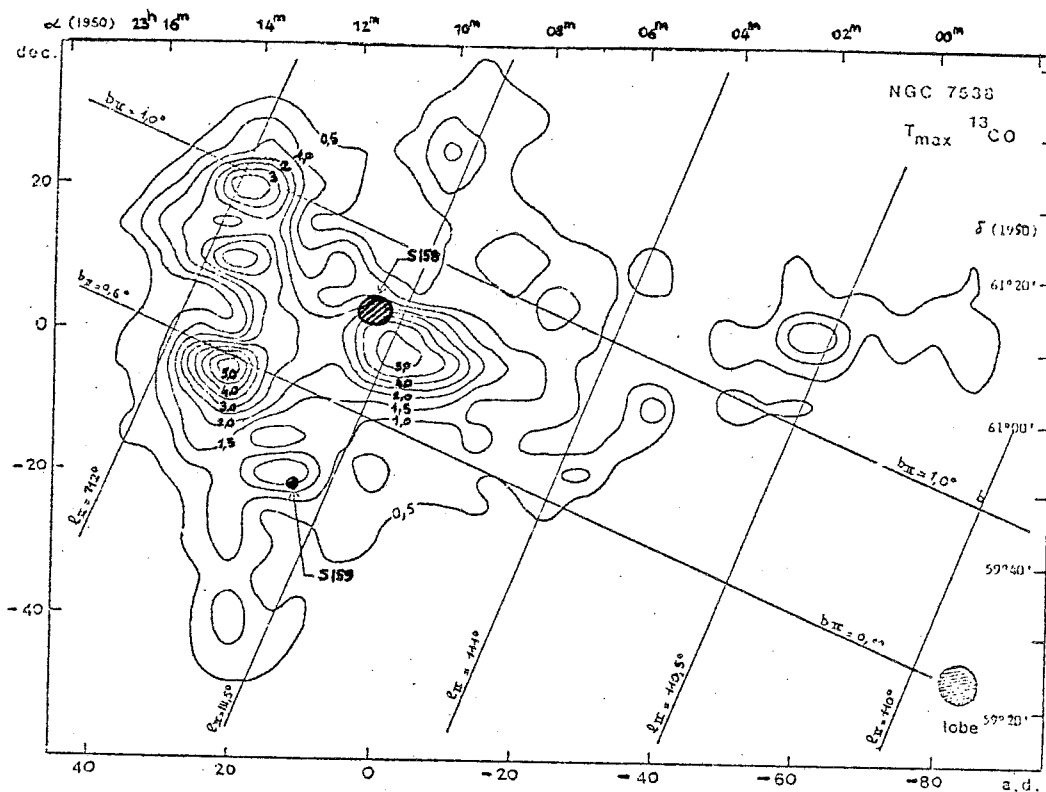


Figure D3 : Isophotes de température de brillance maximale des raies ^{13}CO ($J=1-0$).
Le contour minimal correspond à $T_B=0,5$ K et l'intervalle entre deux contours est de 0,5 K. Le point (0,0) a pour coordonnées (1950) $\alpha=23^{\text{h}}11^{\text{m}}37,0^{\text{s}}$, $\delta=61^{\circ}12,0'$

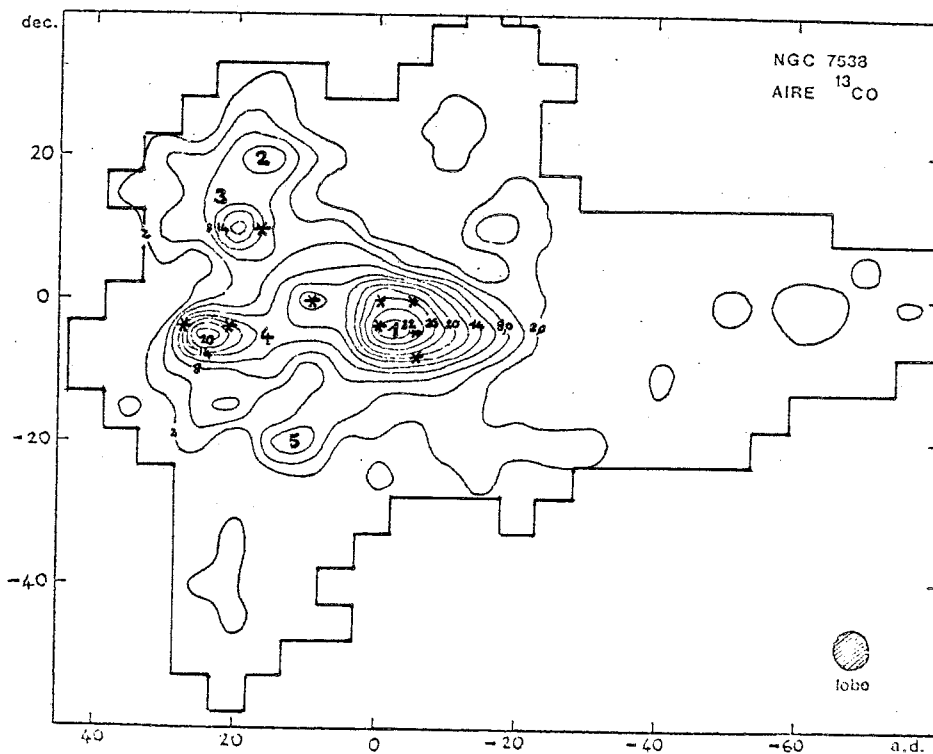


Figure D4 : Isophotes d'aire de raies ^{13}CO ($J=1-0$). L'intervalle entre 2 contours est de 3 K.km/s et le contour minimal correspond à 2 K.km/s. Les coordonnées du point (0,0) sont les mêmes que pour la figure D4. La numérotation des condensations est celle du texte.

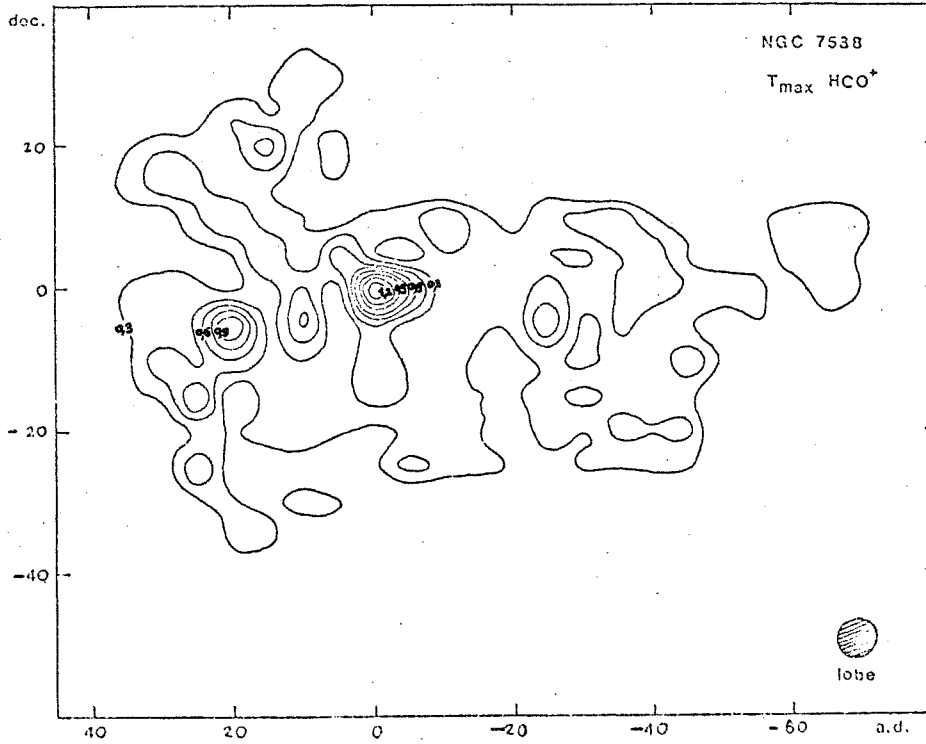


Figure D5 : Isophotes de température de brillance maximale des raies HCO^+ ($J=1-0$). L'intervalle entre deux contours est de 0,15 K et le contour minimal correspond à 0,3 K. Les coordonnées du point (0,0) sont les mêmes que dans la figure D4.

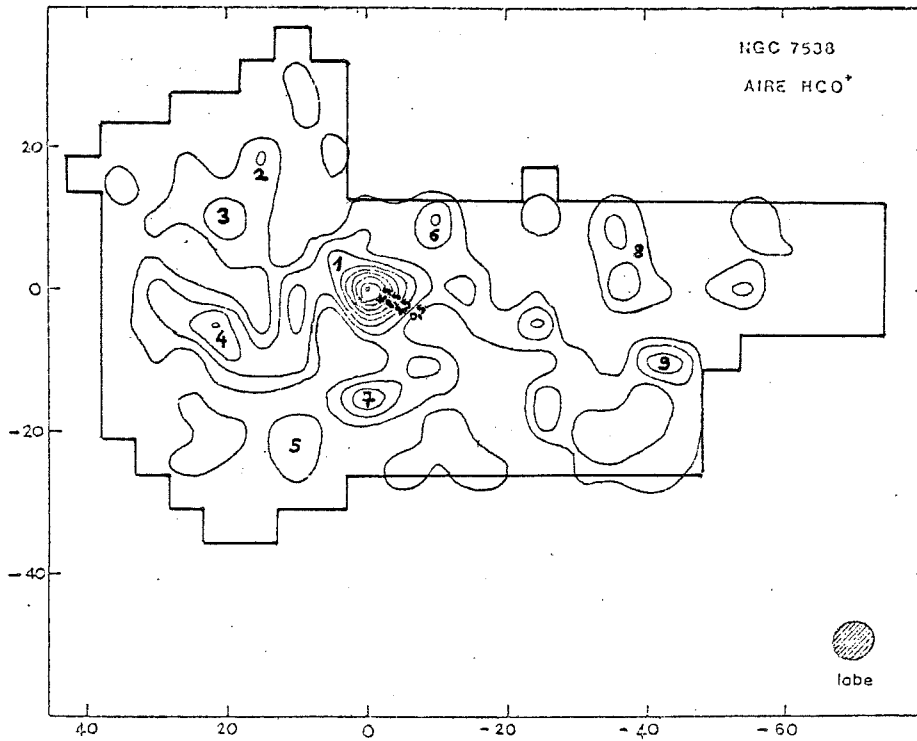


Figure D6 : Isophotes d'aire de raies HCO^+ ($J=1-0$). L'intervalle entre 2 contours est de 2Kkm/s et le contour minimal correspond à 0,5 K km/s. Les coordonnées du point (0,0) sont les mêmes que dans la figure D4. La numérotation des condensations est celle du texte.

Les largeurs de raies présentent aussi des variations importantes : comprises entre 1 et 2 km/s dans les régions les moins denses, elles atteignent et même dépassent des valeurs de l'ordre de 7 km/s dans les condensations.

3. Distance du nuage moléculaire

Comme dans le cas du nuage S147 / S153, et même de façon encore plus dramatique, la détermination de la distance de ce nuage est des plus incertaines : les estimations spectroscopiques (Georgelin et al 1978, Crampton 1978) fournissent des distances de l'ordre de 3,1 kpc, les distances cinématiques (Refenstain et al 1970, Israël et al 1973, Deharveng et al 1979,...) varient de 3 à 6 kpc selon l'émission observée et le modèle de courbe de rotation choisi. Sans faire preuve d'originalité aucune, nous nous contenterons de la valeur de 3,5 kpc adoptée par le plus grand nombre.

4. Masse du nuage

Sur la base des observations ^{12}CO de Dickel et al (1981), nous supposons une température cinétique de 20 K au voisinage des condensations et de 10 K dans le reste du nuage.

La densité d'hydrogène moléculaire déduite des observations ^{13}CO de Dickel et al est comprise entre 10^3 et $5 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$. Nous adopterons une valeur de 10^3 cm^{-3} dans l'ensemble du nuage et de 10^4 cm^{-3} au voisinage des condensations. (Les points supposés "chauds" et "denses" sont indiqués par le symbole * sur la carte d'aire de raies ^{13}CO).

Les courbes $\frac{N}{\Delta V} = f\left(\frac{A}{\Delta V}\right)$ permettant de calculer la densité projetée N de ^{13}CO en fonction de l'aire A et de la largeur à mi-hauteur ΔV des raies sont indiquées dans la figure E1 de l'annexe E.

La densité projetée de ^{13}CO varie de $2 \cdot 10^{15}$ à 10^{16} cm^{-2} dans l'ensemble du nuage et atteint ou dépasse $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ dans la direction des condensations.

L'extinction visuelle A_v donnée par la relation

$$A_v = (4 \pm 2) \cdot 10^{-16} N(^{13}\text{CO}) \quad (\text{Dickman 1978})$$

varie donc de moins de $0,8 \pm 0,4$ à 4 ± 2 dans l'ensemble du nuage et atteint au moins 8 ± 4 dans la direction des condensations.

L'aire attribuée à chaque point est un carré de 5' de côté. Pour une distance de 3,5 kpc, sa surface est égale à $2,3 \cdot 10^{38} \text{ cm}^2$ (une distance angulaire de 5' correspond à une distance linéaire de $1,5 \cdot 10^{19} \text{ cm}$, soit 5 pc).

La masse totale du nuage s'exprime alors en fonction de la distance D et de l'abondance $X(^{13}\text{CO})$ de ^{13}CO par rapport à l'hydrogène moléculaire par :

$$M = 1,3 \cdot 10^5 \left[\frac{D(\text{kpc})}{3,5} \right]^2 \left[\frac{2 \cdot 10^{-6}}{X(^{13}\text{CO})} \right] \quad (M_{\odot})$$

D'après leurs observations ^{13}CO , Dickel et al estiment la masse du nuage à $1,6 \cdot 10^5 M_{\odot}$ en supposant une distance de 2,2 kpc et une abondance relative de ^{13}CO de $1,1 \cdot 10^{-6}$; dans les mêmes conditions, notre calcul indiquerait une masse de $9,3 \cdot 10^4 M_{\odot}$, c'est à dire raisonnablement compatible avec la valeur indiquée par Dickel et al, compte-tenu des nombreuses hypothèses qui pèsent sur le calcul des densités projetées et donc des masses (de plus l'estimation de masse de Dickel et al n'est établie que sur une cartographie incomplète du nuage en ^{13}CO et la contribution du reste du nuage a peut-être été surestimée).

Comme pour les autres nuages, nous avons également évalué la masse des diverses condensations à partir de la carte d'isophotes d'aire de raies ^{13}CO .

Compte-tenu des choix de température cinétique et de densité d'hydrogène moléculaire indiqués précédemment, ce calcul conduit aux résultats indiqués dans le tableau D1. (La largeur des raies a été prise égale à 6 km/s au centre du fragment (1) et égale à 2 km/s ailleurs).

A partir des masses ainsi calculées et des dimensions des fragments (que nous supposons comme toujours à peu près sphériques), nous pouvons estimer la densité d'hydrogène moléculaire des différentes condensations et vérifier qu'elle est compatible avec les valeurs que nous avons supposées pour le calcul de la densité projetée de ^{13}CO . Les résultats sont résumés dans le tableau D2.

Les densités calculées pour les régions les moins denses sont en assez bon accord avec les densités supposées. Par contre il est manifeste que pour les régions denses (en particulier pour la condensation (1) voisine de S158) les densités calculées sont très inférieures à celles que nous avons adoptées. La raison en est sans doute que les raies ^{13}CO sont saturées dans ces régions, ce qui nous a amenés à sous-estimer la masse, donc la densité d'hydrogène moléculaire des condensations.

5. Relations de Larson

Nous ne rappellerons pas la méthode maintenant familière de détermination des dispersions en vitesse et des masses du nuage et de ses différents fragments.

fragment	contour externe	n_{H_2} (cm^{-3})	T_K (K)	ΔV (km/s)	M (M_\odot)
1	20	10^4	20	6,0	$1,7 \cdot 10^4 - 1,9 \cdot 10^4$
	17	10^3	10	2,0	$5,0 \cdot 10^4 - 6,4 \cdot 10^4$
2	11	10^3	10	2,0	10^4
3	17	10^4	20	2,0	$870 - 1,2 \cdot 10^3$
	11	10^3	10	2,0	$7,7 \cdot 10^3 - 1,2 \cdot 10^4$
2 + 3	8	10^3	10	2,0	$2,5 \cdot 10^4 - 3,6 \cdot 10^4$
4	17	10^4	20	2,0	$4,8 \cdot 10^3 - 6,0 \cdot 10^3$
	14	10^3	10	2,0	$6,3 \cdot 10^3 - 1,1 \cdot 10^4$
5	8	10^3	10	2,0	$1,0 \cdot 10^3 - 1,8 \cdot 10^3$
1 + 4	8	10^3	10	2,0	$8,5 \cdot 10^4 - 1,2 \cdot 10^5$
nuage entier	2	10^3	10	2,0	$1,6 \cdot 10^5 - 3,1 \cdot 10^5$

Tableau D1 : Masses d'hydrogène contenues dans les différents contours d'aire de raie ^{13}CO des condensations du nuage S158 / S159.

fragment	contour externe	rayon (cm)	n_{H_2} supposée	n_{H_2} calculée (cm^{-3})
1	20	$1,6 \cdot 10^{19}$	10^4	630 - 700
2	11	$8,0 \cdot 10^{18}$	10^3	$2,8 \cdot 10^3$
3	17	$3,0 \cdot 10^{18}$	10^4	$4,0 \cdot 10^3 - 5,5 \cdot 10^3$
4	17	$6,3 \cdot 10^{18}$	10^4	$2,7 \cdot 10^3 - 4,7 \cdot 10^3$
5	8	$7,0 \cdot 10^{18}$	10^3	400 - 720

Tableau D2 : Densité d'hydrogène moléculaire dans les condensations déterminée à partir de leur masse.

fragment	contour externe	σ (km/s)	$M(M_{\odot})$	L(pc)	σ (1)	σ (2)	M(3)
1	14	6,0	$8,3 \cdot 10^4$	30	4,0	4,0	$7,7 \cdot 10^4$
2	11	2,5	$1,4 \cdot 10^4$	6,0	2,2	2,8	$3,6 \cdot 10^3$
3	11	2,3	$1,4 \cdot 10^4$	6,3	2,2	2,8	$3,9 \cdot 10^3$
2 + 3	8	3,0	$4,3 \cdot 10^4$	18	3,3	3,5	$3,0 \cdot 10^4$
4	14	2,5	$1,3 \cdot 10^4$	10,5	2,7	2,8	$1,0 \cdot 10^4$
1 + 4	8	6,0	$1,4 \cdot 10^5$	47	4,7	4,5	$1,8 \cdot 10^5$
nuage entier	2	7,5	$3,3 \cdot 10^5$	63	5,3	5,3	$3,0 \cdot 10^5$

Tableau D3 : Relations de Larson appliquées aux différents fragments du nuage S158 / S159.

Les colonnes σ (1), σ (2) et M(3) indiquent les valeurs de la dispersion en vitesse fournies par les relations de Larson (1) et (2) respectivement et la valeur de la masse fournie par la relation (3).

Les valeurs de ces paramètres, observés ou calculés par les relations de Larson, sont indiqués dans le tableau D3.

Les relations de Larson sont dans l'ensemble bien satisfaites. On peut noter que la dispersion en vitesse dans le fragment (1) semble assez nettement plus élevée que les valeurs déduites de la masse et de l'extension du fragment. Cependant la valeur de 6 km/s de la dispersion en vitesse est principalement due à la largeur à mi-hauteur des raies; or celles-ci sont vraisemblablement saturées, ce qui a pour effet d'augmenter leur largeur à mi-hauteur.

On constate également que la dispersion en vitesse de la totalité du nuage est plus grande que les valeurs qui se déduisent de son extension et de sa masse; ce résultat pourrait être en partie un effet du fort niveau de bruit avec lequel nous avons travaillé et qui masque l'émission des régions peu denses, cependant la valeur de σ (principalement due à l'existence de fragments de vitesses très différentes) ne peut s'expliquer par ce simple phénomène. Il faut sans doute y voir là l'indication que l'ensemble des fragments n'est pas en équilibre, même si individuellement ils semblent satisfaire aux conditions d'équilibre.

6. Comparaison des émissions ^{13}CO et HCO^+

Comme pour les autres nuages que nous avons observés, l'émission HCO^+ semble pratiquement aussi étendue que l'émission ^{13}CO .

En outre, le cas de ce nuage moléculaire ressemble plus à celui du nuage S147 / S153 qu'à celui du nuage S184 : les différences entre émissions HCO^+ et ^{13}CO sont assez peu marquées. On constate cependant en comparant les cartes d'aire de raies ^{13}CO et HCO^+ que les condensations (2), (3), (4) et (5) sont beaucoup moins apparentes en HCO^+ qu'en ^{13}CO et que par contre il semble apparaître une émission HCO^+ relativement intense en quelques points où l'émission ^{13}CO est faible (notés 6, 7, 8 et 9 sur la carte d'aire de raies HCO^+).

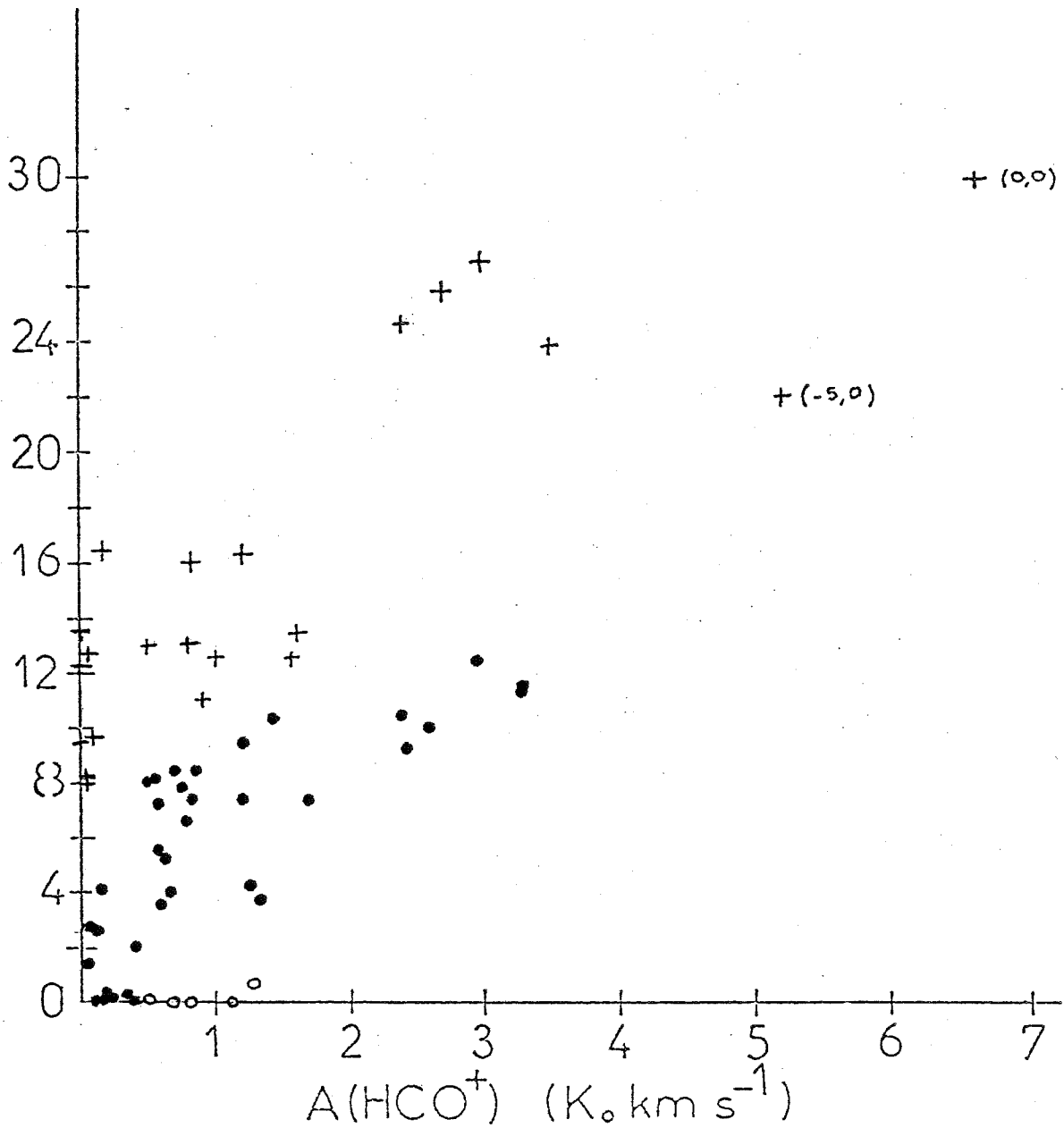
On retrouve ces deux phénomènes dans la figure D7 où ont été portées les aires des raies HCO^+ et ^{13}CO de chaque spectre; les points se divisent en trois groupes qui correspondent à trois localisation dans le nuage :

dans la direction des condensations ^{13}CO , l'aire des raies HCO^+ est relativement faible (points notés + dans les figures D7 et D8); il y a deux exceptions, les points (0,0) et (-5,0) où les raies ^{13}CO sont sans doute saturées et diluées dans le lobe, ce qui explique la situation de ces deux points dans le diagramme de la figure D7.

par contre les points présentant une émission HCO^+ plus forte que l'émission ^{13}CO (notés o) se trouvent à la périphérie du nuage.

$A(^{13}\text{CO})$ ($\text{K}_0 \text{ km s}^{-1}$)

S 158



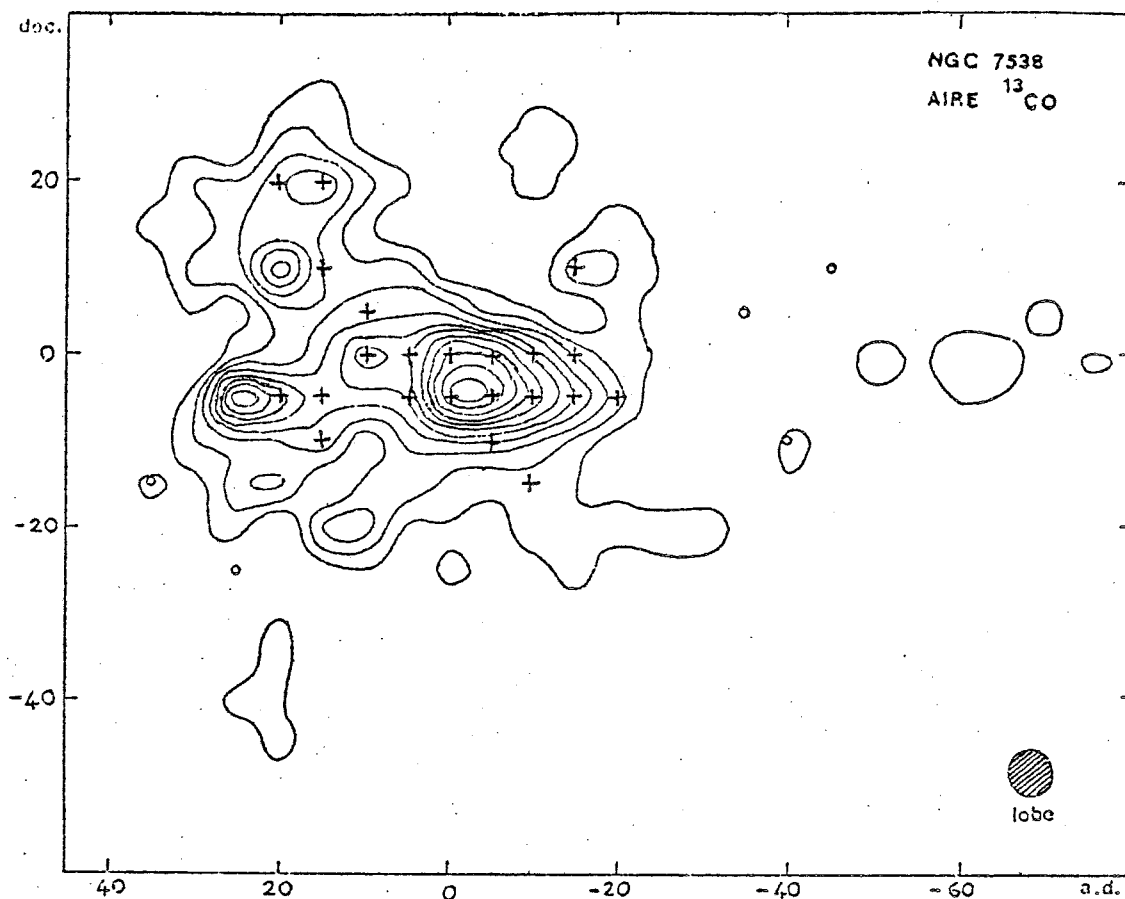


Figure D 8 : Localisation des points de forte émission ¹³CO (J=1-0) par rapport à l'émission HCO⁺ (J=1-0), notés +, et des points de forte émission HCO⁺ (J=1-0) par rapport à l'émission ¹³CO, notés o, sur une carte d'aire de raies ¹³CO.

La faible émission HCO^+ dans la direction des condensations est vraisemblablement due à l'absorption par le gaz diffus situé devant des raies HCO^+ émises par les régions denses.

Comme nous l'avons fait pour les nuages précédents, nous allons estimer la profondeur optique τ de cette enveloppe à partir de l'intensité observée T_B et de l'intensité réellement émise par les condensations T_B^* . Cette dernière se calcule en supposant les mêmes conditions de densité et de température que pour le calcul des densités projetées de ^{13}CO ; la densité projetée de HCO^+ dans les condensations sera supposée 150 fois plus faible que celle de ^{13}CO aux points ($n_{\text{H}_2} = 10^4 \text{ cm}^{-3}$, $T_K = 20 \text{ K}$) et 120 fois plus faible aux points ($T_K = 10 \text{ K}$, $n_{\text{H}_2} = 10^3 \text{ cm}^{-3}$) (voir annexe F). De plus nous attribuerons la même largeur à mi-hauteur aux profils des deux émissions.

Les courbes $T_B = f(N / \Delta V)$ permettant de calculer $T_B^*(\text{HCO}^+)$ sont représentées dans la figure E2 de l'annexe E.

Les résultats du calcul de τ sont résumés dans le tableau D4.

Les hypothèses (implicites) que nous avons faites : émissions HCO^+ et ^{13}CO et profondeur optique de ^{13}CO de l'enveloppe toutes trois négligeables, sont largement satisfaites dans les conditions de densité et de température supposées pour l'enveloppe ($T_K = 10 \text{ K}$, $n_{\text{H}_2} = 10^3 \text{ cm}^{-3}$, $N(\text{HCO}^+) = 5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ pour $\tau = 2,5$ et $\Delta V = 2 \text{ km/s}$, $N(^{13}\text{CO}) = 120 N(\text{HCO}^+)$).

Pour les points (0,0) et (-5,0) où les raies ^{13}CO semblent nettement saturées, l'intensité HCO^+ émise par les régions denses ne peut pas se déduire de la densité projetée de ^{13}CO car celle-ci est sous-estimée. On ne peut donc qu'obtenir une limite inférieure de $T_B^*(\text{HCO}^+)$ et donc de τ . Les résultats sont eux aussi indiqués dans le tableau D4.

L'auto-absorption de HCO^+ au point (0,0) peut encore être évaluée grâce à l'observation de la raie ($J=1-0$) de H^{13}CO^+ .

Cette raie a une intensité de 0,08 K environ (voir figure D2) et une largeur à mi-hauteur de 4,5 km/s. En utilisant les mêmes courbes de transfert que pour HCO^+ , on déduit de cette intensité une densité projetée de H^{13}CO^+ de $4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, dans les conditions $T_K = 20 \text{ K}$ et $n_{\text{H}_2} = 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Avec l'hypothèse d'un rapport $\text{HCO}^+ / \text{H}^{13}\text{CO}^+$ de 65, selon la valeur canonique déduite de l'observation des nuages du plan galactique (Penzias 1979), la densité projetée correspondante de HCO^+ serait égale à $4,6 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, et si l'on suppose pour la raie HCO^+ également une largeur à mi-hauteur de 4,5 km/s, l'intensité de la raie

point (α , δ)	n_{H_2} (cm^{-3})	T_K (K)	$N/V(^{13}\text{CO})$ ($\text{cm}^{-2}/\text{kms}^{-1}$)	$N/V(\text{HCO}^+)$ ($\text{cm}^{-2}/\text{kms}^{-1}$)	$T_B^*(\text{HCO}^+)$ (K)	$T_B(\text{HCO}^+)$ (K)	τ
(20 , -5)	10^4	20	$6,3 \cdot 10^{15}$	$4,2 \cdot 10^{13}$	6,2	0,56	2,4
(20 , 20)	10^3	10	$1,0 \cdot 10^{16}$	$8,8 \cdot 10^{13}$	1,75	< 0,15	2,45
(15 , -10)	10^3	10	$5,5 \cdot 10^{15}$	$4,6 \cdot 10^{13}$	1,18	0,34	1,2
(15 , -5)	10^3	10	$6,9 \cdot 10^{15}$	$5,8 \cdot 10^{13}$	1,35	0,25	1,7
(15 , 10)	10^4	20	$4,1 \cdot 10^{15}$	$2,7 \cdot 10^{13}$	4,8	0,32	2,7
(15 , 20)	10^3	10	$6,3 \cdot 10^{15}$	$5,2 \cdot 10^{13}$	1,28	0,60	0,8
(10 , 0)	10^4	20	$2,2 \cdot 10^{15}$	$1,4 \cdot 10^{13}$	3,2	0,58	1,7
(10 , 5)	10^3	10	$2,5 \cdot 10^{15}$	$2,1 \cdot 10^{13}$	0,63	< 0,15	> 1,4
(5 , -5)	10^3	10	$1,8 \cdot 10^{15}$	$1,5 \cdot 10^{13}$	0,47	< 0,15	> 1,1
(5 , 0)	10^3	10	$2,6 \cdot 10^{15}$	$2,2 \cdot 10^{13}$	0,64	0,28	0,8
(0 , -5)	10^4	20	$3,3 \cdot 10^{15}$	$2,2 \cdot 10^{13}$	4,3	0,42	2,3
(-5 , -10)	10^3	10	$2,1 \cdot 10^{15}$	$1,8 \cdot 10^{13}$	0,55	0,40	0,3
(-5 , -5)	10^4	20	$3,2 \cdot 10^{15}$	$2,2 \cdot 10^{13}$	4,2	0,32	2,6
(-10, -15)	10^3	10	$1,3 \cdot 10^{15}$	$1,1 \cdot 10^{13}$	0,34	< 0,15	> 0,8
(-10, -5)	10^4	20	$3,6 \cdot 10^{15}$	$2,0 \cdot 10^{13}$	4,05	< 0,15	> 3,3
(-10, 0)	10^3	10	$2,9 \cdot 10^{15}$	$2,4 \cdot 10^{13}$	0,7	0,24	1,1
(-15, -5)	10^3	10	$2,5 \cdot 10^{15}$	$2,1 \cdot 10^{13}$	0,63	< 0,15	> 1,4
(-15, 0)	10^3	10	$1,6 \cdot 10^{15}$	$1,3 \cdot 10^{13}$	0,43	< 0,15	> 1,0
(-15, 10)	10^3	10	$1,8 \cdot 10^{15}$	$1,5 \cdot 10^{13}$	0,47	< 0,15	> 1,1
(-20, -5)	10^3	10	$1,9 \cdot 10^{15}$	$1,6 \cdot 10^{13}$	0,50	< 0,15	> 1,2
(0 , 0)	10^4	20	$>4,3 \cdot 10^{15}$	$>2,9 \cdot 10^{13}$	$>5,0$	1,52	> 1,2
(0 , -5)	10^4	20	$>3,3 \cdot 10^{15}$	$>2,2 \cdot 10^{13}$	$>4,25$	0,42	> 2,3

Tableau D4 : Paramètres et résultats du calcul des profondeurs optiques du gaz diffus responsable de l'auto-absorption des raies HCO^+ émises par les condensations du nuage S158 / S159.

émise par la condensation serait égale à 5,6 K.

La profondeur optique de l'enveloppe vaudrait alors 1,3 c'est-à-dire une valeur un peu supérieure à celle qui se déduit de la raie ^{13}CO observée en ce point, ainsi qu'il est prévisible si la raie ^{13}CO est saturée.

Dans l'ensemble du nuage (points notés ●) les émissions HCO^+ et ^{13}CO sont optiquement épaisses : pour $n_{\text{H}_2} = 10^3 \text{ cm}^{-3}$ et $T_K = 10 \text{ K}$, une densité projetée moyenne de ^{13}CO de $1,5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ correspond à une profondeur optique de l'ordre de 2 pour des raies de 2 km/s de largeur; avec l'hypothèse d'un rapport d'abondance $\text{HCO}^+ / ^{13}\text{CO}$ de 120 dans ces régions, la profondeur optique des raies HCO^+ est voisine de 60 si on leur attribue également une largeur de 2 km/s. Cependant les aires des raies HCO^+ et ^{13}CO sont relativement corrélées : les points notés ● de la figure D7 suivent la relation

$$A(^{13}\text{CO}) = 3,5 A(\text{HCO}^+) + 1,7$$

avec un coefficient de corrélation égal à 0,73.

Le comportement de l'émission HCO^+ au bord du nuage, pratiquement aussi étendue que l'émission ^{13}CO , voir plus forte que celle-ci (aux points notés o des figures D7 et D8) relève très vraisemblablement des mêmes effets (encore à déterminer) que dans le cas des nuages S147 / S153 et S184.

7. Structure en vitesse du nuage

Comme nous l'avons indiqué rapidement lors de la présentation des caractéristiques générales du nuage, la structure en vitesse est complexe. Les largeurs et les vitesses centrales des raies présentent de grandes variations d'un point à l'autre du nuage.

Les largeurs des raies sont généralement de l'ordre de 1 à 3 km/s mais augmentent jusqu'à des valeurs de l'ordre de 7 km/s au voisinage des condensations. De plus, certaines largeurs de raies proviennent sans doute de la superposition d'émissions de vitesses un peu différentes sur la ligne de visée; on ne voit donc pas apparaître de corrélation nette entre la largeur des raies et la densité projetée de la molécule comme il se devrait si l'élargissement des raies n'était dû qu'à la saturation (voir figure D9).

L'existence de plusieurs composantes de vitesses différentes apparaît nettement sur les cartes de température de brillance intégrée sur différents intervalles de vitesse de la figure D10. Dans la figure D11 nous avons reporté les

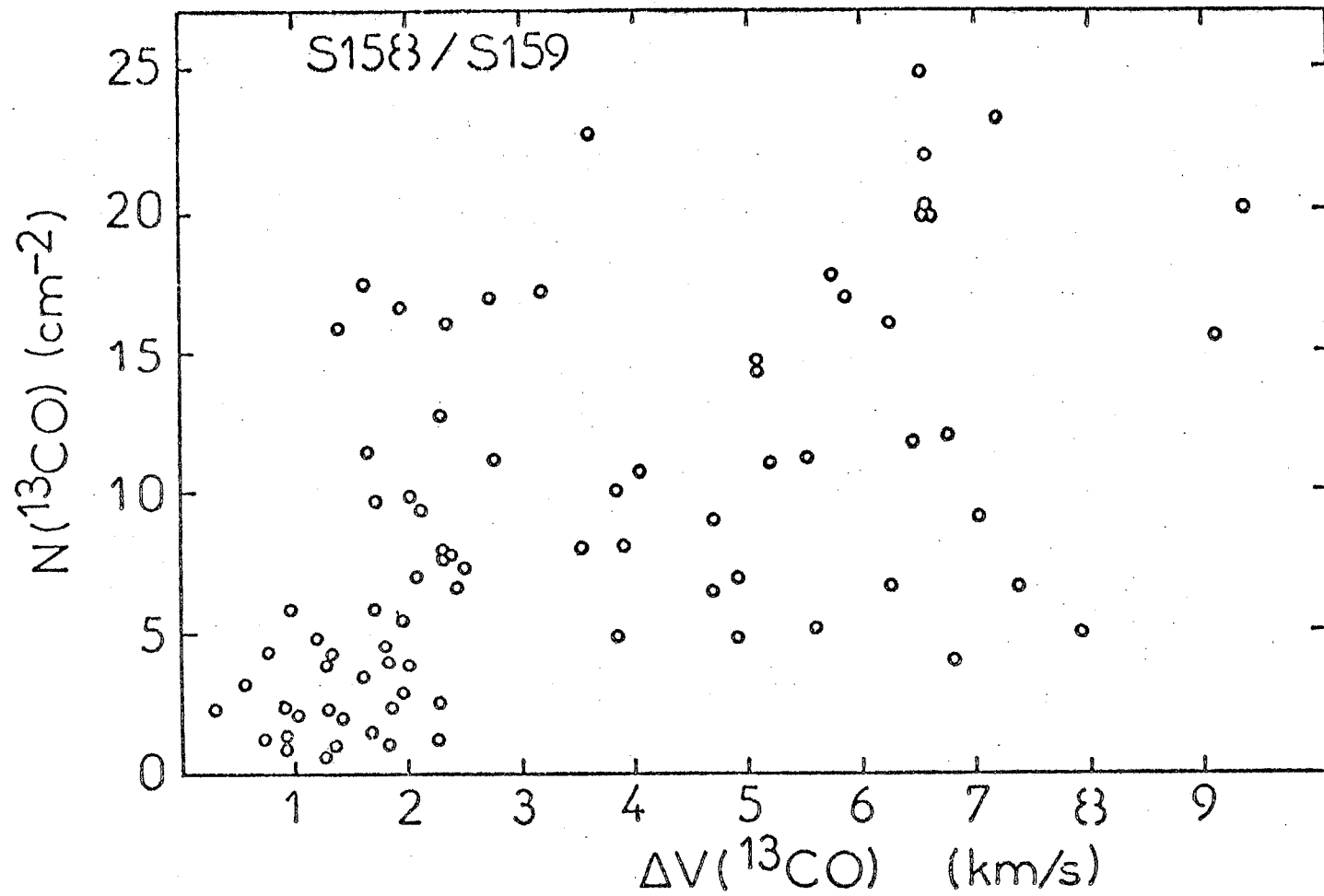


Figure D9 : Largeur des raies ^{13}CO à mi-hauteur et densité projetée de la molécule, calculée à partir de la largeur et de l'aire des raies, en chaque point du nuage S158 / S159.

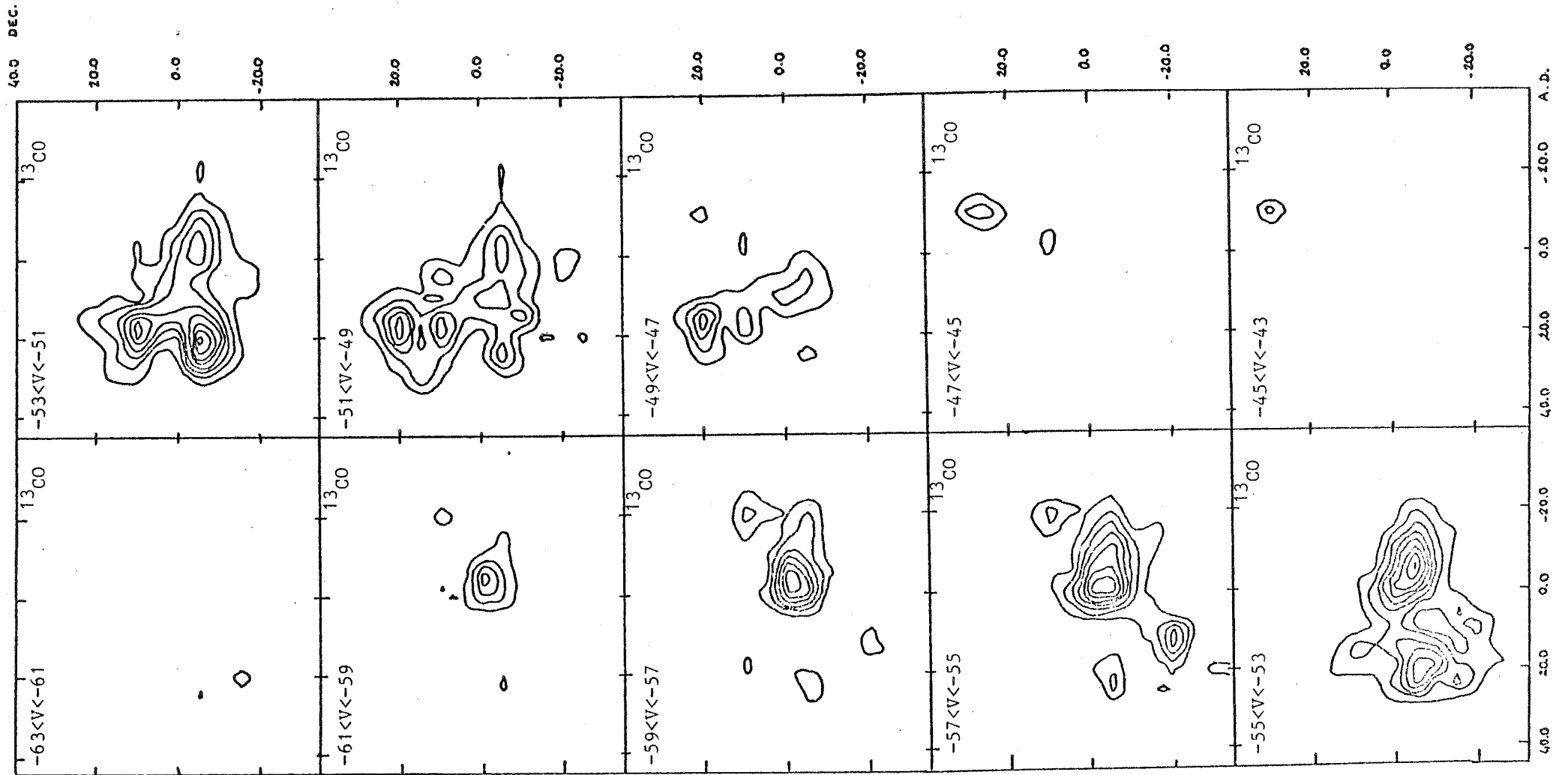


Figure D10 : Isophotes de température de brillance intégrée sur différents intervalles de vitesses (indiqués en haut et à gauche de chaque carte). Le contour minimum correspond à une température de brillance intégrée de 1 K km/s et l'intervalle entre deux contours est égal à 1 K km/s.

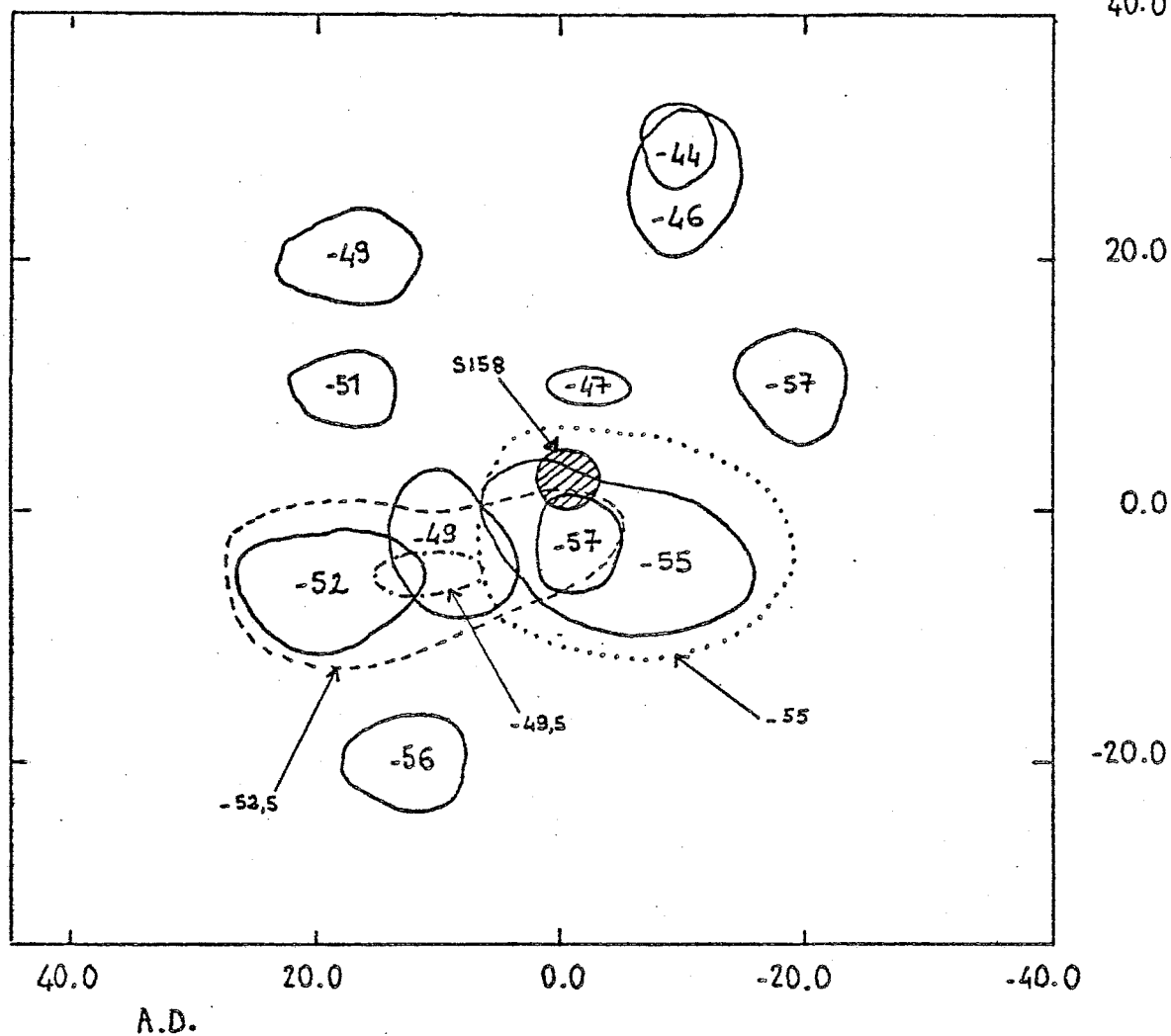


Figure D11 : Contours et vitesse moyenne des maxima d'émission ^{13}CO de la figure D10. En traits pointillés sont indiquées les limites des trois composantes moléculaires détectées par Minn et Greenberg en absorption H_2CO à 6 cm. La région HII S158 est représentée par une zone hachurée.

les contours des maxima d'émission de la figure précédente et indiqué pour chacun la vitesse moyenne à laquelle ils se manifestent. Les limites des trois fragments moléculaires détectés en absorption H_2CO à 6 cm par Minn et Greenberg ont été superposés à ces contours et leurs vitesses sont en bon accord avec celles des émissions ^{13}CO .

Une bande d'émission à vitesse très négative (-57 km/s) se dessine au sud et à l'ouest de la région HII (ses deux maxima apparaissent sur la figure D11). Elle coïncide avec la région de variation rapide de l'émission ^{13}CO au nord de la condensation notée (1). Le même phénomène est observé en émission HI mais son origine (choc, onde de dissociation...) est loin d'être clairement établie (voir Dickel 1981) et demande certainement des observations à haute résolution spatiale et spectrale.

déclinaison

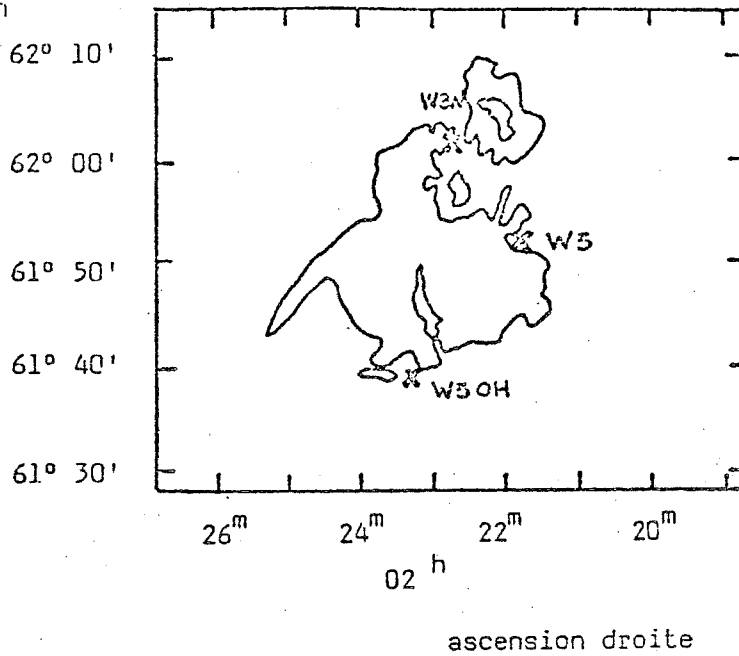
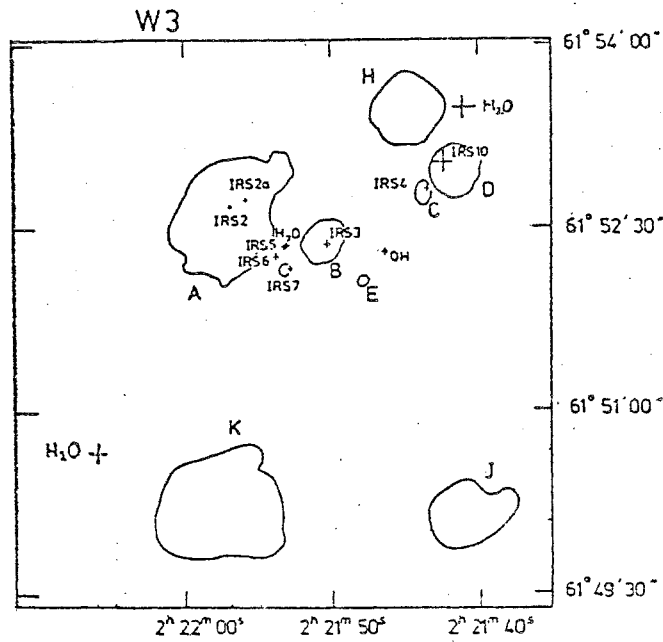


Figure E1-a : Contours de la nébuleuse optique IC 1795 et localisation des trois sources radio associées.



Schematic diagram of W3 giving the nomenclature of source labels, Single alphabetical letters refer to the radio components, with A, B, C, D and E identical to those of Harris & Wynn-Williams (1976). Components H, J and K were labelled by Sullivan & Downes (1973) as source numbers 4, 2 and 7 respectively. The crosses mark the positions of the infrared sources, W3-IRS2, 3, 4, 5, 6 and 7 from Wynn-Williams *et al.* (1972) and IRS10 from Dyck & Simon (1977). The crosses with dots in the centre mark the positions of the OH (Wynn-Williams *et al.* 1974) and H₂O (Forster *et al.* 1977; Genzel *et al.* 1978) maser sources.

Figure E1-b : La région H II W3.

en traits fins, les différentes composantes radio (notées A, B...)
 les sources infrarouge et les masers associés à la région sont
 indiqués par une + .

E - LE NUAGE MOLECULAIRE W3

1. Introduction

Ce complexe du bras de Persée, qui fait partie d'une chaîne de régions HII (W3 ou IC1795, W4 ou IC1805, W5 ou IC1848) est une des régions actives de formation d'étoiles les plus étudiées du ciel.

La région optique IC1795 est associée à trois sources radio généralement désignées sous les noms de W3N au nord (ou G133.8+1.4), W3 à l'ouest et W3OH au sud (voir figure E1a).

W3N est une région HII partiellement obscurcie; elle est excitée par une étoile de type O8. Elle n'a fait l'objet que d'un petit nombre d'observations : émission radio à 1425 MHz (Sullivan et Downes, 1973), émission optique H α (Ogura et Ishida, 1976) et [N II] (Johnson et al, 1980). Le nuage HI associé a été cartographié en émission et en absorption par Read (1981).

A l'inverse, W3 est une région très brillante en émission optique dont les observations, très nombreuses, couvrent une vaste gamme de fréquences et de résolutions spatiales.

Les observations radio (Sullivan et Downes 1973, Harris et Wynn-Williams 1976, Colley 1980, pour ne citer qu'un très petit échantillonnage des publications sur ce sujet) ont mis en évidence l'existence de plusieurs composantes plus ou moins compactes (voir figure E1b) :

A est une région HII type "coquille"

B, C, D, J et K sont des régions HII compactes

H est une région HII assez développée

E est une petite source radio faible

Cette région a été également très étudiée en émission infra-rouge (Wynn-Williams et al 1972, Dyck et Simon 1977, Hackwell et al 1977, Thronson et al 1979 et bien d'autres) : W3 apparaît comme un complexe de 8 sources infra-rouges. Deux d'entre elles, (IRS2 et IRS2a) sont les étoiles excitatrices de la région HII A; IRS5 semble être une protoétoile massive; IRS4 et IRS6 sont des sources compactes alors que IRS1, IRS3, IRS7 et IRS10 présentent une émission plus étendue (voir figure E1b

En outre un maser OH (Wynn-Williams et al 1974) et trois masers H₂O (Cesarsky et al 1975, Genzel et Downes 1977, Forster et al 1977) ont été découverts dans cette région.

De plus, des observations optiques (H α et N II) ainsi que des cartogra-

phies HI en émission et en absorption ont été réalisées par les mêmes auteurs que ceux qui ont observé W3N.

W3OH enfin, est une région HII compacte (Harris et Scott, 1976) sans contrepartie optique qui présente un très grand nombre de composantes masers OH (Norris et Booth, 1981). Deux sources infra-rouge, IRS8 et IRS9 (Wynn-Williams et al 1972) et un maser H₂O (Hills et al 1972, Genzel et Downes 1977) sont également associés à W3OH.

Le nuage moléculaire a été cartographié pour la première fois dans son ensemble par Lada et Elmegreen (1978) en émission ¹²CO (J=1-0). Il appartient à un vaste complexe moléculaire qui s'étend jusqu'à la proche région HII W4 et plus loin vers l'est jusqu'à la région HII W5.

Le nuage associé à W3N-W3-W3OH a ensuite été l'objet de nombreuses observations moléculaires (¹²CO, ¹³CO, CS, HCN, H₂CO) réalisées par Dickel et al (1980), à partir desquelles H. Dickel (1980) a développé un modèle de la structure et de l'histoire de ce nuage.

2. Quelques caractéristiques du nuage moléculaire.

Des quatre nuages dont nous présentons des observations moléculaires, W3 est celui qui a fait de notre part l'objet de l'étude la plus rapide et la plus incomplète. D'une part parce qu'il a été observé et modélisé en détail par ailleurs (Dickel et al 1980, Dickel 1980), d'autre part parce qu'en raison de ses dimensions relativement modestes il se prête assez mal à des cartographies réalisées avec un lobe de 5'.

Les raies (J=1-0) de HCO⁺, ¹³CO, ainsi que HCN et H¹³CO⁺ ont été observées avec l'antenne de 25 m de diamètre de l'observatoire de Bordeaux en juin et août 1981. L'écart quadratique moyen du bruit est de 0,10 à 0,15 K en HCO⁺ et de 0,15 à 0,20 K en ¹³CO (les temps d'intégration correspondant sont de 20 à 40 mn par point).

Quelques spectres caractéristiques sont présentés dans la figure E2.

Les cartes de température maximale et d'aire des raies ¹³CO (voir figures E3 et E4) ne couvrent que les régions W3N, W3 et W3OH. Les cartes HCO⁺ par contre (voir figures E5 et E6) s'étendent vers le sud jusqu'à la source radio / infra-rouge lointain AFGL 333 (Fazio et al 1975, Price et Walker 1976, Thronson et al 1979).

Les deux maxima principaux d'émission ¹³CO (notés 1 et 2) sont associés, l'un à W3, l'autre à W3OH.

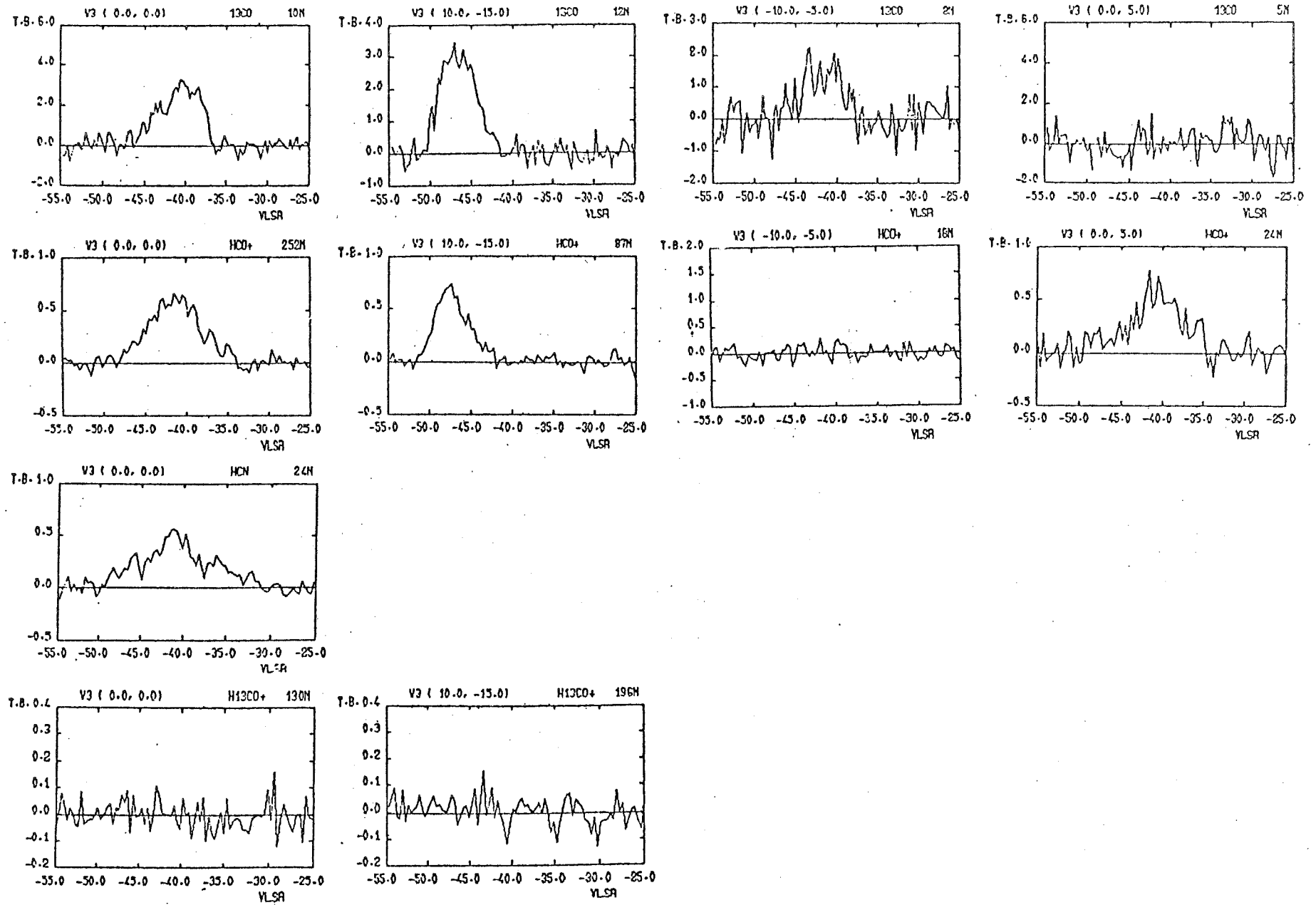


Figure E2 : Quelques spectres des transitions ($J=1-0$) de ^{13}CO , HCO^+ , HCN et H^{13}CO^+ observés dans le nuage W3. Au point $(-10, -5)$ apparaît une forte émission ^{13}CO en l'absence d'émission HCO^+ ; au point $(0, 5)$ la raie HCO^+ est intense alors que celle de ^{13}CO n'est pas détectée.

α (1950)

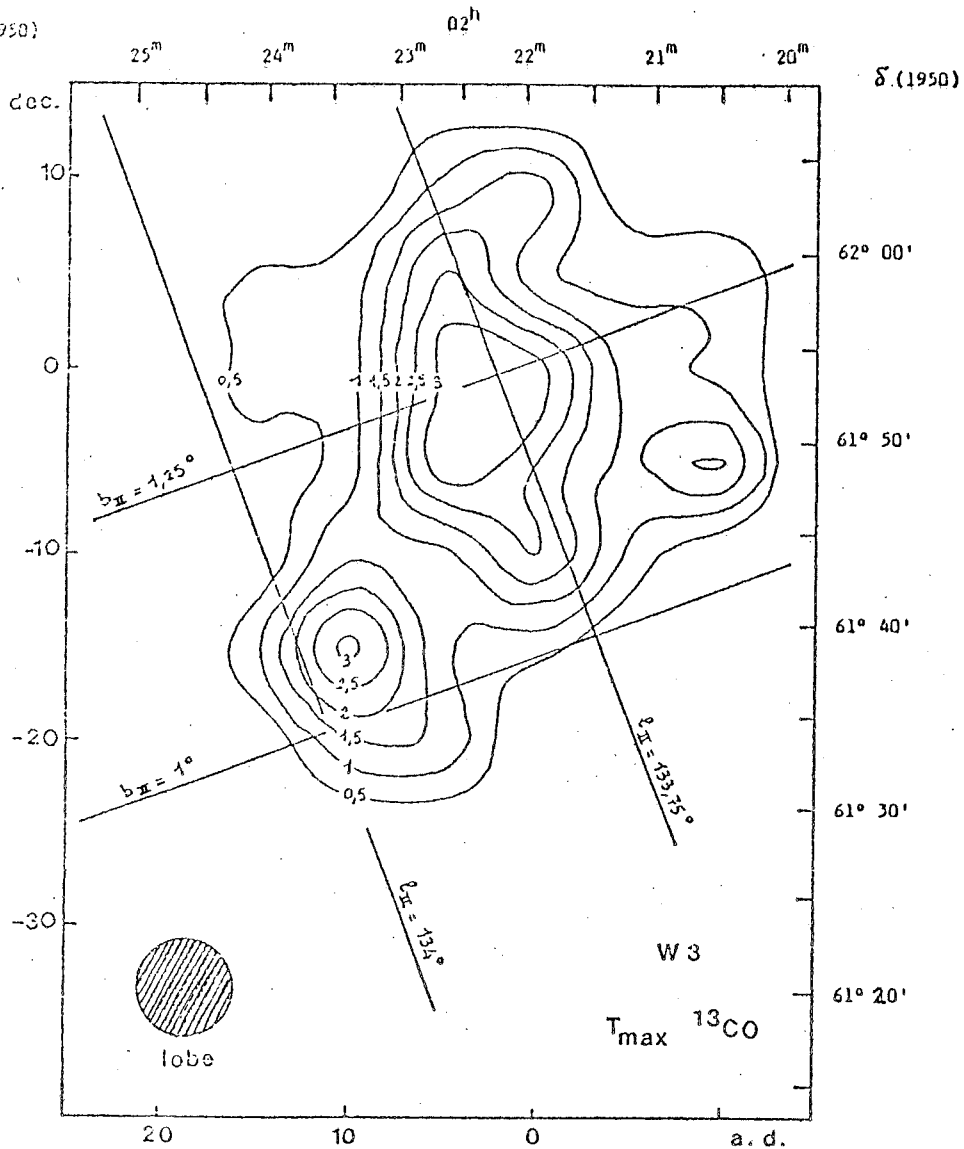


Figure E3 : Isophotes de température de brillance maximale des raies ^{13}CO ($J=1-0$). Le contour minimum correspond à $T_B=0,5$ K et l'intervalle entre 2 contours est égal à 0,5 K. Les coordonnées du point (0,0) sont : α (1950)= $02^{\text{h}}21^{\text{m}}55,0^{\text{s}}$, δ (1950)= $61^{\circ}54,0'$

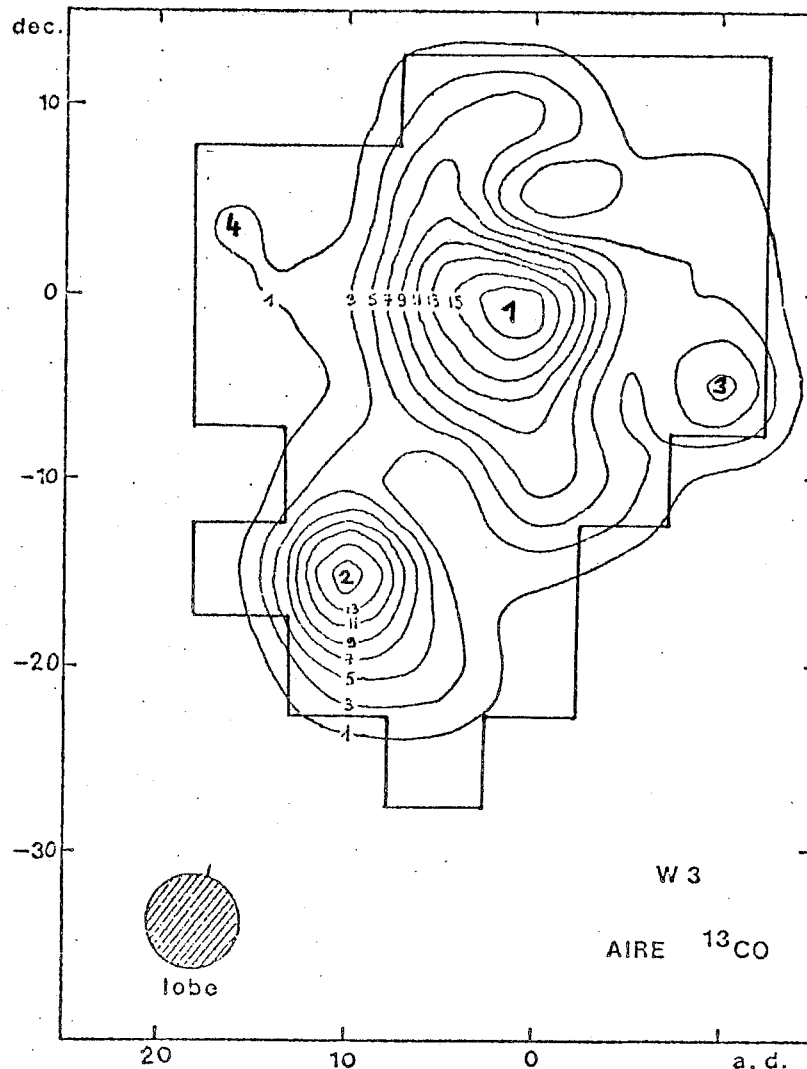


Figure E4 : Isophotes d'aire de raies ^{13}CO ($J=1-0$). Le contour minimum correspond à 1 K.km/s et l'intervalle entre 2 contours est égal à 2 K.km/s. Les coordonnées du point (0,0) sont les mêmes que dans la figure E3. La numérotation des condensations est celle du texte.

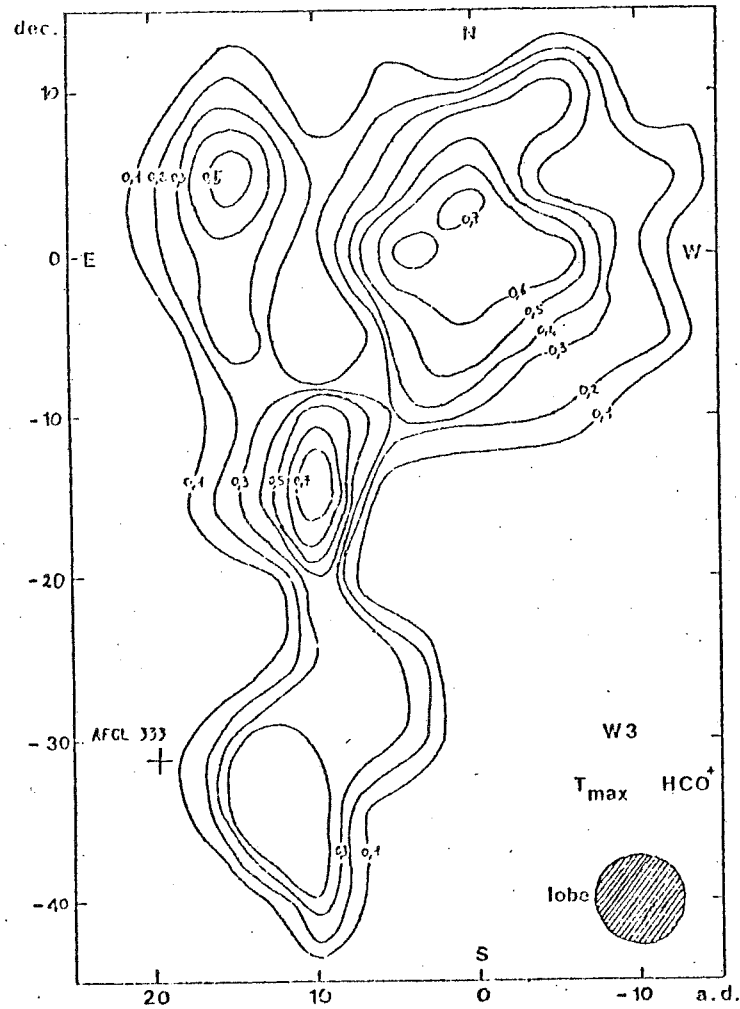


Figure E5 : Isophotes de température de brillance maximale des raies HCO^+ ($J=1-0$). L'intervalle entre 2 contours est égal à 0,1 K et le contour minimum correspond à 0,1 K. Les coordonnées du point (0,0) sont les mêmes que dans la figure E3.

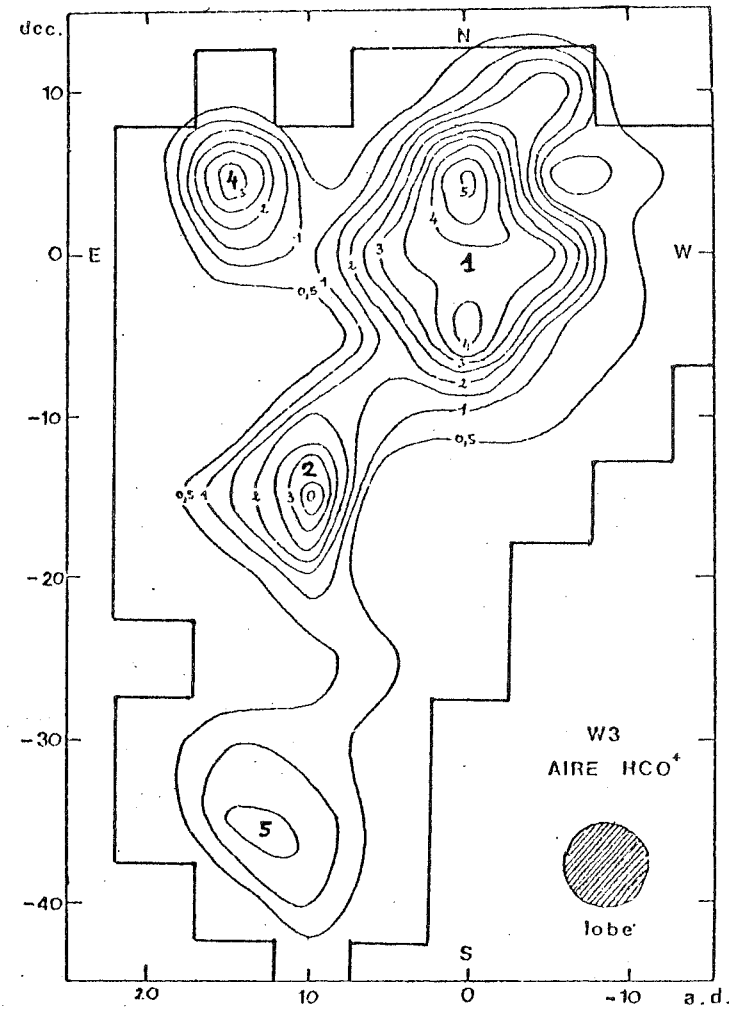


Figure E6 : Isophotes d'aire de raies HCO^+ . Le contour minimum correspond à 0,5 K.km/s et l'intervalle entre 2 contours est égal à 0,5 K.km/s. Les coordonnées du point (0,0) sont les mêmes que dans la figure E3. La numérotation des condensations est celle du texte.

L'émission HCO^+ présente, comme dans le cas du nuage S184 une étendue comparable à celle de ^{13}CO et un certain nombre de différences assez marquées avec l'émission ^{13}CO : la petite condensation ^{13}CO (notée 3) située au sud-ouest du maximum d'émission associé à W3 n'est pas visible en HCO^+ ; en revanche, à l'est de W3 apparaît une forte émission HCO^+ (notée 4) dont la contre partie en ^{13}CO est à peine visible, il en est de même au point (0,5) où l'émission HCO^+ est nettement plus intense que l'émission ^{13}CO .

En émission HCO^+ comme en émission ^{13}CO , les vitesses centrales des raies varient notablement d'un point à l'autre du nuage. Elles sont comprises entre -38 et -42 km/s au voisinage de W3, nettement inférieures (de -45 à -48 km/s) dans le fragment associé à W3OH et plus au sud, et de l'ordre de -40 à -44 km/s dans le reste du nuage. Ces trois composantes de vitesses différentes correspondent tout-à-fait à celles observées par Dickel et al (1980).

Les largeurs des raies sont comprises entre 2 et 3 km/s dans les régions peu denses du nuage mais augmentent très nettement au voisinage des condensations (jusqu'à ~ 4 km/s pour W3OH et $\sim 6 - 7$ km/s pour W3).

3. Distance du nuage moléculaire

Les déterminations cinématiques de la distance de W3 (Mezger et Wink 1975) placent cette région à 3 kpc. En revanche la distance photométrique de l'amas d'étoiles voisin, Cas OB6, est estimée à 2,4 kpc (Becker 1963). Ogura et Ishida (1976) suggèrent que la valeur de 3 kpc est sans doute surestimée et ramènent la distance du nuage à 2 kpc. W3 est donc un exemple de plus des incertitudes qui pèsent sur les déterminations de distance. Les estimations de taille et de masse du nuage (Lada et Elmegreen 1978, Dickel et al 1980) sont généralement établies pour une distance de 2 kpc, et c'est cette valeur que nous adopterons.

4. Masse du nuage moléculaire

De leurs observations ^{12}CO (J=1-0) du "coeur" de W3, Dickel et al déduisent une température cinétique d'environ 35 K dans cette région centrale du nuage; nous supposons la même température au voisinage de W3OH également. Dans les régions plus externes, nous avons adopté une température cinétique plus faible, égale à 20K.

Les observations moléculaires de Dickel et al (1980) ou de poussières en émission à 1 mm (Westbrook et al 1976) suggèrent des densités élevées ($\geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$) dans les régions centrales du nuage. Dans les régions périphériques, la densité semble tomber à moins de $5 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$ (Dickel 1980).

Nous effectuerons donc le calcul des densités projetées de ^{13}CO en supposant une température cinétique de 35 K et une densité d'hydrogène moléculaire de 10^4 cm^{-3} au voisinage de W3 et de W3OH (points marqués * sur la carte d'aire de raies ^{13}CO E3); nous adopterons des valeurs respectives de 20 K et 10^3 cm^{-3} pour la température cinétique et la densité d'hydrogène moléculaire dans les régions externes du nuage.

Les courbes permettant de calculer la densité projetée de ^{13}CO à partir de l'aire A et de la largeur à mi-hauteur ΔV des raies observées sont tracées dans la figure E1 de l'annexe E pour les deux couples (température cinétique, densité d'hydrogène moléculaire) choisis.

A la limite de détection des raies, à la périphérie du nuage, la densité projetée de ^{13}CO est de l'ordre de 1 à $2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, elle varie entre 3 et $6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ en dehors des condensations et augmente jusqu'à $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ dans les condensations (1) et (2), c'est-à-dire au voisinage de W3 et de W3OH.

Ce résultat est tout-à-fait compatible avec les observations de H. Dickel (1980) réalisées avec un lobe de 1' (le maximum d'émission au voisinage de W3 correspond à une densité projetée de ^{13}CO de $15 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ et celle-ci tombe à 10^{16} cm^{-2} à une distance de 2,5' du maximum) et avec celles de Lada et Elmegreen qui, avec un lobe de 2,3' observent des densités projetées de $8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ et de $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ au voisinage de W3 et de W3OH respectivement.

Cette comparaison entre les densités projetées observées avec un lobe de 5' de diamètre et des lobes plus petits indique en outre que l'effet de dilution dans le lobe de l'émission des régions denses est très important dans ce nuage.

D'après nos valeurs de densité projetée de ^{13}CO , l'extinction visuelle A_V , estimée par la relation

$$A_V = (4 \pm 2) \cdot 10^{-16} N(^{13}\text{CO}) \quad (\text{Dickman 1978})$$

serait de l'ordre de $0,8 \pm 0,4$ à la limite de détection des raies ^{13}CO , de $1,2 \pm 0,6$ à $2,4 \pm 1,2$ dans l'ensemble du nuage et voisine de 8 ± 4 dans la direction des condensations.

Compte-tenu de la distance adoptée (2 kpc), l'aire carrée associée à chaque spectre observé est égale à $7,6 \cdot 10^{37} \text{ cm}^2$ (une distance angulaire de 5' correspond à une distance linéaire de $8,7 \cdot 10^{18} \text{ cm}$, soit 2,9 pc).

En supposant toujours un rapport d'abondance $^{13}\text{CO} / \text{H}_2$ égal à $2 \cdot 10^{-6}$ (Dickman 1978), on obtient la valeur suivante de la masse du nuage :

$$M = 7,8 \cdot 10^3 \left[\frac{D(\text{kpc})}{2} \right]^2 \left[\frac{2 \cdot 10^{-6}}{X(^{13}\text{CO})} \right] \quad (M_\odot)$$

fragment	contour externe	masse (M_{\odot})	rayon (cm)	n_{H_2} supposée (cm^{-3})	n_{H_2} calculée (cm^{-3})
1	17	450	$2,4 \cdot 10^{18}$	10^4	$4,7 \cdot 10^3$
	15	$1,2 \cdot 10^3 - 1,3 \cdot 10^3$	$4,3 \cdot 10^{18}$	10^4	$(2 - 2,3) \cdot 10^3$
	13	$1,8 \cdot 10^3 - 2,1 \cdot 10^3$	$6,0 \cdot 10^{18}$	10^4	$(1,2 - 1,4) \cdot 10^3$
	11	$2,4 \cdot 10^3 - 2,8 \cdot 10^3$	$7,2 \cdot 10^{18}$	10^4	$(1,0 - 1,2) \cdot 10^3$
2	15	97	$1,2 \cdot 10^{18}$	10^4	$7,9 \cdot 10^3$
	13	270 - 305	$2,9 \cdot 10^{18}$	10^3	$(1,6 - 1,8) \cdot 10^3$
	11	445 - 525	$4,1 \cdot 10^{18}$	10^3	$(0,9 - 1,1) \cdot 10^3$
	9	585 - 700	$4,8 \cdot 10^{18}$	10^3	743 - 890
	7	710 - 880	$6,0 \cdot 10^{18}$	10^3	463 - 574
	5	$870 - 1,1 \cdot 10^3$	$8,0 \cdot 10^{18}$	10^3	246 - 310
3	7	19,5	$1,2 \cdot 10^{18}$	10^3	$1,6 \cdot 10^3$
	5	111 - 156	$3,8 \cdot 10^{18}$	10^3	280 - 390

Tableau E1 : Calculs des masses et des densités d'hydrogène moléculaire des différentes condensations du nuage W3.

Les valeurs indiquées dans la deuxième colonne correspondent aux isophotes d'aire de raies ^{13}CO de la figure E4.

La température cinétique a été prise égale à 35 K à l'intérieur des contour où la densité d'hydrogène moléculaire est supposée égale à 10^4 cm^{-3} et 20 K ailleurs.

Cette valeur est inférieure d'un facteur ~ 2 au moins à celle que détermine Dickel (1980) en supposant la même distance et le même rapport d'abondance $^{13}\text{CO} / \text{H}_2$ puisqu'elle attribue une masse de $8 \cdot 10^3 M_{\odot}$ au "coeur" de W3 et de $4 \cdot 10^3 M_{\odot}$ à la condensation associée à W30H.

Une estimation de la densité d'hydrogène moléculaire peut-être obtenue à partir de la masse des trois condensations notées (1), (2) et (3) sur la figure E3.

Pour calculer ces masses, nous attribuons une valeur de densité projetée de ^{13}CO à chaque contour de la carte d'isophotes d'aires de raies de la figure E4 : la largeur des raies est prise égale à 3 km/s dans l'ensemble du nuage, nous supposons une densité d'hydrogène moléculaire de 10^4 cm^{-3} et une température cinétique de 35 K à l'intérieur des contours 11 autour du maximum (1) et 15 autour du maximum (2). Ailleurs, la densité et la température sont supposées respectivement égales à 20 K et 10^3 cm^{-3} .

La densité d'hydrogène moléculaire a été estimée en supposant que les condensations étaient sphériques. Les résultats sont rassemblés dans le tableau E1.

Il apparaît clairement à l'examen de ce tableau que les densités d'hydrogènes moléculaire diminuent rapidement du centre à la périphérie des condensations; une telle situation ne correspond guère aux hypothèses très simplificatrices sur la densité d'hydrogène moléculaire que nous avons faites pour calculer les densités projetées de ^{13}CO .

Dans les régions externes, la densité d'hydrogène moléculaire est sans doute plus faible que celle que nous avons supposée, la densité projetée est alors sous-estimée par le calcul. Dans les régions centrales, l'émission semble provenir de condensations petites et assez bien contrastées, il n'est donc pas impossible qu'elle soit saturée.

Il est alors vraisemblable que les masses indiquées ci-dessus sont des limites inférieures, tant dans les régions périphériques qu'au centre du nuage.

5. Relations de Larson.

Les valeurs des dispersions en vitesse, des extensions linéaires et des masses observées pour les trois fragments du nuage et le nuage entier, ainsi que celles déduites des relations de Larson sont indiquées dans le tableau E2. (Le principe de calcul des masses et des dispersions en vitesse est le même que pour les trois autres nuages).

Il est intéressant de constater que la dispersion en vitesse observée est

fragment	contour externe	σ (km/s)	M (M_{\odot})	L(pc)	$\sigma(1)$	$\sigma(2)$	M(3)
1	5	7,0	$5,8 \cdot 10^3$	12	2,8	2,4	$1,3 \cdot 10^4$
2	5	4,5	$1,4 \cdot 10^3$	6	2,2	1,8	$3,6 \cdot 10^3$
3	5	5,0	190	2,7	1,6	1,2	790
nuage entier	1	9,0	$8,6 \cdot 10^3$	22	3,6	2,6	$4,2 \cdot 10^4$

Tableau E2 : Relations de Larson appliquées au nuage moléculaire W3 et à ses condensations.

Les colonnes $\sigma(1)$, $\sigma(2)$ et M(3) indiquent les valeurs de la dispersion en vitesse fournies par les relations de Larson (1) et (2) respectivement et la valeur de la masse donnée par la relation (3).

syématiquement plus grande que la valeur déduite de la taille ou de la masse du nuage et des condensations. Ce résultat pourrait s'expliquer si les différentes condensations du nuage sont en effondrement gravitationnel : cette contraction aurait pour effet de diminuer la taille et d'augmenter la dispersion en vitesse des fragments. De plus l'analyse de la dynamique du nuage au voisinage de W3 par H. Dickel (1980) indique que la région HII associée est en expansion et cette interaction entre gaz ionisé et gaz moléculaire a encore pour effet d'augmenter la dispersion en vitesse du fragment 1.

En outre, les masses observées sont toutes plus faibles (d'un facteur ~ 2 à ~ 5) que celles qui se déduisent des extensions linéaires, tout en restant dans la marge d'incertitude d'un facteur 8 que l'on estime à partir des écarts moyens aux relations phénoménologiques (1) et (3) observés par Larson. Il faut sans doute voir là le résultat d'un calcul des densités projetées et donc des masses trop simplificateur qui, comme nous l'avons déjà dit, conduit à des valeurs trop faibles de ces deux grandeurs.

6. Comparaison des émissions HCO^+ et ^{13}CO .

Comme pour les trois autres nuages, nous avons porté dans la figure E7 l'aire des raies ^{13}CO en fonction de celle des raies HCO^+ pour les différents points observés. (Les points où nous n'avons pas fait d'observations ^{13}CO , alors que nous avons fait des observations HCO^+ sont bien sûr exclus).

Contrairement à ce que l'on constate dans les trois autres nuages, un seul point présente une raie ^{13}CO beaucoup plus forte que la raie HCO^+ , effet que nous avons interprété comme une manifestation de l'auto-absorption des raies HCO^+ . Plusieurs explications sont à priori possibles :

- Seule l'émission HCO^+ de la condensation notée (3) sur la figure E4 est auto-absorbée; cette idée ne paraît guère recevable compte-tenu de la grande épaisseur optique en HCO^+ , même pour des densités projetées faibles, que nous avons soulignée lors de l'étude des autres nuages.

- Les émissions ^{13}CO et HCO^+ des autres condensations (1 et 2) où les raies ^{13}CO n'apparaissent pas notablement fortes par rapport aux raies HCO^+ , sont toutes deux absorbées. Etant donnée la grande différence qui existe entre les profondeurs optiques de HCO^+ et de ^{13}CO (facteur ~ 20 dans les conditions moyennes des régions peu denses de ce nuage), il paraît peu probable qu'une enveloppe capable d'absorber efficacement les raies ^{13}CO laisse sortir une fraction visible de l'émission HCO^+ des condensations, contrairement à ce que nous observons. En outre, les observations de Dickel et al (1980) indiquent que si les raies ^{12}CO sont nettement auto-absorbées, il n'en est pas de même des raies ^{13}CO .

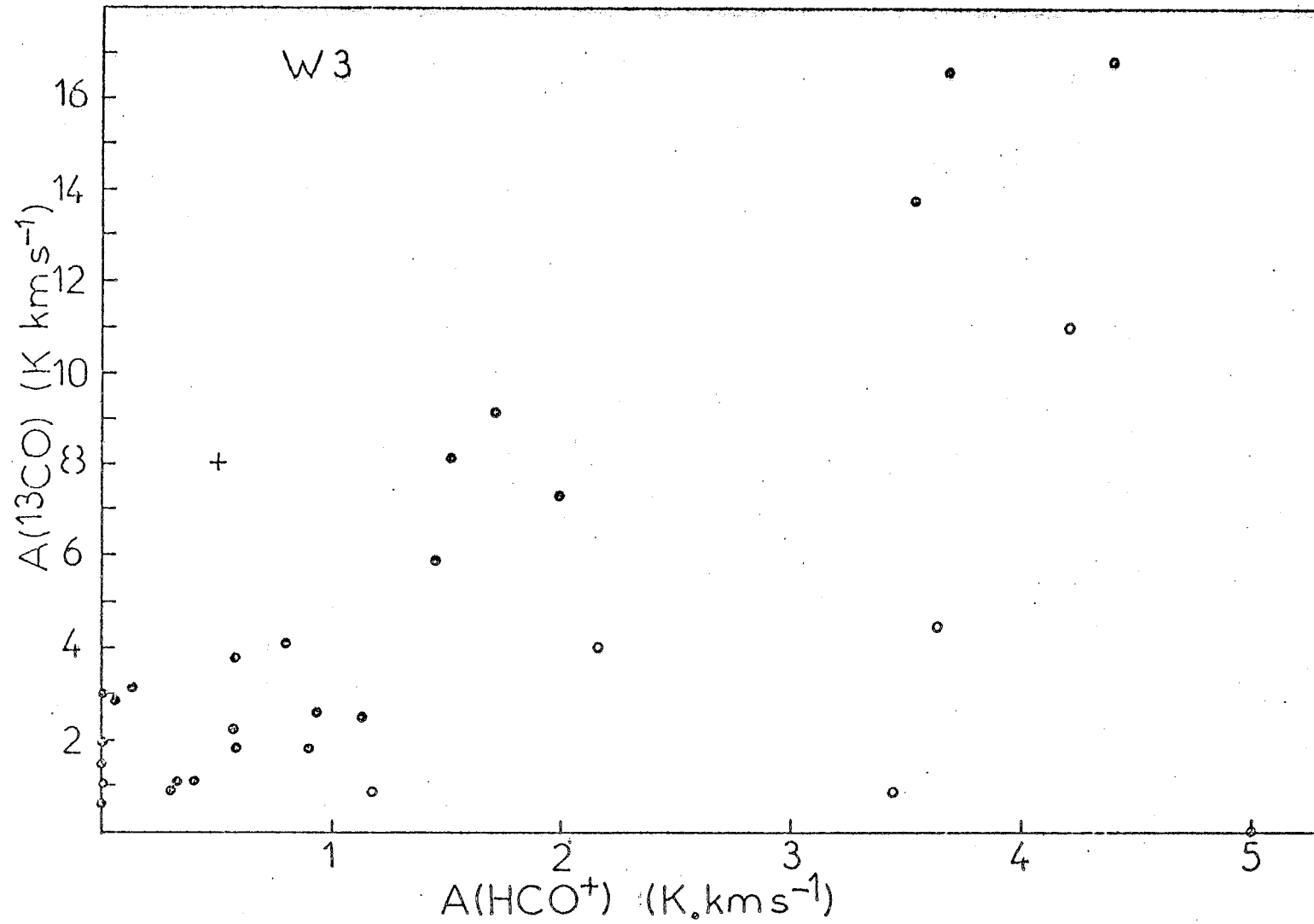


Figure E7 : Aires des raies HCO⁺ et ¹³CO dans le nuage moléculaire W3.

Le symbole + correspond aux points où l'aire de la raie ¹³CO (J=1-0) est forte par rapport à celle de la raie HCO⁺ (J=1-0); Le symbole o indique les points où la raie HCO⁺ (J=1-0) est forte par rapport à la raie ¹³CO (J=1-0). (Les points où seule l'émission HCO⁺ a été observée sont bien sûr exclus de cette comparaison).

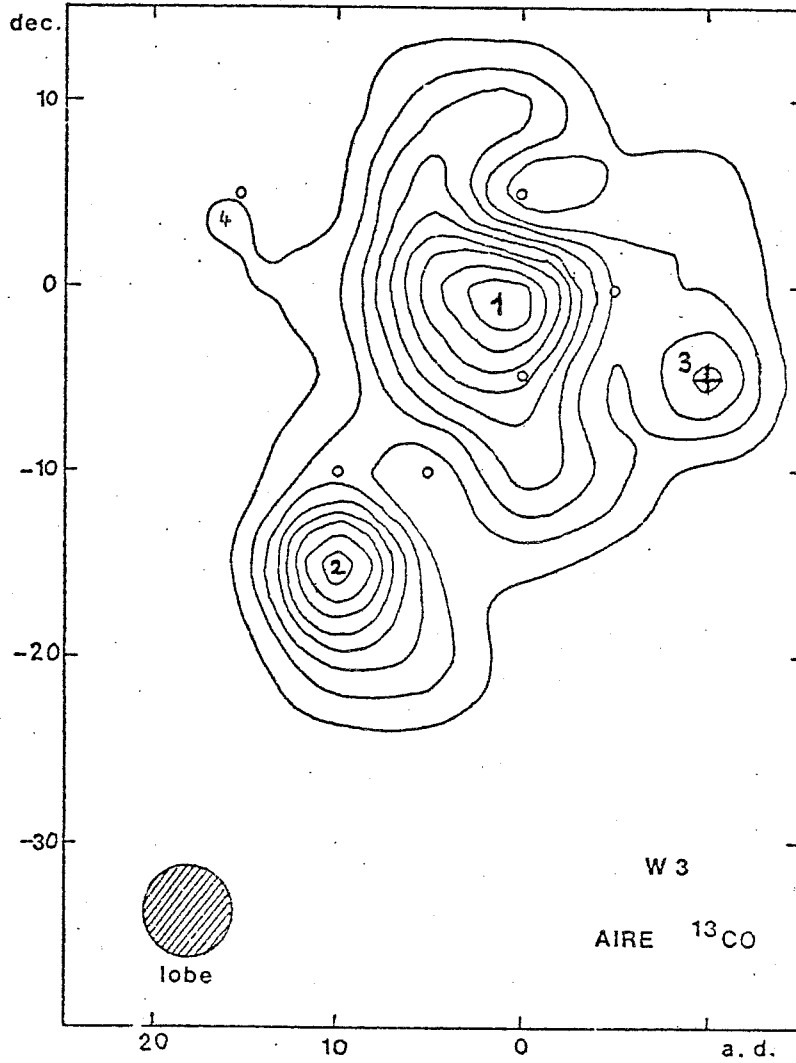


Figure E8 : Localisation des points de forte émission ^{13}CO par rapport à HCO^+ (notés +) et de forte émission HCO^+ par rapport à ^{13}CO (notés o) de la figure E7 sur une carte d'aire de raies ^{13}CO .

- L'émission ^{13}CO des condensations est diluée dans le lobe (peut-être aussi est-elle saturée dans les régions les plus denses).

Cette explication semble la plus satisfaisante : nous avons noté que la densité d'hydrogène moléculaire varie rapidement du centre au bord des condensations; s'il en est de même de la densité projetée de ^{13}CO (ce qui paraît raisonnable et cohérent avec les observations de Dickel et al, 1980), l'émission ^{13}CO des régions denses est fortement sous-estimée par nos observations. (Pour l'émission HCO^+ le phénomène de dilution jouerait de façon moindre, celle-ci étant déjà "nivelée" par l'auto-absorption).

Autour de la condensation notée (3), la densité semble varier moins rapidement et cet effet de dilution pourrait être moins prononcé; la forte intensité des raies ^{13}CO par rapport au raies HCO^+ demeurerait alors visible.

Remarque : La non détection de la raie ($J=1-0$) de H^{13}CO^+ au point (0, 0) du maximum d'émission lié à la région HII W3 ainsi qu' au centre de la condensation associée à W30H (voir figure E2) pourraient certes signifier que l'auto-absorption de l'émission HCO^+ dans ces directions est faible, mais elles s'expliquent également très bien par l'effet de dilution dans le lobe des raies H^{13}CO^+ .

Comme dans le cas des trois autres nuages, l'explication de la grande étendue de l'émission HCO^+ et de l'existence de raies HCO^+ en des points où l'émission ^{13}CO est faible ou n'est pas détectée, (points notés o sur les figures E7 et E8) reste à établir.

7. Structure en vitesse du nuage moléculaire

Ainsi que nous l'avions indiqué lors de la présentations des caractéristiques générales des émissions moléculaires observées dans ce nuage, d'importantes variations de vitesse centrale des raies s'observent d'un point à l'autre du nuage.

Au voisinage de W3 les vitesses des raies varient de -38 à -42 km/s (le gradient de vitesse observé par Dickel et al, 1980, n'est pas apparent ici en raison de la taille du lobe et se traduit par l'existence de raies multiples dont les composantes sont généralement mal résolues).

Au voisinage de W30H (et plus au sud si l'on se réfère aux observations HCO^+), la structure en vitesse apparaît moins chaotique; les raies y ont généralement une vitesse centrale de -46 à -48 km/s, une largeur de 2 à 3 km/s et les raies composites sont beaucoup moins nombreuses.

Une étude de la dynamique du nuage a été faite par H. Dickel (1980), qui met en évidence la complexité des mouvements au sein du nuage moléculaire et l'importance des interactions entre gaz neutre du nuage et gaz ionisé des régions HII voisines (W3 et W4).

Une telle étude est déjà fort délicate lorsque l'on dispose d'observations effectuées avec un lobe de petites dimensions; compte-tenu des 5' de diamètre du lobe de l'antenne de Bordeaux, il paraît assez illusoire de mener un tel travail à partir de nos observations.

F - CONCLUSIONS

Au delà (ou plutôt en deçà) des spécificités propres à chaque nuage, qui n'ont pratiquement pas été examinées dans ce travail, un certain nombre de caractéristiques communes aux quatre objets étudiés peuvent être dégagées; les unes sont directement liées aux critères de sélection des nuages, d'autres ont sans doute une généralité plus grande. Les premières concernent essentiellement les propriétés physiques du nuage (densité, température, dimensions, masse...) ainsi que les corrélations entre le nuage moléculaire et les objets qui lui sont associés. Dans la seconde catégorie figurent le comportement des nuages vis-à-vis des relations de Larson et la comparaison entre les émissions HCO^+ et ^{13}CO .

1. Caractéristiques physiques des nuages

Les quatre nuages sont vastes, tant en dimensions angulaires (ce qui était un des critères de choix de ces objets) qu'en dimensions linéaires : leur longueur varie de 20 à 80 pc.

Ils présentent tous une structure allongée, plus ou moins inclinée par rapport au plan galactique, et fragmentée en plusieurs condensations.

La (ou les) régions HII associées au nuage sont toujours corrélées à un maximum d'émission moléculaire et se situent généralement en bordure de celui-ci.

En revanche, de nombreuses condensations n'apparaissent pas associées à une émission radio intense connue.

La masse de ces nuages varie de quelques $10^3 M_{\odot}$ à quelques $10^5 M_{\odot}$ (ces valeurs, surtout les plus faibles, peuvent être entachées d'incertitudes allant jusqu'à plus d'un ordre de grandeur).

Les observations ^{12}CO ($J=1-0$) semblent indiquer des températures modérées (~ 10 K) dans l'ensemble des nuages mais plus élevées dans les régions denses (~ 20 à 35 K).

Les densités paraissent se comporter de façon analogue : voisines de 10^2 à 10^3 cm^{-3} dans la plus grande partie des nuages, elles s'élèvent, parfois de façon très rapide, jusqu'à 10^3 à 10^4 cm^{-3} (et sans doute plus) dans les condensations.

Les densités projetées de ^{13}CO déterminées dans ces conditions de température et de densité varient de quelques 10^{15} cm^{-2} (ou moins) à quelques 10^{16} cm^{-2} (ou plus) de la périphérie au coeur du nuage (il faut noter que les observations

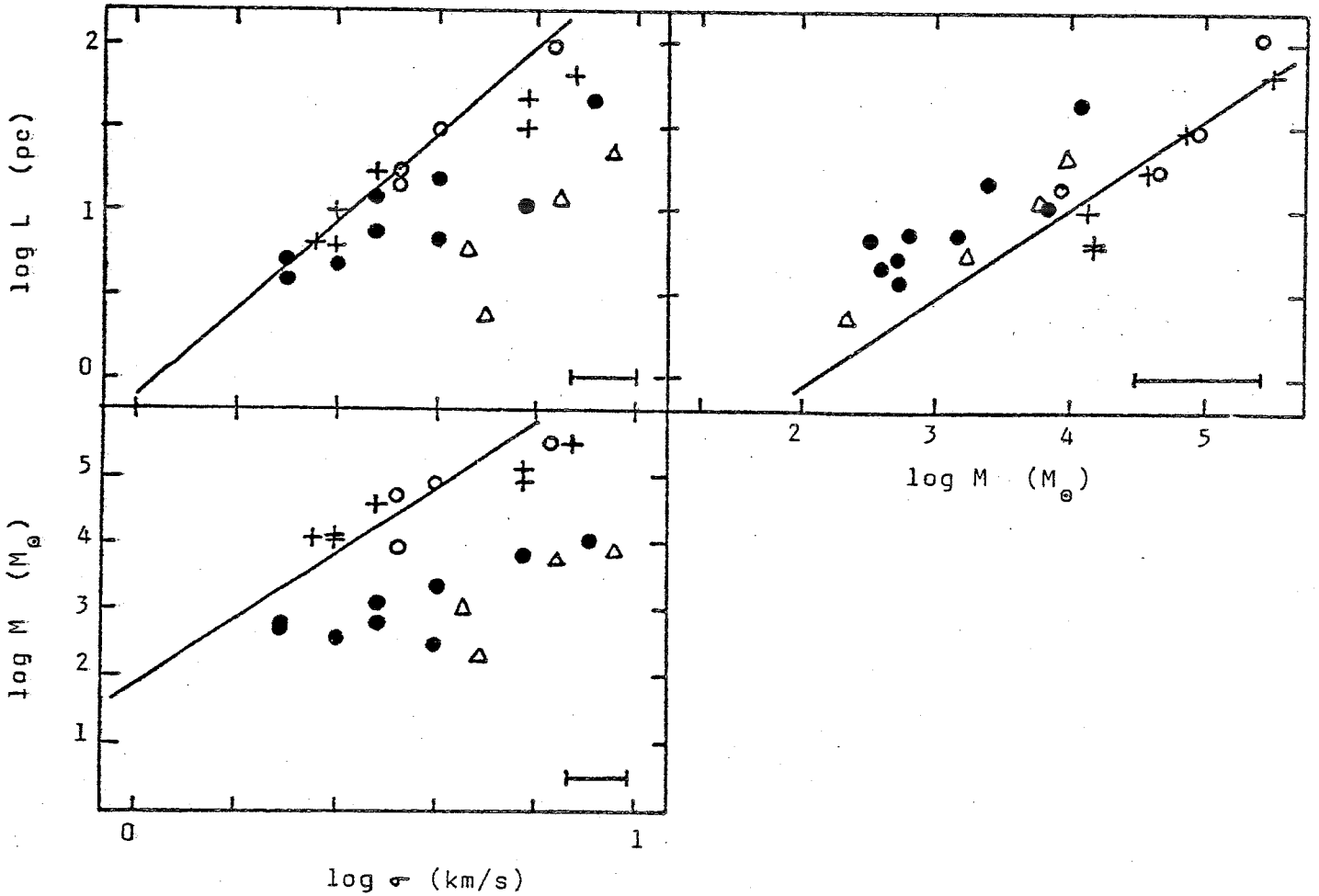


Figure F1. : Corrélations entre dispersion en vitesse σ , extension linéaire L et masse M pour les quatre nuages moléculaires et leurs fragments.

Le symbole o correspond au nuage S 147/153, • au nuage S184, + au nuage S158 et Δ au nuage W3.

Les droites tracées dans chaque diagramme matérialisent les relations de Larson (1981).

Les segments tracés en bas et à droite des diagrammes représentent la dispersion sur les valeurs de σ observées par Larson pour ceux de gauche, l'incertitude d'un facteur 8 qui s'en déduit sur la valeur de la masse pour le diagramme de droite.

réalisées avec un lobe de 5' peuvent gravement sous-estimer la densité projetée des régions denses en raison du phénomène de dilution dans le lobe, et ce d'autant plus que les condensations sont petites et présentent un grand contraste de conditions physiques avec le gaz environnant).

Il en résulte une émission ^{13}CO généralement optiquement épaisse ($\tau \sim 1$ à 10) au centre des condensations et l'extinction visuelle déduite de la densité projetée de ^{13}CO varie d'environ 1 au bord du nuage (c'est-à-dire à la limite de détection des raies ^{13}CO) à plus de 10 en direction des régions denses.

Les régions HII cependant, sont dans la plupart des cas, visibles en émission optique ce qui, tout comme leur localisation en bordure des condensations moléculaires, semble indiquer qu'elles se situent à la surface plutôt qu'au coeur des nuages.

2. Relations de Larson

La figure F1, où nous avons porté les extensions linéaires L, les masses M et les dispersions en vitesse σ des quatre nuages et de leurs fragments, résume les conclusions que nous avons tirées de l'étude de chaque objet.

Toutes les relations de Larson sont vérifiées dans la limite des barres d'incertitude indiquées sur la figure, par les nuages S147 / S153 et S158 / S159 et leurs fragments.

L'obéissance à ces relations suggère que la dispersion en vitesse observée dans ces objets (qui résulte de la largeur des raies à mi-hauteur et des décalages entre vitesses centrales des raies) provient d'un mouvement turbulent à plus ou moins grande échelle, plutôt que d'un effondrement gravitationnel systématique.

Les nuages W3 et S184 et leurs fragments vérifient à peu près la relation liant masse et extension linéaire, encore que pour le nuage S184 dans son entier et un de ses fragments les moins denses, l'écart entre masse observée et masse déduite de l'extension linéaire soit plus grand que le facteur 8 d'incertitude dû à l'écart moyen des paramètres observationnels rassemblés par Larson aux relations phénoménologiques.

En revanche, les relations entre dispersion en vitesse et extension linéaire ou masse ne sont satisfaites que par les fragments est du nuage S184. Nous avons attribué les fortes valeurs de dispersion en vitesse observées pour les autres fragments de ce nuage, proches de la région HII, ainsi que pour W3 à l'existence de fortes perturbations de la dynamique du gaz moléculaire dues à l'interaction avec le gaz ionisé des régions HII et à la possibilité de mouvements de con-

traction gravitationnelle de certaines des condensations.

3. Comparaison des émissions ^{13}CO et HCO^+

La comparaison des aires de raies HCO^+ et ^{13}CO a mis en évidence une relative faiblesse de l'émission HCO^+ dans la direction des régions denses des nuages. Ce phénomène semble bien s'expliquer par l'existence d'auto-absorption des raies HCO^+ , d'ailleurs confirmé dans deux nuages par la détection de raies H^{13}CO^+ relativement intenses par rapport à celles de l'isotope principal.

Les profondeurs optiques des régions diffuses responsables de cette absorption s'échelonnent de quelques 0,5 à 3 au moins (ce sont sans doute des limites inférieures d'une part en raison de l'incertitude sur la valeur du rapport $^{13}\text{CO} / \text{HCO}^+$ à des températures supérieures à 10 K, mais surtout parce que l'émission ^{13}CO des condensations est vraisemblablement diluée dans le lobe).

La profondeur optique de l'enveloppe en ^{13}CO est, elle, négligeable et cet effet d'absorption n'affecte pas l'émission ^{13}CO .

En revanche le comportement de l'émission HCO^+ dans les régions périphériques demeure inexpliqué : alors que les modèles de chimie à l'équilibre prédisent une diminution de l'abondance des ions HCO^+ beaucoup plus rapide que celle des molécules ^{13}CO dans les régions externes des nuages, c'est-à-dire peu abritées des rayonnements UV ionisants, ce phénomène n'apparaît pas du tout dans nos observations. Non seulement l'émission HCO^+ est aussi étendue que celle de ^{13}CO , mais on détecte même en certains points des nuages des raies HCO^+ fortes alors que les raies ^{13}CO y sont faibles, voir non détectées.

Diverses explications peuvent a priori être avancées, qui devront faire l'objet d'une étude détaillée :

1) Les modèles classiques de chimie à l'équilibre ne sont pas applicables, au moins dans les régions périphériques des nuages moléculaires.

2) Il existe une brusque variation des conditions physiques (densité, température) du gaz moléculaire au bord du nuage, telle que l'abondance relative en HCO^+ se maintienne, voir même augmente par rapport à sa valeur dans les régions centrales.

3) L'émission HCO^+ des régions denses est, beaucoup plus que celle de ^{13}CO pour des raisons de profondeur optique, diffusée par les régions externes dont on n'observe pas, en fait, l'émission propre.

4. Structure en vitesse

A l'exclusion du nuage S147 / S153 qui semble, au moins si on l'observe avec un lobe de 5', présenter une structure simple (gradient uniforme parallèle à l'axe du nuage), les émissions moléculaires, aussi bien HCO^+ que ^{13}CO , montrent de multiples composantes en vitesse, souvent superposées sur la ligne de visée et les largeurs de raies varient, elles aussi, notablement d'un point à l'autre des nuages; modérées dans les régions externes (2 à 3 km/s), elles atteignent ou dépassent des valeurs de l'ordre de 6 km/s au voisinage des condensations; ce comportement ne semble pas traduire un effet de saturation important des raies mais plutôt une dynamique particulièrement chaotique dans les régions centrales des nuages.

Cette rapide étude de quatre nuages moléculaires ne représente, comme nous l'avons souligné, que les préliminaires d'un travail à plus long terme dont elle permet d'esquisser quelques axes :

Elle a mis en évidence, que contrairement à ce que prédisent les modèles de chimie à l'équilibre, l'émission HCO^+ ($J=1-0$) s'étend bien au delà des régions centrales denses des nuages moléculaires. (Cet effet n'avait pas été observé jusque là, faute de cartographies à grande échelle de cette transition). Sur la base des quelques idées que nous avons avancées, une étude détaillée de ce phénomène, qui nécessitera peut-être des observations complémentaires, reste à mener. Il sera également important de déterminer si un tel effet se manifeste aussi dans des types de nuages différents (nuages sombres en particulier).

Tant pour justifier l'existence de dilution dans le lobe de l'émission ^{13}CO (pour les nuages W3 et S184 particulièrement) que pour interpréter les variations de vitesse centrale ou de largeur des raies, des observations à haute résolution spatiale sont à envisager (certaines ont déjà été réalisées mais ne sont pas encore interprétées, d'autres sont en cours).

CONCLUSION

La principale caractéristique du milieu interstellaire est, comme nous l'avons dit, de présenter des conditions physiques à peu près totalement étrangères aux possibilités terrestres.

L'étude du rapport d'abondances ortho / para du formaldéhyde montre à quel point les conséquences peuvent en être importantes : si la valeur même du rapport n'apparaît pas fondamentalement différente de sa valeur terrestre (elle est tout au plus un peu inférieure dans les nuages les plus froids), il n'en est pas de même des mécanismes qui régissent ce rapport; la thermalisation à haute température de la molécule est loin d'être un processus dominant, contrairement à ce que l'on observe sur Terre, et les réactions de formation et de destruction de cette espèce dans les nuages moléculaires n'ont à peu près rien de commun avec leurs homologues terrestres.

Nous avons également souligné en introduction de ce travail à quel point les conditions physiques du milieu interstellaire peuvent être diverses.

Sans parcourir les immenses domaines de température et de densité que nous avons alors évoqués, l'observation de raies millimétriques dans sept nuages moléculaires nous a tout de même permis de rencontrer des températures de 10 à 70 K et des densités d'hydrogène moléculaire s'échelonnant de 10^2 à 10^6 cm⁻³.

Cette variété peut paraître bien limitée; elle a cependant des conséquences assez importantes ainsi que nous l'avons vu par exemple pour le rapport ortho / para du formaldéhyde, qui semble dépendre fortement de la température, ou à propos de l'abondance relative des espèces ^{13}CO et HCO^+ qui varie à la fois avec la densité et la température.

Au sein même de cette diversité se dégagent cependant des grandes familles d'objets, comme celle des nuages moléculaires géants.

L'étude de quatre d'entre eux a dégagé un certain nombre de propriétés communes à cette classe de nuages (dimensions, masse, conditions physiques, dynamique turbulente, extension et structure des émissions moléculaires...); leur connaissance contribue à mieux cerner les facteurs de la formation des étoiles massives et à les dégager des spécificités propres à l'histoire de chaque nuage.

Les difficultés d'interprétation des données expérimentales ont, me semble-t-il, été largement abordées dans les deux volets de ce travail.

Si le rayonnement millimétrique des molécules interstellaires est potentiellement riche d'une information considérable (il est à la fois, pour l'astrophysicien, thermomètre par les raies de CO et de NH₃, en particulier, et jauge de densité, principalement grâce aux transitions millimétriques et centimétriques du formaldéhyde, mais aussi indicateur de composition chimique et révélateur de la dynamique des nuages, pour ne citer que quelques unes des informations que l'on tente d'en extraire), en revanche, l'interprétation des spectres moléculaires se heurte à d'énormes difficultés :

Elle est totalement dépendante d'un modèle, dont le choix est rarement évident (ainsi, tous nos calculs par exemple, ont été effectués par la méthode des probabilités d'échappement et font appel à de nombreuses hypothèses).

L'observation n'est jamais "ponctuelle" : nous avons vu quels problèmes fait naître l'existence sur la ligne de visée de plusieurs composantes moléculaires ou d'un milieu de caractéristiques variables (auto-absorption, raies multiples,...); la non-uniformité du gaz à l'échelle du lobe de l'antenne crée aussi de sérieuses difficultés (dilution dans le lobe, diffusion,...).

Enfin, rares sont les objets du milieu interstellaire dont l'évolution est perceptible à l'échelle humaine (l'explosion d'une supernova proche de la Terre n'est pas un phénomène que l'on peut qualifier de fréquent!). L'étude de la formation des étoiles requiert alors à la fois un échantillonnage d'objets suffisamment divers et un modèle d'évolution permettant de les classer par âge.

Il ne faudrait pas en conclure cependant que l'étude du milieu interstellaire et de son histoire est une entreprise désespérée.

N'oublions pas que l'observation des molécules interstellaires n'a, pour la majorité d'entre elles, qu'à peine dix ans d'existence.

Les progrès accomplis en quelques années sont considérables : de la classification des nuages moléculaires à la formation séquentielle d'étoiles, de la turbulence à petite et grande échelle à la chimie en phase gazeuse ou sur les grains, les modèles ne font que se multiplier, s'étendre et se raffiner.

Dans le domaine de l'observation également, l'essor est saisissant : Des petites antennes comme celle de Bordeaux (dont l'intérêt pour l'étude des nuages de grandes dimensions est indiscutable) aux grands instruments prochainement mis en service, ceux de l'IRAM par exemple (précieux pour l'observation à petite échelle des nuages de notre Galaxie et pour la découverte de l'émission moléculaire des galaxies extérieures), l'observateur dispose d'une gamme d'outils extrêmement

variée dont les performances, par l'amélioration des récepteurs en particulier, ne peuvent que s'accroître.

Le développement des techniques de calcul, lui aussi, rend possible l'élaboration de modèles d'une complexité croissante au fur et à mesure que l'observation se fait plus riche.

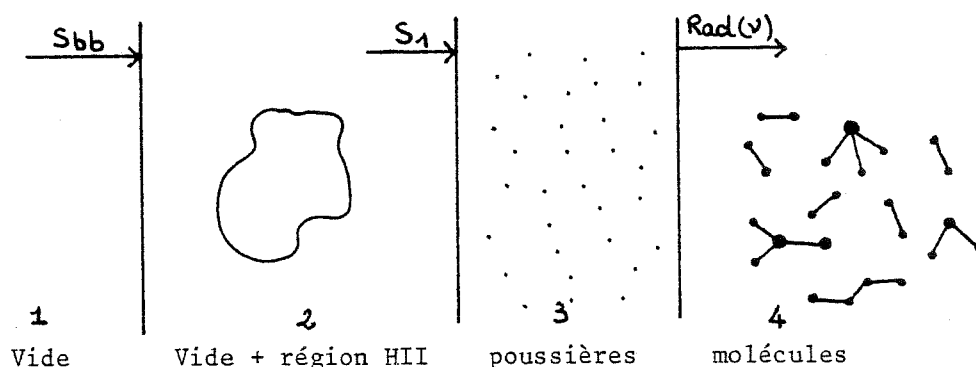
Il est clair que la découverte du milieu interstellaire (dont nous avons souligné l'intérêt) est amenée à connaître des développements qu'il est même difficile d'imaginer, grâce aux progrès indissociables des techniques d'observation et des méthodes et modèles d'interprétation.

Annexe A

Champ de rayonnement incident sur un nuage moléculaire

Dans le cas le plus général, le champ de rayonnement incident résulte de l'émission du corps noir cosmologique, de l'émission et de l'absorption par une région d'hydrogène ionisé (région HII) et de l'émission et absorption des grains de poussières mêlés au gaz.

Le champ de rayonnement résultant peut se calculer en considérant le milieu formé de couches successives, (vide, région HII, poussière, molécules), qui sont schématisées ci-dessous :



Le rayonnement incident sur la couche 2 est le seul rayonnement du corps noir cosmologique, que l'on peut écrire :

$$S_{bb} = \left[e^{h\nu/kT_r} - 1 \right]^{-1} \quad \text{avec} \quad T_r = 2,8 \text{ K}$$

La fonction source de la région HII s'écrit

$$S_{HII} = \left[e^{h\nu/kT_{HII}} - 1 \right]^{-1}$$

où T_{HII} est la température de la région HII

Le rayonnement issu de la région HII, de profondeur optique $\tau_{HII}(\nu)$ à la fréquence ν est alors :

$$R_{HII} = S_{bb} e^{-\tau_{HII}(\nu)} + (1 - e^{-\tau_{HII}(\nu)}) S_{HII}$$

$\tau_{HII}(\nu)$ se calcule à partir de la profondeur optique τ_{HII}^0 à 10 GHz par la relation

$$\tau_{HII}(\nu) = \tau_{HII}^0 \left[\frac{\nu(\text{GHz})}{10} \right]^{-2,1}$$

(voir annexe B)

Si la région HII occupe une fraction w_{HII} de la couche 2, le rayonnement incident sur les grains de la couche 3 est :

$$S_1 = w_{\text{HII}} R_{\text{HII}} + (1 - w_{\text{HII}}) S_{\text{bb}}$$

Les grains de poussières ont une profondeur optique $\tau_{\text{gr}}(\nu)$ à la fréquence ν donnée par

$$\tau_{\text{gr}}(\nu) = \tau_{\text{gr}}^0 (\nu(\text{MHz}) / 3,75 \cdot 10^6)^p$$

où τ_{gr}^0 est la profondeur optique à une longueur d'onde de $80 \mu\text{m}$ ($\nu = 3,75 \cdot 10^6 \text{ MHz}$) et l'exposant p est généralement pris égal à 2.

La fonction source des grains s'écrit :

$$S_{\text{gr}} = [e^{h\nu/kT_{\text{gr}}} - 1]^{-1}$$

où T_{gr} est la température des grains.

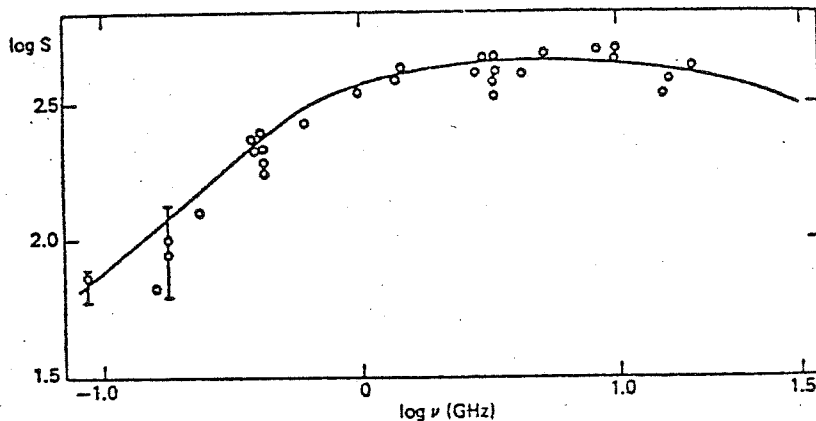
Le rayonnement reçu par les molécules de la couche 4 par unité d'angle solide s'exprime finalement par :

$$\text{Rad}(\nu) = S_1 e^{-\tau_{\text{gr}}(\nu)} + (1 - e^{-\tau_{\text{gr}}(\nu)}) S_{\text{gr}}$$

Annexe B

Calcul de $\tau_{\text{HII}}(\nu)$ dans le cas de la nébuleuse d'Orion

La figure ci-dessous représente le flux radio de la nébuleuse d'Orion en fonction de la fréquence.



Radio continuum flux, S (in flux units), of the Orion nebula. Circles represent the observations; the curve was computed from a model (Brocklehurst and Seaton, 1972).

Pour des fréquences < 1 GHz, la région HII est optiquement épaisse ($\tau_{\text{HII}}(\nu) \gg 1$), le flux radio par unité d'angle solide s'écrit :

$$F_{\nu} = 2k T_{\text{HII}} (\nu/c)^2 (1 - e^{-\tau_{\text{HII}}(\nu)})$$

$$\approx 2k T_{\text{HII}} (\nu/c)^2$$

Il est à peu près proportionnel au carré de la fréquence ainsi qu'il apparaît sur la courbe.

Pour des fréquences > 1 GHz, la région HII est optiquement mince ($\tau_{\text{HII}}(\nu) \ll 1$)

et le flux par unité d'angle solide s'écrit :

$$F_{\nu} = 2k T_{\text{HII}} (\nu/c)^2 (1 - e^{-\tau_{\text{HII}}(\nu)})$$

$$\approx 2k T_{\text{HII}} (\nu/c)^2 \tau_{\text{HII}}(\nu)$$

La courbe indique que ce flux est à peu près indépendant de la fréquence.

Aux fréquences > 1 GHz qui nous intéressent, le comportement du flux radio est bien reproduit si $\tau_{\text{HII}}(\nu) = \tau_{\text{HII}}^{\circ} (\nu/\nu_0)^{-2,1}$ où $\tau_{\text{HII}}^{\circ}$ est la profondeur optique à la fréquence ν_0 que l'on choisit généralement égale à 10 GHz.

A la fréquence $\nu_0 = 10$ GHz, la région HII est optiquement mince. Sa profondeur optique est donnée par :

$$\tau_{\text{HII}}^{\circ} = \frac{F_{\nu}(\nu_0)}{2k T_{\text{HII}} (\nu_0/c)^2}$$

Le dénominateur de cette expression est simplement la valeur qu'aurait le flux à la fréquence ν_0 si la région HII était optiquement épaisse à cette fréquence. Elle se déduit immédiatement de la courbe en prolongeant la partie linéaire de celle-ci jusqu'à la fréquence ν_0 . $F_{\nu}(\nu_0)$ est la valeur du flux indiqué par la courbe à la fréquence $\nu_0 = 10$ GHz.

La profondeur optique de la région HII à 10 GHz est alors :

$$\tau_{\text{HII}}^{\circ} = 0,17$$

et la profondeur de la région HII à toute fréquence $\nu > 1$ GHz s'écrit :

$$\tau_{\text{HII}}(\nu) = 0,17 \left[\nu(\text{GHz}) / 10 \right]^{-2,1}$$

Annexe C

Calcul du profil de raie dans un modèle de nuage à 2 composantes

Il a été établi dans le chapitre I que l'intensité spécifique émise à la fréquence ν , au point r et dans la direction \vec{n} s'exprime en fonction de la profondeur optique $\tau_\nu(r, \vec{n})$, de la fonction source $S_\nu(r)$ du milieu, et de l'intensité du rayonnement extérieur incident $R_\nu(r)$ par :

$$I_\nu(r, \vec{n}) = S_\nu(r) [1 - e^{-\tau_\nu(r, \vec{n})}] + R_\nu(r) e^{-\tau_\nu(r, \vec{n})}$$

Si le diamètre du lobe de l'antenne est petit devant les dimensions des 2 composantes du nuage, il est possible de considérer celui-ci comme une succession de 2 couches planes parallèles (perpendiculaires à la ligne de visée), chacune de densité et de température uniformes (voir figure ci après).

Pour la couche dense, le rayonnement incident est celui du corps noir cosmologique :

$$J_\nu(T_{bg}) = \frac{h\nu}{k} [e^{h\nu/kT_{bg}} - 1]^{-1}$$

avec $T_{bg} = 2,8$ K

et l'intensité spécifique émise par cette couche selon la ligne de visée est donnée par :

$$I_\nu^c = S_\nu^c [1 - e^{-\tau_\nu^c}] + e^{-\tau_\nu^c} J_\nu(T_{bg})$$

la profondeur optique τ_ν^c et la fonction source S_ν^c sont toutes deux constantes dans la couche et cette dernière s'exprime en fonction de la température d'excitation T_{ex}^c par :

$$S_\nu^c \equiv J_\nu(T_{ex}^c) = \frac{h\nu}{k} [e^{h\nu/kT_{ex}^c} - 1]^{-1}$$

La couche diffuse reçoit le rayonnement I_ν^c et émet sur la ligne de visée :

$$I_\nu^E = S_\nu^E [1 - e^{-\tau_\nu^E}] + e^{-\tau_\nu^E} I_\nu^c$$

S_ν^E et τ_ν^E sont aussi constantes dans cette couche, et comme pour la couche dense,

$$S_\nu^E \equiv J_\nu(T_{ex}^E)$$

L'intensité spécifique au centre d'une raie de fréquence ν est obtenue en soustrayant le rayonnement du corps noir cosmologique à l'intensité spécifique émise par la couche diffuse :

$$I_\nu = I_\nu^E - J_\nu(T_{bg})$$

soit
$$I_\nu = e^{-\tau_\nu^E} (1 - e^{-\tau_\nu^C}) [J_\nu(T_{ex}^C) - J_\nu(T_{bg})] + (1 - e^{-\tau_\nu^E}) [J_\nu(T_{ex}^E) - J_\nu(T_{bg})]$$

Le profil $T_B(\nu)$ de la raie s'obtient simplement en remplaçant dans l'expression de I_ν les profondeurs optiques au centre de la raie τ_ν^E et τ_ν^C par

et
$$\tau_\nu^E(\nu) = \tau_\nu^E \phi_E(\nu)$$

$$\tau_\nu^C(\nu) = \tau_\nu^C \phi_C(\nu)$$

Nous avons fait ici l'hypothèse qu'il y a redistribution complète dans le référentiel de l'observateur, c'est-à-dire que pour chaque composante les profils d'émission et d'absorption sont identiques.

Les profils de raies ont été supposés gaussiens :

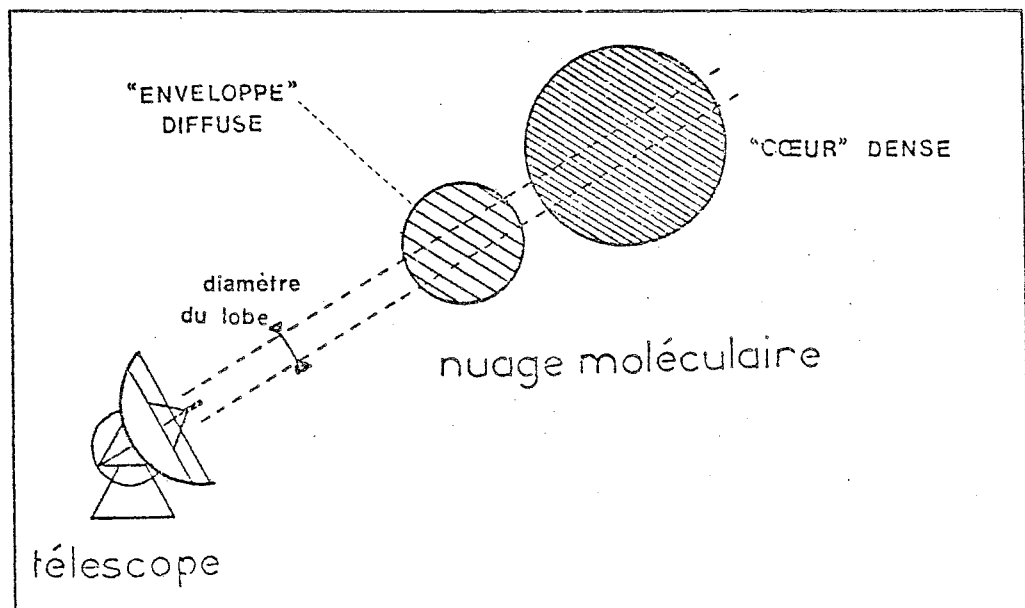
$$\phi_E(\nu) = C_E \exp [- (\nu - \nu_E / \sigma_E)^2]$$

$$\phi_C(\nu) = C_C \exp [- (\nu - \nu_C / \sigma_C)^2]$$

C_E et C_C sont les constantes de normalisation ; ν_E et ν_C sont les vitesses du centre de la raie dans chaque composante ; σ_E et σ_C sont liées aux largeurs de la raie à mi-hauteur dans les 2 composantes $\Delta\nu_E$ et $\Delta\nu_C$ par :

$$\sigma_E = \Delta\nu_E / 2 \sqrt{\ln 2}$$

$$\sigma_C = \Delta\nu_C / 2 \sqrt{\ln 2}$$



Annexe D

Chimie du formaldéhyde

Sauf indication contraire, les réactions, les taux de réaction et les abondances des éléments sont tirés de l'article de Prasad et Huntress (1980).

Les temps caractéristiques sont calculés de la façon suivante:

Pour une réaction du type $A + B \rightarrow C + D$
de constante k , le temps caractéristique de destruction τ_A^d
de l'espèce A est donné par :

$$\tau_A^d k n(A)n(B) = n(A)$$

soit

$$\tau_A^d = \frac{1}{k n(B)} \quad (1)$$

($n(X)$ est l'abondance de l'espèce X).

de même, le temps caractéristique de formation de l'espèce C, τ_C^f est défini par :

$$\tau_C^f k n(A)n(B) = n(C)$$

et a donc pour expression

$$\tau_C^f = \frac{n(C)}{k n(A)n(B)} \quad (2)$$

Selon que nous nous intéresserons à la formation ou à la destruction d'une espèce, nous utiliserons l'une ou l'autre de ces expressions.

Les abondances moléculaires sont les abondances à l'équilibre du modèle III de Prasad et Huntress (1980): la température cinétique est égale à 50 K et la densité d'hydrogène moléculaire à $2 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$.

Enfin, les réactions de photodissociation seront négligées; en effet dans les régions un peu denses des nuages moléculaires où l'on observe le formaldéhyde en émission, le rayonnement UV capable de photodissocier les molécules est inexistant puisque totalement arrêté par les couches périphériques du nuage.

1. Abondances relatives des principales espèces chimiques mises en jeu dans les réactions étudiées.

Les abondances indiquées ci-dessous sont celles du modèle de chimie III de Prasad et Huntress (1980): la température cinétique est égale à 50 K et la densité d'hydrogène moléculaire à $2 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$.

élément (X)	abondance relative $n(X) / n(\text{H}_2)$
O	$1,12 \cdot 10^{-4}$
Fe	$2,89 \cdot 10^{-7}$
Na	$1,58 \cdot 10^{-7}$
Mg	$1,58 \cdot 10^{-6}$
OH	$5,08 \cdot 10^{-8}$
CH ₂	$1,95 \cdot 10^{-10}$
CH ₃	$6,47 \cdot 10^{-13}$
H ₂ CO	$5,72 \cdot 10^{-10}$
e ⁻	$1,0 \cdot 10^{-6}$
H ⁺	$4,8 \cdot 10^{-10}$
He ⁺	$2,72 \cdot 10^{-10}$
C ⁺	$6,84 \cdot 10^{-10}$
S ⁺	$2,21 \cdot 10^{-9}$
H ₃ ⁺	$1,02 \cdot 10^{-9}$
HCO ⁺	$3,57 \cdot 10^{-10}$
CH ₂ ⁺	$6,35 \cdot 10^{-16}$
CH ₃ ⁺	$5,68 \cdot 10^{-13}$
H ₃ CO ⁺	$1,12 \cdot 10^{-15}$
CH ₂ Si ⁺	$1,88 \cdot 10^{-15}$

2. Réactions de formation du formaldéhyde

Réactions	k_r (cm ³ s ⁻¹)	τ (années)	Remarques
$\text{CH}_2 + \text{OH} \rightarrow \text{H}_2\text{CO} + \text{H}$	$1,0 \cdot 10^{-10} e^{-T/250}$	$1,10 \cdot 10^6$	
$\text{CH}_3 + \text{O} \rightarrow \text{H}_2\text{CO} + \text{H}$	$1,8 \cdot 10^{-10} (T/300)^{0,5}$	$1,70 \cdot 10^5$	
$\text{H}_3\text{CO}^+ + e^- \rightarrow \text{H}_2\text{CO} + \text{H}$	$2,0 \cdot 10^{-7} (T/300)^{-0,5}$	$1,65 \cdot 10^6$	
$\text{H}_3\text{CO}^+ + \text{Na} \rightarrow \text{H}_2\text{CO} + \text{Na}^+ + \text{H}$	$2,6 \cdot 10^{-3}$	$1,97 \cdot 10^3$	
$\text{H}_3\text{CO}^+ + \text{Si} \rightarrow \text{H}_2\text{CO} + \text{Si}^+ + \text{H}$	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$1,45 \cdot 10^3$	d'après Graedel et al
$\text{H}_3\text{CO}^+ + \text{CH} \rightarrow \text{H}_2\text{CO} + \text{CH}_2^+$	$6,2 \cdot 10^{-10}$	$1,87 \cdot 10^{13}$	
$\text{H}_3\text{CO}^+ + \text{HCN} \rightarrow \text{H}_2\text{CO} + \text{H}_2\text{CN}^+$	$9,9 \cdot 10^{-10}$	$2,28 \cdot 10^{11}$	
$\text{H}_3\text{CO}^+ + \text{NH}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{CO} + \text{NH}_3^+$	$8,8 \cdot 10^{-10}$	$5,58 \cdot 10^{10}$	
$\text{H}_3\text{CO}^+ + \text{NH}_3 \rightarrow \text{H}_2\text{CO} + \text{NH}_4^+$	$2,3 \cdot 10^{-3}$	$4,92 \cdot 10^{10}$	
$\text{H}_3\text{CO}^+ + \text{H}_2\text{S} \rightarrow \text{H}_2\text{CO} + \text{H}_3\text{S}^+$	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$2,93 \cdot 10^{11}$	
$\text{H}_2\text{CO}^+ + e^- \rightarrow \text{H}_2\text{CO} + \text{H}$	$1,1 \cdot 10^{-10} (T/300)^{-0,7}$	$2,49 \cdot 10^3$	
$\text{H}_2\text{CO}^+ + \text{Fe} \rightarrow \text{H}_2\text{CO} + \text{Fe}^+$	$1,9 \cdot 10^{-3}$	$1,73 \cdot 10^3$	
$\text{H}_2\text{CO}^+ + \text{Mg} \rightarrow \text{H}_2\text{CO} + \text{Mg}^+$	$2,9 \cdot 10^{-3}$	$2,07 \cdot 10^8$	
$\text{H}_2\text{CO}^+ + \text{Na} \rightarrow \text{H}_2\text{CO} + \text{Na}^+$	$2,6 \cdot 10^{-3}$	$2,31 \cdot 10^3$	
$\text{H}_2\text{CO}^+ + \text{S} \rightarrow \text{H}_2\text{CO} + \text{S}^+$	$5,5 \cdot 10^{-10}$	$1,63 \cdot 10^3$	
$\text{H}_2\text{CO}^+ + \text{Si} \rightarrow \text{H}_2\text{CO} + \text{Si}^+$	$1,6 \cdot 10^{-3}$	$1,06 \cdot 10^3$	
$\text{H}_2\text{CO}^+ + \text{CH} \rightarrow \text{H}_2\text{CO} + \text{CH}^+$	$3,1 \cdot 10^{-10}$	$4,39 \cdot 10^{13}$	
$\text{H}_2\text{CO}^+ + \text{CH}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{CO} + \text{CH}_2^+$	$4,3 \cdot 10^{-10}$	$1,13 \cdot 10^{13}$	
$\text{H}_2\text{CO}^+ + \text{NO} \rightarrow \text{H}_2\text{CO} + \text{NO}^+$	$7,8 \cdot 10^{-10}$	$9,35 \cdot 10^8$	
$\text{H}_2\text{CO}^+ + \text{HCO} \rightarrow \text{H}_2\text{CO} + \text{HCO}^+$	$3,6 \cdot 10^{-10}$	$1,83 \cdot 10^{13}$	
$\text{H}_2\text{CO}^+ + \text{NH}_3 \rightarrow \text{H}_2\text{CO} + \text{NH}_3^+$	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$1,20 \cdot 10^{11}$	
$\text{H}^- + \text{HCO} \rightarrow \text{H}_2\text{CO} + e^-$	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$1,31 \cdot 10^{10}$	
$\text{C}^- + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{H}_2\text{CO} + e^-$	$5,0 \cdot 10^{-10}$	$3,36 \cdot 10^3$	
$\text{O}^- + \text{CH}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{CO} + e^-$	$5,0 \cdot 10^{-10}$	$3,94 \cdot 10^3$	
$\text{OH}^- + \text{CH} \rightarrow \text{H}_2\text{CO} + e^-$	$5,0 \cdot 10^{-10}$	$9,07 \cdot 10^{10}$	
$\text{CH}_2\text{Si}^+ + \text{O} \rightarrow \text{H}_2\text{CO} + \text{Si}^+$	$6,0 \cdot 10^{-10}$	$7,18 \cdot 10^6$	

3. Réactions de destruction du formaldéhyde

Réactions	k (cm ³ s ⁻¹)	τ (années)	Remarques
H ₂ CO + H ⁺ → H ₂ CO ⁺ + H	2,0 · 10 ⁻⁹	1,65 · 10 ⁶	k = 10 ⁻⁹ selon Graedel
H ₂ CO + H ⁺ → HCO ⁺ + H ₂	2,0 · 10 ⁻⁹	1,65 · 10 ⁶	
H ₂ CO + He ⁺ → CO ⁺ + H ₂ + He	1,0 · 10 ⁻⁹	5,83 · 10 ⁶	
H ₂ CO + He ⁺ → HCO ⁺ + H + He	1,0 · 10 ⁻⁹	5,83 · 10 ⁶	
H ₂ CO + C ⁺ → CH ₂ ⁺ + CO	2,1 · 10 ⁻⁹	1,10 · 10 ⁶	
H ₂ CO + C ⁺ → HCO ⁺ + CH	3,2 · 10 ⁻⁹	2,52 · 10 ⁶	
H ₂ CO + C ⁺ → H ₂ CO ⁺ + C	1,4 · 10 ⁻⁹	1,66 · 10 ⁶	
H ₂ CO + N ⁺ → NH ₂ ⁺ + CO	1,3 · 10 ⁻⁹	2,05 · 10 ¹¹	
H ₂ CO + O ⁺ → CO ⁺ + H ₂ O	4,0 · 10 ⁻¹⁰	3,22 · 10 ¹¹	
H ₂ CO + O ⁺ → H ₂ CO ⁺ + O	4,0 · 10 ⁻¹⁰	3,22 · 10 ¹¹	
H ₂ CO + O ⁺ → H ₂ O ⁺ + CO	4,0 · 10 ⁻¹⁰	3,22 · 10 ¹¹	
H ₂ CO + S ⁺ → H ₂ S + CO	8,9 · 10 ⁻¹⁰	8,06 · 10 ⁵	
H ₂ CO + S ⁺ → HCO ⁺ S + H	9,9 · 10 ⁻¹¹	7,25 · 10 ⁶	
H ₂ CO + H ₂ ⁺ → H ₂ CO ⁺ + H ₂	1,4 · 10 ⁻⁹	1,98 · 10 ⁹	
H ₂ CO + H ₂ ⁺ → HCO ⁺ + H + H ₂	1,4 · 10 ⁻⁹	1,98 · 10 ⁹	
H ₂ CO + N ₂ ⁺ → H ₂ CO ⁺ + N ₂	1,0 · 10 ⁻⁹	1,48 · 10 ¹²	
H ₂ CO + O ₂ ⁺ → H ₂ CO ⁺ + O ₂	3,9 · 10 ⁻¹⁰	3,99 · 10 ⁷	
H ₂ CO + CH ₃ ⁺ → C ₂ H ₂ O ⁺ + H	1,3 · 10 ⁻⁹	2,73 · 10 ¹³	
H ₂ CO + NH ₃ ⁺ → H ₃ CO ⁺ + N	1,9 · 10 ⁻⁹	1,99 · 10 ¹¹	
H ₂ CO + OH ⁺ → H ₃ CO ⁺ + O	5,9 · 10 ⁻¹⁰	2,63 · 10 ¹⁰	
H ₂ CO + OH ⁺ → H ₂ CO ⁺ + OH	5,9 · 10 ⁻¹⁰	2,63 · 10 ¹⁰	
H ₂ CO + CO ⁺ → HCO ⁺ + HCO	5,1 · 10 ⁻¹⁰	3,46 · 10 ¹¹	
H ₂ CO + CO ⁺ → H ₂ CO ⁺ + CO	5,1 · 10 ⁻¹⁰	3,46 · 10 ¹¹	
H ₂ CO + CN ⁺ → HCO ⁺ + HCN	5,2 · 10 ⁻¹⁰	6,70 · 10 ¹⁴	
H ₂ CO + CN ⁺ → H ₂ CO ⁺ + CN	5,2 · 10 ⁻¹⁰	6,70 · 10 ¹⁴	
H ₂ CO + H ₃ ⁺ → H ₃ CO ⁺ + H ₂	2,4 · 10 ⁻⁹	6,47 · 10 ⁵	k = 5,4 · 10 ⁻⁹ selon Graedel
H ₂ CO + CH ₂ ⁺ → CH ₃ CO ⁺ + H	1,3 · 10 ⁻⁹	1,92 · 10 ¹²	
H ₂ CO + NH ₂ ⁺ → H ₃ CO ⁺ + NH	6,0 · 10 ⁻¹⁰	2,62 · 10 ¹⁰	
H ₂ CO + NH ₂ ⁺ → H ₂ CO ⁺ + NH ₂	6,0 · 10 ⁻¹⁰	2,62 · 10 ¹⁰	
H ₂ CO + H ₂ O ⁺ → H ₂ CO ⁺ + H ₂ O	5,8 · 10 ⁻¹⁰	1,12 · 10 ¹⁰	
H ₂ CO + H ₂ O ⁺ → H ₃ CO ⁺ + OH	5,8 · 10 ⁻¹⁰	1,12 · 10 ¹⁰	
H ₂ CO + HCO ⁺ → H ₃ CO ⁺ + CO	1,0 · 10 ⁻⁹	4,44 · 10 ⁶	k = 3,3 · 10 ⁻⁹ selon Graedel

3. Réactions de destruction du formaldéhyde (suite)

Réactions	k ($\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$)	τ (années)	Remarques
$\text{H}_2\text{CO} + \text{HCN}^+ \rightarrow \text{H}_3\text{CO}^+ + \text{CN}$	$1,0 \cdot 10^{-9}$	$6,83 \cdot 10^3$	
$\text{H}_2\text{CO} + \text{HNO}^+ \rightarrow \text{H}_3\text{CO}^+ + \text{NO}$	$1,0 \cdot 10^{-9}$	$7,55 \cdot 10^5$	
$\text{H}_2\text{CO} + \text{C}_2\text{H}^+ \rightarrow \text{H}_3\text{CO}^+ + \text{C}_2$	$1,1 \cdot 10^{-9}$	$7,88 \cdot 10^{15}$	
$\text{H}_2\text{CO} + \text{N}_2\text{H}^+ \rightarrow \text{H}_3\text{CO}^+ + \text{N}_2$	$1,0 \cdot 10^{-9}$	$4,54 \cdot 10^7$	$k = 3,2 \cdot 10^{-9}$ selon Graedel
$\text{H}_2\text{CO} + \text{O}_2\text{H}^+ \rightarrow \text{H}_3\text{CO}^+ + \text{O}_2$	$9,8 \cdot 10^{-10}$	$2,57 \cdot 10^{10}$	
$\text{H}_2\text{CO} + \text{NH}_3^+ \rightarrow \text{HCO} + \text{NH}_4^+$	$5,0 \cdot 10^{-10}$	$3,87 \cdot 10^8$	
$\text{H}_2\text{CO} + \text{H}_2\text{CO}^+ \rightarrow \text{H}_3\text{CO}^+ + \text{HCO}$	$1,0 \cdot 10^{-9}$	$1,66 \cdot 10^{12}$	
$\text{H}_2\text{CO} + \text{CH}_3^+ \rightarrow \text{HCO}^+ + \text{CH}_4$	$1,0 \cdot 10^{-9}$	$2,71 \cdot 10^9$	
$\text{H}_2\text{CO} + \text{H}_3\text{O}^+ \rightarrow \text{H}_3\text{CO}^+ + \text{H}_2\text{O}$	$1,1 \cdot 10^{-9}$	$2,32 \cdot 10^7$	$k = 3,4 \cdot 10^{-9}$ selon Graedel
$\text{H}_2\text{CO} + \text{C}_2\text{H}_2^+ \rightarrow \text{H}_3\text{CO}^+ + \text{C}_2\text{H}$	$4,1 \cdot 10^{-10}$	$3,52 \cdot 10^{13}$	
$\text{H}_2\text{CO} + \text{C}_2\text{H}_2^+ \rightarrow \text{H}_2\text{CO}^+ + \text{C}_2\text{H}_2$	$8,6 \cdot 10^{-10}$	$1,67 \cdot 10^{13}$	
$\text{H}_2\text{CO} + \text{CH}_5^+ \rightarrow \text{H}_3\text{CO}^+ + \text{CH}_4$	$1,2 \cdot 10^{-9}$	$2,65 \cdot 10^{12}$	
$\text{H}_2\text{CO} + \text{H}^+$	$4,4 \cdot 10^{-10} e^{-1,6 \text{ eV}}$		} k en s^{-1} ; réactions négligeables dans les régions denses des nuages moléculaires.
$\text{CO} + \text{H} + \text{H}$	$4,4 \cdot 10^{-10} e^{-1,6 \text{ eV}}$		
$\text{H}_2\text{CO}^+ + e^-$	$2,0 \cdot 10^{-11} e^{-2,8 \text{ eV}}$		
$\text{HCO}^+ + e^- + \text{H}$	$1,4 \cdot 10^{-11} e^{-3,4 \text{ eV}}$		
$\text{H}_2\text{CO} + \text{OH} \rightarrow \text{HCO} + \text{H}_2\text{O}$	$3,0 \cdot 10^{-11} e^{-250/\text{T}}$	$1,55 \cdot 10^8$	

4. Réactions de formation de CH_3

Réactions	k ($\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$)	τ (années)	Remarques
$\text{He}^+ + \text{CH}_3\text{CN} \rightarrow \text{CH}_3 + \text{CN}^+ + \text{He}$	$1,2 \cdot 10^{-9}$	$1,36 \cdot 10^8$	
$\text{He}^+ + \text{CH}_3\text{OH} \rightarrow \text{CH}_3 + \text{OH}^+ + \text{He}$	$1,1 \cdot 10^{-9}$	$4,15 \cdot 10^9$	
$\text{H}_2\text{O}^+ + \text{CH}_4 \rightarrow \text{CH}_3 + \text{H}_3\text{O}^+$	$1,3 \cdot 10^{-9}$	$4,47 \cdot 10^7$	
$\text{NH}_3^+ + \text{CH}_4 \rightarrow \text{CH}_3 + \text{NH}_4^+$	$3,9 \cdot 10^{-10}$	$4,26 \cdot 10^6$	
$\text{CH}_3^+ + \text{Fe} \rightarrow \text{CH}_3 + \text{Fe}^+$	$2,4 \cdot 10^{-9}$	$2,60 \cdot 10^3$	
$\text{CH}_3^+ + \text{Na} \rightarrow \text{CH}_3 + \text{Na}^+$	$3,4 \cdot 10^{-9}$	$3,36 \cdot 10^3$	
$\text{CH}_3^+ + \text{Mg} \rightarrow \text{CH}_3 + \text{Mg}^+$	$3,5 \cdot 10^{-9}$	$3,27 \cdot 10^2$	

4. Réactions de formation de CH₃ (suite)

Réactions	k (cm ³ s ⁻¹)	τ (années)	Remarques
CH ₃ ⁺ + Si → CH ₃ + Si ⁺	9,7 · 10 ⁻¹⁰	3,32 · 10 ³	
CH ₃ ⁺ + NO → CH ₃ + NO ⁺	9,4 · 10 ⁻¹⁰	5,38 · 10 ⁸	
CH ₃ ⁺ + HCO → CH ₃ + HCO ⁺	4,4 · 10 ⁻¹⁰	2,85 · 10 ⁷	
CH ₃ ⁺ + e ⁻ → CH ₃ + hν	1,1 · 10 ⁻¹⁰ (T/300) ^{-0,7}	4,68 · 10 ³	
CH ₄ ⁺ + H ₂ O → CH ₃ + H ₃ O ⁺	9,6 · 10 ⁻¹⁰	9,96 · 10 ⁷	
CH ₄ ⁺ + H ₂ S → CH ₃ + H ₃ S ⁺	7,2 · 10 ⁻¹⁰	3,25 · 10 ¹¹	
CH ₄ ⁺ + NH ₃ → CH ₃ + NH ₄ ⁺	6,6 · 10 ⁻¹⁰	1,60 · 10 ¹¹	
CH ₄ ⁺ + CH ₄ → CH ₃ + CH ₅ ⁺	1,2 · 10 ⁻⁹	3,30 · 10 ¹²	
CH ₄ ⁺ + e ⁻ → CH ₃ + H	3,0 · 10 ⁻⁷ (T/300) ^{-0,5}	1,10 · 10 ⁶	
CH ₃ CO ⁺ + e ⁻ → CH ₃ + CO	3,0 · 10 ⁻⁷ (T/300) ^{-0,5}	2,20 · 10 ³	
C ₂ H ₃ N ⁺ + e ⁻ → CH ₃ + CN	6,0 · 10 ⁻⁷ (T/300) ^{-0,5}	1,20 · 10 ³	
CH ₅ ⁺ + e ⁻ → CH ₃ + H ₂	3,0 · 10 ⁻⁷ (T/300) ^{-0,5}	2,10 · 10 ⁴	k = 9,5 · 10 ⁸ (T/300) ^{-0,5} selon Graedel
O ⁻ + CH ₄ → CH ₃ + OH ⁻	1,0 · 10 ⁻¹⁰	5,90 · 10 ¹¹	
H ⁻ + CH ₂ → CH ₃ + e ⁻	1,0 · 10 ⁻⁹	1,10 · 10 ⁷	
CH ₄ + hν → CH ₃ + H	1,6 · 10 ⁻¹⁰ e ^{-2,2 Av}		k = 5 ⁻¹ ; réaction négligeable

5. Réactions de destruction de CH₃

Réactions	k (cm ³ s ⁻¹)	τ (années)	Remarques
CH ₃ + O → H ₂ CO + H	1,8 · 10 ⁻¹⁰ (T/300) ^{0,5}	1,73 · 10 ²	
CH ₃ + H ⁺ → CH ₅ ⁺ + H	3,4 · 10 ⁻⁷	2,5 · 10 ⁵	
CH ₃ + He ⁺ → CH ⁺ + H ₂ + He	1,8 · 10 ⁻³	3,24 · 10 ⁶	
CH ₃ + C ⁺ → C ₂ H ⁺ + H	1,3 · 10 ⁻³	1,78 · 10 ⁶	
CH ₃ + Si ⁺ → CH ₂ Si ⁺ + H	1,0 · 10 ⁻³	1,39 · 10 ⁷	
CH ₃ + S ⁺ → H ₂ CS ⁺ + H	1,0 · 10 ⁻¹¹	7,17 · 10 ⁷	
CH ₃ + H ₃ ⁺ → CH ₄ ⁺ + H ₂	2,1 · 10 ⁻⁹	7,40 · 10 ⁵	

5. Réactions de destruction de CH₃ (suite)

Réactions	k (cm ³ s ⁻¹)	τ (années)	Remarques
CH ₃ + H ⁻ → CH ₄ + e ⁻	1,0 · 10 ⁻⁹	3,20 · 10 ⁹	
CH ₃ + OH ⁻ → CH ₃ OH + e ⁻	1,0 · 10 ⁻⁹	5,37 · 10 ⁹	
CH ₃ + CN ⁻ → CH ₃ CN + e ⁻	1,0 · 10 ⁻⁹	1,29 · 10 ¹³	
CH ₃ + S → H ₂ CS + H	2,0 · 10 ⁻¹¹ (T/300) ^{0,5}	1,83 · 10 ⁵	
CH ₃ + N ⁻ → HCN + H + H	2,0 · 10 ⁻¹¹ (T/300) ^{0,5}	2,48 · 10 ⁴	
CH ₃ + CN → CH ₃ CN + hν	1,0 · 10 ⁻¹⁶	1,30 · 10 ¹³	
CH ₃ + hν → CH + H ₂	3,0 · 10 ⁻¹¹ e ^{-1,7Av}		} k en s ⁻¹ ; réactions négligeables dans les régions denses
CH ₃ + hν → CH ₂ + H	3,0 · 10 ⁻¹¹ e ^{-1,7Av}		
CH ₃ + hν → CH ₃ ⁺ + e ⁻	50 · 10 ⁻¹⁰ e ^{-2,1Av}		

6. Réactions de formation de CH₃⁺

Réactions	k (cm ³ s ⁻¹)	τ (années)	Remarques
CH ₂ ⁺ + H ₂ → CH ₃ ⁺ + H	7,2 · 10 ⁻¹⁰	1,97	
H ⁺ + CH ₃ → CH ₃ ⁺ + H	3,4 · 10 ⁻⁹	8,5 · 10 ⁵	
H ⁺ + CH ₄ → CH ₃ ⁺ + H ₂	2,3 · 10 ⁻⁹	1,1 · 10 ⁴	
He ⁺ + CH ₄ → CH ₃ ⁺ + He + H	6,3 · 10 ⁻¹¹	7,0 · 10 ⁵	
He ⁺ + CH ₃ OH → CH ₃ ⁺ + OH + He	1,1 · 10 ⁻⁹	3,6 · 10 ⁹	
H ₂ ⁺ + CH ₂ → CH ₃ ⁺ + H	1,0 · 10 ⁻⁹	8,1 · 10 ⁵	
H ₂ ⁺ + CH ₄ → CH ₃ ⁺ + H + H ₂	2,3 · 10 ⁻⁹	9,1 · 10 ⁶	
NH ⁺ + CH ₂ → CH ₃ ⁺ + N	1,5 · 10 ⁻⁹	7,3 · 10 ⁸	
OH ⁺ + CH ₂ → CH ₃ ⁺ + O	4,8 · 10 ⁻¹⁰	5,4 · 10 ⁷	
H ₃ ⁺ + CH ₂ → CH ₃ ⁺ + H ₂	1,7 · 10 ⁻⁹	2,66 · 10 ³	
CH ₂ ⁺ + HCO → CH ₃ ⁺ + CO	4,5 · 10 ⁻¹⁰	2,2 · 10 ¹⁰	
NH ₂ ⁺ + CH ₂ → CH ₃ ⁺ + NH	4,9 · 10 ⁻¹⁰	9,3 · 10 ⁷	
H ₂ O ⁺ + CH ₂ → CH ₃ ⁺ + OH	4,7 · 10 ⁻¹⁰	4,2 · 10 ⁷	
HCO ⁺ + CH ₂ → CH ₃ ⁺ + CO	8,6 · 10 ⁻¹⁰	1,5 · 10 ⁴	

6. Réactions de formation de CH_3^+ (suite)

Réactions	k ($\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$)	τ (années)	Remarques
$\text{HCN}^+ + \text{CH}_2 \rightarrow \text{CH}_3^+ + \text{CN}$	$8,7 \cdot 10^{-10}$	$2,3 \cdot 10^{11}$	
$\text{HNO}^+ + \text{CH}_2 \rightarrow \text{CH}_3^+ + \text{NO}$	$8,6 \cdot 10^{-10}$	$2,6 \cdot 10^6$	
$\text{C}_2\text{H}^+ + \text{CH}_2 \rightarrow \text{CH}_3^+ + \text{C}_2$	$4,4 \cdot 10^{-10}$	$1,65 \cdot 10^{10}$	
$\text{N}_2^+ + \text{CH}_2 \rightarrow \text{CH}_3^+ + \text{N}_2$	$8,6 \cdot 10^{-10}$	$1,5 \cdot 10^5$	
$\text{O}_2\text{H}^+ + \text{CH}_2 \rightarrow \text{CH}_3^+ + \text{O}_2$	$8,5 \cdot 10^{-10}$	$8,6 \cdot 10^7$	
$\text{NH}_3^+ + \text{CH}_2 \rightarrow \text{CH}_3^+ + \text{NH}_2$	$9,6 \cdot 10^{-10}$	$5,9 \cdot 10^5$	
$\text{H}_2\text{CO}^+ + \text{CH}_2 \rightarrow \text{CH}_3^+ + \text{HCO}$	$4,3 \cdot 10^{-10}$	$1,1 \cdot 10^{10}$	
$\text{H}_3\text{O}^+ + \text{CH}_2 \rightarrow \text{CH}_3^+ + \text{H}_2\text{O}$	$9,4 \cdot 10^{-10}$	$7,9 \cdot 10^4$	
$\text{H}_2\text{CN}^+ + \text{CH}_2 \rightarrow \text{CH}_3^+ + \text{HCN}$	$8,7 \cdot 10^{-10}$	$1,4 \cdot 10^8$	
$\text{CH}_2^+ + \text{H} \rightarrow \text{CH}_3^+ + \text{H}_2$	$2,0 \cdot 10^{-10}$	$6,3 \cdot 10^7$	
$\text{CH}_5^+ + \text{CH}_2 \rightarrow \text{CH}_3^+ + \text{CH}_4$	$9,6 \cdot 10^{-10}$	$9,7 \cdot 10^3$	
$\text{C}^+ + \text{CH} \rightarrow \text{CH}_3^+ + \text{C} + 2\text{H}$	$1,1 \cdot 10^{-9}$	$1,7 \cdot 10^4$	} d'après Graedel et al. (réactions non équilibrées en H_2)
$\text{C}^+ + \text{CH}_2 \rightarrow \text{CH}_3^+ + \text{C} + \text{H}$	$5,2 \cdot 10^{-10}$	$1,3 \cdot 10^4$	
$\text{H}_3^+ + \text{C} \rightarrow \text{CH}_3^+ + 2\text{H} + \text{H}_2$	$8,0 \cdot 10^{-10}$	$61,6$	

7. Réaction de thermalisation de CH_3^+

Réaction	k ($\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$)	τ (années)	Remarques
$\text{CH}_3^+ + \text{H}_2 \rightleftharpoons \text{CH}_3^+ + \text{H}_2$	$5,0 \cdot 10^{-10}$	$3,2 \cdot 10^{-3}$	la constante indiquée est celle de la réaction $\text{CH}_3^+ + \text{HD} \rightleftharpoons \text{CH}_2\text{D}^+ + \text{H}_2$

8. Réactions de formation de H_3CO^+

Réactions	k ($cm^3 s^{-1}$)	τ (années)	Remarques
$H_2CO + NH^+ \rightarrow H_3CO^+ + N$	$1,9 \cdot 10^{-9}$	$2,0 \cdot 10^{11}$	
$H_2CO + OH^+ \rightarrow H_3CO^+ + O$	$5,9 \cdot 10^{-10}$	$2,6 \cdot 10^{10}$	
$H_2CO + H_3^+ \rightarrow H_3CO^+ + H_2$	$2,4 \cdot 10^{-9}$	$5,5 \cdot 10^5$	$k = 6,4 \cdot 10^{-9}$ selon Graedel
$H_2CO + NH_2^+ \rightarrow H_3CO^+ + NH$	$6,0 \cdot 10^{-10}$	$2,6 \cdot 10^{10}$	
$H_2CO + H_2O^+ \rightarrow H_3CO^+ + OH$	$5,8 \cdot 10^{-10}$	$1,1 \cdot 10^{10}$	
$H_2CO + HCO^+ \rightarrow H_3CO^+ + CO$	$1,0 \cdot 10^{-9}$	$4,4 \cdot 10^6$	$k = 3,3 \cdot 10^{-9}$ selon Graedel
$H_2CO + HCN^+ \rightarrow H_3CO^+ + NN^+$	$1,0 \cdot 10^{-9}$	$6,8 \cdot 10^{13}$	
$H_2CO + HNO^+ \rightarrow H_3CO^+ + NO$	$1,0 \cdot 10^{-9}$	$7,5 \cdot 10^8$	
$H_2CO + C_2H^+ \rightarrow H_3CO^+ + C_2$	$1,1 \cdot 10^{-9}$	$7,9 \cdot 10^{15}$	
$H_2CO + O_2H^+ \rightarrow H_3CO^+ + O_2$	$9,8 \cdot 10^{-10}$	$2,6 \cdot 10^{10}$	
$H_2CO + H_3O^+ \rightarrow H_3CO^+ + H_2O$	$2,2 \cdot 10^{-9}$	$6,4 \cdot 10^{11}$	
$CH_2^+ + H_2O \rightarrow H_3CO^+ + H$	$5,2 \cdot 10^{-10}$	$6,1 \cdot 10^{17}$	
$H_2CO^+ + NH \rightarrow H_3CO^+ + N$	$6,4 \cdot 10^{-10}$	$4,5 \cdot 10^{20}$	
$H_2CO^+ + HCO \rightarrow H_3CO^+ + CO$	$3,6 \cdot 10^{-10}$	$3,2 \cdot 10^{22}$	
$H_2CO + C_2H_2^+ \rightarrow H_3CO^+ + C_2H$	$4,1 \cdot 10^{-10}$	$3,5 \cdot 10^{13}$	
$H_2CO + CH_3^+ \rightarrow H_3CO^+ + CH_4$	$1,2 \cdot 10^{-9}$	$2,7 \cdot 10^{12}$	

9. Réaction de thermalisation de H_3CO^+

$H_3CO^+ + H_2 \rightleftharpoons H_3CO^+ + H_2$	$\sim 10^{-9}$	$\sim 1,6 \cdot 10^{-3}$	constante de réaction inconnue
--	----------------	--------------------------	--------------------------------

Annexe E
Courbes de transfert

Les courbes de variation de l'aire de la raie ^{12}CO (J=1-0) et de l'intensité de la raie HCO^+ (J=1-0) en fonction de la densité projetée de la molécule correspondante que nous présentons ici sont les résultats d'un calcul de transfert à grand gradient de vitesse (LVG) par la méthode des probabilités d'échappement.

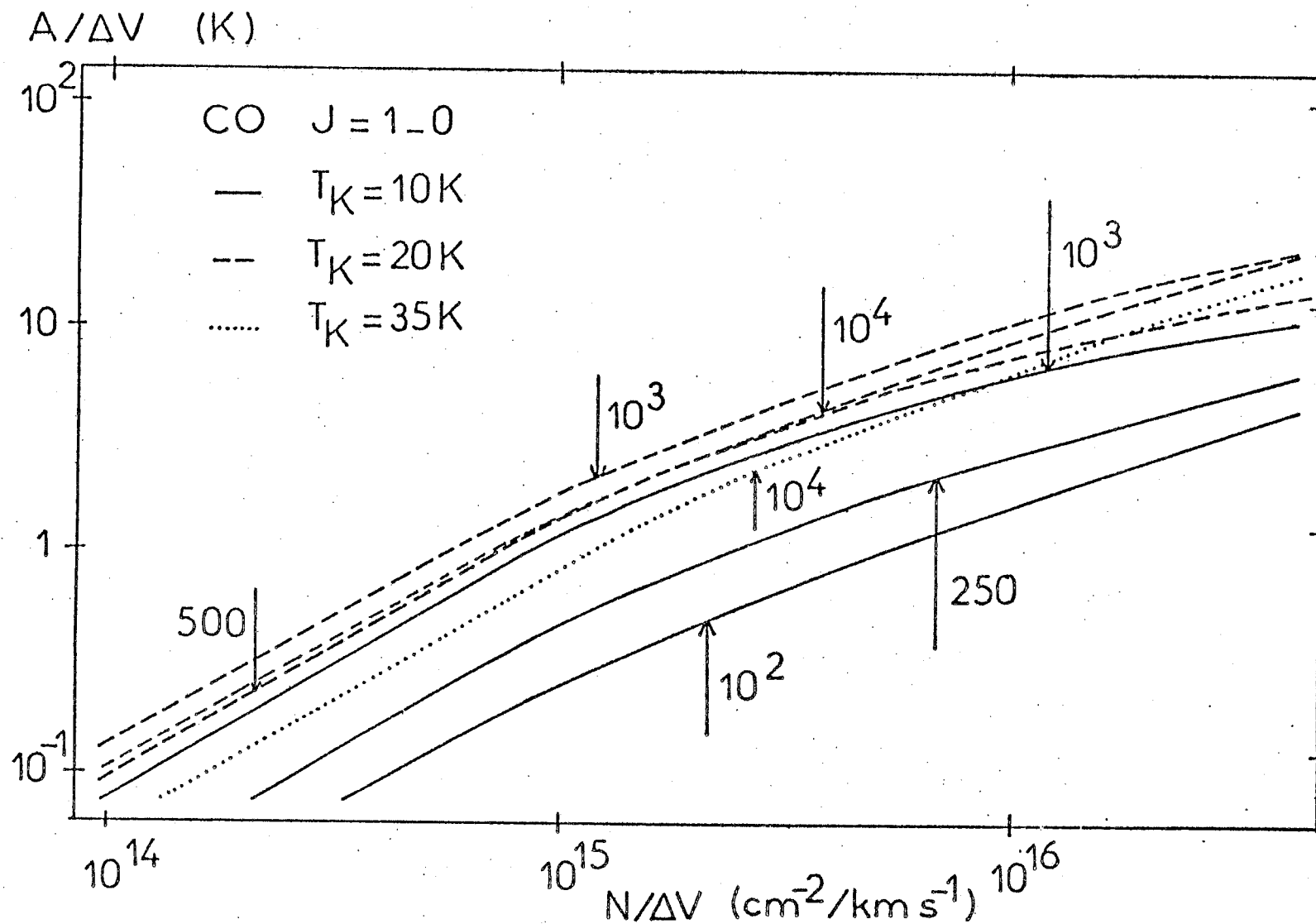


Figure AE1 : Courbes de variation du rapport de l'aire A à la largeur à mi-hauteur ΔV de la raie ^{12}CO ($J=1-0$) en fonction du rapport de la densité projetée N à la largeur de la raie pour différentes valeurs de la température, indiquées par la nature du trait, et de la densité d'hydrogène moléculaire, précisées sur la figure pour chacune des courbes.

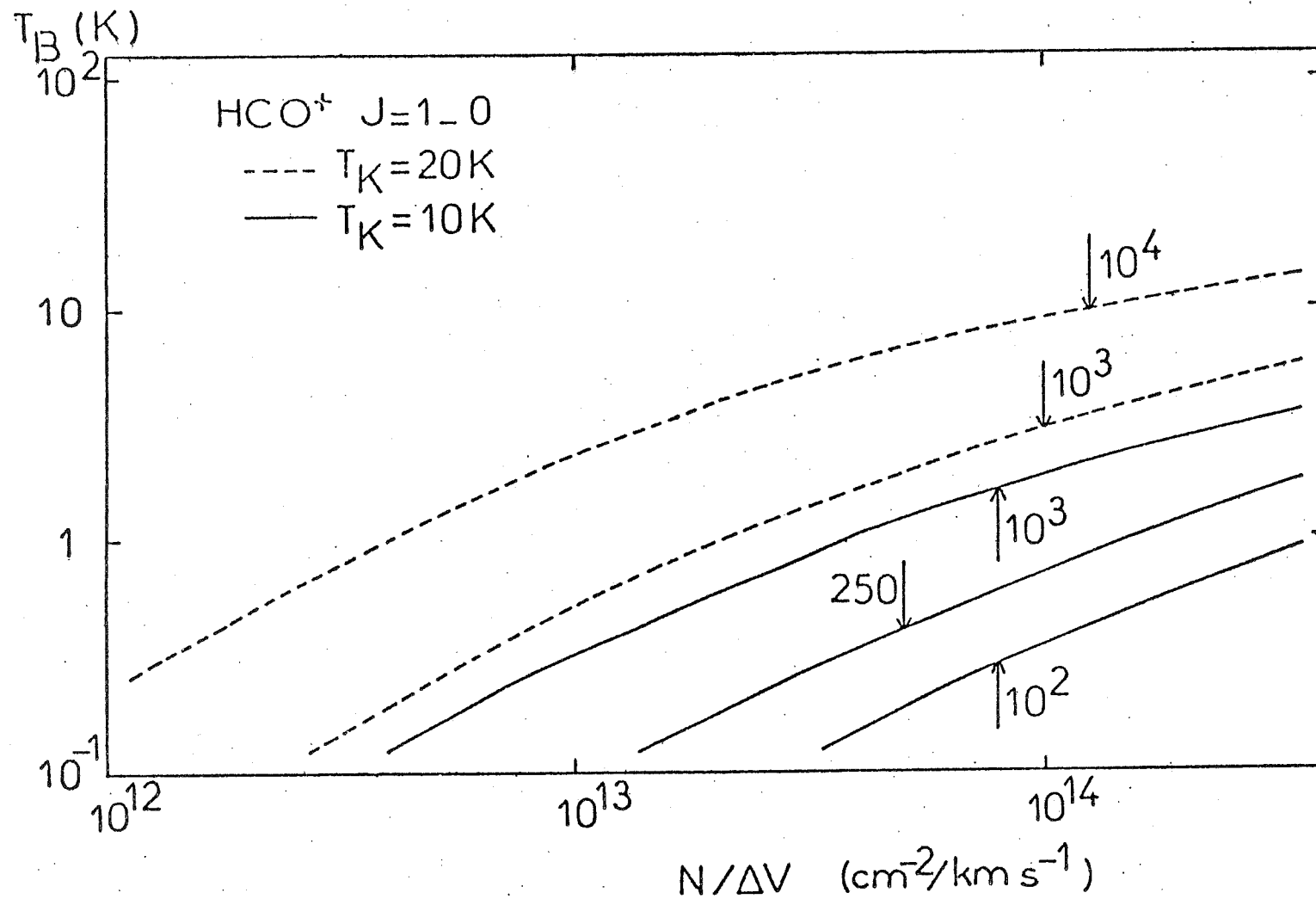


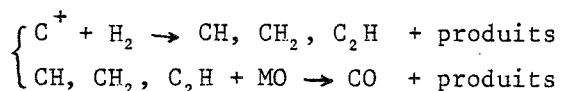
Figure AE2 : Courbes de variation de la température de brillance T_B de la raie HCO^+ ($J=1-0$) en fonction du rapport de la densité projetée N à la largeur de la raie à mi-hauteur V pour différentes valeurs de la température, indiquées par la nature du trait et de la densité d'hydrogène moléculaire, précisées sur la figure pour chacune des courbes.

Annexe F

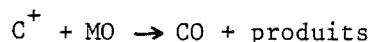
Calcul du rapport d'abondances $\frac{^{13}\text{CO}}{\text{HCO}^+}$

La production des molécules dans les régions centrales des nuages moléculaires, où le champ de rayonnement UV est très atténué, se distingue nettement de celle qui prévaut dans les régions diffuses de la périphérie des nuages. La zone de transition entre ces deux types de régions est étroite et nous la négligerons (voir Langer 1976).

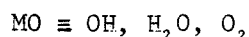
Dans les régions diffuses, le rayonnement UV est suffisamment intense pour qu'une fraction importante du carbone existe sous forme d'ions C^+ ; la production des molécules CO est alors dominée par les mécanismes suivants :



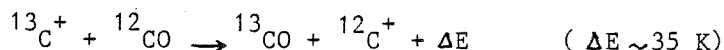
et



avec

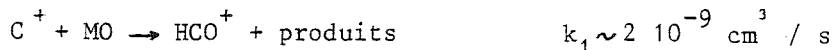


La formation des molécules ^{13}CO se fait de façon analogue à partir des ions $^{13}\text{C}^+$. Les molécules CO et ^{13}CO sont principalement détruites par photodissociation et par échange de charge dissociatif avec les ions He^+ . De plus, la réaction de fractionation :

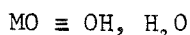


étudiée par Watson et al (1976) contribue à enrichir le milieu en molécules ^{13}CO .

Dans ces mêmes régions, l'ion HCO^+ est essentiellement formé par :



avec



et détruit par recombinaison dissociative avec les électrons :



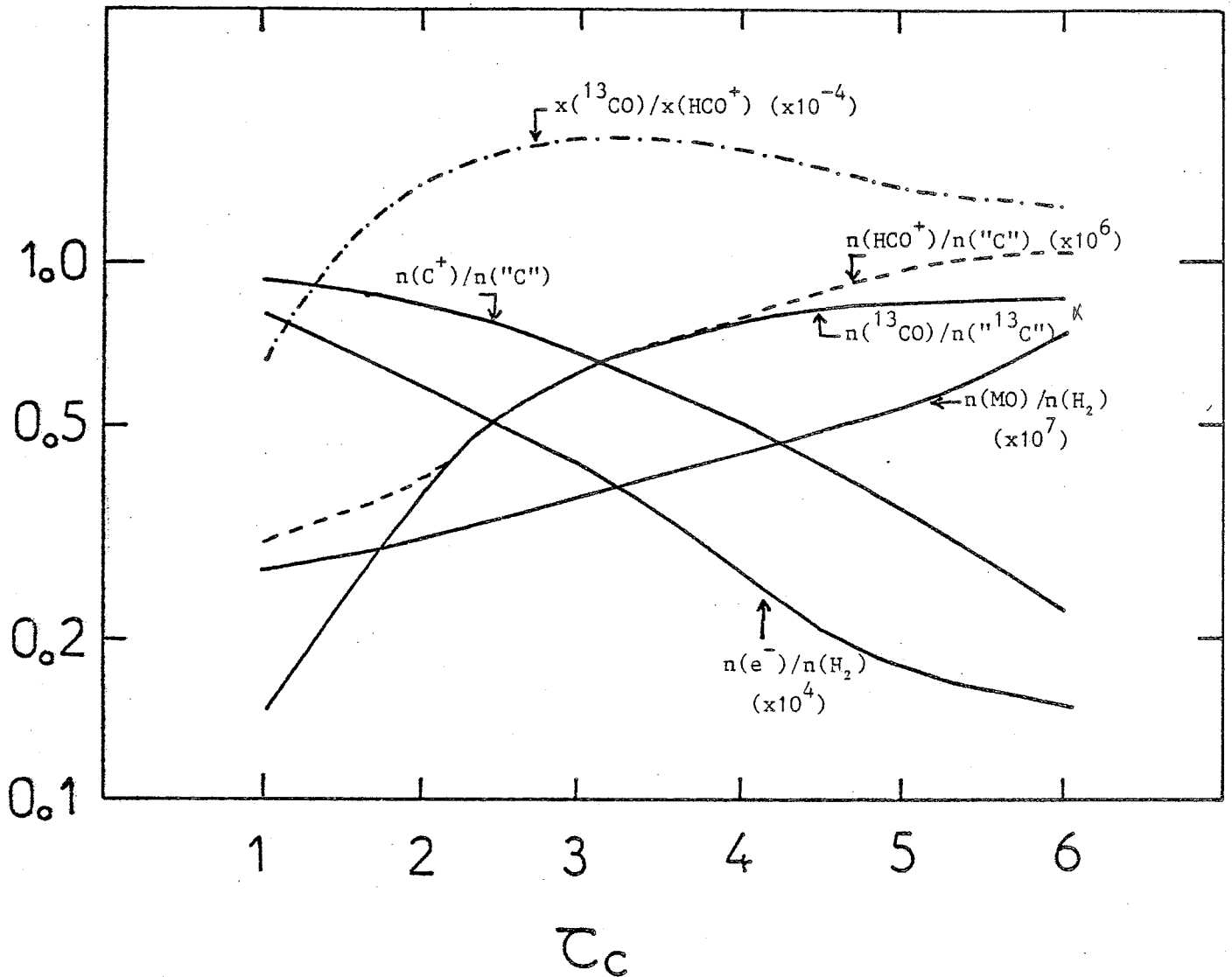


Figure AF1 : Courbes de variation des abondances relatives des ions C^+ et HCO^+ par rapport au carbone sous toutes ses formes, de la molécule ^{13}CO par rapport au carbone 13 sous toutes ses formes et des électrons et molécules oxygénées ($\text{MO} = \text{OH}, \text{H}_2\text{O}$) par rapport à l'hydrogène en fonction de l'extinction UV, τ_c .

La courbe de variation du rapport $^{13}\text{CO}/\text{HCO}^+$ indiquée suppose un rapport d'abondance du carbone 12 au carbone 13 (toutes formes comprises) égal à 65. Elle correspond aux régions diffuses des nuages moléculaires, soumises au rayonnement UV ionisant.

Les abondances des espèces C^+ , C , CO , $^{13}C^+$, ^{13}C , et ^{13}CO ont été calculées par Langer (1977) dans les conditions de température et de densité

$$T_K = 10 \text{ K et } n_{H_2} = 10^3 \text{ cm}^{-3}$$

pour différentes valeurs de l'extinction τ_c du rayonnement UV par les grains. Les courbes de variation de l'abondance relative des ions C^+ par rapport au carbone sous toutes ses formes et de l'abondance relative des molécules ^{13}CO par rapport au carbone 13 sous toutes ses formes, en fonction de l'extinction τ_c sont représentées dans la figure AF1.

L'abondance de HCO^+ à l'équilibre chimique dans les régions diffuses est donnée par

$$x(HCO^+) = \frac{k_1 x(MO) x(C^+)}{k_2 x(e^-)}$$

où $x(X)$ représente l'abondance de l'espèce X par rapport à l'hydrogène.

Afin de déterminer la variation de $x(HCO^+)$ en fonction de τ_c dans des conditions voisines de celles du calcul de Langer ($T_K = 10 \text{ K}$, $n_{H_2} = 10^3 \text{ cm}^{-3}$) nous avons utilisé les courbes de variation de $x(e^-)$ et de $x(MO)$ en fonction de l'extinction visuelle A_v donnée par Langer (1976) dans les conditions

$$T_K = 10 \text{ K}, n_{H_2} = 500 \text{ cm}^{-3}$$

et les courbes de variation des densités projetées $N(OH)$ et $N(H_2O)$ en fonction de la densité projetée d'hydrogène N , données par Glassgold et Langer (1976) dans les mêmes conditions physiques.

L'extinction visuelle A_v est en effet reliée à l'extinction UV τ_c par

$$A_v \approx 0,5 \tau_c$$

et la densité projetée d'hydrogène N s'exprime en fonction de l'extinction visuelle A_v par

$$N = 2 \cdot 10^{21} A_v$$

les courbes de variation des abondances relatives par rapport à l'hydrogène $x(e^-)$ et $x(MO)$ et de l'abondance de HCO^+ par rapport au carbone sous toutes ses formes en fonction de l'extinction τ_c sont portées dans la figure AF1.

L'abondance relative $^{13}CO / HCO^+$ s'exprime simplement par

$$\frac{n(^{13}CO)}{n(HCO^+)} = \frac{n(^{13}CO)}{n(^{13}C)} \left[\frac{n(HCO^+)}{n(^{12}C)} \right]^{-1} \frac{n(^{13}C)}{n(^{12}C)}$$

où $n(^{13}C)$ et $n(^{12}C)$ représentent les abondances du carbone 13 et du carbone 12 respectivement sous toutes leurs formes.

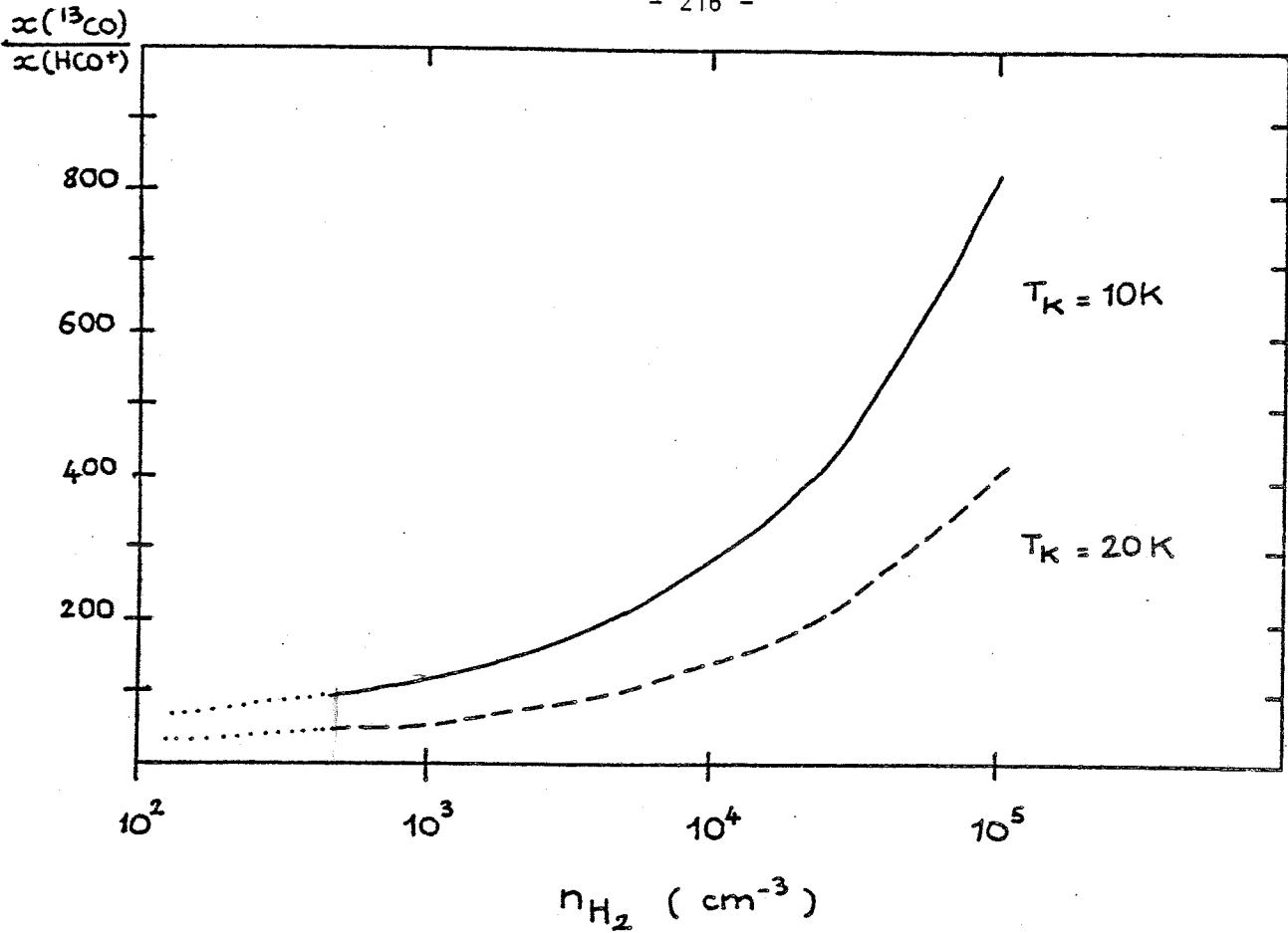


Figure AF2 : Courbes de variation du rapport $^{13}\text{CO} / \text{HCO}^+$ en fonction de la densité d'hydrogène moléculaire dans les régions des nuages moléculaires non soumises au rayonnement UV ionisant. Les abondances de HCO^+ et de ^{13}CO à $T_K = 10\text{ K}$ sont déduites du modèle de chimie de Graedel et al (1982) en supposant un rapport $^{12}\text{CO} / ^{13}\text{CO}$ constant et égal à 65. L'abondance de HCO^+ à une température de 20 K est supposée deux fois plus grande qu'à 10 K; celle de ^{13}CO est supposée identique à 10 K et à 20 K.

Si l'on suppose pour le rapport $n(^{13}\text{C}) / n(^{12}\text{C})$ la valeur 1/65 généralement admise pour les régions du plan galactique (voir Penzias 1977), les courbes de variation de $n(^{13}\text{CO})/n(^{12}\text{CO})$ et de $n(\text{HCO}^+)/n(\text{C})$ en fonction de τ_c de la figure AF1 indiquent que le rapport $^{13}\text{CO}/\text{HCO}^+$ reste à peu près constant et voisin de $1,5 \cdot 10^4$ pour des valeurs inférieures à 6 de l'extinction UV τ_c , c'est à dire dans les régions diffuses des nuages moléculaires, soumises au rayonnement UV ionisant.

Pour déterminer le rapport $^{13}\text{CO} / \text{HCO}^+$ dans les régions denses des nuages moléculaires, nous utiliserons simplement les résultats du modèle de chimie de Graedel et al, qui ne tient pas compte du champ de rayonnement UV.

La quasi totalité du carbone est supposée sous forme de CO et celle du carbone 13 sous forme de ^{13}CO . Nous supposons de plus que $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO} = 65$. D'après les valeurs indiquées par Graedel et al, l'abondance de ^{13}CO par rapport à l'hydrogène resterait constante et voisine de $2,3 \cdot 10^{-6}$ pour une température cinétique de 10 K et une densité d'hydrogène moléculaire comprise entre 500 et 10^5 cm^{-3} .

Selon le même modèle, l'abondance relative de HCO^+ varierait de $2,2 \cdot 10^{-8}$ à $2,8 \cdot 10^{-9}$ lorsque la densité d'hydrogène moléculaire augmente de 500 à 10^5 cm^{-3} , la température cinétique étant égale à 10 K.

A une température de 10 K, le rapport d'abondance $^{13}\text{CO} / \text{HCO}^+$ varie donc de 100 (pour $n_{\text{H}_2} = 500 \text{ cm}^{-3}$) à 800 (pour $n_{\text{H}_2} = 10^5 \text{ cm}^{-3}$).

Si la température augmente jusqu'à 20 K, l'abondance de HCO^+ semble augmenter d'un facteur voisin de 2 (Graedel et al indiquent des abondances de HCO^+ de $1,4 \cdot 10^{-8}$ et de $3,0 \cdot 10^{-8}$ respectivement quand la température passe de 10 à 25 K pour une densité d'hydrogène moléculaire de $2,5 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$).

En ce qui concerne l'abondance de ^{13}CO , nous la supposons indépendante de la température; il est cependant probable qu'une élévation de température défavorise la réaction de fractionation



dont la constante varie en $e^{35/T}$, et tend à diminuer l'abondance de ^{13}CO .

Les courbes de variation du rapport $^{13}\text{CO}/\text{HCO}^+$ déterminées dans ces conditions pour des températures cinétiques de 10 et 20 K et des densités d'hydrogène moléculaire comprises entre 500 et 10^5 cm^{-3} sont représentées dans la figure AF2. Les valeurs indiquées pour une température cinétique de 20 K ne tiennent pas compte du comportement de l'abondance de ^{13}CO en fonction de la température et sont vraisemblablement des limites supérieures.

De l'étude du rapport d'abondances $^{13}\text{CO} / \text{HCO}^+$ dans deux cas limites (nuage soumis à un rayonnement UV, nuage écranté du rayonnement UV), il ressort que ce rapport diminue considérablement lorsque l'on passe des régions denses ($A_V > 3$, chimie initiée par H_3^+) aux régions diffuses ($A_V < 3$, chimie initiée par C^+). Ce comportement reflète d'ailleurs essentiellement celui des ions HCO^+ ainsi que l'indique le modèle de chimie hydrodynamique de de Jong et al (1980) qui montre clairement que l'abondance des ions HCO^+ décroît brutalement lorsque l'extinction visuelle devient inférieure à 3.

Il faudrait donc s'attendre, selon ces modèles, à observer une émission HCO^+ beaucoup moins étendue que celle de ^{13}CO contrairement à ce que semblent indiquer nos observations.

Pour toutes les estimations du rapport $^{13}\text{CO} / \text{HCO}^+$ indiquées dans le texte, nous avons supposé que nous étions dans les conditions d'application du modèle de chimie de Graedel et al (rayonnement UV ionisant négligeable), les valeurs sont alors déduites des courbes de la figure AF2.

REFERENCES DES CHAPITRES I ET II
ET DES ANNEXES A, B, C ET D

L'intitulé complet des principaux périodiques cités est le suivant :

A & A	Astronomy and Astrophysics
Ap J	Astrophysical Journal
An J	Astronomical Journal
ARAA	Annual Review of Astronomy and Astrophysics
MNRAS	Monthly Notices of the Royal Astronomical Society
PASP	Publication of the Astronomical Society of the Pacific

A la suite de l'intitulé de chaque article, figure entre parenthèses le propos de la citation.

Beck, S.C., Lacy, J.H., Gaballe, T.R. 1979, Ap J, 234, L213. (molécule H₂)

Brocchurst, M., Seaton, M.J. 1972, MNRAS, 157, 179. (émission radio de la nébuleuse d'Orion).

Bujarrabal, V. Guélin, M., Morris, M., Thaddeus, P. 1981, A & A, 99, 239.
(cyanopolyynes dans L 183 et TMC 1)

Caldwell, J.A.R., 1979, A & A, 71, 255. (observations de CO dans L183)

Churchwell, E., Winnewisser, G., Walmsley, C.M. 1978, A & A, 67, 139. (cyanopolyynes, NH₃, H₂CO dans TMC 1)

Cheung, A.C., Rank, D.M., Townes, C.H., Knowles, S.H.K., Sullivan, W.T.III, Ap J 157, L13

Cohen, R.S., Cong, H., Dame, T.M., Thaddeus, P. 1980, Ap J, 239, L53. (durée de vie des nuages moléculaires)

Dalgarno, A., Oppenheimer, M., Black, J.H. 1973, Nature Phys. Sci., 245, 100.
(formation de H₂CO)

Evans II, N.J., Zuckerman, B., Morris, G., Sato, T. 1975, Ap J, 196, 433.
(H₂CO en absorption dans TMC 1 et L 183)

Evans II, N.J., Zuckerman, B., Sato, T., Morris, G. 1975, Ap J, 199, 383.
(excitation du formaldéhyde)

- Evans II, N.J., Kutner, M.L. 1976, Ap J, 204, L131. (H₂CO dans L 183)
- Evans II, N.J., Plambeck, R.L., Davis, J.H. 1979, Ap J, 227, L25. (émission par des petites condensations dans Orion)
- Feshenfeld, F.C., Dukin, D.B., Ferguson, E.E. 1974, Ap J, 188, 43. (formation de H₂CO)
- Feshenfeld, F.C., 1976, Ap J, 209, 638. (formation de H₂CO)
- Graedel, T.E, Langer, W.D., Frerking, M.A. 1981
(modèle de chimie en phase gazeuse)
- Green, S., Garrison, B.J., Lerster, W.A.Jr, Miller, W.H. 1978, Ap J Sup. 37, 321.
(excitation des raies du formaldéhyde)
- Green, S., Herbst, E. 1979, Ap J 229, 121. (formation de H₂CO)
- Green, S. 1980,
- Guélin, M., Langer, W.D., Wilson, R.L. 1981,
(HCO⁺ et ses isotopes dans L 183 et TMC 1)
- Henkel, C., Wilson, T.L., Panfonin, V. 1981, A & A, 99, 270. (H₂CO et CO dans TMC 1)
- Herbst, E., Klemperer, W. 1973, Ap J, 185, 105. (formation de H₂CO)
- Herzberg, G. 1971, The spectra and structure of simple free radicals. Canwell University Press. (géométrie de CH₃⁺)
- Hiraoka, K., Kebarle, P. 1975, J. Chem. Phys., 63, 1688. (géométrie de H₃CO⁺)
- Hiraoka, K., Kebarle, P. 1977, J. Am. Chem. Soc., 1977, 99, 366. (géométrie de H₃CO⁺)
- Hoffman, M.R., Cshaefer, H.F., 1981, Ap J, 249, 563. (hydroxycarbène et formaldéhyde protoné)
- Huntress, W.T. Jr, Mitchell, G.F. 1979, Ap J 231, 456. (formation de H₂CO par association radiative)

- Kaifu, N., Iguchi, T., Morimoto, M. 1975, Ap J, 196, 719. (rapport ortho / para de H₂CO)
- Kutner, M., Thaddeus, P., Jefferts, K.B., Penzias, A.A., Wilson, R.W. 1971, Ap J, 164, L49. (émission de H₂CO à 140 GHz dans Orion)
- Kutner, M.L., Machnik, D.E., Tucker, K.D., Massano, W. 1979, IAU Symposium n° 87, Interstellar molecules, ed. B.H. Andrew. (rapports isotopiques ¹²C / ¹³C)
- Lafont, S. 1981, thèse de troisième cycle, Université Scientifique et Médicale de Grenoble. (molécules autres que H₂CO à formes ortho et para)
- Langer, W.D., 1976, Ap J, 206, 699. (formation de H₂CO)
- Langer, W.D., Wilson, T.L., Henry, P.S., Guélin, M. 1978, Ap J 225, L139. (HCO⁺ et ses isotopes dans TMC 1 et L 183)
- Langer, W.D., Frerking, M.A., Linke, R.A., Wilson, R.W. 1979, Ap J, 232, L169. (H₂CO et HDCO dans L 183 et TMC 1)
- Léger, A., 1982, preprint. (adsorption et évaporation sur les grains).
- Lin, C.C., Swalen, J.D. 1959, Rev. Mod. Phys., 31, 841. (rotation interne empêchée)
- Linke, R.A., Goldsmith, P.F. 1980, Ap J 235, 437. (CS dans L 183 et TMC 1)
- Litvak, M. 1972, Atoms and Molecules in Astrophysics, Proc. 12th Session of the Scottis- Universities Summer School in Physics (London: academic Press). (formation de H₂CO)
- Lucas, R., Encrenaz, P.J., Falgarone, E.G. 1976, A & A, 51, 469. (H₂CO dans L183)
- Messiah, A. 1959, Mécanique Quantique, Tome 2, ed. Dunod. (coefficients "6j")
- Millar, T.J., Duley, W.W, Williams, D.A. 1979, MNRAS, 186, 685. (formation de H₂CO sur les grains)
- Palmer, P., Zuckerman, B., Buhl, D., Snyder, L.E. 1969, Ap J, 165, 229. (H₂CO en absorption dans les nuages moléculaires)
- Morris, M., Zuckerman, B., Palmer, P., Turner, B.E., 1973, Ap. J., 186, 101. (influence des grains sur le rapport ortho/para de NH₃)

- Penzias, A.A., 1979, IAU Symposium n° 87, Interstellar Molecules, ed. B.H. Andrew.
(rapports isotopiques $^{12}\text{C} / ^{13}\text{C}$)
- Perault, M. 1981, thèse de troisième cycle, Université de Bordeaux. (calibration
des observations millimétriques)
- Prasad, S.S., Huntress, W.T. 1980, Ap J Sup., 43, 1. (modèle de chimie)
- Prasad, S.S., Huntress, W.T. 1980, Ap J, 239, 151. (modèle de chimie)
- Slagle, I.R., Pruss, F.J. Jr, Gutman, D. 1974, Int. J. Chem? Kinet., 6, 111.
(constantes de réactions)
- Snell, R.L., Wotten, A. 1979, Ap J, 228, 748. (HCN et ses isotopes dans L 183)
- Snyder, L.E., Buhl, D., Palmer, P. 1969, Phys. Rev. Lett., 22, 679. (H_2CO en
absorption devant les radiosources)
- Solomon, P.M., Sanders, D.B., Scoville, N.Z. 1979, IAU Symposium n° 84, The large
scale characteristics of the Galaxy, ed. W.D. Burton. (durée de vie
des nuages moléculaires)
- Stark, A.A., 1979, Ph. D. Thesis. (procédure d'observation de H_2CO)
- Sume, A., Downes, D., Wilson, T.L. 1975, A & A, 39, 435. (H_2CO en absorption
à 6 cm dans TMC 1)
- Thaddeus, P., Wilson, R..W, Kutner, M., Penzias, A..A, Jefferts, K.B. 1971,
Ap J, 168, L59. (détection de H_2CO à 145 GHz dans Orion, rapport ortho /
para du formaldéhyde)
- Thaddeus, P., 1972, Ap J, 173, 317. (pompage collisionnel de H_2CO)
- Tölle, F., Ungerechts, H., Walmsley, C.M., Winnewisser, G., Churchwell, E. 1981,
A & A, 95, 143. (observations moléculaires dans TMC 1)
- Townes, C.H., Schawlow, A.L., 1975, Microwave Spectroscopy, Dover Publications,
Inc. New-York. (niveaux d'énergie et géométrie de la molécule H_2CO)
- Tielens, A.G.G.M., 1982, Thèse (non publié). (chimie sur les grains).

- Turner, B.E., Zuckerman, B., Palmer, P., Morris, M. 1973, Ap J, 186, 123.
(observations de CS dans L 183)
- Ungerechts, H., Walmsley, C.M., Winnewisser, G. 1980, A & A, 88, 259. (observations de NH₃ dans L 183)
- Watson, W.D., Crutcher, R.M., Dickel, J.R. 1975, Ap J, 201, 102. (formation de H₂CO)
- Watson, W.D. 1976, Rev. Mod. Phys., 48, 513. (réactions chimiques avec HD)
- Watson, W.D., 1978, ARAA, 16, 585. (réactions chimiques avec HD)
- Wilson, T.L., Henkel, C., Walmsley, C.M., Pauls, T. 1979, IAU Symposium n° 87, Interstellar Molecules, ed. B.H. Andrew. (rapports isotopiques ¹²C/¹³C)
- Wilson, T.L., Walmsley, C.M., Henkel, C., Pauls, T., Mattes, H. 1980, A & A, 91, 36. (émission par des petites condensations dans Orion)
- Wootten, A., Snell, R., Evans II, N.J. 1980, Ap J, 240, 532. (observations de H₂CO et de HCO⁺ dans L 183)

REFERENCES DU CHAPITRE III ET DES ANNEXES D ET E

L'intitulé complet des principaux périodiques cités est le suivant :

A & A	Astronomy and Astrophysics
Ap J	Astrophysical Journal
An J	Astronomical Journal
ARAA	Annual Review of Astronomy and Astrophysics
MNRAS	Monthly Notices of the Royal Astronomical Society
PASP	Publication of the Astronomical Society of the Pacific

A la suite de l'intitulé de chaque article figure entre parenthèses le propos de la citation.

-
- Baudry, A., Brillet, J., Desbats, J.M., Lacroix, J., Montignac, G., Encrenaz, P., Lucas, R., Beaudin, G., Dierich, P., Germont, A., Landry, P., Rerat, G. 1980, J. Astrophys. Astr., 1, 193. (récepteur de l'antenne de Bordeaux)
- Becker, W. 1963, Z. Astrophys. 57, 117. (distance de W3).
- Bergeat, J., Sibille, F., Lunel, M. 1975, A & A, 40, 347. (sources infra-rouge dans le nuage S147/S153).
- Blair, W.P., Kirshner, R.P. 1981, Nature, 291, 132. (nature du reste de supernova SNR G109.1-1.0)
- Boland, W., De Jong, T. 1981, A & A, 98, 149. (maser H₂CO dans le nuage S158).
- Caswell, J.L. 1968, An J, 73, 949. (émission radio à 3200 et 178 MHz de S184).
- Cato, B.T., Rönnäng, B.O., Rydbeck, O.E.H., Lewin, P.T., Yngvesson, K.S., Cardiasmenos, A.G., Shanley, J.F. 1976, Ap J, 208, 87. (masers H₂O dans le nuage S158).
- Cesarsky, C.J., Cesarsky, D.A., Churchwell, E., Lequeux, J. 1978, A & A, 68, 33. (masers H₂O dans le nuage W3).

- Churchwell, E., Bieging, J. 1981 (preprint). (structure en vitesse de S106).
- Colley, D. 1980, MNRAS, 193, 495. (observations radio de W3).
- Crampton, D., Georgelin, Y.M., Georgelin, Y.P. 1978, A & A, 66, 1. (distance spectroscopique de S158; étoiles excitatrices de S148 et de S152).
- Deharveng, L., Lortet, M.C., Testor, G. 1979, A & A, 71, 151. (observations optiques et distance cinématique de S158).
- Dickel, H.R., Dickel, J.R., Wilson, W.J., Werner, M.W. 1980, Ap J, 237, 711. (observations moléculaires de W3).
- Dickel, H.R. 1980, Ap J, 238, 829. (modèle du complexe W3).
- Dickel, H.R., Dickel, J.R., Wilson, W.J. 1981, Ap J, 250, L43. (cartes ^{12}CO et ^{13}CO du nuage moléculaire associé à S158).
- Dickinson, D.F., Frogel, J.A., Person, S.E. 1974, Ap J, 192, 347. (observations CO au voisinage de S152).
- Dickman, R.L. 1978, Ap J Sup., 37, 407. (rapport d'abondance $^{13}\text{CO} / \text{H}_2$, relation entre extinction visuelle et densité projetée de ^{13}CO).
- Dyck, H.M., Simon, T. 1977, Ap J, 211, 421. (observations infra-rouge de W3).
- Elmegreen, B.G., Lada, C.J. 1978, Ap J, 219, 467. (carte CO du nuage associé à S184, maser H_2O).
- Elmegreen, B.G., Moran, J.M. 1979, Ap J, 227, L93. (maser H_2O , choc dans S184).
- Fazio, G.G., Kleinmann, D.E., Noyes, R.W., Wright, E.L., Zeilik, M. II, Low, F.J. 1975, Ap J, 199, L177. (observations de la source infra-rouge AFGL333).
- Felli, M., Harten, R.H., Habing, H.J., Israël, F.P. 1978, A & A Sup. 32, 423. (observations radio de S148 et de S152).
- Felli, M., Harten, R.H. 1980, A & A, 100, 42. (émission radio à 6 cm de S148).
- Fischer, J., Righini-Cohen, G., Simon, M., Joyce, R.R., Simon, T. 1980, Ap J, 240, L95. (formation séquentielle d'étoiles et observations H_2 dans le nuage associé à S158).

- Forster, J.R., Welch, W.J., Wright, M.C.H. 1977, Ap J, 216, L121. (masers H₂O dans le nuage associé à W3).
- Forster, J.R., Welch, W.J., Wright, M.C.H., Baudry, A. 1978, Ap J, 221, 137. (masers H₂O associés à la région H II S158).
- Forster, J.R., Groos, W.M., Wilson, T.L., Downes, D., Dickel, H.R. 1980, A & A, 84, L1. (maser H₂CO associé à S158).
- Frogel, J.A., Person, S.E. 1972, Ap J, 178, 667. (sources infra-rouge dans le nuage S147/S153).
- Genzel, R., Downes, D. 1977, A & A Sup., 30, 145. (masers H₂O dans les nuages S158 et W3).
- Georgelin, Y. M., Georgelin, Y.P., Roux, S. 1973, A & A, 25, 337. (distance spectroscopique de S158).
- Glassgold, A.E., Langer, W.D. 1976, Ap J, 206, 85. (courbes de variation des densités projetées de OH et H₂O en fonction de la densité projetée de H₂)
- Goldreich, P., Kwan, J. 1973, Ap J, 189, 442. (effondrement gravitationnel des nuages moléculaires).
- Gorenstein, P., Tucker, W.H. 1976, ARAA, 14, 373. (température d'un reste de supernova en expansion adiabatique).
- Graedel, T.E., Langer, W.D., Frerking, M.A. 1982, preprint. (abondances de ¹³CO et de HCO⁺ dans les régions denses des nuages moléculaires).
- Gregory, P.C., Fahlman, G.G. 1980, Nature, 278, 805. (source X au voisinage du nuage S147/S153).
- Gregory, P.C., Fahlman, G.G. 1981, communication privée. (émission radio au nord du nuage S147 / S153).
- Guilloteau, S., Lucas, R. 1981, A & A, 101, L19. (maser H₂CO associé à S158).
- Habing, H.J., Israël, F.P., De Jong, T. 1972, A & A, 17, 329. (masers OH associés à S158).

- Habing, H.J., Israël, F.P., De Jong, T. 1972, A & A, 27, 143. (régions H II compactes à 21 cm associées au nuage S158).
- Hackwell, J.A., Gehrz, R.D., Smith, J.R., Briotta, D.A. 1978, Ap J, 221, 797. (observations infra-rouge de W3).
- Hardebeck, E. 1971, Ap J, 170, 281. (masers OH associés à S158).
- Harris, S., Wynn-Williams, C.G. 1976, MNRAS, 174, 649. (observations radio de W3).
- Harris, S., Scott, P.F. 1976, MNRAS, 175, 371. (observations radio de W3 OH).
- Heydari-Malayeri, M., Testor, G. 1981, A & A, 96, 219. (observations optiques de S 152).
- Heydari-Malayeri, M. 1981, A & A, 102, 316. (étude de la région HII S152).
- Heydari-Malayeri, M., Kahane, C., Lucas, R. 1981, Nature, 293, 549. (pollution de la région H II S152 par le reste de supernova).
- Hills, R., Janssen, M.A., Thornton, D.D., Welch, W.J. 1972, Ap J, 175, L59. (maser H₂O associé à W3 OH).
- Hughes, V.A., Harten, R.H., Van den Bergh, S. 1981, Ap J, 246, L127. (émission radio à 610 MHz du reste de supernova voisin du nuage S147/S153).
- Israël, F.P., Habing, H.J., De Jong, T. 1973, A & A, 27, 143. (émission radio à 21 cm et distance cinématique de S158).
- Israël, F.P., 1977, A & A, 59, 27. (régions H II associées au nuage S158).
- Israël, F.P., 1977, A & A, 60, 233. (émission radio à 21 cm de S184).
- Israël, F.P., 1977, A & A, 61, 377. (observations radio de S148 et de S152).
- Israël, F.P., 1980, An J, 85, 1612. (cartes CO de nuages moléculaires).
- Johnson, P.G., Terret, D.L., Walsh, J.R. 1980, MNRAS, 190, 111. (observations [N II] de W3).
- Johnson, P.G., White, N.J., Pedlar, A. 1981, MNRAS, 196, 995. (interactions gaz neutre / gaz ionisé dans S184).

- Kato, T. 1976, Ap J Sup. 30, 397. (spectre d'émission X d'un plasma).
- Kazès, I., Walmsley, C.M., Churchwell, E. 1977, A & A, 60, 293. (sources OH dans le nuage S147 / S153).
- Lada, C.J., Elmegreen, B.G. 1978, Ap J, 226, L39. (cartographie CO de W3).
- Lang, K.R., 1974, Astrophysical Formulae, p. 536, Springer Verlag Ed. (courbe de rotation galactique).
- Langer, W.D. 1976, Ap J, 206, 699. (abondances des électrons, de OH et de H₂O en fonction de l'extinction visuelle A_v).
- Langer, W.D. 1977, Ap J 212, L39. (abondances des isotopes du carbone dans les régions peu denses des nuages moléculaires).
- Langer, W.D., 1978, Ap. J., 225, 860. (influence du rayonnement X sur la chimie).
- Larson, R.B. 1981, MNRAS, 194, 809. (relations du même nom).
- Lo, K.Y., Burke, B.F., Haschick, A.D. 1975, Ap J, 202, 81. (sources OH associées au nuage S147/S153).
- Lucas, R., 1974, A & A, 36, 465. (modèle de transfert radiatif).
- Martin, A.H.M., 1973, MNRAS, 163, 141. (observations de S158 à 2,7 et 5 GHz).
- Mezger, P.G., Wink, J.E. 1975, "H II regions and related topics" , p. 408, ed. Wilson, T.L. & Downes, D., Springer Verlag, Berlin. (distance de W3).
- Minn, Y.K., Greenberg, J.M. 1975, Ap J, 196, 161. (complexes de poussière associés au nuage S158).
- Norris, R.P., Booth, R.S. 1981, MNRAS, 195, 213. (masers OH dans W3 OH).
- Ogura, K., Ishida, K. 1976, Publ. Astr. Soc. Japan, 28, 651. (observations H α et distance de W3).
- Perault, M., 1981, thèse de troisième cycle, Université de Bordeaux. (objets jeunes associés à S158).
- Price, S.D., Walker, R.G., 1976, Air Force Geophysics Laboratory, AFGL-TR-76-0208, The AFGL Four Colour Infrared Sky Survey: Catalog of Observations at 4.2 11.0, 19.8 and 27.4 μ m. (sources infra-rouge associées à S147/S153 et source infra-rouge AFGL 333).

- Raymond, J.C., Smith, B.W. 1977, Ap J Sup., 35, 419. (spectre d'émission X d'un plasma).
- Read, P.L., 1980, MNRAS, 192, 11. (observations HI au voisinage de S158).
- Read, P.L., 1980, MNRAS, 193, 487. (observations HI au voisinage de S158).
- Read, P.L., 1981, MNRAS, 194, 863. (émission et absorption HI associée à W3).
- Reifenstein, E.C., Wilson, T.L., Burke, B.F., Mezger, P.G., Altenhoff, W.J. 1970, A & A, 4, 357. (distance cinématique de S158).
- Riegel, K.W., 1967, Ap J, 148, 87. (nuage HI associé à S184).
- Rodger, R.S., Pedlar, A. 1981, A & A, 94, 238. (interactions gaz neutre / gaz ionisé dans S184).
- Rots, A.H., Dickel, H.R., Forster, J.R., Goss, W.M. 1981, Ap J, 245, L15. (maser H₂CO associé à S158).
- Ryle, M., 1972, Nature, 239, 435. (régions H II compactes associées à S158).
- Ryter, C., Cesarsky, C.J., Audouze, J. 1975, Ap J, 198, 103. (absorption du rayonnement X par le nuage S147 / S153).
- Sullivan, W.T. III, Downes, D. 1973, A & A, 29, 369. (observations radio de W3)
- Thum, C., Bertout, C., Downes, D. 1981, A & A, 94, 80. (source infra-rouge/H₂O/OH AFGL 2999 dans le nuage S147/S153).
- Thronson, H.A., Harvey, P.M., Gatley, I. 1979, Ap J, 229, L133. (observations infra-rouge au voisinage de W3).
- Thronson, H.A. Jr, Harper, D.A. 1979, Ap J, 230, 133. (sources infra-rouge associées à S158).
- Walborn, N.R., 1973, An J, 78, 1067. (étoiles excitatrices de S184).
- Watson, W.D. 1976, Rev. of Mod. Phys., 48, 513. (fractionation de CO).

- Werner, M.W., Becklin, E.E., Gatley, I., Matthews, K., Neugebauer, G., Wynn-Williams, C.G. 1979, MNRAS, 188, 463. (sources infra-rouge et formation séquentielle d'étoiles dans S158).
- Willner, S.P., 1976, Ap J, 206, 728. (sources infra-rouge associées à S158).
- Wilson, W.J., Schwartz, P.R., Epstein, E.E., Johnson, W.A., Etcheverry, R.D., Mori, T.T., Berry, G.G., Dyson, H.B. 1974, Ap J, 191, 357. (observations CO des nuages S184 et S158 / S159).
- Wilson, R.W., Bolton, J.G. 1960, PASP, 72, 331. (reste de supernova à 960 MHz au voisinage du nuage S147/S153).
- Wynn-Williams, C.G., Becklin, E.E., Neugebauer, G. 1972, MNRAS, 160, 1. (observations infra-rouge au voisinage de W3).
- Wynn-Williams, C.G., Werner, M.W., Wilson, W.J. 1974, Ap J, 187, 41. (masers OH associés à S158 et à W3).
- Wynn-Williams, C.G., Becklin, E.E., Neugebauer, G., 1974, Ap J, 187, 473. (source infra-rouge associées à S158).
- Young, J.S., Goldsmith, P.F., Langer, W.D., Wilson, R.W., Carlson, E.R. 1981, preprint. (élévation de température à la périphérie du nuage sombre B5)
- Zuckerman, B., Palmer, P. 1974, ARAA, 12, 279. (fragmentation des nuages moléculaires).

POST - PROPOS

Certains esprits tâtilons, accoutumés aux controverses arides sur la quatorzième décimale des constantes fondamentales de la Physique, auraient prétendu que l'Astrophysique n'était qu'une branche de la Science, ô combien vaste et universelle, généralement connue sous le nom de Pifométrie.

Il conviendrait donc, selon eux, de garder présent à l'esprit, lors de toute lecture sérieuse d'articles ou d'ouvrages d'Astrophysique, les règles fondamentales de la Pifométrie, magistralement exposées par Monsieur Jean Blanchard dans une étude qui pour courte n'en est pas moins fondamentale :*

- 1. La multiplication d'une unité pifométrique par un scalaire quelconque égale l'unité pifométrique initiale.*
- 2. Deux longueurs pifométriques égales ne sont pas superposables.*
- 3. Une unité pifométrique peut représenter des grandeurs différentes pour des individus différents; cela n'a aucune importance.*
- 4. Deux pifômes de sens contraire ne s'annulent pas.*
- 5. Il n'y a rien d'intéressant à tirer d'une moyenne pifométrique.*

Bien que ma foi en la nature de Science Exacte de l'Astrophysique ait parfois, je l'avoue, failli être ébranlée, je ne saurais souscrire à une thèse aussi malveillante et je laisserai le lecteur seul juge de sa pertinence.

** Jean Blanchard, "Le système pifométrique" publié dans la revue "Marine" (la référence exacte s'en est malheureusement égarée mais une copie de cet article peut être consultée à la bibliothèque du Groupe d'Astrophysique de l'Université Scientifique et Médicale de Grenoble.*

De l'observation des transitions à 140 et 150 GHz de l'ortho formaldéhyde et à 72 et 145 GHz du para formaldéhyde se déduit un rapport d'abondances ortho/para voisin de 3 dans le nuage moléculaire interstellaire Orion A et apparemment plus faible dans les nuages sombres TMC1 et L183. L'étude des mécanismes chimiques en phase gazeuse susceptibles de régir les abondances des deux espèces conduit à un rapport théorique de 3 dans les nuages chauds et denses comme Orion; ce rapport reste indéterminé mais pourrait être plus faible dans les nuages froids comme TMC1 et L183.

Quatre nuages moléculaires géants (S147/S153, S184, S158/S159(NGC7538) et W3) ont été cartographiés avec l'antenne de 2,50 m de l'Observatoire de Bordeaux en émissions ^{13}CO (J=1-0) et HCO^+ (J=1-0), dont les étendues se révèlent tout à fait comparables. Quelques caractéristiques des nuages (dimensions, masse, dynamique...) sont déduites des observations ^{13}CO .

RADIO ASTRONOMIE MILLIMETRIQUE - MILIEU INTERSTELLAIRE - NUAGES MOLECULAIRES
FORMALDEHYDE - RAPPORT ORTHO / PARA - CHIMIE INTERSTELLAIRE EN PHASE GAZEUSE -
REGIONS DE FORMATION D'ETOILES.
