Les nuages moléculaires du complexe local de Persée

Rafael Bachiller

▶ **To cite this version:**

Rafael Bachiller. Les nuages moléculaires du complexe local de Persée. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université Scientifique et Médicale de Grenoble, 1985. Français. NNT : . tel-00724488

HAL Id: tel-00724488
https://theses.hal.science/tel-00724488

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.

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE DE GRENOBLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR D'ÉTAT ÈS SCIENCES

par

GROUPE D'ASTROPHYSIQU
Université Scientifique
et Médicale de Grenoble
ERA N° 961 du CNRS
CERMO - B.P. 68
38402 ST MARTIN D'HÈRES CEDEX

Rafael BACHILLER

Les nuages moléculaires du complexe local de Persée

Soutenue le 25 juin 1985 devant la Commission d'Examen

MM. Alain OMONT Président

Alain BAUDRY
Jesús GÓMEZ-GONZÁLEZ
Michel GUÉLIN Examinateurs
Robert LUCAS
Jean-Claude PEBAY-PEYROULA

GROUPE D'ASTROPHYSIQUE
Université Scientifique
et Médicale de Grenoble
ERA N° 961 du CNRS
CERMO - B.P. 68
38402 ST MARTIN D'HÈRES CEDEX

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE DE GRENOBLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR D'ÉTAT ÈS SCIENCES

par

Rafael BACHILLER

Les nuages moléculaires du complexe local de Persée

Soutenue le 25 juin 1985 devant la Commission d'Examen

MM. Alain OMONT — Président

Alain BAUDRY
Jesús GÓMEZ-GONZÁLEZ
Michel GUÉLIN
Robert LUCAS
Jean-Claude PEBAY-PEYROULA — Examinateurs

A Dora.

Visite de nombreuses cités égyptiennes,
et instruis-toi avidement auprès de leurs sages.

(Constantin Cavafy, "Ithaque")

Remerciements

La rigueur scientifique du Professeur Alain OMONT et ses conseils judicieux m'ont été un apport inestimable. Je le remercie vivement de m'avoir accueilli si chaleureusement dans son équipe et d'avoir dirigé mon travail avec tant de patience.

Après m'avoir initié à la Radioastronomie, Jesús GOMEZ-GONZALEZ m'a incité à venir au Groupe d'Astrophysique de Grenoble. Je le remercie de sa confiance, et de son soutien moral tout au long de ces années.

Sans José CERNICHARO ce travail n'aurait jamais abouti. Il m'a fait tout découvrir sur les comptages d'étoiles et les observations millimétriques, mais je le remercie surtout de son amitié sans reserves.

La plus grande partie de mes problèmes, tant scientifiques que personnels, ont pu être résolus en discutant, au jour le jour, avec Claudine KAHANE. Je n'ai pas réussi à trouver de limites à sa disponibilité, à sa gentillesse.

Je voudrais également exprimer ma reconnaissance à Stéphane GUILLOTEAU et Robert LUCAS pour leur assistance dans l'analyse des données moléculaires et dans les calculs de tranfert radiatif.

Alain CASTETS, Gilles DUVERT, Lilianne di GIACOMO et tous les membres du Groupe d'Astrophysique ont su créer une excellente ambiance de travail. Je les en remercie tous.

Je tiens à témoigner ma gratitude à toute l'équipe de l'Observatoire de Bordeaux (ingénieurs, techniciens, chercheurs) et tout particulièrement à Alain BAUDRY et Didier DESPOIS. Leur compétence et leur aide pendant plusieurs mois d'observations m'ont été précieuses.

Je remercie enfin Alain BAUDRY et Michel GUELIN d'avoir bien voulu étudier mon manuscrit dans un temps record. L'aide de M. GUELIN pour la rédaction de la conclusion (chapitre XI) a été décisive.

LES NUAGES MOLECULAIRES DU COMPLEXE LOCAL DE PERSEE

Plan Général 3

INTRODUCTION 5
A.- Milieu Interstellaire et spectroscopie millimetrique.
B.- Le complexe Taureau-Cocher-Persée

1ère Partie : Structure à grande échelle

I.- CHOIX DU COMPLEXE ET OBSERVATIONS 25
A.- Le choix du complexe
B.- Bilan des observations
C.- Le radiotélescope de Bordeaux

II.- LE COMPLEXE LOCAL DE PERSEE 31
A.- Structure à grande échelle
B.- Structure à petite échelle
C.- Population stellaire
D.- Y-a-t-il une connexion Persée-Taureau ?

III.- COMPTAGES D'ETOILES 55
A.- Catalogue d'extinction visuelle du complexe Taureau-Persée
B.- La structure en densité des nuages sombres

IV.- EMISSION MOLECULAIRE ET EXTINCTION VISUELLE 91

2 ème Partie : Structure à petite échelle

V.- RAPPELS SUR LA STRUCTURE DE NGC1333 ET DE B5 115
A.- NGC1333
B.- B5

VI.- LE GLOBULE B1 127

VII.- LE VOISINAGE DE o Per 139
A.- Nuages denses soumis à des flux UV intenses
B.- Le voisinage de o Per

VIII.- LA REGION AUTOUR DE IC348 173
A.- Introduction
B.- Observations et analyse
C.- Résultats
D.- La structure des coeurs denses
E.- Conclusion

IX.- LES GLOBULES L1448 ET L1455 205
A.- Resumé
B.- Introduction
C.- Observations et analyse
D.- Résultats
E.- Discussion et conclusions

3 ème Partie : Bilan.

X.- FORMATION D'ETOILES DANS LE COMPLEXE DE PERSEE 235
A.- Fragmentation
B.- Cinématique à grande échelle
C.- Hypothèses sur l'évolution du complexe

XI.- CONCLUSION ET PERSPECTIVES 263

Annexe I .- Spectres de $C^{18}O$ (J=1-0) dans le complexe de Persée. 268

Annexe II .- Nouvelles sources de HC_7N dans le Taureau. 277

Plan Général

Nous avons étudié la région de Persée à des échelles très différentes (du dixième à la dizaine de parsec). Il s'agit d'une région très proche où se forment des étoiles O B et des étoiles peu massives.

Dans l'introduction, nous attirons l'attention sur l'intérêt des techniques millimétriques comme moyen d'étude du milieu interstellaire, nous parlons de la distribution du milieu interstellaire local et de la place qu'y occupe le complexe de Persée.

Dans le chapitre I nous justifions le choix de ce complexe et nous faisons un bilan des observations que nous avons effectuées. Le chapitre II décrit les caracteristiques générales du complexe.

Les chapitres III et IV étudient la distribution à grande échelle des poussières et du gaz moléculaire.

Dans les chapitres V à IX nous étudions à petite échelle quelques unes des régions les plus intéressantes du complexe.

Le chapitre X veut donner une idée d'ensemble sur la structure du complexe et sur son histoire.

Enfin dans le chapitre XI nous exposons quelques conclusions et perspectives de travail futur. Dans les annexes nous traitons de quelques questions complémentaires.

INTRODUCTION

A) MATIERE INTERSTELLAIRE ET SPECTROSCOPIE MILLIMETRIQUE.

1.- Le Milieu Interstellaire: Généralités

Le milieu entre les étoiles n'est pas vide. Beaucoup de matière se trouve distribuée de façon plus ou moins irrégulière dans la Galaxie, et dans son sein ont lieu beaucoup des processus physico-chimiques. Quelques uns de ces processus ne sont pas reproductibles dans les laboratoires terrestres. Les nouvelles étoiles se forment à partir du milieu interstellaire (IS), à la fin de leur vie elles expulseront de la matière enrichie en éléments lourds. Le rayonement stellaire interagit avec la matière IS (excitation, ionisation, dissociation). La connexion entre les étoiles et le milieu IS se réalise par le moyen d'une région HII ou d'une région coronale/vent stellaire. L'intéraction entre les étoiles et le milieu IS, et le recyclage de la matière sont les facteurs principaux de l'évolution de la Galaxie.

Les grandes régions brillantes, observées en émission optique dans le ciel, sont situées au voisinage d'étoiles brillantes en ultraviolet, sources intenses de photons capables d'ioniser l'hydrogène IS. Ces régions HII sont aussi des sources intenses de raies de recombinaison visibles et radio et montrent dans leur spectre de nombreuses raies interdites d'éléments ionisés. L'étude des raies d'émission permet d'estimer la température cinétique dans les régions HII, on obtient ainsi des températures de plusieurs milliers de degrés, de plus, les densités électroniques y sont très fortes ($\approx 1 - 10^4$ cm^{-3}).

On observe souvent dans ces régions brillantes des structures sombres de forme irrégulière. Ces objets sont constitués en grande partie de matière neutre. Les régions neutres ne sont pas toujours associées à des régions HII. La raie à 21 cm de HI a permis de découvrir de grandes régions célestes ("nuages") constituées en partie d'hydrogène atomique. Ces nuages ont des températures

cinétiques comprises entre 10 et 100 K et des densités souvent supérieures à 10 cm^{-3}. La lumière des étoiles situées derrière ces nuages nous arrive rougie et polarisée. Ceci, ainsi que la détection d'un rayonnement continu infrarouge, indique qu'avec l'hydrogène atomique co-existe un matériel constitué de petites (<1µm) particules solides (grains de poussière). La composition chimique de la poussière n'est pas bien connue mais on sait qu'elle est probablement constituée principalement de graphite et de silicates. Le gaz neutre est à l'origine de raies d'absorption dans les spectres stellaires. Ces raies permettent d'étudier la composition chimique du gaz. L'abondance des éléments lourds (C,N,O) dans le gaz neutre IS semble être plus faible que leur abondance cosmique (système solaire, étoiles). Cette déficience en éléments lourds dans le gaz est explicable en supposant que les atomes "manquants" se trouvent dans les grains.

Les nuages neutres ne sont pas des structures homogènes, mais ils présentent des concentrations qui peuvent être tellement opaques qu'elles masquent les étoiles situées derrière. Ces "nuages sombres" se sont avérés ces dernières années des sources très intenses de raies moléculaires en émission.

A l'heure actuelle, le domaine de longueurs d'onde le plus intéressant pour l'étude du milieu IS neutre est le domaine millimétrique. Les raies millimétriques d'émission sont induites par les transitions rotationnelles de molécules qui, généralement, ont été excitées par collision avec les molécules d'hydrogène.

2.- Spectroscopie moléculaire radio

a) La formation des raies.

Une raie moléculaire est le résultat du transfert du rayonnement à travers toute l'épaisseur de matiere le long d'une ligne de visée. Bien que les grandeurs locales (densité, température) ne puissent être "déterminées" que par modélisation du transfert de rayonnement et par la comparaison ultérieure des spectres synthétiques et observés, les grandeurs intégrées sur la ligne de visée (densité projetée) peuvent parfois être déterminées de façon beaucoup plus directe. Les grandeurs globales (taille, masse) exigent l'intégration sur le plan du ciel (cartographie).

La formation d'une raie est décrite par l'équation de transfert

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = \frac{j_\nu}{\kappa_\nu} - I_\nu \qquad (1)$$

qui a pour solution

$$I_\nu = I_{\nu_0} e^{-\tau_\nu} + \int_0^{\tau_\nu} \frac{j_\nu}{\kappa_\nu} e^{-(\tau_\nu - \tau'_\nu)} d\tau'_\nu \qquad (2)$$

où les symboles ont la signification habituelle. Si nous utilisons la loi de Kirchhoff et les températures de brillance définies par l'équation de Rayleigh-Jeans, nous pouvons écrire pour un nuage homogène

$$T_B = T_{B_0} e^{-\tau_\nu} + T_{ex}\left(1 - e^{-\tau_\nu}\right) \qquad (3)$$

où T_{ex} est la température d'excitation qui détermine les populations des niveaux concernés par la transition, et nous avons supposé $h\nu \ll kT_{ex}$. Nous voyons que la formation de la raie est décrite par les deux paramètres τ_ν et T_{ex}. L'épaisseur optique est déterminée par

$$\tau_\nu = \frac{hc^2 A_{ul}}{8\pi\nu k} N_u \frac{\varphi(\nu)}{J_\nu(T_{ex})} \qquad (4)$$

et T_{ex}, qui est définie par l'équation de Boltzmann

$$\frac{N_u}{N_e} = \frac{g_u}{g_e} e^{-h\nu/kT_{ex}} \qquad (5)$$

est déterminée par les équations d'équilibre statistique. En conclusion, pour un nuage homogène, la densité (n), la température (T) et la densité projetée (N_X) déterminent τ et T_{ex} qui, à leur tour, déterminent la formation de la raie. Le spectroscopiste doit, en partant du profil observé, remonter aux paramètres n et T. Comme nous le verrons par la suite, il y a quelques cas où cette tache est abordable.

b) Molécules thermomètres.

CO.- Le monoxyde de carbone est si abondant que la raie (J=1-0) est optiquement épaisse sur de grandes régions des nuages moléculaires. Les raies sont souvent saturées et leur intensité est alors indépendante de l'épaisseur optique: elle dépend uniquement de la température d'excitation qui est proche de la température cinétique (thermalisation) si la densité du milieu est suffisamment élevée ($\geq 10^3$ cm^{-3}). Ainsi, la température cinétique peut être déterminée à partir de mesures de la raie CO (J=1-0) (éq. (3)) : $T_A^*(CO) = \eta \left[J(T_K) - J(T_{BB}) \right]$

Cette méthode suppose que le milieu est homogène. Le cas réel est évidemment plus complexe et la température calculée avec CO est la moyenne sur les régions extérieures ($A_V \leq 3$ mag) du nuage moléculaire.

NH_3.- L'observation des raies (J,K) = (1,1) et (2,2) de l'ammoniac permet le calcul des populations relatives dans les deux doublets et, par conséquent (d'après (5)), de la température rotationnelle T_{21}. En première approximation on peut admettre que $T_{21} = T_K$ puisqu'il n'y a pas de transitions permises entre les doublets (2,2) et (1,1). Cependant, les transitions collisionnelles (2,2)-(2,1) suivies de désexcitation radiative (2,1)-(1,1) peuvent avoir comme conséquence une modification du rapport des populations et la température rotationnelle sous-estimera la température cinétique. Walmsley et Ungerechts (1982) ont montré que $T_{21} \approx T_K$ est une bonne approche pour $T_K \leq 20$ K, mais pour des nuages plus chauds il faut faire intervenir une correction.

c) Molécules permettant de mesurer la densité gazeuse.

La température d'antenne mesurée par le radiotélescope, T_A^*, est interprétée (via l'équation de transfert) comme une fonction de l'épaisseur optique et de la température d'excitation. Ces deux paramètres peuvent être reliés à l'abondance moléculaire (plus exactement au rapport de l'abondance au gradient de vitesses : x/dv/dr) et à la densité du gaz (n) grace aux équations d'équilibre statistique (le modèle le plus utilisé -dit LVG- suppose que le gradient de vitesses est assez grand pour que l'on puisse traiter le problème d'une façon locale). Pour chaque valeur de T_K la solution des ces équations peut être

visualisée dans le plan (n, x/dv/dr) comme une courbe T_A^* = Cte pour une transition donnée. Si nous réalisons des observations de deux transitions, aux résultats T_A^* (1), T_A^* (2) correspondront deux courbes dont l'intersection donnera les valeurs de n et de x/dv/dr. On peut faire plusieurs commentaires à propos de cette méthode :

1.- Les raies observées ne doivent pas être thermalisées afin que leur intensité dépende effectivement de la densité.

2.- La résolution des équations d'équilibre statistique exige l'élaboration d'un modèle géometrique et de transfert (par exemple: LVG, micro-turbulence,...).

3.- Les taux collisionels doivent être connus.

4.- La température cinétique doit être estimée de façon indépendante (par exemple avec CO ou NH_3).

5.- Les observations doivent être réalisées avec la même résolution spatiale et la même calibration relative.

6.- Les raies observées doivent être formées dans la même région du nuage.

Cette méthode d'analyse multi-transitionnelle a été très appliquée. Les molécules les plus utilisées ont été:

H_2CO.- En particulier les transitions à 2 cm et 2 mm. Des résultats de calculs d'équilibre statistique sont présentés par Snell (1979).

CS.- Des études de plusieurs nuages à partir des observations des raies J=1-0, 2-1 ont été effectuées par Linke et Goldsmith (1980) et Snell et al. (1982). Une analyse de 5 transitions a été réalisée par Snell et al. (1984).

CO.- Les isotopes ^{13}CO et $C^{18}O$ ont été utilisés par Young et al. (1982) pour la détermination de la densité de B5.

Les déterminations de densité en une même position à partir de molécules différentes peuvent différer parfois d'un ordre de grandeur. Ces variations sont dues aux facteurs énumerés plus haut et, en particulier, aux variations de densité sur la ligne de visée.

D'autres molécules peuvent être utilisées pour le calcul des densités, en particulier HC_3N (voir Cernicharo et al. 1984) et NH_3 (Ho, 1978; Bachiller et al., 1985;

chapitre VIII). Comme nous le verrons au cours de cet exposé l'observation des raies de ces molécules -quand elles sont optiquement minces- permet une bonne determination de la densité des coeurs des nuages.

d) Les abondances chimiques.

La technique d'analyse multitransitionelle permet aussi de calculer le paramètre x/dv/dr. Le gradient de vitesses peut être estimé à partir des largeurs des raies et des variations spatiales de la vitesse d'émission. L'abondance de ^{13}CO (et $C^{18}O$) peut être déterminée dans les nuages proches à partir d'observations de la raie J=1-0. En effet, quand cette raie est optiquement mince, comme elle est facilement thermalisable (en raison du petit moment dipolaire de la molécule: 0.1 Debye), l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local (ETL) est adéquate pour le calcul de la densité projetée. Par ailleurs, nous verrons comment la technique de comptage d'étoiles permet le calcul de la densité projetée de H_2. Le rapport de ces densités projetées fournit l'abondance de la molécule (on suppose que ce rapport est constant sur la ligne de visée).

Des mécanismes d'altération des abondances pourraient opérer de façon locale dans les nuages moléculaires. Par exemple, il a été prédit théoriquement que les abondances de certaines molécules doivent décroitre dans les régions les plus denses à cause de la condensation du gaz sur les grains de poussière (cependant, les observations ne permettent pas encore de conclure sur ce point). Par ailleurs, aux bords des nuages diffus, la photochimie joue un rôle très important et conduit à des abondances moléculaires différentes de celles des régions protégées de l'UV.

Conclusion.

Une grande partie de la matière IS se trouve sous forme de nuages moléculaires. Les molécules IS connues à l'heure actuelle sont composées de H, C, N, O, S et Si. Puisque la température de ces nuages est 10 - 100 K, la région spectrale la plus intéressante pour leur étude est le domaine millimétrique ($\lambda = hc/kT \approx 1 - 10$ mm).

L'observation de plusieurs raies de plusieurs molécules permet d'élaborer des modèles assez réalistes des nuages moléculaires.

B) LE COMPLEXE TAUREAU-COCHER-PERSEE.

1.- La Ceinture de Gould

Herschel en 1847 et Gould en 1874 ont découvert de façon indépendante que la distribution des étoiles O et B à proximité du soleil est concentrée dans deux plans. L'un est le plan galactique. L'autre se trouve incliné à 20° environ par rapport au premier et les étoiles y décrivent une structure de type annulaire connue sous le nom de "ceinture de Gould" (Fig. 1).

La ceinture de Gould atteint sa latitude galactique la plus négative dans la direction d'Orion et la plus positive dans la direction Scorpion-Ophiucus. L'âge spectro-photométrique du système est d'environ $3x10^7$ ans (Stothers et Frogel, 1974). Son diamètre est de 750 à 1000 pc et le soleil se trouve situé de façon excentrée, plus près de la région d'Ophiucus. Les étoiles locales B brillantes et de type spectral <B2.5 sont situées d'une façon préférentielle sur la ceinture de Gould; cependant la ceinture de Gould et le disque galactique présentent des concentrations comparables d'étoiles B2-B5. En général, il semble y avoir une tendance pour les objets jeunes à se situer sur la ceinture de Gould. C'est le cas des variables β Cephei, des associations OB et des associations T.

Linblad et ses collaborateurs ont étudié la distribution du gaz neutre local (Lindblad, 1967; Linblad et al., 1973; Linblad, 1974). Leur travaux semblent indiquer que le gaz neutre définit une structure qui coincide avec la ceinture (stellaire) de Gould. L'âge cinématique du gaz est $6x10^7$ ans, en accord raisonnable avec l'âge nucléaire des étoiles et avec leur âge cinématique (Tsioumis et Fricke, 1979).

Deux modèles cinématiques ont été proposés pour expliquer le champ de vitesse de la ceinture de Gould. Le plus largement accepté est celui de l'anneau en expansion de Linblad. D'après ce modèle, l'anneau de gaz neutre se trouve en expansion à une vitesse ≈ 3.6 km/s, les étoiles présentent des caractéristiques similaires à celles du gaz (Lindblad, 1974). Ce modèle reproduit bien la courbe de vitesse radiale en fonction de la longitude galactique déterminée à partir des observations radio de HI et de

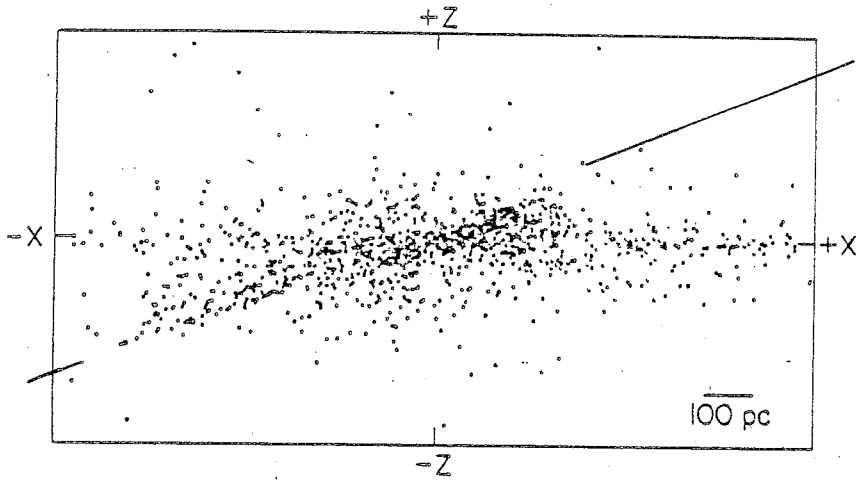


Figure 1 : Positions des étoiles O-B5 de distance < 800 pc projetées sur un plan perpendiculaire au plan galactique. Le Soleil est à l'origine (x=0, z=0). Les positions des étoiles définissent deux plans : le plan galactique et celui de la ceinture de Gould.

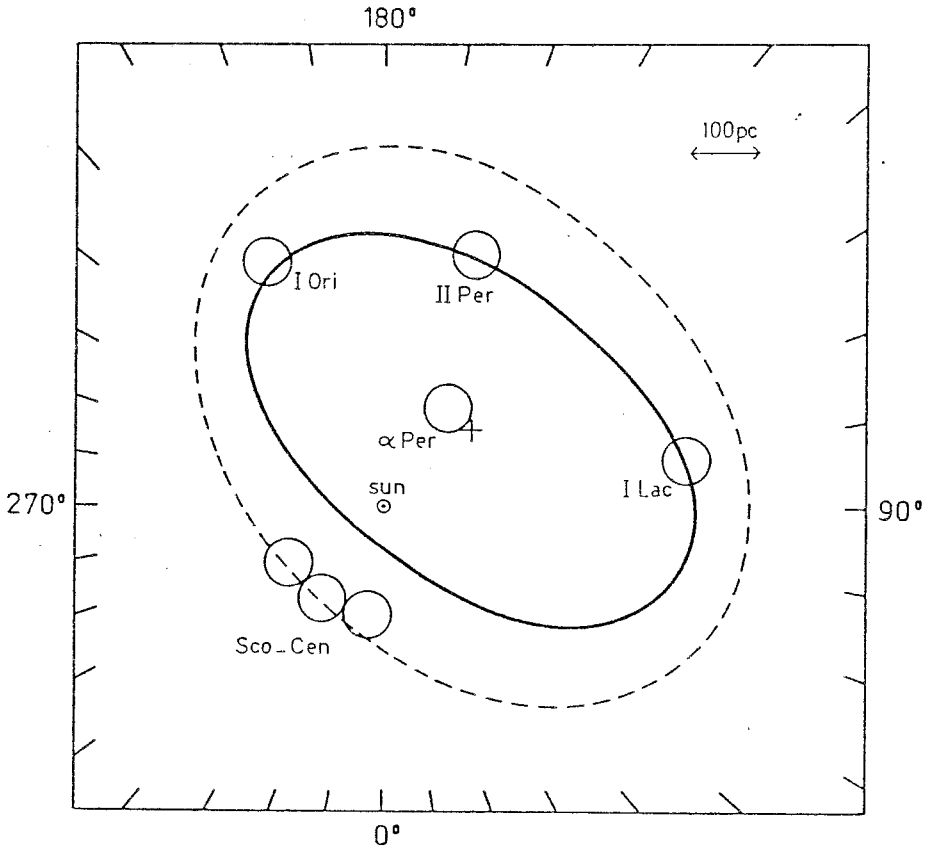


Figure 2 : Représentation schématique de la projection de la ceinture de Gould sur le plan galactique. La ligne continue figure la position actuelle de l'anneau de gaz. La ligne pointillée indique la position théorique des étoiles de la ceinture qui sont nées dans l'anneau et qui ont à présent un âge de 2.6 10^7 ans (d'après le modèle de Olano, 1982).

H_2CO. Cependant Frogel et Stothers (1977) jugent cette expansion incertaine. Ces auteurs font remarquer que les étoiles OB de la ceinture de Gould présentent un mouvement négligeable dans la direction perpendiculaire au plan galactique, et que les vitesses peuvent être expliquées par un mouvement de balançoire de toute la ceinture. Ils suggèrent que la ceinture de Gould a eu une origine violente près du plan galactique et que depuis, chaque passage de la ceinture à travers le plan galactique initie une période de formation d'étoiles. Les âges cinématiques des étoiles concernées sont de 2 à 6 10^7 ans. Les étoiles jeunes se trouveraient situées préférentiellement loin (Sco- Cen et Ori-Tau-Per) de l'axe de rotation (Cas- Car) car le choc de la ceinture avec le plan serait plus violent à ces endroits.

Dans les deux modèles, la ceinture a une origine incertaine: le passage d'une onde de choc spirale ou l'explosion d'une (ou plusieurs) supernova(e). Olano (1982) a raffiné le modèle d'anneau en expansion de Lindblad, en incluant la décélération par le gaz galactique ambiant. L'âge cinématique du gaz calculé par Olano est $3x10^7$ ans ($M \simeq 1.2x10^6\ M_\odot$). En conséquence, seules les étoiles les plus jeunes auraient été formées pendant l'expansion de l'anneau. Olano suggère que l'origine de la ceinture serait les vents stellaires et les supernovae du groupe d'étoiles Cas-Tau, qui est centré sur l'amas ouvert α Per et qui est relativement vieux ($\geq 5x10^7$ ans). Une conséquence de ce modèle est que les étoiles qui se sont formées pendant l'expansion, ne subissent pas le même freinage que le gaz et donc, sont situées sur un anneau plus grand que le gaz neutre (Fig. 2).

Les complexes moléculaires les plus proches du soleil sont situés dans la direction des nuages de HI ou des groupes stellaires de la ceinture de Gould. Plusieurs de ces complexes moléculaires ont été étudiés en détail. Cependant, à l'heure actuelle aucune étude globale de la matière moléculaire dans la ceinture n'a été réalisée. Les observations moléculaires permettent une haute résolution spatiale et spectrale et, il est à prévoir qu'elles apporteront de nombreuses informations sur la structure de

la ceinture.

Les complexes de nuages moléculaires les plus étendus de la ceinture de Gould sont situés dans Oph-Sco, Ori-Mon et Tau-Aur-Per (Fig. 3). Nous allons nous centrer, dans ce qui suit, sur ce dernier puisque c'est là que se trouve le nuage qui fait l'objet de notre étude.

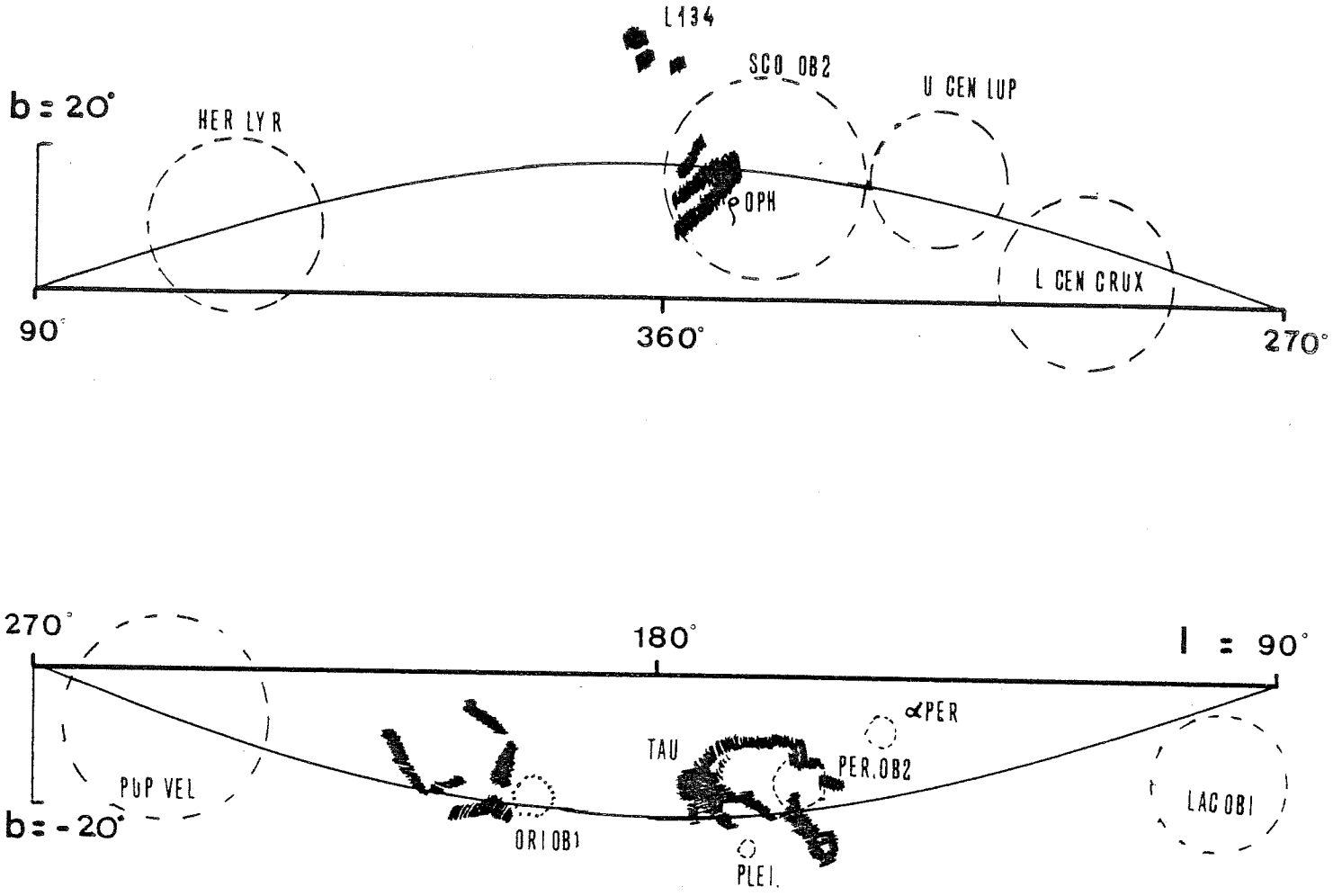


Figure 3 : Schéma des complexes moléculaires reliés à la ceinture de Gould.
Les cercles representent les "Groupes" stellaires (d'après Borgman, 1964)

2.- Le Complexe Taureau-Cocher-Persée

Dans les explorations de nuages sombres par plaque photographique, la région Taureau-Cocher-Persée apparait comme une des plus remarquables du ciel (Barnard, 1927; MacCuskey, 1938; Khavtassi, 1960; Lynds, 1962). La Fig. 4 montre quelques cartes de la région. La Fig. 5 montre la carte de CO (J=1-0) obtenue par Baran (1982) avec le télescope de Columbia (lobe 8'). La Fig. 6 est la carte d'émission OH 1667 MHz obtenue par Wouterloot et Habing (1985) avec le radiotélescope de Dwingeloo (lobe 31') (La région SW n'a pas été couverte par cette étude).

Il est possible de diviser le complexe en trois régions (voir Fig. 4c):

1.- La région Nord contient un nuage allongé parallèlement au plan galactique, où l'on observe plusieurs condensations denses. Cette région n'a pas été beaucoup étudiée. Ungerer (1983) a réalisé une étude de la région L1478. La distance de ces nuages n'est pas connue avec grande précision mais il possible d'assurer qu'elle est au plus de 300 pc (Heeschen, 1951; Ungerer, 1983). L'émission moléculaire a lieu à une vitesse $V_{LSR} \approx -8 - 0$ kms^{-1}.

2.- La région Est contient quelques uns des nuages sombres les plus étudiés du ciel. Ce complexe est fragmenté en trois grands nuages (L1495, L1529 et L1534 = Heiles' Cloud 2), plusieurs nuages de taille intermediaire (L1506 et L1536) et globules (L1489, L1517, L1544,...). La structure d'ensemble, comme dans le reste du complexe, est filamentaire. Dans les filaments on peut distinguer des condensations d'aspect globulaire. La distance de cette région est bien déterminée, sa valeur moyenne est 140 pc (Elias, 1978; Cernicharo, 1985). Plusieurs sources moléculaires des plus riches et les plus intenses en molécules complexes se trouvent dans cette région (p. ex. TMC1 dans Heiles' Cloud 2 et TMC2 dans L1529). Nous nous réfèrerons aux travaux de thèse de Cernicharo (1985) et Duvert (1984) qui ont étudié en détail plusieurs nuages de cette région.

3.- Dans la région Ouest se trouvent :

1) Au Nord la nebuleuse Californie (NGC1499), iluminée par l'étoile ξ Per. Cette étoile fait partie de l'association

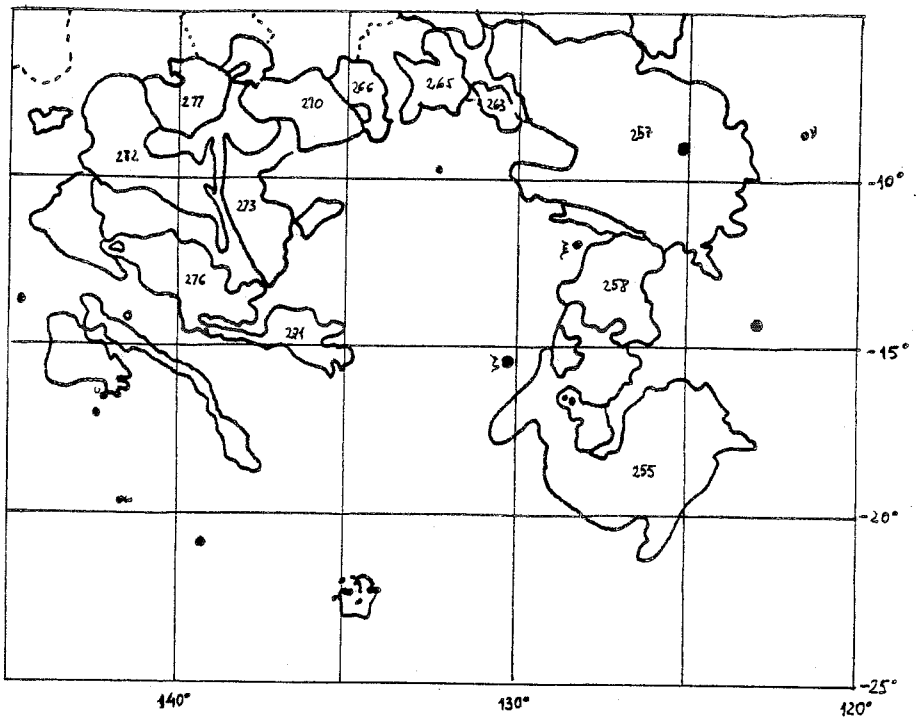


Figure 4a : Le complex Taureau-Cocher-Persée d'après l'atlas des nuages sombres de Khavtassi.

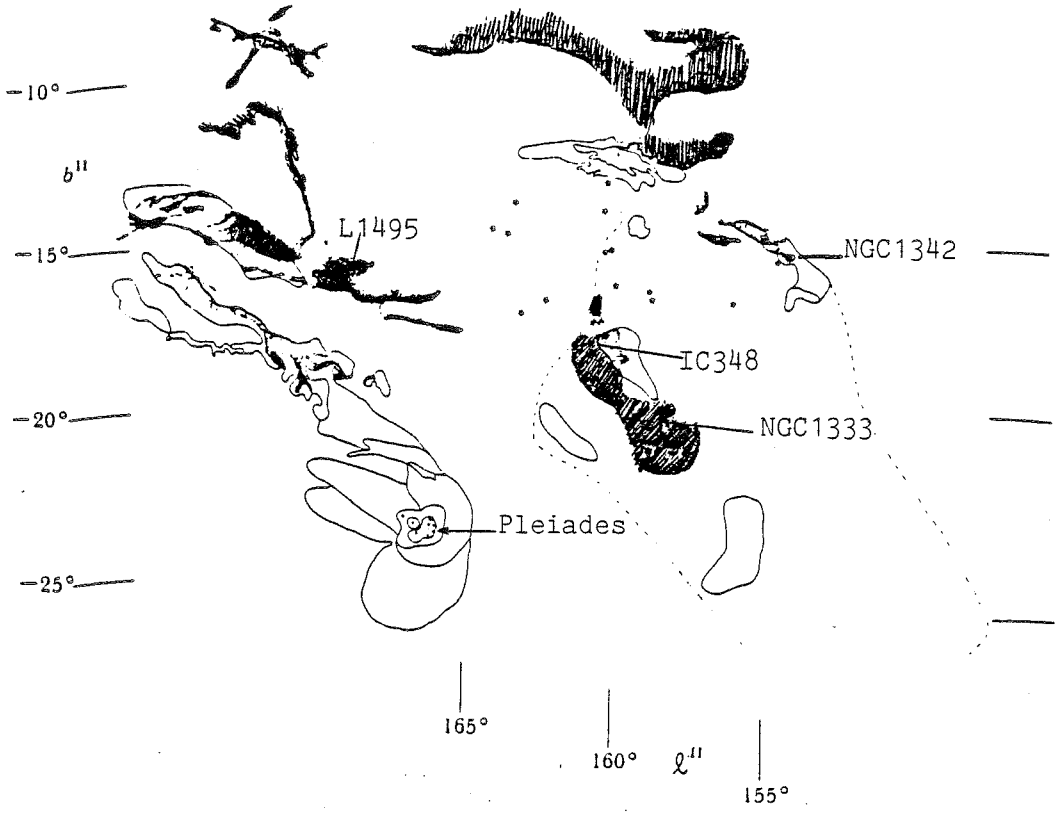


Figure 4b : Représentation schématique du complexe Taureau-Cocher-Persée d'après Lynds (1969). Les astérisques indiquent les positions de 17 étoiles membres de l'association Per OB2.

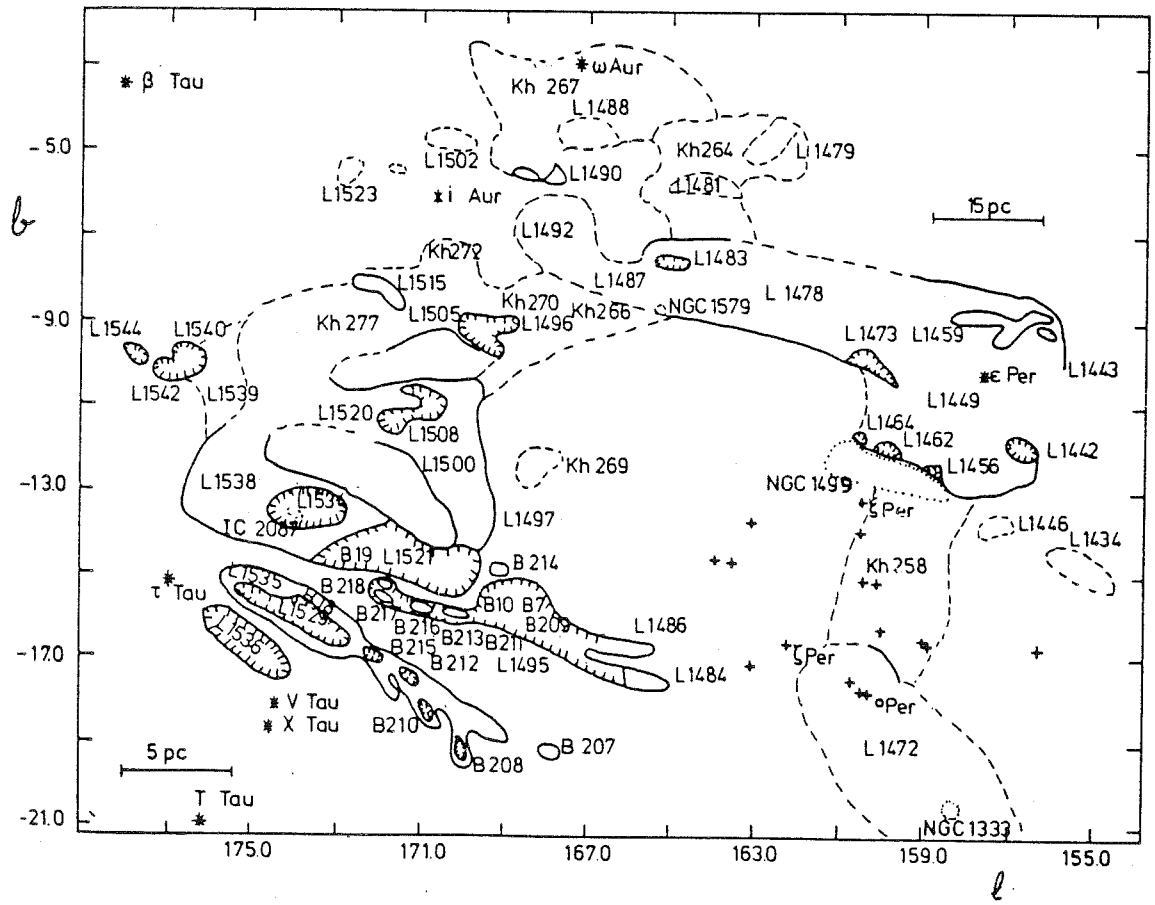


Figure 4c : Schéma des nuages sombres du complexe Taureau-Cocher-Persée. Les hachures indiquent les zones de haute extinction visuelle. Les croix indiquent les positions des membres les plus brillants de l'association Per OB2 (d'après Wouterloot et Habing 1985).

OB Per OB2.

2) Plus au sud, au voisinage de cette association le complexe de nuages sombres qui est l'objet central de ce travail. Ce complexe sera désigné par la suite sous le nom de complexe Per OB2, ou simplement de complexe (de nuages locaux) de Persée. Le choix de ce complexe est justifié dans le chapitre I. Les travaux antérieurs au nôtre seront passés en revue dans le chapitre II où nous en profiterons pour faire une première description de la région.

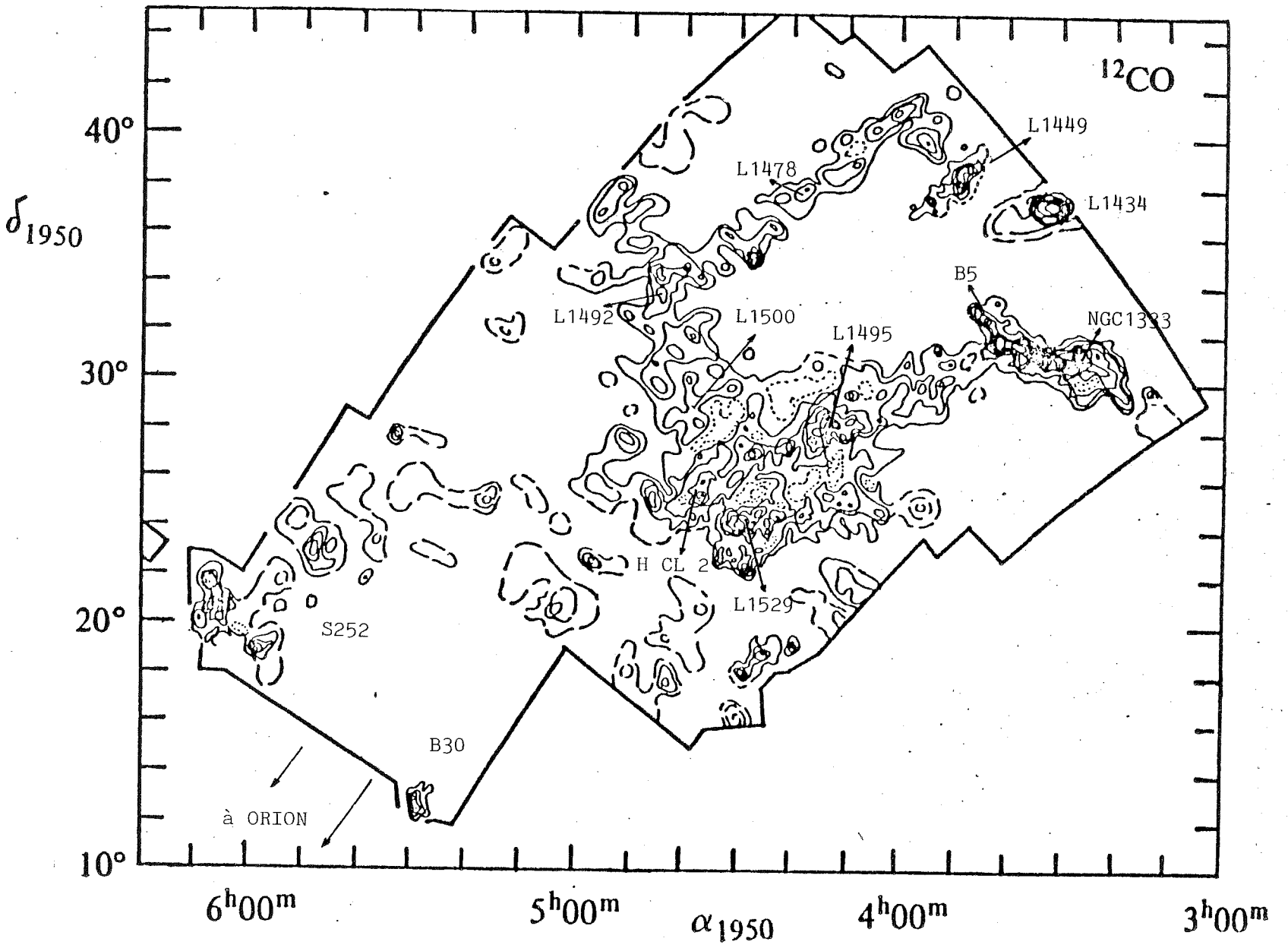


Figure 5 : Contours d'intensité intégrée de CO dans le complexe Taureau-Cocher-Persée (d'après Baran, 1982). La résolution spatiale est de 8'. Les contours sont 2, 4, 6,... K km/s

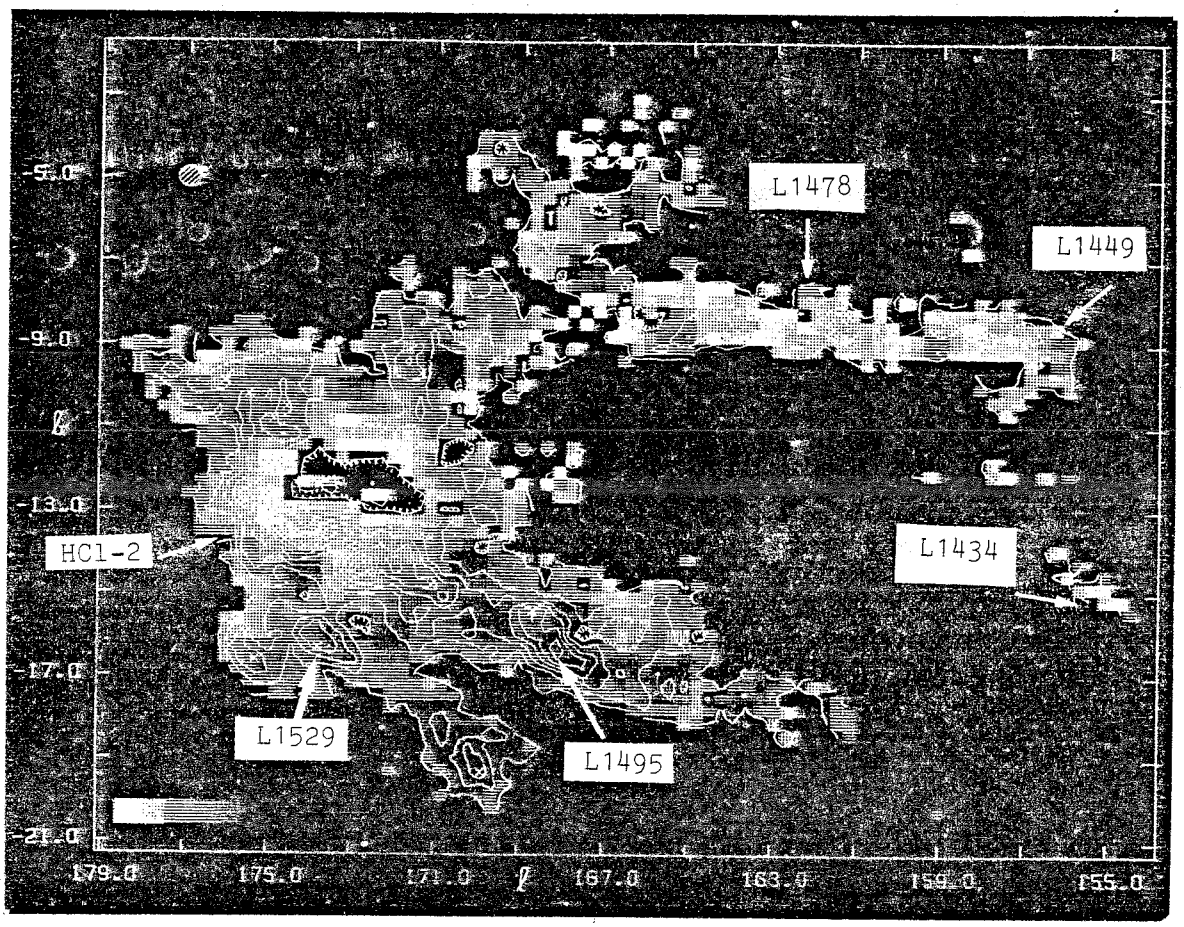


Figure 6a : Températures d'antenne de la raie à 1667 MHz de OH. Les contours sont 0.05, 0.09, 0.13,...K. L'échelle de gris indique le rapport (moyen) entre la température d'antenne de la raie à 1667 MHz et celle de la raie à 1665 MHz : $R=T_A(1667)/T_A(1665)$, R = 1.1, 1.25, 1.50, 1.75, 2.0 , 2.25.

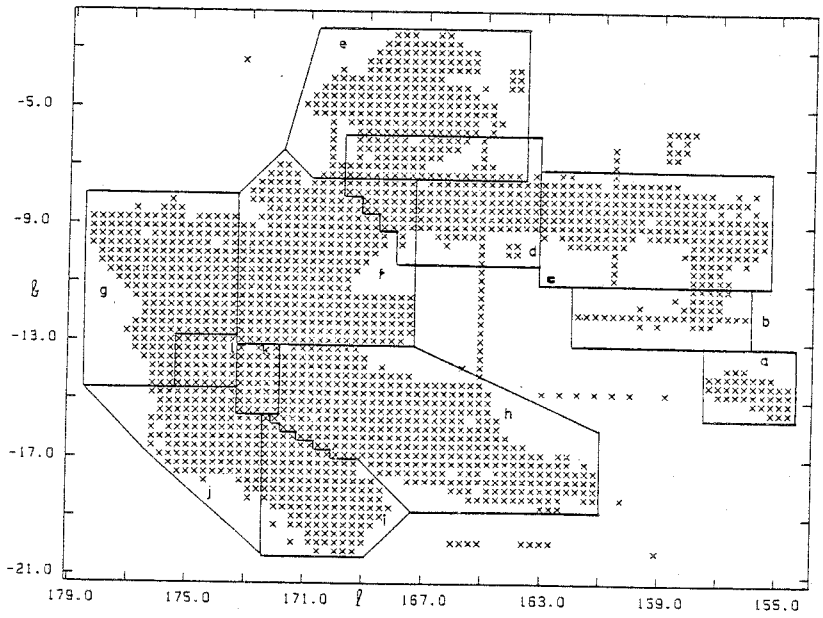


Figure 6b : Les positions observées en émission OH sont indiquées par des croix. On remarquera que la région de Persée n'a pas été couverte. Cette carte, comme celle de la figure 6a, est tirée de Wouterloot et Habing, 1985.

REFERENCES

Bachiller, R., Guilloteau, S., Kahane, C., and Omont, A.:1985, in preparation.

Baran, G.P.:1982, Thesis. Columbia University.

Barnard, E. E.:1927 "A photographic Atlas of Selected Regions of the Milky Way". eds E.B. Frost and M.R. Calvert. (Washington: Carnegie Institution of Wasington).

Cernicharo, J.:1985, Thèse. Université Paris VII.

Cernicharo, J., Guélin, M., and Askne, J.:1984 Astron. Astrophys., 138, 371.

Dickman, R.L.:1978, Astrophys. J. Supp. Ser., 37,407.

Duvert, G.:1984, Thèse, Université Paris VII.

Elias, J.H.:1978, Astrophys. J., 224, 857.

Frogel, J.A., and Stothers, R.:1977, Astron. J., 82, 890.

Heeschen, D.S.:1951, Astrophys. J., 114, 132.

Ho, P.T.P.:1978, Thesis, Massachusetts Institute of Technology.

Khavtassi, J.Sh.:1960, Atlas of Galactic Dark Nebulae. Abastumani Astrophysical Observatory.

Lindblad, P.O.:1967, B.A.N., 19, 34.

Lindblad, P.O., Grape, K., Sandqvist, Aa, and Shoberg, J.:1973, Astron. Astrophys., 24, 309.

Lindblad, P.O.:1974, Highlights of Astronomy, pag. 381

Linds, B.T.:1962, Astrophys. J. Supp. Ser., 7, 1.

Linke, R.A., and Goldsmith, P.F.:1980, Astrophys. J., 235, 437.

McCuskey, S.W.:1938, Astrophys. J., 88, 209.

Olano, A.:1982, Astron. Astrophys., 112, 195.

Snell, R.L.:1979, thesis.

Snell, R.L.:1981, Astophys. J. Supp. Ser., 45, 121.

Snell, R.L., Langer, W.D., Frerking, M.A.:1982, Astrophys. J., 255, 149.

Snell, R.L., Mundy, L.G., Goldsmith, P.F., Evans, N.J., and Erickson, N.R.:1984, Astrophys. J., 276, 625.

Stothers, R., and Frogel, J.A.:1974, Astron. J., 79, 456.

Tsioumis, A., and Fricke, W.:1979, Astron. Astrophys., 75,1.

Ungerer, V..:1983, Thèse. Univ. Paris VII.

Wouterloot, J.G.A., and Habing, H.J.:1985, Astron. Astrophys. Supp. Ser., 60, 43.

Young, J.S., Goldsmith, P.F., Langer, W.D., Wilson, R.W., and Carlson, E.R.:1982, Astrophys. J., 261, 513.

I

CHOIX DU COMPLEXE ET OBSERVATIONS.

A) LE CHOIX DU COMPLEXE.

Ce travail s'inscrit dans le cadre d'une exploration systématique du complexe Taureau-Cocher-Persée qui a commencé avec la mise en service du radiotélescope de 2.5-m de Bordeaux. Ce télescope s'est avéré très bien adapté à la cartographie de régions très étendues sur le ciel. Nous avons insisté dans l'introduction sur l'intérêt du complexe Taureau-Cocher-Persée. L'étude de ce complexe avec un grand radiotélescope n'est pas envisageable car la surface qu'il couvre sur le ciel est de 400 degrés carrés environ. Cependant avec le radiotélescope de Bordeaux, ce travail était abordable. La résolution spatiale de l'antenne de 2.5-m à 110 GHz est de ≈5' (≈0.2 pc à une distance de 140 pc) et permet la détection de petites condensations (type TMC1). Naturellement ces condensations ne peuvent pas être étudiées en grand détail avec l'antenne de 2.5-m, mais une fois leur position ainsi déterminée, il est possible d'en faire des études plus fines, avec de grands radiotélescopes.

J. Cernicharo, en collaboration avec M. Guélin, avait demarré ce projet vers 1980 par l'étude de Heiles' Cloud 2, un nuage sombre très opaque qui contient la source TMC1. G. Duvert a étudié le nuage filamentaire L1495, également dans le Taureau. Leurs résultats sont exposés dans leurs thèses (Cernicharo, 1985; Duvert, 1984).

Nous avons entrepris en 1981 l'étude du complexe de Persée. La région de Persée apparait différente des autres nuages du grand complexe par plusieurs aspects : (i) la présence de nébulosités brillantes, (ii) l'existence de pics intenses d'émission CO (gaz chaud à 20- 25 K) et (iii) La présence d'étoiles massives.

Cepandant, sur les plaques photographiques, les régions opaques du nuage de Persée ont un aspect semblable à celui des nuages sombres du Taureau. D'autre part, les deux complexes sont associés à la formation d'étoiles peu

massives. En fait, le nuage moléculaire de Persée présente des caractéristiques qui sont intermédiaires entre celles d'un nuage sombre et celles d'un nuage moléculaire géant.

Il semblait alors très intéressant de comparer les conditions physiques et les abondances moléculaires des nuages du Taureau avec celles d'une région comme Persée.

De plus, le nuage moléculaire de Persée est situé près d'une association d'étoiles OB, Per OB2. Cette association est une des plus proches du Soleil, et peut donc être observée avec une résolution spatiale linéaire meilleure que d'autres associations plus lointaines. D'autre part, comme nous le verrons dans le chapitre II, la structure de la région parait plus simple que celle d'autres régions probablement plus évoluées (Ori OB1, Cep OB3). Ce dernier aspect, ainsi que sa proximité, font du complexe de Persée, un des candidats les plus intéressants pour l'étude des conditions physiques et chimiques des nuages moléculaires et des mécanismes de formation d'étoiles.

Les objectifs de ce travail sont :

1) L'étude de la corrélation de l'extinction visuelle avec l'émission des isotopes rares de CO (l'isotope principale est tellement abondante que ses raies sont saturées sur une grande partie du nuage, voir IV) 2) Le repérage des régions les plus intéressantes, qui ont été par la suite étudiées à haute résolution spatiale (chapitres VI à IX).

3) L'étude de la structure du nuage, de sa cinématique, de la distribution des masses des fragments et de l'interaction avec les étoiles jeunes du voisinage (chapitre X).

B) BILAN DES OBSERVATIONS.

Pour la détermination de l'extinction visuelle dans le complexe de Persée nous avons utilisé la méthode de comptage d'étoiles, qui est décrite en détail dans le chapitre III.

Une fois les comptages d'étoiles effectués, les observations moléculaires ont eu comme point de départ les cartes d'extinction visuelle. Les premières observations que nous avons réalisées ont été celles de ^{13}CO et HCO^+ (J=1-0) avec l'antenne de 2.5 m de Bordeaux. Les régions d'émission intense de ces cartes ont été observées avec la même antenne en émission des molécules $C^{18}O$ et $H^{13}CO^+$; ces molécules émettent des raies (J=1-0) plus faibles, mais elles sont de meilleurs traceurs des régions opaques et denses. De plus, une région a été cartographiée dans la raie (J=1-0) de CO pour déterminer la température cinétique et la comparer avec les estimations d'autres auteurs.

Les observations de $C^{18}O$ et $H^{13}CO^+$ ont été très utiles pour la localisation des régions les plus intéressantes, lesquelles ont été étudiées par la suite avec des radiotélescopes à haute résolution spatiale. Ainsi le globule B1 a été étudié en NH_3 avec l'antenne de 42 m du NRAO. La région autour du pic moléculaire de IC348 a été observée en NH_3 avec le radiotélescope de 100 m de Bonn. Les globules L1448 et L1455 ont été étudiés aussi avec l'antenne du NRAO en NH_3 et HC_3N.

La région autour de l'étoile o Per a été cartographiée en CO et ^{13}CO (J=1-0) avec l'antenne de 13.7 m du FCRAO (University of Massachusetts, Amherst, USA) et en CO et ^{13}CO (J=2-1) avec l'antenne de 5 m du MWO (Fort Davis, Texas, USA). Enfin, nous avons tenté la détection de raies de recombinaison du carbone sur la ligne de visée de o Per avec le radiotélescope de Nançay.

Les caractéristiques intrumentales de ces télescopes sont résumées dans la Table I.1.

Table I-1

Télescope. (Diamètre)	Raies Observées.	Lobe	Nb. Points observés
Bordeaux (2.5 m)	^{13}CO (J=1-0)	4.5'	1200
	$C^{18}O$ (J=1-0)	4.5'	200
	HCO^+ (J=1-0)	5.5'	200
	$H^{13}CO^+$ (J=1-0)	5.5'	10
	CO (J=1-0)	4.4'	100
NRAO, Green Bank (42 m)	NH_3 (1,1), (2,2)	1.2'	300
	HC_3N (2-1)	1.2'	20
Effelsberg (100 m)	NH_3 (1,1), (2,2)	0.7'	100
FCRAO, Amherst (13.7 m)	CO, ^{13}CO (J=1-0)	1'	30
MWO, Fort Davis (4.9 m)	CO, ^{13}CO (J=2-1)	1.4'	30
Nançay	C158α	3.9'x19'	1

C) LE RADIOTELESCOPE DE BORDEAUX.

Le radiotélescope de 2.5 m de Bordeaux est situé au niveau de la mer à Floirac, Bordeaux (France). Il a été décrit par Baudry et al. (1980), Baudry et al. (1981) et Cernicharo (1985). Le diagramme de rayonnement de l'antenne à 110 GHz a une largeur à mi-puissance de 4.5' (HPBW). Le coefficient de couplage de l'antenne avec une source étendue est $\eta \approx 0.9$. La monture est altazimutale. Le récepteur utilisé dans la période 1981-1983 est un système superhétérodyne. Le mélangeur est une diode Schottky mise en service par le groupe technique de l'Observatoire de Meudon, et l'oscillateur local un klystron. La tête haute fréquence du récepteur est réfrigérée à 20K. Le premier amplificateur est un FET réfrigéré (en 1981, c'était un amplificateur paramétrique). La chaîne de fréquence intermédiaire, régulée en température, comprend plusieurs amplificateurs et un deuxième changement de fréquence. Le spectromètre est constitué par 256 filtres de 100 kHz (0.27 km/s à 110 GHz). Dans la période 1981-1983, la température du récepteur à 110 GHz (SSB) était de 400 à 700 K selon la configuration du système. Le télescope est contrôlé par un ordinateur PDP 11/34 qui permet l'acquisition des données et une première analyse en temps réel.

La calibration a été effectuée par une méthode du type de celle de la roue tournante ("chopper wheel") de Penzias et Burrus (1973) et Davis et Vanden Bout (1973). L'opacité atmosphérique est calculée à partir de la mesure de l'émission de l'atmophère à plusieurs élévations.

Le pointage est souvent testé par l'observation de deux positions symétriques au bord du Soleil.

Lors des observations, nous avons observé au moins une fois par jour une position de référence pour tester le système et vérifier la calibration. Les érreurs de calibration sont ≤ 20 %. Toutes les observations ont été faites en utilisant la méthode de commutation en fréquence.

REFERENCES

Baudry, A., Brillet, J., Desbats, J.M., Lacroix, J., Montignac, G., Encrenaz, P., Lucas, R., Beaudin, G., Dierich, P., Germont, A., Landry, P.,and Rérat, G.:1980, J. Astrophys. Astron., 1, 193.

Baudry, A., Cernicharo, J., Pérault, M., de la Noë, J., and Despois, D.:1981, Astron. Astrophys., 104, 101.

Cernicharo, J.:1985. Thèse. Université Paris VII.

Davis, J.H., and Vanden Bout, P.:1973, Astrophys. Lett., 15, 43.

Duvert, G.:1984. Thèse. Université Paris VII.

Penzias, A.A., and Burrus, C.A.:1973, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 11, 51.

II

LE COMPLEXE LOCAL DE PERSEE

A) STRUCTURE A GRANDE ECHELLE.

1.- Physionomie de la Région

La Fig. II-1 présente une vue générale des nuages moléculaires voisins de l'association Per OB2. Les traits continus dessinent les contours des nuages de CO. L'émission moléculaire présente 3 caractéristiques bien nettes (voir aussi Fig. 4c):

1.- Au Nord, à proximité de la nébuleuse brillante Californie (NGC1499) on observe plusieurs nuages sombres : L1442, L1449, L1462, L1463, L1464. Ces trois derniers sont de petits globules de quelques minutes d'arc de diamètre qui apparaissent sous forme de taches sombres devant la nébuleuse brillante. L1442 et L1449 se trouvent á l'Ouest de la nébuleuse brillante et font partie d'un nuage sombre étendu (quelques degrés) visible sur les plaques du Palomar Observatory Sky Survey. La nébuleuse par réflexion vdB24 (= SS11), illuminée par l'étoile XY Per (=HD 275877), se trouve à l'extréme Ouest (L1442).

2.- L1434 est centré vers 3^h33^m, $37^o30'$. Dans sa périphérie se trouvent deux nébuleuses par réflexion (DG19 et vdB18). Plusieurs nébuleuses brillantes sont visibles à l'Ouest de ce nuage sombre (en dehors des limites de la carte de la Fig. II-1), autour de l'amas ouvert NGC1342 (=OC 401).

3.- Dans la région Sud se trouve un nuage très étendu (4^ox9^o environ). Les cartes d'extinction visuelle montrent que ce nuage présente des zones très opaques. Dans la même direction que ce nuage, que nous appellerons complexe Per OB2 ou complexe de Persée, on observe aussi une grande quantité d'étoiles jeunes et d'objets proto-stellaires. Ces objets sont principalement concentrés en deux groupes: autour de la nébuleuse par réflexion NGC1333 et autour de l'amas ouvert IC348.

Dans ce chapitre nous allons décrire les caractéristiques générales du complexe de Persée.

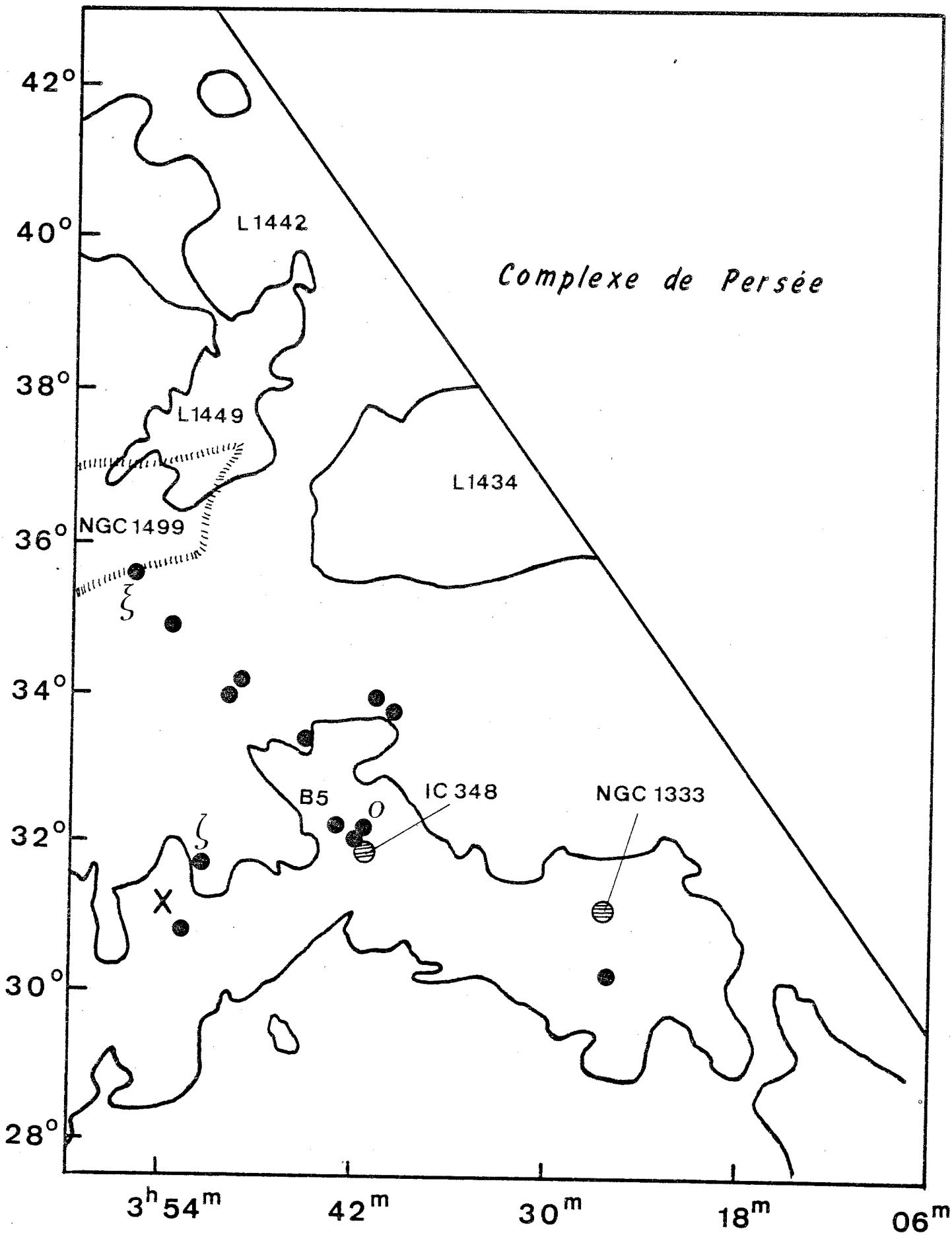


Figure II-1 : Les étoiles les plus brillantes de l'association Per OB2 sont représentées par des points noirs. Les limites des nuages CO (contours d'aire de raie à 2 K.km/s) sont tirés de la thèse de Baran (1982). Le contour de la nébuleuse brillante Californie est indiqué par des hachures.

2.- CO

Les Fig. II-2a, II-2b et II-2c présentent trois cartes d'émission CO (J=1-0) obtenues par différents auteurs (Sargent, 1979 ; Barrett et al., 1980 ; Baran, 1982). Ces cartes sont en accord raisonable et révèlent la structure suivante : deux maxima d'émission, de température $T_K \approx 25$ K et, entre eux, une chaine de condensations présentant des températures de 10 K à 15 K. Les deux points chauds sont associés aux deux concentrations d'objets jeunes : NGC1333 et IC348. A première vue et par ses dimensions, ce nuage est semblable à d'autres qui sont souvent associés à des associations OB (cf. Fig. X-7). Cependant, le complexe de Persée présente une orientation particulière : il est allongé selon une direction qui forme un angle de 50° avec le plan galactique, alors que les nuages de CO sont généralement parallèles au plan galactique (voir Blitz 1978).

3.- OH

Une carte de la transition à 1667 MHz de OH a été réalisée par Sancisi et al. (1974) avec l'antenne de 25-m d'Onsala (résolution spatiale ≈ 28') (voir Fig. II-3). Sancisi et al. ont comparé ces observations avec les donnés d'extinction visuelle à basse résolution spatiale (≈ 0.9°) de McCuskey (1938). Ils ont obtenu le rapport suivant entre la densité projetée de OH et l'extinction visuelle : $N(OH)/A_V = 0.9\ 10^{14}\ cm^{-2}mag^{-1}$ pour $A_V \leq 2.5$ mag. Etant données les différences en résolution spatiale, les cartes de l'émission de OH et de CO tracent la même structure. La masse gazeuse est estimée à $M = 1.2\ 10^4\ M_\odot$ (pour une distance de 300 pc). Le champ de vitesses est aussi en accord avec ce que l'on observe en émission CO (Sargent 1979) : Il présente une variation à grande échelle du Sud-Ouest ($V_{LSR} \approx 2$ km/s) au Nord-Est ($V_{LSR} \approx 10$ km/s).

4.- HI

Toute la région autour de l'association Per OB2 a été cartographiée (voir Fig. II-4) par Sancisi (1974) avec le radiotélescope de 25-m Dwingeloo (HPBW ≈ 0.6°). La structure cinématique est comparable à celle que l'on déduit des donnés moléculaires. De plus, en HI on observe aussi une composante plus faible à une vitesses ≈ -50 km/s.

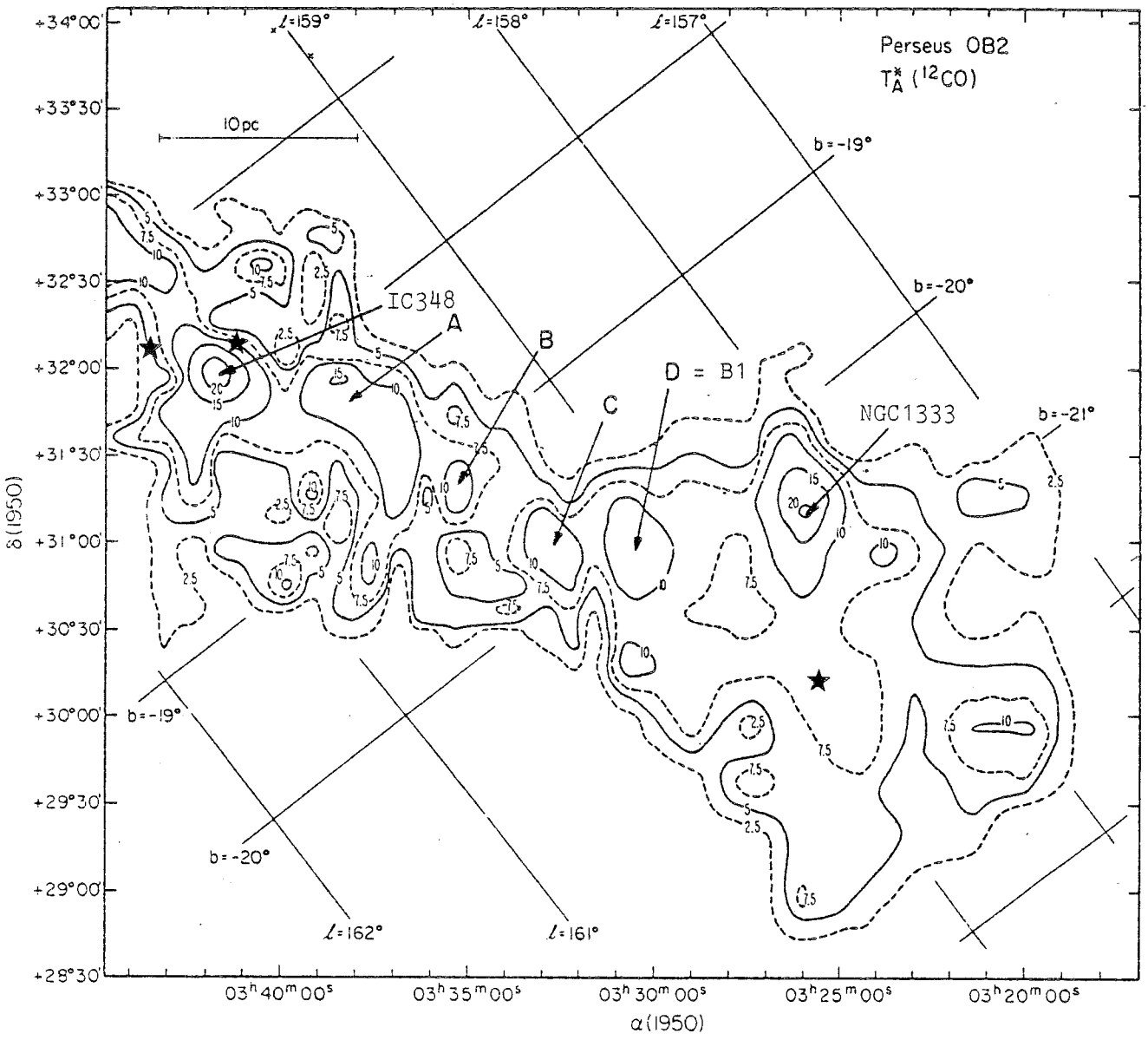


Figure II-2a : Cartographie CO (J=1-0) du complexe de Persée.
La résolution spatiale est de 2.5' (radiotélescope de "El Segundo"), mais la couverture n'est pas complète (Sargent 1979). Les valeurs des contours sont indiqués en K. Les contours à 20 K correspondent aux positions de IC348 (à l'est) et de NGC1333 (à l'ouest).

Figure II-2b : Cartographie CO (J=1-0) du complexe de Persée.
La résolution spatiale est de 2' (MWO, Texas), d'après Barrett et al., 1980.

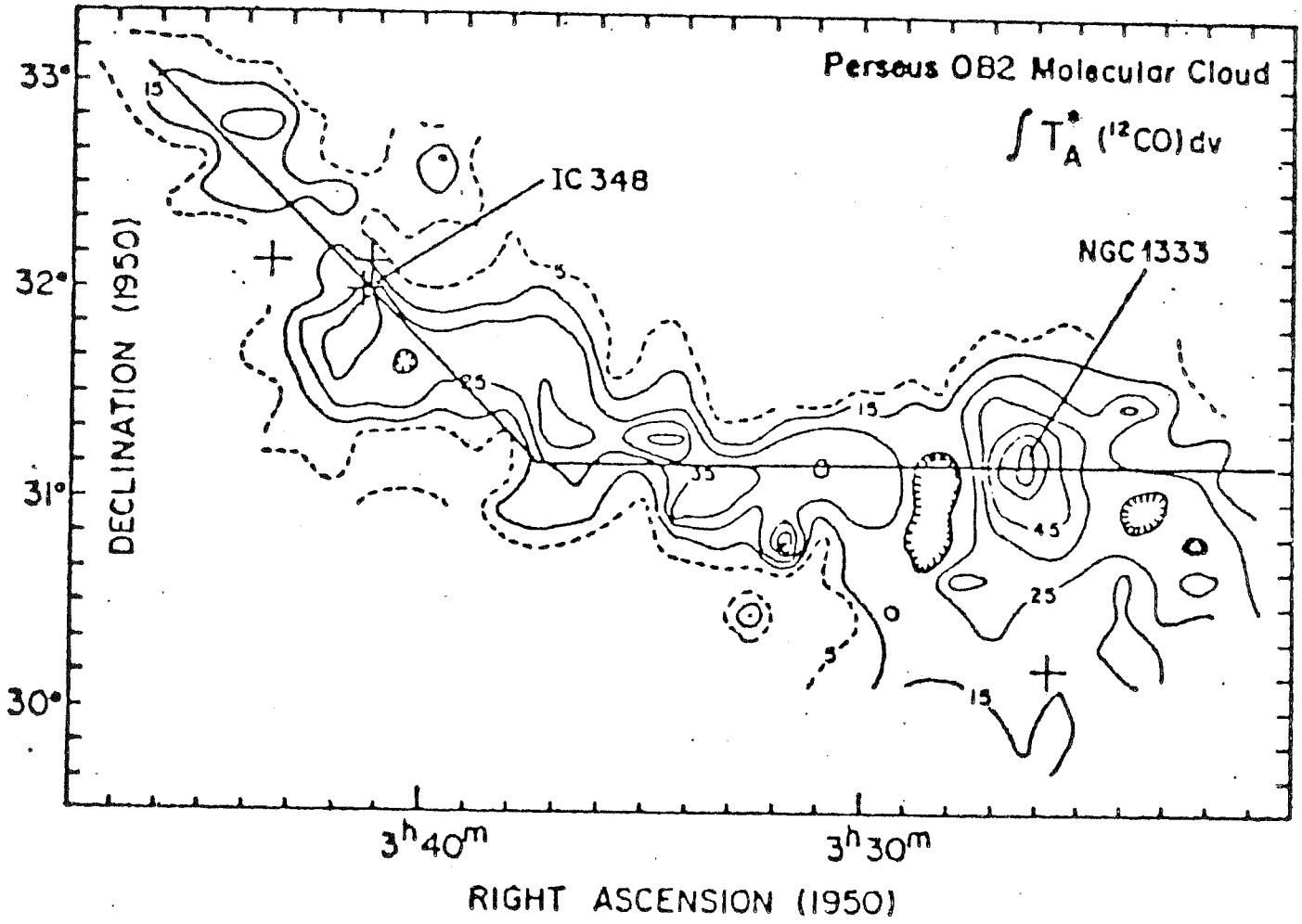
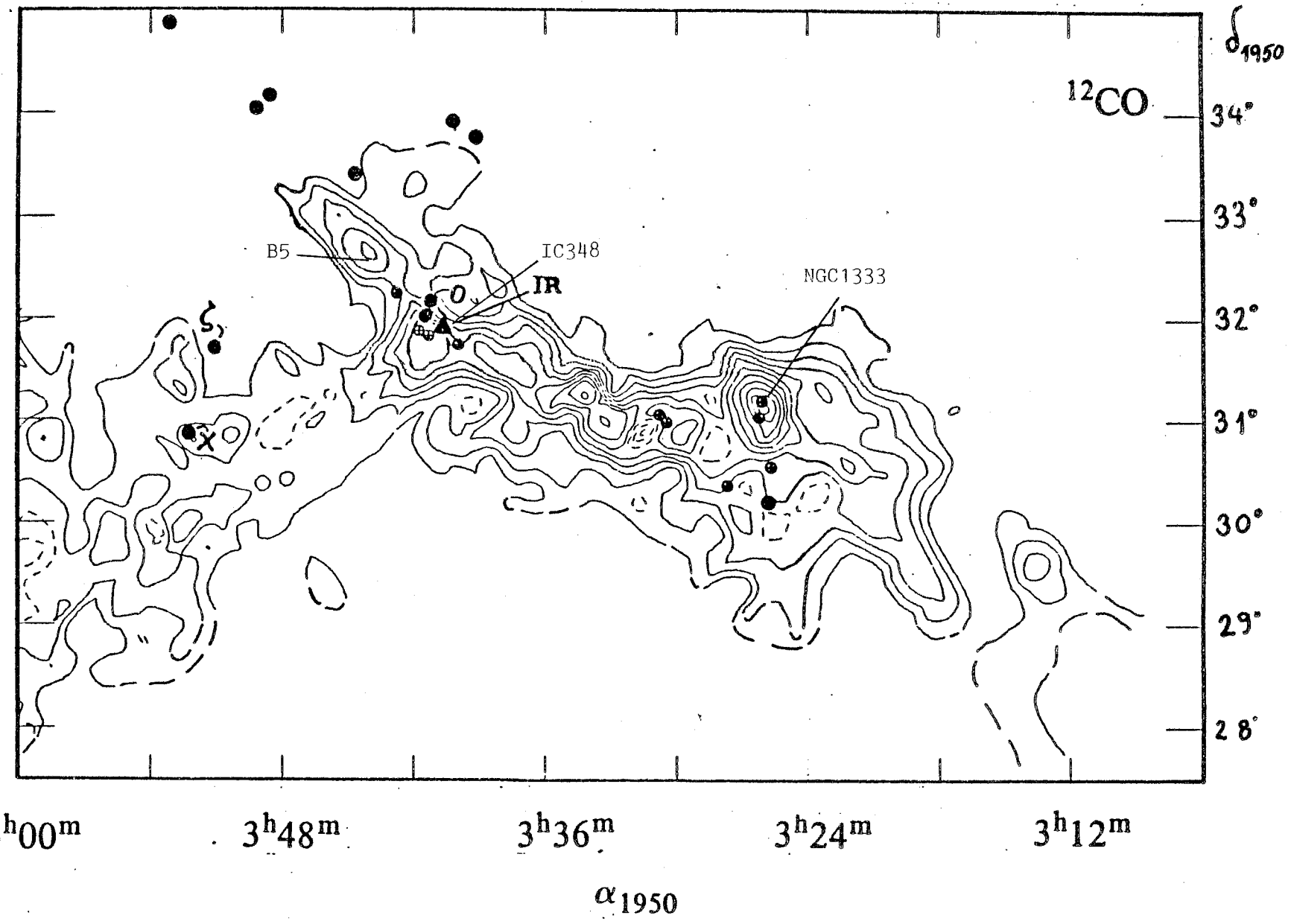


Figure II-2c : Cartographie CO (J=1-0) du complexe de Persée.
La résolution est de 8' (Columbia). Les contours d'intensité intégrée sont 2, 4, 6,... K.km/s.
(d'après Baran, 1982).



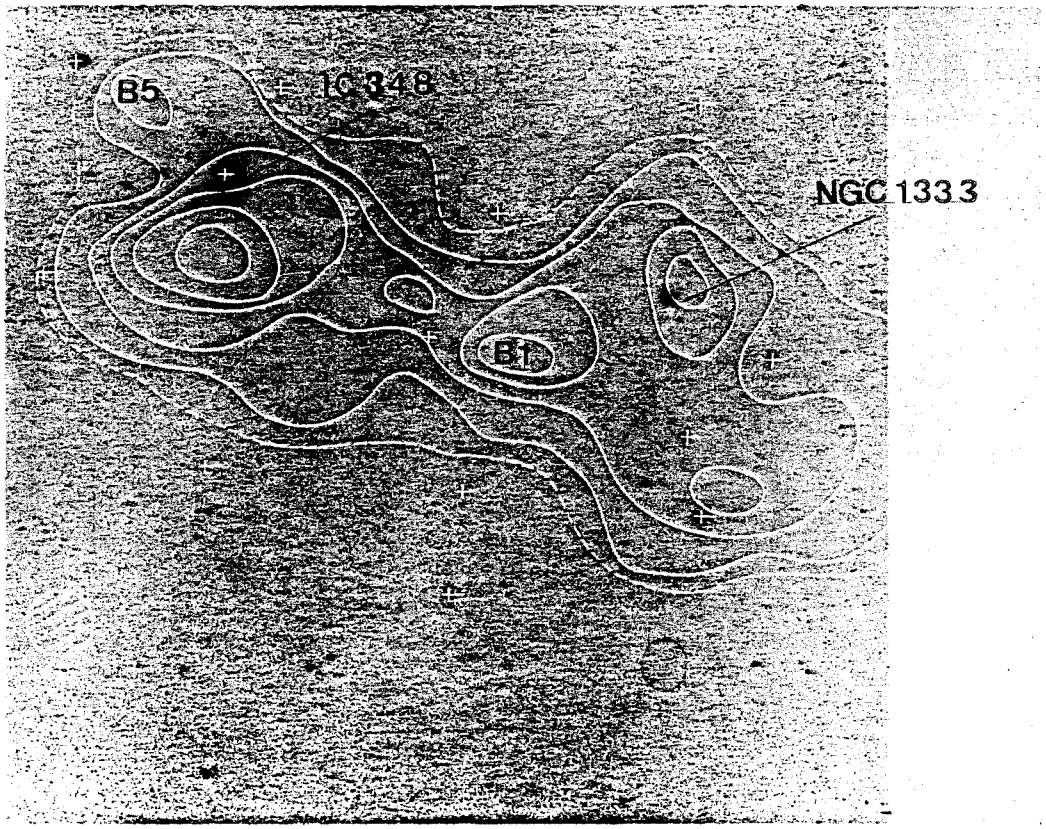


Figure II-3 : Cartographie de densité projetée de OH du complexe de Persée, d'après Sancisi et al. (1974). Les contours sont 0.5, 1.0, 1.5, 2.0 et 2.5 10^{14} cm^{-2}. La résolution spatiale est de 30'. La photographie est celle du Palomar Observatory Sky Survey.

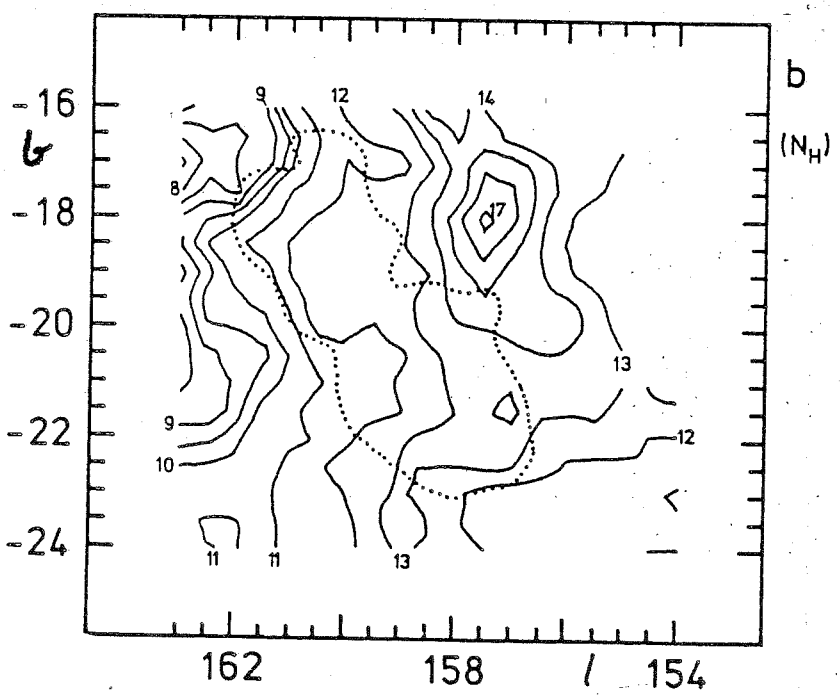


Figure II-4 : Contours de densité projetée de HI d'après Sancisi et al. (1974). L'intervalle des contours est 0.5 10^{20} cm^{-2} pour N(HI) < 10^{21} cm^{-2} et 10^{20} cm^{-2} pour N(HI) >10^{21} cm^{-2} . La ligne pointillée indique le contour du nuage moléculaire OH.

(La cinématique du nuage HI sera discutée dans le chapitre X).

5.- Structure Magnétique

La mesure du degré de polarisation de la lumière émise par les étoiles situées derrière un nuage moléculaire permet de connaître la direction du champ magnétique dans le nuage. Trois études ont été réalisées, dans ce sens, dans le complexe de Persée. Vrba, Strom et Strom (1976) ont réalisé des mesures de polarisation à 2.2 μm de plusieurs étoiles rougies autour de NGC1333. Ils en concluent que la distribution d'angles de polarisation, qui présente deux composantes, suggère la possibilité de deux nuages sur la ligne de visée. Ces deux nuages correspondraient à ceux que Loren (1976) observe en CO (voir plus bas). Turnshek, Turnshek et Craine (1980) ont étudié la polarisation d'étoiles sur une région plus étendue (4^o x 4^o) et leur conclusion est que la structure en deux nuages reste valable à grande échelle. Cependant, les étoiles de leur étude qui se trouvent situées entre NGC1333 et la condensation A de la carte de Sargent (cf. Fig. II-2a) ne présentent pas d'importantes variations de directions de polarisation (voir Fig II-5a). Leur deuxième nuage pourrait être soit le halo du nuage sombre, soit un nuage ténu à une distance différente. Enfin Markkanen (1981) a étudié la polarisation des étoiles de l'association Per OB2. Son résultat est visualisé dans la Fig. II-5b et il est difficile d'y trouver un comportement systématique. Nous retiendrons que, d'après la carte de Turnshek et al., dans la région du nuage CO comprise entre NGC1333 et la condensation A de la carte de Sargent (Fig. II-2a), le champ magnétique est parallèle au plan galactique.

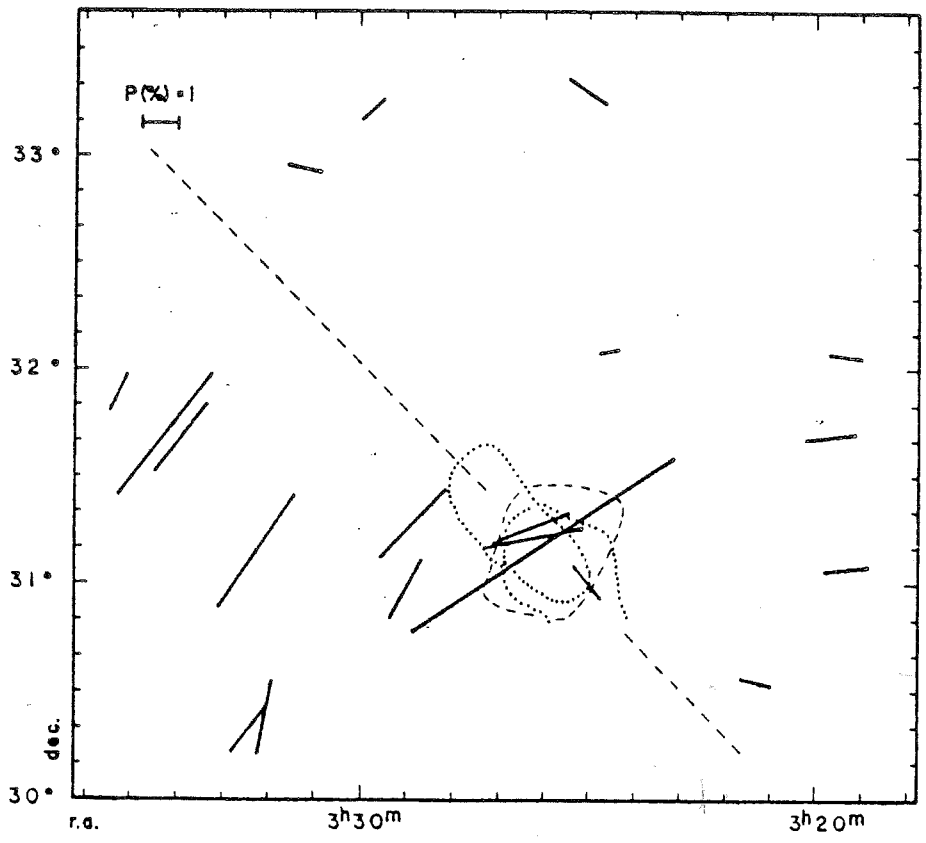


Figure II-5a : Mesures de polarisation du nuage de Persée.
Les contours en pointillés représentent les nuages CO discutés par Loren (1976). Les tirets délimitent la région où Vrba et al. (1976) ont effectué leurs mesures. Les lignes continues représentent les vecteurs polarisation déterminés par Turnshek et al (1980).

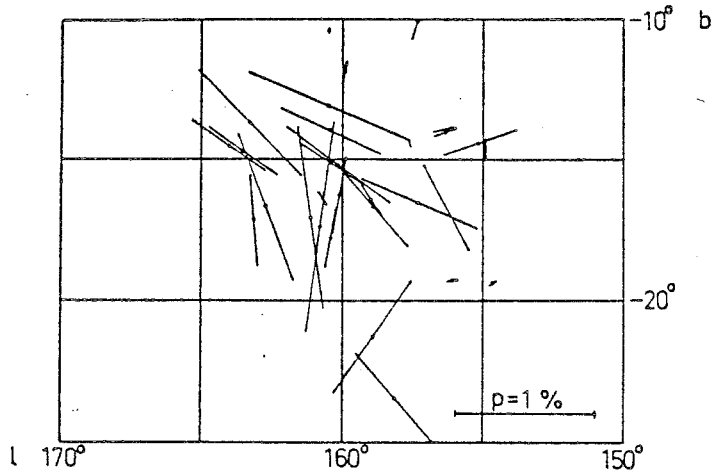


Figure II-5b : Carte de polarisation pour les étoiles de l'association Per OB2 d'après Markkanen (1981).

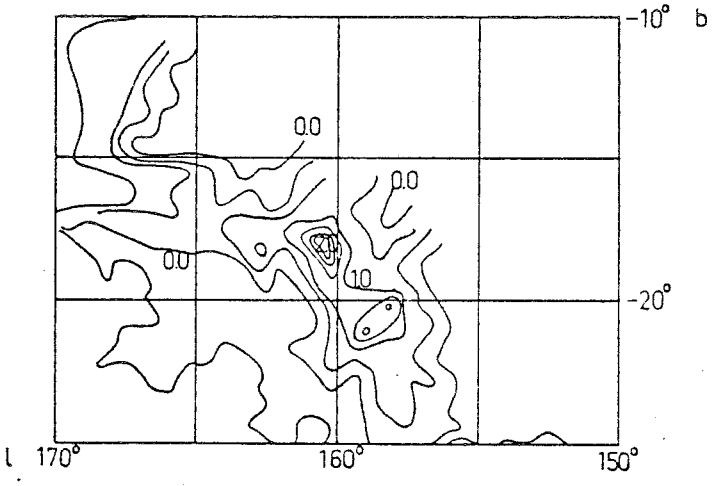


Figure II-5c : Carte d'extinction visuelle de la région couverte par les mesures de la carte II-5b (d'après McCuskey, 1938).

B) Population stellaire et proto-stellaire.

1.- L'association Per OB2.

L'association Per OB2 (= Per II = ζ Per) est centrée autour du point l ≈ 160°, d ≈ - 15° et elle s'étend sur une surface de ≈ 8° x 8°. Les caractéristiques des étoiles les plus brillantes de l'association sont présentées dans la Table II-1. Les mouvements propres des étoiles de l'association (cf. Fig. II-6a,b) suggèrent que celle-ci est en expansion. Un critère pour décider de l'appartenance d'une étoile à l'association est donc, en plus de son type spectral, son mouvement propre. .

L'âge cinématique correspondant est, pour Per OB2, 1.3×10^6 ans (Blaauw 1952 ; Delhaye et Blaauw, 1953 ; Lesh 1969). Les déterminations de la distance de l'association, par des méthodes spectro-photométriques, donnent des valeurs comprises dans l'intervalle 300-400 pc : Seyfert et al. (1960) déterminent une distance de 400 pc pour 134 étoiles, Borgman et Blaauw (1964) calculent 320 pc à partir de mesures à bande étroite (KLMNPQR) de 16 étoiles. Guetter (1977) estime la distance à 410 pc.

Il est intéressant de noter que l'étoile B1III o Per ne participe pas au mouvement d'expansion. L'étoile o Per se trouve 8' au Nord de l'amas ouvert IC348, mais comme nous le verrons dans le chapitre VIII, elle ne fait probablement pas partie de cet amas (à cause de son mouvement propre). Le voisinage de cette étoile est étudié dans le chapitre VII.

Une autre étoile intéressante de l'association est ξ Per qui est une géante O7.5 (classe de luminosité incertaine : I à III). Le mouvement propre de ξ Per est normal, mais sa vitesse radiale est très grande (+ 70.1 km/s). C'est à dire, que sa vitesse par rapport aux autres membres de l'association est ≈ 55 km/s. Elle parcourt donc 55 pc en 10^6 ans. L'âge spectroscopique de l'association a été estimé par Blaauw et van Albada (1963) à $4\ 10^6$ ans. Si bien que ξ Per se trouve à une distance du centre de l'association comprise entre 80 pc (correspondant à l'âge cinématique) et 220 pc (correspondant à l'âge spectroscopique). Shinohara et Ishida signalent qu'il y a

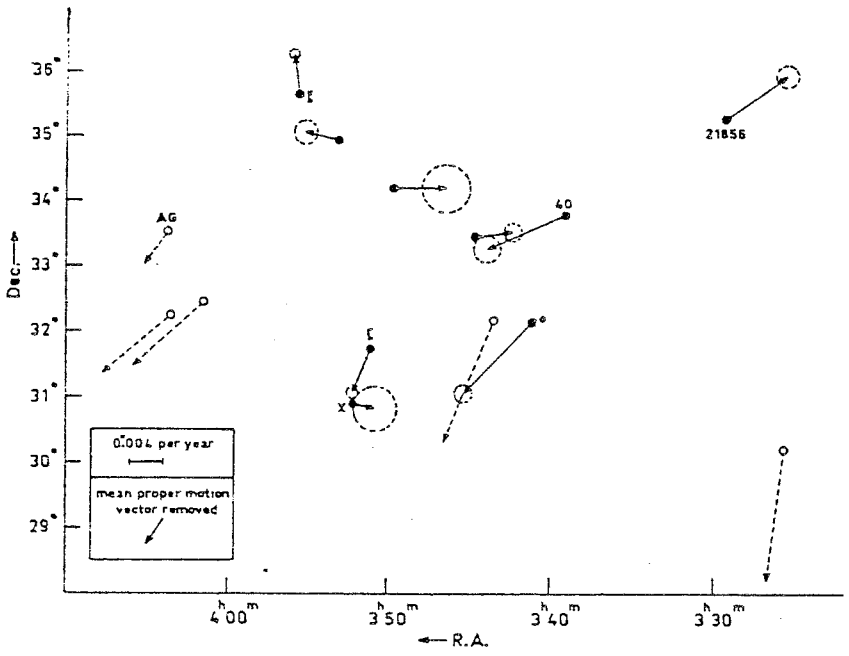


Figure II-6a : Mouvements propres des étoiles brillantes de l'association Per OB2. Les cercles représentent la moyenne des erreurs en ascension droite et déclinaison. (D'après Lesh, 1979).
Les étoiles les plus brillantes sont représentées par ● .

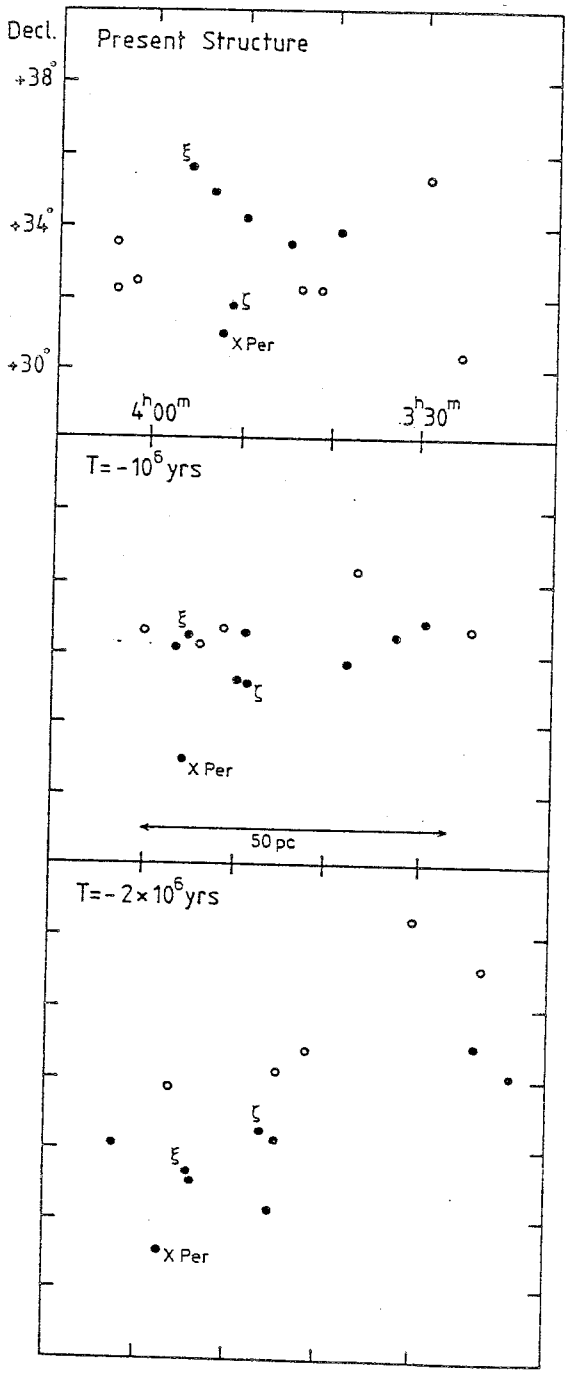


Figure II-6b : Positions des étoiles de l'association Per OB2.
- en haut, à l'heure actuelle
- au milieu, il y a 10^6 ans
- en bas, il y a 2. 10^6 ans

Ces deux dernières configurations sont déduites du mouvement propre des étoiles. (Blaauw, 1984).

Table II-1

Les étoiles les plus brillantes de la région de Persée

(D'après Guetter, 1977)

HD ou BD	Nom	Type Sp.	E(B-V) (mag)	V_o (mag)	$V_o - M_V$ (mag)
21483		B3III	0.55	5.26	8.4
21856		B1V	0.19	5.27	8.0
22951	40 Per	B1IV	0.25	4.16	7.7
23060		B2IV-V	0.34	6.38	8.9
23180	o Per	B1III	0.32	2.81	7.0
31°643		B5V	0.85	5.80	6.8
23478		B3IV	0.27	5.79	8.3
23625		B2.5V	0.28	5.64	7.2
24131		B0.5V	0.28	4.86	8.5
24190		B2Vn	0.28	6.51	8.7
24398	ζ Per	B1Ib	0.31	1.86	7.9
24534	X Per	O9.5e p	0.61	4.0	8.0
24640		B1.5V	0.22	4.78	7.5
24912	ξ Per	O8III	0.32	3.02	8.6
25539		B3V	0.24	6.07	7.8
25799		B3V	0.25	6.20	7.9
25833	AG Per	B5p(V)	0.19	6.1	7.1

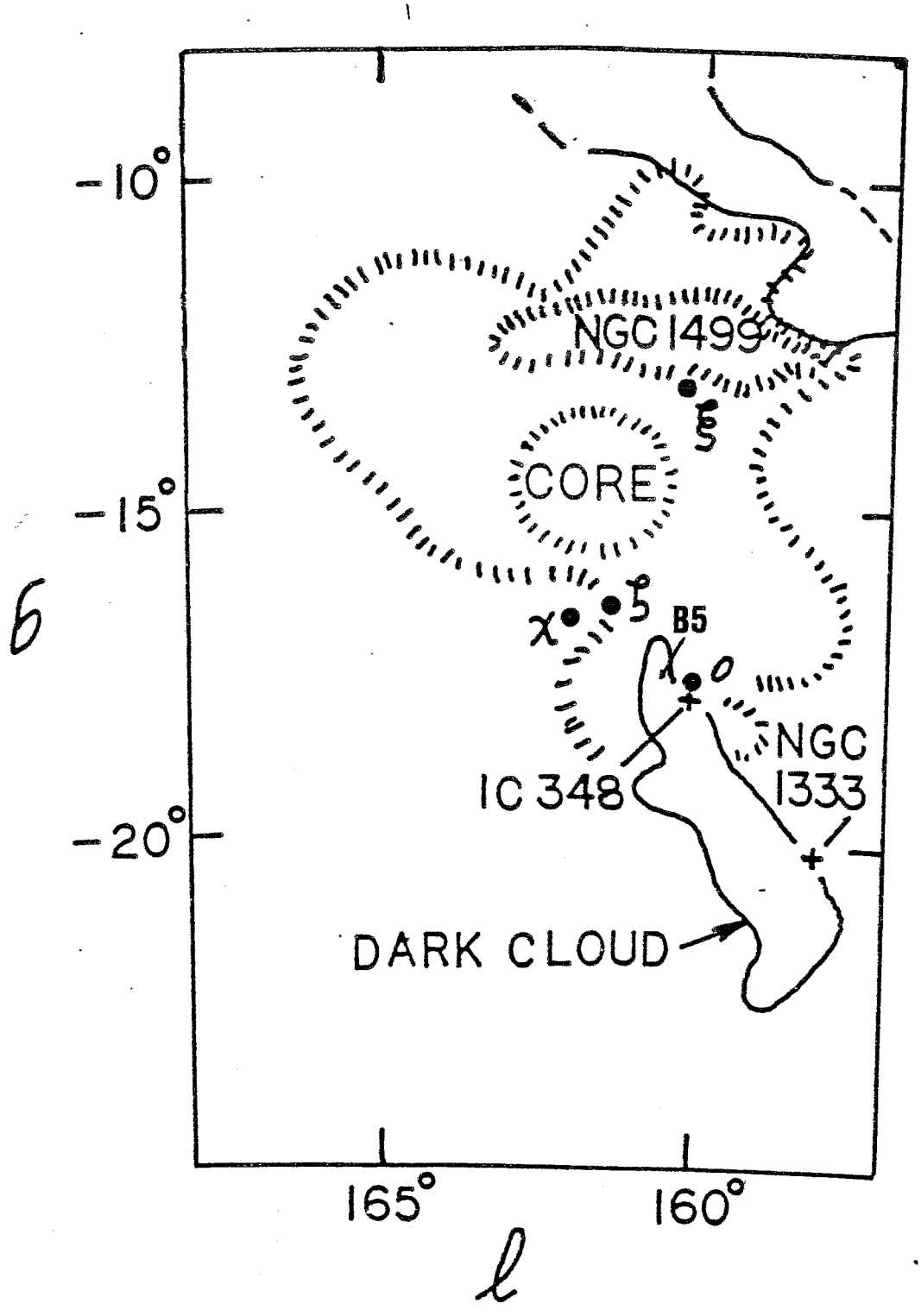


Figure II-7 : Schéma de la région HII (contour hachuré) autour de l'association Per OB2 selon Baran (1982), d'après une photographie Hα à bande étroite de Gull (1977).

un bon accord entre les raies interstellaires en absorption devant l'étoile et les composantes de HI. Ils en concluent que l'étoile doit se situer le plus loin possible (puisqu'il n'y a pas de nuages derrière) . Dans ce cas, la distance de ξ Per serait de 550 pc environ et il s'agirait d'une super-géante. Cette valeur est plus grande que les valeurs adoptées par Bohnenstengel et Wendker (1976) (350 pc) et Gómez-González et Lequeux (1975) (400 pc). La carte Hα de Shinohara et Ishida de la nébuleuse Californie permet d'estimer sa luminosité. En comparant cette luminosité avec celle de ξ Per, ils arrivent à la conclusion de que ξ Per est l'étoile excitatrice de la nébuleuse Californie. Bohnenstengel et Wendker, à partir des observations radio à 2695 MHz, concluent aussi que ξ Per est la seule étoile excitatrice possible de la nébuleuse Californie.

La nébuleuse Californie est située au bord Nord-Ouest d'une région HII qui entoure l'association Per OB2. Cette région HII faible a été photographiée en Hα par Sivan (1974) et Gull (1977). Le bord Sud de la région est situé autour de IC348 (voir Fig. II-7) et la partie en connexion avec le nuage moléculaire est bien visible en Infrarouge dans les cartes préliminaires d'IRAS. Le diamètre de la région HII, pour une distance de 350 pc, est 20 pc environ. Si bien que la nébuleuse Californie qui est sur la ligne de visée du bord Nord de la Région HII faible, mais plus loin, car ξ Per s'éloigne vite, pourrait ne pas être connectée physiquement avec elle.

Signalons enfin que s'il existe des associations OB qui peuvent être divisées en plusieurs sous groupes (par exemple Ori OBI, Cep OB2), il est intéressant de noter que ce n'est pas le cas de Per OB2, dont les étoiles semblent avoir été formées au même moment.

2.- Le contenu stellaire et protostellaire du nuage moléculaire.

Les Tables II-2, II-3 et II-4 contiennent respectivement la liste des nébuleuses par réflexion, des étoiles à émission Hα et des objets Herbig-Haro identifiés à ce jour dans le nuage moléculaire. Ces différents objets sont également représentés dans la Fig. IV-1. Enfin on trouvera dans la Table V-1 la position des masers H_2O associés à NGC1333.

Table II-2

Nebuleuses par réflexion dans la région de Persée*

Nom	α(1950.0)	δ(1950.0)		
B 53	$3^h22^m6.0^s$	30^o	36'	0.0"
B 52 /vdB 12/DG14	3 22 24.0	31	33	0.0
vdB 12 (BD+31 597)	3 22 30.2	31	35	12.9
vdB 13 (BD+30 540)	3 22 41.1	30	41	28.0
B 54 /vdB 13/DG15	3 22 48.0	30	45	0.0
vdB 16 (BD+29 565)	3 25 9.9	29	32	36.2
B 64 /vdB 16/DG16	3 25 12.0	29	37	0.0
B 55	3 25 36.0	31	7	0.0
B 61 /HH14	3 25 42.0	30	51	0.0
B 57 /HH12	3 25 54.0	31	10	0.0
B 59 /HH7-11	3 26 0.0	31	5	0.0
B 56 /vdB 17/DG18 NGC1333 (BD+30 549)	3 26 6.0	31	13	0.0
B 60 /HH5	3 26 12.0	31	3	0.0
B 62 /HH18	3 26 18.0	30	57	0.0
B 58 /HH4	3 26 18.0	31	10	0.0
B 63	3 27 42.0	30	22	0.0
B 65 /DG 21	3 39 48.0	31	50	0.0
SS 10/BD+31640	3 39 55.7	31	48	59.1
B 67 /vdB 19/DG23 IC348 (BD+31 643)	3 41 24.0	32	0	0.0
B 66 /DG 24	3 41 36.0	32	10	0.0
SS 12	3 48 46.3	32	59	27.6

(*) Bernes (1976), van den Berg (1966), Struve et Straka (1962).

Table II-3

Etoiles à émission Hα dans la région de Persée*

NOM	α(1950.0)	δ(1950.0)
LZK- 1	3 18 56.1	30 41 11.0
CK/Star 1	3 22 8.0	30 36 45.7
LZK- 2	3 22 26.8	30 46 12.0
LZK- 5	3 22 44.1	30 46 56.0
LZK- 3	3 22 44.7	30 57 51.0
LZK- 4	3 22 44.7	30 59 55.0
LZK- 6	3 23 23.1	31 1 41.0
LZK- 7	3 24 37.2	30 9 52.0
CK/Star 2	3 24 46.2	30 0 46.4
CK/Star 3	3 25 40.4	31 8 14.4
LkHα 351	3 25 40.5	31 6 20.0
CK/Star 4	3 25 41.4	31 8 25.4
CK/Star 5	3 25 46.6	30 51 56.5
CK/Star 6	3 25 49.9	30 21 38.5
LkHα 352	3 25 45.3	31 8 0.0
LZK-11	3 25 46.3	30 3 45.0
LkHα 325	3 25 47.2	30 34 46.0
LkHα 353	3 25 54.1	31 11 27.0
LkHα 270	3 26 11.8	31 12 28.0
LkHα 354	3 26 12.9	31 13 8.0
LkHα 271	3 26 16.2	31 5 19.0
LZK-16	3 26 38.4	30 55 41.0

LZK-15	3	26	48.5	31	10	35.0
LZK-17	3	26	56.7	31	3	16.0
LkHα 164	3	27	39.3	30	22	32.0
LkHα 326	3	27	52.6	30	23	40.6
LZK-19	3	28	5.6	30	39	28.0
LZK-20	3	28	13.2	30	39	26.0
LZK-21	3	29	28.6	30	50	47.0
LkHα 327	3	30	24.7	31	0	51.0
LkHα 328	3	30	55.7	31	4	35.0
LkHα 86	3	40	36.4	31	58	50.7
LkHα 87	3	40	50.0	32	8	1.1
LkHα 88	3	40	50.5	32	2	0.8
LkHα 89	3	40	50.6	32	4	54.4
LkHα 90	3	41	13.2	32	0	52.0
LkHα 91	3	41	13.8	32	2	35.5
LkHα 92	3	41	17.8	31	55	5.8
LkHα 93	3	41	21.3	32	1	15.5
LkHα 94	3	41	27.0	31	58	11.6
LkHα 95	3	41	29.5	31	58	19.4
LkHα 97	3	41	36.4	31	54	39.0
LkHα 98	3	41	47.7	31	59	52.8
LkHα 329	3	42	27.9	32	16	36.2
LkHα 330	3	42	39.5	32	14	52.5

(*) Cohen and Kuhi (1979), Herbig (1954), Herbig and Rao (1972), Liu et al. (1980), Strom et al. (1974)

Table II-4

Objets de Herbig-Haro dans le nuage de Persée*

NOM	α(1950.0)	δ(1950.0)
GGD-2	3 25 42.0	30 58 0.0
HH-14C	3 25 44.1	30 50 29.0
HH-14D	3 25 44.8	30 51 5.0
HH-14B	3 25 45.0	30 50 50.0
GGD-3	3 25 48.0	30 54 0.0
HH-12G	3 25 53.1	31 10 26.0
HH-12B	3 25 53.4	31 10 11.0
HH-12D	3 25 52.1	31 9 51.0
HH-12C	3 25 52.4	31 10 4.0
HH-15	3 25 53.5	30 57 43.0
HH-12E	3 25 53.6	31 9 49.0
HH-12F	3 25 53.7	31 9 29.0
HH-11	3 25 59.0	31 5 35.0
HH-10	3 25 59.8	31 5 28.0
HH-8	3 26 0.7	31 5 19.0
HH-9	3 26 0.9	31 5 35.0
HH-7C	3 26 2.3	31 5 8.0
HH-7B	3 26 2.5	31 5 10.0
HH-7center	3 26 2.5	31 5 13.0
HH-7D	3 26 2.7	31 5 11.0
HH-16	3 26 2.8	30 58 52.0
HH-6D	3 26 5.8	31 8 10.0

HH-6C	3	26	6.5	31	8	15.0
HH-6E	3	26	6.6	31	8	24.0
HH-6F	3	26	7.0	31	8	23.0
HH-6B	3	26	7.2	31	8	28.0
HH-17	3	26	14.7	31	8	17.0
HH-5	3	26	14.8	31	2	34.0
HH-4	3	26	18.3	31	9	41.0
HH-18B	3	26	20.8	30	57	0.0
HH-18A	3	26	21.0	30	57	21.0

(*) Gyulbudaghian et al. (1978), Herbig (1974).

C.- Y-A-T-IL UNE CONNEXION PERSEE-TAUREAU ?

Sur la carte d'émission intégrée de CO (J=1-0) du complexe Taureau-Cocher-Persée (Baran, 1982; voir l'introduction) l'émission s'étend d'une façon apparement continue entre le Taureau et Persée. Le filament dans lequel se trouve le nuage sombre L1495 (Duvert, 1984) continue jusqu'à Persée où il se confond avec la partie sud de IC348. Sur les cartes IRAS à 60 et à 100 μm (voir Fig. VII-8), cette structure est aussi bien visible. Il reste à déterminer si la connexion est réelle ou s'il s'agit simplement d'un effet de projection.

La distance des nuages du Taureau est 140 pc. Cependant, comme il a été signalé par Elias (1978), cette distance est une valeur moyenne et différents nuages pourraient se trouver à des distances différentes. La dimension typique du complexe (projetée sur le ciel) est 50 pc environ.

Les distances des étoiles de l'association Per OB2 sont ≧ 300 pc (Borgmann et Blaauw, 1964). Pour les étoiles de l'amas IC348 la distance est (300 ± 50) pc (voir chapitres III et VIII). Cependant il faut noter que la dispersion des mesures de distances spectro-photométriques est très importante. Les distances des étoiles peuvent varier de 30 % d'un auteur à un autre. Pour les étoiles de l'association, ou de l'amas IC348, la distribution des distances a une dispersion de ≈ 100 pc. Nous discutons dans le chapitre VIII les causes de ces dispersions, ce sont principalement l'incertitude sur la valeur de $R = A_V/E(B-V)$ et sur les échelles de magnitudes absolues pour les étoiles B-A de classe de luminosité III-V.

Les comptages d'étoiles permettent de calculer une limite supérieure de la distance à partir de la taille des zones complètement opaques où aucune étoile n'est observée. En utilisant cette méthode nous trouvons une distance de 200 pc (voir III). En étudiant le rougissement des étoiles de la région en fonction de leur distance, nous arrivons à la conclusion que toutes les étoiles à une distance ≈ 200 pc sont rougies. Ces valeurs sont en accord avec la détermination de Rydgren (1971) qui trouve une distance ≈ 150 pc pour le nuage de poussière.

Une hypothèse qui pourrait concilier tous ces éléments est celle de l'existence sur la ligne de visée du complexe de Persée de deux couches de nuages. La première couche pourrait se trouver à la distance du Taureau d ≈ 140 - 200 pc, elle pourrait être simplement l'enveloppe du complexe du Taureau avec $A_V \approx 1$ mag. La deuxième couche serait connectée à l'association Per OB2 et à l'amas IC348, elle se trouverait donc à d ≈ 300 pc et contiendrait les nuages denses. Cette situation serait en accord avec les deux couches que Ungerer et al. (1985) observent devant 3C111 (dans la partie Nord du complexe Taureau-Cocher-Persée).

Néanmoins, l'idée d'une possible connexion physique entre les deux complexes ne doit pas être oubliée. Nous pensons que les données actuellement disponibles ne permettent pas de conclure sur ce sujet. Mais, étant donné que les dimensions linéaires du complexe du Taureau sont ≈ 50 pc, une épaisseur de ≈ 100 - 150 pc ne paraît pas démesurée. Une étude soigneuse de la distibution des vitesses de l'émission moléculaire le long du filament de "connexion" entre L1495 et Persée pourrait être concluante à cet égard.

REFERENCES

Baran, G.P.:1982, Ph.D. dissertation, Columbia University.

Barrett, J.W., de Zafra, R.L., Sanders, D.B. and Solomon, P.M.:1980, IAU Symposium No.87, 185.

van den Bergh, S.:1966, Astron. J., 71, 990.

Bernes, C.:1976, Astron. Astrophys. Supp. Ser., 29, 65.

Blaauw, A.:1952, B.A.N., 11, 405.

Blaauw, A., and van Albada, T.S.:1963, Astrophys. J., 137, 791.

Blitz, L.:1978, thesis. Columbia Univ.

Bohnentengel, H.D., and Wendker, H.J.:1976, Astron. Astrophys., 52, 23.

Borgman, J., and Blaauw, A.:1964, B.A.N., 17, 358.

Delhaye, J., and Blaauw, A.:1953, B.A.N., 12, 72.

Cohen, M., and Kuhi, L.V.:1979, Astrophys. J. Supp. Ser., 41, 743.

Duvert, G.:1984, Thèse, Université de Grenoble.

Elias, J.H.:1978, Astrophys. J., 224, 857.

Foy, R.:1972, Astron. Astrophys., 16, 108.

Gómez-González, J., and Lequeux, J.:1975, Astron. Astrophys., 38, 29.

Guetter, H.H.:1977, Astron. J., 82, 598.

Gull, T.:1977, cité par Baran (1982).

Gyulbudaghian, A.L.,Glushkov, Y.I., and Denisyuk, E.K.:1978, Astrophys. J. Lett., 224, 137.

Herbig, G.H.:1954, P.A.S.P., 66, 19.

Herbig, G.H.:1974, Lick Obs. Bull., No.658.

Herbig, G.H., and Rao, N.K.:1972, Astrophys. J., 174, 401.

Lesh, J.R.:1969, Astron. J., 74, 891.

Liu, C.P., Zhang, C.S., and Kimura, H.:1980, Acta Astron. Sinica, 21, 354 ; 1981, Chin Astron. Astrophys., 5, 276.

Loren, R.B.:1976, Astrophys. J., 209, 466.

Lynds, B.T.:1969, P.A.S.P., 81, 496.

Markannen, T.:1984, Proc. of the third finnish-soviet astron. symp. Astronomical Society of Finland. Helsinki.

McCuskey, S.W.:1938, Astrophys. J., 88, 209.

Rydgren, A.E.:1971, P.A.S.P., 83, 656.
Sancisi, R.:1974, IAU Symp. 60, 115.
Sancisi, R., Goss, W.M., Anderson, C., Johansson, L.E.B., and Winnberg, A.:1974, Astron. Astrophys., 35, 445.
Sargent, A.I.:1979, Ap. J., 233, 163.
Seyfert, C.K., Hardie, R.H., and Grenchik, R.T.:1960, Astrophys. J., 132, 58.
Shinohara, H., and Ishida, K.:1976, P.A.S. Japan, 28, 437.
Sivan, J.P.:1974, Astron. Astrophys. Suppl., 16, 163.
Strom, S.E., Strom., K.M., and Carrasco, L.:1974, P.A.S.P., 86, 798.
Struve, O., and Straka, W.C.:1962, P.A.S.P., 86, 798.
Turnshek, D.A., Turnshek, D.E., and Craine, E.R.:1980, Astron. J., 132, 58.
Ungerer, V., Mauron, N., Brillet, J., and Rieu, N.Q.:1985, Astron. Astrophys., 146, 123.
Vrba, F.J., Strom, S.E., and Strom, K.M.:1976, Astron. J., 81, 958.

III

COMPTAGES D'ETOILES

Dans ce chapitre nous présentons, sous la forme de deux publications, les résultats des comptages d'étoiles réalisés dans le complexe du Taureau- Persée. Dans le premier article nous exposons la méthode et nous établissons un catalogue de l'extinction visuelle du complexe. Dans le deuxième article nous présentons des cartes d'extinction visuelle et nous étudions la distribution de masse dans les nuages pour déterminer une loi de densité. (La distance au complexe de Persée est aussi discutée dans cet article).

A.- UN CATALOGUE D'EXTINCTION VISUELLE DU COMPLEXE TAUREAU-PERSEE (RESUME)

Nous avons déterminé l'extinction visuelle dans les nuages sombres du complexe Taureau-Cocher-Persée en utilisant des comptages d'étoiles sur les plaques rouges du Palomar Observatory Sky Survey avec une résolution angulaire de 2.5 minutes d'arc. Les valeurs de A_V ont été corrigées de l'extinction visuelle des champs de référence ($A_V \approx 1$ mag) ainsi que de la perte de sensibilité aux bords des plaques ($A_V \approx 0.6$ mag). Nous avons montré que le rapport A_B/A_R est normal dans le Taureau avec $A_B/A_R \approx 1.6$.

La résolution angulaire utilisée nous a permis de délimiter parfaitement l'étendue des petits fragments où la densité volumique et/ou la densité projetée du gaz sont suffisamment importantes pour exciter les transitions rotationnelles des molécules à fort moment dipolaire.

Le catalogue contient les valeurs de A_V dans chaque nuage ainsi qu'une liste des fragments trouvés avec leurs masses, surfaces, rayons et coordonnées. La relation généalogique entre les fragments est aussi donnée, faisant du catalogue une source d'information sur les conditions de fragmentation dans les nuages sombres. Il peut aussi être utilisé pour la recherche de nouvelles sources moléculaires.

B.- LE COMPLEXE DE NUAGES SOMBRES TAUREAU-COCHER-PERSEE : LA STRUCTURE EN DENSITE. (RESUME).

Les comptages d'étoiles décrits dans l'article A fournissent une vue à haute résolution du milieu interstellaire local (à moins de 200 pc du Soleil) dans la région $160^{o} < l^{II} < 180^{o}$ et $-10^{o} > b^{II} > -20^{o}$, et des indications sur la distance des divers nuages. Les masses mises en jeu sont 7.10^{3} $M_{\odot}$ pour le complexe de Persée (à la distance adoptée de 200 pc) et 6.5- 9.5 10^{3} $M_{\odot}$ pour celui du Taureau, où plus de la moitié de la masse se situe dans les régions d'extinction visuelle inférieure à 1 mag. Les comptages d'étoiles permettent aussi d'étudier la structure en densité, en masse et en densité projetée des nuages, pour lesquels nous établissons la relation entre densité et diatance au centre $n(r) \approx r^{-1.3}$. Cette loi de densité s'applique aussi à d'autres nuages en dehors de la région du ciel considérée, suggèrant une certaine universalité des processus de formation et d'évolution des nuages sombres. La loi de Larson reliant dispersion en vitesse et rayon des nuages se présente alors comme une conséquence de la distribution de densité du gaz dans des nuages sombres virialisés.

ASTRONOMY & ASTROPHYSICS
SUPPLEMENT SERIES

NOVEMBER 1984, PAGE 327

Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **58**, 327-350 (1984)

A catalogue of visual extinction in Taurus and Perseus

J. Cernicharo (1) and R. Bachiller (2)

Groupe d'Astrophysique, CERMO, Université Scientifique et Médicale de Grenoble (*), B. P. 68, 38402 St Martin d'Hères Cedex, France

Received March 23, accepted May 23, 1984

Summary. — A catalogue containing high angular resolution data on visual extinction in Taurus and Perseus has been compiled from star counts on the prints of the Palomar Observatory Sky Survey (POSS). This catalogue may serve as a finding list for infrared and radio molecular searches of protostellar objects and high density regions. It could be used as a statistical source of data for fragmentation and physical properties studies of dark clouds. The star counts procedure is discussed.

Key words : interstellar absorption and extinction — dark clouds — star formation.

1. Introduction.

The catalogue contains data for most of the dark clouds between $3^h30^m \leq \alpha \leq 5^h$ and $20° \leq \delta \leq 35°$ (see Table I). The data are presented in two forms. In the first we give tables of visual extinction for every counted cloud. In the second we give a catalogue of dark fragments for Taurus and Perseus. This catalogue contains information about the genealogical pattern of the cloudlets or fragments within the clouds, and could be used to study the degree of fragmentation in dark clouds and as a list of high visual extinction regions (see Cernicharo *et al.*, 1984, Paper I).

2. Star counts.

The general method to obtain the visual extinction from star counts in dark clouds involves the counting of stars with division into apparent magnitude intervals. A transparent rectilinear grid of squares is placed upon the plate (or the print) to be analyzed, and stars with apparent magnitude within a given interval are counted. This procedure also allows to estimate the distance of the cloud if the luminosity and stellar density functions are known. A detailed description of the whole procedure is given by Bok and Cordwell (1973).

Our counts were made on the red and blue negative prints of the Palomar Observatory Sky Survey (POSS). The statistical error expected with a count of N stars in a given region on the sky is $\sqrt{N}$ (Bok, 1937). In order to avoid poor statistics, a large number of stars must be counted. For this reason the general method of star counts might be only applicable for large regions of the clouds or when the number of stars per square degree and per interval of magnitude is sufficiently high. Another method consists in counting the stars to the limiting magnitude of the plate or print in each part of the cloud for which the value of A_V is to be obtained (Bok, 1956 ; Dickman, 1978). Even in this case the total number of stars per square degree in the red POSS print, and for the best reference fields of Taurus and Perseus is $\sim 1.5 \times 10^4$ and $\sim 10^4$ respectively. These low values for the total number of stars and the necessity to obtain comparable spatial resolution between visual extinction and radio-molecular observations favours the second method. The counts were made on the red negative prints of the Palomar Observatory Sky Survey (POSS). Reference fields and a few clouds were counted also in the blue prints to compare visual extinctions derived from two colors counts (see Sect. 2.1). The resolution of the star counts, i.e. the size of the squares in the rectilinear grid, was 2.24 arcminutes. Some clouds were counted with a resolution of 2.5 arcminutes to have a direct comparison of the counts with Bordeaux radio observations. A microscope with a magnification of 10 or 30 was used to reach the fainter stars on the print.

Visual extinctions are generally referred to a dust free comparison field. This field must be close enough to the cloud to avoid any significant variation of the expected number of stars. These variations could be due to the change in the galactic position of the two fields or to their different distances to the centre of the plate (variation of the limiting magnitude across the plate (see Sect. 2.2). The choice of a good comparison field is then necessary to eliminate zero-points errors (see Sect. 2.3).

From counts at wavelength, λ, the extinction in a square of the rectilinear grid is given by :

$$A_\lambda = \log (N_\lambda^*/N_\lambda)/b_\lambda \qquad (1)$$

(1) Observatoire de Meudon, 92190 Meudon, France.
(2) On leave from Centro Astronómico de Yebes, Guadalajara, Spain.
(*) E.R.A. CNRS, n° 961.
Send offprint requests to : J. Cernicharo.

where N_λ is the number of stars in the considered position of the cloud and N_λ* is the number of stars for a similar area in the reference field. In the relation (1) we have assumed, following Dickman (1978), that the logarithm of the number of stars brighter than m_λ, N_λ, is a linear function of the magnitude m_λ ; the slope of this relation is defined as $b_\lambda = \mathrm{d} \log (N_\lambda)/\mathrm{d}m_\lambda$. The value of b_B (blue color) can be obtained from the Van Rhijn's tables (1929) of stellar surface density. These tables give the logarithm of the number of stars brighter than m_B in the « photographic » color (close to the blue color) as a function of the old galactic coordinates and of m_B with $m_B < 18$ magnitudes. In order to reduce counts made on blue plates or prints, and since the limiting magnitudes of the POSS are 21.1 and 20.0 for blue and red plates respectively (Minkowski and Abell, 1963), it is necessary to make a linear extrapolation from $m_B = 18$ mag to $m_B = 21$ mag. From the Van Rhijn's tables we obtain $b_B = 0.4$ for Taurus and $b_B = 0.34$ for Perseus. Red counts reduction is a more complicated problem due to the lack of stellar surface densities at such wavelength. Encrenaz *et al.* (1975) have used $b_B = b_R = 0.4$ in ρ-Oph to obtain the visual extinction from red counts. Dickman (1978), using counts in the blue and red colors, has shown that the approximation $b_R \sim b_B$ leads to at most 15-20 % errors in the derived values of red and infrared extinctions. We have adopted also the same approximation, i.e. $b_R \approx b_B$ in order to reduce our star counts in Taurus and Perseus (see Sect. 2.1).

Another method to obtain visual extinction from blue counts, without counting over a reference field, also involves the use of the Van Rhijn's tables. It consists in determining the photographic magnitude m_B, for which the logarithm of the number of stars brighter than m_B, from the tables, agrees with the observed value in each square of the rectilinear grid. If the limiting magnitude of the plate is m_B*, then the photographic or blue extinction in each square may be given by $A_B = m_B^* - m_B$. The main problem with this method is the determination of m_B* because in general, star counts are not necessarily complete to the extreme limit of the plate (Bok, 1956), and because this extreme limit is not uniform over the plate (see Sect. 2.1) Bok and Cordwell have argued that this procedure may be also applicable to red counts using the ratio of numbers of red to blue counts in the reference fields as a scaling factor to go from red to blue counts. In fact, due to the difference of extinction in the two colors, this scaling factor is only correct when the visual extinction is zero. The expected number of stars in the blue color for the same square where red counts are made is given by $N_B = N_R . N_B^* . N_R^{*-1} \times 10^{[-A_R . b . (f_{BR}-1)]}$, where f_{BR} is the transformation factor between blue and red extinction (Sect. 2.1). It seems clear that the number of stars in the blue color cannot be inferred from red counts when the visual (or red) extinction is unknown.

The treatment of the opaque areas in dark clouds has been discussed by Dickman (1978) and Rossano (1980). Dickman has argued that the only bias-free approach to give a lower limit to the visual extinction in the direction of the regions without stars is to assign one star to the total simply connected area of the cloud over which no stars are seen ; this procedure assumes that the areas free of stars pertain to a single cloudlet and that the resolution of star counts has been chosen to have good statistics outside of these regions. Rossano (1980) has analyzed, from a theoretical point of view, the errors in the star counts procedure, particularly the problem associated with the sampling of the counts. He concludes that an opaque cloud must fill 1/4 of a sampling element if it is to be detected and that half beam sampling is preferred to full beam sampling. We have chosen a full beam sampling with the necessary square size to resolve roughly the cloudlets. Let us consider a square degree of the sky with N uniformly distributed stars ; if we require that at least one star must be present by mesh element then the size of the squares are given by $60/\sqrt{N}$ arcmin. However if the stars are uniformly distributed over the surface, then it is straightforward to show that the mean nearest neighbor distance between stars will be $60/\sqrt{3N}$ arcmin. In order to resolve the cloudlets, the size of our squares in the transparent grid was equal to the mean nearest neighbor distance between stars when the visual extinction is ~ 4-5 magnitudes. This extinction corresponds to the typical value of A_V at the edge of the cloudlets. For Taurus and Perseus this distance is ~ 2'.5. Counts with an angular resolution higher than 2'.5 will add the area between the stars to the surface of the cloudlets and will give a wrong picture of the cloud.

2.1 THE REDUCTION TO VISUAL EXTINCTION. — The optical extinction derived from star counts in the blue or red prints of the POSS must be reduced to visual extinction, A_V, in order to determine column densities of molecular hydrogen. This reduction is straightforward if the interstellar extinction law is known in the direction where the star counts are made. Following Dickman (1978) the visual extinction is related to the extinction at the wavelength λ by $A_V = A_\lambda (R/(R + f(\lambda^{-1})))$, where $f(\lambda^{-1}) = E(\lambda\text{-}V)/E(B\text{-}V)$, with E denoting the usual color excess. The ratio of total to selective absorption, R, is given by $R = A_V/E(B\text{-}V)$. Using the normal interstellar reddening curve and $R = 3.2$, we obtain $A_V = 0.76 . A_B$, $A_V = 1.21 . A_R$ and $A_B = 1.59 . A_R$.

In order to test if the above relations are correct for the Taurus clouds we counted the stars in the blue and in the red colors over a 0.8 square degrees region close to HCL2. The position of the grid on plates or prints is extremely critical to compare the optical extinction derived from counts in the two colors. We took special care in this comparison by making the counts in two steps. In the first, we used a microscope (with a magnification of 30), and a transparent rectilinear grid of 2.5 arcminutes (~ 2.2 mm on the prints) to record the position, x and y, of each star on an auxiliary paper grid of 2.5 cm × 2.5 cm squares. Only a square of the transparent grid was seen in the field of view of the microscope. Each square of the paper grid was a large scale drawing of the same square over the print. The errors in the position of individual stars were < 0.2 arcminutes. In the second step we counted the stars on the second grid in the two colors using five arcminutes cells. We derived blue and red extinctions from (1) with $b_R = b_B = 0.4$. Figure 1 shows the red extinction in each cell against the blue extinction in the same cells. The solid line is the best fit to the data for $A_B \leq 3.7$ (for $A_B > 3.7$ the noise in the data increases due to the low number of stars). This line represents the relation $A_B = (1.6 \pm 0.11) . A_R$, in good agreement with the relation given above and supports that the mean interstellar extinction law in

Taurus is normal for optical wavelengths, with $A_B/A_R = 1.6 \pm 0.1 \approx \lambda_R/\lambda_B \sim 1.56$ (for infrared wavelengths see Elias, 1978). The ratio A_B/A_R we find disagrees with the value of the same ratio $A_B/A_R = (\lambda_R/\lambda_B)^{1.3}$, found by Frerking *et al.* (1982) using a reduced number of automatic star counts in Taurus. For the Perseus dark clouds, the study of the stars of the Per OB2 association by Guetter (1977) shows that the interstellar extinction law at optical wavelengths is normal, with a value of R of 3.2 ± 0.2 derived from the variable extinction method and the color difference method.

2.2 THE LOSS IN SENSIVITY OF THE POSS PRINTS. — The POSS, with the faint limiting magnitudes (Minkowski and Abell, 1963 ; Lund and Dixon, 1973), are ideal to study the optical properties of dark clouds. The non-vignetted area of the plates, of a total square field of 6.6 degrees, is 5.4 degrees large in diameter and the computed loss in sensivity due to vignetting is < 0.2 magnitude (Minkowski and Abell, 1963). For blue and red prints a visual inspection shows a strong decrease in the number of stars at its extreme corners. Several interesting dark clouds, HCL2, B5, L134, L134N, etc., are placed at the corners of the prints and star counts on them can be contaminated by systematic effects. We have made star counts in the blue and red colors on two prints (which were expected to be free of nebulae) to evaluate quantitatively the loss of sensitivity with the distance to their centers. The cell dimensions were $9' \times 9'$. The cells were placed in the directions East, Northeast and Southeast of the prints. On red prints, the number of stars by cell was $\approx$ 300-400 around the center and $\approx$ 150-200 at the corners. A total of 70 cells were counted. The loss in sensivity of the blue and red prints is shown in figure 2 as a function of the distance to the center of the prints. The values of the loss, A_{BR}, were obtained from equation (1) using the center of the prints as reference fields. The value of b_B was derived from Van Rhijn's tables (1929) for the two prints and $b_R \approx b_B$ was assumed. The change in the number of stars with the galactic position (derived from Van Rhijn's tables) was taken in account to eliminate the systematic variations in the number of stars from cell to cell. No difference was found between the loss in sensivity in the blue and red colors down to the noise limit. For a distance of 17 cm the loss in sensivity is $\approx$ 0.2-0.3 magnitude for blue and red prints, in excellent agreement with the value given by Minkowski and Abell. For distances > 17 cm the loss in sensivity may be as large as 0.6 magnitudes ; consequently a correction for the visual extinction determined by star counts is then necessary. The loss in sensivity may be well represented by the function

$$A_{B,R} = d^2 \times 10^{-3} \text{ mag} \qquad (2)$$

where d is the distance to the center of the print in centimeters.

2.3 THE EXTINCTION IN THE REFERENCE FIELD. — Since visual extinction derived from star counts is relative to a reference field, the true visual extinction, A_V^*, is given by $A_V^* = A_V + A_V^\circ$ where A_V° is the extinction in the reference field and A_V is the extinction in the cloud. The value of A_V° is necessary to compare correctly molecular emission with visual extinction. From the early work in Taurus and Perseus by Mc Cuskey (1938, 1939, 1941) and from the study of the dark matter distribution in Perseus by Heeschen (1951) and Lynds (1969), it seems clear that it is impossible to find any reference field (close to the clouds) free of extinction. From the figure 3 of Mc Cuskey's paper (1938) and from the figure 1 of Heeschen's paper it is obvious that most of the reference field in Taurus and Perseus will be contamined by more than 0.5 magnitudes of visual extinction. The regions given by Mc Cuskey as unobscured are, in general, too far from the dark clouds to be used as reference fields.

The obscuration by dust of most of the whole region of the Taurus and Perseus complexes may also be seen from Van Rhijn's tables. From these tables we made Wolf diagrams for the total complex using as reference field the Van Rhijn's counts for the same galactic longitude but for positive latitude. In figure 3 we show these Wolf diagrams for $130° \leq l^I \leq 150°$ and $10° \leq | b^I | \leq 20°$. It is evident from this figure that dust is present over all the region and that the amount of photographic extinction is at least $\approx$ 1.0 magnitude. Van Rhijn's counts were made in « areas free of extinction » ; for areas close to the opaque clouds the extinction should be > 1.0 magnitude. This problem was analyzed from star counts by Bok (1956) using two fields at $l^I = 135°$, 137° and $b^I = -13°$, $-16°$ and as reference fields the region of the sky at the same l^I and $b^I = +13°$, $+16°$. He derived a photographic extinction in the reference fields of 1.7 and 2.0 magnitudes. From star counts is not possible to determine if the extinction in the reference field is associated to the complex or to matter behind it. We have used the published stellar spectrophotometric data close to our reference field in the central part of Taurus to determine the amount of visual extinction and the distance of the obscuring matter. In table II we give the stars with optical data from the catalogues of Jaschek *et al.* (1964), Blanco *et al.* (1968), Kennedy and Buscombe (1974) and Buscombe (1977, 1980, 1981). Absolute magnitudes and intrinsic color excess were taken from Johnson (1966) and from Allen (1973). From this table we obtain an average visual extinction in the reference field of 1.1 ± 0.5 magnitudes and an upper limit to the distance of the dust of 200 pc. This value for the extinction in our reference field agrees with the ones derived by Bok for his two fields. The value of distance for the obscuring dust enables us to associate it to the clouds of the complex.

Finally, the adopted values for A_V° were 0.5 magnitudes of visual extinction for Perseus and most of the Taurus's clouds and 1.0 magnitude of visual extinction in the central part of the Taurus complex (HCL2, L1529, L1536, L1506).

3. Tables of visual extinction.

In tables III to XVI we give the values of the visual extinction in the counted clouds of the Taurus and Perseus complexes. Additional counts for two clouds out of Taurus-Perseus, L134N and L134, are given in tables XVII, XVIII and XIX. The results are presented in a double entry table form. The visual extinction is corrected for the extinction in the comparison fields. Every element I, J of the matrixes corresponds to a square of the rectilinear grid used for the counts and gives the value of the visual extinction in units of 0.1 magnitude. Visual extinctions larger than 6.5 magnitudes for Taurus and larger than 6 magnitudes for Perseus should be regarded

as lower limits to the true visual extinction. The offsets for the point I, J in right ascension and declination from the center position (I_0, J_0) are given in units of arcminutes by the expressions

$$\Delta\alpha = -(I - I_0).RS$$
$$\Delta\delta = -(J - J_0).RS$$

where RS is the resolution used in the counts (2.24 or 2.5 arcminutes). The coordinates α and δ of the center of the counts and the wavelength and the angular resolution used are given in table I for each cloud. In tables III to XIX the center position is indicated by a square or a cross. The counts for Perseus fill the total region of this complex and were made around six separated center positions (B 5, IC 348, B 3, B 1, NGC 1333 and L 1448). For Taurus we used one center per cloud and the counts were restricted to 1°-2° around it. In the notes of table I we give the position of dark clouds, T-Tauri stars, Herbig-Haro objects, and reflection nebulae within the counted regions.

4. The catalogue.

The catalogue (Table XX) contains data about the centers of gravity, masses, radii, areas, and genealogical patterns of the clouds. The adopted classification is in increasing right ascension. For each cloud, the surface $A_V = A_V(\alpha, \delta)$ was cut at different levels of constant visual extinction (every 0.5 magnitudes). In each constant A_V plane, an automatic routine has counted the number of well differentiated objects and compared the external contour of the new fragments with the last contour of the previously defined ones. The catalogue lists the properties of each cloud at two levels of A_V : the first (lowest) A_V at which it becomes an individual entity, and the last before it splits and gives birth to fragments (or the higher A_V contour if the object remains unfragmented). For each object the catalogue gives the number of its father fragment.

DESCRIPTION OF THE CATALOGUE (Table XX).

Col. (1) : Number of the fragment.
Col. (2) : Values of the first and last contours of visual extinction of the fragment (see text).
Col. (3) and Col. (4) : α (1950) and δ (1950) corresponding to the center of gravity of the region within the minimal and maximal A_V contours.
Col. (5) and Col. (6) : l^{II} and b^{II} of the same points.
Col. (7) : Number of the father fragment (see text).
Col. (8) : Mass within the minimal and maximal A_V contours (in solar masses). The total mass of the fragment corresponds to the mass within the lowest A_V contour.
Col. (9) : Surface, in square degrees, of the regions within the minimal and maximal A_V contours.
Col. (10) : Radius, in parsecs, of the same regions (calculated from $R = \sqrt{S/\pi}$). The adopted distances for Taurus and Perseus are 140 pc and 200 pc respectively (see Paper I).

References

ALLEN, C. W. : 1973, *Astrophysical Quantities* (Athlone, London).
BERGH, S. Van den : 1966, *Astron. J.* **71**, 990.
BERNES, C. : 1976, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **29**, 65.
BLANCO, V. M., DOUGLAS, G. G. and FITZGERALD, M. P. : 1968, *Publ. U. S. Naval Obs.*, Volume **XXI.**
BOK, B. J. : 1937, *The distribution of Stars in Space* (Univ. Chicago Press).
BOK, B. J. : 1956, *Astron. J.* **61**, 309.
BOK, B. J. and CORDWELL, C. S. : 1973, in *Molecules in the Galactic Environment*, ed. by M. A. Gordon and L. E. Synder (Wiley, New York), p. 53.
BUSCOMBE, W. : 1977, *MK Spectral classification* (Evaston).
BUSCOMBE, W. : 1980, *MK Spectral classification* (Evaston).
BUSCOMBE, W. : 1981, *MK Spectral classification* (Evaston).
CERNICHARO, J., BACHILLER, R., DUVERT, G. : 1984, in preparation, Paper I.
COHEN, M., KUHI, L. V. : 1979, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **41**, 743.
DICKMAN, R. L. : 1978, *Astron. J.* **83**, 363.
ELIAS, J. H. : 1978, *Astrophys. J.* **224**, 857.
ENCRENAZ, P. J., FALGARONE, E. and LUCAS, R. : 1975, *Astron. Astrophys.* **44**, 73.
FRERKING, M. A., LANGER, W. A., and WILSON, R. W. : 1982, *Astrophys. J.* **262**, 590.
GUETTER, H. H. : 1977, *Astron. J.* **82**, 598.
GYULBUDAGHIAN, A. L., GLUSHKOV, Y. I. and DENISYUK, E. K. : 1978, *Astrophys. J. Lett.* **224**, L137.
HASCHICK, A. D. and MORAN, J. M., RODRIGUEZ, L. F. and HO, P. T. P. : 1983, *Astrophys. J.* **265**, 281.
HASCHICK, A. D., MORAN, J. M., RODRIGUEZ, L. F., BURKE, B. F., GREENFIELD, P. and GARCIA-BARRETO, J. A. : 1980, *Astrophys. J.* **237**, 26 ; *Astrophys. J. Lett.* **224**, L137.
HEESCHEN, D. S. : 1951, *Astrophys. J.* **114**, 132.
HERBIG, G. H. : 1954, *Publ. Astron. Soc. Pac.* **66**, 19.
HERBIG, G. H. : 1974, *Lick Obs. Bull.*, No. **658.**
HERBIG, G. H., RAO, N. K. : 1972, *Astrophys. J.* **174**, 401.
JASCHEK, C., CONDE, H., DE SIERRA, A. C. : 1964, *Catalogue of stellar spectra classified in the MK System* (Observatorio Astronómico de la Universidad Nacional de la Plata).

JOHNSON, H. L. : 1966, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **4**, 193.
JONES, B. F., HERBIG, G. H. : 1979, *Astron. J.* **84**, 1872.
KENNEDY, P. M., and BUSCOMBE, W. : 1974, *MK Spectral Classification* (Evaston).
KHAVTASSI, J. Sh. : 1955, *Bull. Abastumani Obs.*, No. **18.**
KHAVTASSI, J. Sh. : 1960, *Atlas of Galactic Dark nebulae,* (Abastumani Astrophysical Observatory).
LIU CAI-PIN, ZHANG CHUNG-SHENG, KIMURA, H. : 1980, *Acta Astron. Sinica* **21**, 354 ; 1981, *Chin. Astron. Astrophys.* **5**, 276.
LUND, J. M., DIXON, R. S. : 1973, *Publ. Astron. Soc. Pac.* **85**, 230.
LYNDS, B. T. : 1962, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **7**, 1.
LYNDS, B. T. : 1969, *Publ. Astron. Soc. Pac.* **81**, 496.
MC CUSKEY, S. W. : 1938, *Astrophys. J.* **88**, 209.
MC CUSKEY, S. W. : 1939, *Astrophys. J.* **89**, 568.
MC CUSKEY, S. W. : 1941, *Astrophys. J.* **94**, 468.
MINKOWSKI, R. L. and ABELL, G. O. : 1963, in *Basic Astronomical Data,* ed. by K. Aa. Strand (University of Chicago Press).
ROSSANO, G. S. : 1980, *Astron. J.* **85**, 1218.
STROM, S. E., STROM, K. M. and CARRASCO, L. : 1974, *Publ. Astron. Soc. Pac.* **86**, 798.
STROM, S. E., VRBA, F. J. and STROM, K. M. : 1976, *Astron. J.* **81**, 314.
STRUVE, O., STRAKA, W. C. : 1962, *Publ. Astron. Soc. Pac.* **74**, 474.
VAN RHIJN, P. J. : 1929, *Publ. Kapteyn Astron. Lab., Groningen,* No. **43.**

TABLE I.

NAME	ALPHA	DELTA	RS	C	I_0	J_0	No	NOTES
L 1489	4 1 42.0	26 12 12	2.50	R	6.5	10.5	3	a
L 1544	5 1 00.0	25 10 00	2.24	R	10.0	8.0	4	b
L 1517	4 52 00.0	30 29 00	2.50	R	9.5	13.5	5	c
L 1536	4 31 20.0	22 38 00	2.24	R	8.0	24.0	6	d
HCL2	4 38 38.0	25 35 45	2.24	R	7.0	31.0	7	e
L 1495	4 14 44.9	28 13 36	2.50	R	15.5	18.5	8	f
L 1506	4 17 00.0	25 10 00	2.24	R	33.0	8.0	9	g
L 1529	4 29 43.0	24 16 55	2.24	R	28.0	19.0	10	h
B 5	3 44 22.6	32 42 44	2.50	R	15.5	19.5	11	i
IC 348	3 40 50.7	31 52 27	2.50	R	15.5	21.5	12	j
B 3	3 36 8.1	31 52 27	2.50	R	9.5	19.5	13	k
B 1	3 30 39.8	31 2 27	2.50	R	21.5	23.5	14	l
NGC1333	3 25 56.0	31 10 12	2.50	R	15.5	23.5	15	m
L 1448	3 21 15.5	31 10 12	2.50	R	13.5	24.5	16	n
L 134N	15 51 30.0	-2 43 31	2.24	R	7.5	6.5	17	o
L 134N	.. ..	.. .. ..	2.24	B	7.5	6.5	18	o
L 134	15 50 50.0	-4 26 00	2.24	B	20.0	15.0	19	p

Description of table I.

Col. (1) : The most usual name of the cloud or the name of the cloud closest to the reference position.
Col. (2) and Col. (3) : $\alpha(1950)$ and $\delta(1950)$ of the center position (I_0, J_0), of the cloud.
Col. (4) : Resolution of the counts in arcminutes.
Col. (5) : Wavelength used for the counts (R red, B blue).
Col. (6) and Col. (7) : Indexes of the reference point in the matrixes of data.
Col. (8) : Number of table with the A_V data.

Notes to table I.

Notes a) to p) give the name and position of dark clouds, T-Tauri stars, Herbig-Haro objects and reflection nebulae in each mapped area. The positions of these objects ($\Delta\alpha$, $\Delta\delta$) relative to the reference points to table I, are given in arcminutes. Positions for dark clouds are taken from Lynds (1962) and Khavtassi (1955, 1960). T-Tauri positions are taken from Jones and Herbig (1979), Cohen and Kuhi (1979), Herbig and Rao (1972), Liu *et al.* (1980) (stars with Hα emission denoted by LZK *n* in the notes), and Strom *et al.* (1974, 1976). The positions of H-H objects are taken from Herbig (1974) and Gyulbudaghian *et al.* (1978) — GGD in the notes. Reflection nebulae positions are taken from Struve and Straka (1962), van den Bergh (1966) and Bernes (1976).

a) *Dark clouds :*

L 1489 (0.0, 7.8), L 1491 (– 1,3, – 3.2).

b) *Dark clouds :*

L 1544 (0.0, 0.0).

c) *Dark clouds :*

L 1515 (– 25.8, 21.0), L 1517 (0.0, 1.0), L 1519 (6.5, 1.0).

T-Tauri stars :

SU Aur (10.3, 0.3), GM Aur (0.1, – 11.5).

The Ae star AB Aur is at the position (7.6, – 0.3).

Reflection Nebulae :

vdB/Bernes 76/DG 48/SS 37 (7.8, 29.3).

d) *Dark clouds :*

L 1536 (– 18.4, 22.0).

T-Tauri stars :

EY Tau (– 49.6, – 6.6), CI Tau (– 6.4, 6.3) EZ Tau (12.2, 15.2), FF Tau (14.0, 10.3), HO Tau (14.2, – 11.6).

Reflection Nebulae :

SS 21 (– 44.4, 39.9).

e) The central position corresponds to TMC 1.

Dark clouds :

L 1527 (– 35.5, 34.2), L 1528 (– 62.6, 4.2), L 1532 (– 22.1, 4.2), L 1534 (– 22.1, – 5.7), K 79 (– 21.1, 0.6).

T-Tauri stars :

GL Tau (– 58.3, – 39.1), HT Tau (– 51.8, 42.3), DO Tau (– 43.5, 29.2), HV Tau (– 42.0, 29.0), GN Tau (– 31.8, 3.4), H6-32 (– 8.5, 16.5), S 9557 (– 8.2, – 50.4), DP Tau (12.7, – 25.8), SVS 1099 (16.6, – 24.7), LkHα 332 (6.1, – 17.9), LkHα 332/G1 (6.0, – 18.0), LkHα 332/G2 (5.6, – 18.2).

Reflection Nebulae :

Bernes 77 (– 42.2, 29.3), IC 2087/Bernes 79/SS 31 (– 23.4, 4.2), SS 30 (– 49.2, 34.7), SS 33 (0.4, – 31.6).

f) *Dark clouds :*

L 1495 (3.3, – 44.6), K 55 (31.2, – 72.0).

T-Tauri stars :

FO Tau (– 40.0, – 8.6), CY Tau (– 3.8, – 0.1), V410 Tau (8.8, 6.4), DD Tau (8.9, – 4.4), CZ Tau (9.0, – 3.9), Elias 1 (10.9, – 1.6), FQ Tau (17.9, 8.8), BP Tau (18.3, 45.7), Hubble 4 (12.3, – 0.7), FR Tau (22.9, 6.6), Infrared source near DD Tau (11.1, – 2.3) — Cohen and Kuhi (1979) —, Star 1 (14.0, 0.4) — Cohen and Kuhi (1979).

Reflection Nebulae :

Bernes 72/DG 29 (11.0, – 5.6), SS 15 (27.2, – 0.9).

g) *Dark clouds :*

L 1501 (– 68.0, – 10.0), L 1506 (0.0, 0.0).

T-Tauri stars :

FV Tau (48.4, – 13.9), GT Tau (48.6, – 21.6), FT Tau (49.3, – 20.7).

h) The central position corresponds to TMC 2.

Dark clouds :

L 1524 (– 64.4, 13.1), L 1529 (– 9.8, 3.1), L 1531 (– 9.8, – 3.9), L 1533 (47.4, 32.1), L 1535 (38.2, – 28.9), K 66 (– 23.1, – 4.0), K 69 (– 9.1, 31.9), K 73 (45.4, 13.7).

T-Tauri stars :

ZZ Tau/B (– 33.7, 16.1), FX Tau (– 30.8, 3.4), ZZ Tau/R (– 25.8, 19.0), LkHα 331 (– 18.4, – 12.4), GX Tau (– 17.0, 33.7), HK Tau (– 12.3, 1.0), HK Tau/G1 (0.8, – 2.6), HK Tau/G2 (– 8.6, – 1.0), Haro 6-16 (– 3.5, – 7.8), GZ Tau (– 8.2, 32.2), GY Tau (– 8.1, 34.7), HI Tau (– 4.9, 36.6), FY Tau H 6-17 (– 3.2, – 3.3), FY Tau H 6-18 (– 2.9, – 3.2), SVS 1849 (9.0, – 23.7), AA Tau (29.7, 5.8), DN Tau (37.1, – 8.0), FG Tau (47.0, – 20.1), HD 283759 (55.7, – 10.0), GL Tau (62.9, 39.8), GH Tau (5.1, – 13.3), GI Tau (11.4, – 1.6), GK Tau (11.5, – 1.8), Star 3 (40.8, – 11.3) — Cohen and Kuhi (1979).

Reflection Nebulae :

Bernes 78/DG 37 (– 5.7, – 0.9), Bernes 80/DG 38 (– 3.0, – 2.9), Bernes 81/DG 39 (12.1, – 2.9), Bernes 82 (39.5, – 12.9), SS 24 (– 2.5, 1.9), SS 25 (0.2, – 1.1), SS 26 (9.8, 0.8), SS 28 (39.9, 0.7).

i) *Dark clouds :*

L 1471 (5.3, 2.3).

T-Tauri stars :

LkHα 98 (– 32.8, – 42.9, LkHα 329 (– 24.2, – 26.1), LkHα 330 (– 21.8, – 27.9).

j) *Dark clouds :*

L 1470 (– 10.8, – 12.5), L 1472 (– 36.6, – 52.4), K 41 (16.4, 11.4).

T-Tauri stars :

LkHα 86 (– 3.0, 6.4), LkHα 87 (– 0.1, 15.6), LkHα 88 (0.0, 9.6), LkHα 89 (0.0, 12.5), LkHα 90 (4.8, 8.4), LkHα 91 (4.9, 10.1), LkHα 92 (5.8, 2.6), LkHα 93 (6.5, 8.8), LkHα 94 (7.7, 5.7), LkHα 95 (8.2, 5.9), LkHα 97 (9.7, 2.2). (See also Herbig, 1954). Infrared Source from Strom *et al.* (1974), IC348/IR (0.1, 0.0).

Reflection Nebulae :

IC 348/vdB 19/Bernes 67/DG 23 (7.1, 7.6), Bernes 66/DG 24 (9.6, 17.6).

k) *Dark clouds :*

L 1468 (11.1, – 37.4), L 1472 (24.0, – 52.4).

l) *T-Tauri stars :*

LZK 19 (– 33.2, – 23.0), LZK 20 (– 31.5, – 23.0), LZK 21 (– 15.3, – 11.7), LkHα 327 (– 3.2, – 1.6), LkHα 328 (3.4, 2.1).

m) *Dark clouds :*

L 1450 (7.3, – 0.2), L 1452 (– 12.1, – 40.2).

T-Tauri stars :

LkHα 351 (– 3.3, – 3.9), LkHα 352 (– 2.3, – 2.2), LkHα 353 (– 0.4, 1.3), LkHα 270 (3.4, 2.3), LkHα 354 (3.6, 2.9), LkHα 271 (4.3, – 4.9), LZK 16 (9.1, – 14.5), LZK 15 (11.2, 0.4), LZK 17 (13.0, – 6.9), LZK 7 (– 17.0, – 59.7), LkHα 352 (– 2.1, – 66.5), LkHα 325 (– 1.9, – 36.4), LkHα 164 (22.3, – 47.7), LkHα 326 (25.1, – 47.5).

Stars around NGC 1333 from Table 14 of Cohen and Kuhi (1979) : Star 2 (– 15.1, – 69.4), Star 3 (– 3.3, – 2.0), Star 4 (– 3.1, – 1.8), Star 5 (– 2.0, – 18.3), Star 6 (– 1.3, – 48.6).

Herbig-Haro Objects :

HH 14B (– 2.4, – 19.4), HH 14C (– 2.6, – 19.7), HH 14D (– 2.4, – 19.1), HH 12G (– 0.6, 0.2), HH 12B (– 0.6, 0.0), HH12C (– 0.8, 0.1), HH 12D (– 0.8, – 0.3), HH 12E (– 0.5, – 0.4), HH 12F (– 0.5, – 0.7), HH 15 (– 0.5, – 12.5), HH 11 (0.6, – 4.6), HH 10 (0.8, – 4.7), HH 8 (1.0, – 4.9), HH 9 (1.0, – 4.6), HH 7D (1.4, – 5.0), HH 7B (1.4, – 5.0), HH 7C (1.3, – 5.1), HH 16 (1.5, – 11.3), HH 6F (2.4, – 1.8), HH 6B (2.4, – 1.7), HH 6C (2.2, – 1.9), HH 6D (2.1, – 2.0), HH 6E (2.3, – 1.8), HH 17 (4.0, – 1.9), HH 5 (4.0, – 7.6), HH 4 (4.8, – 0.5), HH 18A (5.4, – 12.8), HH 18B (5.3, – 13.2), GGD 2 (– 3.0, – 12.2), GGD 3 (– 1.7, – 16.2).

NGC 1333 Water Masers (from Haschick et al. (1980)) :

H_2O(A) (0.5, – 4.5), H_2O(B) (0.1, – 4.9), H_2O(C) (1.9, – 6.5).

Radio Continuum Source (from Haschick et al. (1980)) :

NGC 1333/VLA (0.1, – 4.9).

Reflection Nebulae :

vdB 16/Bernes 64/DG 16 (– 9.6, – 93.2), vdB 17/Bernes 56/DG 18 (2.1, 2.8), Bernes 55 (– 4.3, – 3.2), Bernes 63 (22.9, – 48.2).

n) *Dark clouds :*

L 1448 (22.5, – 40.2), L 1451 (22.6, – 70.2), L 1452 (48.4, – 40.2).

T-Tauri stars :

LZK 1 (– 30.0, – 29.0), LZK 2 (15.3, – 24.0), LZK 5 (19.0, – 23.3), LZK 3 (19.1, – 12.4), LZK 4 (19.1, – 10.3), LZK 6 (27.3, – 8.5). Star 1 (11.3, – 33.4) — Cohen and Kuhi (1979).

Reflection Nebulae :

vdB 12/Bernes 52/DG 14 (14.6, 22.8), Bernes 53 (10.9, – 34.2), vdB 13/Bernes 54/DG 15 (19.9, – 25.2).

o) *Dark clouds :*

L 169 (– 22.5, – 26.5), L 183 (– 3.0, – 16.5).

p) *Dark clouds :*

L 134 (2.5, – 4.0).

TABLE II. — *Stars close to the reference field in Taurus.*

HD	SP	m	(B-V)	Av	r
283382	K1 III	10.34	1.55	1.35	390
283384	K2 III	10.21	1.39	0.69	550
283389	K2 III	9.29	1.57	1.23	280
283390	K0 III	10.37	1.43	1.17	400
283394	K5 III	8.54	1.88	1.02	320
283409	A8 V	11.40	0.45	0.72	430
283452	G0 III	10.97	1.48	2.28	340
283454	K2 III	10.54	1.24	0.24	800
283456	G8 III	10.44	1.11	0.48	470
283458	K0 III	10.33	1.72	2.04	260
283459	G2 III	10.52	1.10	1.02	500
283462	A8 V	10.81	0.64	1.29	250
283464	K0 III	9.40	1.44	1.20	250
283465	G2 III	10.77	1.23	1.41	470
283466	G8 III	9.41	1.13	0.54	280
283469	G0 V	11.25	0.61	0.06	210
283474	G8 III	10.36	1.40	1.35	300
283486	G8 III	9.43	1.21	0.78	260
283523	K3 III	9.48	1.85	1.65	280
283525	K0 III	10.79	1.45	1.23	470
283527	A8 V	9.76	0.63	1.26	160
283528	K2 III	9.37	1.71	1.65	240

Description of table II.

Col. (1) : HD number of the star.

Col. (2), Col. (3) and Col. (4) : Spectral type, visual magnitude and the *B-V* color difference from the catalogues of MK spectral classification by Kennedy and Buscombe (1974), Buscombe (1977, 1980, 1981), Jaschek *et al.* (1964), and Blanco *et al.* (1968).

Col. (5) : Visual extinction computed assuming $R = 3.0$ and using intrinsic colors and absolute magnitude from Johnson (1966).

Col. (6) : Distance calculated from the relation $\log (r) = (m_v - M_v - A_v + 5)/5$.

TABLE III.

L 1489

j \ i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
1	12	9	11	16	12	10	19	11	10	17	22	16	13	20	15	13
2	7	7	12	7	11	9	10	10	15	13	19	8	16	19	12	17
3	12	11	10	10	12	10	11	12	17	16	19	12	15	12	10	9
4	8	7	16	16	13	15	13	25	15	19	11	12	15	20	16	13
5	9	15	12	11	5	11	16	16	13	20	11	19	13	10	10	13
6	9	10	13	10	15	13	22	22	22	20	17	15	11	15	17	12
7	9	10	16	12	13	10	28	22	10	22	11	10	13	12	16	13
8	19	11	10	12	16	20	22	20	15	15	19	17	11	15	13	11
9	17	8	15	15	15	22	37	15	25	19	15	13	13	22	11	10
10	8	11	20	16	28	46	37	19	20	25	10	15	17	13	17	15
11	10	17	13	20	20	46	31	17	15	20	15	13	7	22	13	19
12	13	11	17	12	17	46	20	11	19	20	6	13	12	11	12	13
13	10	9	9	7	9	12	25	28	17	13	28	19	12	10	19	13
14	13	11	13	12	7	11	17	9	7	9	16	8	9	13	15	15
15	15	13	12	9	25	25	13	12	15	12	12	11	8	10	13	10
16	10	15	13	16	20	15	11	17	11	11	12	11	10	9	13	19
17	10	17	10	11	16	16	10	12	6	10	8	15	11	13	15	16
18	10	10	6	11	15	10	19	10	16	13	12	8	6	19	10	12

TABLE IV.

L 1544

j \ i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
1	13	19	10	15	16	11	20	19	28	12	19	10	16	17	17	25	11	10
2	15	13	20	22	15	16	15	10	20	10	7	16	6	19	28	7	16	13
3	17	10	12	13	19	12	13	15	25	13	17	12	22	10	17	13	19	7
4	16	17	19	19	17	22	11	20	11	22	19	31	28	20	13	13	10	13
5	12	19	22	17	10	10	13	8	11	20	31	28	25	13	12	20	12	9
6	10	19	12	11	16	19	10	16	16	22	31	47	46	20	19	19	22	11
7	17	9	13	15	8	20	20	16	17	31	37	37	17	19	9	10	9	12
8	15	15	8	13	20	20	31	37	46	67	67	31	16	15	11	12	13	13
9	11	31	17	16	28	31	46	46	67	46	37	25	20	22	9	10	15	13
10	20	10	17	20	28	28	28	67	67	20	20	15	17	16	25	13	16	13
11	17	10	13	15	17	22	20	22	31	12	15	10	10	9	13	12	8	11
12	6	10	10	11	13	12	15	13	15	13	11	4	12	15	10	11	10	12
13	9	12	13	12	19	17	9	11	6	7	6	8	15	12	10	9	11	10
14	10	8	6	7	11	15	20	10	10	5	13	12	16	6	12	13	13	7
15	10	9	19	11	10	13	7	9	20	10	9	10	10	13	13	15	10	7
16	13	7	8	15	17	12	13	10	19	11	13	6	6	17	7	10	15	11

TABLE V.

L 1517

j \ i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
1	7	4	9	11	3	9	6	15	6	13	11	5	8	15	12	10	10	11	14	15
2	5	15	12	6	10	11	9	12	12	10	13	8	11	14	11	10	17	9	15	14
3	6	9	10	11	6	8	13	6	12	11	11	11	8	8	10	11	19	11	16	13
4	8	4	11	20	12	11	13	7	20	14	11	11	12	6	11	13	16	20	11	17
5	8	8	11	11	12	6	11	11	9	11	14	12	7	13	9	13	29	20	17	15
6	8	9	5	8	12	11	10	16	12	6	12	11	13	9	38	15	16	24	20	29
7	11	5	3	6	8	13	19	27	15	12	17	17	24	15	19	13	13	13	16	19
8	10	8	5	6	10	2	11	12	16	14	29	16	22	19	19	11	11	11	11	13
9	10	7	7	9	8	13	27	15	14	33	33	16	16	14	10	9	15	12	8	6
10	8	7	14	11	14	24	22	33	38	33	29	19	15	15	16	13	11	12	12	12
11	10	8	8	7	33	47	33	20	38	24	15	20	20	15	13	15	10	15	19	7
12	11	8	10	10	27	47	24	24	47	24	47	57	33	38	16	24	19	11	15	17
13	7	10	11	13	15	29	20	16	47	33	47	57	47	47	27	15	14	11	11	16
14	7	5	11	20	14	17	24	15	33	38	20	14	11	11	16	13	12	6	12	7
15	11	10	7	7	11	12	17	16	27	16	22	17	11	9	6	11	14	16	8	11
16	10	7	10	8	11	10	11	14	15	7	11	12	11	6	10	11	11	10	12	14
17	11	8	7	2	8	11	15	16	9	12	16	7	8	8	6	8	11	7	10	8
18	8	7	6	3	4	11	8	6	7	9	10	11	15	11	5	11	13	12	14	10
19	5	5	1	6	7	9	5	5	2	6	10	2	5	10	12	10	9	7	7	12
20	7	7	8	6	12	6	15	6	9	6	16	10	9	7	9	8	11	14	15	14
21	6	2	4	5	8	5	11	6	11	13	10	8	11	6	14	8	11	15	9	11

TABLE VI.

L 1536

j \ i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36
1																															16	19						
2																						35	22	24	24	22	24	26	26	24	20	24	14	22		
3																						18	20	49	49	40	49	28	20	22	26	26	22	16		
4																						24	22	24	31	28	26	31	49	40	26	26	15	28		
5																						18	20	31	19	31	31	28	22	20	28	49	24	22	16	20
6																						20	15	24	24	35	31	26	15	28	20	24	31	31	18	22
7													22	19	13	15						26	20	40	40	49	31	16	40	24	26	22	31	16	19	16
8												18	20	15	14	16		11	14	24	14	20	31	22	35	28	35	15	20	26	16	18	26	24	28	24
9											22	24	28	14	19	12	16	19	20	22	12	19	15	22	19	13	24	24	20	31	22	19	20	12	24	15
10									22	16	20	24	26	35	18	12	20	18	18	22	18	26	35	20	26	31	31	18	18	26	19	24	24	19	24	22	20
11									28	31	31	20	24	24	20	49	26	18	18	16	19	31	22	20	24	35	19	31	19	22	22	18	13	15	26	19	20
12	22	31	20			22	24	22	20	26	24	28	24	19	20	28	16	26	31	31	16	28	26	19	24	20	14	20	24	22	22	19	18	20	24	22
13	24	24	22	19	24	20	35	24	18	22	19	26	28	20	28	22	26	28	35	19	20	40	24	26	22	24	22	20	31	28	20	22	16	31	20	16
14	35	24	20	16	19	22	24	31	24	26	28	40	31	26	26	28	35	28	31	35	22	26	26	22	28	24	20	19	24	40	22	22	28	20	15	26
15	24	28	24	26	31	35	24	26	18	22	11	18	24	35	35	20	50	40	35	28	31	28	40	19	13	12	20	19	28	22	20	20	35	16	22	26
16	31	20	24	28	40	28	24	18	19	18	31	24	35	35	31	28	49	49	40	28	31	35	31	20	22	31	20	26	18	28	28	49	28	28	19	26
17	24	31	26	35	26	28	16	24	19	26	22	31	28	31	40	28	67	67	31	28	35	26	28	28	22	20	26	24	49	26	35	31	19	19	20	19
18	28	20	24	31	28	24	22	28	28	35	20	31	24	28	31	31	40	35	67	35	28	31	18	22	20	26	20	26	40	49	40	35	24	28	19	26
19	40	16	24	22	19	31	24	28	24	31	24	16	31	50	35	49	49	49	35	31	26	35	26	18	26	19	15	26	40	35	40	28	26	26	26	31
20	40	15	22	20	18	18	24	24	22	35	24	31	31	31	49	40	31	26	26	31	19	22	26	20	15	14	28	31	24	50	22	31	22	24	24	28
21	28	19	28	24	22	22	28	40	22	18	28	31	26	28	40	24	49	40	22	26	20	24	28	31	20	24	19	18	31	35	35	18	20	20		
22	31	24	26	31	26	24	50	49	49	35	31	18	24	31	40	35	40	40	28	35	22	40	26	20	26	14	19	31	35	26	31	35	18	18		
23	31	26	31	40	49	40	35	40	54	40	54	49	40	31	35	35	40	28	16	22	31	28	31	20	28	26	14	19	35	28	26	26	22	19	20	
24	28	24	31	35	40	35	84	84	84	84	84	84	49	84	49	58	49	49	18	31	24	28	24	26	16	24	35	24	26	15	22	24	26	24	18	
25	35	26	24	40	35	31	31	84	84	49	49	84	84	49	58	40	40	31	40	28	22	22	26	26	15	24	24	20	35	26	26	26	19	24	22	
26	22	18	35	31	28	26	26	49	35	84	40	84	49	49	40	28	28	40	22	35	26	24	24	15	14	24	31	22	18	19	16	19	19	20		
27	24	18	18	22	31	24	24	40	35	40	22	26	31	28	24	22	26	31	24	22	20	20	18	15	19	16	19	18	31	19	31	20	24	20		
28	16	22	24	22	24	15	20	26	28	28	31	26	15	16	28	19	24	26	31	24	24	22	24	20	18	35	20	24	31	22	31	14	18	14		
29	24	13	26	16	24	19	16	22	24	35	19	28	24	22	19	18	14	24	28	18	20	24	20	19	16	18	18	24	26	22	16	18				
30	14	18	35	20	22	26	26	31	20	26	24	28	20	18	16	24	26	22	31	19	19	22	22	26	19	22	20	22	26	20	18	22				
31	16	20	14	18	16	24	16	20	22	18	18	22	26	19	22	20	22	19	24	22	49	19	20	15	20	22	16	26	18	16	22	20				
32																					22															

TABLE VII.

HCL 2

j \ i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36
1	19	26	14	10	14	22	20	16	9	14	13	14	14	11	18	16	10	11	12	20	22	14	14	22	13	18	22	26	31	22	28	20	12	26	15	16
2	15	19	19	20	26	18	22	16	18	19	24	16	22	15	16	20	11	10	18	16	19	12	15	22	16	19	26	19	26	20	24	16	28	26	19	18
3	12	13	19	19	10	22	10	15	8	10	11	14	16	15	24	19	24	12	14	11	19	22	40	24	22	35	28	26	14	22	19	18	12	16	12	14
4	14	15	16	22	14	13	19	18	15	16	20	16	14	20	22	22	28	24	19	14	19	22	31	35	24	24	22	24	26	26	11	16	16	14	15	14
5	13	18	15	16	19	18	14	19	20	16	20	13	15	14	18	13	19	14	22	35	28	20	35	35	24	12	16	19	26	18	15	24	19	16	19	22
6	15	14	10	15	11	12	14	13	13	9	14	20	13	16	16	16	19	14	20	22	15	26	49	49	19	26	14	22	13	20	18	16	14	22	18	20
7	16	15	19	18	16	24	26	22	20	15	20	15	26	31	16	18	19	20	20	24	28	31	49	24	26	26	22	20	24	16	16	11	20	28	26	26
8	15	13	10	14	14	20	14	22	16	9	16	18	22	24	12	24	20	18	22	28	58	58	40	31	40	49	40	24	20	15	19	18	35	40	31	20
9	18	15	14	13	15	16	28	18	15	11	18	16	20	20	22	18	24	22	31	40	35	49	19	28	31	40	40	35	31	22	26	20	49	40	28	24
10	15	11	16	14	18	12	15	19	19	13	14	24	22	20	26	20	35	26	28	26	40	40	31	24	26	24	31	28	26	28	31	40	40	40	26	31
11	24	18	18	15	18	16	14	11	11	22	14	18	26	22	26	16	28	31	35	49	35	31	49	31	28	35	40	31	19	22	24	22	28	28	35	35
12	15	13	9	16	16	9	11	19	22	20	14	18	28	31	28	26	26	40	40	49	35	26	40	40	26	40	28	26	20	16	49	28	49	49	31	31
13	14	14	14	15	11	9	22	16	19	12	18	24	49	15	28	31	35	49	35	35	31	31	35	35	28	26	16	19	14	22	31	49	40	40	40	31
14	19	14	20	20	16	20	22	19	24	20	18	28	35	35	24	35	40	49	26	28	31	26	49	31	28	49	35	15	24	26	40	49	40	24	31	31
15	14	13	11	14	10	19	20	20	24	22	24	22	28	26	40	40	31	40	35	31	28	28	31	35	31	40	35	28	31	40	49	49	35	35	31	14
16	22	19	18	15	19	16	18	28	24	20	28	40	49	40	35	49	31	26	40	35	26	28	28	31	40	40	40	40	49	49	49	35	26	28	26	20
17	11	14	13	9	16	18	14	19	24	20	28	40	40	40	31	24	26	40	49	49	49	31	35	26	35	40	40	40	49	40	49	40	40	24	24	22
18	12	15	14	18	14	19	26	24	22	24	40	49	35	49	40	31	35	49	40	49	49	35	35	49	40	26	40	35	49	49	49	31	31	31	20	28
19	18	16	16	24	16	18	22	28	49	28	49	49	35	49	35	40	40	40	40	67	31	31	40	35	35	40	31	40	49	49	40	26	19	35	31	26
20	14	26	20	22	26	40	40	40	40	40	40	49	31	49	49	49	40	49	49	67	28	40	35	40	40	35	40	31	26	35	40	22	22	26	20	19
21	18	16	22	11	20	28	40	58	58	49	58	58	40	40	49	49	40	35	67	67	35	35	40	49	31	40	35	31	31	24	24	26	22	24	24	28
22	19	16	9	20	18	40	49	49	49	40	35	49	49	40	35	49	31	31	40	40	28	28	40	35	31	31	20	19	31	40	19	15	24	22	31	26
23	24	20	24	26	31	58	58	35	31	26	40	40	35	40	49	49	40	40	28	49	40	40	49	35	28	28	28	20	28	31	16	20	28	20	28	26
24	18	19	19	24	20	31	49	40	40	35	35	40	49	49	31	40	49	40	49	40	49	35	40	40	49	40	31	26	24	28	28	31	24	16	13	14
25	20	19	16	18	26	31	28	31	31	49	58	40	31	31	35	24	40	35	35	40	31	31	40	35	40	49	40	40	40	20	16	26	15	19	24	18
26	16	22	15	24	31	35	28	49	40	49	58	35	31	40	28	31	28	35	49	40	49	49	35	49	35	31	49	35	28	24	20	24	14	18	11	16
27	15	16	12	19	24	28	40	40	40	49	49	40	40	40	19	24	28	31	40	35	35	35	40	49	40	35	31	31	26	20	18	15	24	20	15	19
28	16	19	24	26	28	35	35	49	40	70	70	40	35	26	28	28	40	35	40	35	35	40	49	49	35	31	40	28	28	28	20	22	22	14	12	18
29	22	31	19	31	31	40	49	49	70	49	31	40	31	35	28	28	35	35	49	49	35	35	31	40	35	24	26	19	26	22	19	18	14	14	14	19
30	28	26	20	28	28	40	49	70	70	49	49	40	22	49	26	40	26	40	74	74	49	40	40	31	40	28	18	22	18	19	12	26	22	26	20	19
31	28	28	24	24	40	49	49	49	49	40	35	35	26	35	35	28	35	49	74	49	40	31	49	49	31	28	24	18	20	18	19	20	24	16	28	26
32	20	31	26	40	49	49	40	49	40	49	40	31	49	40	35	49	40	49	74	49	49	49	49	49	40	31	19	18	22	19	18	26	20	18	24	20
33	31	28	24	49	35	49	40	58	58	28	31	28	49	40	31	49	40	74	49	49	49	40	35	40	49	31	19	26	20	31	26	19	12	28	24	19
34	31	35	35	49	49	40	40	49	31	49	49	40	40	49	40	49	40	74	26	35	35	35	28	26	24	24	24	22	15	22	19	12	18	11	19	15
35	40	49	40	40	40	40	49	49	40	40	40	49	49	49	65	49	49	49	49	49	35	31	49	40	31	31	22	24	20	28	22	22	14	26	24	20
36	22	40	40	40	49	49	65	49	49	49	49	49	49	65	65	49	49	49	49	49	35	35	49	35	35	26	20	22	22	26	22	20	20	20	20	22
37	28	49	31	49	49	40	65	65	40	65	70	70	70	49	49	49	35	49	49	49	31	31	31	24	22	28	26	26	28	20	31	35	31	40	31	26
38	31	49	40	40	49	40	49	49	65	49	65	70	65	65	40	35	49	35	35	31	49	31	35	19	24	24	22	24	28	26	26	28	35	24	24	28
39	40	28	49	40	35	40	35	49	49	49	49	65	49	49	49	49	49	40	49	49	31	31	35	49	28	26	31	24	18	14	28	24	28	26	31	26	22
40	49	49	40	26	40	49	67	67	35	40	49	35	49	40	40	40	35	49	40	35	28	31	40	26	49	40	24	14	22	24	31	20	28	24	26	28
41	24	24	31	24	35	49	40	67	67	49	28	35	35	40	49	26	31	31	40	40	40	31	35	31	22	24	28	16	31	31	26	35	28	24	20	14
42	31	31	31	35	40	26	40	40	35	49	49	31	49	31	35	40	26	28	35	31	40	40	31	35	26	24	26	24	24	40	28	40	31	26	24	20
43	40	35	35	40	35	26	31	40	40	49	28	28	40	35	49	40	16	28	20	24	31	24	26	24	16	19	19	20	26	35	31	31	24	35	15	20
44	28	49	49	40	26	49	35	35	49	26	49	31	49	49	40	28	31	31	26	24	28	26	24	26	24	26	26	20	22	31	31	35	28	20	20	19
45	40	40	35	28	49	35	28	26	28	28	40	31	49	49	28	40	22	24	22	22	31	40	24	24	22	22	22	19	20	24	31	35	19	18	16	28
46	40	28	31	31	40	31	24	24	31	28	28	49	35	49	31	35	28	24	20	28	26	22	18	20	24	31	28	26	28	22	28	24	20	24	24	19
47	40	49	28	28	49	20	25	31	35	26	28	35	35	40	35	26	28	26	24	18	26	18	20	18	20	24	22	18	24	20	18	16	15	20	9	15
48	31	31	31	35	28	16	40	26	35	24	24	31	49	40	35	19	31	19	19	22	19	24	18	19	20	24	16	24	24	16	16	15	12	24	24	20
49	24	35	28	26	31	35	49	58	58	40	49	35	40	20	35	26	20	19	22	24	19	28	22	26	22	19	24	22	28	20	28	22	13	16	18	16
50	28	20	28	26	40	35	49	49	49	49	22	26	40	28	18	16	26	20	19	20	15	16	26	18	22	24	16	22	14	13	15	16	16	12	12	13
51	40	22	20	22	31	26	28	24	35	31	31	26	22	22	24	16	14	16	14	19	18	16	24	14	18	24	18	20	26	16	26	12	13	19	20	14
52	26	26	28	24	31	28	22	24	35	35	22	22	22	31	19	19	19	15	22	20	28	20	14	16	16	20	13	16	16	14	14	20	12	16	11	12

TABLE VIII.

L 1495

j \ i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32
1	10	7	17	16	6	17	15	15	9	15	10	9	11	17	28	11	15	11	20	16	13	7	9	25	17	20	17	16	20	25	16	13
2	7	11	15	10	15	12	16	11	8	9	10	20	12	17	15	17	19	20	19	20	10	15	13	17	11	16	15	22	16	19	20	12
3	15	17	13	10	13	17	9	22	13	12	8	15	12	10	20	11	17	11	16	17	28	19	19	28	15	19	25	13	20	25	25	17
4	9	16	15	9	11	12	7	19	15	11	8	10	16	11	13	12	31	17	17	31	20	37	22	20	25	17	22	22	17	13	16	17
5	16	20	12	12	20	13	11	25	16	12	15	22	19	19	16	22	20	25	20	25	28	31	12	25	25	20	22	46	20	10	16	22
6	19	16	16	17	6	13	10	11	15	12	10	11	13	13	25	19	31	22	22	46	46	37	31	22	28	28	31	25	19	13	31	28
7	16	16	12	10	11	10	15	19	13	16	19	13	16	19	20	25	28	19	19	37	46	31	46	37	37	20	46	25	46	22	28	46
8	15	7	15	4	16	12	7	13	12	16	15	28	17	25	22	25	37	37	37	37	46	46	31	46	37	46	67	67	67	37	15	25
9	17	11	16	13	8	16	15	13	16	10	16	25	22	20	22	37	37	46	37	37	31	46	46	46	31	31	67	46	67	28	17	19
10	11	13	16	12	20	12	13	17	13	22	20	25	28	46	46	37	31	20	22	31	25	37	46	25	17	37	31	28	28	19	13	25
11	12	13	8	13	10	16	17	13	20	16	28	19	31	31	37	37	31	28	46	46	46	46	22	28	37	28	25	20	25	22	10	25
12	12	10	7	22	6	9	15	25	19	20	31	16	25	31	46	37	20	46	37	46	28	31	37	19	22	16	15	17	25	19	20	25
13	10	12	10	12	15	11	31	37	31	20	46	46	46	37	37	22	22	37	37	46	31	31	20	13	19	17	25	22	25	20	25	28
14	10	15	19	17	15	10	37	28	28	31	46	46	46	46	37	31	46	22	31	31	16	28	20	15	13	19	25	25	13	16	16	16
15	28	16	22	19	12	16	31	31	46	31	46	46	46	46	37	31	28	20	17	28	25	28	31	25	25	17	28	28	28	31	22	46
16	20	7	13	13	13	10	25	37	64	64	37	37	46	46	37	46	25	37	28	31	25	16	17	22	20	22	22	31	20	28	37	19
17	20	11	20	25	16	20	16	64	64	46	67	67	67	46	37	46	46	37	46	17	19	19	25	37	46	22	37	37	37	25	37	25
18	13	10	25	16	25	17	37	46	46	67	67	46	46	46	46	46	46	46	46	31	22	19	37	37	46	20	46	46	80	80	80	80
19	16	17	22	22	17	31	31	64	46	46	46	46	37	67	67	67	46	37	46	37	25	20	31	46	46	80	80	80	80	46	80	80
20	13	15	25	37	31	37	37	64	64	64	46	37	46	67	67	67	37	55	55	46	55	55	46	37	37	46	37	37	37	46	80	80	80
21	13	31	22	25	22	31	46	46	46	37	28	46	46	46	46	31	46	28	46	46	37	31	46	25	46	20	46	55	55	46	80	80
22	16	11	22	25	22	17	31	46	31	28	31	37	28	37	46	46	46	46	37	46	22	25	37	37	31	46	46	46	28	46	28	46
23	17	10	28	31	25	37	31	28	25	31	19	20	17	22	64	31	31	46	28	20	22	28	31	46	46	37	28	37	28	25	17	55
24	13	17	13	17	22	31	25	25	25	20	25	19	17	64	64	64	46	20	25	22	28	22	25	46	37	46	28	31	19	25	46	55
25	15	13	15	12	16	13	22	31	28	25	15	28	17	46	46	46	31	28	22	22	37	25	37	46	22	25	46	28	17	31	22	31
26	16	10	16	11	19	20	22	28	22	28	20	28	22	46	46	46	37	31	20	13	19	31	28	46	31	28	37	16	20	20	20	46
27	16	13	16	10	17	20	25	22	25	17	12	28	16	22	22	37	46	28	20	31	19	37	25	22	46	37	25	20	22	15	22	46
28	16	15	13	22	19	13	17	19	28	15	19	20	20	22	22	55	17	16	15	31	22	37	25	16	22	20	22	31	22	20	31	46
29	20	17	16	20	12	13	17	28	25	19	17	19	37	25	46	55	37	20	25	17	25	31	28	46	22	25	20	15	17	25	28	22
30	15	19	9	20	16	20	25	28	31	28	20	31	20	16	46	22	28	22	19	12	13	22	22	25	22	28	22	17	20	28	25	22
31	20	16	16	13	13	15	20	15	15	20	28	25	16	19	31	22	31	28	28	16	25	20	25	20	31	25	13	25	28	31	16	13
32	11	10	17	15	20	19	19	28	19	12	20	25	28	11	19	28	25	22	19	17	17	19	17	19	15	20	15	16	25	25	25	31
33	13	20	25	17	19	17	15	16	25	16	22	13	20	16	13	37	46	37	28	16	16	25	13	19	16	13	22	16	19	17	22	20
34	16	16	16	10	7	17	9	10	28	11	16	13	16	16	25	31	46	37	28	22	10	11	20	13	20	20	20	17	22	20	19	13
35	16	15	17	11	28	16	13	20	13	15	19	15	15	28	28	80	80	80	17	20	20	19	19	15	15	19	15	17	22	19	31	25
36	19	17	12	16	15	19	20	16	12	16	11	17	37	31	46	80	80	80	17	22	17	22	15	16	17	16	19	17	25	22	16	25	19
37	11	17	10	15	15	16	11	12	15	20	25	20	80	80	80	80	25	20	22	25	19	17	15	13	11	15	25	15	20	15	12	31
38	12	10	11	10	11	13	20	12	17	10	20	16	46	80	80	46	20	20	19	20	25	16	15	25	19	13	16	13	15	20	11	19
39	12	11	6	10	17	19	16	17	16	17	16	31	80	80	46	25	17	20	16	15	20	19	20	11	15	19	16	16	17	17	12	31	19
40	20	10	20	15	15	17	13	22	22	19	31	46	80	20	20	13	28	22	17	12	31	16	20	20	16	16	16	17	17	12	31	19
41	20	20	13	17	16	19	15	11	17	17	37	55	46	28	46	16	12	15	15	19	20	15	19	12	22	15	17	12	16	19	12	25
42	19	19	25	31	16	16	15	17	22	20	46	55	31	28	16	11	25	11	22	19	19	25	13	28	15	22	17	20	22	11	22	15
43	22	20	16	13	13	19	20	37	22	31	28	28	46	22	20	16	22	17	19	19	16	17	19	17	10	13	17	11	15	19	13	10
44	16	13	15	16	22	37	31	76	37	37	37	22	31	31	16	17	20	16	13	16	15	19	20	19	22	15	19	15	19	20	19	10
45	19	17	15	22	25	37	76	76	46	46	31	22	20	22	17	19	19	17	17	13	17	12	12	17	22	12	25	11	20	15	19	17
46	16	16	37	22	37	76	76	76	37	37	31	28	15	12	16	12	22	17	13	17	25	20	17	19	25	20	28	17	12	17	19	15
47	15	13	46	46	76	76	76	37	31	22	19	17	22	15	25	12	16	17	15	13	15	15	16	20	19	17	15	22	20	15	8	16
48	28	25	46	28	37	46	46	46	22	20	20	13	13	13	22	19	17	25	17	8	20	15	15	19	12	13	15	19	12	13	10	8

TABLE IX.

L 1506

J \ I	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36	37	38	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48	49	50	51	52	53	54	55	56	57	58	59	60	61	62	63	64	65
1																								14	14							22	16	18	19	18	16	19	26	20	22	15	20	18	24	20	19	22	14																																
2																								11	11							24	18	13	28	18	18	20	35	16	26	15	20	20	28	18	28	24	12																																
3																								12	11							11	19	19	28	19	22	18	24	20	19	31	24	22	14	22	24	11	19																																
4																								20	19							15	22	28	20	18	22	22	18	12	24	22	31	26	24	20	19	26	18																																
5																								20	12	16	14	20	22			24	14	28	26	26	35	28	26	22	24	24	40	40	31	26	22	18	19																																
6	14	19	20	19	19	19	14	24	19	20	19	15	19	12	19	18	26	19	19	20	22	19	15	15	19	22	20	14	18	15	14	19	24	35	26	24	31	40	70	26	20	49	49	50	26	22	28	20	22																																
7	15	24	14	13	22	24	20	24	22	19	24	14	24	26	20	14	19	18	24	22	16	20	10	18	16	15	28	31	31	24	24	35	28	28	35	40	35	70	70	70	70	49	28	26	20	18	19	24	19																																
8	26	20	11	15	28	20	13	19	19	20	20	14	22	16	22	24	20	14	16	24	19	18	19	24	16	20	26	24	26	28	40	40	31	49	50	35	26	40	35	49	40	40	35	24	26	26	15	24	22																																
9	22	16	28	28	19	18	18	28	31	22	22	26	31	15	22	22	26	15	20	20	20	26	26	31	50	49	40	40	35	49	50	28	35	49	35	28	40	26	26	26	40	22	26	35	28	31	26	26	19																																
10	26	16	12	24	14	16	14	19	18	16	19	20	22	16	24	20	28	26	26	24	49	40	40	35	49	28	20	22	28	31	24	28	24	22	14	24	19	16	28	19	15	20	19	16	28	19	49	28	16	20	24	24	20	20	28	26	20	28	19	24	22	18	26	24	22
11	20	18	19	19	26	12	10	14	11	15	12	26	35	28	35	24	24	31	28	35	40	35	35	24	26	22	22	31	16	18	20	18	14	15	20	18	15	26	13	16	19	22	22	31	28	26	24	31	35	20	20	35	18	16	22	14	19	20	16	24	24	24	31	22	16
12	15	20	26	13	16	18	14	16	16	15	49	70	49	35	40	49	49	40	61	61	28	22	20	22	40	20	24	35	14	20	22	15	16	22	14	14	16	16	18	19	24	24	19	19	28	31	28	28	22	24	31	24	22	26	20	22	15	26	26	24	19	22	26	18	15
13	20	19	19	18	24	15	15	18	26	26	70	49	40	35	65	49	61	61	40	35	26	19	18	18	19	14	19	16	15	12	20	18	24	12	18	19	14	15	18	18	20	15	14	18	20	28	14	24	20	15	19	40	35	26	28	16	20	28	28	19	22	26	20	19	14
14	20	26	26	22	20	19	14	16	20	49	70	40	49	65	65	49	49	28	20	26	18	24	22	22	14	28	19	19	15	14	26	26	18	16	13	14	16	22	19	16	18	14	18	19	35	19	16	16	19	31	20	20	15	31	28	35	31	50	40	35	35	40	22	22	15
15	24	15	20	26	20	20	19	19	40	35	35	70	49	65	35	26	35	26	19	20	18	14	20	19	31	18	22	28	12	16	20	16	20	22	24	15	15	20	19	13	14	16	15	14	28	14	19	22	13	15	14	24	16	20	18	24	20	26	35	35	35	40	22	15	16
16	18	13	20	15	16	26	35	28	35	35	70	70	49	28	19	20	22	16	20	26	19	20	31	22	19	16	22	10	10	19	16	14	16	31	16	20	28	16	19	18	24	15	19	20	26	15	16	18	16			16	20	28	26	20	31	35	49	40	28	28	28	26	20
17	24	22	19	15	13	28	24	35	28	49	35	49	46	40	22	19	24	20	20	26	31	22	20	22	31	20	19	16	18	16	16	18	11	14	14	18	15	13	16	19	26	19	20	24	16	26	15	16	19			22	18	14	24	24	28	49	26	49	35	26	40	28	20
18	26	14	15	19	24	22	22	26	35	28	26	24	28	19	14	18	14	16	19	20	16	20	18	20	16	24	22																									20	20	22	20	24	26	40	40	22	31	35	26	26	18
19	16	15	24	22	24	26	16	20	26	22	22	24	22	19	16	26	18	20																																			13	19	20	24	28	24	14	20	35	28	24	22
20	20	19	26	20	31	40	26	22	24	28	20	31	31	35	16	24	15	26																																			14	28	15	22	19	19	26	20	20	22
21	18	15	24	19	19	28	19	18	22	20	20	26	15	19	16	20	20	16																																			26	18	28	28	22	16	22	18	24	19
22	16	16	22	20	19	22	16	14	14	28	15	14	18	13	18	15	15	16																																					20	24	22	20	26	18	28	22
23	19	15	26	19	26	24	12	11	16	18	15	14	19	18	16	14	16	14																																					26	35	14	19	24	20	19	26
24	24	16	18	16	19	14	19	15	14	15	14	16	19	15	13	16	22	14																																					20	16	20	22	15	16	16	28
25	24	19	15	18	22	18	15	16	12	11	20	14	19	15	9	18	20	18																																					18	26	20	28	14	16	24	22

TABLE X.

L 1529

| J \ I | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 | 15 | 16 | 17 | 18 | 19 | 20 | 21 | 22 | 23 | 24 | 25 | 26 | 27 | 28 | 29 | 30 | 31 | 32 | 33 | 34 | 35 | 36 | 37 | 38 | 39 | 40 | 41 | 42 | 43 | 44 | 45 | 46 | 47 | 48 | 49 | 50 | 51 | 52 | 53 | 54 | 55 | 56 | 57 | 58 | 59 | 60 | 61 | 62 | 63 | 64 | 65 | 66 | 67 | 68 | 69 | 70 | 71 | 72 |
|---|---|---

Table XI.

B5

j \ i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28
1	17	17	8	14	10	12	10	12	17	12	12	14	14	0	17	14	5	6	17	2	6	10	5	8	5	8	0	8
2	0	5	8	1	4	1	8	4	0	8	4	8	6	2	6	5	5	6	14	12	14	5	0	0	10	12	6	1
3	8	2	6	5	12	6	10	12	12	2	5	5	4	2	0	14	12	17	10	2	0	0	0	4	4	6	4	2
4	14	10	8	6	1	14	12	1	6	1	5	0	4	1	6	8	14	5	6	5	5	6	0	0	4	10	4	6
5	12	2	5	14	0	8	5	2	6	8	8	0	4	0	6	2	5	4	12	8	1	4	0	10	31	12	12	14
6	6	0	10	17	14	14	2	10	5	4	4	2	6	8	6	5	0	0	6	10	2	10	8	6	10	0	4	0
7	12	12	10	17	6	12	10	4	17	12	5	5	17	0	6	2	8	4	4	4	6	10	10	8	2	21	10	12
8	2	10	21	42	6	10	8	10	6	8	10	0	8	5	8	12	4	0	14	6	4	12	12	17	4	12	10	6
9	0	14	8	6	17	14	6	4	8	12	6	4	6	14	5	1	6	2	4	1	0	5	0	17	2	5	5	10
10	2	8	14	12	21	14	6	8	10	12	21	8	12	12	4	8	14	5	8	10	2	8	4	5	1	10	10	1
11	4	14	21	14	21	17	17	10	4	5	14	14	21	8	10	10	6	31	2	6	1	8	8	10	8	8	12	2
12	17	2	8	21	42	21	17	12	17	8	17	4	10	10	8	21	10	4	8	10	10	12	4	6	5	10	5	6
13	1	17	14	14	17	21	17	12	10	21	14	17	10	4	25	31	21	5	4	4	14	4	1	0	6	12	31	21
14	5	2	8	12	14	17	6	17	14	21	14	10	25	14	42	25	31	14	12	12	8	4	4	5	4	2	21	12
15	8	2	1	6	10	12	8	14	6	17	17	25	8	12	5	42	21	10	0	5	4	5	2	4	2	12	14	6
16	5	1	8	6	8	6	21	25	14	17	8	31	25	17	31	25	12	14	14	17	8	10	8	14	8	14	12	17
17	0	4	5	1	6	14	8	12	25	14	21	25	14	25	31	42	14	14	25	5	2	5	10	5	5	8	10	17
18	10	12	14	8	17	14	4	17	17	25	53	53	25	42	61	31	31	25	12	8	12	17	14	1	14	4	6	14
19	5	6	0	4	12	10	0	12	14	17	42	31	42	31	61	25	10	14	12	10	6	2	4	12	12	12	8	12
20	6	6	4	8	12	21	14	12	14	10	25	42	42	42	61	42	17	25	10	12	10	2	10	25	10	14	14	14
21	6	4	0	14	0	2	0	1	1	14	6	17	42	21	31	21	21	8	21	14	17	12	14	14	25	21	5	6
22	12	4	8	14	5	6	4	5	5	12	17	14	17	25	25	42	31	21	42	31	17	6	14	6	10	10	10	12
23	2	12	6	12	2	0	0	2	14	12	12	12	12	14	31	21	31	42	42	53	53	21	14	25	17	17	12	12
24	1	5	5	0	0	10	14	10	6	14	14	31	42	25	21	31	31	31	17	42	14	25	21	42	25	31	14	42
25	5	6	0	1	10	0	4	10	4	10	14	31	17	14	21	31	25	17	25	17	17	31	14	14	21	6	42	42
26	6	5	4	1	1	8	10	8	5	4	8	12	8	12	17	21	17	17	14	31	21	31	17	25	14	14	31	25
27	10	8	0	10	6	4	2	6	4	1	12	6	31	25	25	10	21	21	21	25	21	14	5	31	21	12	10	21
28	4	12	0	0	4	1	4	4	0	5	1	2	12	6	6	8	12	21	17	31	2	12	21	21	8	12	25	25
29	5	6	0	6	6	6	6	8	8	1	10	0	8	10	10	0	12	25	12	42	6	17	8	8	14	25	21	12
30	6	8	4	6	0	6	12	17	2	0	12	8	12	5	14	14	8	8	12	14	14	5	6	17	14	17	6	25
31	5	12	10	0	4	4	10	4	14	10	6	6	5	4	5	6	14	25	5	14	31	21	12	12	10	17	10	12
32	0	2	5	0	0	2	0	4	1	10	10	5	10	8	0	0	5	4	14	17	12	25	17	17	12	17	17	42

Table XII.

IC 348

j \ i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32
1	5	0	4	2	2	14	10	4	10	17	21	10	4	17	12	17	10	4	4	5	12	8	17	14	8	6	5	4	1	8	14	14
2	4	8	14	1	14	12	12	5	21	6	14	0	12	10	12	10	25	14	12	8	6	17	8	12	4	14	10	17	12	14	12	10
3	10	14	21	10	10	8	17	25	6	5	5	10	0	12	4	42	17	12	17	5	12	14	12	8	12	14	10	6	2	8	5	10
4	42	42	21	5	6	6	12	10	14	8	12	8	8	25	14	21	25	8	10	14	5	12	14	10	10	8	17	10	21	12	14	10
5	42	53	53	31	25	31	25	14	21	12	21	21	10	17	17	12	17	21	31	10	25	17	8	6	21	10	12	6	21	14	4	12
6	21	31	12	14	25	42	31	17	17	17	21	25	31	17	17	8	25	25	14	21	12	25	12	6	10	25	17	31	12	8	12	21
7	17	21	21	21	21	17	17	12	31	31	42	17	14	17	5	5	21	21	21	17	14	42	21	12	4	14	14	21	31	21	14	6
8	6	25	25	31	25	12	17	12	42	17	25	14	25	8	17	21	31	31	0	8	1	5	21	25	8	14	17	14	17	17	6	10
9	17	14	25	17	1	21	25	21	14	14	10	14	10	12	25	17	10	21	21	25	12	5	12	10	14	14	10	17	12	10	12	12
10	6	21	6	14	21	31	8	8	21	17	25	21	21	6	5	8	10	8	14	14	17	5	14	21	12	21	10	14	21	14	8	4
11	8	31	4	10	10	10	17	31	14	12	42	42	14	6	14	31	8	6	6	4	14	12	14	17	10	10	14	17	8	10	17	12
12	2	14	12	1	5	12	5	14	8	14	12	8	6	14	8	17	12	25	6	0	14	2	17	12	17	12	17	14	14	17	12	17
13	1	12	25	21	10	10	12	14	12	12	8	6	5	6	12	17	21	6	17	17	12	14	12	10	12	17	12	12	21	10	12	17
14	17	12	14	21	12	10	31	25	21	31	25	14	12	21	17	17	8	6	12	10	8	10	12	2	12	21	14	14	21	21	12	25
15	6	12	14	5	2	10	25	17	17	31	31	12	42	21	25	12	10	12	12	14	4	10	8	6	31	17	5	17	21	17	14	5
16	12	21	6	5	14	25	31	31	17	25	17	21	14	31	25	14	2	25	25	12	10	12	21	17	12	42	21	10	10	31	4	10
17	12	12	6	2	17	21	17	21	14	8	25	12	31	14	21	12	8	12	31	12	14	17	10	21	14	25	14	17	17	17	12	10
18	12	2	17	6	6	6	8	21	12	14	25	6	6	14	6	14	42	17	10	17	25	17	14	10	17	31	6	10	10	12	8	6
19	12	14	6	10	10	10	14	21	25	14	14	0	14	6	31	12	14	21	17	17	21	25	14	8	14	25	21	10	31	21	17	10
20	2	10	6	8	8	17	17	25	31	21	12	14	12	12	14	42	42	31	21	17	25	25	25	21	12	42	14	8	21	14	17	25
21	6	8	21	17	17	14	10	21	42	6	31	14	17	31	25	42	61	61	42	42	25	17	42	21	17	25	17	17	12	17	10	25
22	10	21	8	14	14	12	21	17	31	42	42	42	31	42	42	31	61	25	31	25	21	42	42	25	25	42	42	42	21	14	25	17
23	14	10	1	2	8	17	17	25	42	31	31	42	31	42	42	78	42	31	42	31	31	42	31	31	42	42	42	31	17	42	21	25
24	14	21	17	42	14	6	25	17	31	17	42	42	42	78	78	78	78	42	42	53	31	53	53	25	42	42	31	42	42	31	42	42
25	10	14	8	12	25	21	25	31	42	42	31	25	31	42	42	42	78	78	42	53	42	31	25	31	42	42	42	42	31	42	42	61
26	10	25	25	17	17	6	25	21	42	31	31	25	42	25	42	53	21	42	25	42	42	31	25	31	31	42	31	25	17	42	61	61
27	14	17	21	14	14	21	31	42	21	42	25	42	31	42	31	53	31	31	42	25	42	31	21	67	42	25	78	78	78	78	42	42
28	25	21	12	25	21	17	21	31	31	42	31	31	42	67	42	42	31	17	78	78	42	67	67	67	67	42	42	42	78	78	78	31
29	8	14	31	17	25	14	12	8	53	53	31	31	67	67	21	42	42	78	78	42	25	42	31	31	25	42	53	42	78	25	42	53
30	25	14	12	5	6	12	42	42	25	25	42	42	42	67	67	42	25	78	78	78	78	42	25	31	42	25	53	42	42	42	31	53
31	2	8	17	10	10	42	42	31	42	42	31	53	31	42	21	42	42	31	42	31	42	25	31	42	42	14	14	31	31	31	25	21
32	10	5	8	12	8	14	17	21	31	25	21	53	42	21	42	21	17	21	25	31	42	31	12	17	25	25	2	25	14	6	31	31
33	10	14	17	10	14	12	31	6	42	17	31	42	31	31	14	42	17	31	12	10	21	42	17	31	31	31	12	10	21	42	17	17
34	12	8	4	10	10	6	31	42	21	17	31	31	42	17	12	25	42	31	12	31	17	14	25	14	12	17	1	17	31	17	21	21
35	10	12	14	12	21	14	8	21	25	31	17	25	17	17	21	31	12	12	25	17	25	17	8	12	14	21	21	17	14	17	42	31
36	4	10	12	8	5	42	17	6	25	42	25	31	14	14	21	14	25	14	31	17	31	12	12	25	10	14	25	12	25	14	17	25
37	17	2	17	5	21	14	31	12	14	21	14	10	12	10	12	17	31	12	12	31	42	5	6	14	21	17	42	21	21	25	42	42
38	6	21	12	14	2	21	6	17	14	12	6	12	17	17	17	21	6	17	12	14	25	12	14	10	31	14	21	31	53	21	42	31
39	1	5	10	6	12	10	10	12	8	14	14	6	12	14	17	8	12	12	14	21	17	25	25	14	21	14	17	31	53	17	21	12
40	2	14	5	10	12	17	5	1	8	10	12	1	17	10	12	12	21	42	21	14	21	17	17	21	21	17	21	14	17	21	31	31
41	2	5	5	8	4	6	12	4	1	10	8	6	8	31	14	31	14	5	17	12	31	17	21	12	21	25	42	42	21	21	31	31
42	12	4	10	14	4	1	8	10	8	14	17	6	25	10	25	12	31	12	14	25	42	21	21	21	17	12	25	25	25	42	25	31
43	8	12	6	8	5	4	8	21	6	17	12	6	6	10	21	14	14	42	25	31	17	25	25	17	17	25	14	25	17	25	25	42
44	4	12	12	17	12	10	5	10	12	6	14	12	5	12	17	12	21	10	21	21	21	14	21	25	25	12	31	14	10	42	31	31
45	10	12	12	6	14	14	6	0	25	6	4	14	21	17	17	12	12	21	10	21	17	17	21	25	21	25	25	14	31	31	17	25
46	12	1	8	4	4	6	4	0	2	12	8	25	14	6	25	14	17	12	17	10	17	14	12	25	31	5	31	14	12	25	21	31
47	8	8	8	12	6	5	14	12	4	17	5	5	12	17	12	25	17	8	21	17	42	25	21	21	21	14	42	21	25	17	31	31
48	14	17	21	5	8	21	12	10	6	12	5	8	14	12	10	14	25	14	17	21	17	17	25	17	21	21	42	14	17	31	25	21
49	5	2	1	4	10	10	8	14	17	4	8	6	31	14	8	14	17	5	12	12	17	17	12	14	21	10	6	21	25	31	21	17
50	8	10	5	5	4	1	8	6	6	12	12	10	25	10	14	12	10	42	17	17	25	14	42	25	2	10	17	10	17	17	10	25

TABLE XIII.

B3

j \ i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
1	2	6	14	17	17	12	21	8	14	14	42	2	10	21	14	10	14	8
2	12	8	10	6	8	14	14	21	31	14	5	12	10	14	1	5	42	17
3	10	6	12	10	14	25	21	2	10	12	31	5	17	10	12	12	8	2
4	14	17	17	17	21	10	12	14	17	12	4	5	6	10	10	21	17	0
5	17	17	6	5	21	14	12	6	5	6	17	5	0	8	8	14	10	14
6	8	25	14	10	8	12	17	12	6	5	8	2	1	21	5	6	12	14
7	10	21	5	21	17	12	12	10	14	8	5	12	6	12	10	12	31	8
8	17	0	17	12	10	31	14	5	14	12	12	25	0	10	21	21	12	42
9	14	6	12	6	8	21	8	8	14	17	14	14	10	12	14	21	10	12
10	25	14	17	10	10	12	14	6	17	21	10	5	12	10	14	12	8	6
11	12	14	12	8	12	31	12	14	14	10	12	10	14	17	14	8	17	8
12	17	21	21	21	12	10	12	6	5	6	5	12	12	1	5	2	10	4
13	10	12	12	6	21	1	17	10	21	10	21	5	8	10	14	8	10	12
14	14	10	4	12	17	10	42	17	25	42	10	2	8	10	0	10	8	14
15	12	21	5	8	10	12	14	10	25	17	5	6	17	12	17	12	10	0
16	12	17	4	12	21	25	14	21	12	12	10	5	4	14	12	12	4	4
17	12	17	6	21	25	14	31	21	17	14	8	12	14	8	10	8	14	10
18	17	21	21	21	14	42	42	31	21	6	10	10	14	1	8	2	10	12
19	17	25	17	21	42	42	42	21	14	17	25	17	14	10	0	17	8	17
20	17	21	42	67	67	21	17	6	14	12	12	10	12	4	5	12	6	6
21	53	31	67	67	25	21	21	31	17	6	31	8	10	6	42	6	17	14
22	53	42	67	42	25	21	25	10	21	21	17	21	8	17	10	17	14	2
23	42	42	42	25	25	42	14	21	21	21	8	14	25	25	12	10	4	6
24	78	42	42	25	25	14	25	42	25	8	21	21	17	17	12	10	21	14
25	78	78	78	17	17	21	25	21	17	31	17	17	14	25	14	14	17	10
26	78	78	31	78	31	42	25	14	31	1	4	10	12	10	14	14	25	12
27	78	78	78	78	17	31	17	14	14	42	25	21	42	21	14	25	17	21
28	42	78	31	31	31	42	21	14	17	31	14	14	12	10	10	17	17	17
29	42	17	42	25	21	25	42	25	21	14	17	21	12	14	14	21	42	21
30	42	31	31	42	42	21	31	31	25	25	42	31	14	25	31	12	42	17
31	17	17	31	31	21	31	42	31	42	21	42	25	14	21	21	21	42	14
32	21	25	42	42	31	42	42	61	61	61	25	31	31	31	42	42	10	17
33	31	42	25	42	31	31	21	25	25	31	53	25	31	21	42	31	21	25
34	14	25	25	25	42	17	53	42	25	31	53	21	42	42	31	67	67	31
35	25	42	31	21	21	25	53	42	25	25	17	42	31	25	21	31	42	21
36	21	42	53	53	12	12	31	42	42	25	17	31	31	25	42	42	25	42
37	42	14	21	21	17	14	31	42	42	25	21	14	25	31	17	42	25	17
38	25	21	31	12	42	31	31	25	12	17	8	17	25	17	10	10	25	31
39	17	31	42	42	25	31	42	25	21	21	8	31	17	8	6	6	17	21
40	17	31	31	21	21	17	14	14	14	14	25	21	14	17	8	17	14	42
41	25	31	42	25	14	17	21	17	25	14	10	12	12	6	12	17	12	25
42	21	42	25	25	42	31	12	31	17	17	10	2	14	17	17	17	12	25
43	21	42	14	17	8	21	5	6	8	8	10	5	0	5	14	2	31	42
44	17	31	21	31	10	12	2	6	42	14	12	14	12	10	12	12	31	12
45	14	42	25	14	14	12	25	0	4	12	10	17	8	25	12	14	6	25
46	12	17	21	17	25	8	17	21	8	12	8	4	12	17	21	14	12	10
47	21	25	8	14	14	12	4	14	10	14	10	2	17	14	14	10	5	17
48	31	31	25	31	2	12	17	5	14	14	8	17	8	12	17	10	12	14
49	17	17	4	10	6	17	10	25	2	12	5	14	42	14	17	14	21	12
50	5	12	10	25	12	21	14	8	10	5	6	8	21	42	10	25	25	42
51	12	6	12	14	8	5	4	6	10	21	10	17	42	42	42	25	21	14
52	12	14	6	21	12	21	10	25	8	42	31	25	17	25	17	21	12	21
53	8	6	14	42	14	14	17	25	31	25	31	17	42	25	12	10	12	17
54	10	8	17	14	12	17	25	21	42	42	17	21	25	14	6	21	21	8
55	12	12	21	12	21	21	42	17	17	12	12	12	17	31	14	17	10	21
56	12	25	6	12	8	21	14	10	10	10	17	14	14	14	12	17	6	10
57	5	14	8	25	12	17	12	14	12	21	5	4	21	8	2	5	12	10
58	17	2	14	12	5	12	5	10	31	17	12	17	14	10	6	31	17	6
59	8	8	12	14	6	6	8	21	42	17	12	12	17	10	8	6	17	5
60	12	14	8	10	12	21	10	8	12	8	5	21	14	10	17	17	25	10
61	4	14	14	6	14	17	6	6	14	17	8	14	10	1	10	12	12	10
62	12	5	6	10	8	25	17	10	4	14	10	25	10	6	21	14	21	12
63	12	8	12	17	12	6	14	42	12	4	12	14	8	10	17	5	2	6

TABLE XIV.

B1

j \ i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32
1	12	5	14	17	10	5	17	9	14	8	1	5	6	25	4	14	17	8	6	4	17	14	14	17	42	10	12	10	31	10	25	25
2	12	10	12	12	14	12	5	5	21	12	21	12	21	12	8	5	8	6	12	0	10	12	6	17	12	31	14	10	12	12	6	10
3	4	21	14	12	25	14	25	12	8	0	12	6	21	2	5	8	10	10	21	4	8	25	14	21	14	8	8	14	25	14	21	8
4	14	12	12	8	17	17	14	12	6	8	14	21	17	6	6	8	8	5	10	12	10	6	17	17	17	14	8	8	12	14	12	10
5	14	8	8	10	21	12	25	5	14	17	8	10	10	8	8	14	8	14	12	12	0	5	25	12	17	17	25	21	17	17	12	8
6	12	6	4	17	25	14	21	5	1	8	21	6	6	8	8	5	5	10	5	0	6	5	12	14	14	5	31	14	17	14	12	12
7	10	21	6	21	31	14	25	10	8	8	6	14	4	21	10	14	21	8	17	8	25	8	25	8	8	42	8	4	21	12	25	21
8	14	14	10	8	8	14	12	10	12	10	8	2	21	2	6	14	2	17	8	8	2	8	10	5	14	2	21	17	17	21	14	17
9	12	14	25	8	17	17	12	10	12	4	12	6	12	17	14	14	21	17	10	14	21	5	42	17	12	21	14	21	25	10	10	17
10	21	21	12	21	14	12	8	4	0	8	8	4	14	4	21	5	14	10	12	8	12	21	25	6	14	21	10	25	14	8	25	21
11	10	31	12	21	12	12	14	1	6	10	6	6	6	4	14	10	6	8	8	4	4	21	17	17	5	10	25	10	8	10	17	14
12	8	21	25	12	2	10	8	4	4	4	5	12	12	6	17	4	10	0	8	6	8	10	25	21	12	10	12	14	8	17	25	25
13	42	17	17	14	10	2	4	10	1	1	10	1	8	8	4	5	2	14	10	4	6	12	17	31	1	10	8	21	17	25	31	10
14	42	17	8	14	4	4	6	0	5	12	1	4	12	8	14	12	10	2	17	0	8	6	14	12	21	17	17	25	10	8	17	14
15	25	14	31	25	42	5	25	6	8	6	12	10	17	6	2	4	25	12	10	25	14	10	12	14	8	25	1	12	14	25	8	21
16	17	21	21	21	25	21	5	8	2	8	4	8	5	4	12	14	12	14	12	25	10	31	12	21	25	8	14	17	21	14	12	42
17	21	25	42	25	25	21	12	5	0	12	12	5	1	21	17	5	21	14	10	21	17	25	10	14	12	8	21	25	10	8	25	17
18	42	31	42	42	25	12	1	5	14	25	12	10	6	8	31	21	42	42	14	78	10	21	25	14	21	17	31	42	10	31	21	25
19	42	21	42	25	12	8	10	6	14	25	42	42	12	21	42	42	31	25	25	78	31	78	42	31	14	25	25	42	25	21	53	14
20	25	42	42	42	25	10	17	21	25	31	21	14	10	17	42	17	25	42	31	78	78	78	42	25	78	78	42	42	42	42	53	17
21	25	17	21	25	21	21	17	21	25	31	31	8	17	14	17	31	42	31	42	78	78	78	78	78	78	42	42	42	31	17	10	12
22	25	31	14	42	31	42	31	78	42	78	31	6	21	8	42	17	17	25	42	25	78	78	42	78	31	25	42	21	25	25	4	21
23	17	21	78	31	78	78	31	78	78	78	78	42	25	42	42	21	31	17	17	25	42	31	42	42	42	31	14	14	12	17	8	8
24	14	42	25	42	42	78	78	78	78	78	78	21	25	17	25	10	42	78	42	25	31	42	42	42	25	42	17	17	21	17	12	6
25	12	25	21	42	42	42	78	42	78	78	31	25	31	14	6	21	17	25	17	14	21	31	42	31	25	25	25	21	8	2	14	25
26	12	25	25	42	31	25	31	42	42	31	42	14	42	25	12	25	21	31	17	25	42	78	78	78	42	42	31	14	17	14	14	25
27	31	42	12	31	42	42	21	31	42	25	25	25	17	31	17	21	42	21	21	8	78	78	78	42	78	78	78	25	31	42	17	14
28	31	12	31	31	42	21	14	25	25	25	21	17	42	25	25	21	25	42	21	42	31	78	42	78	42	78	78	25	42	21	17	14
29	6	25	21	25	21	17	31	21	17	31	17	21	31	42	42	42	21	10	31	25	21	42	42	78	78	78	78	78	42	25	10	12
30	12	10	12	25	12	31	25	14	25	31	21	10	25	14	42	14	10	8	5	6	21	42	42	31	42	31	42	78	78	21	6	14
31	5	17	31	25	14	17	25	14	42	17	17	31	42	42	21	31	12	10	10	17	17	31	42	25	25	14	42	42	78	10	6	17
32	12	14	25	10	25	21	21	14	21	42	25	42	25	14	17	14	4	12	17	8	12	21	42	14	21	25	42	42	78	78	10	17
33	21	12	31	14	21	12	21	21	17	25	4	25	17	10	14	5	12	17	6	10	14	21	31	10	5	5	17	25	78	42	25	17
34	25	42	25	25	17	25	25	17	25	21	5	12	12	4	8	8	10	14	21	25	21	14	31	21	17	12	25	31	25	31	42	17
35	21	14	25	17	12	6	17	10	8	5	4	12	10	25	12	10	12	17	14	5	17	12	17	14	21	12	42	42	12	31	31	25
36	12	21	8	8	17	10	10	17	8	12	4	10	10	8	17	10	1	14	10	14	14	17	10	12	17	14	21	31	17	12	25	12
37	12	17	12	4	5	10	21	17	14	14	14	10	12	8	17	17	4	25	6	12	17	14	12	21	17	25	17	42	14	12	25	21
38	21	8	17	14	17	17	14	10	6	21	14	31	21	21	10	14	6	8	10	14	3	42	31	17	17	25	31	42	17	9	5	25
39	10	21	6	12	25	10	21	17	12	12	2	10	14	14	17	2	2	31	8	17	6	10	4	14	42	21	17	31	25	25	25	42
40	6	10	8	10	6	17	12	31	17	14	21	17	17	21	12	14	25	25	12	5	8	17	12	21	14	25	25	21	21	25	14	10
41	12	10	21	6	14	10	4	8	21	17	17	25	17	8	10	21	2	14	5	21	14	6	25	21	42	25	17	25	12	21	17	42
42	17	6	10	17	6	14	17	21	2	10	21	25	25	14	4	12	21	10	12	10	6	21	25	9	31	12	17	17	14	31	31	21
43	17	5	10	17	10	14	12	8	14	8	5	14	4	10	12	12	14	12	8	17	21	17	8	21	12	14	17	10	12	17	42	17
44	25	10	17	10	8	8	4	14	8	12	10	12	25	10	8	6	25	21	25	12	21	5	8	17	17	21	14	42	25	14	25	21
45	12	10	10	14	6	14	14	10	8	1	5	1	4	14	6	8	2	21	14	12	12	17	5	25	10	14	25	17	2	14	10	21
46	21	12	10	6	0	8	14	10	8	14	17	14	5	14	6	5	10	14	17	17	6	21	8	17	25	10	42	21	31	31	42	25
47																							12	6	12	14	17	21	12	17	25	17
48																							2	17	21	25	17	17	42	17	31	25
49																							4	12	10	17	14	14	12	42	21	21	17
50																							6	10	17	14	10	10	31	25	12	42
51																							12	31	4	21	17	17	12	42	17	42
52																							4	12	5	17	10	12	8	14	31	31
53																							4	17	8	12	25	5	17	14	12	17
54																							21	8	8	6	17	31	8	21	21	14
55																							14	12	12	10	10	4	10	6	17	31
56																							14	8	8	12	8	31	31	25	14	31
57																							6	21	21	25	12	14	25	10	8	12
58																							17	10	8	12	10	4	0	10	14	31
59																							10	12	8	12	14	2	14	8	25	12
60																							8	21	17	17	12	25	42	6	12	12

TABLE XV.

NGC 1333

J \ I	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26
1	5	0	10	10	10	21	21	10	6	5	14	17	10	8	21	5	8	6	17	10	21	4	1	6	12	14
2	5	14	25	8	17	14	25	14	12	21	14	6	2	17	31	14	12	10	12	8	6	12	12	6	8	14
3	12	17	2	25	17	25	4	12	21	6	17	10	12	6	1	12	12	6	6	4	21	10	5	14	25	5
4	17	21	10	12	42	17	10	25	21	17	25	12	8	25	10	10	12	17	10	5	10	17	14	10	17	17
5	5	4	10	17	25	42	31	17	14	12	14	12	10	14	10	12	17	6	10	12	10	8	10	17	14	12
6	10	6	25	12	21	31	25	14	12	17	1	21	31	14	17	17	25	10	12	17	10	21	14	14	10	12
7	10	10	21	14	25	21	31	17	25	12	12	17	25	8	25	6	12	21	21	6	14	10	21	21	17	2
8	14	6	14	14	6	8	17	17	10	14	10	17	12	21	12	12	12	17	8	21	10	6	10	12	4	8
9	10	10	14	5	14	12	31	25	14	21	17	17	12	12	14	17	25	42	14	12	14	25	42	14	17	31
10	14	17	8	4	8	21	14	31	25	4	6	6	14	8	25	25	10	6	31	6	12	21	5	21	8	17
11	12	14	12	5	12	5	17	17	21	42	8	21	8	10	14	12	14	14	8	14	12	14	21	10	5	8
12	12	17	17	10	4	12	10	42	31	42	25	25	10	14	17	21	12	31	14	31	25	42	14	31	21	14
13	21	21	17	4	14	10	21	21	25	31	25	14	12	25	25	21	21	8	17	21	12	5	12	5	12	5
14	14	21	6	12	12	21	8	4	67	67	67	25	25	31	12	31	21	25	12	10	14	12	12	17	12	14
15	25	21	31	21	12	42	17	17	14	31	67	42	42	21	14	21	25	21	31	12	25	21	17	31	14	17
16	25	21	14	10	21	25	17	25	31	31	42	42	42	42	21	21	31	31	17	21	14	8	12	12	14	25
17	21	14	12	31	42	25	31	2	31	21	42	42	42	21	42	10	25	25	25	25	12	17	14	25	17	14
18	17	25	14	17	42	10	25	8	17	17	42	42	53	53	25	31	42	5	17	17	25	17	6	12	14	21
19	8	14	6	25	14	14	5	17	17	17	53	53	42	42	31	25	31	25	14	42	42	17	25	12	25	42
20	14	42	14	12	14	31	12	14	14	5	17	42	25	78	78	42	42	42	25	42	53	53	25	25	31	21
21	21	31	31	14	14	21	42	14	17	21	25	42	21	42	78	78	42	42	17	42	42	21	31	21	25	14
22	31	14	21	8	8	8	12	14	21	14	14	25	31	21	42	78	78	78	42	31	42	21	17	21	31	21
23	42	12	21	4	25	2	12	10	31	14	17	31	31	31	21	21	42	42	53	31	42	25	21	17	21	25
24	25	14	14	21	17	8	21	21	42	42	42	21	21	31	42	21	42	42	53	42	14	10	31	14	31	21
25	6	12	14	8	5	1	6	14	8	17	21	31	31	42	17	6	21	42	42	14	17	6	31	14	5	31
26	10	14	17	14	14	4	14	10	14	17	17	17	42	42	25	25	61	61	21	21	8	5	14	12	25	25
27	12	12	12	12	12	21	12	17	17	14	31	21	42	67	67	67	42	61	25	31	14	17	14	14	17	31
28	17	25	31	14	17	6	21	8	12	12	42	6	42	21	25	67	42	31	12	21	10	14	12	14	25	10
29	17	25	14	6	25	10	6	10	5	25	25	25	12	10	42	67	67	25	42	31	21	21	17	21	42	21
30	31	17	14	12	6	2	14	6	17	12	25	14	12	17	31	17	42	61	61	31	25	25	12	31	14	21
31	25	14	10	17	6	1	42	12	25	14	14	31	21	21	21	21	25	42	61	42	17	14	21	31	25	14
32	5	14	25	10	0	14	12	5	21	6	10	21	14	14	21	25	21	42	31	21	12	17	17	21	25	21
33	12	14	25	14	17	10	17	21	17	10	12	10	21	31	17	42	14	21	31	21	10	42	21	17	12	21
34	10	31	12	10	25	14	12	12	12	12	17	17	31	21	21	17	31	31	17	31	25	17	10	17	4	14
35	14	12	8	10	25	12	17	21	14	25	12	12	21	42	10	42	42	25	14	12	14	21	21	21	21	21
36	42	12	31	12	14	21	25	21	31	31	14	12	12	21	31	42	42	25	21	14	12	14	17	8	8	14
37	42	10	25	14	17	25	21	10	42	12	25	21	12	21	31	42	42	17	31	14	21	14	8	5	8	12

NGC 1333

I	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26
38	31	31	42	42	25	21	25	25	17	25	21	21	17	25	42	42	31	21	25	14	31	8	17	8	14	4
39	25	14	42	42	21	21	42	17	21	12	6	25	14	21	25	17	31	14	17	17	17	17	8	12	25	14
40	21	25	25	31	25	12	10	21	14	21	21	5	17	31	31	21	31	31	21	12	14	42	12	17	14	12
41	17	14	21	21	17	12	12	21	10	14	31	42	31	31	25	42	42	21	21	31	8	10	21	10	17	
42	42	17	10	25	42	42	42	14	21	8	21	14	12	17	42	31	53	31	42	25	21	12	10	5	14	25
43	12	21	25	42	31	21	21	31	31	25	25	21	14	12	25	42	53	31	12	25	25	21	12	17	17	5
44	31	42	53	53	42	42	42	42	42	25	31	31	25	14	17	42	25	31	21	17	14	5	12	17	10	17
45	25	21	42	31	31	42	31	25	42	42	31	17	17	10	12	21	61	61	10	21	31	8	12	4	10	17
46	31	21	21	21	31	42	42	67	67	25	17	12	21	4	14	42	31	61	17	31	21	21	31	6	17	14
47	31	25	21	12	12	21	67	67	67	67	21	12	21	14	31	21	31	42	42	31	31	25	12	10	25	17
48	14	25	14	4	4	12	42	25	17	42	42	14	8	42	31	25	42	42	42	14	10	21	25	31	17	21
49	21	10	10	10	17	17	17	21	10	14	17	21	10	25	17	42	25	42	17	14	25	31	42	53	53	21
50	25	10	25	21	14	21	6	8	12	12	1	31	21	31	21	12	31	42	42	25	31	53	53	42	42	42
51	21	25	21	12	14	14	17	12	10	4	6	12	31	42	21	17	21	25	42	42	42	42	42	42	31	17
52	25	17	10	25	17	21	25	5	8	12	17	25	21	42	14	21	25	31	31	42	42	53	53	42	31	31
53	17	31	8	14	14	12	8	8	12	10	5	21	17	21	31	61	25	17	42	42	42	31	31	42	42	42
54	42	42	17	42	31	14	12	21	10	21	17	17	42	31	61	61	25	42	42	42	42	31	42	42	31	42
55	42	17	14	6	42	14	10	21	6	17	21	10	6	12	42	31	17	12	6	21	21	31	21	42	42	42
56	17	17	14	42	21	25	17	14	25	31	17	4	21	25	31	31	31	12	14	25	14	21	21	17	42	31
57	42	14	14	21	25	25	14	10	17	21	21	25	14	14	21	17	21	8	6	31	31	42	31	31	14	17
58	31	25	14	17	21	14	17	21	8	25	12	14	10	14	17	14	14	1	25	17	42	14	31	25	12	10
59	17	21	12	17	10	12	14	12	17	10	12	8	6	17	17	6	21	31	12	8	31	12	14	25	12	14
60	12	17	10	25	21	31	10	14	42	21	6	5	1	6	0	10	17	25	4	12	17	17	17	21	21	21
61	17	21	12	21	10	4	14	17	31	17	14	21	5	8	12	12	21	17	25	25	17	21	25	25	14	21
62	10	12	10	6	8	42	12	21	25	31	17	17	21	25	25	31	42	21	25	31	12	42	31	21	31	31
63	8	14	8	6	21	14	10	14	25	17	21	14	17	14	25	17	25	31	10	14	25	21	8	21	25	21
64	14	12	12	17	4	25	1	10	17	12	12	17	8	8	31	31	21	25	25	12	10	21	31	17	4	21
65	17	21	21	10	21	14	25	25	8	14	17	12	12	21	25	14	17	21	17	17	10	17	10	21	42	12
66	21	8	25	31	14	10	12	3	21	21	14	14	14	21	25	25	21	17	10	25	14	17	10	31	17	31
67	14	21	8	14	12	12	25	12	4	17	17	14	17	25	14	25	12	14	10	14	17	10	21	25	31	12
68	5	14	6	12	10	17	6	21	21	12	21	12	8	42	17	17	21	25	25	14	21	8	17	8	21	25
69	6	8	25	4	14	12	12	17	6	12	25	25	21	14	31	10	42	6	12	25	17	25	8	14	8	17
70	6	14	25	21	17	17	31	21	17	31	25	12	17	14	17	17	25	42	25	21	21	17	31	42	17	14
71	14	25	25	25	6	12	12	10	17	10	42	25	25	31	21	25	17	31	6	14	17	17	17	31	21	25
72	10	42	21	4	12	17	12	12	8	14	14	17	17	12	21	14	17	12	10	17	10	4	14	10	21	14
73	5	4	12	12	10	14	6	25	6	25	21	17	14	61	17	14	25	31	14	21	8	14	17	17	31	25
74	6	6	17	42	21	14	14	17	10	8	14	31	31	61	61	42	12	10	31	25	14	6	10	10	14	12

TABLE XVI.

L 1448

j \ i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26
1	21	14	17	6	8	5	10	31	31	17	42	14	21	14	8	10	31	10	12	25	12	17	21	10	10	10
2	6	8	4	10	10	12	10	10	31	6	12	12	21	21	10	17	21	14	6	12	8	10	17	12	12	12
3	17	25	14	8	17	21	17	17	12	14	12	14	14	42	10	31	12	8	25	17	17	8	14	17	25	14
4	10	12	12	14	12	25	21	14	25	10	21	21	14	14	10	14	12	12	12	6	17	12	5	17	14	21
5	10	8	17	12	17	17	5	0	17	6	17	14	21	14	8	17	10	17	14	17	8	25	8	8	21	12
6	5	21	10	25	17	21	25	14	14	25	14	21	6	4	14	31	17	17	25	10	10	10	25	5	12	10
7	12	10	21	14	17	14	5	8	8	12	14	12	17	12	17	12	14	17	21	14	14	10	10	31	6	42
8	8	25	14	25	14	17	6	17	17	4	25	12	5	4	21	21	12	12	14	8	14	17	4	12	12	2
9	8	21	17	10	6	14	12	8	12	6	14	14	21	12	14	12	14	12	5	5	21	12	17	12	12	5
10	21	31	12	12	10	42	12	14	42	17	17	6	10	12	25	10	5	12	21	17	10	12	10	25	12	14
11	14	12	25	14	42	8	14	21	8	6	10	8	31	4	21	10	21	10	31	5	6	14	4	12	6	12
12	10	14	25	31	21	17	17	17	17	14	17	21	31	12	10	31	21	4	6	14	12	17	17	17	42	14
13	8	8	12	14	12	42	25	10	25	6	14	14	10	10	21	31	21	17	8	21	25	8	25	6	17	21
14	14	17	14	17	25	21	5	5	17	21	17	10	10	14	6	8	5	5	14	12	25	10	8	4	10	21
15	25	17	10	31	42	31	42	8	14	25	14	14	21	12	31	8	10	10	31	21	21	10	14	31	21	14
16	25	14	10	17	17	21	17	8	21	42	14	10	5	25	17	17	25	10	25	10	14	8	17	17	25	8
17	14	12	25	21	8	10	14	25	17	12	10	6	31	17	14	42	8	14	25	6	25	10	14	17	17	14
18	21	25	21	25	17	21	12	12	12	42	14	21	14	17	17	14	10	12	25	12	25	2	21	4	17	17
19	21	8	6	21	6	12	21	8	14	17	6	8	10	17	17	14	42	17	10	14	21	8	21	17	6	12
20	21	31	42	14	21	25	25	10	25	21	1	6	42	25	21	12	14	17	25	12	42	10	12	12	31	31
21	53	53	31	21	12	42	21	12	17	6	6	17	17	21	14	12	10	17	17	42	21	4	12	6	17	21
22	42	14	25	42	25	42	17	25	17	31	17	25	31	25	12	17	31	17	21	14	17	12	14	12	21	21
23	31	42	17	25	25	42	25	42	21	14	25	25	31	12	21	17	25	21	14	21	21	17	21	14	17	8
24	25	31	25	14	25	25	17	10	17	12	42	14	21	14	17	12	17	10	14	14	17	14	31	17		
25	21	10	21	17	42	14	42	21	31	17	17	17	17	17	21	10	17	8	10	12	14	10	21	17		
26	21	12	12	17	25	42	25	14	14	42	14	12	17	8	17	14	21	14	17	21	25	25	17	12		
27	25	17	42	25	25	31	10	25	25	14	14	17	17	31	14	25	21	10	12	25	12	12	31	21		
28	25	17	12	17	21	21	12	21	31	25	25	31	25	31	42	31	21	17	17	21	25	21	17	14		
29	31	10	31	25	21	2	12	12	14	17	21	42	17	25	25	25	31	25	17	42	25	42	12	8		
30	12	8	25	21	31	12	21	17	31	12	42	42	21	21	42	17	21	31	21	42	17	10	12	21		
31	10	25	25	21	17	14	21	42	12	17	21	12	12	12	21	42	31	42	21	17	17	21	14	21		
32	31	42	25	31	17	25	17	31	42	8	14	14	21	42	25	25	42	25	42	31	6	21	14	17		
33	42	14	25	25	14	25	25	6	10	21	17	17	25	14	31	31	17	42	31	17	17	12	25	25		
34	31	12	17	42	17	12	14	14	31	10	21	17	25	21	31	31	17	17	25	21	25	21	31	21		
35	17	12	10	21	17	12	25	17	8	12	17	10	14	17	17	17	5	25	42	17	25	17	31	14		
36	12	21	21	25	25	42	17	12	31	42	21	21	25	14	31	17	14	10	21	21	25	17	10	6		
37	21	17	2	10	17	21	14	21	14	42	21	42	31	21	42	5	10	12	17	25	6	17	14	8		
38	10	21	17	21	17	21	31	42	25	31	21	14	31	25	12	17	21	14	21	6	21	6	12	12		
39	10	17	31	21	42	42	42	67	67	67	31	42	21	12	21	31	25	17	25	31	31	10	25	17		

L 1448

j \ i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26
40	10	25	14	31	67	42	31	31	67	42	25	42	17	21	21	42	21	17	25	21	14	42	14	17		
41	25	25	12	17	67	67	25	42	42	21	31	42	42	42	12	8	31	42	25	21	21	12	21	17		
42	14	14	31	31	67	17	31	31	42	21	21	53	53	42	21	25	21	17	12	31	21	25	25	12		
43	17	17	25	25	67	17	21	14	25	17	10	31	21	10	21	31	25	21	25	21	31	21	17	10		
44	8	25	42	31	21	42	14	21	31	31	31	14	25	31	21	21	31	31	17	12	21	21	31	21		
45	17	14	42	31	25	14	31	14	14	31	25	42	21	21	42	25	12	25	14	14	17	12	17	17		
46	25	21	31	31	10	25	42	25	17	17	17	31	78	42	42	31	25	10	14	12	14	17	42	21		
47	14	31	25	42	42	17	17	31	31	42	78	78	78	78	14	42	14	10	42	42	17	42	21	17	17	
48	25	21	31	21	42	42	25	53	42	31	78	78	78	42	14	21	21	12	25	21	31	21	10	21		
49	17	10	8	31	10	12	42	53	31	25	31	42	31	42	31	17	12	17	31	31	14	17	17	12		
50	17	25	17	17	21	10	31	25	42	42	42	31	31	31	31	21	10	14	17	25	14	25	25	12		
51	31	31	8	17	21	42	42	42	31	17	25	21	21	31	25	31	31	25	6	25	6	8	31	17		
52	42	42	42	25	21	67	67	42	42	25	21	42	21	14	31	25	21	21	31	25	14	17	12	25		
53	42	25	25	42	25	67	67	31	42	25	25	21	14	21	31	31	12	25	12	17	14	21	17	17		
54	31	31	42	42	42	42	42	42	10	25	21	31	21	42	25	14	21	21	31	12	25	21	12	12		
55	31	21	31	31	42	31	25	17	31	25	21	31	31	42	21	25	14	17	31	31	12	14	10	17		
56	31	21	31	21	31	17	31	25	31	31	42	21	31	31	42	31	21	17	31	21	17	6	12	12		
57	21	25	42	21	14	31	25	17	17	25	21	31	17	21	12	10	25	10	12	6	21	25	14	17		
58	21	17	42	25	42	6	25	17	25	42	25	25	25	17	31	25	25	12	25	17	21	17	21	14		
59	17	17	25	10	31	25	42	25	21	17	25	53	25	31	21	17	8	12	42	14	21	21	31	6		
60	31	31	14	17	31	25	31	10	17	17	25	53	4	21	14	10	21	21	17	8	10	31	14	25		
61	14	6	25	25	21	12	31	25	21	31	42	31	31	17	17	12	4	31	21	12	17	21	14	17		
62	25	14	25	53	53	17	12	8	17	14	31	31	17	14	21	31	10	10	21	17	31	31	25	10		
63	31	8	17	17	17	25	21	12	25	14	14	17	31	12	10	42	31	25	14	17	21	17	14	31		
64	25	12	12	42	14	42	14	12	21	17	21	12	17	21	25	31	25	5	12	10	12	14	31	14		
65	12	12	21	14	17	25	21	17	4	14	14	14	25	21	21	12	17	17	21	21	10	12	17	21		
66	21	25	17	31	12	14	42	8	31	21	14	25	21	17	31	25	31	17	14	12	17	12	25	31		
67	17	25	8	8	14	10	10	21	8	21	21	25	25	25	25	31	14	21	25	14	17	14	25	14		
68	21	21	42	6	10	25	12	10	17	42	21	17	14	14	42	21	12	14	17	8	8	8	12	12		
69	17	42	17	17	17	21	14	12	17	21	14	17	21	17	25	17	17	14	42	12	12	17	10	17		
70	12	12	14	5	8	42	6	8	12	12	10	12	25	21	25	31	25	21	10	17	17	31	5	25		
71	42	14	17	21	12	12	12	21	21	10	10	14	12	42	42	31	17	31	5	12	14	14	21	17		
72	31	17	17	12	10	8	25	8	21	14	25	17	25	21	21	10	21	14	21	14	17	3	42	21		
73	25	17	6	14	12	14	12	21	31	17	14	31	10	14	17	21	31	17	25	17	10	12	14	25		
74	12	8	21	12	12	14	17	17	21	21	25	17	31	12	42	17	42	14	17	25	12	25	5	10		
75	21	10	8	17	25	21	42	25	25	14	12	14	42	31	42	10	31	14	21	17	14	17	21	17		
76	17	31	25	25	21	21	17	21	53	53	10	17	21	25	25	25	14	17	31	8	17	14	25	10		
77	17	12	17	10	10	21	14	21	25	21	14	12	21	14	42	25	21	8	25	10	31	17	14	25		

TABLE XVII.

L 134 N

j \ i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
1	16	10	25	7	9	15	13	25	13	10	11	6	1	9	9	15	4	6
2	19	15	10	15	18	14	14	13	10	6	10	15	9	2	15	21	13	13
3	15	19	11	19	25	25	21	21	6	15	18	10	9	21	15	7	15	18
4	21	10	10	42	25	42	37	61	13	13	6	6	13	10	15	15	18	9
5	6	25	10	25	25	49	37	42	37	16	21	15	9	13	7	13	10	3
6	25	15	37	27	37	42	49	37	49	37	23	11	9	1	9	18	4	21
7	16	21	18	33	49	49	49	49	42	30	25	23	37	10	15	18	13	3
8	15	18	25	49	49	49	49	61	49	49	42	30	7	9	21	13	10	7
9	21	11	25	61	33	49	61	49	42	37	61	33	25	25	18	21	13	18
10	19	27	49	25	30	27	49	42	33	25	19	33	37	49	50	2	13	10
11	15	23	33	21	37	27	37	30	37	25	18	16	13	37	30	21	30	7
12	13	14	33	27	27	37	30	25	27	33	18	14	30	50	25	30	15	25
13	18	23	33	37	25	30	25	23	37	30	15	11	25	25	37	15	25	49
14	25	18	21	30	21	27	19	21	23	21	49	27	37	25	61	61	49	25
15	23	11	21	25	27	49	27	21	14	18	11	30	25	21	15	30	25	0
16	27	15	19	42	18	27	21	14	18	11	30	25	21	15	30	25	0	9
17	25	23	21	27	21	25	15	13	13	14	18	15	18	15	13	13	13	30
18	19	23	25	18	23	21	27	37	42	33	19	18	30	18	30	21	30	25

TABLE XVIII.

L 134N

j \ i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
1	9	9	4	1	12	4	4	27	19	6	7	6	6	6	9	9	9	4
2	3	7	9	3	19	27	12	3	12	6	7	9	2	6	19	12	6	6
3	7	9	12	9	12	27	7	19	7	6	12	9	6	7	9	7	6	6
4	19	3	7	28	27	27	27	59	19	12	12	9	2	6	6	9	15	7
5	6	12	6	7	19	29	27	27	59	19	12	12	7	19	9	15	7	3
6	7	6	15	15	27	27	59	59	59	59	27	15	9	3	3	3	12	12	3	2
7	9	6	4	15	12	29	27	59	59	27	19	19	19	15	2	9	15	19
8	9	7	15	27	19	27	59	27	59	27	27	27	7	12	12	9	6	15
9	9	27	15	27	59	59	59	59	27	59	59	27	27	15	19	15	4	12
10	7	19	19	59	59	27	59	59	15	59	15	27	27	28	27	12	7	6
11	9	28	19	15	19	9	19	59	27	15	15	15	15	27	15	9	12	12
12	9	7	34	34	27	15	27	15	27	27	19	19	19	27	19	15	15	9
13	9	9	27	19	7	9	27	19	27	19	27	15	15	12	12	12	15	27
14	15	19	19	27	19	27	12	27	27	27	28	27	19	15	34	34	27	27
15	12	9	15	19	27	19	19	19	27	12	19	27	12	12	9	19	19	12
16	27	12	9	19	9	27	15	28	9	19	12	15	15	12	12	12	7	19
17	19	19	15	27	40	40	40	15	12	9	15	19	12	12	7	19	7	19
18	15	12	27	15	19	19	15	27	15	19	19	15	12	7	9	9	19	12

TABLE XIX.

L 134

j \ i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32
1	15	4	27	12	15	27	19	15	12	4	27	15	9	0	15	19	7	15	27	19	15	9	12	19	15	7	27	9	12	19	15	15
2	12	15	27	2	12	9	19	9	9	27	12	15	0	12	15	27	15	19	19	12	12	12	15	12	0	4	15	7	27	27	15	19
3	6	9	15	15	27	9	19	7	12	9	4	9	27	7	12	19	19	19	19	19	15	15	15	12	19	15	12	12	9	15	12	19
4	12	3	9	0	15	15	15	27	19	15	6	12	15	27	15	12	27	9	19	9	12	19	9	12	7	27	0	9	6	9	19	19
5	15	7	27	19	15	19	19	9	12	7	9	9	0	19	19	19	27	0	15	19	15	15	7	9	9	27	7	6	9	9	27	12
6	9	7	4	0	15	12	15	7	7	12	6	0	19	9	19	19	12	19	0	9	15	7	9	9	12	7	3	12	15	15	15	9
7	9	12	19	9	19	4	9	15	12	4	15	12	0	15	19	19	9	15	19	6	6	9	12	7	9	15	9	19	15	15	9	4
8	19	15	15	15	27	9	7	15	9	9	12	6	19	27	27	27	12	19	12	19	12	15	19	12	27	19	15	6	4	12	15	9
9	15	12	19	6	27	19	12	19	19	7	15	27	15	6	12	19	12	12	12	6	12	6	15	12	27	19	15	7	3	27	7	7
10	19	15	9	7	15	9	9	9	9	4	27	12	12	15	12	12	12	19	19	12	6	15	9	15	9	7	9	9	19	7	12	19
11	15	7	12	6	19	7	15	7	27	9	7	19	27	15	19	9	19	27	27	34	9	15	27	19	12	12	7	27	9	7	3	7
12	19	7	7	12	12	3	7	7	9	19	6	19	19	15	7	15	69	69	27	34	27	19	19	19	6	9	9	12	9	9	9	9
13	4	9	12	9	19	19	15	7	12	15	27	9	15	19	27	27	69	69	19	27	27	12	7	12	27	19	19	15	6	27	15	7	9
14	27	19	6	15	15	15	12	9	19	12	12	15	69	69	19	15	27	69	69	19	27	27	12	7	27	27	9	9	9	3	9	9
15	27	27	7	9	9	19	12	12	19	19	15	12	27	15	19	12	15	69	69	69	19	19	15	12	19	12	12	15	9	12	15	9
16	7	9	15	12	12	12	12	15	19	7	19	19	12	19	19	19	19	69	19	69	27	69	69	27	19	15	12	12	4	7	19	27	6
17	15	7	12	27	19	12	15	15	12	9	27	15	15	19	27	27	69	69	69	69	69	27	69	27	19	12	12	15	12	9	12	3
18	27	15	2	6	15	9	27	19	19	12	27	19	27	15	27	69	69	69	69	69	69	69	69	69	19	19	12	3	7	7	12	12	9
19	9	9	9	9	19	12	9	19	12	15	19	9	19	27	19	27	69	69	27	69	69	19	19	27	27	15	15	4	15	6	4	6
20	12	9	7	12	15	27	28	12	19	12	12	27	27	19	27	69	27	27	69	69	27	19	27	27	19	28	27	19	12	15	6	19
21	15	7	27	19	15	19	15	19	27	19	27	19	69	69	69	69	69	69	69	69	27	34	34	15	15	15	9	15	7	15	4	9
22	19	9	19	12	19	15	9	19	12	9	19	15	28	27	69	69	69	69	27	19	12	27	27	12	15	15	3	19	9	19	9	12
23	12	19	9	19	4	9	19	12	12	9	9	9	7	19	19	15	15	19	27	27	19	19	15	19	12	12	19	7	27	6	12	9
24	15	6	12	19	9	19	19	19	19	19	12	12	12	27	19	15	19	27	27	12	19	27	19	15	19	7	27	6	12	9	7	9
25	15	15	12	12	15	19	27	27	12	15	27	19	27	4	19	27	28	27	27	28	27	19	27	19	19	27	15	7	7	7	7	7
26	15	4	12	7	19	15	12	9	28	15	12	15	27	12	15	9	19	27	27	15	15	19	9	7	19	12	9	7	12	9	12	7
27	15	15	19	7	7	12	15	7	19	9	27	15	28	19	15	15	19	19	27	27	19	12	12	9	15	7	19	9	12	15	7	15
28	7	4	27	3	7	27	15	4	9	6	27	19	12	15	15	9	19	12	7	19	19	12	7	15	12	6	12	12	15	4	6	7
29	15	4	19	9	15	15	7	7	9	6	27	15	9	27	15	15	19	12	6	19	4	12	15	15	12	6	12	6	6	4	6	1
30	27	15	12	15	19	19	7	7	9	27	12	9	9	15	27	28	27	19	28	15	19	19	15	12	6	12	6	6	7	7	19	9
31	27	19	4	15	19	12	19	9	15	15	15	15	7	19	12	4	19	12	19	15	12	15	27	19	15	12	6	7	12	12	7	4
32	6	12	15	9	19	15	9	6	7	7	3	19	12	9	12	12	7	15	15	12	19	19	15	7	15	12	7	12	15	27	6	15

TABLE XX. — *Catalogue of dark fragments.*

No.	Av	ALPHA	DELTA	L^{II}	B^{II}	REF	$M_\odot$	S	R
1	2.0	3 19 22.9	29 31 30	158.119	-22.663	59	13	0.021	0.28
2	2.0	3 19 50.9	29 49 19	158.019	-22.363	59	9	0.014	0.23
	2.5	3 20 0.6	29 51 25	158.027	-22.314		5	0.007	0.16
3	2.5	3 19 52.1	30 9 48	157.806	-22.084	57	15	0.021	0.28
4	3.0	3 20 34.1	30 49 5	157.525	-21.465	6	12	0.014	0.23
5	2.5	3 20 35.4	29 8 56	158.590	-22.812	57	10	0.014	0.23
6	2.5	3 20 40.2	30 54 46	157.484	-21.376	57	55	0.069	0.52
7	2.5	3 20 46.8	29 21 27	158.492	-22.619	57	5	0.007	0.16
8	3.0	3 21 9.7	29 51 27	158.245	-22.167	30	6	0.007	0.16
9	4.0	3 21 9.7	30 26 27	157.874	-21.696	17	8	0.007	0.16
10	2.5	3 21 9.8	29 1 27	158.780	-22.838	57	5	0.007	0.16
11	4.0	3 21 23.5	30 11 27	158.076	-21.868	27	24	0.014	0.23
	7.5	3 21 32.9	30 11 26	158.106	-21.848		14	0.007	0.16
12	3.0	3 21 32.8	29 39 7	158.449	-22.283	30	13	0.014	0.23
	3.5	3 21 32.8	29 41 27	158.424	-22.252		7	0.007	0.16
13	3.0	3 21 33.0	30 56 26	157.631	-21.242	6	7	0.007	0.16
	3.5	.....	.....	.....	.....		....	.....	....
14	2.5	3 21 44.6	31 8 58	157.535	-21.049	57	10	0.014	0.23
15	4.5	3 21 56.1	30 31 26	157.966	-21.530	18	11	0.007	0.16
	5.5	.....	.....	.....	.....		....	.....	....
16	2.5	3 22 5.1	29 1 26	158.955	-22.718	57	11	0.014	0.23
	3.5	3 21 55.5	29 1 27	158.925	-22.739		7	0.007	0.16
17	3.5	3 22 10.1	30 28 13	158.044	-21.544	25	60	0.049	0.43
18	4.0	3 22 24.0	30 30 6	158.067	-21.489	17	38	0.028	0.33
19	4.0	3 22 26.4	29 58 10	158.414	-21.912	27	26	0.021	0.28
	4.5	3 22 19.0	30 1 26	158.356	-21.885		9	0.007	0.16
20	4.5	3 22 42.5	30 28 46	158.139	-21.468	18	19	0.014	0.23
	5.0	3 22 42.5	30 26 25	158.164	-21.499		10	0.007	0.16
21	3.0	3 22 43.1	31 6 25	157.742	-20.961	22	6	0.007	0.16
22	2.5	3 23 4.5	31 13 12	157.737	-20.824	57	35	0.042	0.40
23	3.0	3 23 4.8	29 36 24	158.768	-22.121	30	6	0.007	0.16
24	3.0	3 23 4.9	29 46 24	158.661	-21.987	30	6	0.007	0.16
25	3.0	3 23 15.5	30 12 20	158.416	-21.617	30	379	0.361	1.18
26	2.5	3 23 17.7	30 48 52	158.035	-21.123	57	10	0.014	0.23
27	3.5	3 23 28.8	30 4 49	158.538	-21.689	25	215	0.194	0.87
28	3.0	3 23 30.0	31 14 9	157.805	-20.758	22	13	0.014	0.23
	3.5	3 23 30.0	31 16 22	157.781	-20.728		8	0.007	0.16
29	2.0	3 23 57.0	29 9 58	159.217	-22.361	59	15	0.021	0.28
30	2.5	3 24 4.0	30 28 29	158.394	-21.297	57	877	0.917	1.89
31	1.5	3 24 16.0	31 48 45	157.580	-20.196	62	7	0.014	0.23
32	2.5	3 24 18.7	29 11 25	159.269	-22.294	29	6	0.007	0.16
33	4.0	3 24 29.2	29 58 57	158.789	-21.637	27	32	0.028	0.33
34	4.0	3 24 40.0	31 16 25	157.995	-20.579	40	8	0.007	0.16
35	4.5	3 25 3.6	30 51 26	158.333	-20.863	38	9	0.007	0.16
36	4.0	3 25 27.1	30 16 28	158.780	-21.279	27	24	0.021	0.28
37	2.5	3 25 27.3	29 31 26	159.267	-21.877	41	5	0.007	0.16
38	4.0	3 25 36.9	30 57 20	158.372	-20.713	40	62	0.049	0.43
39	4.5	3 25 49.3	31 0 11	158.380	-20.648	38	37	0.028	0.33
	5.5	3 25 26.8	31 1 26	158.298	-20.680		10	0.007	0.16
40	3.0	3 25 49.4	31 12 12	158.252	-20.488	30	216	0.188	0.85
	3.5	3 25 48.6	31 11 22	158.258	-20.500		187	0.153	0.77
41	2.0	3 25 50.0	29 17 9	159.493	-22.017	59	57	0.090	0.59
42	3.5	3 25 50.2	30 36 27	158.637	-20.963	25	7	0.007	0.16
43	3.0	3 25 56.7	29 55 39	159.096	-21.491	30	21	0.021	0.28
	4.5	3 25 50.2	29 51 27	159.121	-21.562		9	0.007	0.16
44	4.5	3 25 58.7	31 17 13	158.227	-20.401	45	41	0.028	0.33
	6.5	3 25 50.2	31 16 26	158.209	-20.429		13	0.007	0.16
45	4.0	3 26 9.4	31 20 9	158.228	-20.339	40	90	0.069	0.52
46	2.5	3 26 24.6	29 8 57	159.690	-22.050	41	10	0.014	0.23
47	4.5	3 26 37.1	31 31 26	158.192	-20.129	45	9	0.007	0.16

TABLE XX *(continued).*

No.	Av	ALPHA	DELTA	L^{II}	B^{II}	REF	$M_\odot$	S	R
48	2.0	3 26 59.2	29 34 5	159.523	-21.641	59	10	0.014	0.23
	2.5	3 26 59.3	29 36 26	159.498	-21.609		5	0.007	0.16
49	2.5	3 27 11.1	30 [illegible]4 0	158.911	-20.820	57	10	0.014	0.23
50	4.0	3 27 11.6	30 11 25	159.156	-21.119	51	22	0.014	0.23
	5.5	.....	.....	.....	.....		....	.....	....
51	2.5	3 27 33.1	30 14 41	159.187	-21.029	57	87	0.090	0.59
	3.5	3 27 26.1	30 13 57	159.173	-21.054		44	0.035	0.37
52	2.5	3 27 47.9	31 56 23	158.139	-19.646	57	6	0.007	0.16
	3.0	.....	.....	.....	.....		....	.....	....
53	4.0	3 28 9.2	30 16 22	159.279	-20.927	51	8	0.007	0.16
54	3.0	3 28 9.5	30 31 22	159.117	-20.728	75	8	0.007	0.16
	4.0	.....	.....	.....	.....		....	.....	....
55	2.5	3 28 42.2	29 53 36	159.628	-21.156	57	12	0.014	0.23
	3.5	3 28 31.7	29 51 21	159.620	-21.208		7	0.007	0.16
56	6.0	3 29 35.8	30 48 56	159.189	-20.308	58	26	0.014	0.23
	6.5	.....	.....	.....	.....		....	.....	....
57	2.0	3 29 47.5	30 51 50	159.193	-20.244	59	3594	4.299	4.08
58	4.5	3 29 49.8	30 49 13	159.228	-20.273	60	100	0.063	0.49
	5.5	3 29 50.5	30 49 16	159.230	-20.271		81	0.049	0.43
59	1.5	3 29 56.6	30 53 53	159.198	-20.197	62	5523	8.139	5.62
60	3.5	3 30 1.5	30 56 54	159.180	-20.146	61	242	0.174	0.82
	4.0	3 30 2.8	30 56 1	159.194	-20.155		222	0.153	0.77
61	3.0	3 30 1.6	30 56 27	159.185	-20.152	75	309	0.250	0.98
62	1.0	3 30 9.9	30 57 5	159.203	-20.126	65	6933	12.208	6.88
63	4.5	3 30 29.6	31 8 46	159.136	-19.929	60	67	0.042	0.40
	7.5	3 30 34.0	31 6 27	159.174	-19.950		14	0.007	0.16
64	6.0	3 30 34.0	30 51 27	159.337	-20.147	58	12	0.007	0.16
	6.5	.....	.....	.....	.....		....	.....	....
65	0.0	3 30 39.0	31 0 28	159.254	-20.017	65	7450	15.646	7.79
	0.5	3 30 34.5	30 59 56	159.246	-20.034		7397	14.333	7.46
66	3.0	3 31 43.4	30 46 30	159.600	-20.059	75	18	0.021	0.28
67	3.5	3 31 44.1	31 11 26	159.330	-19.731	61	7	0.007	0.16
68	1.5	3 32 19.4	30 19 58	159.999	-20.328	62	13	0.028	0.33
69	3.0	3 33 17.6	31 0 1	159.734	-19.674	75	111	0.083	0.57
	7.5	3 32 54.0	31 1 22	159.648	-19.709		14	0.007	0.16
70	3.5	3 34 3.9	31 13 55	159.718	-19.390	91	14	0.014	0.23
71	3.5	3 34 50.6	31 16 26	159.829	-19.254	91	8	0.007	0.16
	4.0	.....	.....	.....	.....		....	.....	....
72	1.0	3 34 50.9	32 2 57	159.320	-18.646	65	6	0.021	0.28
73	2.5	3 35 8.8	30 31 35	160.378	-19.797	74	21	0.028	0.33
	3.0	3 35 14.1	30 31 27	160.395	-19.787		6	0.007	0.16
74	2.0	3 35 16.0	30 31 4	160.405	-19.788	59	56	0.083	0.57
75	2.5	3 35 43.5	31 18 7	159.966	-19.114	57	1447	1.410	2.34
76	2.5	3 36 0.5	30 26 26	160.589	-19.748	74	7	0.007	0.16
	3.0	.....	.....	.....	.....		....	.....	....
77	3.5	3 36 2.0	31 19 58	160.000	-19.049	91	24	0.021	0.28
	4.5	3 36 0.9	31 21 26	159.981	-19.033		9	0.007	0.16
78	2.0	3 36 12.3	32 6 26	159.520	-18.422	59	8	0.014	0.23
79	1.5	3 36 23.2	32 34 13	159.247	-18.036	62	9	0.021	0.28
80	3.5	3 36 24.2	31 11 26	160.160	-19.111	91	8	0.007	0.16
	4.0	.....	.....	.....	.....		....	.....	....
81	3.0	3 37 10.8	31 1 23	160.408	-19.136	75	6	0.007	0.16
82	3.5	3 37 11.1	31 21 23	160.187	-18.877	91	7	0.007	0.16
83	5.5	3 37 11.6	31 46 23	159.912	-18.551	85	11	0.007	0.16
84	3.0	3 37 21.5	31 11 23	160.328	-18.983	75	13	0.014	0.23
	3.5	3 37 10.9	31 11 24	160.297	-19.007		7	0.007	0.16
85	4.5	3 37 41.7	31 35 59	160.115	-18.619	92	110	0.069	0.52
	5.0	3 37 36.4	31 36 51	160.090	-18.620		93	0.056	0.46
86	5.5	3 37 51.2	31 35 8	160.152	-18.609	85	53	0.028	0.33
	7.5	3 37 46.7	31 36 21	160.125	-18.603		29	0.014	0.23
87	1.5	3 37 52.4	32 9 13	159.779	-18.164	62	10	0.021	0.28
88	2.5	3 38 20.3	30 46 19	160.780	-19.175	57	5	0.007	0.16
89	3.0	3 38 20.8	31 1 19	160.614	-18.980	75	6	0.007	0.16
90	4.0	3 38 47.2	31 46 8	160.193	-18.341	95	8	0.007	0.16
91	3.0	3 38 49.2	31 34 14	160.331	-18.491	75	644	0.576	1.50
92	4.0	3 39 9.9	31 37 55	160.350	-18.397	95	297	0.208	0.90
93	5.0	3 39 10.9	31 36 9	160.372	-18.417	98	10	0.007	0.16
94	2.0	3 39 15.3	30 44 33	160.961	-19.072	59	13	0.021	0.28
95	3.5	3 39 22.0	31 38 33	160.377	-18.361	91	383	0.292	1.06
96	2.0	3 39 46.1	30 57 38	160.904	-18.834	59	17	0.028	0.33
	2.5	3 39 34.9	31 1 10	160.832	-18.814		5	0.007	0.16

TABLE XX *(continued)*.

No.	Av	ALPHA	DELTA	L^{II}	B^{II}	REF	$M_\odot$	S	R
97	5.5	3 39 57.9	31 31 11	160.563	-18.376	99	13	0.007	0.16
	6.5	.....	.....	.....	.....		....	.....	....
98	4.5	3 40 12.1	31 39 31	160.512	-18.236	92	103	0.069	0.52
99	5.0	3 40 17.7	31 39 20	160.530	-18.226	98	66	0.042	0.40
100	2.0	3 40 21.1	32 28 28	159.994	-17.585	59	9	0.014	0.23
	2.5	3 40 21.1	32 26 11	160.019	-17.615		5	0.007	0.16
101	5.5	3 40 44.8	31 46 12	160.531	-18.077	99	13	0.007	0.16
	6.5	.....	.....	.....	.....		....	.....	....
102	4.5	3 41 8.3	31 31 11	160.766	-18.216	92	11	0.007	0.16
	5.5	.....	.....	.....	.....		....	.....	....
103	2.5	3 41 54.5	32 26 23	160.283	-17.403	107	6	0.007	0.16
104	2.0	3 42 8.3	32 6 10	160.547	-17.632	59	9	0.014	0.23
	2.5	3 42 19.2	32 6 10	160.578	-17.607		5	0.007	0.16
105	3.0	3 42 41.8	32 31 26	160.360	-17.233	108	6	0.007	0.16
106	3.0	3 43 40.6	32 31 28	160.526	-17.100	108	13	0.014	0.23
	3.5	3 43 29.2	32 31 28	160.494	-17.126		7	0.007	0.16
107	2.0	3 43 49.5	32 37 33	160.483	-17.002	59	130	0.167	0.80
108	2.5	3 44 10.8	32 40 6	160.515	-16.921	107	96	0.111	0.66
109	3.0	3 44 16.6	32 56 28	160.348	-16.699	108	6	0.007	0.16
110	3.0	3 44 38.6	32 43 27	160.555	-16.816	108	37	0.035	0.37
	4.5	3 44 16.7	32 41 28	160.516	-16.891		9	0.007	0.16
111	1.5	4 0 14.2	26 12 56	167.795	-19.368	112	2	0.009	0.13
112	0.5	4 1 18.7	26 14 53	167.954	-19.176	112	92	0.495	0.97
	1.0	4 1 15.7	26 15 3	167.943	-19.182		79	0.377	0.85
113	1.5	4 1 26.1	26 15 34	167.966	-19.149	112	34	0.120	0.48
	4.5	4 1 47.6	26 10 57	168.084	-19.148		3	0.005	0.10
114	3.0	4 11 38.3	27 49 43	168.486	-16.432	126	3	0.007	0.11
	3.5	.....	.....	.....	.....		....	.....	....
115	2.0	4 11 38.9	27 29 43	168.736	-16.663	127	2	0.007	0.11
116	2.5	4 12 1.2	27 39 45	168.671	-16.488	125	3	0.007	0.11
117	4.0	4 12 3.9	28 8 27	168.321	-16.147	124	59	0.083	0.40
	7.5	4 11 37.8	28 9 43	168.236	-16.201		7	0.007	0.11
118	3.5	4 12 15.3	28 38 11	167.983	-15.771	122	13	0.021	0.20
	5.0	4 12 22.4	28 39 46	167.982	-15.734		5	0.007	0.11
119	2.5	4 12 42.2	24 52 37	170.888	-18.306	142	30	0.072	0.37
	3.5	4 12 42.8	24 49 43	170.927	-18.338		6	0.011	0.15
120	4.0	4 13 19.7	28 37 22	168.164	-15.612	121	8	0.014	0.16
121	3.5	4 13 30.8	28 33 20	168.243	-15.629	122	22	0.042	0.28
122	3.0	4 13 50.8	28 14 54	168.525	-15.790	126	313	0.569	1.04
123	4.0	4 13 53.7	28 29 50	168.347	-15.610	121	4	0.007	0.11
124	3.5	4 13 57.3	28 10 6	168.602	-15.829	122	197	0.319	0.78
125	2.0	4 14 10.3	28 1 46	168.741	-15.891	127	602	1.326	1.59
126	2.5	4 14 10.7	28 2 54	168.728	-15.877	125	489	0.951	1.34
127	0.5	4 14 18.8	27 58 6	168.809	-15.911	127	885	2.667	2.25
	1.5	4 14 8.3	27 57 7	168.794	-15.950		794	2.146	2.02
128	3.0	4 14 31.6	25 5 26	171.023	-17.859	146	2	0.006	0.10
129	3.5	4 14 39.2	27 44 50	169.029	-16.009	122	4	0.007	0.11
	4.0	.....	.....	.....	.....		....	.....	....
130	5.5	4 14 39.2	28 9 51	168.717	-15.721	134	5	0.007	0.11
131	4.5	4 14 39.2	27 57 35	168.870	-15.862	133	9	0.014	0.16
	5.5	4 14 39.2	27 59 50	168.842	-15.836		5	0.007	0.11
132	3.5	4 14 46.1	27 25 22	169.292	-16.215	135	39	0.049	0.30
	7.0	4 14 50.5	27 24 51	169.310	-16.210		13	0.014	0.16
133	4.0	4 15 4.5	28 11 41	168.761	-15.633	124	105	0.167	0.56
134	4.5	4 15 12.3	28 13 51	168.754	-15.587	133	57	0.083	0.40
	5.0	4 15 21.0	28 13 20	168.783	-15.570		35	0.049	0.30
135	3.0	4 15 26.7	27 15 4	169.529	-16.225	126	82	0.125	0.49
136	5.5	4 15 35.4	28 14 50	168.803	-15.514	134	11	0.014	0.16
	6.0	4 15 24.6	28 14 50	168.774	-15.543		6	0.007	0.11
137	2.5	4 15 47.0	27 44 50	169.209	-15.829	125	2	0.007	0.11
138	3.5	4 15 49.4	25 11 19	171.159	-17.578	140	20	0.033	0.25
	5.5	4 15 50.7	25 9 59	171.179	-17.589		4	0.006	0.10
139	3.5	4 16 18.2	27 3 16	169.814	-16.222	135	32	0.049	0.30
	7.5	4 16 9.1	27 4 49	169.771	-16.229		7	0.007	0.11
140	3.0	4 16 18.4	25 10 7	171.252	-17.511	146	34	0.067	0.36
141	2.0	4 16 60.0	24 54 18	171.567	-17.576	143	3	0.011	0.15
142	2.0	4 17 4.6	24 59 1	171.519	-17.510	143	274	0.741	1.19
143	1.0	4 17 22.7	24 58 25	171.575	-17.466	143	397	1.288	1.56
	1.5	4 17 21.5	24 58 35	171.570	-17.468		383	1.199	1.51
144	3.5	4 17 29.7	25 5 30	171.503	-17.367	140	3	0.006	0.10
145	3.5	4 18 9.3	25 5 30	171.609	-17.257	148	3	0.006	0.10
	4.0	.....	.....	.....	.....		....	.....	....

TABLE XX *(continued).*

No.	Av	ALPHA	DELTA	L^{II}	B^{II}	REF	$M_\odot$	S	R
146	2.5	4 18 12.9	25 1 49	171.666	-17.288	142	127	0.268	0.71
147	5.0	4 19 48.0	24 56 27	171.989	-17.084	149	4	0.006	0.10
	5.5	.....	.....	.....	.....		....	.....	....
148	3.0	4 19 48.9	24 57 0	171.984	-17.075	146	58	0.106	0.45
149	3.5	4 20 1.5	24 56 50	172.020	-17.042	148	40	0.067	0.36
	4.5	4 19 58.2	24 55 40	172.026	-17.064		27	0.039	0.27
150	5.0	4 20 27.4	24 54 5	172.124	-17.000	149	9	0.011	0.15
	6.0	4 20 27.4	24 51 55	172.152	-17.025		5	0.006	0.10
151	2.0	4 21 46.3	25 8 11	172.152	-16.622	143	5	0.017	0.18
152	3.5	4 23 48.1	24 33 30	172.922	-16.665	157	9	0.017	0.18
	4.0	4 23 48.5	24 32 9	172.940	-16.679		3	0.006	0.10
153	3.5	4 25 6.5	24 32 20	173.143	-16.456	157	9	0.017	0.18
	4.0	4 24 47.5	24 32 17	173.093	-16.510		3	0.006	0.10
154	3.5	4 25 7.6	24 23 22	173.262	-16.552	157	3	0.006	0.10
155	3.5	4 26 26.5	24 25 48	173.437	-16.300	157	35	0.061	0.34
	4.5	4 26 30.4	24 25 13	173.455	-16.295		17	0.028	0.23
156	3.0	4 26 46.3	24 5 36	173.752	-16.465	159	2	0.006	0.10
157	3.0	4 27 32.0	24 21 28	173.664	-16.161	159	228	0.463	0.94
158	2.5	4 27 34.3	22 50 9	174.870	-17.150	171	21	0.050	0.31
159	2.5	4 27 39.8	24 20 42	173.694	-16.147	163	356	0.808	1.24
160	3.0	4 27 41.5	22 48 11	174.915	-17.151	158	11	0.022	0.21
	4.0	4 27 46.1	22 51 17	174.886	-17.104		3	0.006	0.10
161	3.0	4 27 45.9	23 0 15	174.767	-17.007	158	2	0.006	0.10
162	2.5	4 28 3.0	23 18 58	174.565	-16.754	171	26	0.067	0.36
163	1.0	4 28 3.7	24 17 38	173.796	-16.112	163	707	2.102	2.00
	2.0	4 28 0.9	24 17 50	173.786	-16.118		564	1.483	1.68
164	3.0	4 28 5.6	23 22 40	174.523	-16.706	162	8	0.017	0.18
	3.5	4 28 24.3	23 22 41	174.572	-16.651		3	0.006	0.10
165	3.0	4 28 24.5	23 13 44	174.690	-16.748	162	3	0.006	0.10
	3.5	.....	.....	.....	.....		....	.....	....
166	4.5	4 28 44.1	24 10 11	173.999	-16.077	169	3	0.006	0.10
167	3.5	4 29 0.6	24 18 28	173.933	-15.939	157	82	0.151	0.53
168	4.5	4 29 3.7	24 19 9	173.932	-15.923	169	4	0.006	0.10
	5.0	.....	.....	.....	.....		....	.....	....
169	4.0	4 29 12.2	24 16 17	173.991	-15.930	167	43	0.072	0.37
170	4.0	4 29 23.3	24 41 33	173.689	-15.823	167	3	0.006	0.10
	4.5	.....	.....	.....	.....		....	.....	....
171	1.0	4 29 29.2	22 49 16	175.182	-16.825	171	417	1.232	1.53
	2.0	4 29 36.2	22 48 33	175.210	-16.812		361	0.976	1.36
172	4.5	4 29 42.7	22 53 31	175.161	-16.740	176	7	0.011	0.15
	5.0	4 29 42.8	22 51 24	175.189	-16.762		4	0.006	0.10
173	4.5	4 29 43.0	24 14 31	174.094	-15.860	169	11	0.017	0.18
	5.0	4 29 43.0	24 10 11	174.151	-15.907		4	0.006	0.10
174	3.0	4 30 2.1	23 4 51	175.061	-16.561	177	2	0.006	0.10
175	3.5	4 30 22.3	24 19 9	174.134	-15.697	157	3	0.006	0.10
176	3.0	4 30 26.5	22 40 59	175.441	-16.747	177	97	0.173	0.57
	4.0	4 30 35.5	22 39 18	175.487	-16.738		60	0.089	0.41
177	2.5	4 30 29.1	22 44 27	175.402	-16.702	171	173	0.385	0.86
178	3.0	4 30 49.0	24 2 6	174.427	-15.805	159	13	0.028	0.23
	3.5	4 30 42.3	24 2 17	174.407	-15.822		11	0.022	0.21
179	4.5	4 30 50.9	22 35 46	175.574	-16.731	176	34	0.045	0.29
	6.0	4 30 54.1	22 35 2	175.592	-16.730		14	0.017	0.18
180	3.0	4 31 39.5	22 55 55	175.432	-16.372	177	2	0.006	0.10
181	2.5	4 32 55.7	24 2 9	174.751	-15.437	163	28	0.067	0.36
	6.0	4 32 39.6	24 1 7	174.723	-15.495		4	0.006	0.10
182	1.0	4 33 4.9	24 39 9	174.287	-15.012	182	26	0.123	0.48
	2.5	4 33 0.1	24 36 56	174.303	-15.049		2	0.006	0.10
183	4.0	4 34 8.0	26 22 31	173.092	-13.714	198	3	0.006	0.10
184	3.0	4 34 10.4	25 19 49	173.918	-14.384	185	2	0.006	0.10
185	2.5	4 34 24.4	25 11 59	174.056	-14.429	194	25	0.067	0.36
186	4.0	4 34 36.6	26 8 10	173.350	-13.787	198	16	0.028	0.23
	4.5	4 34 48.6	26 4 40	173.426	-13.791		3	0.006	0.10
187	3.0	4 34 37.1	25 9 24	174.122	-14.420	185	7	0.017	0.18
188	4.0	4 35 9.1	25 46 47	173.711	-13.925	198	3	0.006	0.10
189	4.0	4 35 49.0	25 42 22	173.869	-13.859	198	3	0.006	0.10
	4.5	.....	.....	.....	.....		....	.....	....
190	4.5	4 35 49.2	25 33 24	173.987	-13.954	199	4	0.006	0.10
191	4.0	4 35 49.4	25 24 26	174.105	-14.050	198	3	0.006	0.10
192	4.5	4 36 28.4	26 0 7	173.734	-13.555	199	11	0.017	0.18
	5.5	4 36 28.4	26 0 19	173.731	-13.553		4	0.006	0.10
193	6.0	4 36 28.9	25 35 41	174.056	-13.816	197	9	0.011	0.15

TABLE XX *(continued)*.

No.	Av	ALPHA	DELTA	L^{II}	B^{II}	REF	$M_\odot$	S	R
194	1.5	4 36 40.7	25 39 48	174.031	-13.738	195	952	2.342	2.11
	2.0	4 36 45.8	25 38 42	174.059	-13.735		850	1.912	1.91
195	1.0	4 36 43.9	25 41 29	174.017	-13.710	195	997	2.592	2.22
196	2.5	4 37 1.1	25 39 39	174.084	-13.681	194	691	1.394	1.63
	3.0	4 36 59.9	25 40 14	174.073	-13.678		600	1.143	1.47
197	5.5	4 37 3.1	25 27 21	174.251	-13.806	201	27	0.033	0.25
198	3.5	4 37 9.0	25 38 40	174.117	-13.668	196	444	0.786	1.22
199	4.0	4 37 25.1	25 38 48	174.155	-13.620	198	257	0.418	0.89
200	4.0	4 37 28.8	25 2 12	174.646	-14.001	198	9	0.017	0.18
201	5.0	4 37 32.6	25 24 37	174.360	-13.750	203	47	0.061	0.34
202	6.0	4 37 39.0	25 20 3	174.436	-13.781	197	10	0.011	0.15
	6.5	4 37 48.4	25 20 3	174.459	-13.753		5	0.006	0.10
203	4.5	4 37 45.4	25 26 57	174.361	-13.689	199	101	0.145	0.52
204	4.5	4 38 3.2	25 56 58	174.010	-13.317	199	14	0.022	0.21
205	5.0	4 38 17.7	25 37 59	174.296	-13.478	203	8	0.011	0.15
	5.5	4 38 8.2	25 37 59	174.272	-13.505		4	0.006	0.10
206	3.5	4 38 18.5	24 53 11	174.889	-13.952	196	7	0.011	0.15
	5.0	4 38 28.1	24 53 11	174.913	-13.924		4	0.006	0.10
207	5.5	4 38 28.1	25 20 4	174.558	-13.638	201	4	0.006	0.10
208	1.5	4 39 0.2	26 39 48	173.588	-12.696	195	7	0.028	0.23
209	4.0	4 39 7.7	25 6 37	174.833	-13.666	198	3	0.006	0.10
210	1.5	4 39 21.2	26 13 52	173.980	-12.912	195	4	0.017	0.18
211	4.0	4 39 27.5	25 15 34	174.764	-13.514	198	3	0.006	0.10
212	1.5	4 50 17.0	30 50 20	171.899	-8.136	214	7	0.026	0.22
213	4.0	4 51 29.2	30 31 6	172.316	-8.135	215	7	0.010	0.14
	5.5	4 51 31.0	30 31 29	172.314	-8.126		3	0.003	0.08
214	0.5	4 51 39.8	30 36 8	172.273	-8.053	214	123	0.679	1.14
	1.0	4 51 31.5	30 37 36	172.235	-8.061		96	0.424	0.90
215	3.5	4 51 40.8	30 31 48	172.333	-8.095	216	13	0.021	0.20
216	1.5	4 51 51.4	30 34 35	172.320	-8.037	214	44	0.120	0.48
	3.0	4 51 53.9	30 33 6	172.345	-8.045		22	0.040	0.28
217	4.0	4 52 5.8	30 31 29	172.393	-8.028	215	2	0.003	0.08
	4.5	.....	.....	.....	.....		....	.....	....
218	3.5	4 52 40.6	30 33 59	172.439	-7.905	216	2	0.003	0.08
	4.5	.....	.....	.....	.....		....	.....	....
219	0.5	5 1 6.0	25 10 2	177.919	-9.717	219	86	0.394	0.87
	6.5	5 1 5.9	25 7 45	177.950	-9.740		6	0.007	0.12

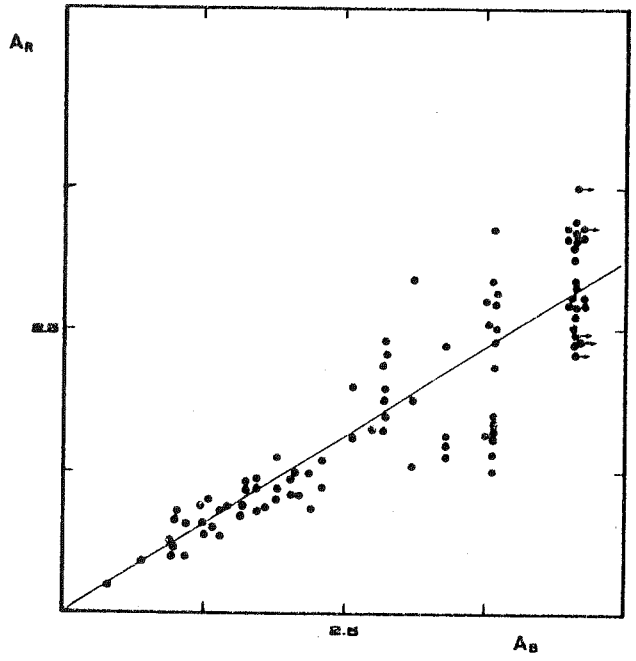


FIGURE 1. — The variation of the extinction in the red against the extinction in the blue for Taurus. The best fit is $A_R = 0.62\ A_B$. Both, red and blue extinction, are calculated from $A_{B,R} = 2.5 \log (N^*/N)$, where N^* and N are the number of stars in the reference field in the reddened area.

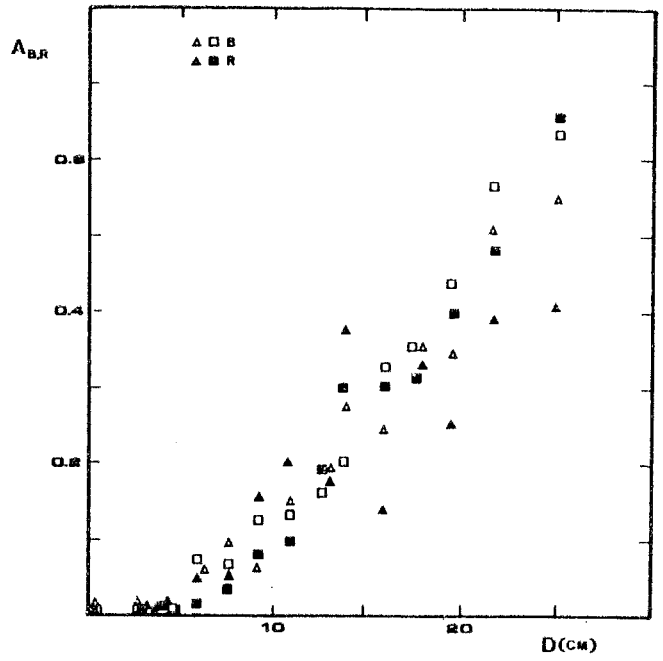


FIGURE 2. — The loss in the limiting magnitude of the Palomar prints (red and blue) in function of the distance to the center of the print. Symbols △ and ▲ are for the print number 276, and □, ■ for the print number 669. The loss in the limiting magnitude is well represented by $A_{B,R} = d^2 \times 10^{-3}$ magnitudes, where d is the distance to the center of prints in centimeters.

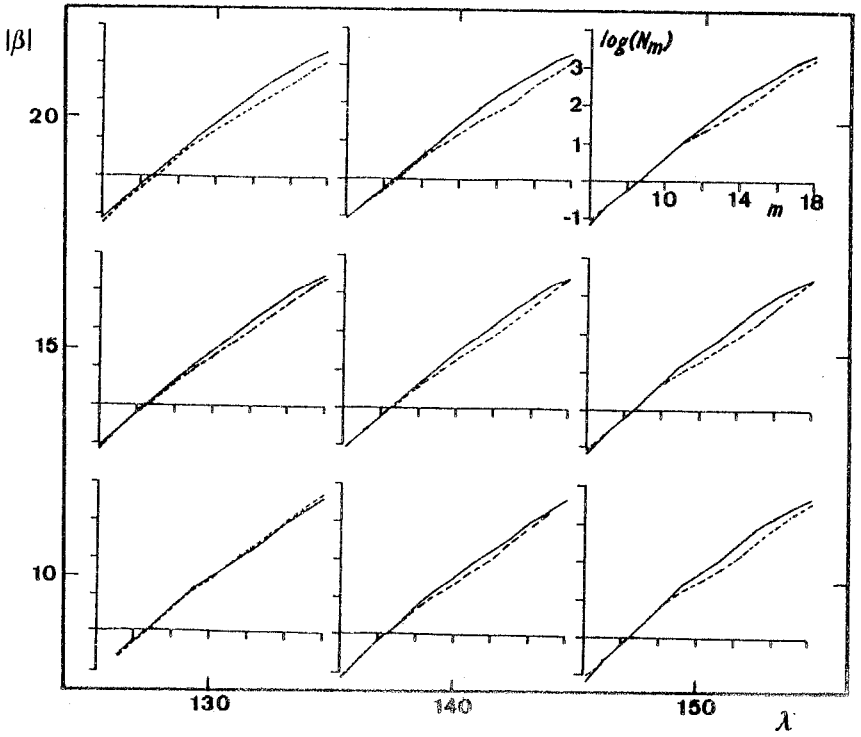


FIGURE 3. — Comparison of the variation of the logarithm of the number of stars brighter than m_B for $b^I = \pm 10°, \pm 15°, \pm 20°$ and $l^I = 130°, 140°, 150°$, where l^I and b^I are the old galactic coordinates. Continuous lines are for positive galactic latitude ; this area is free of dark material and may be used as a reference field for the negative galactic latitude (discontinuous lines). The difference between the two regions of the sky is due to the dust associated with the complex of dark clouds of Taurus and Perseus (see text).

Astron. Astrophys. ▮▮▮, ▮▮▮–▮▮▮ (1985) 08 (09.09.1; 09.13.1; 19.37.1)

ASTRONOMY AND ASTROPHYSICS

The Taurus-Auriga-Perseus complex of dark clouds

I. Density structure

J. Cernicharo, R. Bachiller*, and G. Duvert

Groupe d'Astrophysique, E.R.A. 961 du C.N.R.S., Université Scientifique et Médicale de Grenoble, BP. 68, F-38402 St. Martin d'Hères Cedex, France

Received October 15, 1984; accepted February 4, 1985

Summary. Star counts covering all the dark clouds of $Av > 1$ mag in the Taurus-Auriga-Perseus complex have been carried out on the red prints of the Palomar Observatory Sky Survey (POSS) with a $\approx 2'.5$ resolution. They enable us to sketch a high resolution picture of the local interstellar medium within 200 pc from the Sun from $l^{II} = 160°$ to 180° and from $b^{II} = -10°$ to $-20°$. The distance of the complex is discussed. The mass of the Perseus complex is $\approx 7\,10^3\,M_\odot$. For the Taurus complex we derive a mass of 6.5–9.5 $10^3\,M_\odot$ and most of the mass is an extended halo. We use the star counts to study the density, mass and column density distribution in dark clouds. We find that $n(r) \propto r^{-1.3}$ fits well the observed visual extinction maps. Visual extinction towards other local dark clouds are also fitted by the same density law, suggesting a similarity in the formation and evolution mechanisms of dark clouds. Larson's relation between velocity dispersion and radius arises as a consequence of the gas density distribution in molecular clouds, if they are in virial equilibrium.

Key words: interstellar absorption and extinction – dark clouds – star formation

1. Introduction

The strip of dark clouds stretching in the sky from Taurus to Perseus is one of the largest local associations of dark matter. In the last years, some cloudlets of Taurus – small regions of high density embedded in the clouds – have shown peculiar physical and chemical properties. For example, most of the cyanopolyyne sources are located in Taurus (Benson and Myers, 1983). The Perseus complex differs in many respects from the Taurus complex. It may be physically associated with the Per OB2 star association and it is characterized by two hot spots, IC 348 and NGC 1333 where star formation is going on, connected by a filamentary chain of dark clouds with strong molecular emission (Bachiller and Cernicharo, 1984).

In the different attempts to obtain the physical and chemical properties of the two complexes, both large scale surveys and studied of small size regions have been carried out. Baran (1983) has mapped completely both complexes in the $J = 1-0$ line of ^{12}CO. Unfortunately, his spectral resolution, beam size and sampling were not sufficient to study in detail the different parts of the clouds. Wouterloot (1981) has mapped the whole Taurus complex in the 18-cm lines of OH. Due to the beam size and the difficulty in the OH lines interpretation, Wouterloot's survey, as well as Baran's, gives information about physical conditions in the complex only on a very large scale. On the other hand, many interesting cloudlets (TMC1, TMC2, NGC 1333, ...) have been studied carefully by different authors using high spatial resolution and many molecular lines, including rare isotopes. The area observed in these regions is restricted to the high density cores. As a consequence, the global physical properties of the clouds are poorly known.

Measurement of the column density of molecular hydrogen in dark clouds is given by the visual extinction, assuming that the $N(H_2)/E(B-V)$ relation of Bohlin et al. (1978) holds for large A_V. Star counts from photographic plates is a classical procedure to determine the visual extinction in local dark clouds (see for example Bok, 1937; Bok and Cordwell, 1973; Dickman, 1976, 1978a; Cernicharo and Bachiller, 1984, henceforth referred to as CB).

The relative nearness of the complex studied here makes star counts a powerful measuring tool down to scales of ≈ 0.1 pc, without introducing large statistical errors. We have made star counts on the red prints of the POSS over all dark clouds of the Taurus-Auriga-Perseus complex with $A_V \leqq 1$ mag (see CB). A total surface area of ≈ 40 square degrees has been counted at resolution of $\approx 2'.5$. These star counts complement the systematic survey in several molecular lines of the Taurus-Auriga-Perseus complex (Cernicharo, 1984), carried out recently with the 2.5 m telescope of the Bordeaux observatory. The main goals of our molecular and visual extinction surveys are: (i) to obtain relations between molecular column density and molecular hydrogen column density, $N(^{13}CO)/N(H_2)$ and $N(C^{18}O)/N(H_2)$, in Taurus and Perseus (Cernicharo and Guélin, 1985a; Bachiller and Cernicharo, 1985; Duvert et al., 1985); and (ii) to study the structure of the dark clouds of the complex from their smallest (few 0.1 pc) to their largest structures (few × 10 pc).

In this paper we analyze the global structure of the complex and the mass, density and column density distribution in the dark clouds from the CB star counts. A further paper analyzing the fragmentary and velocity structure of the complex is in progress (Cernicharo et al., 1985). The plan of this paper is the following: in Sect. 2 we present the visual extinction maps for the surveyed clouds. The distance of the Perseus complex, its possible connection with the Taurus complex, and the masses of the two complexes are discussed in Sect. 3. In Sect. 4 we use the derived visual extinctions to study the density structure of dark clouds. In

Send offprint requests to: J. Cernicharo

* On leave from Centro Astronómico de Yebes, Guadalajara, Spain

Sect. 5 we compare the density profile derived in this work to those given by other authors from molecular observations or from theoretical models. Larson's law between mass and radius is analyzed.

2. Visual extinction maps

The results of our star counts in the Taurus and Perseus complexes are given as gray scale maps in Fig. 1a–m. These maps were made from a two dimensional Hanning smoothing of the original data. The errors introduced by this procedure are less than 10% for moderate A_V and of the order of 20% at the edges of the smallest cloudlets. The highest values of A_V are lower limits to the actual visual extinction. The corrections for the extinction in the reference fields and for the loss of limiting magnitude of the prints are included. The known young stars in each counted region are plotted as black or white stars in Fig. 1; these stars are probably associated to the dark clouds, and star counts give only lower limits to the visual extinction toward them. The error introduced in A_V is low when only one T-Tauri star is counted in one square. For regions of active star formation like NGC 1333 or IC 348, the visual extinction derived from star counts becomes unreliable. These regions, as well as reflection nebulae, are indicated by circles (black or white) in Fig. 1, see CB.

In Figs. 1k, 1l, and 1m we show counts for L134N (red and blue counts) and for L134. These counts, in clouds which are not part of

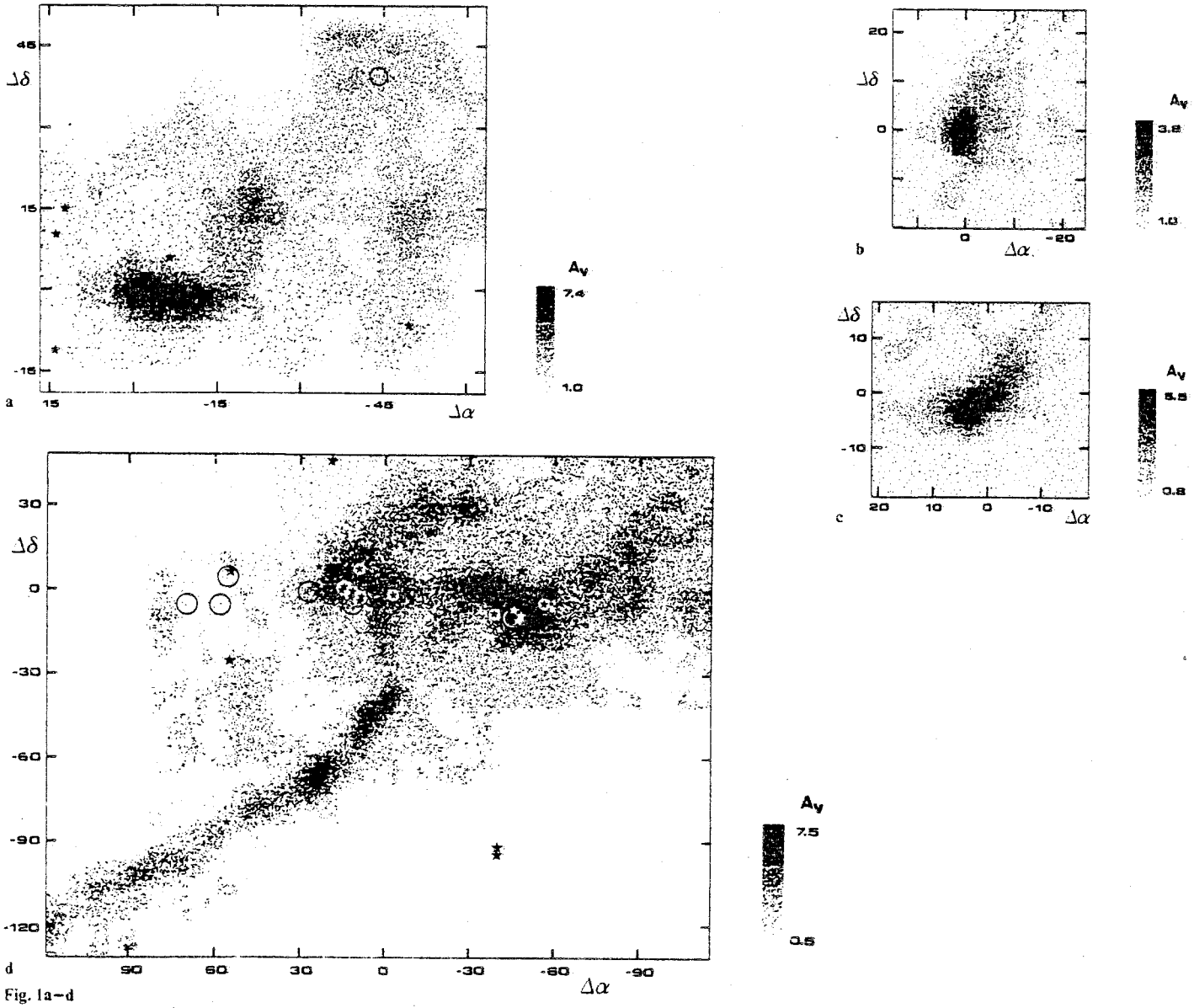


Fig. 1a–d

Fig. 1a–m. Visual extinction contours towards: **a** L 1536; **b** L 1489; **c** L 1544; **d** L 1495; **e** L 1506; **f** L 1529 (the central position corresponds to TMC2); **g** Heiles Cloud 2 (L 1534. The central position corresponds to TMC1); **h** L 1517; **i** B 5; **j** Composite view of the visual extinction in Perseus [the ticks on the axes indicate the positions of the reference points where the transparent grids were centered: $\alpha(1) = 3^h44^m22^s6$, $\alpha(2) = 3^h40^m50^s7$, $\alpha(3) = 3^h35^m19^s9$, $\alpha(4) = 3^h30^m39^s8$, $\alpha(5) = 3^h25^m56^s0$, $\alpha(6) = 3^h21^m15^s5$, $\delta(A) = 32°42'44''$, $\delta(B) = 31°52'27''$, $\delta(C) = 31°10'12''$, $\delta(D) = 30°10'12''$]; **k** L 134N (counts in the red print of the POSS); **l** L 134N (counts in the blue print of the POSS); **m** L 134 (counts in the blue print of the POSS). Units for $\Delta\alpha$ and $\Delta\delta$ are arcminutes. The resolution of the counts is $\approx 2'.5$ before smoothing (see Table 1) and roughly 5' after smoothing

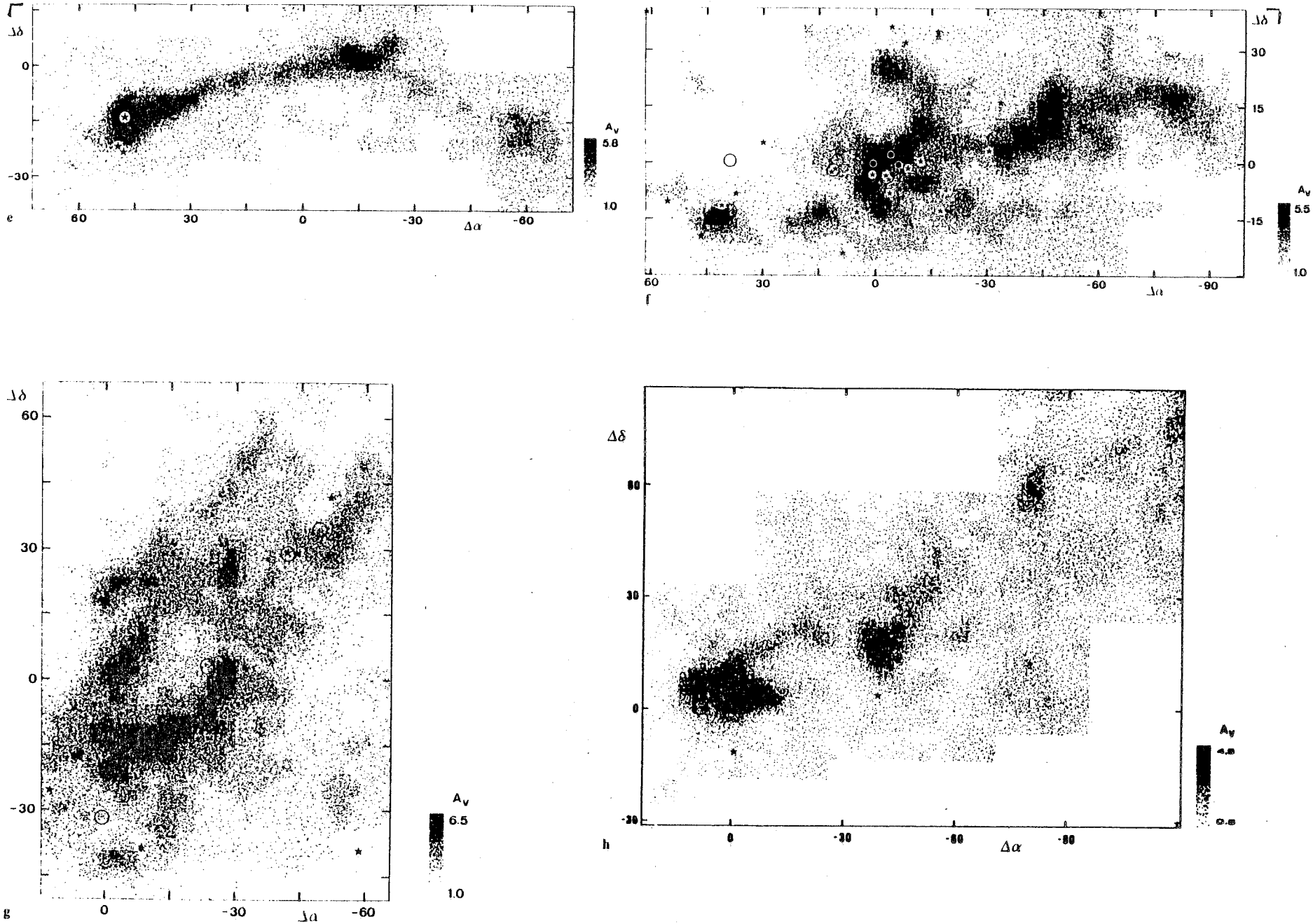
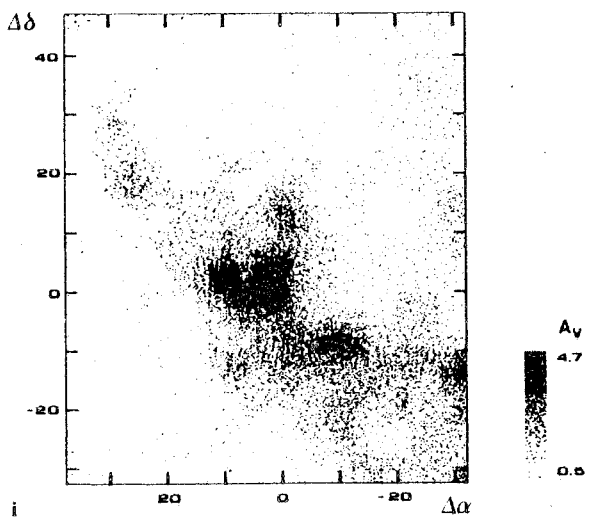
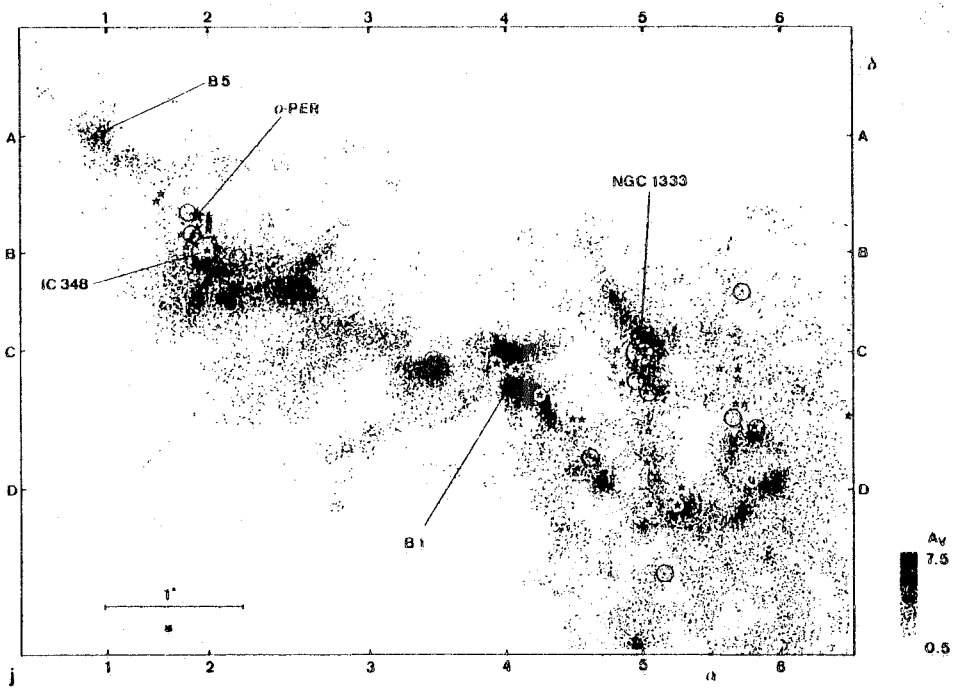
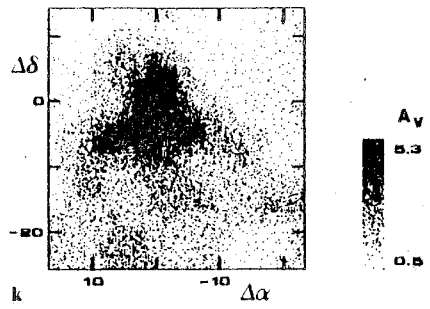
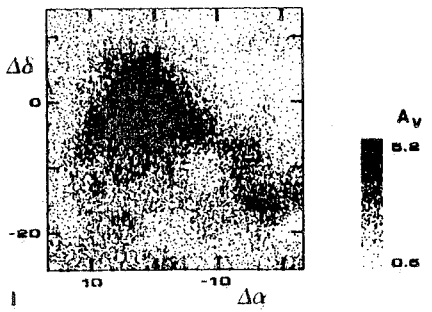

Δδ
0
-30
60
30
0
-30
Δα
-60
e
A_V
5.8
1.0
Δδ
30
15
0
-15
60
30
0
-30
-60
Δα
-90
f
A_V
5.5
1.0
Δδ
60
30
0
-30
0
-30
Δα
-60
g
A_V
6.5
1.0
Δδ
60
30
0
-30
0
-30
-60
Δα
-90
h
A_V

Fig. 1e–h


Δδ
40
20
0
-20
20
0
-20
Δα
i
A_V
4.7
0.5


1
2
3
4
5
6
B5
o PER
NGC 1333
IC 348
B1
A
B
C
D
δ
1'
s
j
α
A_V
7.5
0.5


Δδ
0
-20
10
-10
Δα
k
A_V
5.3
0.5


Δδ
0
-20
10
-10
Δα
l
A_V
5.2
0.6

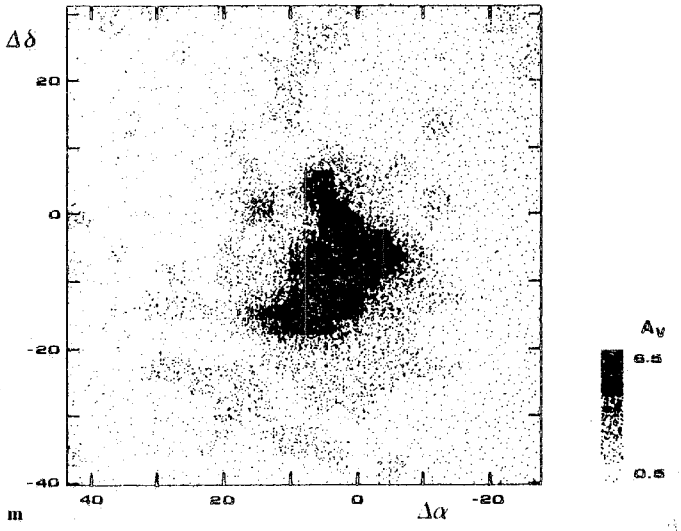

Δδ
20
0
-20
-40
40
20
0
-20
Δα
m
A_V
6.5
0.5

Fig. 1i–m

the Taurus-Perseus complex, are used in Sect. 4 to derive global properties of dark clouds.

Previous systematic star counts in Taurus and Perseus (McCuskey, 1938, 1939, 1941; Heeschen, 1951) have a lower resolution than our counts. Our maps of visual extinction agree with those counts for $A_V \leqq 3$ mag. Two clouds of Taurus, L1529 and HCL2 have been counted with high resolution by Batrla et al. (1981) and by Sherwood and Wilson (1982) respectively. However, their counts present some fundamental differences with ours. They have used counts with a resolution of 1'.1 and as a consequence they find an artificially large area without stars in the core of the clouds' – see CB. When they average their counts over $\approx 10'$ squares, their visual extincction contours agree very well with our counts degraded to the same resolution. Our stars counts in HCL2 show that several fragments of high visual extinction, comparable in opacity and size to TMC1, are spread around the central hole characterizing this cloud. Recent millimeter molecular observations with the Bordeaux telescope (Cernicharo and Guélin, 1985a, b), and high angular molecular observations of the fragments (Cernicharo et al., 1984), show that our star counts match exactly the position of the cloudlets (typical size $\approx 5'$). These cloudlets are not visible in the Sherwood and Wilson's 1'.1 counts due to the poor statistical significance of their data for $A_V \geqq 4$ mag. Bok (1956) has counted a field around HCL2 with a resolution of 5'.6. Gaida et al. (1984) have counted with a 4'.5 resolution three clouds studied in this paper (L1517, L1495, L1506). Their counts agree well with ours. Partial contour maps from our counts in L1529 and L1506 are given by Baudry et al. (1981).

3. Distances and masses in the Taurus-Auriga-Perseus complex

The mean distance of the Taurus complex is well known to be ≈ 135 pc (Elias, 1978) but individual clouds may be at different distances. The distance of the Perseus complex is still an unsolved problem. The values of the distance found in the literature range from 150 pc (Rydgren, 1971), to 500 pc (Strom et al., 1976). Thus, its actual value is known within a factor of 3 and the mass may be wrong by a factor of 10! Our star counts shed some light on this problem. The number of stars within a given area is a function of the opacity of the cloud and of its distance. Assuming that a fragment has a known A_V, – or at least a lower limit to A_V –, we can derive an upper limit to the number of stars we should find in its direction as a function of the distance using the standard luminosity and stellar density functions of Bahcall and Soneira (1980) – see also Bok and Cordwell (1973). Areas free of stars are uniformly distributed over the chain of globules between IC 348 and NGC 1333. From their surface area we can give an upper limit to the distance of the closest clouds of ≈ 200 pc. This value is in agreement with Rydgren's for matter Northeast of the Perseus complex and with the distance of some reflection nebulae of this complex (Racine, 1968).

The distance of the Per OB2 association (Borgman and Blaauw, 1964), and of the open cluster IC 348 (Strom et al., 1974) is ≈ 300 pc. Strom et al. have derived the distance to IC 348 from spectrophotometric data of seven stars. Two of them, o Per and BD 31°643, could be associated with the complex and their distances to the Sun are 290 and 230 pc respectively. The distance of o Per has also been determined by Borgman and Blaauw (1964) to be 200 pc; Guetter (1977) has derived for this star a distance of 250 pc.

The discrepancies in the distance of o Per could arise from the value of $R = A_V/E(B-V)$ taken by the different authors. Strom et al. (1974) have found that the ratio of total to selective extinction increases in the regions of the cloud which have the largest obscuration. For their seven stars with well established spectral type, five have $\langle R \rangle = 3.2 \pm 0.1$, in excellent agreement with the value derived by Guetter (1977). The two other stars have R close to 4. Borgman and Blaauw (1964) have also used seven stars and the value of R derived by Johnson and Borgman (1963) for the stars ε Per and τ Per ($R = 3.75$) to derive the distance of the Per OB2 association. Although the value of R is not very critical when deriving visual extinction from star counts (Dickman, 1978a), it is the main source of errors in the determination of stellar distances.

The low number of stars used by Strom et al. (1974) and by Borgman and Blaauw (1964) makes their distance determination uncertain. Guetter (1977) has used a larger sample of data to derive the distance of the Per OB2 association. He has found a mean distance of 400 pc for 84 O8–A2 stars. It is, however, possible to analyze his data using a division of the stars by range of distance modulus. In Table 1 we give the mean distance modulus and the mean colour excess for 100 stars of Guetter's paper. No difference is found in the mean colour excess for each group. We can see that all the stars are reddened more or less uniformly and that the first layer of absorbing matter is at ≈ 200 pc in good agreement with the distance derived from our star counts. The low A_V values in Table 1 correspond to Guetter's selection of low reddened stars.

Strom et al. (1976) have established a value for the distance of NGC 1333 of 500 pc. This result has been derived from observations of only one strongly reddened star and could be uncertain in view of the large errors associated with this type of determinations.

We conclude that, in the direction of the Perseus complex the first layer of obscuring matter is at a distance of ≈ 200 pc. Another layer at ≈ 300 pc is probably the site of the Per OB2 association.

Table 1. Mean distance and colour excess for stars towards Perseus (Guetter, 1977). Column (1): Range of distance modulus. Column (2): Mean distance modulus. Column (3): Mean distance (pc). Column (4): Mean colour excess. Column (5): Mean visual extinction assuming $R = 3.2$ (see text). Column (6): Number of stars

$m-M$	$\langle m-M \rangle$	$\langle d \rangle$	$\langle E_{(B-V)} \rangle$	$\langle A_V \rangle$	n
<7	6.7 ± 0.40	220 ± 40	0.19 ± 0.10	0.61 ± 0.32	14
7.0–7.5	7.4 ± 0.14	300 ± 20	0.23 ± 0.08	0.74 ± 0.25	16
7.5–8.0	7.9 ± 0.14	370 ± 24	0.21 ± 0.09	0.67 ± 0.29	28
8.0–8.5	8.3 ± 0.13	450 ± 30	0.19 ± 0.09	0.61 ± 0.32	26
>8.5	9.0 ± 0.50	650 ± 150	0.26 ± 0.09	0.83 ± 0.29	16

Table 2. Column (1): The most usual name of the cloud. Columns (2) and (3): α (1950) and δ (1950) of the reference point. Column (4): Resolution of the counts in arcmin. Column (5): Wavelength used for the counts (R red, B blue). Column (6): Extinction, relative to the reference field, at $0.7 \cdot R$, A_0 is roughly the mean visual extinction of the cloud relative to the reference field – see text. Extinctions in the reference fields are given in Col. 9. Column (7): Mass relative to the reference field ($M_\odot$). Column (8): Total radius (in pc) of the cloud defined by $R_T = \sqrt{S_T/\pi}$, where S_T is the surface within the lowest A_V contour. Column (9): Adopted visual extinction in the reference field. Column (10): Mass corrected for the extinction in the reference field ($M_\odot$)

Name	Alpha	Delta	RS	C	A_0	M	R	A_V	M
HCL2	4 38 38.0	25 35 45	2.24	R	1.7	640	2.23	1.0	1000
L 1517	4 52 00.0	30 29 00	2.50	R	1.2	278	2.30	0.5	457
L 1536	4 31 20.0	22 38 00	2.24	R	1.5	250	1.53	1.0	410
L 1506	4 17 00.0	25 10 00	2.24	R	1.0	242	1.64	1.0	430
L 1529	4 29 43.0	24 16 55	2.24	R	1.3	440	2.11	1.0	740
L 1495	4 14 44.9	28 13 36	2.50	R	1.9	1480	3.51	0.5	1900
L 1544	5 1 00.0	25 10 00	2.24	R	1.0	57	0.87	0.5	83
L 1489	4 1 42.0	26 12 12	2.50	R	0.7	58	0.97	0.5	92
B5	3 44 22.6	32 42 44	2.50	R	1.0	210	2.13	0.5	360
Perseus	3 30 34.3	30 59 13	2.50	R	1.6	5400	7.57	0.5	7450
L 134N	15 51 30.0	− 2 43 31	2.24	R	1.5	52	0.64	0.5	66
L 134N	− − −	− − −	2.24	B	−	38	−	0.5	52
L 134	15 50 50.0	− 4 26 00	2.24	B	0.8	98	1.12	0.5	140

The mass of the clouds can be obtained from star counts if their distance to the Sun is known. Although the mass of each individual cloud depends very sensitively on its distance, the mass of the whole complex can be well estimated using its mean distance. From Dickman (1976, 1978a) we can write

$$M_T = (\alpha d)^2 \mu \beta \Sigma A_V^i , \quad (1)$$

where α is the angular resolution of the counts in radians, d is the distance to the cloud in cm, μ is the mean mass per particle, which includes a 30% correction for helium abundance (Allen, 1973) and where $\beta \approx 10^{21}$ cm^{-2} mag^{-1} is the standard relation between molecular hydrogen column density and visual extinction (Bohlin et al., 1978).

Table 2 contains (column 7) the masses of the counted clouds given by (1) when only raw values of star counts in the reference field are used, and (column 10) the masses of the same clouds when visual extinction in the reference field is taken into account. Individual masses must be taken with some caution.

The total mass of the Perseus complex, assuming a value of 200 pc for its distance, is $\approx 7\,10^3\,M_\odot$. The total mass of the Taurus clouds relative to the raw reference fields is $\approx 3450\,M_\odot$ ($5100\,M_\odot$ relative to the reference fields corrected for extinction). This mass may actually be larger due to the extended halo surrounding the complex, see CB. Assuming uniform visual extinction of 0.5–1.0 mag across the complex, the mass per square degree will be of 60–120 $M_\odot$ at the distance of 135 pc. From McCuskey's low resolution star counts in Taurus, we derive a value of at least ≈ 50 square degrees for the surface of the central region of the Taurus complex contaminated by dust – in addition to the surface area covered by our counts. Therefore the total mass of Taurus becomes ≈ 6.5–$9.5\,10^3\,M_\odot$. This value agrees with Wouterloot's (1981) estimate of the Taurus mass from OH observation.

From McCuskey's (1938, 1939, 1941) work in Taurus, or the Baran (1983) and Wouterloot (1981) surveys, or from an inspection of the Palomar prints between Taurus and Perseus, it seems that a physical connection exists between the two complexes. The distance of the first clouds in the direction of the Perseus complex derived from our star counts supports the existence of the Taurus-Perseus "bridge" and the idea of a large complex of dark matter near the Sun (100–200 pc). This idea is also supported by the data of Gottlieb and Upson (1969) and Perry and Johnson (1982). This complex could contain the Taurus, Pleiades and most of the Perseus and Auriga clouds (see the discussion of its kinematic structure by Wouterloot, 1981). The mass of the big complex of local clouds in the anticenter direction could then be as large as $5\,10^4\,M_\odot$.

4. Density structure of dark clouds

Star counts can be used as a tracer of the physical structure of dark clouds: the observed dust distribution can give the distribution of mass, density and column density in dark clouds.

The clouds studied here are at different distances (see Sect. 2) and we have to use distance-free parameters in the analysis of the whole data. Whatever distance an observed cloud is, it is possible, as soon as it is resolved, to define on its apparent surface contours of equal value in some observed parameter – here we take A_V. To the apparent surface s of some contour will correspond a reduced (distance-independent) surface $\bar{S} = s/S_T$, where S_T is the total apparent surface of the cloud. Since we can write $s = \pi\varrho^2$, $S_T = \pi R_T^2$, we define a reduced projected radius $\varepsilon = \varrho/R_T$. We define then the normalized mass within ϱ as $\bar{M}(\varepsilon) = M(\varrho)/M_T$, where M_T is the total mass of the cloud. Finally, we define the *normalized* visual extinction for a *normalized* projected radius ε, as $\bar{A}_V(\varepsilon) = A_V(\varepsilon)/A_0$, where A_0 is the visual extinction for $\varrho = 0.7\,R_T$ (see below). Just like ε, the three functions $\bar{M}(\varepsilon)$, $\bar{A}_V(\varepsilon)$ and $\bar{S}(\varepsilon)$ are independent of the distance.

In Fig. 2 we have plotted $\log(\bar{M}(\varepsilon))$ versus $\log(\varepsilon)$ (or versus $\log(\bar{S}(\varepsilon))$. Total mass and radius, determined using uniform criterion, for the clouds are given in Table 2. Every point of Fig. 2 represents a contour of given A_V. From this figure we see that the mass of the clouds may be parametrised as a function of $\bar{S}(\varepsilon)$ and therefore of the normalized projected radius ε. In Fig. 2 we have included two dark globules counted by Dickman (1978), and our

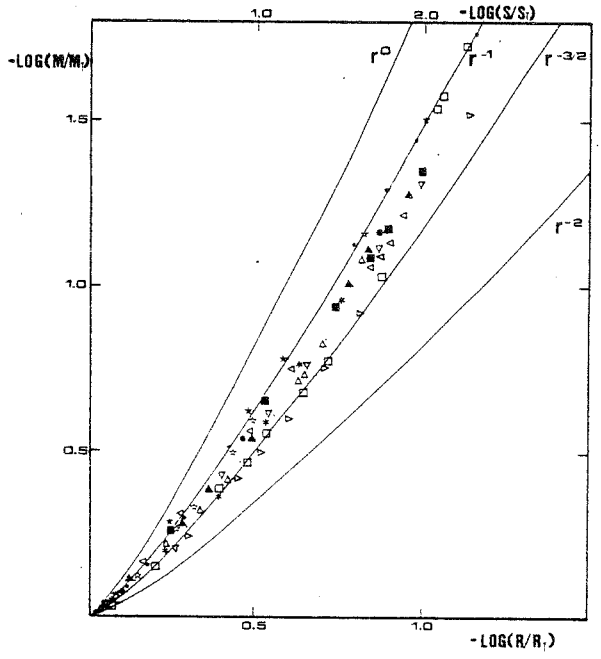


Fig. 2. The logarithm of the mass within a projected radius ϱ normalized to the total mass of the cloud, $\bar{M}_T$, as a function of the logarithm of ϱ/R_T, where R_T is the total radius of the cloud. Solid lines represent spheres with a density law $n(r) \propto r^{-\alpha}$ for $\alpha = 0$, 1, 3/2, and 2. The upper scale is the logarithm of the surface within ϱ normalized to the total surface. Symbols are: • B 5, • HCL2, * L 134N (red counts), * B 134 (data from Dickman, 1978), * B 92 (data from Dickman, 1978), ■ L 1489, △ L 1495, ▽ L 1506, ▷ L 1517, ◁ L 1536, ▲ Perseus, □ L 1544, * L 1529

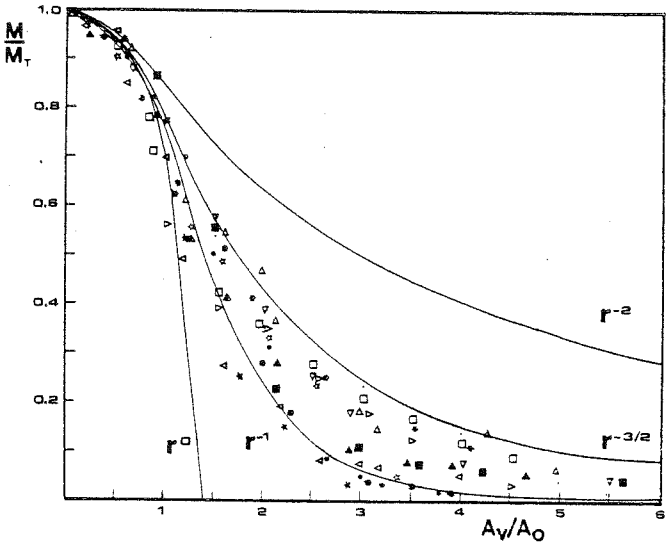


Fig. 3. The mass within a given contour of A_V, normalized to the total mass of the cloud, as a function of the visual extinction normalized to the visual extinction at $0.7 \cdot R_T$, where R_T is the total radius of the cloud (see text). Solid lines represent spheres with a density law $n(r) \propto r^{-\alpha}$ for $\alpha = 0$, 1, 3/2 and 2. Symbols are as in Fig. 2

red counts for L134N. The counts for L134 presented in Sect. 2 and the counts for the other small dark globules of Dickman's paper (1978a), are not included because most of their masses come from the regions free of stars where A_V values are only lower limits due to the large opacities of the cores. No difference is found in the relation $\log(\bar{M}(\varepsilon))$ against $\log(\varepsilon)$ between our clouds and Dickman's globules.

From the uniformity of the observed values of $\bar{M}(\varepsilon)$ in all those clouds with different sizes and masses, we are able to say that probably dark clouds are characterised by some internal property independent of their total size and mass. Could $\bar{M}(\varepsilon)$ be parametrised as a function of other cloud parameters? We have plotted in Fig. 3 the parameter $\bar{M}$ as a function of $\bar{A}_V$ for the clouds of Fig. 1. The values of A_0 for each cloud are given in Table 1 and vary between 1.0 and 1.9 magnitudes. The difference in position of the points between Figs. 2 and 3 relative to the solid lines – see below –, are comparable with those due to the errors in the measurement of A_0. Figure 3 shows that the mass within a given contour of $\bar{A}_V(\varepsilon)$ is the same function of this parameter for all the clouds. As a consequence of Figs. 2 and 3, $\bar{A}_V(\varepsilon)$ can be parametrised as a function of ε.

From Figs. 2 and 3 we can see that only a small fraction of the total mass of the clouds pertains to the high visual extinction regions.

If our results are the consequence of a physical property of the clouds, then the most reliable parameter, once given the reduced mass and A_V, is their density. Let us consider a sphere of total radius R_T with a density law:

$$n(r, \alpha) = cr^{-\alpha}, \tag{2}$$

where r is the radial distance from the center of the sphere; α is a positive real value with $0 \leqq \alpha < 3$, and c is a constant. For a projected radius ε, the visual extinction is given by $A_V(\varepsilon, \alpha) = A_V(\varepsilon, \alpha)/A_0 = g(\varepsilon, \alpha)$, where

$$g(\varepsilon, \alpha) = \varepsilon^{(1-\alpha)} \cdot \int_0^{\sqrt{\frac{1-\varepsilon^2}{\varepsilon^2}}} (1+t^2)^{-\alpha/2}\, dt \tag{3}$$

with $0 \leqq g(\varepsilon, \alpha)$ and $A_0 = 2cR_T^{(1-\alpha)}\beta$ mag (β is the standard $N(H_2)/A_V$ ratio. The normalised mass within the circle of radius ε is given by $\bar{M}(\varepsilon, \alpha) = M(\varepsilon, \alpha)/M_T = f(\varepsilon, \alpha)$, where $f(\varepsilon, \alpha)$ is given by

$$f(\varepsilon, \alpha) = (3-\alpha) \int_0^{\varepsilon} z g(z, \alpha) dz \tag{4}$$

with $0 < f(\varepsilon, \alpha) \leqq 1$. The total mass of the sphere is given by

$$M_T(\alpha) = 4\pi c\mu (3-\alpha)^{-1} R_T^{(3-\alpha)}, \tag{5}$$

where μ is the mean mass per particle. The normalized surface within the normalized radius ε is given by:

$$\bar{S}(\varepsilon, \alpha) = S(\varepsilon, \alpha)/S_T = \varepsilon^2. \tag{6}$$

The mean density and the mean visual extinction in the cloud are given by:

$$\langle n(\alpha) \rangle = cR_T^{-\alpha}/(1-\alpha/3) = n_0/(1-\alpha/3), \tag{7}$$

$$\langle A_V(\alpha) \rangle = 2A_0/(3-\alpha), \tag{8}$$

where $n_0 = cR_T^{-\alpha}$, i.e., the mean density has the same power law in R_T as the density within the cloud in r.

For any sphere, A_0 is reached for a projected radius $\varepsilon_0 = \varrho_0/R_T$ given by the condition $g(\varepsilon, \alpha) = 1$. From the above equations we obtain $\varepsilon_0 = 0.0$, 0.65, 0.70, 0.74 for $\alpha = 0$, 1, 3/2 and 2. If $\alpha > 0$ and $\alpha < 3$ then the value of ε_0 is well given by $\varepsilon_0 = 0.7$. In Fig. 3 the visual extinction is normalized to A_V corresponding to this value of ε_0. In Fig. 2 we have plotted $\log(\bar{M}(\varepsilon, \alpha))$ against ε and in Fig. 3, $\bar{M}(\varepsilon, \alpha)$ versus $\bar{A}_V$ for $\alpha = 0$, 1, 3/2 and 2 (solid lines). The best fit to the data

is given by $\alpha = 1.3 \pm 0.2$ (3σ), i.e., the density law in the dark clouds considered, may be written as:

$$n(r) = cr^{-1.3} \tag{9}$$

in excellent agreement with the density law found in ϱ Oph by Myers et al. (1978) from star counts. From (8) and (9) we see that A_0 is roughly the mean visual extinction of the cloud.

Two questions arise looking at Figs. 2 and 3: 1) Why spheres?; and 2) What is the largest scale of validity of this density law? The answer to both questions may have the same origin. From Fig. 1 we see that only the smallest globules ($R_T \leqq 1$ pc) have a roughly spherical geometry; all the other clouds are chains of smaller clouds. In Figs. 2 and 3 we have considered the large clouds (HCL2, Perseus, L1529, L1495) as isolated objects, but it is clear that this idea is not correct; why, then, do we not find more dispersion in these figures ?

If we consider other geometries for the clouds, the independence of the position of the spheres relative to the line of sight disappears. If we consider cylinders (or disks) with a density gradient towards their symmetry axis and with this axis in the direction of the line of sight then the theoretical relation between mass and projected radius is $\log(\bar{M}(\varepsilon)) = (2-\alpha)\log(\varepsilon)$, with $\alpha < 2$. The normalised visual extinction is given by $\varepsilon^{-\alpha}$. The observational data of Fig. 2 are roughly fitted by cylinders with $\alpha = 1.3$. However the data of Fig. 3 cannot be fitted by any value of α in this particular geometry for the clouds. Moreover, if clouds are cylinder-like, then we must find every orientation of their symmetry axis relative to the line of sight. In this case, for a given α the $\log(\bar{M})$ versus $\log(\varepsilon)$ relation depends on this orientation and we should find a larger dispersion in the data shown in Figs. 2 and 3. For example, if the above cylinders have their symmetry axis perpendicular to the line of sight, then the data of Fig. 3 can be roughly fitted by $\alpha = 0.7$, but the data of Fig. 2 cannot be fitted by any α. Our observational data can be only fitted by density profiles peaked towards a center of symmetry (spheres or spheroids).

Let us consider a large cloud ($R_T \geqq 1$ pc) as formed by N non-overlapping spherical clouds, each of mass M_T^i and radius R_T^i. The total mass of this cloud is $M_T^* = \Sigma M_T^i$ and the total surface $S_T^* = \Sigma S_T^i$, with $R_T^* = \sqrt{S_T^*/\pi}$. The contours of equal A_V are circles and ε, the normalized projected distance from the center of each cloud, is a well defined parameter. With a given ε for the isolated globules (which corresponds to different values of the projected radius ϱ for each globule), the total mass and surface within the corresponding contour of normalized visual extinction $\bar{A}_V(\varepsilon)$ will be given by

$$M^*(\varepsilon') = \Sigma M^i(\varepsilon) = \Sigma M_T^i \cdot f(\varepsilon, \alpha) = M_T^* \cdot f(\varepsilon, \alpha), \tag{10}$$

$$S^*(\varepsilon') = \Sigma S^i(\varepsilon) = \Sigma S_T^i \cdot \varepsilon^2 = S_T^* \cdot \varepsilon^2, \tag{11}$$

$$\varepsilon' = \sqrt{S(\varepsilon')/\pi} \cdot R_T^{*-1} = \varepsilon, \tag{12}$$

i.e., $M^*(\varepsilon)/M_T^* = f(\varepsilon, \alpha)$ and $S^*(\varepsilon)/S_T^* = \varepsilon^2$. From a formal point of view, our ideal large clouds composed of small globules have the same relation between $\log(\bar{M}(\varepsilon))$ and $\log(\varepsilon)$ or between $\bar{M}$ and $\bar{A}_V$ as the isolated small spherical clouds. However, our actual large clouds are not spherical and ε cannot be directly derived: we need to use A_V as observable parameter to derive $\bar{S}$ and $\bar{M}$. We then expect some dispersion in Figs. 2 and 3 because a fixed value of visual extinction in a large cloud corresponds to different values of ε in each of their small globules. If the globules form a filamentary or more complicated structure, with some overlapping regions, then the relation $M^*(\varepsilon') = M_T^* \cdot f(\varepsilon, \alpha)$ remains valid but not the $S^*(\varepsilon') = S_T^* \cdot \varepsilon^2$ and the $\varepsilon = \varepsilon'$ ones. However if the total overlapping area is small compared to the total area then we expect only some little deviations in the relations $\bar{M}$ versus ε and versus $\bar{A}_V$.

We conclude from our observational data that the most likely density law in dark clouds is $n(r) \propto r^{-1.3}$ and that this law applies for clouds of radius $\leqq 1.0$ pc. On the other hand, star counts are limited by opacity in the smallest parts of the cloud and therefore the density law we derive applies only for sizes larger than a few 0.1 pc; typical radius of the regions free of stars. The density structure in the cores of dark clouds can be derived from molecular observations.

5. Discussion

5.1. Comparison with published density structure

The radial density structure of some molecular clouds has been determined by Westbrook et al. (1976) and by Cheung et al. (1980) observing dust emission at 1 mm. The 1 mm data are suitable for this purpose because the low optical depth of dust at this wavelength enables one to see through the center of the source. However, the radial variation of the dust temperature must be known to derive $n_d(r)$. Assuming $T_d(r) \propto r^{-a}$, with $a \approx 0.4$–0.5, they found $n_d(r) \propto r^{-1.5 \pm 0.5}$, in reasonable agreement with our result for dark clouds. The hypothesis of a linear relation between optical extinction and molecular hydrogen column density directly implies that the gas density profile is the same as the dust's. The relation between total gas column density and visual extinction is confirmed for $A_V \leqq 3$ mag (Bohlin et al., 1978) and probably applies for A_V as large as 10 mag (Dickman, 1976, 1978b; Cernicharo and Guélin, 1958a; Bachiller and Cernicharo, 1985). Moreover, Righini-Cohen et al. (1978) have found a good correlation between ^{13}CO $J = 1-0$ column density and 1 mm emission in molecular clouds. Consequently, the gas density law in molecular clouds would be given by $n(r) \propto r^{-1.3}$. The molecular clouds studied by Westbrook et al. (1976) and by Cheung et al. (1980) are distant and their spatial resolution allows sampling of the regions corresponding to the "envelopes" of the clouds, i.e., the same region where our density profile applies.

Tomita et al. (1979) have used star counts to study 14 large globules with a roughly spherical geometry. They found that $\log(A_V) \propto \log(\varrho)^{-\nu}$ where ν ranges from 2.2 to 3.6. The mean value of ν is 2.5 ± 0.4 for their clouds (we have weighted ν by the number of points in each cloud). By fitting a power law $\varepsilon^{-\nu}$ to the function $g(\varepsilon, \alpha)$ in the range where $\log(g(\varepsilon, \alpha))$ is linear with $\log(\varepsilon)$, i.e., $0.4 \leqq \varepsilon \leqq 0.98$, we find that the best values for ν are 1.6, 2.1, 2.4, 2.5, and 2.8 for $\alpha = 0$, 1, 1.3, 3/2 and 2 respectively – roughly $\alpha \approx \nu - 1$. From these values of ν we deduce that the density in the clouds of Tomita et al. is given by $n(r) \propto r^{-1.5 \pm 0.4}$ in good agreement with our result.

The density structure of the molecular component may be obtained from molecular observations. The $J = 1-0$ line of ^{13}CO or $C^{18}O$ should give the same result as star counts due to the linear relation between the gas column density derived from these molecules and A_V (Dickman, 1976, 1978b; Cernicharo and Guélin, 1985a; Bachiller and Cernicharo, 1985; Duvert et al., 1985). For high dipole moment molecules it is necessary to observe several lines and to make some assumptions about their abundances and excitation conditions to derive the H_2 density profile from a transfer model. This procedure gives reasonable results for moderate opacities. For large opacity lines the interpretation of the observations by theoretical models is often unrealistic. Loren et al. (1983) have used 2 cm and 2 mm H_2CO lines in ϱ Oph and in

R Cra to derive from a LVG model a radial variation of the density following a power law $\propto R^{-(1.5-2.0)}$. The main objection to derivations of a density profile from molecular observations and a LVG model is that all the observed transitions are assumed to be formed in the same region of the cloud. Sandqvist and Bernes (1980), have used H_2CO observations and a Monte Carlo radiative transfer program, which permits the use of a model with a radial change of the density, to derive the density structure in L1551. They found a power law close to r^{-1}. In spite of the potential problems associated with radiation transfer models, Loren et al. (1983) and Sandqvist and Bernes (1980) have obtained a radial variation of the gas density comparable to the one given in this work.

5.2. *The density profile of a self-gravitating cloud*

The data of Figs. 2 and 3 cannot be explained by the expected density profile of a isothermal self-gravitating cloud in equilibrium, which is $n(r) \propto r^{-2}$ (Larson, 1969; Penston, 1969a). However, as has been shown by Shu (1977), an isothermal self-gravitating cloud will form a centrally condensed object with a spherical accretion flow of density profile $\propto r^{-3/2}$ around it. In his model the outer region of the cloud is a nearly static envelope with density profile $\propto r^{-2}$. These three regions, external envelope, internal envelope and centrally condensed object form during the later stages of collapse. Shu's calculations refer to a small cloud of 1 $M_\odot$ but we can scale them to the typical mass of the dark clouds studied here.

Let us assume the three component model of dark clouds discussed by Bachiller and Cernicharo (1984) and Cernicharo and Guélin (1985b), where cores are the regions with high densities ($A_V > 5$), envelopes the regions with $1 < A_V < 5$ and halos the regions with $A_V < 1.0$ mag. The density profile $n(r) \propto r^{-1.3}$ we derive applies to the envelope alone. It would be interesting to fit the data by a model where the density law varies across the cloud. However, star counts are inadequate towards the core and the present counts are restricted in surface because the halo of Taurus and Perseus extends over several hundred squares degrees in the sky. Large scale molecular surveys should be used for this purpose. The molecular observations in the direction of some cloudlets in HCL2 (Cernicharo et al., 1984) show that the density changes strongly between the core, the density of which is $\approx$few 10^4 cm^{-3}, and the envelope, where the density is ≈ 4–$5\ 10^3$. Such a variation of density by a factor of ≈ 10, over a scale comparable to the cloudlets size ($\approx 2'$–$3'$), implies a sharp change in the density in the core-envelope transition region.

The density profile derived in this work for the envelopes agrees well with that Shu's accretion flow. However, this agreement must be regarded with some caution first due to the efficiency of star formation implied by a collapsing isothermal self-gravitating cloud and also because isothermal conditions may not occur in dark clouds (Young et al., 1982). Further, Shu's core has about a half of the cloud mass, while in dark clouds only a few percent of the total cloud mass pertains to the high visual extinction regions (see Figs. 2 and 3).

Penston (1969b) has studied the dynamics of self-gravitating spherical clouds under the effects of ionic cooling and cosmic ray heating. The density profile he has found shows a centrally condensed object with an accretion flow of very sharp density profile in the neighborhood of the core. For radius $> 0.1\ R_T$ and $< 0.5\ R_T$ the density profile follows a law $\propto r^{-12/7}$, i.e., the same as for a isothermal cloud. This is due to the near isothermal behavior of his model (T_K changes between 7 and 12 K).

Recently, Falgarone and Puget (1984) have studied the density structure of thermally supported self-gravitating condensations of interstellar gas mixed with dust. They have included in their calculations cooling by molecular emission, heating by UV photons and cosmic rays, dissipation of turbulence and interaction of dust with gas. Their more complete treatment gives also a central condensation having 10% of the total radius of the cloud. This condensation is composed by an isothermal core with density profile $\propto r^{-2}$ and an envelope where density changes sharply. This core-envelope region corresponds to our core as defined above. They find that in a large part of the cloud ($r > 0.1\ R_T$), density changes slowly with a roughly r^{-1} law. This region may correspond to our envelope as defined above. It is interesting to note that any self-gravitating hydrostatic sphere having an ideal-gas equation of state and which is hotter on the outside than in the inside will possess a density profile more shallow than the r^{-2} characteristic of the isothermal case (see Dickman and Clemens, 1983).

From a qualitative point of view, self-gravitating collapsing or thermally supported spherical clouds give a density structure which corresponds well with the observed one in dark clouds. However, these calculations are poor approximations to real, highly fragmented, dark clouds. More theoretical input, including magnetic fields (Mouschovias, 1976a, b) and interaction between the fragments (Scalo and Pumphrey, 1982; Pumphrey and Scalo, 1983) could be needed to understand the core-envelope-halo structure and the low star formation efficiency of dark clouds.

5.3. *The Larson relation between mass and radius*

Larson (1979, 1981) has found from molecular observations that the velocity dispersion in interstellar matter shows a general power-law correlation with the radius of the region given by $\Delta v(\mathrm{km\ s^{-1}}) = 1.43\ R_T(\mathrm{pc})^{0.38}$. Moreover, he has found that this velocity dispersion is also correlated with the total mass of the cloud by $\Delta v(\mathrm{km\ s^{-1}}) = 0.42\ M(M_\odot)^{0.20}$. These relations hold for cloud sizes between a few tenths of pc and some hundreds of pc. From the above relations we can derive $M_T(M_\odot) = 460\ R_T(\mathrm{pc})^{1.9}$ and $\langle n(\mathrm{H_2})(\mathrm{cm^{-3}}) \rangle = 1600\ R_T(\mathrm{pc})^{-1.1}$.

If the density profile in molecular clouds is given by (9) then their total masses and their mean densities are given by $M_T = (7.4 \pm 0.9) \cdot c \cdot R_T^{1.7 \pm 0.2}$ and $\langle n(\mathrm{H_2}) \rangle = (1.8 \pm 0.2) \cdot c \cdot R_T^{-1.3 \pm 0.2}$, i.e. the total mass and the mean density for clouds with this density profile agree with the corresponding Larson's relations. These relations apply mainly to the global properties of the clouds. However, Larson (1981) has already pointed out that the velocity dispersion law holds also within each particular cloud. He has suggested that the observed motions in molecular clouds are part of a common hierarchy of interstellar turbulent motions without preferred length-scale. However, if the virial theorem applies for molecular clouds and if their density structure is given by (9) then we can derive $\Delta v(\mathrm{km\ s^{-1}}) \propto R_T(\mathrm{pc})^{0.33}$ which is in excellent agreement with the Larson's relation between velocity dispersion and size for molecular clouds. Larson has argued that the relation Δv versus R is better defined than the $\langle n(\mathrm{H_2}) \rangle$ versus R one and that the turbulence process should be more fundamental than the process giving structures with $\langle n \rangle R^{1.3} \approx$ const and satisfying the virial theorem. In fact, the narrow relation of Fig. 2 and the relatively narrow relation of Fig. 3 are as well defined as the Larson relation between velocity dispersion and radius. Myers (1983) has analyzed the dependence of the mean density and velocity dispersion for small regions ("dense cores") where turbu-

lence is subsonic. He has derived a relation $\langle n \rangle \propto R_T^{-1.3}$ and $\Delta v \propto R_T^{0.5}$. If these small regions are roughly spherical then the density law within them is also given by $n(r) \propto r^{-1.3}$ (see Sect. 4). Thus, the law of virial equilibrium is closely satisfied in both, cores and envelopes. We conclude that the present data do not permit to distinguish between the two physical processes discussed above.

The value of the constant c in the density profile of dark clouds can be derived from the Larson relations to be $c = 62\, M_\odot\, \mathrm{pc}^{-1.3} = 890\, \mathrm{cm}^{-3}\, \mathrm{pc}^{-1.7}$. However, the value of c will change if another criterion is accepted for the definition of a cloud, i.e., c is a function of the first contour of A_V – or of molecular emission – that one uses to derive the mass of the cloud. It is a consequence of the parametrisation of the clouds we found in Sect. 4.

6. Conclusions

Star counts have been used to give the visual extinction and the physical structure of the Taurus and Perseus complexes.

Systematic star counts with automatic machines should be an excellent procedure to derive the physical structure of the local complexes of dark clouds. The mass of the Perseus complex is $7\ 10^3\ M_\odot$. For Taurus the total mass is 6.5–9.5 $10^3\ M_\odot$ and about a half of it pertains to a extended halo of visual extinction $\leqq 1$ mag.

Only a few percent of the total mass of the clouds is within the high visual extinction regions.

Dark clouds can be modeled by a three component medium: core-envelope-halo. The density profile in the envelopes has been derived from star counts to be $n(r) \propto r^{-1.3}$. This density law seems to apply to all the molecular clouds.

The velocity dispersion-radius relation has been derived, assuming virial equilibrium and the density law given above, to be $\Delta v \propto R_T^{0.35}$, i.e., the same power law as derived by Larson (1981) from molecular observations.

Acknowledgements. We wish to thank B. Lazareff for his comments in the early phase of this work, and to A. Castets and C. Kahane for a critical reading of the manuscript. We would like to thank our referee, R. Dickman, for his constructive criticism, advice, and improvement of the english.

References

Allen, C.W.: 1973, Astrophysical Quantities, Athlone, London
Bachiller, R., Cernicharo, J.: 1984, *Astron. Astrophys.* **140**, 414
Bachiller, R., Cernicharo, J.: 1985, *Astron. Astrophys.* (submitted)
Bahcall, J.N., Soneira, R.M.: 1980, *Astrophys. J. Suppl.* **44**, 73
Baudry, A., Cernicharo, J., Perault, M., Despois, D., De la Noé, J.: 1981, *Astron. Astrophys.* **104**, 101
Baran, G.P.: 1983, Ph. D. dissertation, Columbia University
Batrla, W., Wilson, T.L., Rahe, J.: 1981, *Astron. Astrophys.* **96**, 202
Benson, P.J., Myers, P.C.: 1983, *Astrophys. J.* **270**, 589
Bohlin, R.C., Savage, B.D., Drake, J.F.: 1978, *Astrophys. J.* **224**, 132
Bok, B.J.: 1937, The distribution of Stars in Space, Univ. Chicago Press, Chicago
Bok, B.J.: 1956, *Astron. J.* **61**, 309
Bok, B.J., Cordwell, C.S.: 1973, in *Molecules in the Galactic Environment*, eds. M.A. Gordon, L.E. Synder, Wiley, New York, p. 53
Borgman, J., Blaauw, A.: 1964, *Bull. Astron. Netherlands* **17**, 358
Cernicharo, J.: 1984, Proc. 8th European meeting IAU, Toulouse
Cernicharo, J., Bachiller, R.: 1984, *Astron. Astrophys. Suppl.* **58**, 327
Cernicharo, J., Guélin, M., Askne, J.N.: 1984, *Astron. Astrophys.* **138**, 371
Cernicharo, J., Guélin, M.: 1985a, *Astron. Astrophys.* (submitted)
Cernicharo, J., Guélin, M.: 1985b (in preparation)
Cernicharo, J., Bachiller, R., Duvert, G.: 1985 (in preparation)
Cheung, L.H., Frogel, J.A., Gezari, D.Y., Hauser, M.G.: 1980, *Astrophys. J.* **240**, 74
Dickman, R.L.: 1976, Ph. D. dissertation, Columbia University
Dickman, R.L.: 1978a, *Astron. J.* **83**, 363
Dickman, R.L.: 1978b, *Astrophys. J. Suppl.* **37**, 407
Dickman, R.L., Clemens, D.P.: 1983, *Astrophys. J.* **271**, 143
Duvert, G., Cernicharo, J., Baudry, A.: 1984 (in preparation)
Falgarone, E., Puget, J.L.: 1984 (preprint)
Elias, J.H.: 1978, *Astrophys. J.* **224**, 857
Gaida, M., Ungerechts, H., Winnewisser, G.: 1984, *Astron. Astrophys.* **137**, 17
Gottlieb, D.M., Upson, W.L.: 1969, *Astrophys. J.* **157**, 611
Guetter, H.H.: 1977, *Astron. J.* **82**, 598
Heeschen, D.S.: 1951, *Astrophys. J.* **114**, 132
Johnson, H.L., Borgman, J.: 1963, *Bull. Astron. Netherlands* **17**, 15
Larson, R.B.: 1969, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **145**, 271
Larson, R.B.: 1979, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **186**, 479
Larson, R.B.: 1981, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **194**, 809
Loren, R.B., Sandqvist, Aa., Wootten, A.: 1983, *Astrophys. J.* **270**, 620
McCuskey, S.W.: 1938, *Astrophys. J.* **88**, 209
McCuskey, S.W.: 1939, *Astrophys. J.* **89**, 568
McCuskey, S.W.: 1941, *Astrophys. J.* **94**, 468
Mouschovias, T.Ch.: 1976a, *Astrophys. J.* **206**, 753
Mouschovias, T.Ch.: 1976b, *Astrophys. J.* **207**, 141
Myers, P.C., Ho, P.T.P., Schneps, M.H., Chin, G., Pankonin, V., Winnberg, A.: 1978, *Astrophys. J.* **220**, 864
Myers, P.C.: 1983, *Astrophys. J.* **270**, 105
Penston, M.V.: 1969a, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **144**, 425
Penston, M.V.: 1969b, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **145**, 29
Pumphrey, W.A., Scalo, J.M.: 1983, *Astrophys. J.* **269**, 531
Perry, C.L., Johnston, L.: 1982, *Astrophys. J. Suppl.* **50**, 451
Racine, R.: 1968, *Astron. J.* **73**, 233
Righini-Cohen, G., Simon, M.: 1977, *Astrophys. J.* **213**, 1977
Rydgreen, A.E.: 1971, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **83**, 656
Sanqvist, Aa., Bernes, C.: 1980, *Astron. Astrophys.* **89**, 187
Scalo, J.M., Pumphrey, W.A.: 1982, *Astrophys. J. Letters* **258**, L29
Sherwood, W.A., Wilson, T.L.: 1981, *Astron. Astrophys.* **101**, 72
Shu, F.H.: 1977, *Astrophys. J.* **214**, 488
Strom, S.E., Strom, K.M., Carrasco, L.: 1974, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **86**, 798
Strom, S.E., Vrba, F.J., Strom, K.M.: 1976, *Astron. J.* **81**, 314
Tomita, Y., Saito, T., Ohtani, H.: 1979, *Publ. Astron. Soc. Japan* **31**, 407
Westbrook, W.E., Werner, M.W., Elias, J.H., Gezari, D.Y., Hauser, M.G., Lo, K.Y., Neugebauer, G.: 1976, *Astrophys. J.* **209**, 94
Wouterloot, J.G.A.: 1981, Ph. D. dissertation, Leiden University
Young, J.S., Goldsmith, P.F., Langer, W.D., Wilson, R.W., Carlson, E.R.: 1982, *Astrophys. J.* **261**, 513

IV

EMISSION MOLECULAIRE ET EXTINCTION VISUELLE

RESUME.- A partir des observations de l'émission ^{13}CO (J=1-0) réalisées avec le radiotélescope de Bordeaux (voir I) et des comptages d'étoiles effectués sur les plaques du Palomar Observatory Sky Survey (voir III) nous avons déterminé la densité projetée de ^{13}CO par un modèle ETL, $N_{ETL}(^{13}CO)$, et l'extinction visuelle, A_V, en quelques 1200 positions. Ces mesures nous ont permis d'établir la relation suivante:

$$N_{ETL}(^{13}CO) = 2.5\ 10^{15}\ (A_V - 0.8)$$

dans l'intervalle 1 mag $< A_V <$ 5 mag, où $N_{ETL}(^{13}CO)$ est exprimé en cm^{-2} et A_V en magnitudes. Ce résultat est comparé à celui obtenu par Cernicharo et Guélin (1985) dans le nuage Heiles Cloud 2 du complexe du Taureau. Il apparaît que le rapport $^{13}CO/A_V$ diffère d'un facteur $\approx$ 2 entre les deux nuages.

Les densités projetées de ^{13}CO sont sous estimées dans les régions de forte extinction visuelle en raison de la saturation des raies. Dans les régions de faible extinction visuelle l'abondance de ^{13}CO est en partie régie par le fractionnement isotopique. En revanche ces deux effets n'affectent pas $C^{18}O$ dans l'intervalle d'extinction visuelle considéré et cette molécule apparaît donc comme un meilleur traceur de la densité projetée de CO dans les régions les plus opaques. Cependant l'observation de la transition ^{13}CO (J=1-0) est mieux adaptée aux explorations à très grande échelle et à la cartographie des régions modérément opaques (où l'émission $C^{18}O$ est faible).

THE RELATION BETWEEN CARBON MONOXIDE EMISSION AND VISUAL EXTINCTION IN THE LOCAL PERSEUS DARK CLOUDS.

R. Bachiller[1] and J. Cernicharo[2]

Groupe d'Astrophysique[3].
Université Scientifique et Médicale de Grenoble.
CERMO. B.P. 68.
38402 ST. MARTIN D'HERES CEDEX. France.

1) On leave from Centro Astronómico de Yebes. Guadalajara. Spain.
2) Observatoire de Meudon. 92190 Meudon. France
3) U.A. 708 du CNRS.

To be submitted to Astronomy and Astrophysics Main Journal.

Subdivision : Diffuse matter in space.
Running title : CO/A_V in Perseus.
Send proofs to : R. Bachiller.

SUMMARY

An analysis of ≈ 1200 measurements of ^{13}CO column density and visual extinction in the Perseus complex, leads to the relation

$$N_{LTE}(^{13}CO) = 2.5\ 10^{15}(A_V - 0.8)$$

in the range 1 mag $< A_V <$ 5 mag ($N_{LTE}(^{13}CO)$ is measured in cm^{-2} and A_V in mag). This result is compared to those of Cernicharo and Guélin (1985) in the Taurus cloud Heiles Cloud 2. The $^{13}CO/A_V$ ratio differs by a factor of ≈ 2.

The ^{13}CO data are affected for large A_V by line saturation and for small A_V by isotopic fractionation. These effects are reduced for $C^{18}O$ in the range of visual extinction consideraded here and it appears as a better tracer of the CO column density.

Key words: dark clouds - interstellar molecules - molecular abundances.

1.- INTRODUCTION

The knowledge of the $^{12}C^{16}O$, $^{13}C^{16}O$, and $^{12}C^{18}O$ (hereafter CO, ^{13}CO, and $C^{18}O$) abundances in the interstellar medium is extremely valuable in delineating the structure and calculating the masses of molecular clouds. Because H_2 is difficult to observe, the molecular gas is usually traced by observations of CO isotopes. Particularly useful is the mapping in the J=1-0 transitions of ^{13}CO and $C^{18}O$. These transitions are often not severely affected by saturation, and are easily thermalized because of the small value of the dipole moment. If the distance to the cloud and the molecular abundance relative to hydrogen are known, the calculation of the gaseous mass within the cloud is straightforward.

Many efforts have been devoted in the last decade to the determination of the CO abundance (Encrenaz et al.,1975; Tucker et al.,1976; Dickman,1976,1978b; Elmegreen and Elmegreen,1979; Frerking et al.,1982; Cernicharo and Guélin,1984 -henceforth referred to as FLW and CG respectively). Generally the column densities of the CO isotopes are calculated from observations of the millimeter rotational transitions using crude radiative models. A detailed comparison between CO column density and visual extinction (A_V) requires the determination of A_V averaged over the beam of the CO observations. This task presents many difficulties for distant clouds. However,for local clouds,star counts on photographic plates is a powerful method to derive the visual extinction with a spatial resolution comparable to that of radio observations. Cernicharo and Bachiller (1984) and Cernicharo et al. (1984) have discussed this method in detail. They have mapped the Taurus and Perseus complexes and have used their data to discuss the density structure of dark clouds.

In determining the H_2 column densities from A_V, a problem arises: The correlation between H_2 column density and visual extinction has been established only for $A_V \leq 2$ mag by Bohlin et al.(1978) who found $N_{H2}/A_V = 0.94 \cdot 10^{21}$ molec.cm^{-2} mag^{-1}. For larger extinctions there is

insufficient observational evidence to justify the extension of the range of validity of this value. However, Dickman(1976,1978b) argued that the value of the gas to dust ratio holds for visual extinctions as large as $A_V \approx 10$ mag.

The main goal of this paper is to determine the $^{13}CO/A_V$ ratio in the Perseus complex. For this purpose we have used the stars counts of Cernicharo and Bachiller (1984) and a systematic survey of the ^{13}CO (J=1-0) line. In addition, $C^{18}O$ (J=1-0) observations have been carried out mainly toward the positions where the ^{13}CO (J=1-0) lines are stronger. The Perseus complex was chosen for this work because it presents several differences with the nearby Taurus clouds, which are relatively well studied. The main differences are 1) The vecinity of the Per OB2 association, 2) The presence of bright nebulae on the prints of the Palomar Observatory Sky Survey, 3) The presence of CO hot spots. We aim to investigate if these differences could influence the values of the CO isotopic abundances.

In section II we describe the experimental methods. In ssection III we report the results. In section IV we discuss the CO abundance and we compare our determinations with previous works and theoretical calculations.

2.- OBSERVATIONS AND STAR COUNTS

The ^{13}CO, $C^{18}O$, and CO (J=1-0) data were obtained between July 1981 and September 1982, and during the spring 1984, with the 2.5-m. antenna of the Bordeaux Observatory. The radiotelescope was described by Baudry et al.(1980). The antenna has a HPBW of 4.4' at 110 GHz and a beam efficency close to 0.85. The receiver includes a Schottky diode mixer and an intermediate frequency system cooled to 20 K. The spectrometer consisted of a filter bank of 256 channels of 100 KHz width (0.27 km/s at 110 GHz).The receiver single sideband noise temperature was between 500 K and 800 K at 110 GHz. The observations were calibrated by the chopper wheel method. Systematic errors in the line intensities were avoided by observing a reference position several times during each session. All the observations were made in frequency switching mode and with a 5 ' spacing. Typical noise was $\geq \Delta T_A^*$ ≈ 0.8 K for CO, 0.2 K for ^{13}CO and 0.1 K for $C^{18}O$.

Star counts were made using a 2.5 'x 2.5 ' element transparent grid on the Palomar Observatory Sky Survey red prints, and a microscope with a magnification of 10 and/or 30. Several reference fields were measured at positions in the cloud's print and in the contiguous ones in order to accurately determine the zero-point. The star count method and the procedure for deriving the visual extinction are presented in detail by Cernicharo and Bachiller (1984). Visual extinction maps were binned to a resolution of 5 ' in order to compare with radio observations. Fig. 1 displays the A_V map of the Perseus complex. The ^{13}CO (J=1-0) integrated intensity map is presented in Fig. 2. Some of the CO, ^{13}CO and $C^{18}O$ spectra are displayed in Figs. 2, 3 and 4 of Bachiller and Cernicharo (1984).

3.- RESULTS

An overview of Figs. 1 and 2 shows the good correlation between ^{13}CO emission and visual extinction. Condensations of $A_V \geq 3$ mag are visible in both maps, and the apparent thickness and shape of the fragments are in very good agreement. Differences arise only around IC348 and NGC1333 (big circles in Fig. 1) where star counts are contaminated by the presence of young stars and protostellar objects. As usual in molecular clouds, the sites of star formation correspond to CO maxima (see Fig. 1 of Sargent, 1979).

The distance, the mass, the density structure and the kinematics of the complex are discussed by Bachiller (1983), Cernicharo et al. (1984) and Bachiller (1985). From the visual extinction map, we estimate the mass of the complex to be $\approx 7.5\ 10^3\ M_\odot$ (for a distance of 200 pc). The contour $A_V = 2$ mag divides the cloud in two zones with, roughly, the same mass. The fraction of mass in the dense cores ($A_V \geq 5$ mag) is ≤ 10 %. Fig. 2 does not contain information about the cloud kinematics. The radial velocity varies from clump to clump. Along the filamentary structure, the v_{LSR} of the clumps goes from ≈ 4 km/s toward the West($\alpha \approx 3^h\ 22^m$, $\delta \approx 30^o\ 30'$) up to ≈ 10 km/s toward the East ($\alpha \approx 3^h\ 45^m$, $\delta \approx 32^o\ 45'$).

Both Figs. 1 and 2 reveal a structure that was not obvious on the ^{12}CO maps (Sargent, 1979; Barrett et al., 1980; Baran, 1984) . In fact, the CO emission is strongly saturated and does not mat the cloud inner structure. The filamentary structure of the Perseus complex is clearly seen on both our maps. The main filament goes from B5 to B1 and L1455. Its direction makes an angle of about 60^o with the galactic plane. As in other local clouds (Taurus, ρ Oph) the filaments are connected by a chain of globular condensations. Only two of these globules have been studied so far with high ($\approx 1'$) angular resolution : B5 by Young et al. (1982) and B1 by Bachiller and Cernicharo (1984). Recent observations of two more clumps, L1448 and L1455, will be presented elsewhere (Bachiller and Cernicharo, 1985).

The number of positions where both ^{13}CO and A_V

measurements are avalaible is about 1200. For all these positions we have calculated the ^{13}CO column density under the assumption of LTE. Numerical simulations with the Bernes (1979) transfer program, which uses a Montecarlo method, show that the error in the determination of the ^{13}CO column density, in the LTE assumption, is no more than 50 % (see also Dickman, 1978; Snell, 1981). Given the low value of the ^{13}CO dipole moment, it is reasonable to assume that the J=1-0 line is thermalized. The kinetic temperature is estimated from the CO observations, to be 10 - 12 K outside the hot spots IC348 and NGC1333.

^{13}CO is optically thin toward most positions. But, around the condensations, the ^{13}CO opacity becomes high and saturation is important. We carried out $C^{18}O$ observations mainly toward positions along the filament axes, where ^{13}CO is probably optically thick. The $C^{18}O$ column densities are computed under the assumptions of LTE and thermalization.

Our correlations have been fitted in the usual least square sense, i.e. by minimizing the quantity $\sum (N_i - aA_{Vi} - b)^2$ (N_i and A_{Vi} are individual values of column density and visual extinction, a and b are the slope and the N intercept of the fitted line). The correlation between ^{13}CO column density and visual extinction is plotted in Fig. 3. The regression line of N (hereforth N_{LTE} is referred as N) on A_V is given by:

$$N(^{13}CO) = 2.5\ 10^{15}\ (A_V - 0.8)$$

where N(13CO) is expressed in cm^{-2} and A_V in mag. We have eliminated the points around IC348 and NGC1333 where we lack of realistic values of A_V. The dispersion is important and it has a multiple origin : noise on star counts and spectra, errors in the determination of A_V and column densities, and finally, the variations in physical conditions (volume density and temperature) across the complex. In fact, the study the local $^{13}CO/A_V$ correlation shows that the dispersion is lower in each restricted region. Points for the globule B5 and for the globule L1455 (= B202, B204, 1° South of NGC1333)are displayed in Fig. 4. The individual correlation coefficients for both families of points are $\rho \simeq 0.85$. Moreover, from Fig. 4, the $^{13}CO/A_V$

ratio seems different in each region, the slope of the least squares line is (2.9 ± 0.4) 10^{15} $cm^{-2}mag^{-1}$ in B5 and (2.0 ± 0.3) 10^{15} $cm^{-2}mag^{-1}$ in L1455. This difference could be of the same origine that the differences between the Taurus and Perseus global correlations (see the next section).

The relation between $C^{18}O$ and A_V in the globule B1, where our map is complete, is plotted in Fig. 5 (the spectra are displayed in Bachiller and Cernicharo, 1984). The regression line of $N(C^{18}O)$ on A_V is $N(C^{18}O) = 3.4\ 10^{14}$ $(A_V-1.6)$. Our $C^{18}O$ data are insufficient to allow the study of local correlations as we did for ^{13}CO. Note that $C^{18}O$ becomes detectable only for $A_V \approx 0.5-1$ mag high than the ^{13}CO detection limit.

The ratio $N(^{13}CO)/N(C^{18}O)$, normalized to the terrestrial value 5.5, as a function of $N(C^{18}O)$ is plotted in Fig. 6. Each point results from an average of $N(C^{18}O)$ over a 10^{14} cm^{-2} wide interval. It appears that the double isotopic ratio $^{13}CO/C^{18}O$ depends on the gas column density in the cloud and remains higher than the terrestrial value for $A_V \approx 2-6$ mag. The reasons for these isotopic alterations are discussed in the next section.

The main results of the observations are that the ^{13}CO and $C^{18}O$ column densities increase linearly with A_V in the range 1-2 mag $\leq A_V \leq$ 5 mag. For $A_V \geq 5$ mag, saturation effects in ^{13}CO may be important. Moreover, "star counts saturation", due to the small number of stars in the field of view, is also important for $A_V \geq 5$ mag. Saturation in $C^{18}O$ is much less important, but the $C^{18}O/A_V$ correlations may be affected by the "star counts saturation". The isotopic ratio $^{13}CO/C^{18}O$ decreases with A_V in the range $A_V \approx 2 - 6$ mag.

4.- DISCUSSION

The abundances of carbon monoxide isotopes have been the object of many recent studies (Dickman,1976; Langer,1976,1977; Gerola and Glassgold, 1978; Federman et al.,1980; Graedel et al., 1982; FLW). The formation of CO is belived to be initiated by the radiative association reaction $C^+ + H_2 \rightarrow CH_2^+ + h\nu$ and by reaction of H_3^+ with C and O. These reactions produce CO via the formation of the neutral species CH, CH_2, OH, and H_2O. In the external regions of molecular clouds, CO is destroyed by photodissociation by ultraviolet radiation. In interior regions where the ultraviolet radiation is shielded, destruction of CO occurs by dissociative reactions with ions, particularly He^+. In the inner regions, where the ultraviolet photons do not penetrate, most of carbon is in form of CO (Graedel et al., 1982). However, theoretical calculations seems to indicate that, in molecular cloud interiors, CO condenses on dust grains (Léger, 1983).

For $A_V \geq 5$ mag we do not have any evidence of a CO abundance decrease in the inner regions of the clouds. Thus the condensation of CO on dust grains suggested by Léger (1983) may be countered by some process which removes molecules from grains. (see Léger et al., 1985).

Two processes have been invoked for altering the isotopic ratios. First, chemical fractionation originated by the reaction $CO + {}^{13}C^+ \rightleftharpoons {}^{13}CO + C^+ + 35$ K (Watson et al., 1976) enhances the $^{13}CO/CO$ ratio in regions of T_K <35 K. Second: in the outer regions of clouds, the more abundant isotopic species could be self-shielded from ultraviolet radiation at a visual extinction lower than for the rarer species. This "selective photodissociation" should reduce the abundances of the rarer species (Bally and Langer, 1982). Chu and Watson (1983) have shown that, for a temperature of 20 K, the $^{13}CO/CO$ ratio is not strongly altered by selective photodissociation since chemical fractionation is a faster process. However, selective photodissociation could increase the $CO/C^{18}O$ ratio by a factor of 2 in the region of $A_V \approx 1$-2 mag. These results have been confirmed by the recent calculations of

Glassgold et al. (1985a).

a) Comparison with previous works

The values found in the literature for the $^{13}CO/A_V$ ratio are widespread. They are summarized in table 1. Different values, ranging from $1.3\ 10^{15}$ to $3.8\ 10^{15}$ $cm^{-2}mag^{-1}$ were deduced for different clouds. Dickman (1978) derived $1.9\ 10^{15}$ $cm^{-2}mag^{-1}$ for a large sample of local dark clouds (see also Dickman and Clemens, 1983).

FLW have compared observations of the CO isotopes and visual extinctions in Taurus and ρ Oph. They have derived visual extinctions from IR photometry, and were able to study the gas-dust correlation up to 20 mag. However, their results must be regarded with caution for two main reasons: 1) the visual extinctions were determined for lines of sight toward stars whithin the radio beam, and are not averaged values over the beam. 2) their data have a poor statistical significance because of the relatively few positions studied. In ρ Oph, the FLW results are different from those of Encrenaz et al. In Taurus, the $C^{18}O/A_V$ ratio found by FLW in the range A_V = 2 - 4 mag disagrees with that of CG. It seems possible that these differences are a consequence of the reduced sampling of FLW.

From Figs. 3 and 5 we derive that, in Perseus, ^{13}CO becomes detectable at A_V = 0.8 mag. For $C^{18}O$, the threshold is $A_V \simeq 2$ mag. For Heiles Cloud 2 CG have obtained 0.5 mag and 1.5 mag respectively. FLW have found similarf thresholds in Taurus. However, in ρ Oph, FLW argued that $C^{18}O$ becomes detectable at $A_V \simeq 4$ mag, and that the ^{13}CO column density remains small for $A_V < 4$ mag and then rises sharply similar to $N(C^{18}O)$. In addition to the problems of sampling of FLW, it is possible that the ultraviolet field is stronger in ρ Oph, where many imbedded stellar sources have been detected. (Wilking, 1981).

b) Variations in the $^{13}CO/A_V$ ratio from cloud to cloud

The $^{13}CO/A_V$ ratio for Perseus is among the highest determined up to now. In addition, from table 1 and Fig. 4,

it appears that, variations of the $^{13}CO/A_V$ ratio occurs from one cloud to another. Differences in calibration could give account, at least partially, for these variations.

The CG data in Heiles cloud 2 were calibrated in the same way as ours, and with the same calibrators. The calibration errors never exceeded 20 % . Then, the difference of a factor of 2 found in the $^{13}CO/A_V$ ratio between Heiles cloud 2 and Perseus (see table 1) must have another origin than calibration.

These observed variations in the $^{13}CO/A_V$ ratio could be understood as a result of the different local conditions in the clouds. In the particular case of Heiles cloud 2 and Perseus, the differences could arise from a combination of three effects: 1) For large A_V the ^{13}CO opacities in Heiles cloud 2 are greater than those of Perseus : the ^{13}CO lines in Heiles cloud 2 present dramatic effects of saturation and even self-reversed profiles are observed by CG. This is not the case for Perseus. Then, for $A_V \approx 4-6$ mag, underestimates of column densities due to LTE model are more important in Heiles cloud 2 than in Perseus. 2) CG have suggested that a massive envelope surrounds the Taurus clouds. In this envelope, the density is $\approx 3\ 10^2$ cm^{-3}, and ^{13}CO is subthermically excited and absorbs the radiation of the cores. Under these conditions, LTE will also produce important underestimates of the actual column densities. Note that the Perseus regions which seem to eshibit the lowest $^{13}CO/A_V$ ratios are globules SW from NGC1333. These globules appear to be embedded in an envelope extending over a large area in the sky (see Figs. 1 and 2). 3) The OB association Per OB2 lies in the vicinity of the Perseus complex. So that we suspect the ultraviolet radiation field to be stronger in Perseus than in Heiles cloud 2. In fact, bright nebulae are visible at the North-East region of the cloud and a weak extended HII region related to the OB association was detected by Sivan (1974). For a cloud with a temperature of 10 K and a density of 10^3 cm^{-3}, in a typical interstellar field, the ^{13}CO enhancement by chemical fractionation peaks at $A_V \approx 1$ mag (see Fig. 2 of Langer, 1976). For Perseus, if the ultraviolet field is richer, important enhancement will

occur deeper into the cloud. For $A_V \geq 1$ mag, ^{13}CO should be more enhanced in Perseus than in Heiles cloud 2. These considerations applies if the envelopes are not too warm (see Glassgold et al., 1985a, for calculations at 20 K including selective photodissociation).However, for hot envelopes ($T_K \geq 20$ K) non-LTE effects could also modify the $^{13}CO/A_V$ relation.

c) The $^{13}CO/C^{18}O$ ratio

Fig. 6 shows that the normalized ratio $R = N(^{13}CO)/N(C^{18}O)/5.5$ increases strongly toward the cloud edge. Glassgold et al. (1985a) have studied the photodissociation of the CO isotopes as a function of the depth into a molecular cloud. They have estimated the CO self-shielding and shielding of H_2 lines. Their calculations show that the normalized $^{13}CO/C^{18}O$ column density ratios are significantly greater than 1 for $A_V \approx 1$ mag, in addition, values greater than 1 persist for $A_V > 2$ mag. In particular, for a cloud with density of 300 cm^{-3} and a temperature of 20 K, they find that R decreases from ≈ 10 to ≈ 3 in the range $A_V \approx 1 - 2$ mag (see their Fig 11). For a colder cloud (for example $T_K = 10$ K) chemical fractionation must increase very efficiently the value of R. In Perseus $T_K \approx 10$-12 K from CO observations , but the A_V <2 mag region could be hotter (Young et al., 1982). If the ultraviolet flux is stronger than the typical interstellar flux, we must also expect a large value of R in the $A_V \approx 1$-2 mag range. We have found $R \approx 5.5$ for $A_V \approx 2$ mag. Given the uncertities on the cloud parameters (temperature, density, ultraviolet flux, inhomogeneities), the agreement of our data with the theoretical models of Glassgold et al.(1985a) seems reasonable.

A comparison of our Fig. 6 with the corresponding diagram for Heiles cloud 2 (CG) shows that, in the range $A_V \approx 2$-6 mag, R remains greater in Perseus than in Heiles cloud 2. This behaviour is a consequence of the reasons discussed above. The two diagrams coincide in the $A_V \approx 2$-4 mag region, when that of Heiles cloud 2 is shifted of about 1-1.5 mag in the direction of the increasing A_V. In other words : the same value of R is reached in Perseus about

1-1.5 mag deeper into the cloud. If this difference was due only to the ultraviolet field, the required ultraviolet flux in Perseus should be ≈ 10-100 times that of Heiles cloud 2 (Glassgold et al., 1985b; see also Figs. 2 and 3 of Chu and Watson, 1983). In the $A_V > 4$ mag region of the diagram, the Heiles Cloud 2 ratios remain lower than the Perseus ones due to the more important ^{13}CO saturation effects in the former cloud.

McCutcheon et al.(1980) have determined R values ≈ 3-5 in the vicinity of a B0V star in IC5146 where the ultraviolet field is increased by the stellar radiation. Their values are in good agreement with those observed in the Perseus $A_V = 2-4$ mag zone.

However, as pointed out above, a problem arises interpretating the differences in isotopic abundances as a consequence of variations in the ultraviolet field. If the ultraviolet flux is copious, the gas in the envelope is expected to be heated. Then chemical fractionation will be less efficient and non-LTE effects can distorsion the $^{13}CO/A_V$ and the $C^{18}O/A_V$ relations.

VI) CONCLUSIONS

From two maps, one of visual extinction and one of ^{13}CO (J=1-0) emission, of the local complex of dark clouds in Perseus, we have determined the regression line of $N(^{13}CO)$ on A_V for the range 1 mag $<A_V<5$ mag

$$N(^{13}CO) = 2.5\ 10^{15}(A_V-0.8)$$

where $N(^{13}CO)$ is the LTE column density measured in cm^{-2} and A_V the visual extinction in mag. From a $C^{18}O$ map of the globule B1 we have estimated : $N(C^{18}O) = 3.4\ 10^{14}\ (A_V-1.6)$.

The $^{13}CO/A_V$ ratio differs by a factor of 2 from the result found by Cernicharo and Guélin (1985) in Heiles Cloud 2. Furthemore, different regions in Perseus seem to exhibit different $N(^{13}CO)/A_V$ ratios.

We suggest that these variations could result from the different local conditions in clouds. In particular, differences in the saturation effects of the ^{13}CO lines for large A_V, in the envelopes and in the ultraviolet fields could explain such variations.

$C^{18}O$ is not affected by isotopic fractionation nor by saturation in the range of visual extinction consideraded here. Then, $C^{18}O$ appears to be a better tracer of the CO column density than ^{13}CO. However for large scale surveys of not too deep regions, ^{13}CO is easier to observe than $C^{18}O$ and in addition, the above effects in average may disappear. In this sense, ^{13}CO is well suited for extensive surveys and the Dickman's ratio $N(^{13}CO)/A_V \approx 2\ 10^{15}$ $cm^{-2}mag^{-1}$ represents a good average of the individual values in different dark clouds.

REFERENCES

Bachiller, R.:1983, 2eme colloque millimétrique. Ed. by A. Baudry. Observatoire de Bordeaux.

Bachiller, R.:1985, in preparation.

Bachiller, R., and Cernicharo, J.:1984, Astron. Astrophys.,in press.

Bachiller, R., and Cernicharo, J.:1985, Astron. Astrophys.,in preparation.

Bally, J., and Langer, W.D.:1982, Ap.J.,255,143.

Baran, G.P.:1983, Ph.D. dissertation, Columbia University.

Barrett, J.W., de Zafra, R.L., Sanders, D.B. and Solomon, P.M.:1980, IAU Symposium No.87, 185.

Baudry, A., Brillet, J., Desbats, J.M., Lacroix, J., Montignac, G., Encrenaz, P., Lucas, R., Beaudin, G., Dierich, P., Germont, A., Landry, P.,and Rérat, G.:1980, J. Astrophys. Astron., 1, 193.

Bernes, C.:1979, Astron. Astrophys., 73, 67.

Bohlin, R.C., Savage, B.D., and Drake, J.F.:1978, Ap. J., 224, 132.

Cernicharo, J.:1984, Proc. of the IAU eighth european meeting. Toulouse. France.

Cernicharo, J., and Bachiller, R.:1984, Astron. Astrophys., in press

Cernicharo, J., Bachiller, R., and Duvert, G.:1984, submitted to Astron. and Astrophys.

Cernicharo, J., and Guélin, M.:1984, submitted to Astron. Astrophys. (CG).

Chu, Y.H., and Watson, W.D.:1983, Ap. J., 267, 151.

Dickman, R.L.:1976, Ph.D. dissertation, Columbia University.

Dickman, R.L.:1978a, Astron. J., 83, 363.

Dickman, R.L.:1978b, Ap. J. Suppl., 37, 407.

Dickman, R.L., and Clemens, D.P.:1983, Ap. J., 271, 143.

Duvert, G.:1984, Thèse, Université de Grenoble.

Elmegreen, D.M., and Elmegreen, B.G.:1979, Astron. J., 84, 615.

Encrenaz , P.J., Falgarone, E., and Lucas, R.:1975, Astron. Astrophys., 44, 73.

Federman, S.R., Glassgold, A.E., Jenkins, E.B., and Shaya,

E.J.:1980, Ap. J., 242, 545.
Frerking, M.A., Langer, W.D., and Wilson, R.W.:1982, Ap. J., 262, 590. (FLW)
Gerola, H., and Glassgold, A.E.:1978, Ap. J. Suppl., 37, 1.
Glassgold, A.E., Huggins, P.J., and Langer, W.D.:1985a, preprint.
Glassgold, A.E., Huggins, P.J., and Langer, W.D.:1985b, private communication.
Goldreich, P., and Kwan, J.:1974, Ap. J., 189, 441.
Graedel,T.E., Langer, W.D., and Frerking, M.A.:1982, Ap. J. Suppl., 48, 321.
Guélin, M., Langer, W.D., and Wilson, R.W.:1982, Astron. Astrophys., 107, 107.
Langer, W.D.:1976, Ap. J., 206, 699.
Langer, W.D.:1977, Ap. J. (Letters), 212, L39.
Léger, A.:1983, Astron. Astrophys., 123, 271.
McCutcheon, W.H., Dickman, R.L., Shuter, W.L.H., and Roger, R.S.:1980, Ap.J.,237,9.
Léger, A., Jura, M., and Omont, A.:1985, Astron. Astrophys., 144, 147.
Sargent, A.I.:1979, Ap. J., 233, 163.
Sivan, J.P.:1974, Astron. Astrophys. Suppl., 16, 163.
Snell, R.L.:1981, Ap. J. Suppl., 45, 121.
Tucker, K.D.,Dickman, R.L.,Encrenaz, P.J., and Kutner, M.L.:1976, Ap. J., 210, 679.
Watson, W.D., Anicich, V.G., and Huntress, W.T.:1976, Ap. J. (Letters), 205, L165.
Wilking, B.:1981, Thesis. University of Arizona.
Wootten, A., Loren, R.B., and Snell, R.L.:1982, Ap. J., 255, 160.
Young, J.S., Goldsmith, P.F., Langer, W.D., Wilson, R.W., and Carlson, E.R.:1982, Ap. J., 261, 513.

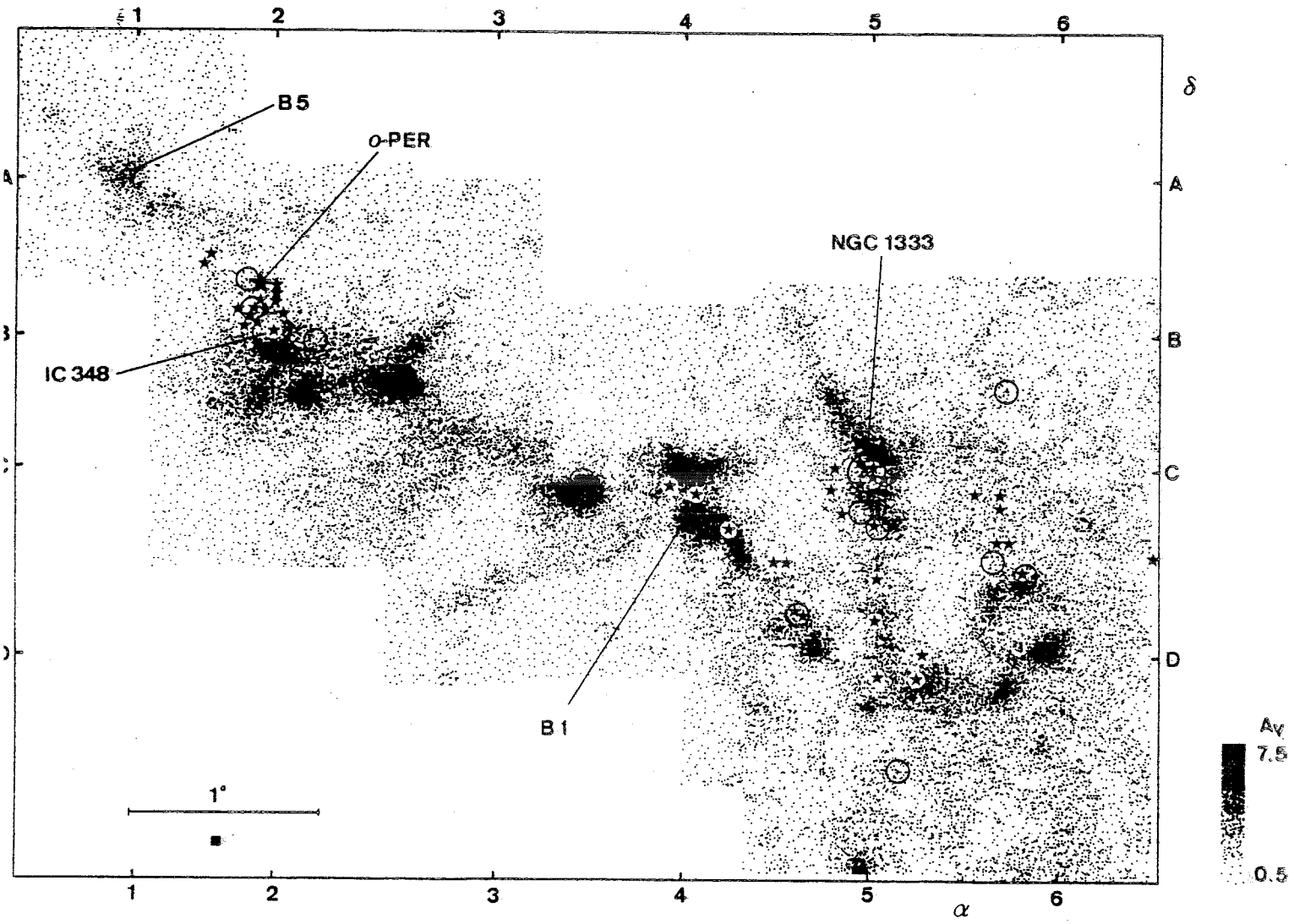


Figure IV-1. Visual Extinction in the Perseus complex from star counts in the red prints of the Palomar Observatory Sky Survey (See Cernicharo and Bachiller, 1984, and Cernicharo et al, 1984). The spatial resolution of the counts is 2.5' (black square on the lower left corner). Stars represent the positions of the young stellar objects. Cercles are reflexion nebulae. The ticks on the axes indicate the positions of the reference points where the transparent grids were centered : $\alpha(1) = 3^h\ 44^m\ 22.6^s$, $\alpha(2) = 3^h\ 40^m\ 50.7^s$, $\alpha(3) = 3^h\ 35^m\ 19.9^s$, $\alpha(4) = 3^h\ 30^m\ 39.8^s$, $\alpha(5) = 3^h\ 25^m\ 56.0^s$, $\alpha(6) = 3^h\ 21^m\ 15.5^s$, $\delta(A) = 32^o\ 42'\ 44''$, $\delta(B) = 31^o\ 52'\ 27''$, $\delta(C) = 31^o\ 10'\ 12''$, $\delta(D) = 30^o\ 10'\ 12''$.

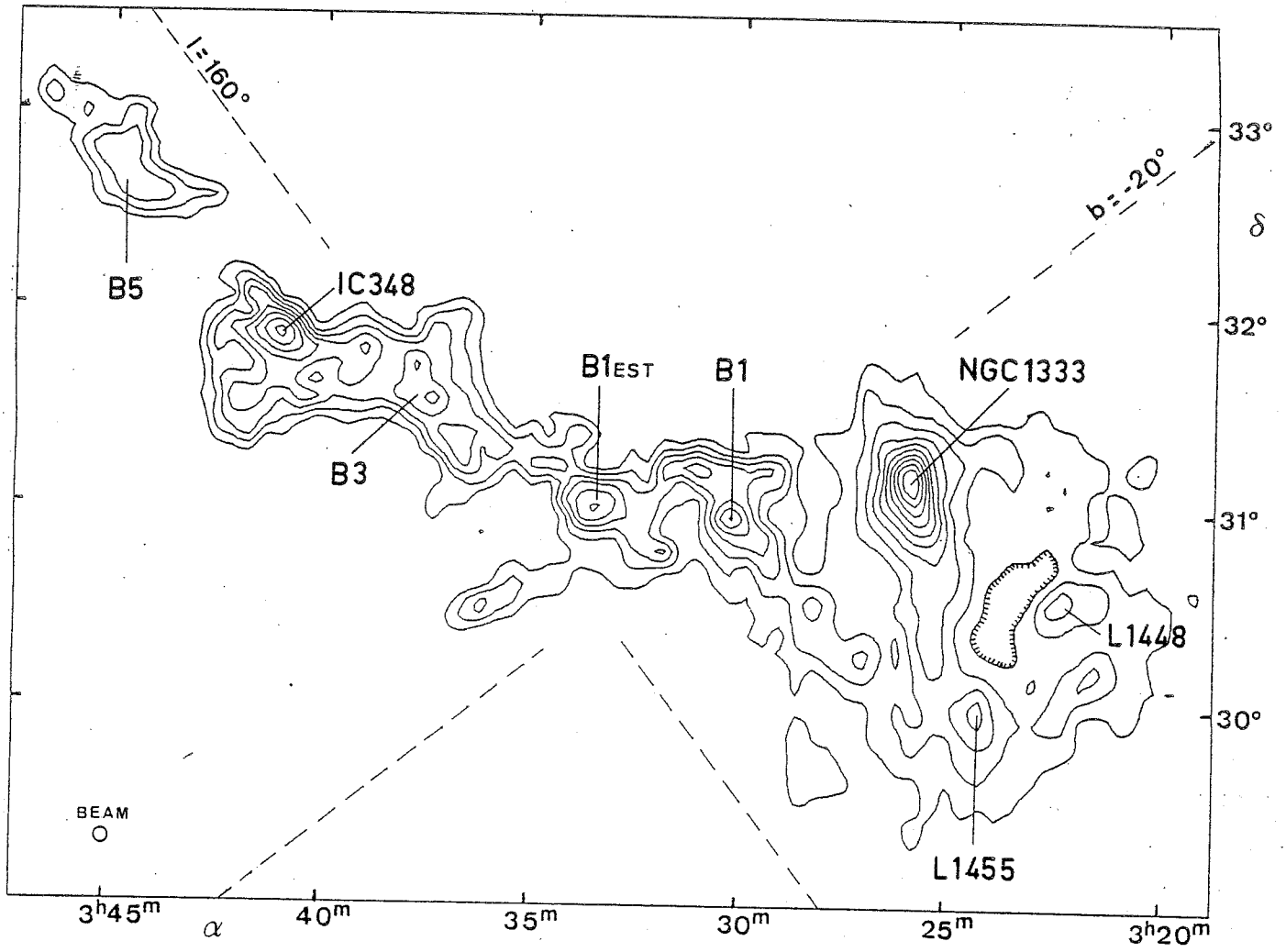


Figure IV-2. Map of the integrated intensity of the ^{13}CO (J=1-0) line in the Perseus complex. The angular resolution is 5'. The lowest contour corresponds to 2 K km s^{-1}, contour interval is 2 K km s^{-1}. The positions of NGC1333, B1, IC348 and B5 are indicated.

Figure IV-3. The LTE column density $N(^{13}CO)$ (in cm^{-2}) versus visual extinction A_V (in mag) relation in the Perseus complex. The solid line is the regression line of $N(^{13}CO)$ on A_V : $N(^{13}CO) = 2.5\ 10^{15}(A_V-0.8)$. This relation has been derived from more than 1200 observed positions.

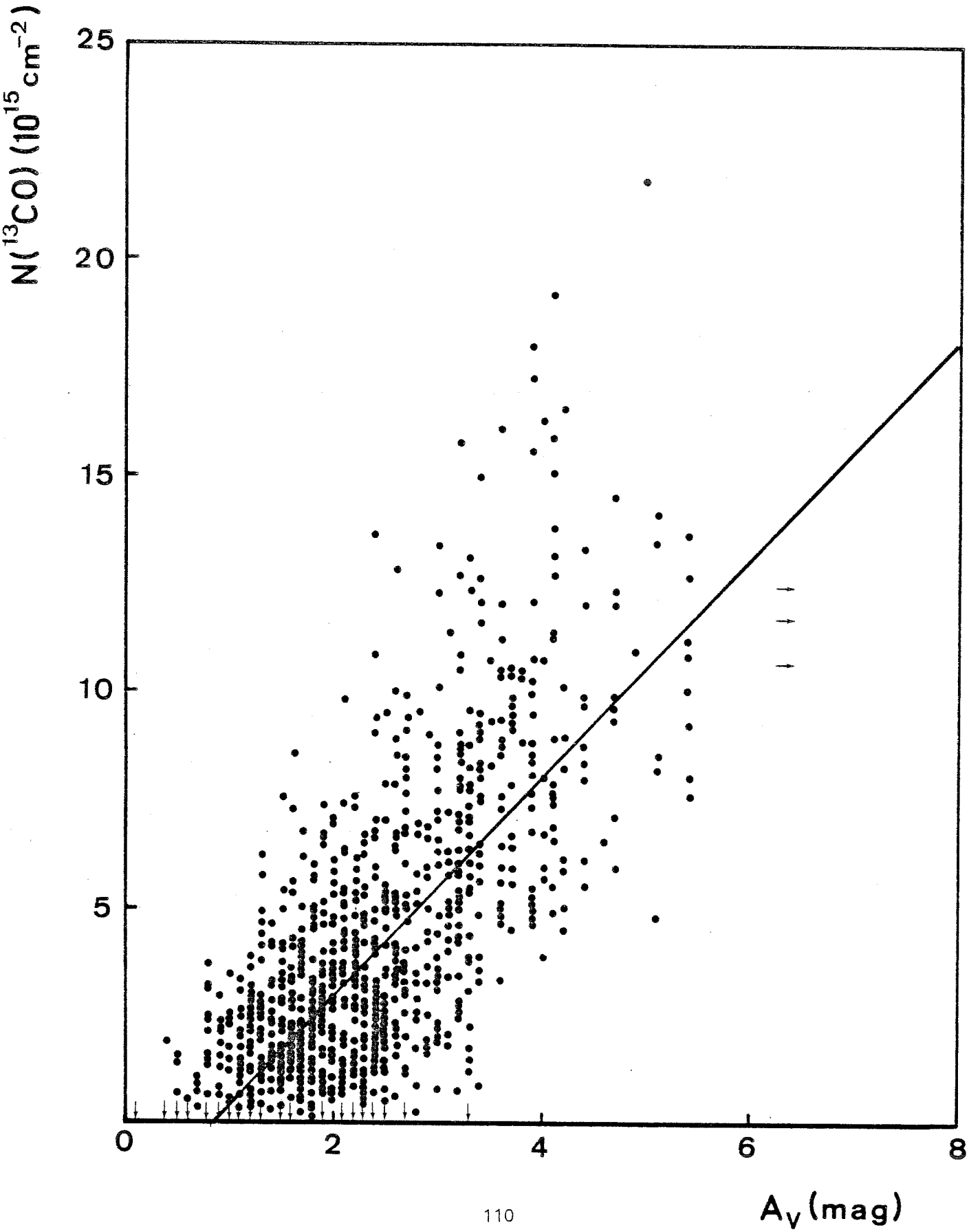


Figure IV-4. The LTE column density $N(^{13}CO)$ (in cm^{-2}) versus the visual extinction A_V (in mag) relation in the globule B5 and in L1455 (=B202, B204). The slope of the least squares line are $(2.9 \pm 0.4)\ 10^{15}\ cm^{-2}mag^{-1}$ in B5 and $(2.0 \pm 0.3)\ 10^{15}\ cm^{-2}mag^{-1}$ in L1455.

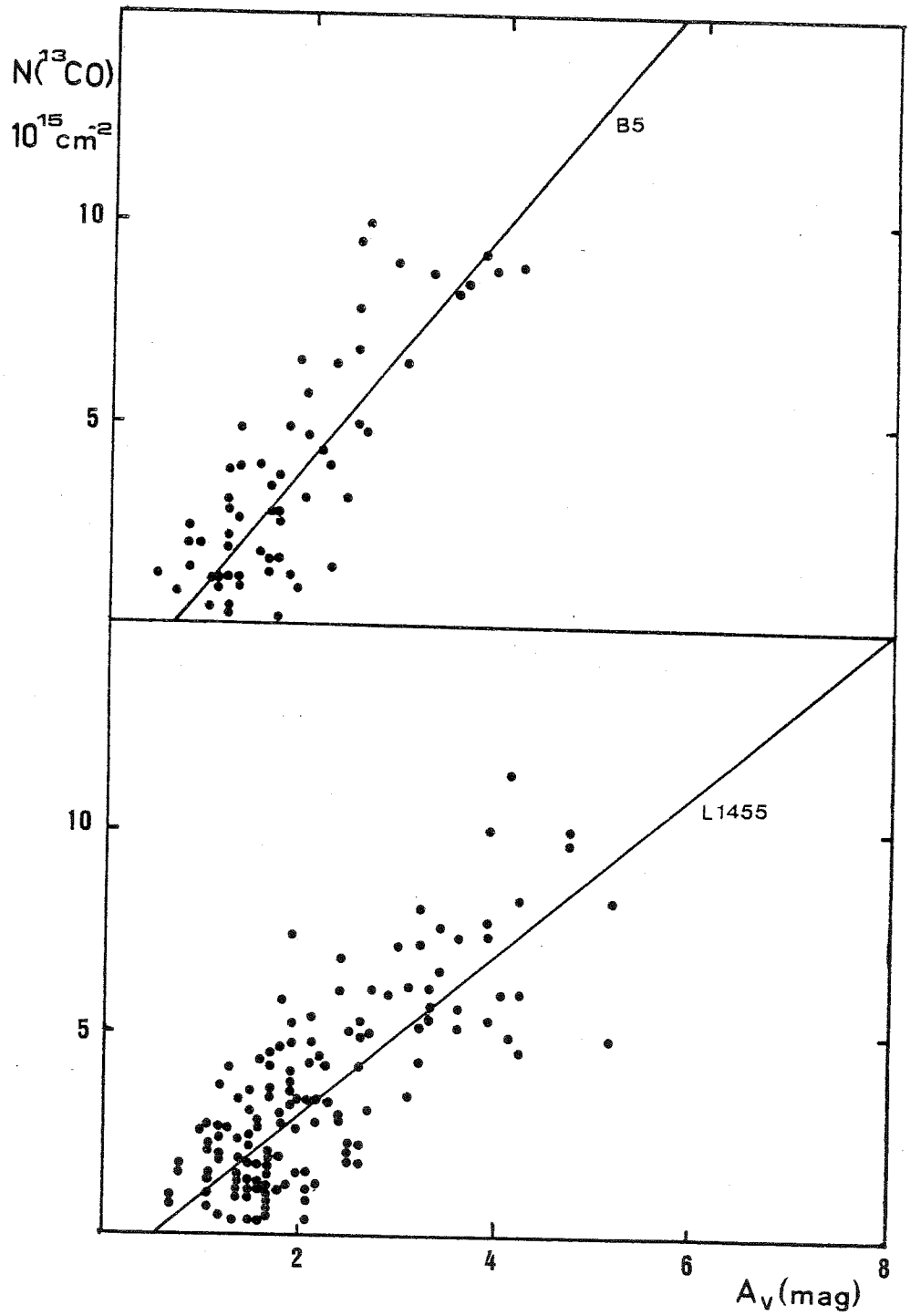


Figure IV-5. The LTE column density $N(C^{18}O)$ (in cm^{-2}) versus the visual extinction A_V (in mag) relation in the globule B1. The regression line of $N(C^{18}O)$ on A_V is $N(C^{18}O) = 3.4\ 10^{14}\ (A_V - 1.6)$.

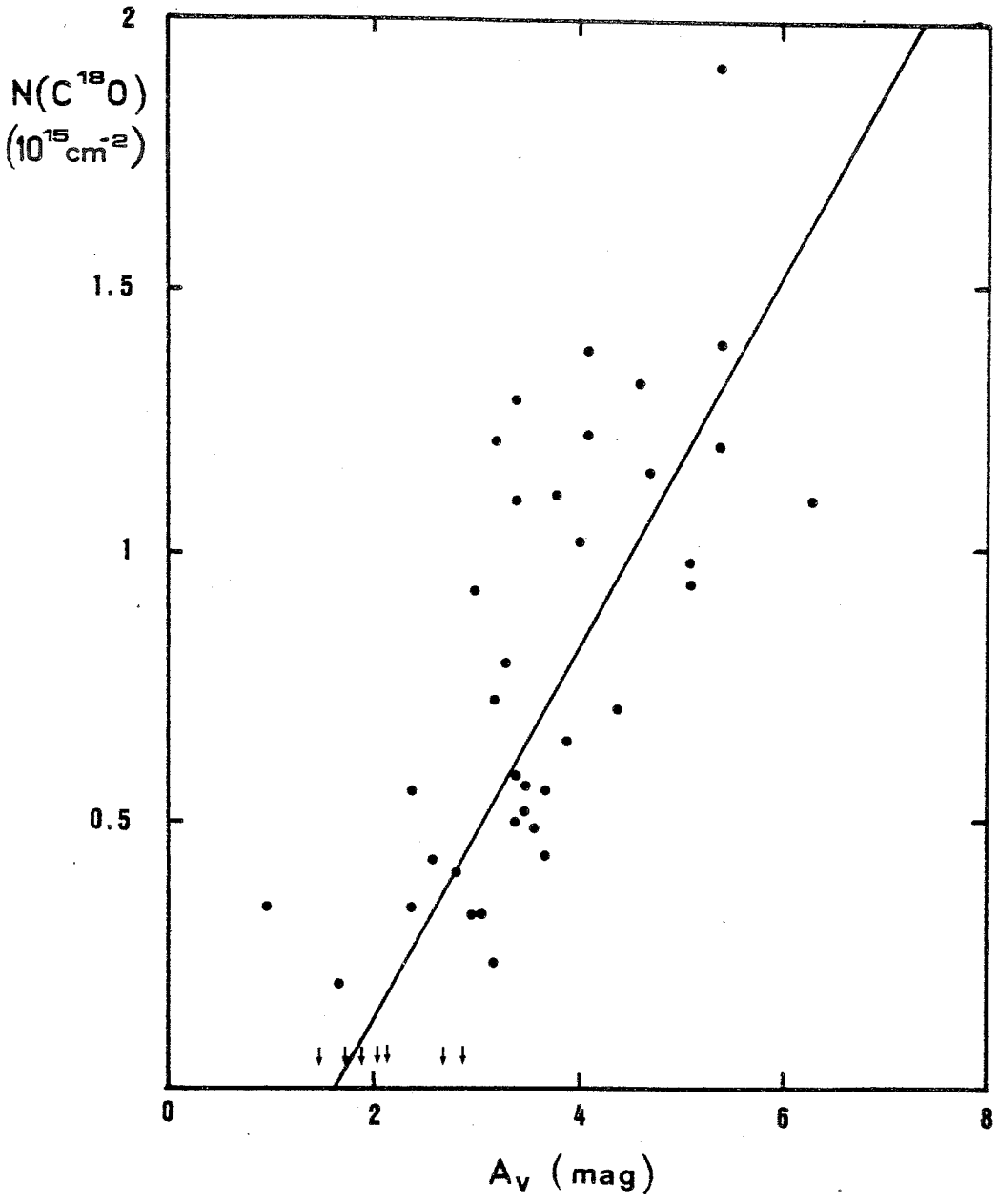
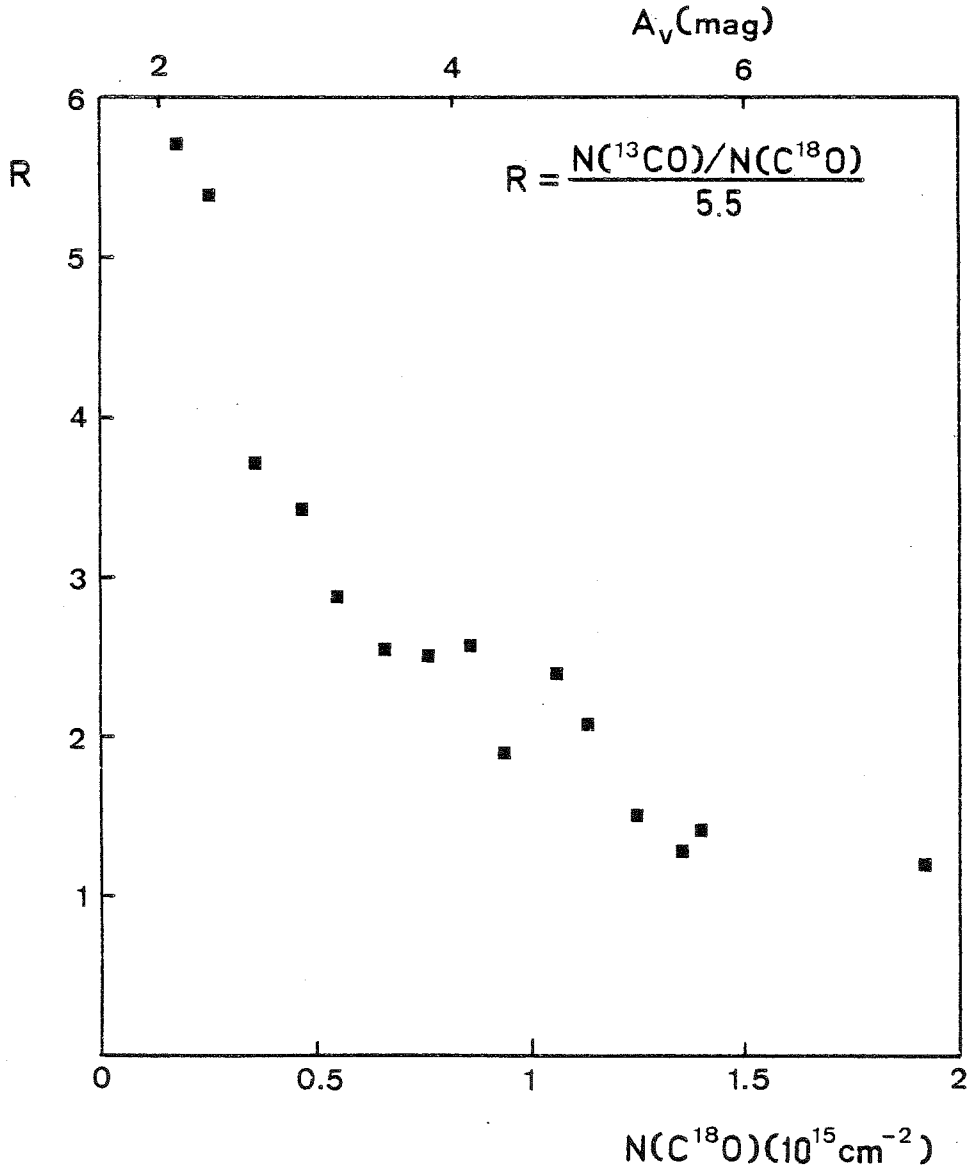


Figure IV-6. The ratio of the ^{13}CO and $C^{18}O$ LTE column densities normalized to the terrestrial value (5.5) is plotted versus $N(C^{18}O)$(in cm^{-2}). Each point results from an average of $N(C^{18}O)$ over an 10^{14} cm^{-2} wide interval. About 200 individual points have been used to obtain this plot. In the upper horizontal axe we indicate the visual extinctions (in mag) calculated from $N(C^{18}O)$ with the relation derived for Perseus (see fig. 5). $^{13}CO/C^{18}O$ ratios significatively higher than the terrestrial value are observed for A_V <4 mag.



V

RAPPELS SUR LA STRUCTURE DE NGC1333 ET DE B5

Seules deux régions du complexe avaient été étudiées, avant notre travail, avec une résolution ≈ 2'. Il s'agit de NGC1333 et B5.

A) NGC1333.

1.- Structure du gaz moléculaire

Dans la région autour de la nébuleuse par réflexion NGC1333 ont été découvertes de nombreuses étoiles infrarouges et objets HH (Strom, Grasdalen et Strom, 1974; Herbig, 1974). Lada et al. (1974) ont observé les transitions $2_{12} - 1_{11}$ de H_2CO, J=3-2 de CS et J=1-0 de CO avec l'antenne de 5-m du MWO (HPBW ≈ 2'). Leurs observations (Fig. V-1) montrent que la densité de la région centrale est très élevée ($n_{H2} \geq 2\ 10^4$ cm^{-3}), la température cinétique y est ≥ 20 K. La raie J=1-0 de HCN a été observée par Gottlieb et al. (1975), qui montrent que les trois composantes hyperfines présentent des rapports d'intensité anormaux. Loren (1976) a cartographié en détail la raie J=1-0 de CO avec une résolution de 2'. Il trouve deux composantes en vitesse (V_{LSR} = 6.3 km/s et 8.3 km/s), ses mesures de ^{13}CO, dans la région centrale montrent que l'émission de cet isotope a lieu à une vitesse intermédiaire (≈ 7.5 km/s) qui est la même que celle de l'auto-absorption de CO. A partir de ces données Loren a élaboré un modèle d'après lequel la formation d'étoiles dans la région NGC1333 aurait été produite par la collision de deux nuages. Le résultat de la collision serait le nuage à 7.5 km/s auquel se trouveraient associées les étoiles jeunes (voir la Fig. V-2). La carte de Loren a des dimensions très réduites (30' x 30') en comparaison de la taille du complexe, et la structure à grande échelle observée en ^{13}CO (J=1-0) à Bordeaux (voir Fig X-3) n'est pas entièrement explicable par ce modèle (voir X).

Snell et Loren (1977) ont interprété les profils de CO et ^{13}CO comme le résultat de l'effondrement

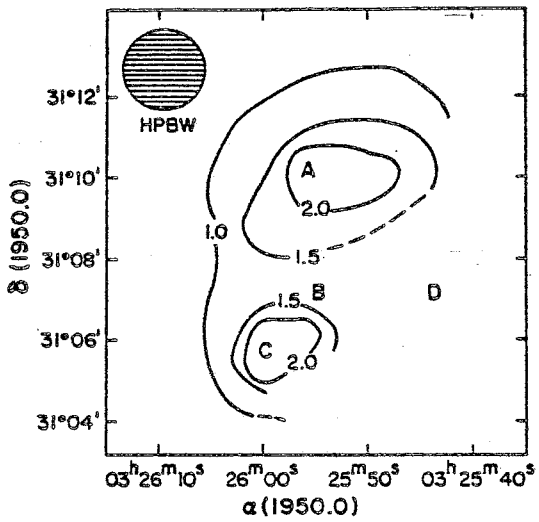


Figure V-1 : Contours de température d'antenne T_A^* de CS (J=3-2) dans NGC1333 d'après Lada et al., 1974. Les deux maximas correspondent aux positions de HH12 et HH7-11.

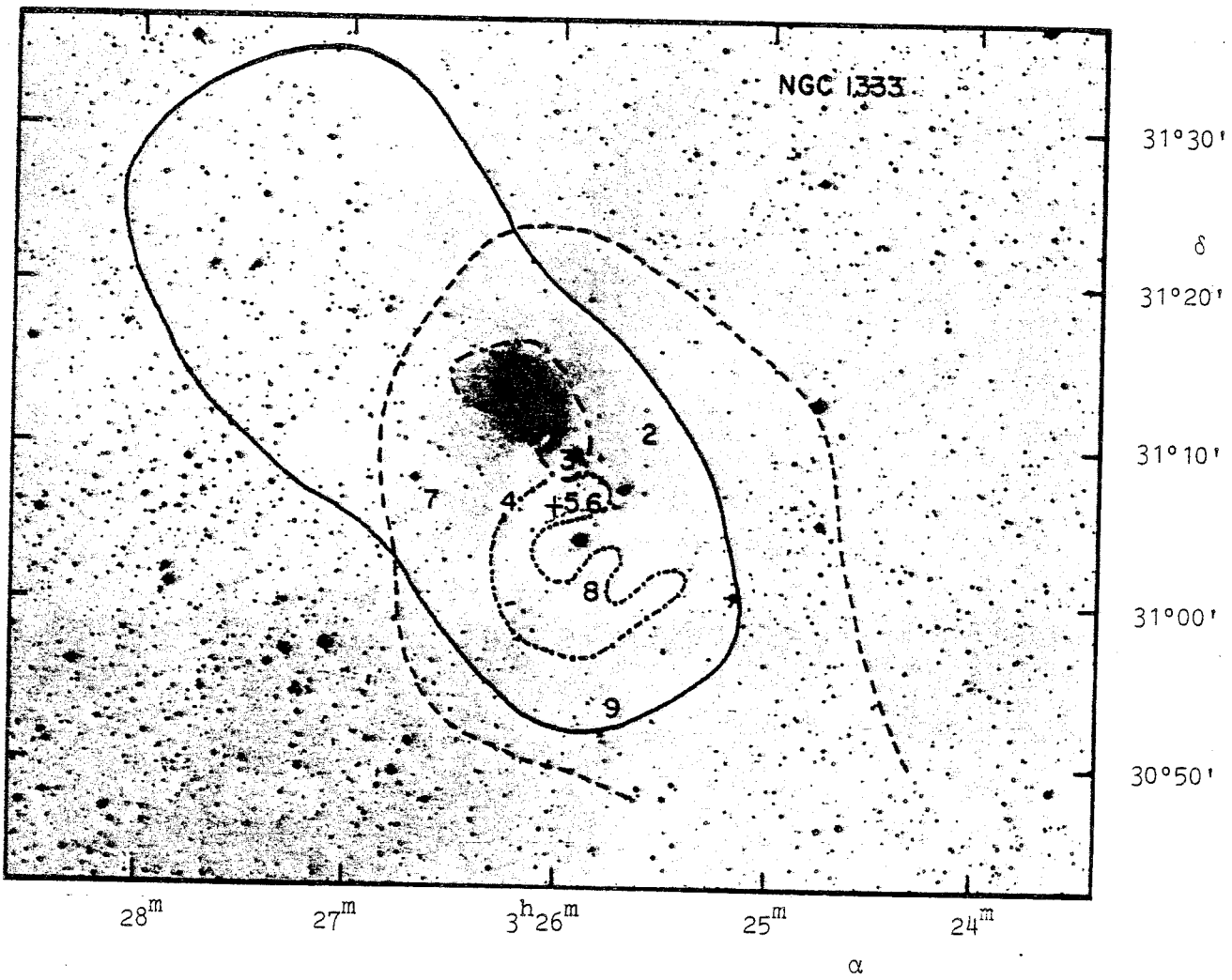


Figure V-2 : Nuages en collision dans NGC1333, d'après le modèle de Loren (1976). Le nuage à 8.3 km/s est représenté par une ligne continue. Celui à 6.3 km/s par la ligne interrompue. La région centrale, indiquée par une ligne pointillée, au sud de la nébuleuse par réflexion émet des raies de CO fortement auto-absorbées.

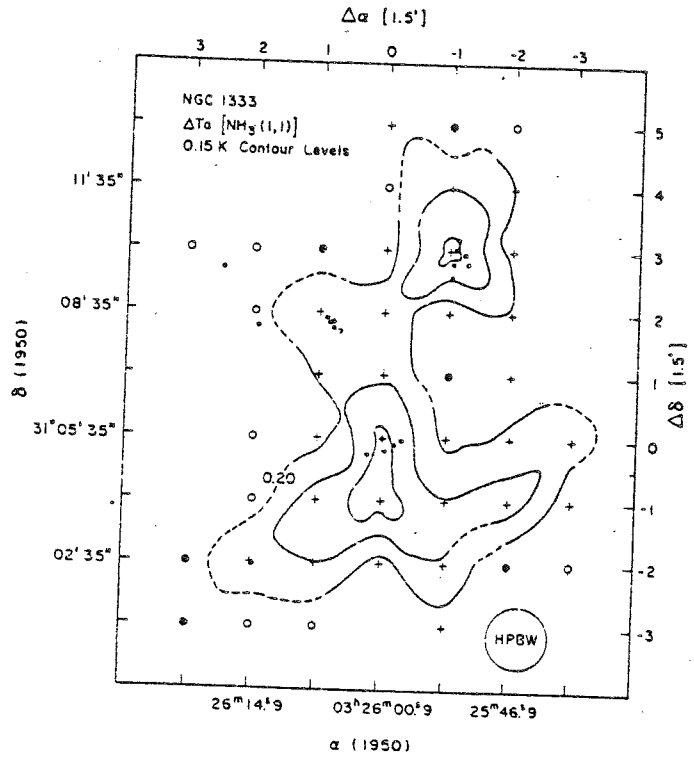


Figure V-3 : Carte d'émission NH_3 (1,1) au voisinage de NGC1333 (d'après Ho et Barrett, 1980). Les points noirs indiquent les positions des objets Herbig-Haro, les croix les détections de NH_3 et les cercles les limites supérieures.

gravitationnel du nuage (avec V(eff) ~ $r^{-1/2}$), mais Leung et Brown (1977) ont contesté la forme de l'utilisation de l'approche de Sobolev faite dans ce travail. Nachman (1979) a réalisé des observations de CO et de H_2CO (et de CN) et il en déduit que le nuage à 6 km/s est optiquement plus mince que celui à 8 km/s. Il présente des arguments indirects pour placer le nuage à 6 km/s devant l'autre.

Matsakis et al. (1980) et, de façon plus détaillée, Ho et Barrett (1980) ont cartographié les raies d'inversion (1,1) et (2,2) de l'ammoniac. La carte (1,1) de Ho et Barrett (Fig V-3) a été réalisée avec une résolution spatiale de 1.4' et révèle une structure similaire à celle qui est visible sur les cartes de Lada et al. (Fig. V-1). Ils ne trouvent aucun indice d'une collision entre deux nuages. Mais ceci signifierait simplement que l'émission de l'ammoniac provient de la région la plus dense, formée lors de la collision. Les cartes de NH_3 comme celle de CS montrent l'existence de deux maxima moléculaires, l'un d'eux se trouve près de la chaine d'objets HH7-11 et l'autre à proximité de HH12 (voir Fig. V-4). Ils se trouvent séparés par 5'. En supposant la température cinétique constante dans tout le nuage, Ho et Barrett interprètent les maxima de NH_3 comme maxima de densité et ils calculent 230 $M_\odot$ et 30 $M_\odot$ pour les masses des fragments HH7-11 et HH12 respectivement (pour une distance de 500 pc). Mais il faut remarquer que la résolution spectrale employée par ces auteurs est insuffisante pour assurer que les condensations qu'ils observent ont des structures simples. Guélin et al. (1982), à partir d'observations avec une résolution de ≈ 2', trouvent 3 maxima en $H^{13}CO^+$ et DCO^+ (J=1-0). Les deux maxima principaux sont associés à HH7-11 et HH12, alors que le troisième maximum est situé autour de CK3, CK4 et SVS9 (voir Fig. V-4). D'après les observations de ces auteurs, HCO^+ (J=1-0) présente, aux positions de HH7-11 et HH12, un déplacement de la vitesse au pic par rapport à $H^{13}CO^+$ et DCO^+. Le sens du déplacement de la vitesse suggère la chute de gaz peu dense sur les coeurs.

2.- Objets jeunes et contenu stellaire

Les observations de CO de Snell et Edwards (1981) et Edwards et Snell (1983) ont été réalisées avec le télescope

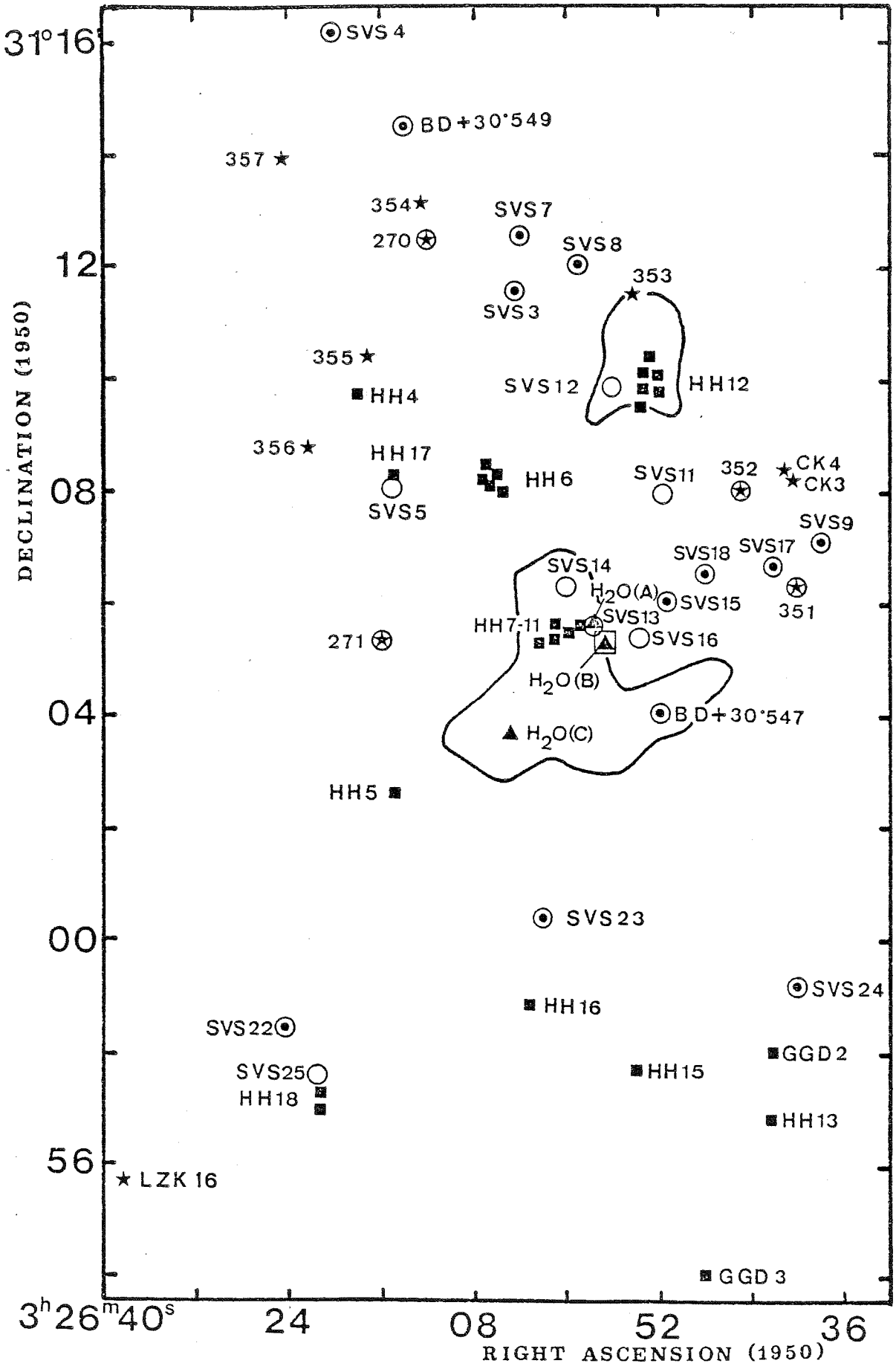


Figure V-4 : Schéma de la région autour de NGC1333. Les positions des masers H_2O sont indiquées par des ▲, celles des objets Herbig-Haro par des ■ . Les * représentent les étoiles à émission Hα, les o sont des sources à 2μm et les ⊙ sont des sources 2 μm observables en optique. La région ultracompacte coincide avec le maser H_2O (B) et est indiqué par ▭ . La ligne continue est le contour des 2 condensations NH_3.

Table V.1

Masers H_2O et régions HII ultra-compactes autour de NGC1333*

NOM	α(1950.0)	δ(1950.0)
NGC1333(VLA)	$3^h25^m56.4^s$	31° 5'20.3"
NGC1333(H_2O B)	3 25 56.6	31 5 19.0
NGC1333(H_2O A)	3 25 58.2	31 5 44.0
NGC1333(H_2O C)	3 26 5.0	31 3 40.0

(*) Haschick et al. (1980)

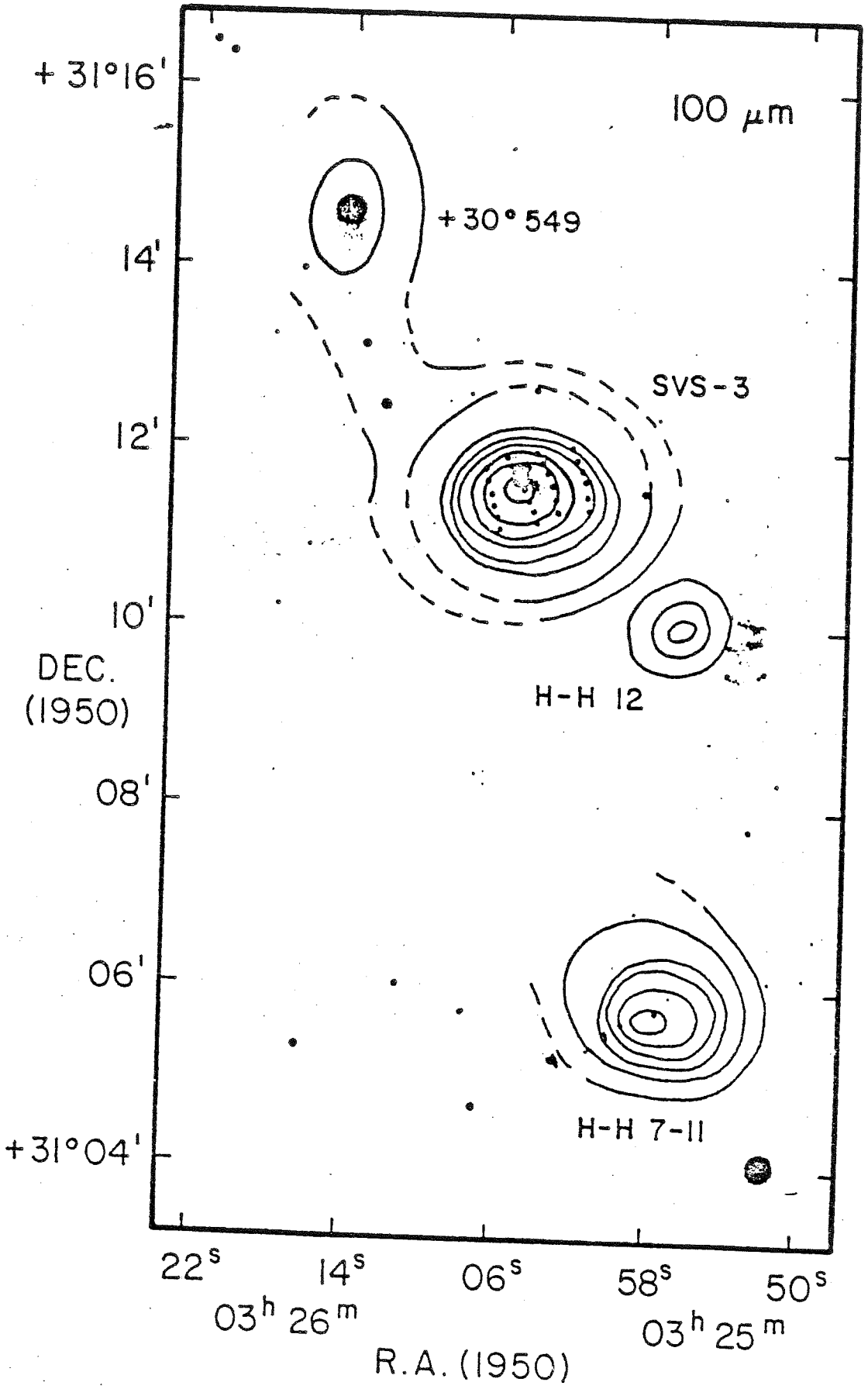


Figure V-5 : Cartographie de l'émission à 100 μm de Harvey et al. (1984). Les contours sont 15, 30, 60, 90, 120, 180, 240 et 300 Jy par lobe. Les pointillés près de SVS3 indiquent les contours de l'opacité à 100 μm, elle varie entre 1.5 10^{-3} au nord-ouest et 3. 10^{-3} au sud-est.

de 13.7-m du FCRAO (HPBW ≈ 50"). Ces observations ont mis en évidence la présence de CO à grande vitesse au voisinage de HH7-11 et HH12. Il s'agit de flots gazeux bipolaires induits probablement par les sources infrarouges SVS13 et SVS12 respectivement. Le flot bipolaire associé à HH7-11 est l'un des plus énergétiques connus à l'heure actuelle. Celui qui est associé à HH12 est environ 100 fois moins énergétique. L'étude des mouvements propres des objets HH (Herbig et Jones, 1983) montre que ces objets participent au mouvement du flot bipolaire. Par exemple, HH11 s'éloigne de SVS13 à une vitesse de 150 km/s. Les différentes composantes de HH12 semblent s'éloigner de la source infrarouge SVS11 qui est située ~ 95 " au sud (voir Fig. V-4). Néanmoins l'étoile proposée comme responsable du flux bipolaire HH12 est SVS12.

La raie v=1-0 S(1) de H_2 (à 2.122 μm) a été cartographiée par Simon et Joyce (1983) au voisinage de HH7-11 et HH12. Ils parviennent à détecter le gaz à grande vitesse négative. L'émission du gaz à vitesse positive serait, elle, absorbée par la poussière.

Les observations infrarouges (1-100 μm) réalisées par Harvey, Wilking et Joy (1984) montrent que les sources les plus intenses en infrarouge lointain sont l'étoile BD+30°549 (celle qui illumine la nébuleuse par réflexion), SVS3 (qui est à l'origine d'une autre nébuleuse par réflexion) et les sources SVS13 et SVS12 (Fig. V-5). La température de la poussière déduite pour ces sources est T(dust) ≈ 40-50 K. C'est à dire environ le double de la température du gaz.

Trois masers H_2O (Lo et al.,1976; Haschick et al., 1980, 1983) et une région HII ultracompacte ont été détectés au voisinage de HH7-11.

B) LE GLOBULE B5

Young et al.(1982) ont réalisé des observations à haute résolution spatiale (1'-2') du globule B5, qui constitue la région située au Nord du complexe de Persée. Ces auteurs ont observé les raies J=1-0 et J=2-1 de CO, ^{13}CO et $C^{18}O$, dans la région centrale du globule; leurs cartes de ^{13}CO et $C^{18}O$ n'ont pas une couverture complète (Voir Fig V-6). Leurs principaux résultats sont les suivants :

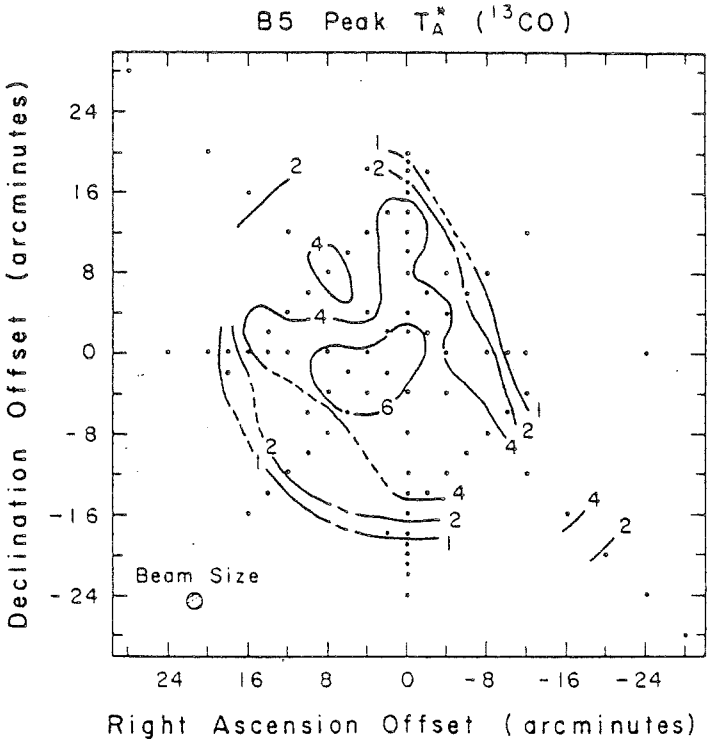


Figure V-6 : Carte d'émission ^{13}CO (J=1-0) du globule B5 obtenue avec le radiotélescope des Bell Labs (lobe ∿ 1.5') par Young et al. (1982). Les points noirs indiquent les positions observées.

a) La région centrale de B5 semble présenter un gradient de vitesse radiale en sens contraire du gradient observé pour la structure externe. Young et al.(1981) ont interprété ces gradients comme les manifestations de deux mouvements de rotation. B5 est un nuage allongé dont l'axe de rotation coinciderait avec l'axe d'élongation maximale. Ces deux axes seraient perpendiculaires au plan galactique et, en extrapolant la carte de polarisation de Turnshek et al. (1980) (laquelle ne couvre pas B5), au champ magnétique de la région. Cette configuration conduirait, d'après Mouschovias et Paleologou (1979) et Gillis et al. (1974), à un effet de freinage. Le moment angulaire serait tranféré du coeur du nuage aux couches externes. Une fois ce tranfert effectué, un couple de forces s'excercerait sur le nuage. Ce couple pourrait être capable d'inverser son sens de rotation.

b) Les observations de Young et al. (1982) indiquent,de façon indirecte, l'existence d'un gradient dans la température cinétique du nuage. Si la densité est constante ($\simeq 1.7\ 10^3\ cm^{-3}$), la température cinétique varie de 10-15 K au centre à 25 K au bord. Ce chauffage du bord serait dû au champ UV ambiant. De plus, ces auteurs suggèrent une décroissance des abondances de ^{13}CO et $C^{18}O$ au bord du nuage.

Nous signalerons enfin que bien que B5 apparaisse optiquement comme un globule inactif de structure simple, les observations moléculaires ont mis en évidence une structure composée de plusieurs condensations. De plus, les observations réalisées avec le satellite IRAS ont permis de découvrir plusieurs sources ponctuelles infrarouges qui pourraient être des objets stellaires jeunes et peu massifs. En outre, les étoiles à émission Hα LkHα 329 et LkHα 330, ainsi que les étoiles découvertes par Ogura et Hasegawa (1983) (également à émission Hα) se trouvent situées à la périphérie de B5.

REFERENCES

Edwards, S., and Snell, R.L.:1983, Astrophys. J., 270, 605.

Gillis, J., Mestel, L., and Paris, R.B.:1974, Astrophys. Space Sci., 27, 167.

Gottlieb, C.A., Lada, C.J., Webster Gottlieb, E., Lilley, A.E., Litvak, M.M.:1975, Astrophys. J., 202, 655.

Guélin, M., Langer, W.D., and Wilson, R.W.:1982, Astron. Astrophys., 107, 107.

Harvey, P.M., Wilking, B.A., and Joy, M.:1984, Astrophys. J., 278, 156.

Haschick, A.D., Moran, J.M., Rodriguez, L.F., Burke, B.F., Greenfield, P., and Garcia Barreto, J.A.:1980, Astrophys. J., 237, 26.

Haschick, A.D., Moran, J.M., Rodriguez, L.F., and Ho, P.T.P.:1983, Astrophys. J., 265, 281.

Herbig, G.H.:1974, Lick Observatory Bull. No. 658.

Herbig, G.H, and Jones, B.F.:1983, Astron. J., 88, 1040.

Ho, P.T.P., and Barrett, A.H.:1980, Astrophys. J., 237, 38.

Lada, C.J., Gottlieb, C.A., Litvak, M.M., Litvak, M.M., and Lilley, A.E.:1974, Astrophys. J., 194, 609.

Leung, C.M., and Brown, R.L.:1977, Astrophys. J. Lett., 214, L73.

Lo, K.Y., Burke, B.F., and Haschick, A.D.:1975, Astrophys. J., 202, 81.

Loren, R.B.:1976, Astrophys. J., 209, 466.

Matsakis, D.N., Bologna, J.M., Schwartz, P.R., Cheung, A.C., and Townes, C.H.:1980, Astrophys. J., 241, 655.

Mouschovias, T. Ch., and Paleologou, E.V.:1979, Astrophys. J., 230, 204.

Nachman, P.:1979, Astrophys. J. Supp. Ser., 39, 103.

Ogura, K., and Hasegawa, T.:1983, P.A.S. Japan, 35, 299.

Simon, T., and Joyce, R.R.:1983, Astrophys. J., 265, 864.

Snell, R.L., and Edwards, S.:1981, Astrophys. J., 251, 103.

Snell, R.L., and Loren, R.B.:1977, Astrophys. J., 211, 122.

Strom, S.E., Grasdalen, G.L., and Strom, K.M.:1974, Astrophys. J., 191, 111.

Turnshek, D.A., Turnshek, D.E., and Craine, E.R.:1980, Astron. J., 85, 1638.

Young, J.S., Langer, W.D., Goldsmith, P.F., and Wilson, R.W.:1981, Astrophys. J. Lett., 251, L81.

Young, J.S., Goldsmith, P.F., Langer, W.D., Wilson, R.W., and Carlson, E.R.:1982, Astrophys. J., 261, 513.

VI

LE GLOBULE B1

Dans ce chapitre nous présentons l'étude d'un des globules denses détectés dans le complexe de Persée grâce aux observations de ^{13}CO réalisées avec le radiotélescope de Bordeaux. La position $\alpha = 03^h\ 30^m\ 16.5^s$, $\delta = 30^o\ 57'\ 26''$ est un maximum intense d'émission $C^{18}O$ ($T_A^* \simeq 2$ K). Dans cette même direction, la raie $H^{13}CO^+$ (J=1-0) a une intensité comparable à celle de HCO^+ (J=1-0). Des observations des raies d'inversion de l'ammoniac au voisinage de cette position ont mis en évidence l'existence d'un coeur dense. Les détails de notre étude sont exposés dans l'article qui suit . Les observations des transitions (J=2-1) de CO et $C^{18}O$ mentionnées dans le texte ont été réalisées avec le radiotelescope de 5-m du MWO au Texas, elles sont représentées dans la Fig. VI-1.

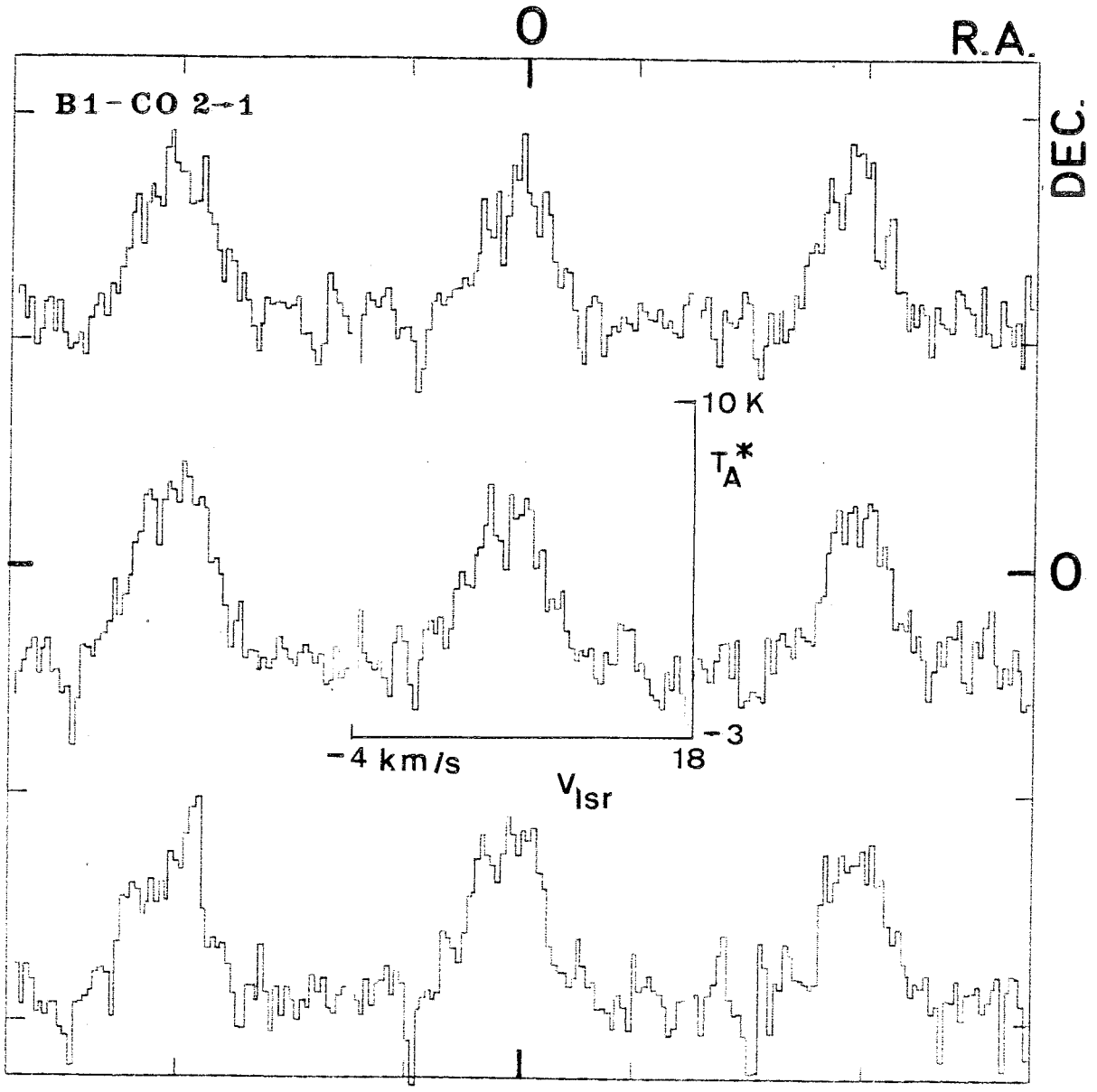


Figure VI-1a : Carte d'émisssion CO (J=2-1) obtenue avec le radiotélescope du MWO au Texas en Avril 1983. Le lobe (HPBW) et l'espacement des positions observées sont de 1.4'. La position centrale est la même que pour la figure 1 de l'article. L'échelle des températures d'antenne est exprimée en K, celle des vitesses (LSR) en km/s.

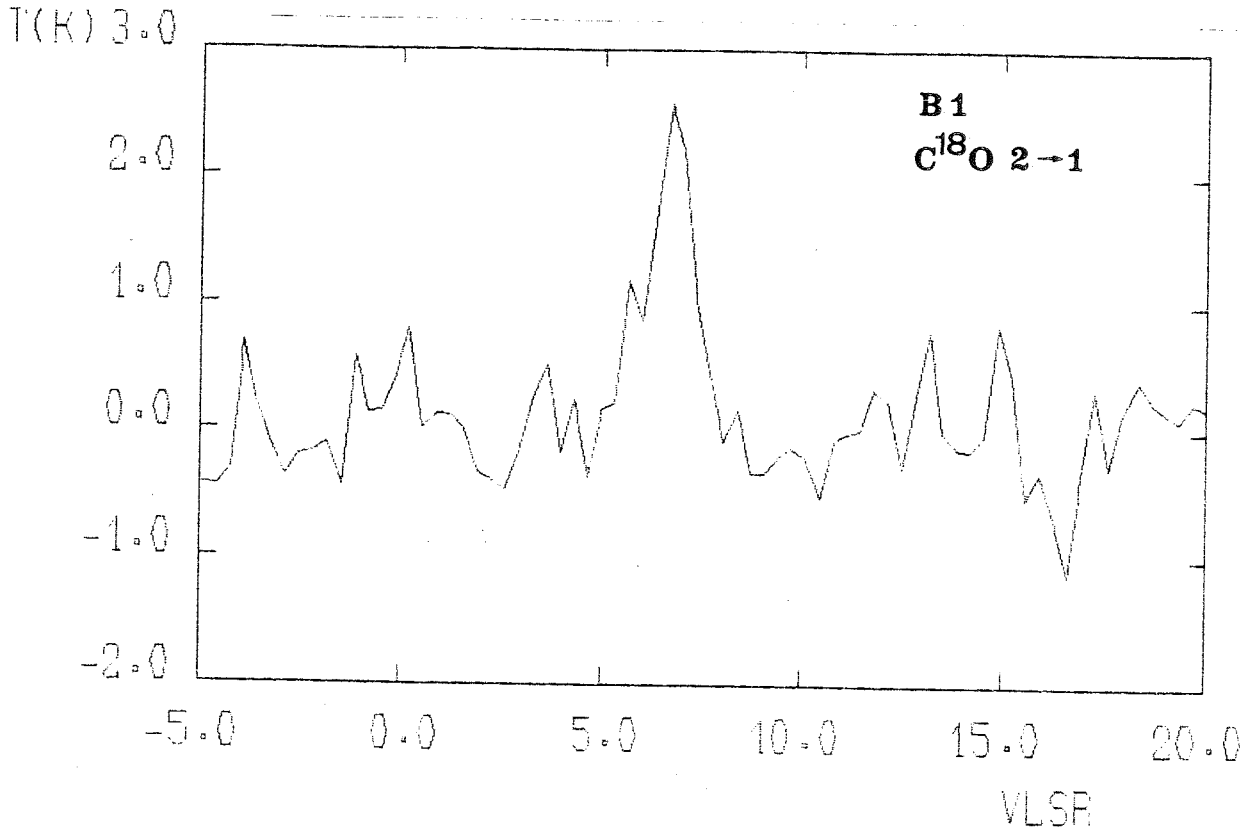


Figure VI-1b : Spectre de la raie $C^{18}O$ (J=2-1) obtenu dans la position centrale de la carte VI-1a, elle aussi avec le télescope du MWO.

Résumé.

Nous avons réalisé des observations de CO, ^{13}CO, $C^{18}O$, HCO^+, $H^{13}CO^+$ et NH_3, ainsi que des comptages d'étoiles, dans B 1, une forte source d'émission moléculaire dans le nuage local du complexe de Persée qui contient B 5, IC348 et NGC1333. La taille de B 1 est de 2 pc, sa masse 400 $M_\odot$ (à la distance adoptée de 200 pc) et sa température cinétique est de 12 K. Le coeur, où la raie (1,1) de NH_3 a été détectée, a une taille de 0.5 pc, une masse de 60 $M_\odot$ et une température de 12 K; l'extinction visuelle y est $\geq$ 10 mag et la densité centrale $n(H_2) \approx 3\ 10^4\ cm^{-3}$.

Nous avons estimé les abondances chimiques des molécules observées. Dans le coeur, le rapport d'abondances $H^{13}CO^+/C^{18}O$ est voisin de $7\ 10^{-4}$. Un modèle dans lequel B 1 est constitué par trois enveloppes qui entourent le coeur dense a été élaboré. Il apparaît que l'absorption de la raie (J=1-0) de HCO^+ a lieu dans une enveloppe plus interne que celle qui est responsable de l'absorption de la raie (J=1-0) de CO.

Astron. Astrophys. 140, 414–420 (1984)

ASTRONOMY AND ASTROPHYSICS

Molecular observations of B 1: a dense globule in Perseus

R. Bachiller[1,*] **and J. Cernicharo**[1,2]

[1] Groupe d'Astrophysique, CERMO, Université Scientifique et Médicale de Grenoble, E.R.A. 961 du CNRS, B.P. 68, F-38402 St. Martin d'Heres Cedex, France
[2] Observatoire de Meudon, F-92190 Meudon, France

Received April 12, accepted July 16, 1984

Summary. We report CO, ^{13}CO, $C^{18}O$, HCO^+, $H^{13}CO^+$, and NH_3 observations and star counts of B 1, a strong molecular source in the ridge connecting B 5, IC 348 and NGC 1333 in Perseus. The size of B 1 is 2 pc and its mass 400 $M_\odot$ (at the adopted distance of 200 pc), its kinetic temperature is 12 K. The core, where the NH_3 (1, 1) line was detected, has a size of 0.5 pc, a temperature of 12 K, a mass of 60 $M_\odot$, the visual extinction is $\geqq 10$ mag and the density n_{H_2} (peak) $\approx 3\ 10^4$ cm^{-3}.

The chemical abundances of the observed molecules are estimated; in the core we find $H^{13}CO^+/C^{18}O \approx 7\ 10^{-4}$. B 1 is modelled by a three-zone structure surrounding the dense core. The HCO^+ absorption occurs in an envelope inside the one responsible for the CO absorption. Rotation, if it occurs, is too slow to prevent the collapse of the cloud.

Key words: dark clouds – interstellar medium: molecules – interstellar medium: dust

1. Introduction

The Per OB2 dark cloud covers $6^\circ \times 2^\circ$, and is composed of a chain of fragments between a hot spot toward the open cluster IC 348 and another toward the reflection nebula NGC 1333. These two hot spots are separated by ≈ 20 pc (at a distance of 200 pc). The numerous young stellar objects near NGC 1333, the young cluster IC 348 and the Per OB2 stellar association all indicate recent star formation.

Large-scale OH and H I maps of the Per OB2 dark cloud by Sancisi et al. (1974) were compared with visual extinction derived from low resolution (0.9°) star counts (McCuskey, 1938). Sancisi et al. suggested that the Perseus cloud is part of an expanding shell in the region of the Per OB2 association. Sancisi (1973) explained the kinematics in a model where stars were still forming in the expanding shell. Sargent (1979) mapped the region in CO, and concluded that the Per OB2 association and the molecular cloud do not follow the pattern of sequential star formation often claimed for OB associations, because there are only two, well-separated stellar birth sites, IC 348 and NGC 1333. Barrett et al. (1980) from another CO map argued, like Sargent, that there is no evidence of sequential star formation. The whole Taurus-Perseus-Auriga complex of molecular clouds has been mapped in CO by Baran (1983), and the whole Per OB2 complex has been surveyed with the Bordeaux radio telescope in the $J = 1-0$ line of ^{13}CO. The most interesting regions have been mapped in the $J = 1-0$ lines of CO, $C^{18}O$, HCO^+, and $H^{13}CO^+$. The global results will be presented by Bachiller and Cernicharo (1984) (BC), and Bachiller (1985).

The globule Barnard 1, or B 1, is a well differentiated condensation of $\langle A_v \rangle \geqq 3$ mag embedded in a filamentary cloud of $A_v \approx 1$–2 mag, 1° E of NGC 1333 (Cernicharo and Bachiller, 1984: CB). The three young stellar objects, LkHα 327, LkHα 328, and LZK 21, lie in the center of B 1 (Cohen and Kuhi, 1979; Liu et al., 1980) indicating that low-mass star formation has recently occurred. B 1 is, with IC 348 and NGC 1333, the most conspicuous source in our ^{13}CO Bordeaux map.

2. Equipment and observations

The CO, ^{13}CO, $C^{18}O$, HCO^+, and $H^{13}CO^+$ were observed during 1981–1982 with the 2.5-m Bordeaux telescope (Baudry et al., 1980). The half-power beamwidth was 4.4′ at 110 GHz and the beam efficency was 0.85. The receiver was a Schottky diode mixer with a receiver noise temperature of 500–800 K (SSB), followed by a filter bank of 256 channels of 100 kHz width (0.27 km s^{-1} at 110 GHz). The observations were calibrated by the chopper wheel method. A reference position was observed several times each session, and all the observations were made with frequency switching. Typical rms noise was $\Delta T_A^* = 0.8$ K for CO, 0.2 K for ^{13}CO and 0.1 K for $C^{18}O$ and HCO^+.

Ammonia was observed in 1982 December at the NRAO[1] 42 m telescope. The maser receiver, with system temperature 60 K, was followed by an autocorrelator split in two 5 MHz bands of 512 channels each, centered at NH_3(1, 1) and (2, 2) frequencies, with a spectral resolution of 0.12 km s^{-1}. The half-power beamwidth was 1′.4, the aperture efficiency was 0.2 and the observations were made with a 1′.5 spacing. Almost all observations were made in frequency-switching mode. Typical rms noise was $\Delta T_A^* = 0.06$ K.

Star counts were made on a 2′.5 × 2′.5 grid on the Palomar Sky Survey red prints. The determination of the visual extinction was similar to that described by Bok and Cordwell (1973) and Dickman (1976, 1978a, b) and is explained in detail by CB.

Send offprint requests to: R. Bachiller

* On leave from Centro Astronómico de Yebes, Guadalajara, Spain

1 The National Radio Astronomy Observatory is operated by Associated Universities, Inc., under contract with the National Science Foundation

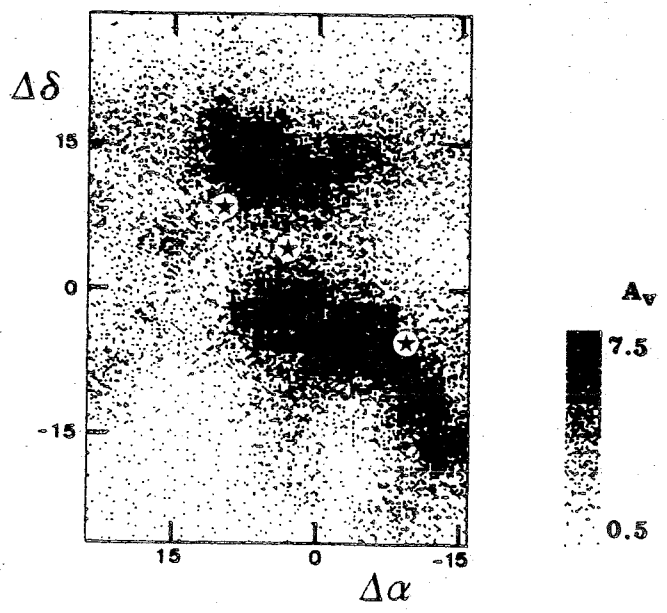


Fig. 1. Visual extinction in B 1 from star counts on the Palomar red prints. The spatial resolution of the counts was 2'.5. Black stars display the positions of the objects LZK 21, LKHα 327, and LKHα 328 (in order of right ascension). The central position is $03^h30^m16.5^s$, 30°57'26" (1950). Offsets from the central position are in arcmin

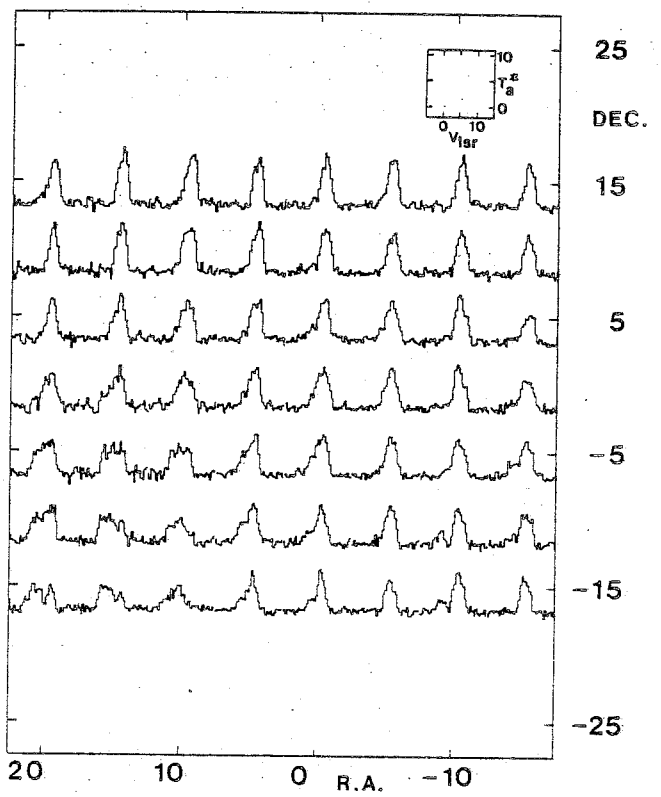


Fig. 2. CO ($J=1-0$) spectra in B 1. The velocity range is $V_{lsr}=-5$ to 15 km s^{-1}. The temperature range is $T_A^*=-2$ to 11 K. The spectral resolution has been smoothed to 0.52 km s^{-1}. The central position and offsets are as in Fig. 1

3. Analysis

The globule B 1 lies in the central region of the Perseus dark cloud at $03^h30^m16.5^s$, 30°57'26" (1950). The size of the $A_v \geqq 3$ mag region is ≈35', or 2 pc at a distance of 200 pc. The star counts and molecular observations discussed here cover 40' × 55', including the whole region where $A_v \geqq 3$ mag. Contour maps are given for A_v (Fig. 1), HCO^+ (Fig. 5) and NH_3 (Fig. 7) and spectral maps for CO (Fig. 2), ^{13}CO (Fig. 3) and $C^{18}O$ (Fig. 4).

3.1. Star counts

The visual extinction map from star counts (Fig. 1) shows B 1 to be composed of two condensations of $A_v \geqq 5$ mag where there are no stars on the Palomar red prints. The area of the black zones without stars is 35 arcmin^2, consistent with a distance of ≦200 pc (See CB for a discussion of the distance derivation.) The mass of the cloud, derived from $N(H_2)/A_v = 1\,10^{21}$ cm^{-2} mag^{-1} (Bohlin et al., 1978) is $M \geqq 400\ M_\odot$, for a Helium number abundance of 10%. This is a lower limit because A_v cannot be obtained accurately in the opaque zones of the cloud.

3.2. Millimeter data

The CO line has nearly uniform intensity in the mapped area, with a slight tendency to increase from S to N. Assuming that CO is optically thick, we obtain $T_K \approx 12$ K in the region of $A_v \geqq 3$ mag. The CO lines are broader than those of ^{13}CO and $C^{18}O$, and peak at slightly different velocities, presumably because of self-absorption and opacity broadening. In particular, self-absorption is important to the south, where $T_A^*(CO)$ decreases and $T_A^*(^{13}CO)$ does not, so $T_K = 12$ K is a lower limit.

Emission at ≈3 km s^{-1}, to the SE, does not come from B 1, but from a cloud which has its maximum about 30' E of the B 1 peak (Bachiller, 1985).

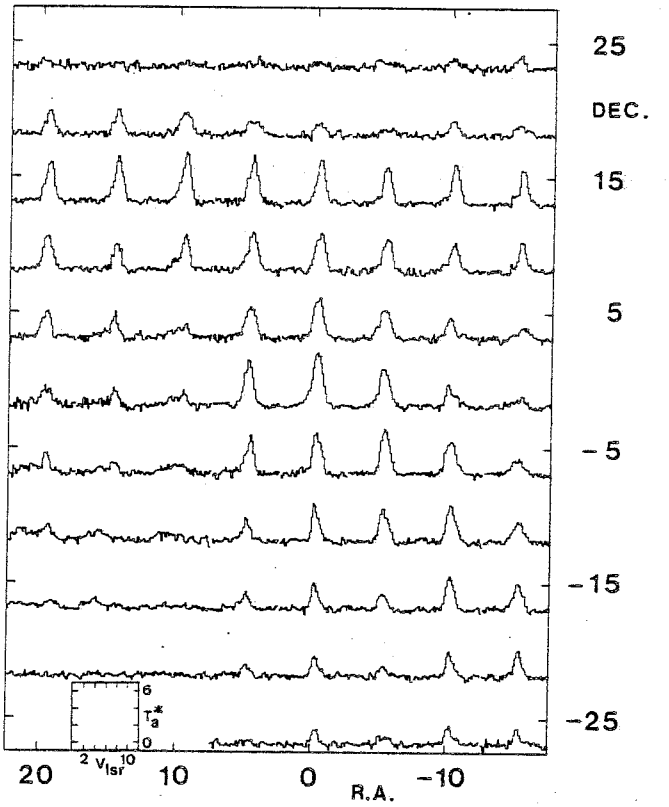


Fig. 3. ^{13}CO ($J=1-0$) spectra in B 1. The velocity range is $V_{lsr}=0$ to 12 km s^{-1}. The temperature range is $T_A^*=-1$ to 7 K. The spectral resolution is 0.27 km s^{-1}. The central position and offsets are as in Fig. 1

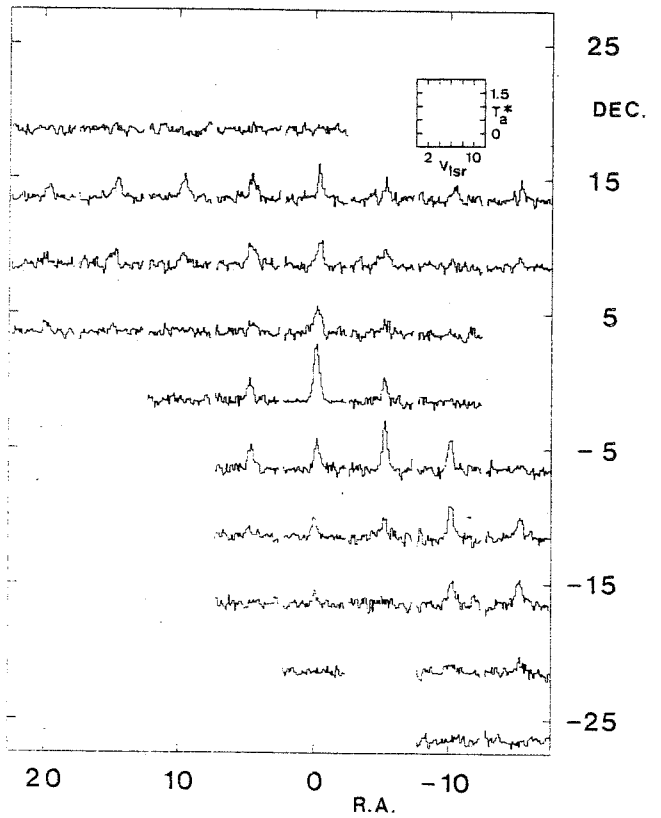


Fig. 4. $C^{18}O$ ($J=1-0$) spectra in B 1. The velocity range is $V_{lsr}=0$ to 12 km s^{-1}. The temperature range is $T_A^*=-0.5$ to 2 K. The spectral resolution is 0.27 km s^{-1}. The central position and offsets are as in Fig. 1

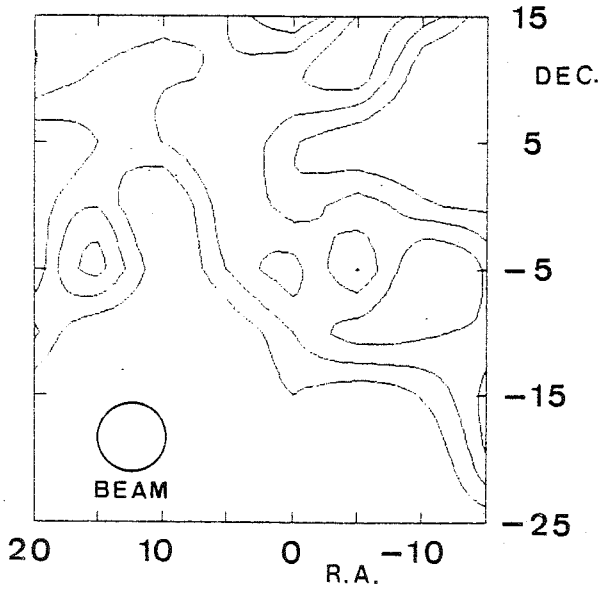


Fig. 5. Contour map of the HCO^+ ($J=1-0$) integrated intensity. Contours are 0.2, 0.4, and 0.6 K · km s^{-1}. The central position and offsets are as in Fig. 1

The ^{13}CO map is similar to the A_v map. The ^{13}CO profiles and the slight variations in brightness temperature in the more opaque zone indicate that ^{13}CO is saturated in the central region. Many profiles are asymmetric, with broad wings. These wings are mostly blue-shifted to the north and the center, and red-shifted to the south-west. The velocity centroid is constant (6.5 km s^{-1}) in the center and the south but in the northern region the line velocities increase gradually from west (6.5 km s^{-1}) to east (7.2 km s^{-1}), with a gradient of 0.3 km s^{-1} pc^{-1}. ^{13}CO column densities calculated with a simple LTE model range from 10^{15} to 10^{16} cm^{-2}.

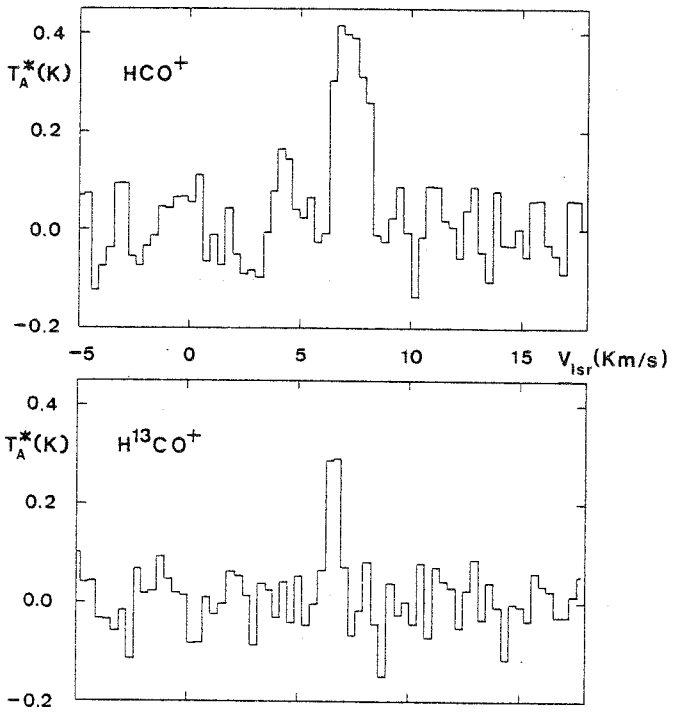


Fig. 6. HCO^+ ($J=1-0$) and $H^{13}CO^+$ ($J=1-0$) spectra in the direction of the central position of B 1. The spectral resolution is 0.33 km s^{-1}

Because of saturation, ^{13}CO data give poor information about column densities, for $A_v \geqq 3$ mag. However, the optically-thin $C^{18}O$ line should be a better tracer of column density in the more opaque region of the cloud. We mapped the $C^{18}O$ emission in the region where $T_A^*(^{13}CO) \geqq 3$ K. As expected, the variations in brightness temperature of $C^{18}O$ are stronger than for ^{13}CO. The $C^{18}O$ maximum in the southern condensation is prominent ($T_A^* \approx 2$ K). Assuming LTE, we find $N(C^{18}O)=3\ 10^{15}$ cm^{-2} at the peak.

HCO^+ lines are weak in B 1 ($T_A^* \approx 0.4$ K at the peak), but the lines are detected where $T_A^*(^{13}CO) \geqq 4$ K. HCO^+ peaks are not prominent, indicating that the lines are strongly saturated and may be self-absorbed as suggested by the $H^{13}CO^+$ detection toward the southern condensation. At this position we observe a velocity shift between the HCO^+ and $H^{13}CO^+$ lines (Fig. 6). Similar shifts have been observed by Guélin et al. (1982) in other clouds.

3.3. *Ammonia*

The $NH_3(1,1)$ and (2,2) lines were observed toward the $C^{18}O$ maximum in the southern region. The maps of integrated intensity of the main (1, 1) and (2, 2) lines (Fig. 7) show a half-power diameter of the (1, 1) emission region of 5′. (0.3 pc at 200 pc). The (2, 2) line was detected toward 10 positions of the central region. Optical depths, excitation temperatures and column densities were derived from NH_3 with procedures following those of Rydbeck et al. (1977)

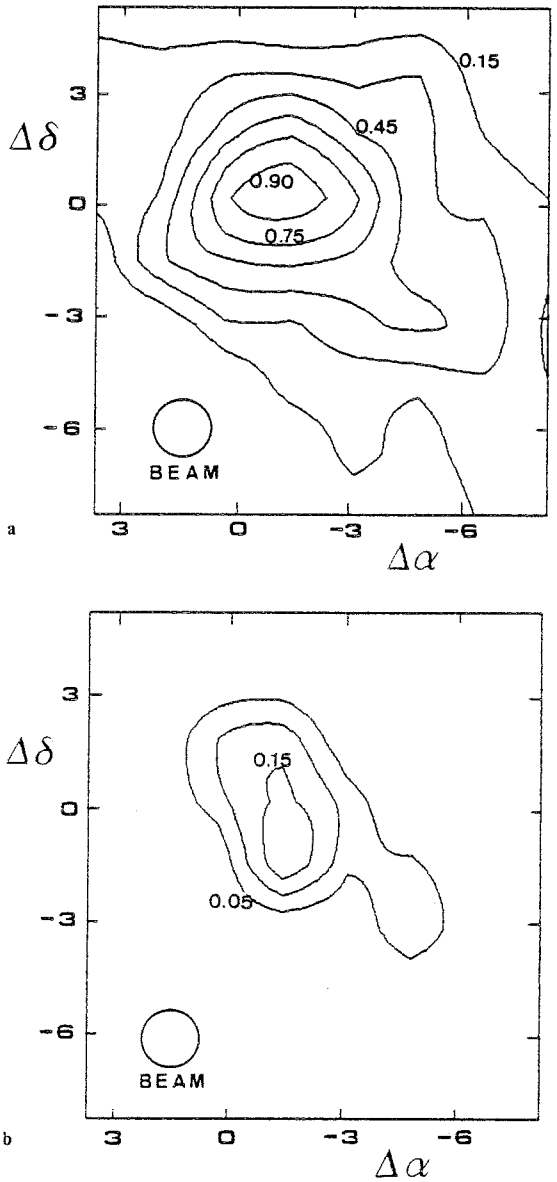


Fig. 7. **a** Contour map of the $NH_3(1,1)$ integrated intensity of the main hyperfine components. **b** Contour map of the $NH_3(2,2)$ integrated intensity of the main hyperfine components. The central position and offsets are as in Fig. 1

and Ungerechts et al. (1980). The results are described in the next section.

4. Physical conditions and chemical abundances

4.1. Kinetic temperature

The ammonia data give us information about the physical conditions in the B 1 core. We find the rotational temperature T_R to be 10–14 K in the central region of the core where the (2, 2) line was detected. $T_K = T_R$ is a good assumption for $T_K \leqq 15$ K (Walmsley and Ungerechts, 1983), and a value of $T_K = (12 \pm 2)$ K is also consistent with the CO observations and our CO and $C^{18}O$ ($J = 2-1$) unpublished data. From CO, there is no evidence for any change in kinetic temperature in the mapped area. Also, the inner part of the cloud, as mapped in NH_3, and the outer part, as mapped in CO seem to have the same temperature. Heating by the ambient UV radiation (Clavel et al., 1978) as inferred by Young et al. (1983) from their observations in the neighbouring globule B 5 is not expected for B 1: The ambient cloud of $A_v \approx 1$–2 mag protects it from interstellar UV radiation. There is no evidence for an enhancement of temperature near LkHα 327, LkHα 328, and LZK 21, but our sensivity and spatial resolution are not high enough to be conclusive about this point.

4.2. Central conditions

From the ^{13}CO and $C^{18}O$ observations and assuming LTE we find $N(^{13}CO)_{peak} = 2\,10^{16}\,cm^{-2}$ and $N(C^{18}O)_{peak} = 3\,10^{15}\,cm^{-2}$. The ^{13}CO emission is not optically thin, so the ^{13}CO column density must be regarded with caution. The ratio $^{13}CO/C^{18}O$ is thus $\geqq 7$ towards the center of the globule. Assuming a value of $3\,10^{-7}$ for the abundance of $C^{18}O$ (see below) we estimate the core mass (the region where the $NH_3(1,1)$ line is detected) to be $M(\text{core}) = 60\,M_\odot$. The average extinction in the 5′ beam, where $C^{18}O$ peaks, is $A_v(\text{core}) \approx 10$ mag.

The NH_3 column density averaged over the Bordeaux beam at this position is $\approx 1\,10^{15}\,cm^{-2}$. Then from the column densities, ammonia is 3 times less abundant than $C^{18}O$.

The densities calculated from the ammonia observations, with a two-level model and a filling factor = 1, range from a few 10^3 to $3\,10^4\,cm^{-3}$. The calculated averaged density in the Bordeaux central position is about $1\,10^4$. Given the density we can use a large velocity gradient (LVG) model to estimate the $H^{13}CO^+$ column density (Goldreich and Kwan, 1974; Scoville and Solomon, 1974). Using the collisional cross sections given by Green (1975) for N_2H^+, we compute $N(H^{13}CO^+) \approx 2\,10^{12}\,cm^{-2}$ and $\tau \approx 2.5$. The $H^{13}CO^+/C^{18}O$ abundance ratio is $7\,10^{-4}$ and $x(H^{13}CO^+) \approx 2\,10^{-10}$. This value agrees with the determinations by Guélin et al. (1982) and CG in some dense molecular clouds.

The determination of the HCO^+ abundance from that of $H^{13}CO^+$ is not straightforward: Langer et al. (1978) have proposed that the $H^{13}CO^+/HCO^+$ ratio is enhanced by the proton transfer reaction

$$HCO^+ + {}^{13}CO \rightleftarrows H^{13}CO^+ + CO + \Delta E\,.$$

However, Guélin et al. (1982) have shown that, in typical dark cloud conditions ($T_K \approx 10$ K, $x_e \approx a$ few 10^{-8}), the estimates of column density of HCO^+, derived by scaling the $H^{13}CO^+$ ones by $C/^{13}C$, are not likely in error by more than a factor of two. Taking $H^{13}CO^+/HCO^+ = {}^{13}C/C = 1/89$ (terrestrial ratio) we have $N(HCO^+) = 2\,10^{14}\,cm^{-2}$ and $x(HCO^+) = 2\,10^{-8}$. This abundance is consistent with the value derived by Baudry et al. (1981) and CG in the densest components of some Taurus cloudlets.

The similarity of the HCO^+ and NH_3 abundances in Taurus and Perseus prompted us to observe the ($J = 8-7$) line of HC_5N with the NRAO 42-m telescope toward the NH_3 peak. No emission was detected a limit of 0.15 K. LVG calculations show that in the B 1 core $N(HC_5N) \leqq 1.5\,10^{12}\,cm^{-2}$. The NH_3/HC_5N abundance ratio in the NH_3 peak is $\geqq 10^3$, i.e., about 10 times larger than in the Taurus cloudlets (Cernicharo et al., 1984).

4.3. Large scale properties

In an observational way, we can distinguish around the B 1 core three different CO zones, each one characterised by strong emission in the CO, ^{13}CO or $C^{18}O$ lines, successively (see Fig. 8

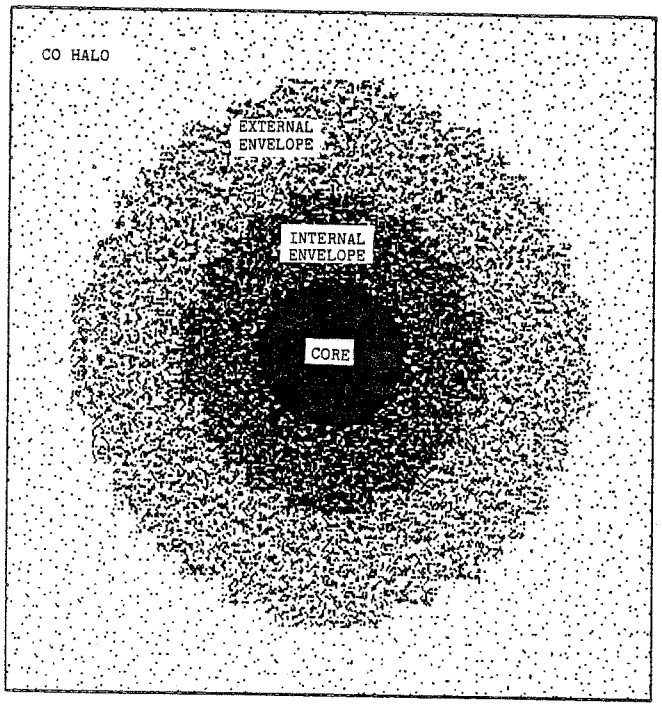


Fig. 8. Schematic drawing showing the different zones of the B 1 model. The halo and the envelopes are seen in CO isotopes lines. The core is observed in ammonia. The physical properties of these zones are described in Tables 1 and 2. (See text for more details)

Table 1. Structure of B 1

	CO Halo	External Envelope	Internal Envelope	Core
A_V (mag)	$A_V < 2$	$2 < A_V < 3$–4	$A_V > 3$–4	$A_V \sim 10$
CO	Subthermally excited	Thermalized, $\tau \gg 1$		
^{13}CO	Weak emission	$T_A^* \geq 1$K	$\tau \approx 1$	$\tau > 1$
$C^{18}O$		Weak emission	$T_A^* \geq 0.5$K	$\tau \approx 1$
HCO^+		Low T_{ex}	$T_A^* \approx 0.5$K, $\tau \approx 50$	
$H^{13}CO^+$				$T_A^* = 0.3$K, $\tau \approx 3$
$NH_3(1,1)$				$T_A^* \leq 1$K

and Table 1). We call the most external zone the "halo". This halo, where CO is detected but ^{13}CO is not very strong ($T_A^* \approx 1$–2 K), corresponds to the ambient cloud of $A_v \approx 1$–2 mag and extends far from our B 1 maps. In this region the UV radiation can heat the gas (Young et al., 1982) and selectively photodissociate the CO isotopes (Bally and Langer, 1982; Chu and Watson, 1983). Around this molecular halo Wannier et al. (1983) have observed in the Per OB2 molecular cloud a warm ($T_K \approx 100$ K) H I halo.

We distinguish two envelopes: an "external" envelope, where ^{13}CO ($J = 1-0$) is detected but $C^{18}O$ is weak ($T_A^* \leqq 0.5$ K), and an "internal" envelope, where $C^{18}O$ ($J = 1-0$) is strong ($T_A^* \geqq 0.5$ K). The external envelope has $A_v \approx 2$–3 mag, the CO ($J = 1-0$) lines are saturated and the UV radiation is shielded. ^{13}CO is a useful molecule for the determination of the mass within this envelope if its abundance is known. The ^{13}CO and $C^{18}O$ abundances have been determined in the Taurus complex (CG) and in the Perseus molecular clouds (BC) from star counts and Bordeaux observations. CG have obtained, from a complete survey of ^{13}CO and $C^{18}O$ in Heiles Cloud 2 the relations $N(^{13}CO) = 1.3\ 10^{15}\ (A_v - 0.5)$ and $N(C^{18}O) = 2.3\ 10^{14}\ (A_v - 1.5)$. However, BC have derived, from more than one thousand ^{13}CO spectra in Perseus, a $N(^{13}CO)/A_v$ ratio that is twice the Taurus one, and from a more reduced number of $C^{18}O$ data a relation between $N(C^{18}O)$ and A_v consistent with the one of Taurus. The variations of the $N(^{13}CO)/A_v$ ratio between Taurus and Perseus and the value of this ratio over the whole Perseus complex will be analyzed elsewhere (BC). From the data presented in this paper we derive in the B 1 area $N(^{13}CO) = 2.4\ 10^{15}\ (A_v - 0.3)$ and $N(C^{18}O) = 2.9\ 10^{14}\ (A_v - 1)$. Using these B 1 values for the ^{13}CO and $C^{18}O$ abundances we get 350 $M_\odot$ for the mass of the region responsible of the strong ^{13}CO ($J = 1-0$) emission. This is about one tenth of the whole ^{13}CO Perseus complex. Due to the saturation effects in the ^{13}CO ($J = 1-0$) lines, this value of 350 $M_\odot$ represents a lower limit to the actual mass in the envelopes and in the core.

The internal envelope, where $C^{18}O$ ($J = 1-0$) is strong, is very extended in B 1 (about 1 pc). In this region ^{13}CO is optically thick and the extinction reaches $A_v \geqq 3$ mag. With a $C^{18}O$ abundance of $3\ 10^{-7}$ we find that the mass within the internal envelope is 200 $M_\odot$. The young stellar objects and the NH_3 globule are embedded in this region.

HCO^+ emission is detected ($\sigma \approx 0.1$ K) toward the internal envelope. The HCO^+ lines are weaker and broader than the $C^{18}O$ ones. The HCO^+ emission is optically thick and the profiles are probably self-reversed. In the central position HCO^+ shows a velocity shift relative to $H^{13}CO^+$ (Fig. 6). Self-reversed HCO^+ profiles have been observed in some other molecular clouds (Loren and Wootten, 1980; Perault and Falgarone, 1982; Baudry et al., 1981; CG).

CG have shown that, for optically thick HCO^+ ($J = 1-0$) lines, important scattering effects occur, if the lines are narrow and their profiles are dominated by small scale turbulent motions. The HCO^+ line widths in B 1 are about 2 km s^{-1} and probably most of these widths come from systematic motions. In these conditions, line radiation scattering is negligible and the excitation of the HCO^+ ($J = 1-0$) lines is purely collisional. The density necessary to excite the HCO^+ ($J = 1-0$) lines to the observed brightness temperature is $\geqq 2\ 10^3$ cm^{-3}. This value is a lower limit for the density in the internal envelope.

The weakness of the (optically thick) HCO^+ lines can be explained if the beam dilution is important (filling factor $\leqq 0.1$) and/or the lines are subthermally excited. LVG calculations show that this later mechanism must be crucial, subthermal excitation appears as a consequence of the high dipolar moment (4 Debye) of the HCO^+ molecule. Thus, HCO^+ emission forms in the core and in the internal envelope and is absorbed in a more external shell. In the halo ($A_v \approx 1$–2 mag) the UV radiation produces a high electron abundance and HCO^+ should be destroyed by recombination. It seems that the region responsible for the HCO^+ self-reversal is the external envelope. There is no evidence for HCO^+ self-reversals deeper than those of CO. However this effect is observed in some molecular clouds by Loren and Wootten (1980). A density in the external envelope lower than that in the internal one could explain a very low excitation in HCO^+ which will produce a deep self-reversal. CO is optically thick in the external envelope (^{13}CO emission is strong) and probably thermalized (a density of 10^3 cm^{-3} is enough for the CO thermalization). The CO self-reversal is probably produced in the halo where the density diminishes and the CO excitation is sub-thermal.

From star counts we conclude (CB) that in the Perseus complex roughly one half of the total mass is contained in the region of $A_v \leqq 2$ mag. We have calculated $350\,M_\odot$ for the region within the external envelope. The total mass, when we consider the $A_v \leqq 2$ mag halo will be $700\,M_\odot$. Consequently the core (NH_3 globule) have only a moderate contribution (about 10%) to the overall mass.

Cernicharo (1983) and CG have modeled Heiles Cloud 2 in a similar way; their envelope corresponds to our external and internal envelopes.

5. Discussion

Let us consider the dynamical state of B 1. In Table 2 we give the free-fall time and the Jeans mass for the regions within the envelopes and for the core. In all cases, $M \gg M_J$ and B 1 should collapse quickly. However, the age of the embedded pre-main sequence stars LkHα 327 and LkHα 328 is (4–6) 10^6 yr (Cohen and Kuhi, 1979) indicating that the cloud is older than the free-fall timescale ($\leqq 10^6$ yr). The velocity gradient observed from molecular data is lower than required for the rotational support of a uniform, spheroidal cloud (see Table 2). So, if rotation occurs, it is too slow to prevent collapse in B 1. However, the values of the magnetic field required for stabilization (see Table 2) are in agreement with expectations for dark clouds (Mouschovias, 1978). Moreover, the line widths could partially be due to turbulent motions which are known to play a decisive role supporting molecular clouds (Larson, 1981; Leung et al., 1982; Myers, 1983).

B 1 is an example of big fragments observed in the nearby complexes of dark clouds. Objects with similar sizes and masses are, for example, B 5 in the Perseus complex (Young et al., 1982; CB) and the fragments found by Myers et al. (1978) in ϱ Oph. The Taurus complex is fragmented in several clouds which have characteristics close to that of B 1. From the star count study of CB, it appears that L 1506 and L 1536 have also similar size and mass. Heiles Cloud 2, L 1529 and L 1495 are somewhat more large and massive ($L \approx 3$–4 pc, $M \approx 800$–$1000\,M_\odot$). However, although the Taurus clouds are embedded in an ambient cloud of $A_v \approx 1$ mag, massive fragmentation occurs in Perseus for $A_v \approx 3$ mag (CB). All these clouds are, at least approximately, in virial equilibrium (Larson, 1981) and contain dense cores embedded in them.

Dense clumps, similar to the B 1 core, have been observed in lines of NH_3 and long chain molecules (Myers and Benson, 1983; Benson and Myers, 1983; Cernicharo et al., 1984). In spite of the similarity in volume densities and temperatures for different clumps, the NH_3/cyanopolyyne abundance ratio shows remarkable variations across the clumps and from clump to clump. We observe, at the NH_3 peak of B 1, a NH_3/HC_5N abundance ratio at least 10 times larger than the one observed in the TMC1-like cloudlets (Cernicharo et al., 1984). The reason for these variations is an open question today. We plan further searches for cyanopolyynes around the NH_3 peak of B 1.

The three known young stellar objects LkHα 327, LkHα 328 and LZK 21 lie in the vicinity of the B 1 core. The association of young objects and strong NH_3 emission has been already observed by Ho and Barrett (1980) in NGC 1333 and Serpens clouds and by Myers and Benson (1983) in Taurus clouds. From star counts we find $A_v = 2.7$ mag and $A_v = 4.1$ mag in the line of sight of LkHα 327 and LkH 328 in agreement with Cohen and Kuhi (1979). For LZK 21 we find $A_v = 3.8$ mag. There is no coincidence between the position of the NH_3 peak and the positions of the young stellar objects, but these are preferably situated in the periphery of the NH_3 globule. This fact is observed also in the NH_3 maps of Ho and Barrett (1980). However, given the high extinction in the direction of the NH_3 peak ($A_v \geqq 10$ mag), stars embedded in the core, if any, could be very faint in the visible. Further sensitive IR and optical searches of faint embedded objects would be interesting.

Table 2. Physical parameters of B 1

	External Envelope	Internal Envelope	Core
(1) T_K (K)	12 ± 2	12 ± 2	12 ± 2
* (2) M ($M_\odot$)	> 350	> 200	60
* (3) R (pc)	~ 1	~ 0.5	~ 0.3
(4) n (cm^{-3})	< 10^3	> 2 10^3	> 10^4
(5) $\Delta v/\Delta r$ (km/s/pc)	< 0.3	< 0.3	< 0.8
* (6) t_{ff}(yr)	~ 10^6	~ 6 10^5	~4 10^5
* (7) $M_J(M_\odot)$	~ 10	~ 6	~ 5
(8) $(\Delta v/\Delta r)_{min}$ (km/s/pc)	~ 0.5	~ 1.7	~ 3
* (9) B_{min}(μG)	~ 30	~ 70	~ 70

Notes.- (1) Kinetic temperature. (2) Mass. (3) Radius. (4) Estimated volume density in each zone. (5) Observed velocity gradient. (6) Free-fall time (Silk, 1980). (7) Jeans mass (Silk, 1980). (8) Minimum velocity gradient for rotational stabilization (Silk, 1980). (9) Minimum magnetic field for stabilization (Silk, 1980).
* All the parameters labelled by a * are integrated from the center of the cloud to the external limit of the considered zone.

6. Conclusions

B 1 is, with NGC 1333 and IC 348, among the strongest molecular sources in the Per OB2 complex of dark clouds.

The size (≈2 pc), mass ($\approx 400\,M_\odot$) and temperature (≈12 K) of B 1 are similar to those of other clouds in Perseus, Taurus or ϱ Oph. We have modelled B 1 with several zones surrounding a dense core. HCO^+ and CO lines are both self-absorbed, but the HCO^+ dip seems to be forming in a zone (the "external envelope") inside the halo responsible for the CO self-absorption.

Molecular abundances in B 1 are estimated to be $x(^{13}CO) \approx 2.4\,10^{-6}$, $x(C^{18}O) \approx 2.9\,10^{-7}$ and $x(H^{13}CO^+) \approx 2\,10^{-10}$, in good agreement with other determinations in dark clouds.

From our ammonia observations, the dense core has a temperature close to that of the envelope; its size is ≈0.5 pc and its mass $\approx 60\,M_\odot$. The central density is $\approx 3\,10^4\,cm^{-3}$. Ammonia is about 3 times less abundant than $C^{18}O$.

Even if the velocity variations are interpreted as rotation, this rotation is too slow to prevent gravitational contraction in both the core and the envelope. However, magnetic fields and/or turbulence can be crucial in supporting the cloud.

Acknowledgements. We would like to thank the staff of the Bordeaux Observatory for their considerable assistance during the observations. We are also grateful to D. Downes, M. Guélin, S. Guilloteau, and A. Omont for reading through the manuscript and for helpful suggestions. One of us (R. B.) acknowledges the support of a grant from Spanish and French Governments.

References

Bachiller, R.: 1983, 2eme Colloque du Groupe de Radioastronomie Millimetrique, edited by A. Baudry, Observatoire de Bordeaux
Bachiller, R.: 1985, (in preparation)
Bachiller, R., Cernicharo, J.: 1984, *Astron. Astrophys.* (submitted) (BC)
Bally, J., Langer, W.D.: 1982, *Astrophys. J.* **255**, 143
Baran, G.P.: 1983, Ph. D. dissertation, Columbia University
Barrett, J.W., de Zafra, R.L., Sanders, D.B., Solomon, P.M.: 1980, IAU *Symp.* **87**, 185
Baudry, A., Brillet, J., Desbats, J.M., Lacroix, J., Montignac, G., Encrenaz, P., Lucas, R., Beaudin, G., Dierich, P., Germont, A., Landry, P., Rérat, G.: 1980, *J. Astrophys. Astron.* **1**, 193
Baudry, A., Cernicharo, J., Perault, M., Despois, D., Dela Noe, J.: 1981, *Astron. Astrophys.* **104**, 101
Benson, P.J., Myers, P.C.: 1983, *Astrophys. J.* **270**, 589
Bohlin, R.C., Savage, B.D., Drake, J.F.: 1978, *Astrophys. J.* **224**, 132
Bok, B.J.: 1937, The distribution of Stars in Space, Univ. Chicago P., Chicago
Bok, B.J.: 1956, *Astron. J.* **61**, 309
Bok, B.J., Cordwell, C.S.: 1973, In *Molecules in the Galactic Environment*, ed. by M.A. Gordon and L.E. Synder, Wiley, New York, p. 53
Cernicharo, J.: 1983, 2eme Colloque du Groupe de Radioastronomie Millimetrique, ed. by A. Baudry, Observatoire de Bordeaux
Cernicharo, J., Guélin, M., Askne, J.: 1984, *Astron. Astrophys.* (in press)
Cernicharo, J., Bachiller, R.: 1984, *Astron. Astrophys. Suppl.* **58**, 327 (CB)
Cernicharo, J., Guélin, M.: 1984, *Astron. Astrophys.* (submitted) (CG)
Chu, Y.H., Watson, W.D.: 1983, *Astrophys. J.* **267**, 151
Clavel, J., Viala, Y.P., Bel, N.: 1978, *Astron. Astrophys.* **65**, 435
Cohen, M., Kuhi, L.V.: 1979, *Astrophys. J. Suppl.* **41**, 743
Dickman, R.L.: 1976, Ph. D. dissertation, Columbia University
Dickman, R.L.: 1978a, *Astron. J.* **83**, 363
Dickman, R.L.: 1978b, *Astrophys. J. Suppl.* **37**, 407
Goldreich, P., Kwan, J.: 1974, *Astrophys. J.* **189**, 441
Green, S.: 1975, *Astrophys. J.* **201**, 366
Guélin, M., Langer, W.D., Wilson, R.W.: 1982, *Astron. Astrophys.* **107**, 107
Heeschen, D.S.: 1951, *Astrophys. J.* **114**, 132
Ho, P.T.P., Barrett, A.H.: 1980, *Astrophys. J.* **237**, 38
Langer, W.D., Wilson, R.W., Henry, P.S., Guélin, M.: 1978, *Astrophys. J.* **225**, L 139
Larson, R.B.: 1981, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **194**, 809
Leung, C.M., Kutner, M.L., Mead, K.N.: 1982, *Astrophys. J.* **262**, 583
Liu, Cai-pin., Zhang Chung-sheng, Kimura, H.: 1980, *Acta Astron. Sinica* **21**, 354; *Chin. Astron. Astrophys.* **5**, 276
Loren, R.B., Wootten, A.: 1980, *Astrophys. J.* **242**, 568
Martin, R.N., Barrett, A.H.: 1978, *Astrophys. J. Suppl.* **36**, 1
McCuskey, S.W.: 1938, *Astrophys. J.* **88**, 209
Mouschovias, T.C.: 1978, in *Protostars and Planets*, ed. by T. Gehrels, Univ. Arizona Press
Myers, P.C.: 1975, *Astrophys. J.* **198**, 331
Myers, P.C.: 1983, *Astrophys. J.* **270**, 105
Myers, P.C., Ho, P.T.P., Schneps, M.H., Chin, G., Pankonin, V., Winnberg, A.: 1978, *Astrophys. J.* **220**, 864
Myers, P.C., Benson, P.J.: 1983, *Astrophys. J.* **266**, 309
Perault, M., Falgarone, E.: 1982, in *Regions of Recent Star Formation*, ed. by R.S. Roger and P.E. Dewdney, Reidel Publ., p. 315
Rydbeck, O.E.A., Sume, A., Hjalmarson, A., Eldér, J., Ronnong, B.O., Kollberg, E.: 1977, *Astrophys. J.* **215**, L 35
Sancisi, R.: 1973, IAU *Symp.* **60**, 115
Sancisi, R., Goss, W.M., Anderson, C., Johansson, L.E.B., Winnberg, A.: 1974, *Astron. Astrophys.* **35**, 445
Sargent, A.I.: 1979, *Astrophys. J.* **233**, 163
Scoville, N.Z., Solomon, P.M.: 1974, *Astrophys. J. Letters* **187**, L 67
Silk, J.: 1980, in *Star Formation*, ed. by I. Appenzeller, J. Lequeux, and J. Silk (S.A.A.S.)
Spitzer, L.: 1978, Physical Processes in the Interstellar Medium, Wiley, New York
Townes, C.H., Schawlow, A.L.: 1975, Microwave Spectroscopy, Dover Pub., New York
Ungerechts, H., Walmsley, C.M., Winnewisser, G.: 1980, *Astron. Astrophys.* **88**, 259
Wannier, P.G., Lichten, S.M., Morris, M.: 1983, *Astrophys. J.* **268**, 727
Walmsley, C.M., Ungerechts, H.: 1983, *Astron. Astrophys.* **122**, 164
Young, J.S., Goldsmith, P.F., Langer, W.D., Wilson, R.W., Carlson, E.R.: 1982, *Astrophys. J.* **261**, 513

VII

LE VOISINAGE DE o Persei

Dans la première partie de ce chapitre, nous allons étudier le problème d'un nuage moléculaire dense illuminé par un flux UV intense, typiquement celui d'une étoile O ou B du voisinage.

Dans la deuxième partie, nous décrirons les observations que nous avons réalisées au voisinage de l'étoile o Per (B1III). Cette étoile est liée au complexe de Persée et la question de sa intéraction possible avec le nuage moléculaire pose des problèmes fort intéressants. Nous les aborderons avec les idées théoriques développées dans la première partie du chapitre.

A) NUAGES MOLECULAIRES DENSES SOUMIS A DES CHAMPS UV INTENSES.

Considérons un nuage moléculaire dense ($10^3 \leq n(H) \leq 10^6$ cm^{-3}) dans le voisinage d'une étoile O ou B. Nous allons étudier la région où le flux ultraviolet est 10^2- 10^5 fois plus intense que le flux interstellaire moyen.

1.- La région HII

Pour une étoile qui émet N_L photons ionisants par seconde dans un milieu de densité n(H), le rayon de la région HII est donné par l'équation d'equilibre entre ionisation et recombinaison :

$$R_S = \left(\frac{3}{4\pi} \frac{N_L}{n_e\, n(H) \beta_2} \right)^{1/3}$$

où $\beta_2 = \beta_2(T)$ est le taux de recombinaison de l'hydrogène sommé sur tous les niveaux n>1 (les recombinaisons vers le niveau fondamental sont supposées compensées par une ionisation instantanée).

Par exemple, pour une étoile B1III, $N_L \approx 7.4\ 10^{45}$ s^{-1} (Panagia, 1973). Pour une température $T_e \approx 8000$ K, $\beta_2 \approx 3.1\ 10^{-13}$ cm^3/s (Spitzer, 1978). Dans un milieu de densité $n(H) \approx 10^4$ cm^{-3}, dans lequel $n(e^-) \approx n(H)$, R_S vaut ≈ 0.01 pc. En supposant un rapport gaz/poussière $N(H)/A_V \approx 2\ 10^{21}$ cm^{-2} mag^{-1} (Bohlin et al., 1978), l'epaisseur correspondant en magnitudes d'extinction visuelle sera $A_V \approx 0.15$ mag.La région où HI et HII co-existent a une éppaisseur $A_V < 0.1$ mag (Spitzer, 1978).

2.- La région neutre

Dans la région neutre l'hydrogène atomique est converti en hydrogène moléculaire à partir de réactions sur la surface des grains. D'après Tielens et Hollenbach (1985), le taux de ces réactions est:

$$K = 0.5 n(H) n_d \sigma_d \langle v \rangle S(T) = 6\ 10^{17} (T/300)^{0.5} n(H) n_d S(T)\ cm^{-3} s^{-1}$$

où n_d est la densité en nombre des grains de poussière, $\langle v \rangle$ la vitesse moyenne des atomes d'hydrogène, σ_d la section efficace de collision et S(T) le coefficient de collage des atomes d'hydrogène sur la surface des grains. Si la température de la poussière est > 75 K l'évaporation thermique des atomes d'hydrogène est très efficace et le taux de formation de H_2, sur la surface des grains, probablement peu important.

Une molécule H_2 peut subir une excitation électronique (absorption d'un photon UV dans les bandes de Lyman-Werner). Cette excitation est suivie de fluorescence et dissociation dans 10 % des cas. Dans 90 % des cas la molécule H_2 reste excitée vibrationnellment. Dans cet état d'excitation, H_2^* est très réactif. De plus, la transition vibrationnelle de désexcitation à 2 µm est interdite et la durée de vie moyenne de H_2^* est longue.

3.- La zone de transition C^+/CO.

Le carbone est photoionisé au bord du nuage moléculaire. Dans les régions du nuage protégées du rayonnement UV, C^+ se transforme en C et CO. Les mécanismes chimiques indiqués ci-dessous sont tirés de Langer (1976a,b) (voir aussi Bally et Langer, 1982). La formation de CO est probablement initiée par la réaction d'association radiative :

$$C^+ + H_2 \rightarrow CH_2^+ + h\nu \qquad (1)$$

CH_2^+ donne naissance à CH et CH_2, qui à leur tour, forment CO par réaction avec l'oxygène.

CO est détruit par photodissociation, et par la réaction d'ionisation dissociative avec He^+.

$$CO + He^+ \rightarrow C^+ + O + He \qquad (2)$$

L'abondance de CO, en régime stationnaire peut s'ecrire :

$$n(CO) = \frac{k_1\, n(C^+)\, n(H_2)}{G_{uv}(CO) + k_2\, n(He^+)}\; \Gamma(CH, CH_2)$$

où

$$\Gamma\,(CH, CH_2) = \frac{k_3\, n(O)}{G_{uv}(CO) + k_3\, n(O)}$$

est un facteur de branchement. k_1 et k_2 sont les taux des réactions (1) et (2). k_3 est le taux de réaction de CH et CH_2 avec O :

$$CH + O \rightarrow CO + H \;;\; CH_2 + O \rightarrow CO + H + H \qquad (3)$$

$G_{uv}(CH)$ est le taux de photodissociation de CH et CH_2. D'après Bally et Langer (1982)

$G_{uv}(CH) = 10^{-9}\, F\, (e^{-2.3Av} + 0.29\, e^{-2.8Av} + 0.14\, e^{-1.5Av})\, s^{-1}$

F·u est le champ UV incident sur le nuage, u étant le champ UV interstellaire moyen. $G_{uv}(CO)$ est le taux de photodestruction de CO. Selon Gerola et Glassgold (1978) et Bally et Langer (1982), il pourraît s'exprimer par :

$$G_{uv}(CO) = 10^{-11}\, F\, e^{-3Av}\, X\, s^{-1}$$

où X est le paramètre de "self-shielding"

$$X = \frac{1 + \alpha\, e^{-\tau(CO)}}{1 + \alpha}$$

α est le rapport entre les taux de photodissociation par

des raies et par le continuum (Bally et Langer 1982), (pour $\alpha = 0$, pas de photodissociation par des raies). k_1 est très mal connu, Bally et Langer (1982) donnent $k_1 = 2\ 10^{-16}$ cm^3/s et Tielens et Hollenbach (1985): $6\ 10^{-16}$ cm^3/s. $k_2 \approx 1.6\ 10^{-9}$ cm^3/s, $k_3 \approx 4\ 10^{-11}$ cm^3/s.

He^+ est formé par l'ionization de He par les rayons cosmiques :

$$He + RC \rightarrow He^+ + e^- \ , \ \zeta(He) \approx 10^{-17}\ s^{-1}$$

Il est détruit par des réactions avec des espèces neutres. Dans la région où CO est abondant, les réactions de destruction les plus importantes sont la réaction (2) et $He^+ + H_2 \rightarrow H + H^+ + He$, ($k_4 \approx 10^{-13}$ cm^3/s, Langer 1976a). D'où :

$$n(He^+) \approx \frac{n(He)\,\zeta(He)}{n(H_2)\,k_4 + n(CO)\,k_2}$$

Typiquement, dans la région considerée :

$n(H_2) \approx 10^4$ cm^{-3}, $n(He) \approx 2\ 10^3$ cm^{-3}, $n(CO) \approx 1$ cm^{-3}

d'où,

$$n(He^+) \approx 8\ 10^{-6}\ cm^{-3}$$

Le produit $k_2\ n(He^+)$ serait alors $\approx 1.3\ 10^{-14}\ s^{-1}$. Pour que la destruction par He^+ devienne plus importante que la photodissociation, il faudrait :

$$G_{uv}(CO) = F \times 10^{-11}\ e^{-3Av} \leq 1.3\ 10^{-14}$$

c'est à dire,

$$A_v \geq 2.2 + 0.8 \log(F_2 X_{-2})\ mag$$

où $F_2 = F/10^2$ et $X_{-2} = X/10^{-2}$. Dans la région de $A_v < 2.2 + 0.8 \log (F_2\ X_{-2})$, nous pouvons donc négliger la destruction par He^+ et la densité de CO s'écrira :

$$n\ (CO) = \frac{k_1\,k_3}{G_{uv}(CO) \cdot G_{uv}(CH)}\ n(C^+)\ n(H_2)\ n(O)$$

où nous avons aussi négligé le terme $k_3\ n(O)$ par rapport à $G_{uv}(CH)$ par des considérations analogues. La transition CO/C^+ a lieu quand $n\ (CO) \approx n\ (C^+)$ c'est à dire :

$$k_1\ k_3\ n(H_2)\ n(O) \approx G_{uv}(CO)\ G_{uv}(CH)$$

Si nous prenons :

$$G_{uv}(CH) \approx 1.4\ 10^{-10}\ F\ e^{-1.5Av}\ s^{-1}$$

$$n(O) \approx 4\ 10^{-4}\ n(H_2)$$

On obtient aisément :

$$\boxed{A_v(CO/C^+) \approx 3.4 + \log(F_2 \cdot X_{-2}{}^{1/2}/n_3)\ mag}$$

où $n_3 = 10^{-3}\ n(H_2)$. Ce résultat obtenu d'une façon simple est en bon accord avec les calculs des modèles, plus détaillés, de Tielens et Hollenbach (1985). Pour $A_v > A_v$

(CO/C^+), d'autres phénomènes chimiques commencent à avoir de l'importance, en particulier la destruction de CO, se fera par réaction avec He^+ et avec H_3^+.

4. - Le bilan énergétique.

Le processus le plus efficace de chauffage au bord du nuage est l'effet photoélectrique sur les grains de poussière (de Jong, 1977, 1980). Pour une densité $n(H_2) \approx 10^4$ cm^{-3} et T ≈ quelques 10^2 K, les mécanismes de refroidissement les plus importants sont l'émission de C^+ à 150 μm et celle de CO (Tielens et Hollenbach, 1985).

D'autres mécanismes (chauffage par les rayons cosmiques, par l'ionisation du carbone, par la photodissociation de H_2, par la formation de H_2 sur la surface des grains, refroidissement par l'émission de OI à 63 μm) sont moins importants dans le modèle qui nous occupe.

Pour des densités ≧ 10^5 cm^{-3}, le chauffage du gaz par des collisions entre les grains et les molécules est important, si la poussière est plus chaude que le gaz (voir par exemple Falgarone et Puget, 1985).

4.1.- Le chauffage par effet photoélectrique sur les grains de poussière.

Les électrons émis par les grains par effet photoélectrique chauffent ensuite le gaz par collisions. Le taux d'éjection d'électrons dépend de la charge du grain qui, à son tour, est déterminée par l'abondance électronique, la température et le champ UV. Suivant de Jong (1977) et de Jong et al. (1980), l'équilibre entre la photoéjection et la recombinaison peut s'écrire :

$$\int_{\nu_0}^{\nu_H} \sigma_{d\nu}\, y\, c\, \frac{u_\nu}{h\nu}\, d\nu \;=\; \sigma_d \left(1 + \frac{h\nu_0 - h\nu_d}{kT}\right) n_e \bar{v}_e$$

où $\sigma_{d\nu}$ est la section efficace de photoabsorption, y est le rendement photoélectrique, σ_d la section efficace géometrique de collision entre les grains et les électrons, ν_0 la fréquence correspondant à la barrière d'énergie que doivent vaincre les électrons (compte tenu la charge des grains). ν_d est la fréquence du seuil photoélectrique, $\bar{v}_e$ la vitesse quadratique moyenne des électrons.

$h\nu_0 = h\nu_d + eV_0$, où V_0 est le potentiel électrostatique des grains. Le facteur $1+(h\nu_0-h\nu_d)/kT$ tient

compte de l'influence de la charge des grains sur la recombinaison.

Le potentiel maximal V_o d'un grain est tel que $eV_o^{MAX} = h\nu_H - h\nu_d$. Où $h\nu_H = 13.6$ eV et $h\nu_d$ vaut ≈ 6 eV (de Jong et al. 1980). Dóù $eV_o^{MAX} \approx 7.6$ eV et la charge maximale d'un grain de rayon a = 100 A sera $V_o^{MAX}.a/e \approx 50$ électrons/grain.

Si on suppose : $\sigma_{d\nu} = \sigma_d$, et que y est indépendant de la fréquence, l'équation d'équilibre devient (de Jong, 1977, 1980):

$$x^3 + (x_k - x_d + \gamma)x^2 - \gamma = 0 \qquad (*)$$

où $x = \nu_o/\nu_H$, $x_k = kT/h\nu_H$, $x_d = \nu_d/\nu_H$ et γ est un paramètre sans dimension :

$$\gamma = \sqrt{\frac{k m_e}{8}} \frac{c^2}{h^2 \nu_H^3} \frac{y u_\lambda T^{0.5}}{n_e} = 2.9\ 10^{-4}\ y \frac{F T^{0.5}}{n_e}$$

où nous avons pris $u_\lambda = 4\ 10^{-17}$ F erg cm^{-3} A^{-1} (F fois le champ IS moyen de Habing, 1968). γ mesure le rapport du taux de "collision" des photons UV avec les grains, au taux de recombinaison des électrons sur les grains. $\gamma << 1$ correspond à des grains neutres ou chargés negativement, $\gamma >> 1$ à des grains chargés positivement.

La charge d'un grain est donnée par :

$$z_d = (x - x_d)\ h\ \nu_H\ a/e^2.$$

Dans la limite $n_e \to \infty$, alors $\gamma \to 0$ et, d'après l'equation (*), $x \to (x_d - x_k)$, c'est à dire les grains deviennent chargés negativement puisque les recombinaisons sont très efficaces. Dans le cas contraire, c'est à dire s'il y a très peu d'électrons libres, $n_e \to 0$, $\gamma \to \infty$ et $x \to 1$, les recombinaisons sont peu efficaces et les grains atteindront leur charge positive maximale ($\nu_o = \nu_H$) (voir relation (*)).

Taux de Chauffage.

Le taux de chauffage est donné par l'énergie libérée dans les photoéjections :

$$\Gamma_d = \int_{\nu_o}^{\nu_H} (n_d \sigma_d)_\nu\ y\ c\ u_\nu\ d\nu \approx \langle n_d \sigma_d \rangle\ y\ \frac{c^2}{2\nu_H}\ u_\lambda\ \frac{(1-x)^2}{x}$$

Si on prend $N(H_2) \approx 10^{21}\ A_v$ pour le rapport gaz/poussière, on obtient (de Jong, 1977) $\langle n_d \sigma_d \rangle = 1.4\ 10^{-21}\ n(H)$ cm^{-1}, et

$$\Gamma_d = 7.5\ 10^{-25}\ y\ X\ n_H \frac{(1-x)^2}{x}\ e^{-1.8Av}\ \text{erg/cm}^3\text{/s}.$$

Où x est la solution de l'équation d'équilibre (*).

Effet de la charge positive des grains.

Il faut remarquer que si les grains sont très chargés, la barrière que devra vaincre l'électron pour échapper au grain sera très élevée. Plus les grains sont positivement chargés, moins le chauffage est efficace. Les taux d'éjection et de chauffage seront négligables quand les grains auront leur charge maximale : ($\Upsilon \to \infty$, $x \to 1$, $\Gamma_d \to 0$) Dans la table VII-1 nous indiquons les valeurs du coefficient d'efficacité $(1-x)^2/x$ pour plusieurs valeurs du paramètre Υ.

Table VII-1

Effet de la charge positive des grains sur le taux de chauffage

Υ	x	z_d	$(1-x)^2/x$
0	0.740	28	0.091
1	0.920	45	$6.9\ 10^{-3}$
10	0.988	50	$1.4\ 10^{-4}$
100	0.999	53	$1.7\ 10^{-7}$

z_d : charge d'un grain de rayon a=100 A (électrons/grain).
$(1-x)^2/x$: efficacité du chauffage photoéléctrique.

4.2. - Refroidissement par émission de C^+.

La transition $^2P_{3/2} \text{ -- } ^2P_{1/2}$ de C^+ est un mécanisme efficace de refroidissement pour les nuages relativement chauds. ($T \leq 100$ K). D'après les calculs de Flower et al. (1977) (voir aussi Young et al., 1982), le taux de refroidissement par C^+ peut s'écrire :

$$\Lambda(C^+) = 1.4\ 10^{-23} \exp(-94/T)\ n^2(H_2)\ x(C^+) \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}.$$

où $x(C^+)$ est l'abondance de C^+ par rapport à H_2 et en supposant que C^+ est excité par H_2.

4.3. - Refroidissement par émission de CO.

Le principal mécanisme de refroidissement dans un gaz moléculaire à T < 100 K est l'émission moléculaire par des raies rotationnelles. Le taux de refroidissement par CO est

$$\Lambda(CO) = 3.9\ 10^{-27}\ T^{1.3}\ n^2(H_2)\ x(CO)\ erg\ cm^{-3}\ s^{-1}.$$

où l'on suppose l'émission optiquement mince et dv/dr ≈ 1 km/s/pc (Goldsmith et Langer, 1978; Young et al., 1982).

5. -Le Profil de Température.

Nous avons établi l'équation de bilan thermique :

$$\Gamma = \Lambda$$

dans le but de trouver le profil en température du gaz. Le taux de chauffage considéré est la somme du taux de chauffage par effet photoélectrique et du taux de chauffage par ionisation par les rayons cosmiques. (Goldsmith et Langer 1978).

$$\Gamma(RC) = 6.4\ 10^{-28}\ n(H_2)\ erg\ cm^{-3}\ s^{-1}.$$

Le taux de refroidissement tient compte du refroidissement par C^+ et par CO. Pour chaque valeur de A_v, nous calculons les abondances de C^+ et de CO selon notre modèle simple, ensuite ces abondances sont injectées dans l'équation de bilan thermique. Nos calculs sont adéquats pour le bord du nuage (où CO reste optiquement mince). La Figure VII-1 presente quelques exemples des résultats obtenus. Nous pouvons remarquer plusieurs effets :

1. La température augmente considérablement vers l'extérieur à partir de la zone de transition C^+/CO.

2. Pour des flux UV très intenses la température présente un maximum puis une décroissance au bord du nuage. Ceci est provoqué par la saturation de charge sur les grains. Quand les grains ont une charge proche de la charge maximale, le chauffage par effet photoélectrique est peu important alors que le refroidissement par C^+ continue à être efficace.

Nous avons mentionné dans le chapitre V un cas de chauffage possible d'un bord de nuage moléculaire (celui de B5). Dans ce chapitre et dans le suivant nous montrerons deux nouveaux cas où ce chauffage est manifeste.

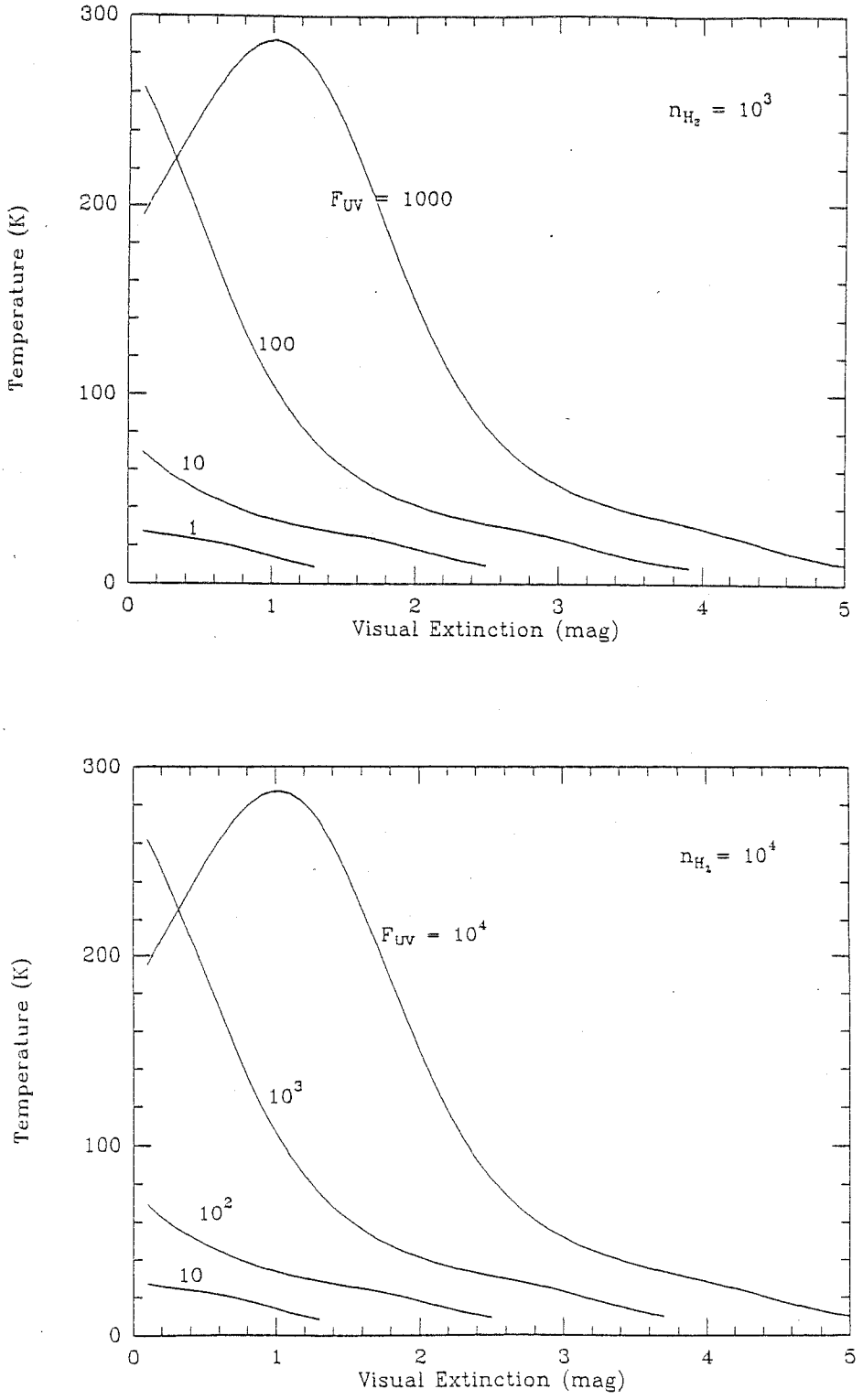


Figure VII-1 : Quelques exemples de calculs de profils au bord d'un nuage moléculaire à partir du modèle de bilan thermique décrit dans le texte.

B - LE VOISINAGE DE o Persei.

1. - L'étoile o Per.

L'étoile o Per (= HD23180 = SA056673) est située au bord nord-est du complexe de Persée. ($\alpha(1950) = 03^h\ 41^m\ 10.6^s$, $\delta(1950) = 32^o\ 07'\ 53''$). Son type spectral est B1III et son excès de couleur : E(B-V) = 0.31 mag.

Comme nous l'avons vu dans le Chapitre II, le mouvement propre de o Per diffère de celui des étoiles de l'association Per OB2 et ceci jette un doute sur son appartenance à l'association. Cependant Delhaye et Blaauw (1953) avaient suggéré que la présence d'un compagnon pourrait être à l'origine de ce mouvement anormal. Ceci semble peu vraisemblable pour la raison suivante :

Supposons que o Per fasse partie d'un système multiple de période trop longue pour avoir été décelée, par exemple 10^3 ans. Prenons 25 $M_\odot$ pour la masse de o Per, pour provoquer une déviation de la vitesse de o Per de ≈ 10 km/s, son compagnon devrait avoir une masse de ≈ 60 $M_\odot$ et se trouver à une distance de ≈ 450 u. a. de o Per. Une telle étoile n'a pas été observée. Si la déviation était occasionnée par le voisinage d'un nuage, qui se trouvait à une distance d(pc), la masse de ce nuage serait ≈ 2.4 10^4 d $M_\odot$. Cette masse paraît trop grande (la masse totale du complexe de Persée est ≈ 10^4 $M_\odot$).

Il reste la possibilité que o Per ait été formée indépendamment de l'association Per OB2 (comme nous le verrons dans le Chapitre VIII, son mouvement propre diffère aussi des mouvements propres des étoiles de l'amas IC 348).

D'autre part, il est bien connu que o Per est une binaire spectroscopique, son compagnon est une étoile B (le type spectral exacte et la classe de luminosité ne sont pas déterminés), la période de sa courbe de vitesse radiale est 4.4 jours (Foy 1972). De plus, o Per pourrait présenter des variations rapides de type β Cephei (Walter, 1952; Jones, 1960).

Plusieurs déterminations de la distance de o Per sont disponibles dans la littérature. Les valeurs sont dans l'intervalle 200-300 pc. Ainsi Borgman et Blaauw calculent 230 pc (pour une valeur R = 3.0 du rapport de l'extinction

visuelle totale à l'extinction sélective R = $A_V/E(B-V)$). Buscombe calcule 270 pc. Neckel détermine 290 pc. Foy (1972) obtient 190 pc (pour R = 3.0). Ces différences sont essentiellement dues aux différentes échelles de magnitudes absolues employées par ces auteurs. Par exemple, Foy (1972) prend M_V (B1III) = -3.01 mag, alors que d'après Panagia (1973) : M_V (B1III) = -3.8 mag; avec cette dernière magnitude et A_V = 1 mag, nous trouvons d = 250 pc. Cette valeur est en bon accord avec celles de Borgman et Blaauw (qui supposent M_V = -3.9 mag). En tout cas, la valeur d = 250±50 pc est en accord avec les différentes déterminations.

Bien que la ligne de visée de o Per ait fait l'objet de nombreux travaux aux longueurs d'onde visibles et ultraviolettes (voir Snow, 1976 et les réferences qu'il cite), elle avait été très peu étudiée en radio. La Fig VII-2 représente la carte CO (J=1-0) obtenue par Baran (1982). On peut remarquer que o Per se trouve exactement au bord du nuage, et qu'une structure "en trou" autour de l'étoile semble se dessiner. Crutcher (1976) à partir d'une carte partielle du voisinage de o Per (également en CO) avait observé lui aussi un trou apparent dans l'émission moléculaire. Mais il restait à déterminer si ce trou était créé par l'étoile elle même (comme l'avait suggéré Snow, 1976) ou s'il était préexistant, l'étoile se projetant dessus par pure coincidence (Crutcher, 1977).

Les observations en ultraviolet (Snow, 1976) montrent que sur la ligne de visée de o Per le nuage interstellaire est constitué de plusieurs couches. La région où sont formées les raies de CI aurait une densité comprise entre 50 et 400 cm^{-3}, alors que la région où se forment les raies UV moléculaires aurait une densité $\geq 10^3$ cm^{-3}. En moyenne, le pourcentage d'hydrogène sous forme moléculaire est $\approx$ 0.52 (mais dans la région dense ce pourcentage pourrait être beaucoup plus élevé). Sur la ligne de visée de o Per, l'extinction en ultraviolet lointain est plus importante que l'extinction interstellaire moyenne, ceci indiquerait la présence d'une proportion élevée de petits grains de poussière (d'une taille $\approx$ 100 Å).

Notre carte d'émission ^{13}CO (Fig. IV-2) montre que le bord du nuage, au voisinage de o Per, est très abrupte. Ce bord est également visible sur la carte d'extinction visuelle (Fig. IV-1) et sur la carte de CO représentée dans la Fig. VII-2. L'origine de ce bord est inconnu, les autres bords du nuage moléculaire de Persée présentent une décroissance de l'émission moléculaire beaucoup plus douce.

10' environ au sud de o Per se trouve l'amas ouvert IC348. Il s'agit d'un amas d'étoiles jeunes qui est relié au nuage moléculaire. Dans le chapitre VIII nous exposons les résultats d'observations moléculaires au voisinage de IC348 qui montrent l'existence de gaz à densité elevée ($> 10^4$ cm^{-3}).

Les rapports entre o Per, le nuage moléculaire et l'amas IC348 n'apparaissent pas très clairs. Cependant, la présence d'une étoile d'une luminosité de quelques 10^4 $L_\odot$ (Allen, 1973) au voisinage du nuage moléculaire pourrait avoir d'importantes conséquences sur les conditions physiques du nuage et sur l'évolution de l'amas.

Nous avons donc effectué des observations des raies (J=1-0) et (J=2-1) de CO et ^{13}CO et de raies de recombinaison du carbone dans le but d'étudier la position relative de l'étoile et du nuage et leur intéraction possible.

2. -Les observations.

Les observations des raies (J=1-0) de CO et ^{13}CO ont été réalisées avec l'antenne de 13.7 m du "Five College Radio Astronomy Observatory" (FCRAO, Amherst, USA), le 23 Avril 1983. Le lobe de l'antenne (HPBW) à 115 GHz est de 0.8' et son efficacité sur une source étendue était de 0.6. Son récepteur était une diode Schottky refroidie. Le spectromètre était constitué d'un ensemble de 256 filtres de 100 kHz de largeur (0.26 km/s à 115 GHz). La température de bruit du système (SSB) était de 400 K environ.

Les observations des raies (J=2-1) de CO et ^{13}CO ont été faites à Fort Davis (Texas, USA) avec l'antenne de 4.9 m du Millimeter Wave Observatory, en Avril 1983. Le lobe de l'antenne (HPBW) à 230 GHz est de 1.1' et son efficacité sur des sources étendues était de 0.8. Son

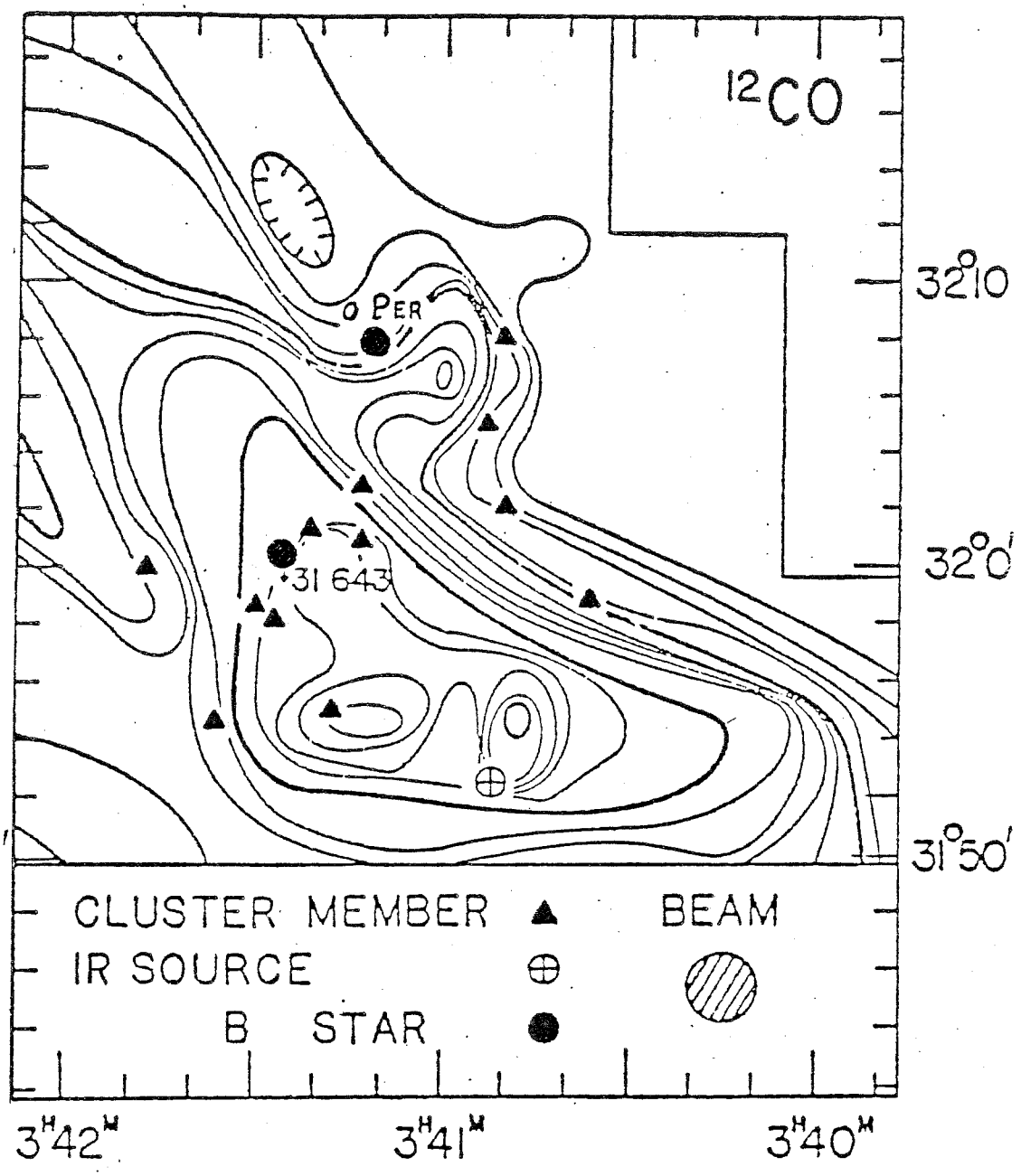


Figure VII-2 : Contours d'aire intégrée de l'émission CO (J=1-0) au voisinage de l'étoile o Per (contours 2, 4, 6,...K.km/s). Les triangles représentent les positions des étoiles de l'amas IC348. La source IR a été détectée par Strom et al. (1974). (d'après Baran, 1982).

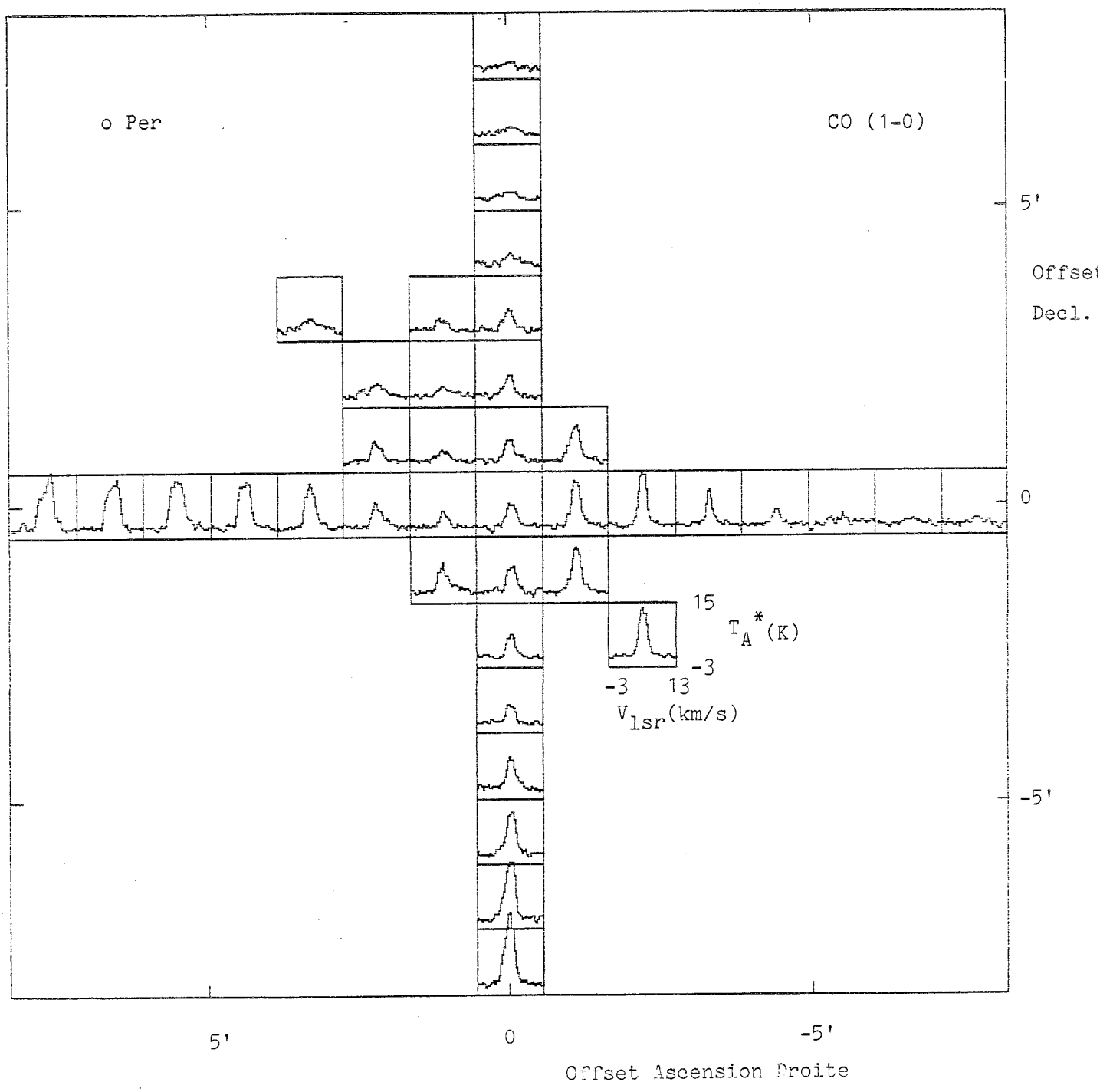


Figure VII-3a : Carte d'émission CO (J=1-0) de la région autour de o Per. La position centrale est celle de l'étoile et la distance entre deux positions adjacentes est de 1.1'.

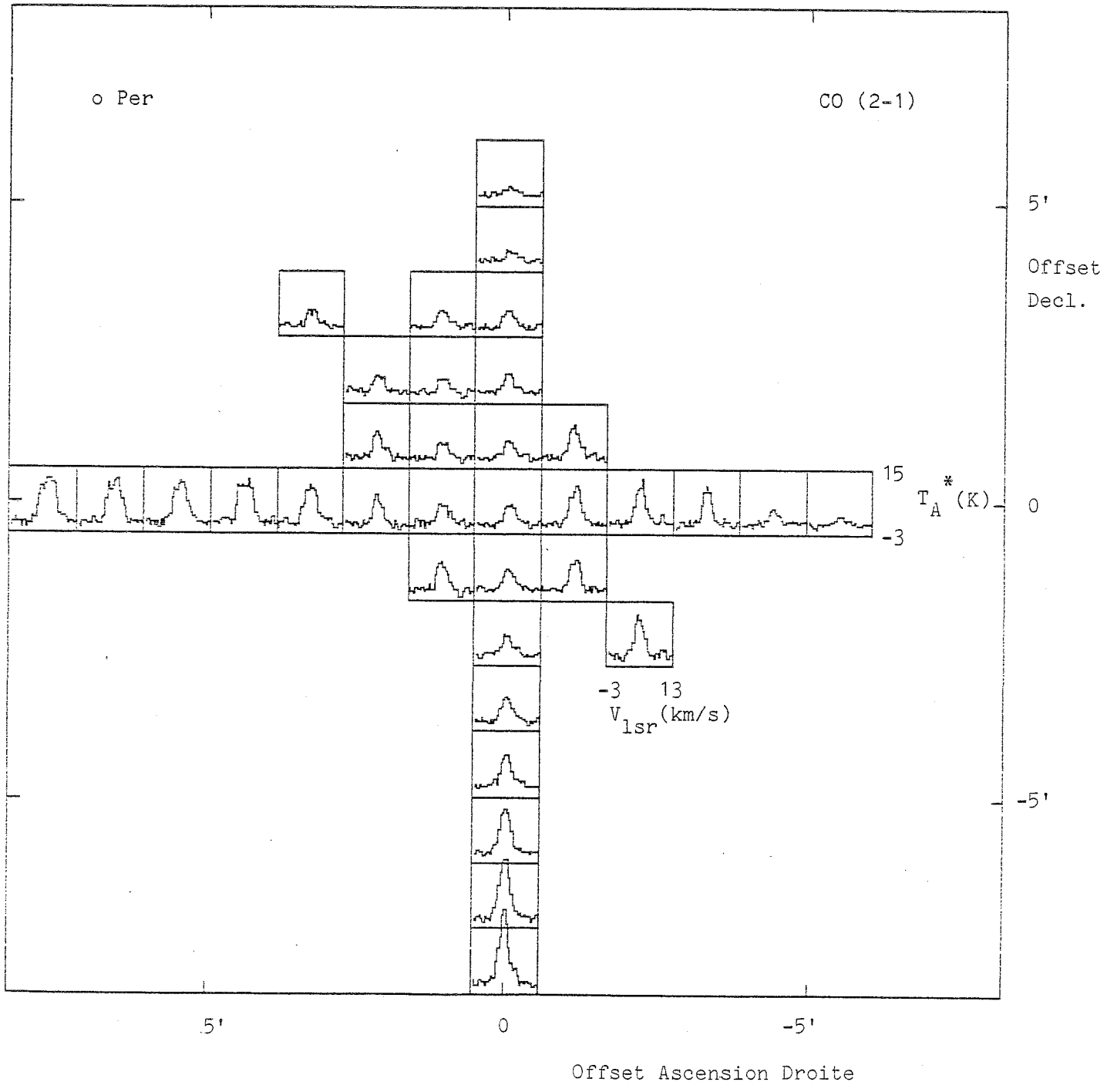


Figure VII-3b : Comme pour la figure VII-3a mais pour la transition CO (J=2-1)

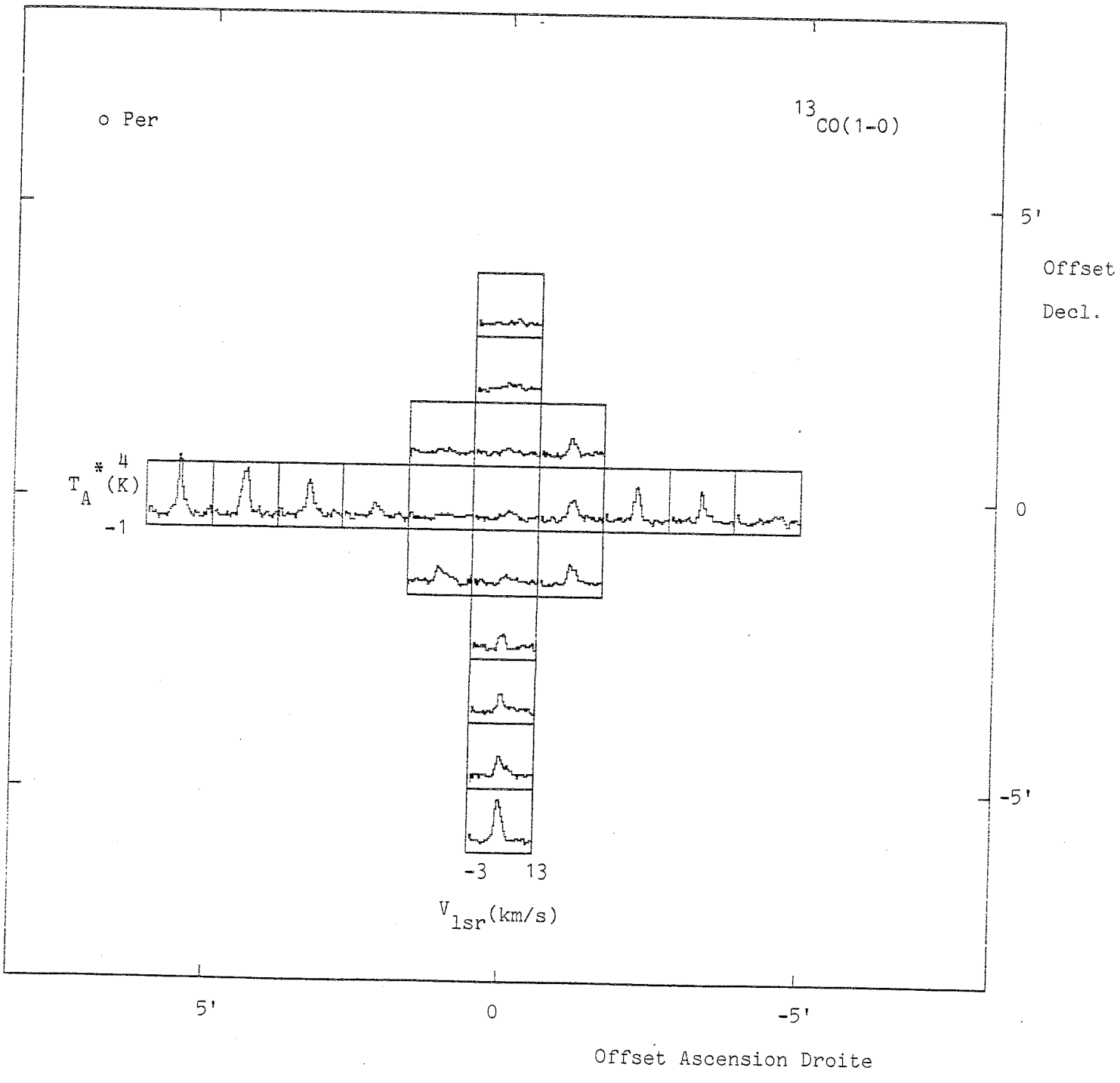


Figure VII-4a : Comme pour la figure VII-3a, mais pour la raie ^{13}CO (J=1-0)

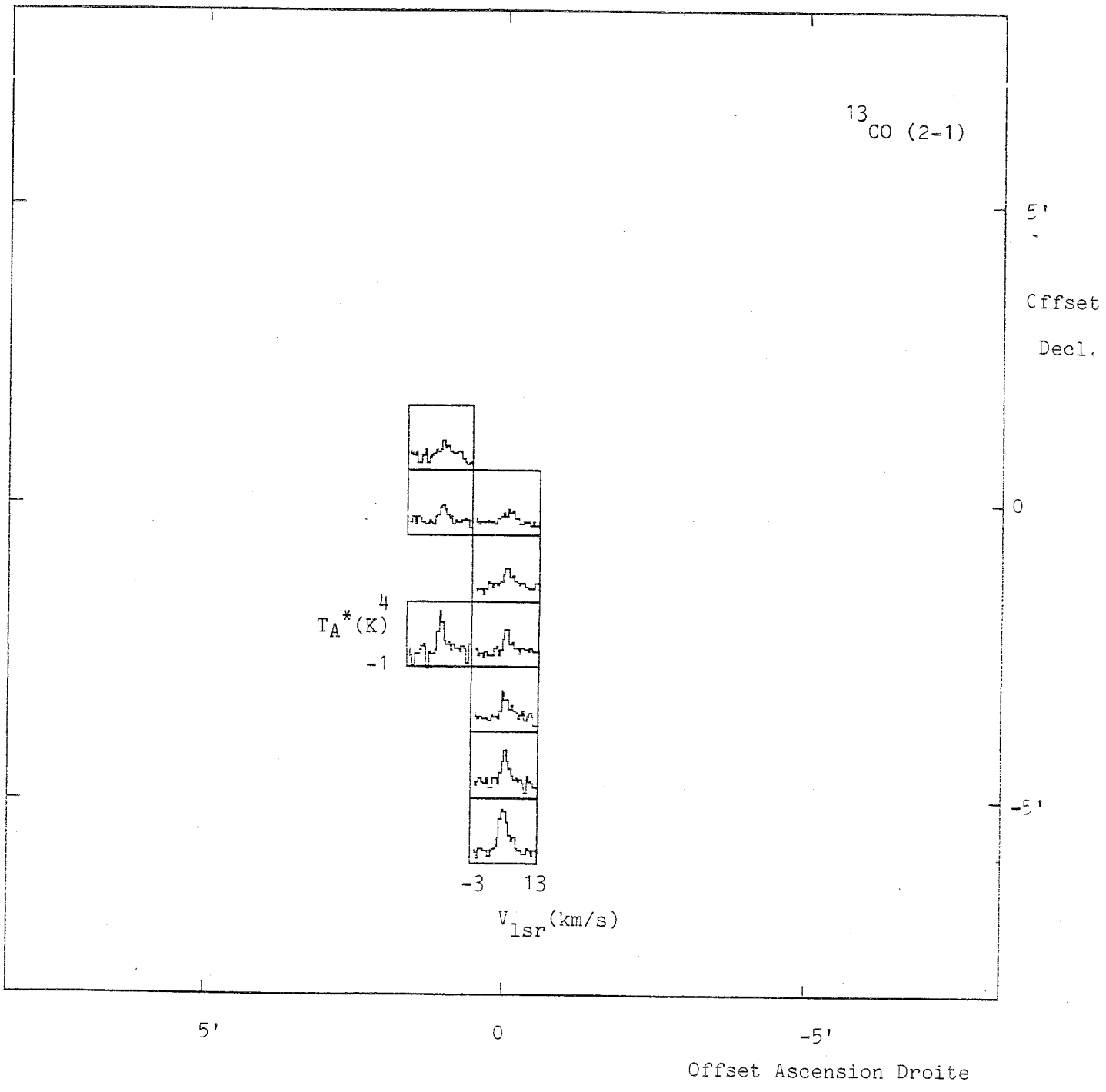


Figure VII-4b : Comme pour la figure VII-3a, mais pour la transition ^{13}CO (J=2-1).

récepteur était une diode Schottky refroidie et le spectromètre un ensemble de 128 canaux d'une largeur de 250 kHz (0.33 km/s à 230 GHz). La température de bruit du système (SSB) était à ce moment de 2000-2500 K.

Dans les deux cas, les observations ont été calibrées avec la méthode de la roue tournante ("chopper wheel"), et ont été réalisées avec la procédure de commutation en fréquence.

Les raies de recombinaison du Carbone ont été observées avec le radiotélescope de Nançay. L'antenne, de monture méridienne type Krauss, permettait l'observation d'une source pendant 1-2 heures autour de son passage au méridien. Le récepteur refroidi avait une température de bruit de ≈ 40 K. Le lobe à 1670 MHz avait une taille de 3.9' x 19'. Le spectromètre était un autocorrélateur divisé en 4 bandes de 256 canaux de 0.78 kHz (0.14 km/s à 1670 MHz) chacun. Quatre raies de recombinaison successives (C156α- C159α) ont été observées simultanément avec la méthode de commutation en fréquence.

3. - Les résultats et les calculs LVG.

Les raies (1-0) et (2-1) de CO et ^{13}CO ont été cartographiées autour de o Per. L'espacement des points est de 1.1'. Les 4 cartes sont représentées dans les figures VII-3 et VII-4.

La distribution de ^{13}CO et CO montre l'existence d'émission intense vers la région Sud et Sud-Est. Cette région du complexe de Persée est associée à IC 348, (le centre de l'amas est 10' environ au Sud de o Per). Ces cartes sont en bon accord avec les observations de Bordeaux (Chapitre IV) et celles de Baran (1982) (Fig. VII-2).

Les intensités des raies CO(1-0) décroissent vers le nord-ouest d'une facon très raide autour des positions proches de l'étoile et une structure "en trou" apparaît. Le trou est centré sur la position (1.1, 1.1) de la carte de la Fig. VII-3a. Ce trou est aussi manifeste sur la carte CO (2-1) (Fig. VII-3b) mais le contraste entre l'émission du trou et celle du nuage est moindre que pour CO (1-0).

Dans la carte de ^{13}CO (1-0) (Fig. VII-4a), qui est une raie optiquement plus mince, le trou est aussi bien visible. Malheureusement la carte ^{13}CO (2-1) (Fig. VII-4b)

n'est pas assez complète. Cependant, à partir des positions observées nous remarquons que le rapport ^{13}CO (2-1)/(1-0) est plus fort en direction du trou qu'en direction du nuage.

La Fig. VII-5 montre la carte des rapports d'intensité des raies (2-1)/(1-0) pour CO et ^{13}CO. Ces rapports sont ≈ 1.5 fois plus élevés dans la région au Nord-Est de l'étoile, où ^{13}CO est faible, que dans le reste du nuage.

En conclusion, deux résultats principaux se dégagent des observations:

1. - Il y a une décroissance de l'intensité des raies de CO et ^{13}CO dans les positions au Nord-Est de l'étoile ("trou moléculaire").

2. - Il y a, dans cette même région, une augmentation des rapports (2-1)/(1-0).

D'autre part, dans la région qui nous intéresse, la stucture en vitesse ne paraît pas trop complexe. (voir Fig. VII-6). Il n'y a pas de variations systématiques notables dans un rayon de 5' autour de l'étoile. L'émission CO a lieu à V_{LSR} = 8.5 km/s. L'étoile a une vitesse radiale V_{LSR} = 12 km/s (Blaauw et van Albada, 1963).

Nous avons réalisé des calculs de transfert radiatif dans l'approche du grand gradient de vitesses (LVG), pour essayer d'expliquer le comportement observé des intensités des raies et des rapports (2-1)/(1-0). Pour chaque position il est possible d'obtenir une estimation des densités projetées de CO et ^{13}CO, de la densité volumique et de la température. Les conclusions que nous tirons des calculs sont :

1. - Pour chaque position, les densités projetées de ^{13}CO sont peu sensibles aux variations de densité et de température, que nous prenons comme paramètres. Elles sont donc, raisonnablement bien déterminées. La densité projetée de ^{13}CO décroit rapidement quand on passe des positions au Sud ($N(^{13}CO) \approx 4\ 10^{15}$ cm^{-2} dans la position (0, -5.5)) aux positions près de l'étoile ($\approx 0.7\ 10^{15}$ cm^{-2}).

2. - Les raies de ^{12}CO sont optiquement très épaisses pour les positions à l'intérieur du nuage si bien que la densité projetée n'est pas calculable. Pour les

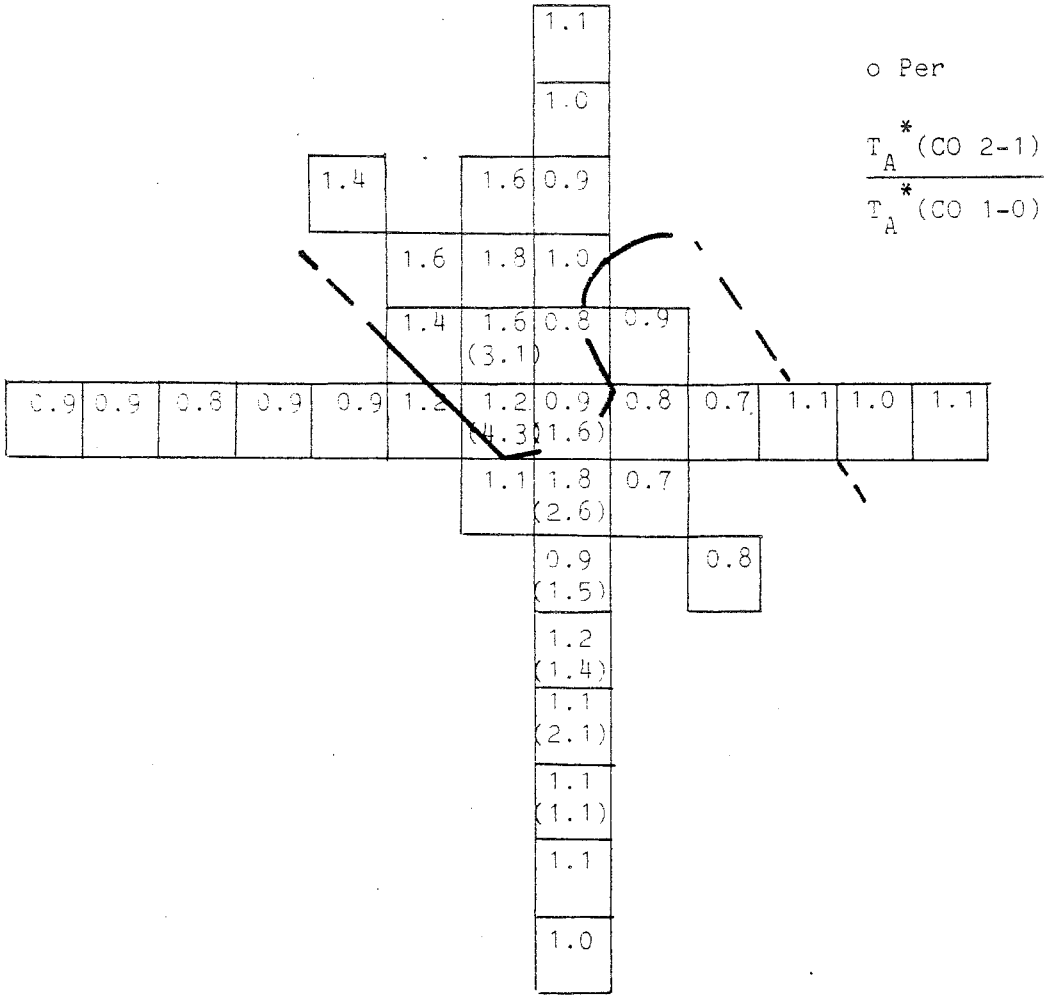


Figure VII-5 : Carte des rapports d'intensité au pic (2-1)/(1-0) pour CO. Les rapports d'intensité ^{13}CO (2-1)/(1-0) sont indiqués entre parenthèses. La ligne représente le contour T_A^* = 0.5 K d'émission ^{13}CO (J=1-0).

Figure VII-6a : Carte déclinaison-vitesse de l'émission CO (J=1-0) pour Δα=0. Les coordonnées de la position de référence sont celles de l'étoile o Per.

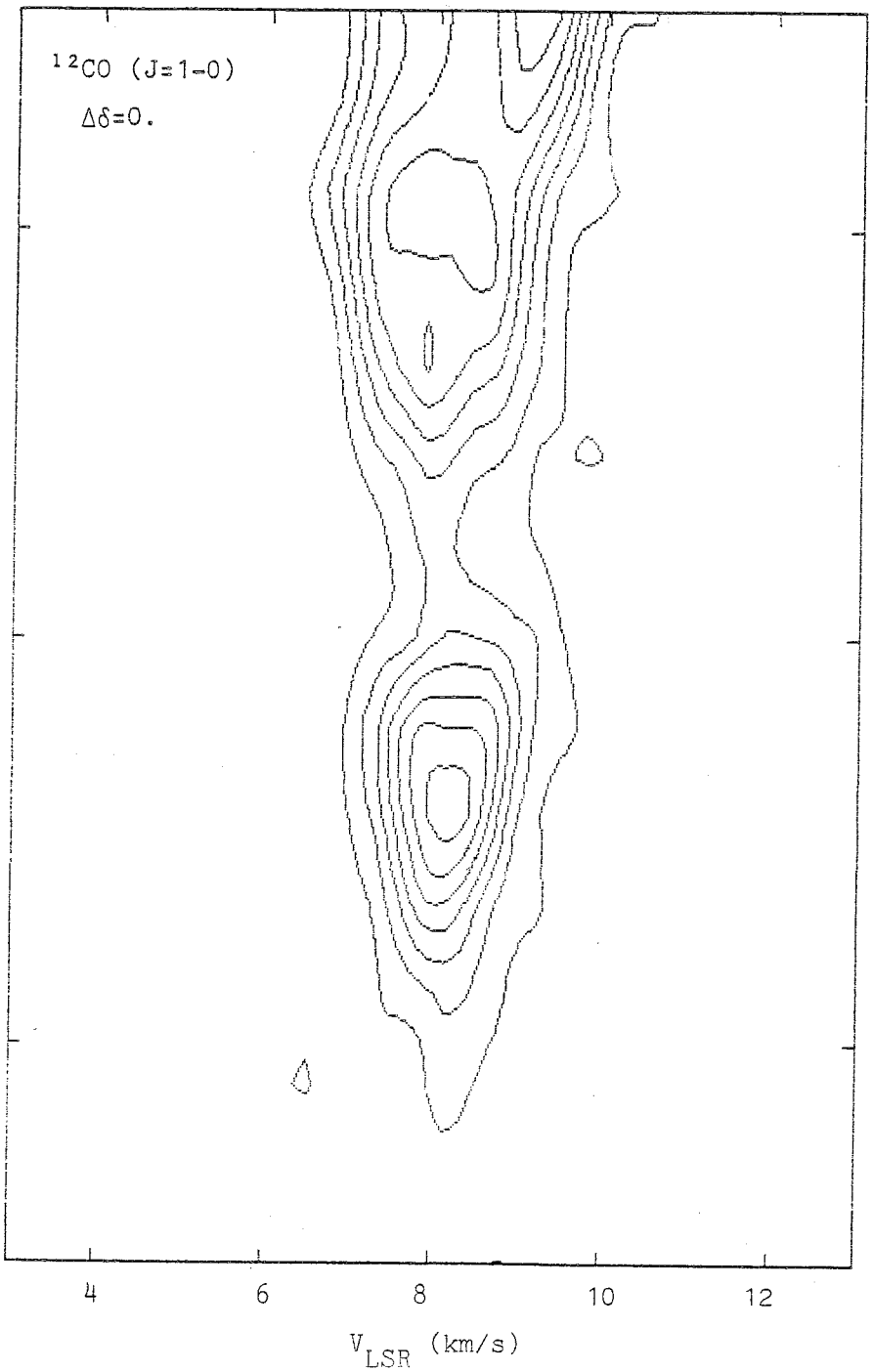


Figure VII-6b : Carte Ascension doite-vitesse de l'émission CO (J=1-0) pour Δδ=0. Les coordonnées de la position de référence sont celle de l'étoile o Per.

positions où ^{13}CO est faible, les densités projetées de CO nécessaires pour expliquer les intensités observées sont $\geq 10^{16}$ cm^{-2}. Le rapport isotopique obtenu est alors $CO/^{13}CO \geq 20$ pour ces positions.

3. - Dans les positions au Sud (à l'intérieur du nuage) les raies de CO sont thermalisées et la température cinétique est $T_K \approx 15$ K - 20 K. La densité nécessaire pour expliquer les rapports (2-1)/(1-0), de ^{13}CO et de CO, observés dans ces positions est $n_{H2} \approx$ quelques 10^3 cm^{-3}.

4. - La température ne peut pas être supposée constante dans toute la région cartographiée : Supposons par exemple une température constante $T_K = 20$ K. Dans la position (0, -5.5), qui est dans le nuage, $N(^{13}CO) \approx 4\ 10^{15}$ cm^{-2}. En utilisant le rapport $^{13}CO/A_V$ déterminé dans le chapitre IV : $N(^{13}CO) = 2.5\ 10^{15}\ (A_V - 0.8)$ cm^{-2}, l'extinction visuelle y est $A_V \approx 2.4$ mag. Pour $T_K = 20$ K le rapport (2-1)/(1-0) observé en ^{13}CO impose une densité $n(H_2) \approx 3\ 10^3$ cm^{-3}, l'épaisseur correspondante (en supposant $N(H_2)/A_V = 10^{21}$ cm^{-2}/mag) est ≈ 0.3 pc. Dans les positions (1.1, 0) et (1.1, 1.1) qui se trouvent dans le trou, la densité projetée de ^{13}CO est $N(^{13}CO) \approx 1\ 10^{15}$ cm^{-2} et la densité nécessaire (si l'on suppose $T_K = 20$ K) pour expliquer les (forts) rapports (2-1)/(1-0) observés en ^{13}CO serait $n(H_2) \approx 3\ 10^5$ cm^{-3}, et l'épaisseur correspondante serait $\approx 10^{-3}$ pc !.

Il paraît donc préférable de supposer qu'il existe une augmentation de la température vers les positions où le rapport (2-1)/(1-0) augmente. C'est à dire vers les positions du "trou moléculaire". Par exemple, si nous supposons une densité constante $n_{H2} \approx 3\ 10^3$ cm^{-3}, nous obtenons des valeurs de 50-70 K pour la température dans le "trou".

4. - Discussion.

4.1. - Le Trou Moléculaire.

La première question que nous pouvons nous poser concerne la possibilité que le "trou" observé dans les cartes moléculaires ait pû avoir été creusé par l'étoile. Supposons que l'étoile est enfouie dans le nuage. Pour une étoile B1III, $R_* \approx 15\ R_\odot$ (Allen, 1973) et sa luminosité bolométrique est $\approx 8\ 10^4\ L_\odot$ (Kurucz et al., 1974). A une

distance de 0.1 pc de l'étoile, le champ ultraviolet est ≈ 10^5 fois le champ ultraviolet interstellaire typique. Nous avons vu que pour un nuage illuminé par un tel flux, la transition C^+/CO a lieu à $A_v \approx 5$ mag (pour $n \approx 3\ 10^3\ cm^{-3}$). En prenant le rapport gaz/poussière standard $N(H_2)/A_v \approx 10^{21}\ cm^{-2}\ mag^{-1}$ (Bohlin et al., 1978), l'épaisseur linèaire correspondante est ≈ 0.5 pc ou 7' pour une distance typique de 250 pc. Le diamètre attendu pour le trou (≈ 1 pc) serait donc beaucoup plus grand que ce que l'on observe (≈0.2 pc).

4.2. - La région Ionisée.

Le rayon de Stromgrem de la région HII créée par une étoile B1III dans un nuage d'une densité de quelques $10^3\ cm^{-3}$ est 0.02 pc. Mais pour des éléments moins abondants le rayon de la région ionisée est plus grand. Nous avons vu par exemple que la région C^+ est au moins un ordre de grandeur plus étendue que la région HII.

Snow (1976) à partir des observations UV effectuées avec le satellite Copernicus a calculé les rapports CII/CI, SII/SI, CaII/CaI et FeII/FeI. Les valeurs (modestes) de ces rapports indiquent que la région ionisée contient très peu de matière. De plus, les raies de O VI et Si IV n'ont pas été détectées. D'après Snow, la région HII aurait une densité projetée $N(HII) \approx 10^{19}\ cm^{-2}$. Pour une densité $n(H) \approx 10^3\ cm^{-3}$, l'existence d'une telle région HII pourrait s'expliquer si l'étoile est loin du nuage (par exemple 5 pc, à condition de supposer que l'hydrogène est partiellement ionisé (3%) dans la région C^+).

Crutcher (1977) à partir d'une détection marginale de la raie de recombinaison du carbone C166α conclut que le champ ultraviolet (à ≈ 1000 A) dans la région C^+ est ≈ 5.5 fois le champ interstellaire moyen, pour une densité $n(H) \approx 10^3\ cm^{-3}$, la distance correspondante étoile-nuage (d'après les modèles d'atmophères stellaires de Kurucz et al., 1974) est ≈ 20 pc.

Nos observations à Nançay de la raie C158α avec un lobe (3.9' x 19') 6 fois plus petit (en surface) que celui des observations de Crutcher donnent une limite supérieure (Fig. VII-7) comparable à celle de Crutcher (1977). Nous pouvons donc en déduire que la région CII est assez étendue

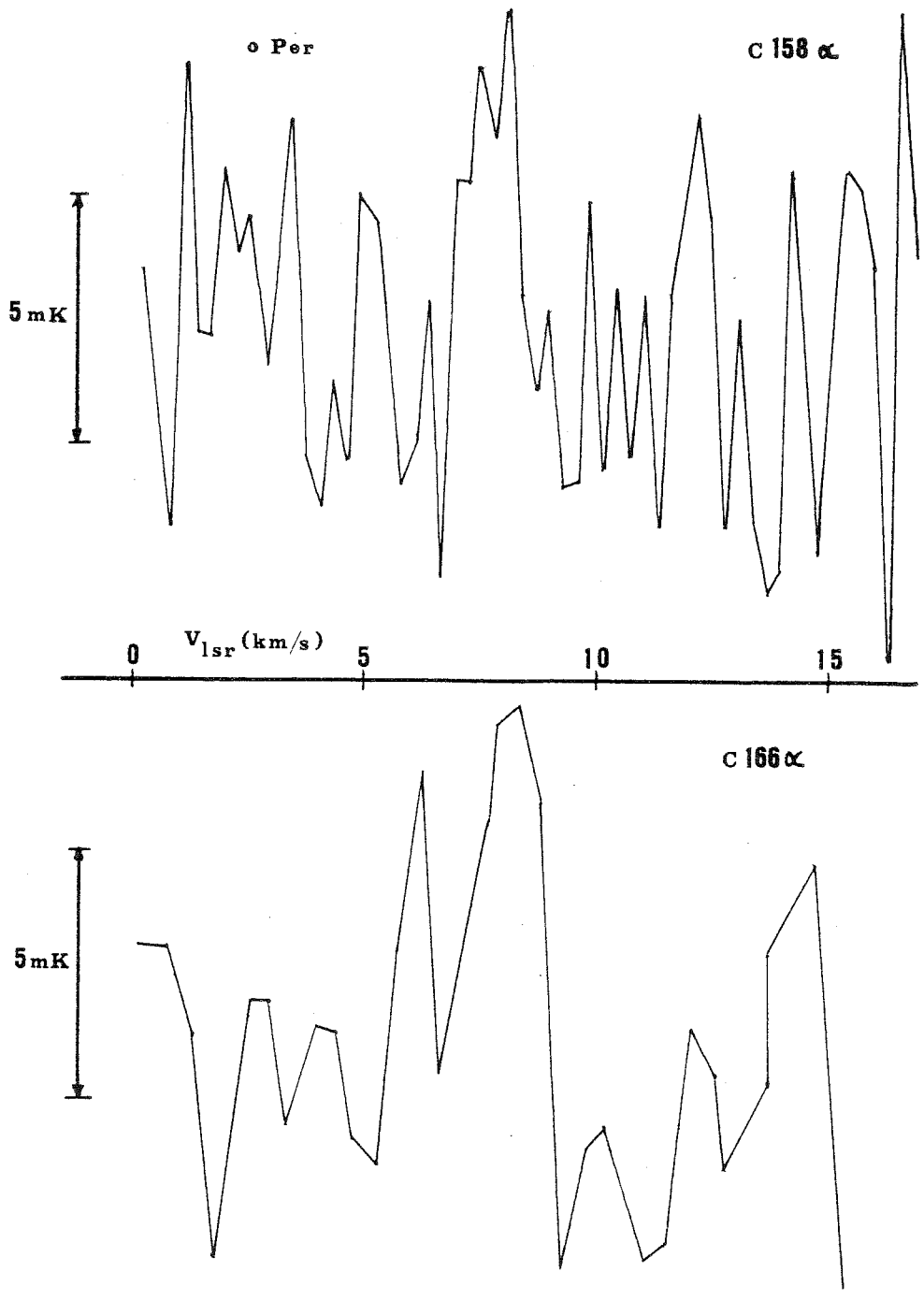


Figure VII-7 : Spectres des raies de recombinaison du carbone dans la direction de l'étoile o Per.
a) Raie C158α observée à Nançay (lobe 3.9' x 19')
b) Raie C166α d'après Crutcher (1977), observée au NRAO (lobe 21')

(≥ 20') car des effets de dilution dans le lobe ne sont pas observables.

Sivan (1974) et Gull (1977), à partir d'une photographie Hα, ont détecté une région HII faible et très étendue (environ quelques degrés) autour de l'association Per OB2. La faible région CII marginalement détectée par les observations de raies de recombinaison pourraît être associée à cette région HII étendue.

Dans l'exploration du continuum à 6 cm de Gilmore (1980), aucune source n'a été détectée dans la direction de o Per. Le flux attendu par émission libre-libre, en supposant l'étoile enfouie dans le nuage, est environ 1 Jy. Cette valeur est bien supérieure à la limite de détection de Gilmore (< 50 m Jy).

Nous concluons enfin, que l'ensemble des données optiques, ultraviolettes et radio indiquent que dans la direction de o Per la région ionisée est étendue et faible. Ceci implique que l'ordre de grandeur de la distance entre l'étoile et le nuage est environ 10 pc.

De plus, nous savons que l'étoile est derrière un nuage d'environ une magnitude d'extinction visuelle. La question de l'existence éventuelle d'une deuxième couche de matière derrière l'étoile sera discutée plus loin.

4.3. - Comparaison des mesures CO en radio et en UV.

Il est intéressant de comparer la densité projetée de CO calculée d'après les observations UV avec celle qui est calculée d'après les observations radio. Snow (1975) à partir des raies à 1150 A trouve $N(CO) = 8\ 10^{14}\ cm^{-2}$, Black (1980) à partir des spectres IUE à 1400-1500 A calcule $N(CO) = 1.5\ 10^{14}\ cm^{-2}$. Les observations radio donnent, sur la ligne de visée de l'étoile, $N(CO) \geq 10^{16}\ cm^{-2}$, c'est à dire une densité projetée qui est au moins un ordre de grandeur plus grande que celle que l'on calcule avec les observations UV. En supposant que toute la matière est située devant l'étoile, ces différences porraient être expliquées par les inhomogénéités dans le lobe des observations radio. En effet, nous savons que le bord du nuage est très abrupt et l'existence de structure à une échelle plus petite que 1' paraît fort possible.

La situation contraire où l'étoile est située entre

deux couches de matière (celle de devant serait visible en absorption UV) est également possible, mais elle implique une coïncidence entre leurs vitesses car les raies interstellaires dans la région du trou moléculaire ne montrent qu'une composante (de largeur ≈ 1.5 km/s en ^{13}CO) à la même vitesse que celle des raies d'absorption UV.

Crutcher (1976) fait remarquer que les mesures d'absorption de CH, OH et HI fournissent des densités projetées en accord avec les mesures radio. Etant donné que la taille des lobes de ces mesures radio est ≥ 20', l'accord avec les mesures d'absorption ultraviolette n'a de sens, à notre avis, qu'en ordre de grandeur.

4.4. - o Per est-elle la seule source de chauffage ?

Nous avons vu que pour expliquer (i) l'absence d'une région étendue (≈ 1 pc) autour de o Per où CO soit photodissocié et (ii) l'étendue de la région ionisée, l'étoile o Per doit se situer au moins à quelques parsecs du nuage.

D'autre part, nous observons que le bord du nuage est à 50- 70 K. Une température élevée sur la ligne de visée de o Per a été également déterminée par Hobbs (1981) (qui calcule 116±16 K pour la température d'excitation de C_2).

Les calculs théoriques développés dans la première partie de ce chapitre montrent que, pour que la température du bord (A_V ≈ 1 mag) d'un nuage (de densite $n(H_2)$ ≈ 10^3 cm^{-3}) atteigne 50- 100 K, il faut que le flux ultraviolet ambiant soit 10- 100 fois plus intense que le flux interstellaire moyen. Ce flux ultraviolet peut être dû à o Per et/ou aux autres étoiles du voisinage.

Les étoiles de la région de type spéctral antérieur à B6 sont répertoriées dans la Table II-1. Les étoiles les plus lumineuses sont ξ Per, ζ Per et X Per, chacune a une luminosité ≈ 1- 2 10^5 $L_\odot$. ξ Per est une étoile "runaway" et se trouve probablement ≈ 100- 200 pc plus loin que les autres membres de l'association O B. ζ Per et X Per se trouvent à 2 ou 3 degrés de distance de o Per, c'est à dire 10- 15 pc sur le plan du ciel. Le flux d'une étoile de 10^5 $L_\odot$ à une distance de r (pc) est :

$$F = L/(4\pi r^2) \approx 3.2\ r_{pc}^{-2}\ erg\ s^{-1}\ cm^{-2}$$

c'est à dire, si ζ Per et X Per se trouvent à une distance

de ≈ 15 pc du bord du nuage moléculaire, le flux dû à ces étoiles, au bord du nuage, est de quelques 10^{-2} erg s^{-1} cm^{-2}. Le flux de o Per à une distance de r ≈ 10 pc est F(oPer) ≈ 2.6 10^{-2} erg s^{-1} cm^{-2} (en supposant L(oPer) ≈ 8 10^4 $L_\odot$). Si bien que les étoiles ζ Per et X Per peuvent avoir une contribution très importante au renforcement du champ ultraviolet au bord du nuage moléculaire.

Les autres étoiles B ont une luminosité ≤ 2 10^4 $L_\odot$ chacune, leur luminosité totale est ≤ 10^5 $L_\odot$, pour que leur contribution au champ ultraviolet du bord du nuage moléculaire soit comparable à la contribution de o Per, ζ Per et X Per, il faut que la distance moyenne de ces étoiles (les moins lumineuses) au nuage moléculaire soit ≤ 10 pc.

Le champ ultraviolet interstellaire moyen est u ≈ 10^{-13} erg cm^{-3}, alors que à une distance de 10 pc de o Per,

$$u(oPer) = F(oPer)/c \approx 8.7\ 10^{-13} \text{ erg cm}^{-3}$$

o Per pourrait donc multiplier par 8.7 le champ ultraviolet ambiant. La contribution des autres étoiles O B au champ UV, en supposant ≈ 4 10^5 $L_\odot$ pour la luminosité totale et une distance moyenne de ≈ 15 pc entre les étoiles et le nuage serait

$$u_* \approx 1.9\ 10^{-12} \text{ erg cm}^{-3}$$

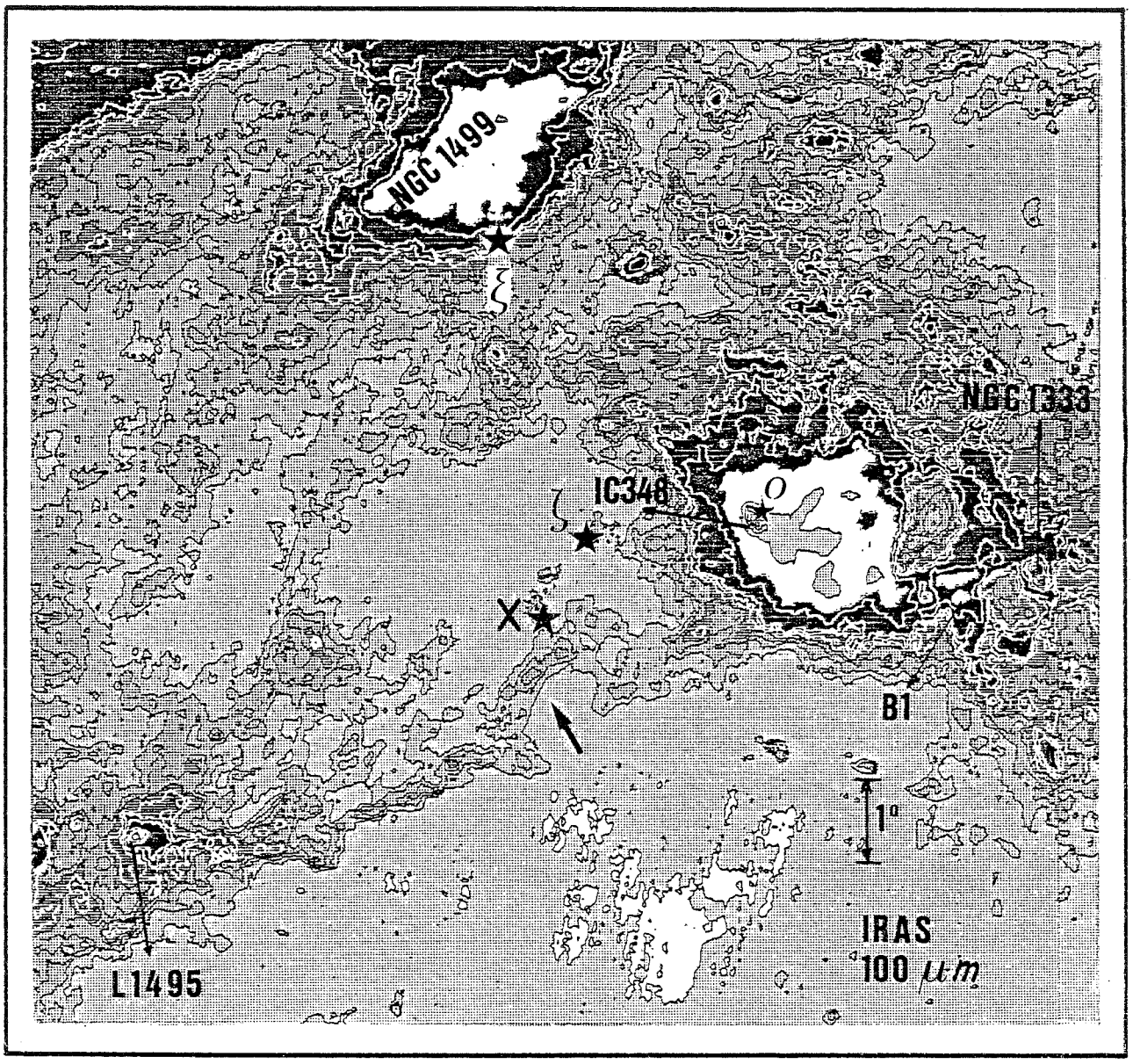
c'est à dire ≈ 19 fois le champ UV interstellaire moyen.

En conclusion, le champ UV ambiant au bord du nuage moléculaire pourrait être au moins 10 fois le champ interstellaire moyen, la contribution à cette intensification des étoiles de l'association (principalement ζ Per et X Per) pourrait être très importante, de plus cet effet peut s'etendre sur des distances de plusieurs parsecs sur le nuage molécualire.

4.5. - Emission IR continu à grande échelle.

Les cartes IRAS d'émission IR lointain (voir dans la Fig. VII-8 la version SKYFLUX) montrent l'existence d'une grande région d'émission (2^o x 2^o) autour de o Per/IC 348. L'aspect global de cette région est comparable à celui de la nébuleuse Californie (NGC1499) qui se trouve à 5 degrés de distance sur la même carte.

La luminosité à 100 μm de la région émettrice Per



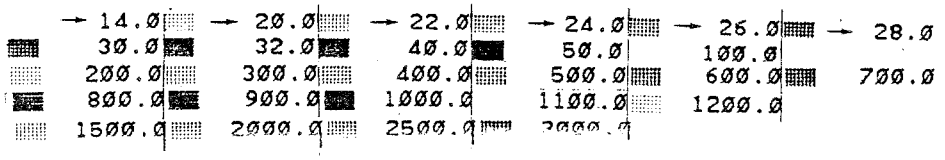


Figure VII-8a: Carte d'émission IR continu à 100 μm (IRAS) de la région de Persée (version SKYFLUX). Les niveaux de gris sont indiqués en mJy/stéradian. Les positions des étoiles X, ζ,ξ et o Per, ainsi que celles de différentes sources moléculaires sont indiquées. NGC1499 est la nébuleuse Californie. La flèche signale le "pont" de matière qui va de L1495 (dans le complexe du Taureau) à Persée.

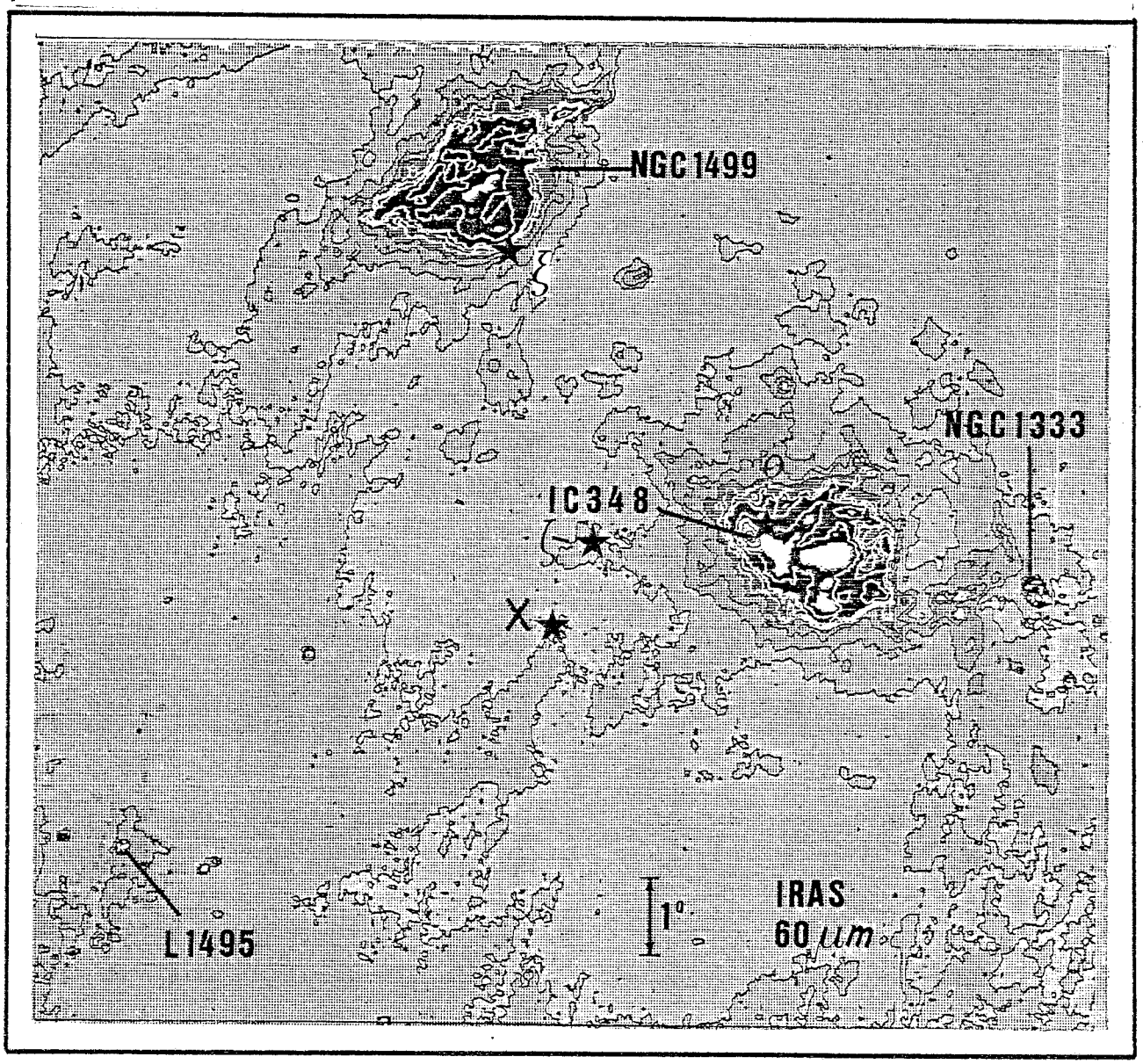


Figure VII-8b : Comme pour la figure VII-8a, mais à 60 μm. Les niveaux de gris sont les mêmes que dans la figure VII-8a.

OB2 (IRAS) est estimée d'après la carte à L(IR) ≈ 10^4 $L_\odot$ (pour la région interieure au contour de 100 mJy/stéradian à 100 µm, voir Fig. VII-8a). Le flux UV dans la région est probablement ≈ 0.1 erg s^{-1} cm^{-2} (compte tenu de toutes les étoiles). La luminosité sur une surface de ≈ 100 pc^2 est donc ≈ 2 10^4 $L_\odot$. Cette luminosité est compatible, en ordre de grandeur, avec celle que l'on observe en IR. Un champ UV ≈ 10 fois (en ordre de grandeur) plus intense que le flux interstellaire moyen expliquerait donc la luminosité observée en IR.

L'extension de la région émettrice en IR paraît soutenir les idées développées ci-dessus, à savoir :

1. - Le renforcement du flux UV autour de o Per est un phénomène qui s'étend sur plusieurs degrés dans le ciel : sur une région qui couvre IC 348 et B5.

2. - Les étoiles de l'association Per OB2 (principalement ζ Per et X Per) pourraient contribuer de façon très importante à ce renforcement de l'UV.

3. - Le nuage est probablement illuminé par derrière : le rayonnement IR (diffusé) traverse le nuage et il est visible sur les cartes en infra-rouge lointain. Dans l'optique, la partie du nuage entre B5 et IC 348 est sombre mais présente un bord brillant. (cf Fig. II-7).

5. - Conclusion

Les observations moléculaires du voisinage de o Per montrent l'existence d'un bord abrupt et chaud ("trou moléculaire"). Si la densité est constante et ≈ 3 10^3 cm^{-3}, la température est T_K ≈ 70 K dans le trou. Le chauffage est probablement le résultat de l'effet photoélectrique sur les grains de poussière. Le champ ultraviolet de la région se trouve intensifié par rapport au champ interstellaire moyen probablement par un facteur d'au moins 10. Le nuage est vraisemblablement illuminé par derrière; la région brillante en infrarouge est probablement la face postérieure du nuage, tandis qu'aux longueurs d'onde visibles le nuage sombre se projette devant la région HII faible.

Cependant le rôle de o Per dans le chauffage pourrait ne pas être prédominant. Les étoiles de l'association Per OB2 (principalement ζ Per et X Per)

pourraient contribuer de façon essentielle à l'intensification du champ UV ambiant. La région HII faible et étendue pourrait alors avoir été créee par plusieurs étoiles.

L'interaction du front d'ionisation de la région HII avec le nuage moléculaire est mal connue. Les observations de CH et CH^+ de Federman (1980) sur la ligne de visée de ε Per, ζ Per et o Per suggérent l'exitence d'une onde de choc dans la région. Il est possible que cette onde de choc ait joué un rôle important dans la formation de l'amas IC348 et du bord abrupt.

REFERENCES

Allen, C. W.:1973, Astrophysical Quantities. The Athlone Press. London.

Baran, G. P.:1982. Thesis. Columbia Univ.

Bally, J., and Langer, W. D.:1982, Astrophys. J., 255, 143.

Blaauw, A., and van Albada, T. S.:1963, Astrophys. J., 137, 791.

Black, J. H.:1980, IAU symp. 87, 257.

Bohlin, R. L., Savage, B. D., and Drake, J. F.:1978, Astrophys. J., 224, 132.

Borgman, J., and Blaauw, A.:1964, B. A. N., 17, 358.

Buscombe, 1981, "MK Spectral Classification" (Evanston).

Crutcher, R. M.:1976, Astrophys. J. Lett., 206, L171.

Crutcher, R. M.:1977, Astrophys. J. Lett., 217, L109.

Delhaye, J., and Blaauw, A.:1953, B. A. N., 12, 72.

Falgarone, E., and Puget, J. L.:1985, Astron. Astrophys., 142, 157.

Federman, S. R.:1980, Astrophys. J. Lett., 241, L109.

Flower, D. R., Launay, J. M., and Roueff, E.:1977, XXI^{e} colloque d'Astrophysique tenu à Liège. Université de Liège.

Foy, R.:1972, Astron. Astrophys., 16, 108.

Gerola, H., and Glassgold, A. E.:1978, Astrophys. J. Supp. Ser., 37, 1.

Gilmore, W.:1980, Astron. J., 85, 894.

Goldsmith, P. F., and Langer, W. D.:1978, Astrophys. J., 222, 881.

Gull, T.:1977, cité par Baran (1982).

Habing, H. J.:1968, B. A. N., 19, 421.

Hobbs, L. M.:1981, Astrophys. J., 243, 485.

Jones, D. H. P.:1960, M. N. R. A. S., 120, 43.

de Jong, T.:1977, Astron. Astrophys., 55, 137.

de Jong, T.:1980, Highlights of Astronomy, 5, 301.

de Jong, T., Dalgarno, A., and Boland, W.:1980, Astron. Astrophys., 91, 68.

Kurucz, R. L., Peytremann, E., and Avrett, E. H.:1974, "Blanketed Model Atmospheres for Early-Type Stars".

Smithsonian Institution. Washington.
Langer, W. D.:1976a, Astrophys. J., 206, 699.
Langer, W. D.:1976b, Astrophys. J. Lett., 212, L39.
Neckel, T.:1984, communication privée.
Panagia, N.:1973, Astron. J., 78, 929.
Sivan, J. P.:1974, Astron. Astrophys. Supp. Ser., 16, 163.
Snow, T. P.:1975, Astrophys. J. Lett., 201, L21.
Snow, T. P.:1976, Astrophys. J., 204, 759.
Spitzer, L.:1978, "Physical Processes in the Interstellar Medium'. Wiley. New York.
Strom, S. E., Strom., K. M., and Carrasco, L.:1974, P. A. S. P., 86, 798.
Tielens, A. G. G. M., and Hollenbach, D.:1985, Astrophys. J., 291, 722.
Walter, M. F.:1952, Astron. J, 57, 227.

VIII

LA REGION AUTOUR DE IC348

A) INTRODUCTION.

L'observation de l'ammoniac est une méthode très puissante pour l'étude des régions les plus opaques des nuages denses. En effet, l'observation simultanée des raies (1,1) et (2,2) permet la détermination de la température cinétique du nuage et une estimation de la densité.

Néanmoins, les cartes (2,2) publiées des nuages sombres sont très souvent assez bruyantes, surtout aux bords des nuages, où la raie (2,2) a une faible intensité. Cependant, il est très intéressant d'observer avec un bon rapport signal sur bruit les deux raies (1,1) et (2,2) en différents points des nuages, dans le but de détecter d'éventuelles variations spatiales des conditions physiques. Les nuages les plus intéressants, pour l'étude de ces variations, sont les nuages proches car on dispose alors d'une meilleure résolution spatiale linéaire.

Dans le chapitre VII nous avons présenté des observations du voisinage de o Per qui indiquent un fort chauffage au bord du nuage moléculaire. Cependant, les observations de CO et ^{13}CO ne fournissent des informations que sur les couches les plus externes du nuage (le halo et l'enveloppe externe décrits dans le chapitre VI). Il semble donc intéressant d'étudier les couches les plus internes du nuage pour voir jusqu'à quelle profondeur ce chauffage est important. L'ammoniac est sans doute la molécule la mieux adaptée à l'étude de ces régions.

Nous avons donc cartographié dans les raies (1,1) et (2,2) de NH_3 une partie de la région autour de IC348. Le choix de IC348 se justifie par trois raisons principales : 1) Alors que, avec NGC1333, IC348 est le maximum le plus prononcé de la carte ^{13}CO de Bordeaux, ainsi qu'une région active de formation d'étoiles, elle n'avait pas été étudiée à haute résolution spatiale. 2) IC348 est proche ($d \leq 300$ pc). 3) IC348 est situé dans une région où le flux UV est intense.

La nébuleuse et l'amas

Sous le nom de IC348 on désigne un amas ouvert et une nébuleuse par réflexion (voir Fig. VIII-1).

La nébuleuse par réflexion est illuminée par l'étoile BD+31°643 (Johnson, 1960). Il s'agit d'un système multiple (ADS2730) dont la composante principale est une étoile B5V. La magnitude apparente de cette étoile est V = 8.5 mag, d'après Harris et al (1954). Son excès de couleur est E(B-V) = 0.86 mag. Si on prend R = 3 et M_V = -1.1 mag (Allen, 1973), sa distance est d ≈ 250 pc. La deuxième composante , G12 (d'après la liste de Gingrich, 1922), est une étoile A2III pour laquelle Neckel donne une distance d = 260 pc. Cependant, si on prend M_V = 0.1 mag (Allen, 1973) nous trouvons d ≈ 320 pc. Mais les magnitudes absolues des géantes B-A ont une erreur probablement plus grande que 0.2 mag, ceci introduit une erreur d'au moins 30 pc dans les calculs de la distance.

L'amas ouvert IC348 a été étudié par Harris et al (1954) qui ont fait des mesures photométriques de 4 membres, dont un est BD+31°643, pour les trois autres (le système double G4/G5 = ADS2723, et G10) nous trouvons, en utilisant les magnitudes absolues de Allen (1973), d ≈ 360, 305 et 450 pc (respectivement). Strom et al (1974) ont effectué des mesures photométriques UBVHKL de l'amas. Ils déterminent la distance de 6 membres (voir Table VIII-1). D'après leurs mesures, les grains de la région pourraient être plus gros que les grains interstellairs moyens et la valeur de R plus forte. Il faut noter que les six étoiles de l'amas ont des types spectraux A0V, A2V, A2III, B5V; elles sont donc situées, sur une partie à forte pente du diagramme HR (Fig. VIII-3), ceci introduit une forte erreur dans l'estimation de M_V. Ces erreurs pourraient expliquer les différences que l'on touve pour les distance de chacune des composantes des systèmes multiples (BD+31°643/G12 et G4/G5). Au vu de la Table VIII-1 et compte tenu des difficultés dans le calcul des distances, une valeur d = (300 ± 50) pc nous paraît cohérente avec les observations.

Les mouvements propres des étoiles ont été étudiés par Blaauw (1952) et Fredrick (1956). Ce dernièr trouve que les étoiles sont en mouvement d'expansion. o Per a un

Table VIII-1

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
o Per	0.96	288	250±50	B1III
BD+31643	2.78	229	250	BV5
G12	3.16	331	260- 320	A2III
G4	1.53	347	360	AOV
G5	1.37	316	305	A2V
G10	2.72	380	450	A2V
LF24	2.73	302		B5

(1) Nom de l'étoile. (Strom et al., 1974)

(2) Extinction visuelle (Strom et al., 1974)

(3) Distance en pc d'après Strom et al. (1974)

(4) Autres determinations de la distance (pc) (voir texte)

(5) Type Spectral

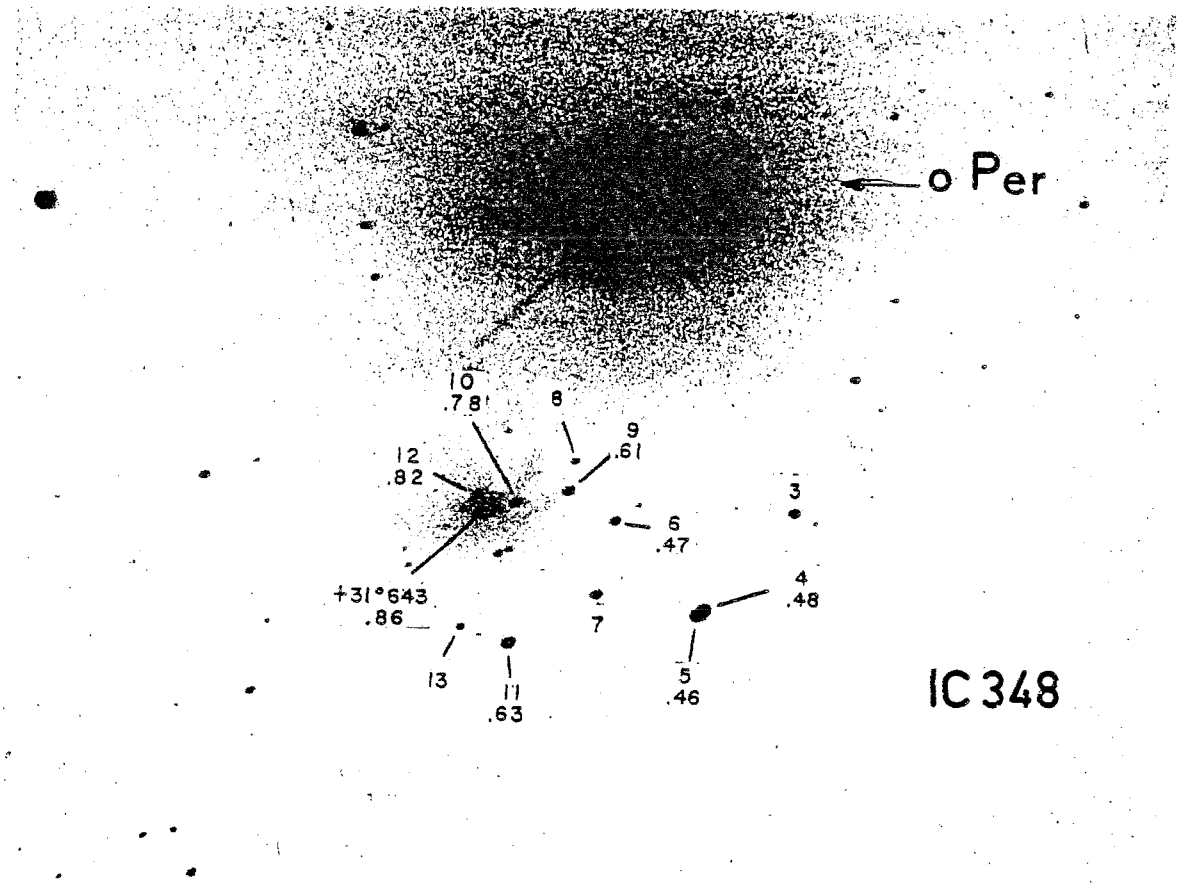


Figure VIII-1a : La région de IC348, d'après Harris et al. (1954). Le nord est en haut et l'est à gauche. Les étoiles de l'amas IC348 sont identifiées par leur numéro dans la liste de Gingrich (1922). L'excès de couleur E(B-V) est indiqué sous le numéro de chaque étoile.

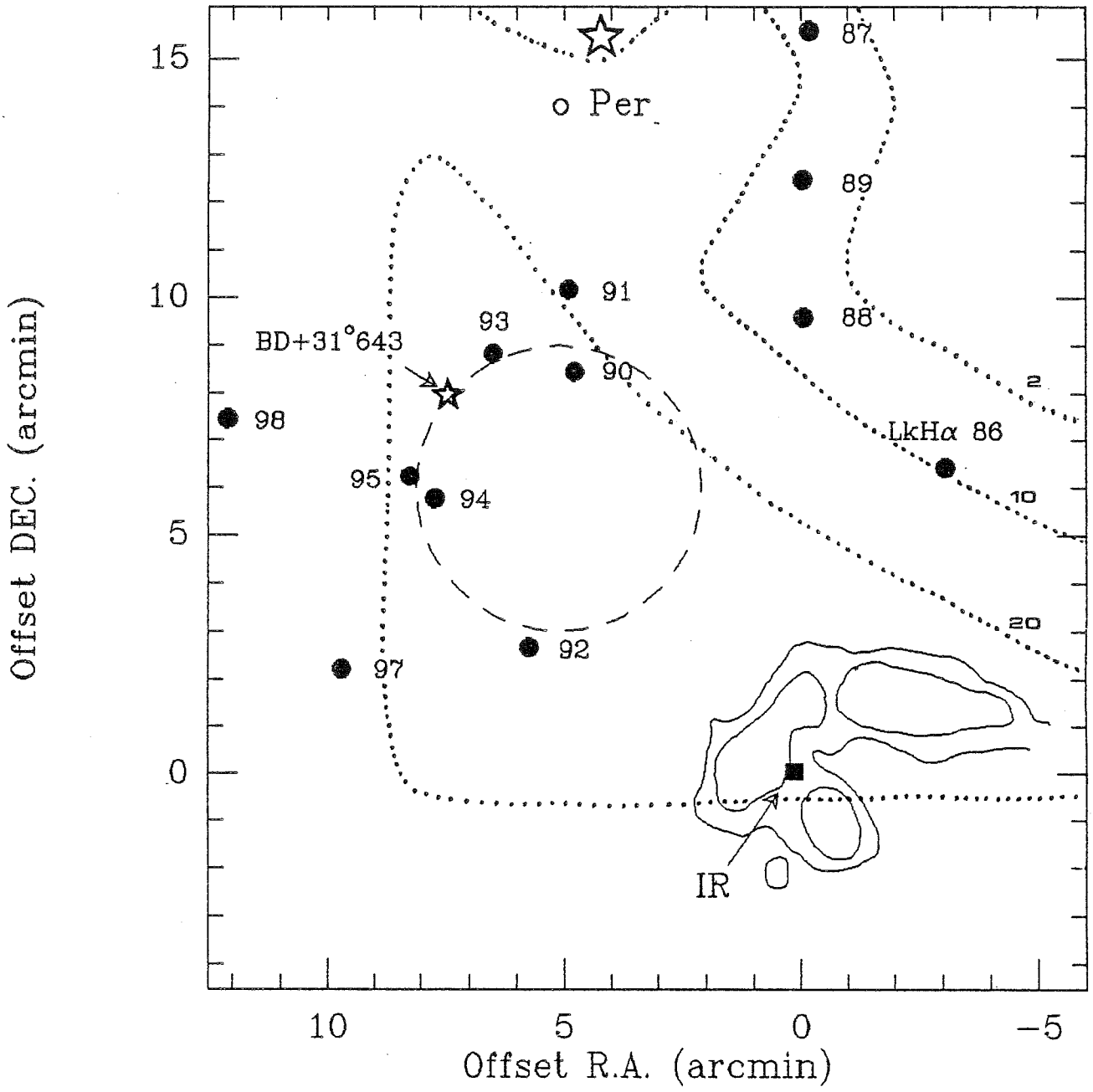


Figure VIII-1b : Vue d'ensemble de la région autour de IC348 et o Per. Les points noirs représentent les positions des étoiles à émission H_α (d'après Strom et al., 1974). Le grand cercle en tireté, la région où se trouvent les étoiles de l'amas IC348 repertoriées par Gingrich (1922) (voir Fig. VIII-1a). Les contours d'aire integrée de CO de 2, 10 et 20 K km/s sont indiqués par des lignes pointillées. Les lignes continues indiquent la position des trois globules intenses en $NH_3(1,1)$ (voir Fig. VIII-4). La position de la source IR détectée par Strom et al. est indiquée par ■.

mouvement propre qui est très différent de ceux des autres membres de l'amas, et Fredrick suggère qu'elle n'est pas membre de IC348 (Fig. VIII-2).

Herbig (1954) a détecté un grand nombre d'étoiles faibles (V ≈ 17.5 - 19.5 mag) à émission Hα. Strom et al (1974) ont trouvé dans la région centrale de l'amas une source IR relativement brillante (K = 8.7 mag) dont les indices de couleur sont en accord avec ceux d'une étoile B ($M_V \approx 2.0$) avec $A_V \approx 20 - 30$ mag.

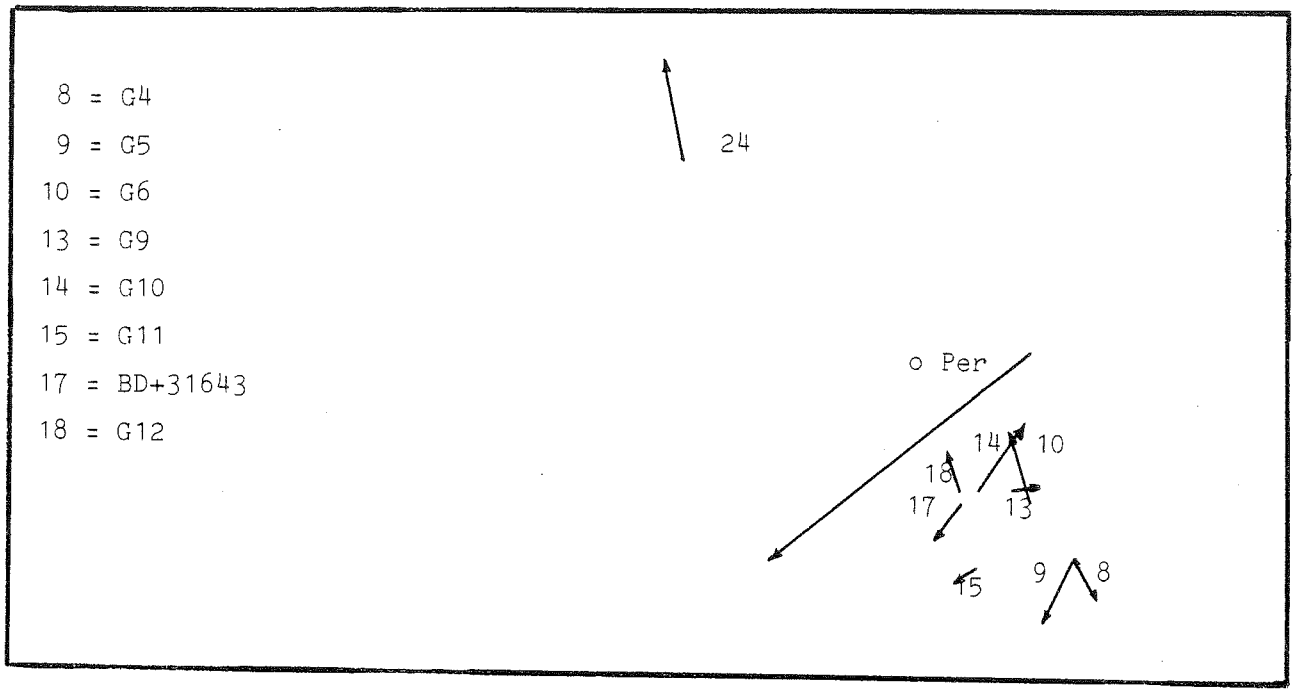


Figure VIII-2 : Mouvements propres des étoiles de l'amas IC348 d'après Fredrick (1956). La correspondance entre la numérotation de Fredrick et celle de Gingrich (1922) est indiquée à gauche de la figure. On remarquera le mouvement propre très important de o Per qui exclut probablement son appartenance à l'amas IC348.

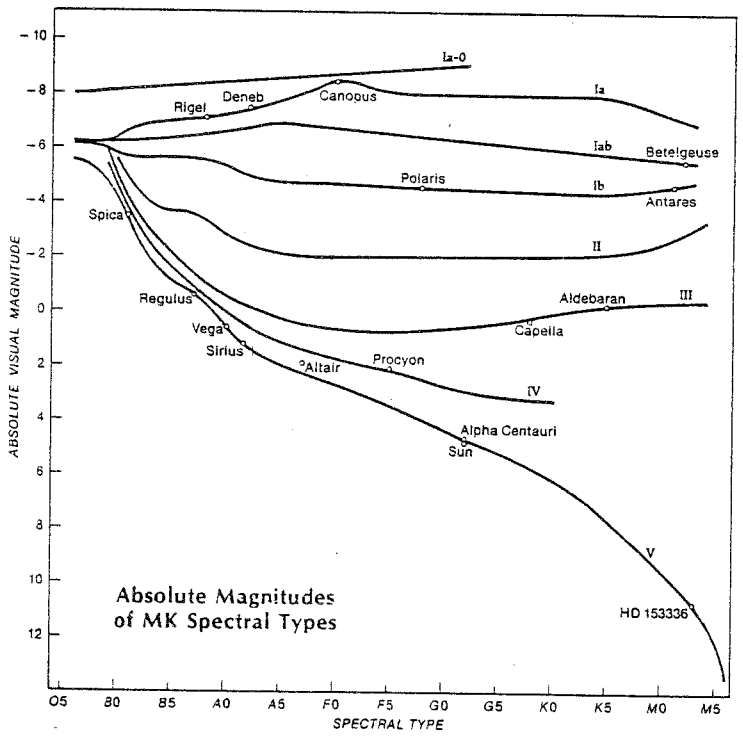


Figure VIII-3 : Relation entre magnitude visuelle absolue et type spectral. (d'après le Sky Catalogue 2000.0, 1982, Cambridge University Press).

B.-OBSERVATIONS ET ANALYSE.

Les observations de NH_3 (1,1) et (2,2) ont été réalisées avec le radiotélescope de 100-m d'Effelsberg (RFA) en Septembre 1984. Le récepteur était un maser refroidi avec une température de système de 60 K. Le spectromètre était un autocorrélateur divisé en deux moitiés. Chaque moitié avait 512 canaux et une bande de 6.25 MHz, elles étaient centrées sur les fréquences des raies (1,1) et (2,2). Cette configuration donne une résolution spectrale de 12.2 kHz ou 0.15 km/s. De plus, un autocorrélateur de 384 canaux avec une bande de 2.5 MHz a été utilisé pour vérifier les intensités et les vitesses des raies (1,1).

Le lobe de l'antenne (HPBW) à 23.7 GHz est de 40" (= 0.06 pc à une distance de 300 pc). Les observations ont été faites par la méthode de commutation en position. La calibration a été réalisée à l'aide de l'observation de sources continuum. Chaque session d'observation, le pointage a été vérifié sur des radiosources, et la même position de référence sur notre carte a été observée pour vérifier la calibration et l'état général du système. Nous pensons que l'échelle de température de brillance de nos intensités est correcte à 20 % près. Le niveau de bruit des spectres est, typiquement, $\Delta T_B \approx 0.10 - 0.20$ K.

Nous avons cartographié une région de ≈ 6' x 6', avec un espacement de 42", autour de la position $\alpha = 03^h\ 40^m\ 50.7^s$, $\delta = 31^\circ\ 52'\ 25.7"$. (la position de la source IR détectée par Strom et al (1974) est $\alpha_* = 03^h\ 40^m\ 51.4^s$, $\delta_* = 31^\circ\ 52'\ 28.7"$). Les cartes d'intensité intégrée des raies (1,1) et (2,2) sont montrées dans la Fig VIII-4. La Fig VIII-5 représente quelques uns des spectres obtenus.

Réduction des données

Chaque niveau des doublets de rotation (J,K) de l'ammoniac est dédoublé à cause de l'intéraction électrique quadrupolaire (de la rotation avec le spin de l'azote) en trois sous-niveaux, F_1 = J-1, J, J+1, séparés entre eux par une distance de l'ordre du MHz. Chacun de ces sous-niveaux (sauf F_1 = 0) est dédoublé par l'intéraction magnétique du moment angulaire F_1 avec le spin total I des atomes d'hydrogène (I=3/2 pour K=3n et I=1/2 lorsque K = 3n±1). Les sous-niveaux magnétiques F = $|F_1-I|$, $|F_1-I+1|,\ldots,|F_1+I|$ sont séparés par quelques dizaines de kHz.

Le doublet (1,1) se dédouble donc en 10 sous-niveaux hyperfins magnétiques. Entre ces 10 sous-niveaux il y a 18 transitions hyperfines permises. Le doublet (2,2) est dédoublé en 12 sous-niveaux hyperfins et entre eux 21 transitions sont possibles.

Nous avons ajusté aux spectres (1,1) observés, un profil qui tient compte de la structure hyperfine. Il s'agit d'une superposition de 18 gaussiennes, ces gaussiennes sont centrées sur les fréquences correspondant aux transitions hyperfines. L'ajustement a été effectué par une méthode non-linéaire de moindres carrés.

Les raies (2,2) ont été ajustées par gaussiennes simples car la structure hyperfine de cette transition n'est pas résolue par nos observations.

Ces ajustements de gaussiennes fournissent les largeurs des raies et les vitesses V_{LSR}. De plus, comme les rapports entre les intensités des composantes hyperfines de la raie (1,1) sont une fonction de l'opacité et de la température d'excitation de la transition, l'ajustement donne aussi le produit $\tau(1,1)T_{ex}$ pour la raie (1,1) (Nous supposons que les composantes hyperfines ont toutes la même température d'excitation). L'épaisseur optique de la raie (2,2) est calculée à partir du rapport d'intensités (1,1)/(2,2) en supposant que la température d'excitation de la raie (2,2) est la même que celle de la raie (1,1).

La densité projetée d'un niveau métastable (J,J) est donnée par l'épaisseur optique :

$$\tau(J,J)\, T_{ex}\, \Delta v = \frac{8}{3}\, \pi^{5/2}\, (\log 2)^{1/2}\, \frac{\mu^2 J}{k}\, K^2\, N(J,J)$$

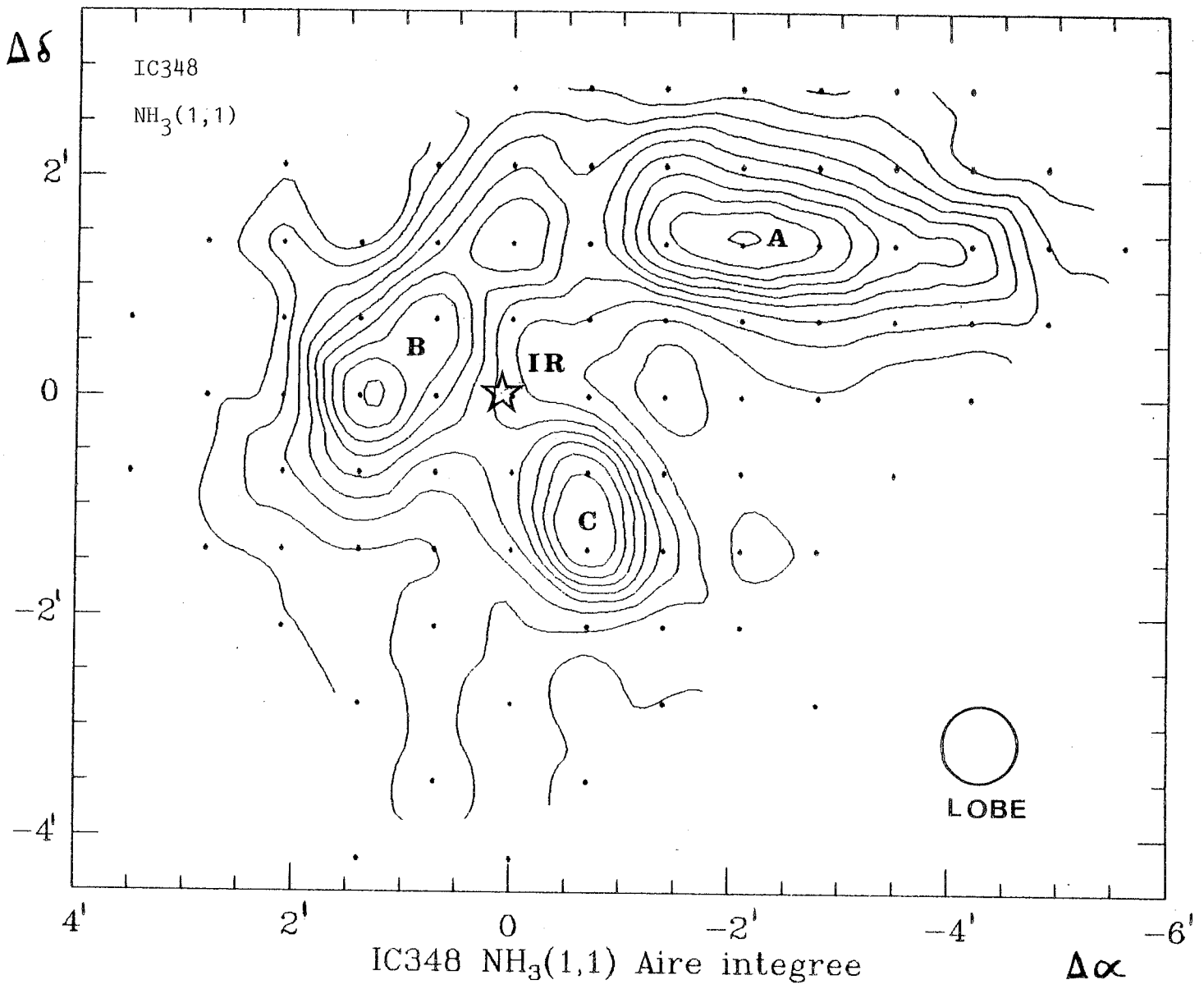


Figure VIII 4a : Carte d'aire intégrée de NH_3 (1,1) au voisinage de IC348. Le premier contour correspond à 0.84 K.km/s, le pas 0.84 K.km/s et le dernier contour correspond à 7.6 K.km/s. L'étoile représente la position de la source IR détectée par Strom et al. (1974).

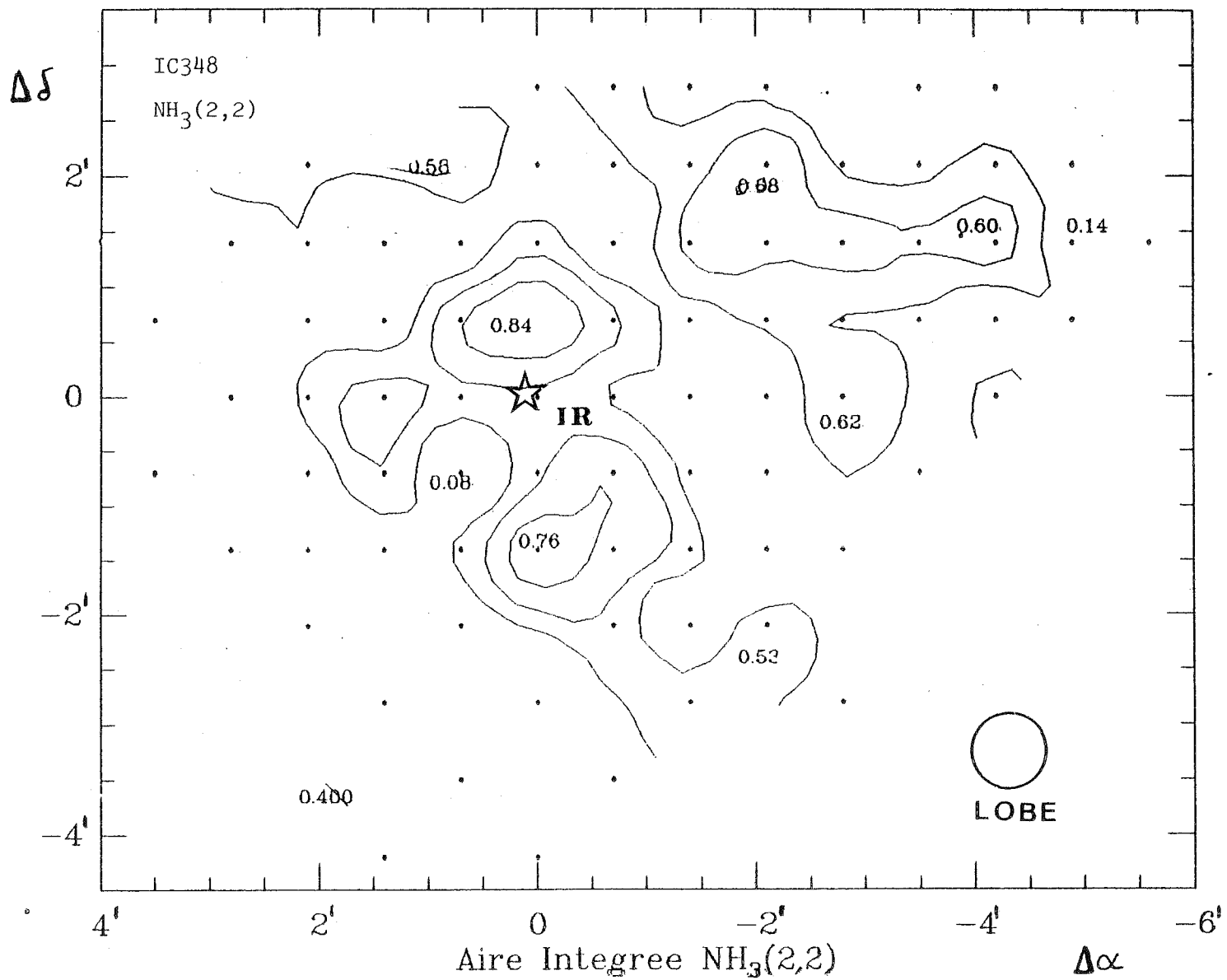


Figure VIII-4b : Carte d'aire intégrée de NH_3 (2,2) au voisinage de IC348.
Les trois contours sont 0.3, 0.5 et 0.7 K.km/s.

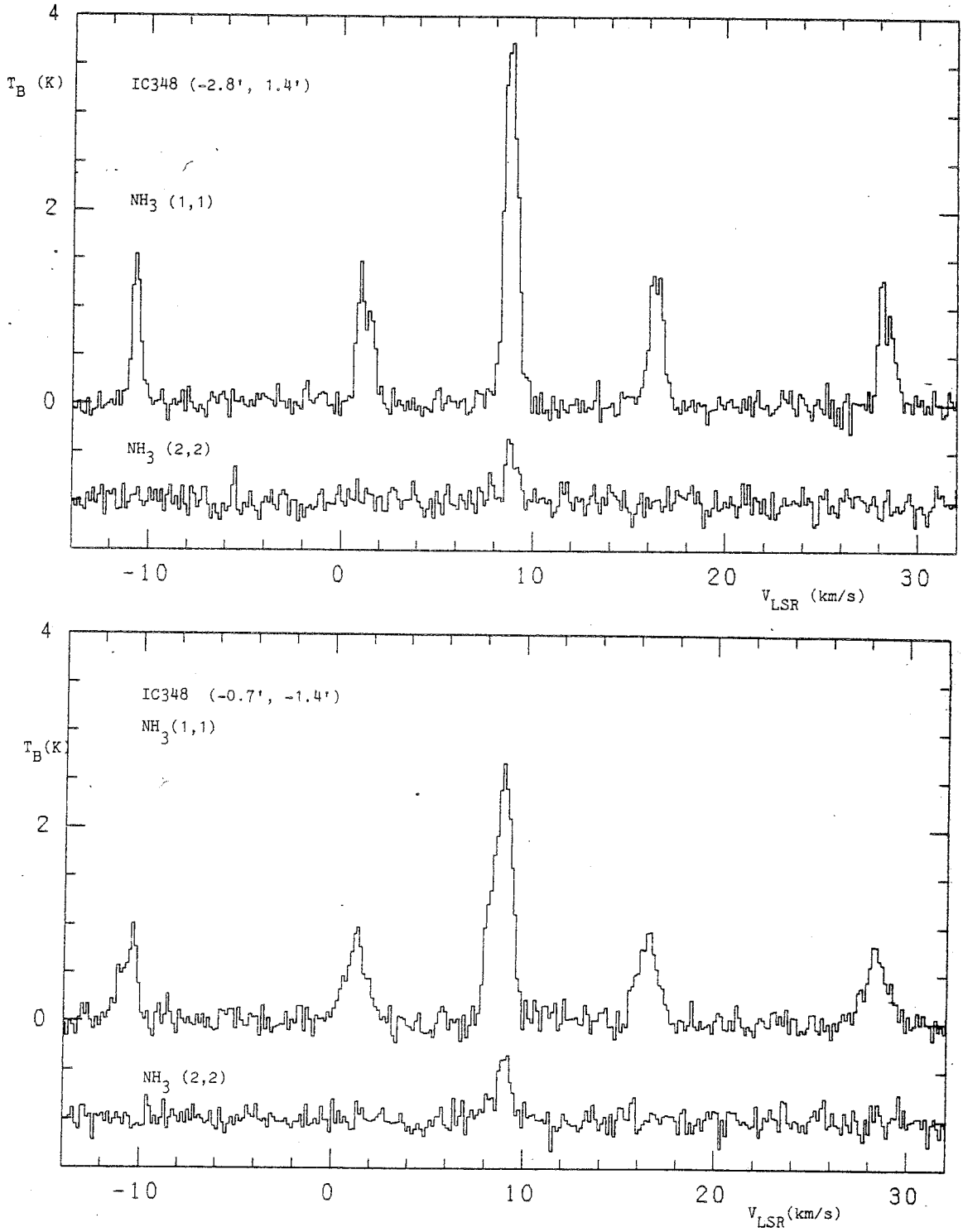


Figure VIII-5 : Spectres NH_3 (1,1) et (2,2) observés aux positions (-2.8',-1.4') et (-0.7',-1.4') de la carte VIII-4a. Le deuxième spectre suggère l'existence de deux composantes de vitesses voisines.

La température de rotation T_{rot} entre les niveaux (1,1) et (2,2) est définie par la formule de Boltzmann

$$\frac{N_{11}}{N_{22}} = \frac{5}{3} e^{-41.5/T_{rot}}$$

A l'ETL, la température de rotation est égale à la température cinétique. Mais en général, la température cinétique et la température de rotation sont reliées par les équations d'équilibre statistique qui déterminent les populations des niveaux. Dans le cas qui nous occupe le rapport de populations (2,2)/(1,1) est altéré par rapport à sa valeur à l'ETL par un mécanisme simple. Considérons les trois niveaux les plus bas du para-ammoniac : (1,1), (2,2) et (2,1). Les collisions peuvent exciter la molécule du niveau (2,2) au niveau (2,1) ; la désexcitation radiative du niveau (2,1) amène la molécule au niveau (1,1). Le résultat est une "surpopulation" du niveau (1,1) par rapport au (2,2). La température T_{rot} calculée par le rapport des populations des niveaux est alors plus petite que la température cinétique T_k.

Les calculs d'équilibre statistique de Walmsley et Ungerechts (1983) permettent de relier la température cinétique à la température de rotation :

Evidemment pour les faibles températures ($T_k \leq 20$ K) la population du niveau (2,1) est négligable et $T_{rot} \approx T_k$.

La densité projetée du para-ammoniac est calculée comme la somme des densités projetées des niveaux métastables (J,J) en supposant une répartition de Boltzmann à la température T_{rot}, et en négligeant la population des niveaux non-métastables (J,K<J). Le calcul de la densité projetée totale d'ammoniac est réalisé en supposant une répartition boltzmannienne (à la température cinétique) pour tous les niveaux (J,J) (ortho+para) et en négligeant la population des niveaux non-métastables.

C.- RESULTATS

1.- Les trois condensations

La carte de la raie (1,1) (Fig VIII-4a) montre l'existence de trois condensations. Ces condensations sont situées, ≈10' au Sud Ouest de BD+31°643 (voir Fig VIII-1b), autour de la source IC348/IR détectée par Strom et al (1974). Les condensations ont un aspect globulaire, la condensation au Nord (IC348A) est très allongée, le rapport entre sa grande et sa petite dimensions étant ≈ 3. Dans la direction des petits axes les condensations sont à peine résolues : la largeur des condensations est typiquement ≦ 1' (≈0.1 pc à 300 pc de distance).

Dans la carte de la raie (2,2) (Fig VIII-4b) les trois condensations sont à nouveau visibles, mais il est intéressant de remarquer que le contraste entre le centre et le bord des fragments est beaucoup moins marqué que dans le cas de la raie (1,1). Par une simple comparaison des deux cartes on constate de fortes variations dans le rapport d'intensité (1,1)/(2,2). Ce rapport est moins élevé sur la ligne de visée des centres des condensations.

2.- La température cinétique

Dans la Fig. VIII-6 nous montrons les valeurs de la température cinétique que nous avons calculées pour chaque position observée. Pour les positions aux centres des condensations nous calculons $T_k \approx 12-16$ K. Les positions au bord des fragments, mais qui sont contenues entre les deux contours d'aire intégrée réprésentés, ont des températures $T_k \approx 14-20$ K. Les positions en dehors du contour inférieur, au bord de la région cartographiée, ont des températures $T_k \geq 20$ K. Néanmoins pour plusieurs de ces positions les raies sont très faibles et la valeur de la température cinétique, qui est mal déterminée, est indiquée sur la Fig VIII-6 entre parenthèses. En tout cas, il paraît clair qu'il existe une augmentation de la température, des centres des fragments ($T_k \leq 15$ K) aux bords ($T_k \geq 20$ K). La température moyenne de la région, calculée avec les spectres (1,1) et (2,2) moyens, est ≈20 K, elle est en accord avec la température calculée à partir d'observations CO (1-0) (Bordeaux) et CO (2-1) (Texas).

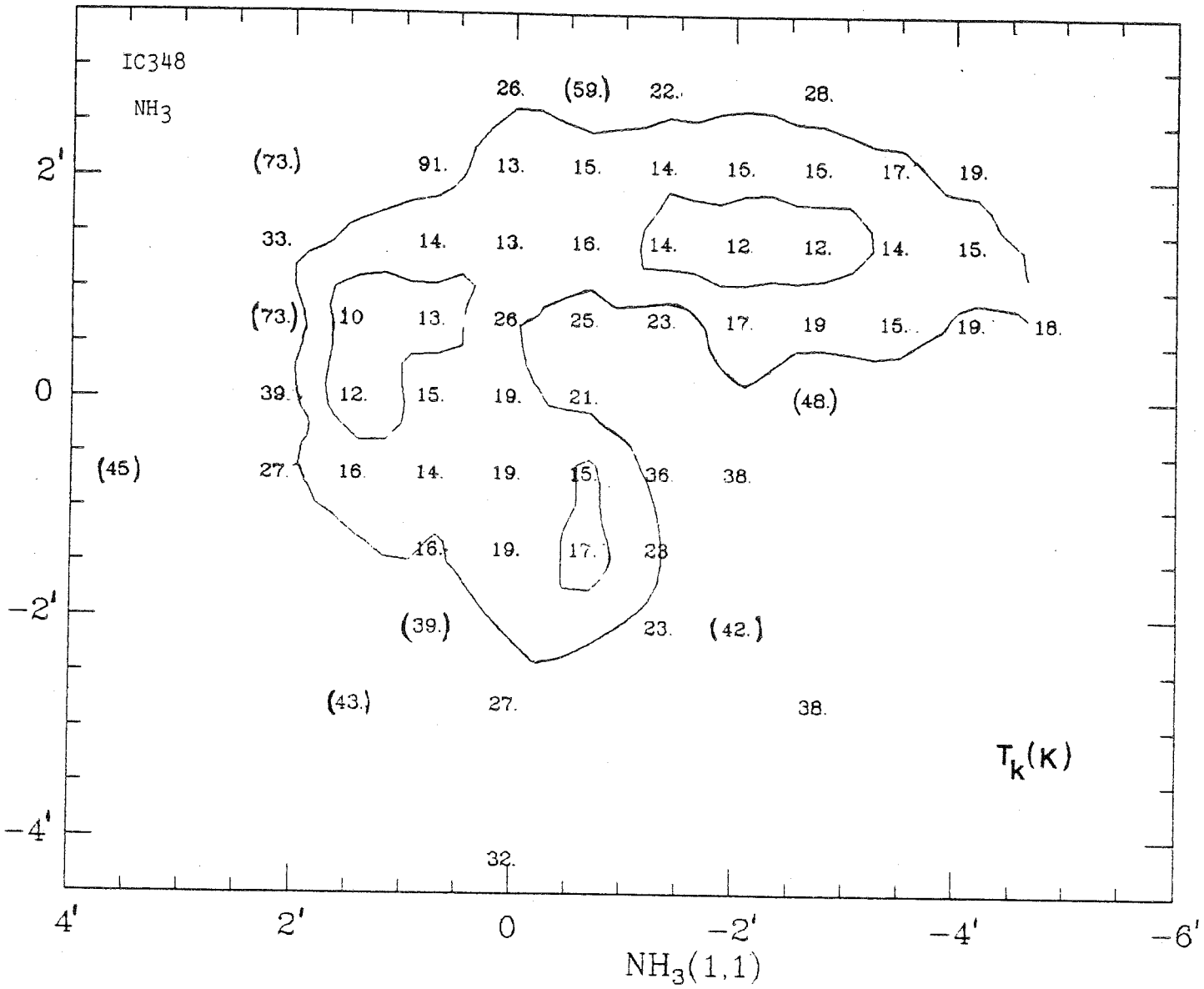


Figure VIII-6 : Température cinétique calculée à partir du rapport d'émissions NH_3 (2,2)/(1,1) au voisinage de IC348. Les lignes continues représentent deux contours de densité projetée d'ammoniac ($1.0\ 10^{14}$ et $2.5\ 10^{14}$ cm^{-2}). Les valeurs entre parenthèses sont mal déterminées. On remarquera que les bords des condensations apparaissent plus chauds que les coeurs.

3.- Les largeurs des raies

Les largeurs intrinsèques des raies (1,1) sont obtenues comme résultat des ajustements de gaussiennes aux spectres. Il est intéressant d'étudier la distribution spatiale de ces largeurs. Dans la Fig. VIII-7 nous présentons les largeurs calculées dans chaque position observée. Dans les positions au centre des condensations Δv_{int} (1,1) est ≈ 0.5- 0.6 km/s. Mais dans la région entre les fragments, c'est à dire, dans la région comprise entre les deux contours dessinés dans la Fig VIII-7, les largeurs sont 0.6- 1.0 km/s. A la périphérie de la carte, les raies ont des largeurs ≧ 1 km/s.

Nous avons vu que la température cinétique varie de $T_k \leqq 15$ K au coeur des fragments à $T_k \geqq 20$ K au bord. Les raies ont donc des largeurs bien supérieures aux largeurs thermiques, et les variations de température ne peuvent pas expliquer les variations observées dans les largeurs des raies.

Dans la Fig. VIII-8 nous comparons, position par position, les largeurs des raies (2,2) - obtenues à partir de l'ajustement d'une gaussienne simple - aux largeurs des raies (1,1). Nous pouvons remarquer que les raies (2,2) ont une nette tendance à être plus larges que les raies (1,1). Le facteur d'élargissement est 1.2- 1.5. Cet effet n'est pas dû à la méthode de calcul des largeurs. En effet, nous avons appliqué cette méthode à des spectres synthétiques (1,1) et (2,2) qui avaient la même largeur intrinsèque et aucun élargissement n'a été observé. Nous pensons donc que l'élargissement des raies (2,2) par rapport aux raies (1,1), d'un facteur 1.2- 1.5, est un effet réel.

La différence d'énergie entre les niveaux (2,2) et (1,1) de l'ammoniac est 41.5 K. Les raies (2,2) sont formées préférentiellement dans des régions plus chaudes que les raies (1,1). Nous avons vu ci-dessus que les régions les plus chaudes sont les plus externes et, d'autre part, dans les régions les plus externes les largeurs sont plus grandes. L'élargissement des raies (2,2) par rapport aux raies (1,1) peut être compris comme un effet combiné de l'augmentation du centre au bord des températures et des dispersions de vitesses.

Nous signalerons enfin que les raies $C^{18}O$ et ^{13}CO

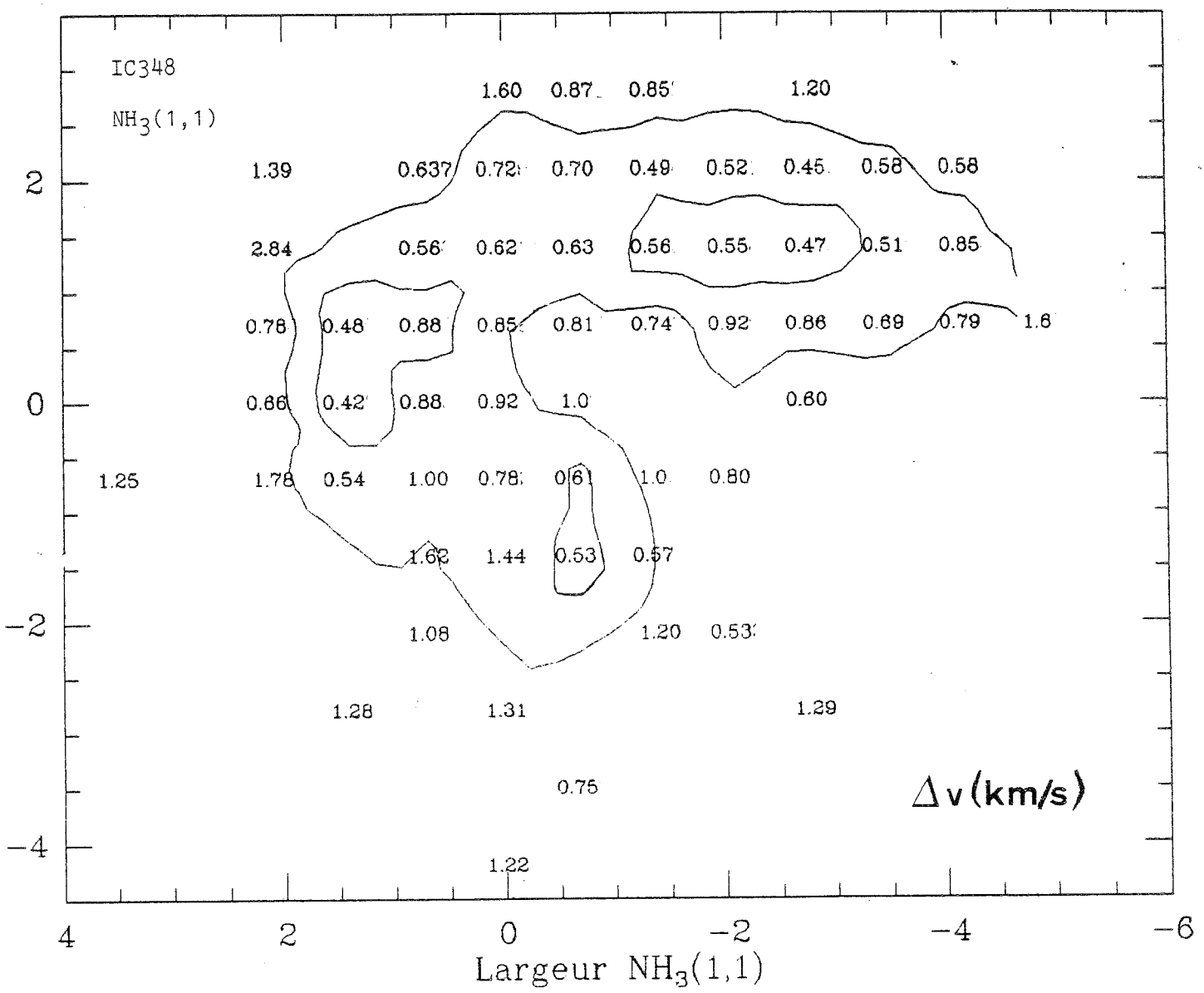


Figure VIII-7 : Largeurs des raies NH_3 (1,1) au voisinage de IC348. Les régions au bord des condensations présentent des raies plus larges que les coeurs. Les lignes continues sont les contours 1.0 10^{14} et 2.5 10^{14} cm^{-2} de densité projetée d'ammoniac.

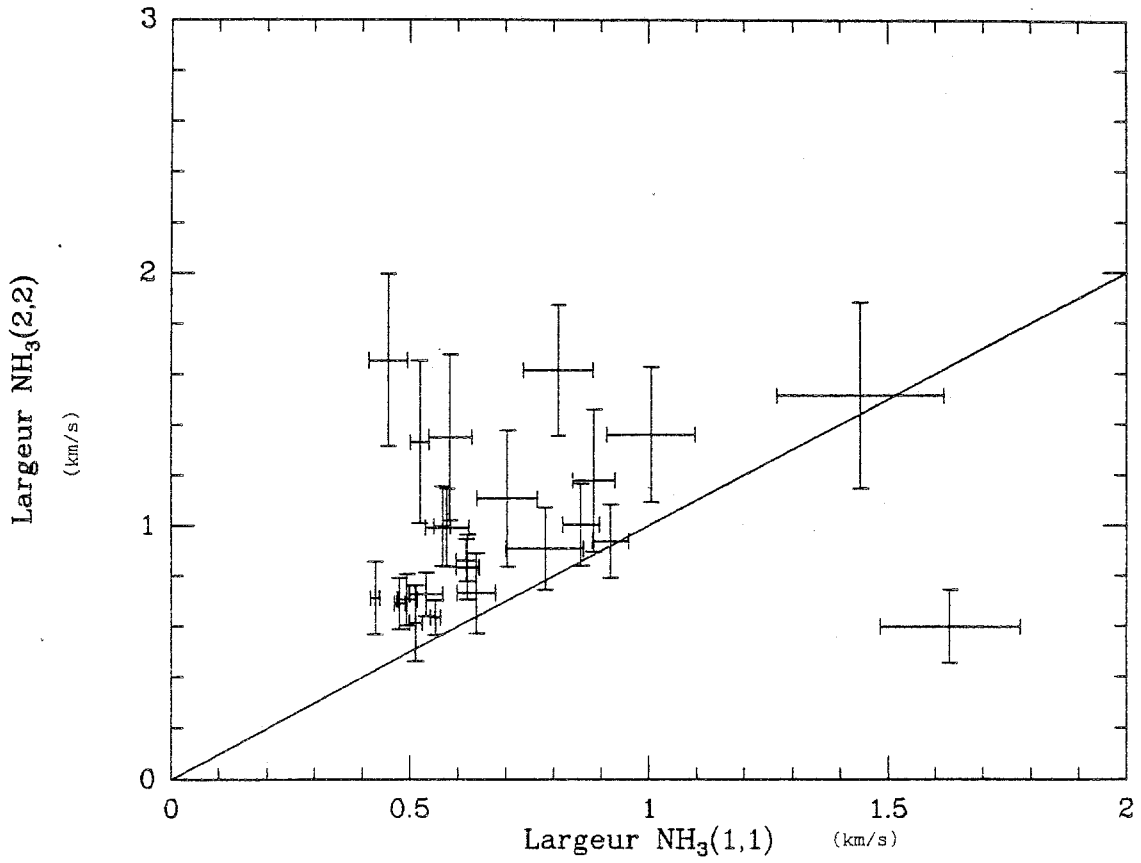


Figure VIII-8 : Comparaison des largeurs de raies NH_3 (1,1) et (2,2) au voisinage de IC348. La droite correspond à l'égalité des largeurs. On remarquera que les raies (2,2) sont plus larges que les raies (1,1).

(J=1-0) et (J=2-1) ont des largeurs de 1.5- 2 km/s. Le lobe (HPBW) de ces observations est 4.4' (Bordeaux, raies J=1-0) et 1.1' (Texas, raies J=2-1). Le fait d'observer des raies $C^{18}O$ et ^{13}CO qui sont plus larges que les raies NH_3 est la combinaison de plusieurs effets :

1) la résolution spatiale est moindre pour les isotopes de CO, et d'éventuelles variations spatiales dans la vitesse auront comme effet un élargissement des raies. Le spectre d'ammoniac moyenné pour toute la région cartographiée a une largeur ≈ 1 km/s.

2) Les couches externes ont une contribution plus importante pour les raies de ^{13}CO et $C^{18}O$ que pour les raies de NH_3. En effet, l'émission des isotopes de CO s'étend sur plusieurs degrés dans le ciel alors que celle de l'ammoniac est restreinte à une région de quelques minutes d'arc.

3) L'élargissement par opacité, au moins pour les raies de ^{13}CO, dans la région considérée, n'est pas négligeable. Pour une opacité $\tau = 1$ le facteur d'élargissement par opacité vaut 1.2.

4.- Densités projetées et volumiques

Les densités projetées du para-ammoniac au coeur des condensations ont des valeurs 1.0- 1.4 10^{14} cm^{-2}. Au bord de la carte, la densité projetée est de quelques 10^{13} cm^{-2}. Pour tout l'ammoniac (ortho et para) nous calculons 3- 5 10^{14} cm^{-2} au centre et 5 10^{13}- 2 10^{14} cm^{-2} aux bords. Or, le contraste centre/bord est moins prononcé si nous considérons seulement le para-ammoniac. Ceci est dû à ce que nous avons supposé une distribution ortho/para boltzmanniene.

Les densités volumiques, obtenues à l'aide d'un modèle simple à deux niveaux, donnent des valeurs 4 10^4, 2 10^4 et 1 10^4 cm^{-3} au centre des trois condensations IC348A, B et C respectivement, le milieu entre les fragments est vraisemblablement moins dense: ≈ quelques 10^3 cm^{-3}.

La masse est calculée comme l'integrale de volume de la densité (en supposant une épaisseur du même ordre que les dimensions transversales). De cette façon, nous obtenons pour les trois globules A, B et C des masses 5, 3 et 1 $M_\odot$ respectivement. Les paramètres globaux des trois

globules sont résumés dans la Table VIII-2.

Pour une région donnée, si l'on connaît la densité projetée de NH_3 et la densité volumique $n(H_2)$ moyennes il est possible d'estimer l'abondance de NH_3 :

$$x(NH_3) \approx \frac{1}{3\cdot10^{18}} \frac{N(NH_3)}{n(H_2)} \frac{1}{L_{pc}}$$

où $N(NH_3)$ est exprimé en cm^{-2} et $n(H_2)$ en cm^{-3}. L est l'épaisseur du nuage en parsec. Si nous prenons pour L une moyenne des dimensions transversales observées, nous calculons $x \approx 3 - 6\ 10^{-8}$, selon la région considérée.

5.- Le champ de vitesses

La structure du champ de vitesses est représentée dans la Fig. VIII-9. La condensation IC348A a une vitesse $V_{LSR} \approx 8.8$ km/s alors que pour IC348C la vitesse est $V_{LSR} \approx 9.1$ km/s. La vitesse du fragment Est (IC348B) est $V_{LSR} \approx 8.6$ km/s. Dans chacune des condensations nous n'observons pas de changements systématiques dans la vitesse. Quelques uns des profils sont asymétriques et sont très probablement doubles, c'est en particulier le cas de la position (-0.7, -1.4) (voir Fig. VIII-5) dont les spectres sont bien ajustés par une superposition de deux gaussiennes à des vitesses légèrement différentes.

La dispersion spatiale des vitesses au pic est ≤ 1 km/s, c'est à dire, du même ordre que la largeur de la raie moyenne du nuage.

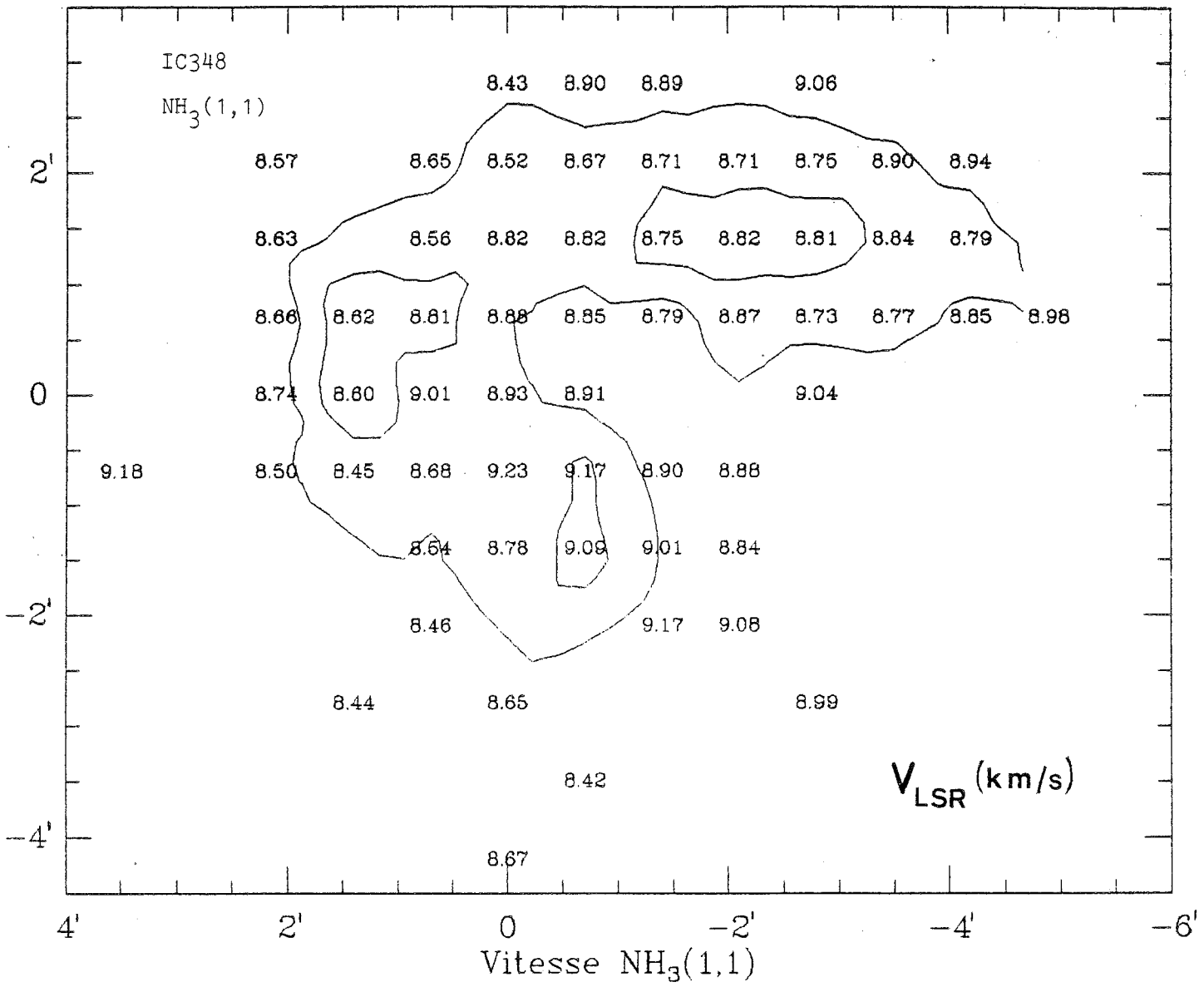


Figure VIII-9 : Champ de vitesses de NH_3 (1,1) au voisinage de IC348. Aucune des condensations ne présente de changement de vitesse systématique. La condensation Sud présente probablement deux composantes en vitesse (voir figure VIII-5). Les lignes continues représentent les contours 1.0 10^{14} et 2.5 10^{14} cm^{-2} de densité projetée d'ammoniac.

D.- LA STRUCTURE DES COEURS DENSES.

Avec les résultats observationnels exposés ci-dessus, nous pouvons essayer d'en déduire la structure des globules. C'est à dire, quelle est la distribution radiale de differents paramètres physiques (densité, température, élargissement des raies) permettant d'expliquer nos observations. Dans ce paragraphe nous allons d'abord résumer les contraintes de nos observations, ensuite nous décrirons plusieurs modèles de structure. Nous exposerons enfin les resultats de calculs de transfert radiatif sur une variété de modèles et nous comparerons aux observations.

1.- Les contraintes observationnelles.

a) La taille typique des condensations est R ≈ 0.1 pc, la masse ≈ 1- 5 $M_\odot$ (voir Table VIII-2).

b) La variation centre-bord de la température est exprimée d'une façon concise par la répresentation graphique, pour chaque position, de la température cinétique en fonction de la densité projetée (Fig. VIII-10). La température a des valeurs 12-15 K pour $N(NH_3)$ ≈ 2- 5 10^{14} cm^{-2}, mais pour $N(NH_3)$ ≈ 1- 2 10^{14} cm^{-2} la température augmente à des valeurs $T_k \geq$ 20- 30 K. Il faut noter que pour la détermination de la densité projetée totale de l'ammoniac (ortho et para) nous avons fait une hypothèse sur le rapport ortho/para (nous avons supposé une distribution boltzmannienne pour tous les niveaux métastables). Néanmoins, la variation de la température avec la densité projetée de para-ammoniac a un aspect tout à fait semblable à celui de la Fig. VIII-10, à cela près que les points de la zone de fortes densités projetées sont plus "comprimés".

c) La variation des largeurs intrinsèques (raie (1,1)) avec la densité projetée totale d'ammoniac est représentée dans la Fig. VIII-11. Les raies ont des largeurs ≈ 0.5- 0.7 km/s aux positions de forte densité projetée (2- 5 10^{14} cm^{-2}) alors que pour les faibles densités projetées, les largeurs dépassent souvent 1 km/s. Ce comportement des largeurs doit être complété par celui du rapport des largeurs des raies (2,2)/(1,1) montré dans la Fig. VIII-8.

Table VIII-2

Proprietés des fragments NH_3 dans IC348

	A	B	C
M ($M_\odot$)	5	3	1
M_J ($M_\odot$)	6	5	4
R (pc)	0.06- 0.10		
$\langle T_k \rangle$ (K)	13	13	16
$n_{centre}(cm^{-3})$	$4\ 10^4$	$2\ 10^4$	$1\ 10^4$

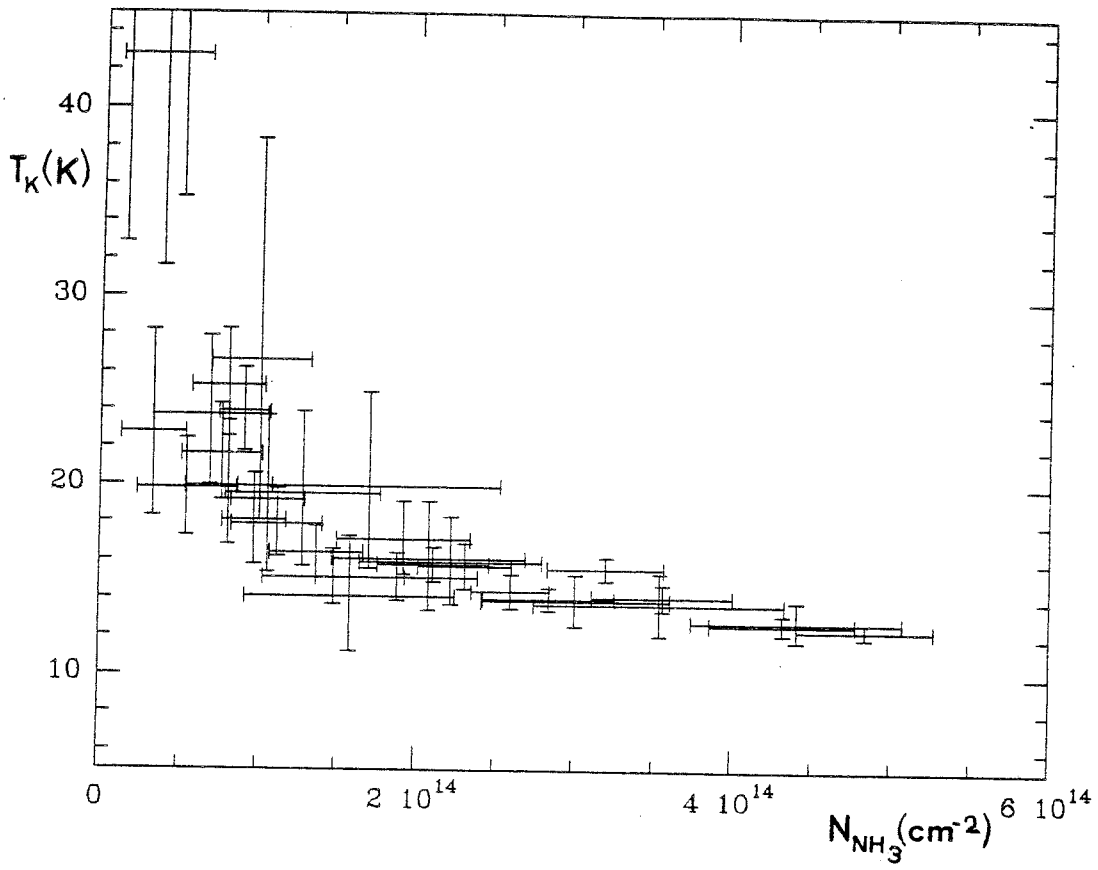


Figure VIII-10 : Température cinétique en fonction de la densité projetée d'ammoniac pour les positons de la carte VIII-6. On remarquera une augmentation de la température aux positions de faible densité projetée.

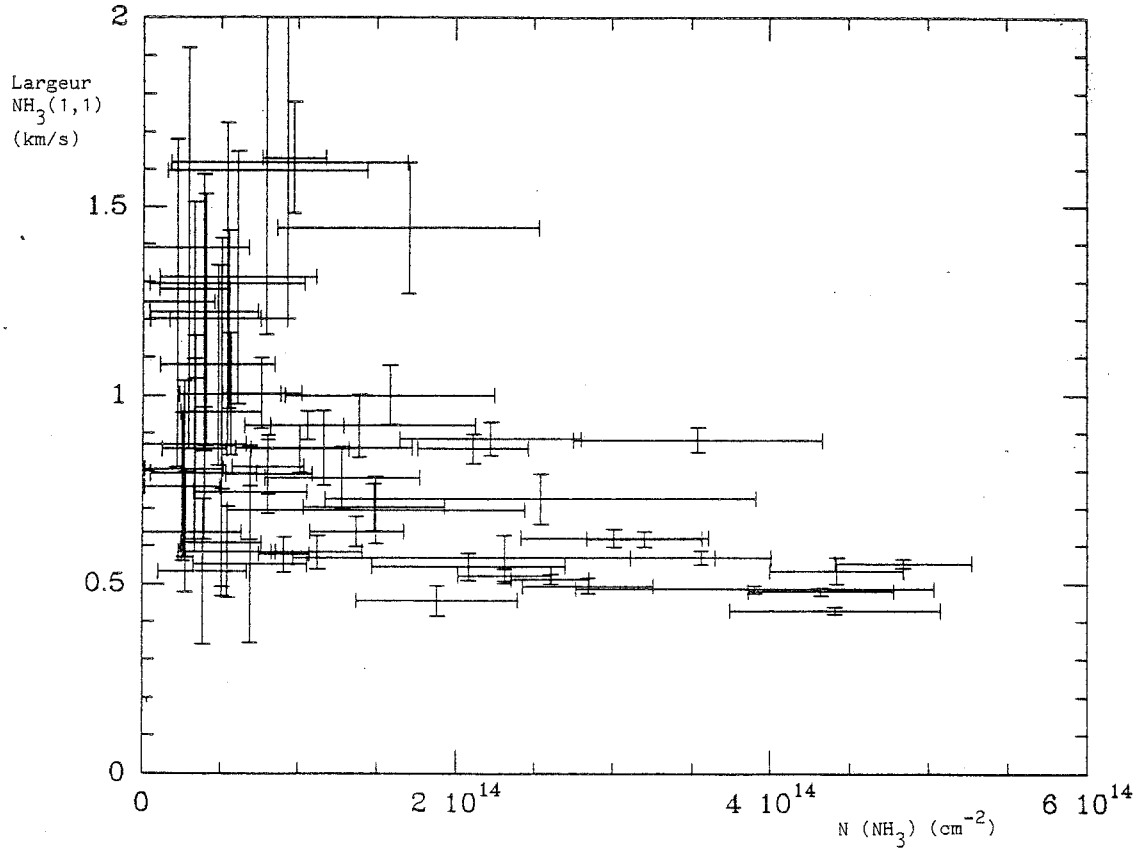


Figure VIII-11 : Largeurs des raies NH_3 (1,1) en fonction de la densité projetée de l'ammoniac pour les positions de la carte VIII-7. On remarquera que les raies sont plus larges aux positions de faible densité projetée.

2.- Modèles de structure globale

Le problème de la modèlisation des globules denses (ou des nuages sombres) peut être abordé de plusieurs points de vue. Ainsi il y a des modèles qui, moyennant des calculs de cinétique chimique, essaient de reproduire des variations observées dans les abondances de certaines molécules. D'autres approches insistent sur les considérations énergetiques ou dynamiques. Finalement, la structure des nuages peut être modèlisée dans le but de faire de calculs de transfert radiatif et de calculer des spectres synthétiques à comparer aux spectres observés. Malheureusement, des modèles complets qui tiennent compte de tous ces phénomènes demanderaient trop de temps de calcul et ne sont pas disponibles à l'heure actuelle.

Par exemple, les modèles de Clavel et al (1978), de Jong et al (1980) et Boland et de Jong (1984) étudient la structure chimique et thermique, des considérations d'équilibre sont utilisées pour fixer les variations de la densité et de la turbulence.

Falgarone et Puget (1985) ont modèlisé des structures "auto-gravitantes" supportées thermiquement et en déduisent la structure en densité et en température. Leurs solutions sont des nuages qui ont une structure coeur-enveloppe. Le coeur est séparé de l'enveloppe par une couche froide qui a un fort gradient de densité ($n \propto r^{-4}$). Dans le coeur dense, le gaz est chauffé par couplage avec la poussière, alors que dans l'enveloppe le chauffage est dominé par l'effet photoélectrique sur les grains.

La structure des nuages sombres peut être aussi étudiée d'un point de vue observationnel. Un modèle très répandu dans les calculs de transfert radiatif est le modèle à deux composantes. Dans ce modèle les raies des molécules rares ou d'excitation difficile sont formées dans un coeur dense, ce coeur dense est entouré d'une enveloppe, qui est supposée de densité constante, et qui est observée en CO. Les différences de densité rendent possible la formation de raies auto-absorbées pour quelques espèces (voir par exemple Kahane, 1982).

La structure en densité a été étudiée principalement à partir de deux sortes de données :

1) Les observations de differentes raies moléculaires, surtout CS et H_2CO, peuvent servir à la détermination des densités de la région dense des nuages sombres. Ainsi Snell (1981) trouve, pour 9 nuages sombres, un comportement $n(H_2) \propto r^{-2}$. Fulkerson et Clark (1984) ont déduit, à partir des distributions d'émission de H_2CO dans trois nuages locaux, une structure $n(H_2) \propto r^{-\alpha}$, avec $\alpha = 2.0 \pm 0.5$. Loren et al (1983), eux aussi à partir de H_2CO, déterminent $\alpha = 1.5 - 2.0$. Sandqvist et Bernes (1980) comparent des observations H_2CO avec des calculs de transfert radiatif par la méthode de MonteCarlo et trouvent une loi proche de r^{-1}.

2) Les comptages d'étoiles sur plaque photographique, présentés dans le chapitre III, ont montré que la loi de densité qui s'ajuste le mieux à la distribution de masse dans le complexe Taureau-Persée est $n(r) \propto r^{-1.3}$. Comme nous l'avons discuté, cette loi est en bon accord avec d'autres déterminations réalisées par l'etude de l'émission IR de la poussière, d'autres comptages d'étoiles et des observations moléculaires. En outre, cette loi permet d'expliquer la relation de Larson entre la densité moyenne des nuages et leur taille.

L'analyse des observations des isotopes de CO permet d'avoir des indications sur la température. De cette façon, comme nous l'avons vu dans les chapitres précedents (cas de o Per), il y a des indications pour penser que les nuages ont (en absence de source de chauffage interne) une température qui augmente du centre au bord. Un tel effet a été aussi suggéré par les observations de Young et al (1982) du globule B5 et a été utilisé par Dickman et Clemens (1983) pour la construction de modèles polytropiques.

Les contraintes de nos observations et les résultats des calculs exposés ci-dessous devront permetre de décider quel est le modèle qui s'applique le mieux aux globules de IC348.

3.- Calculs de transfert radiatif

Dans le but de reproduire les résultats observationnels décrits dans le paragraphe C, nous avons réalisé des calculs de transfert radiatif et calculé des spectres

théoriques à comparer aux spectres observés.

Le programme de calcul est une version modifiée de celui que Lucas (1976) a développé pour l'étude de l'excitation de CO, CS et H_2CO. Le nuage, à symétrie sphérique, est divisé en une série de couches concentriques. Dans chaque couche est imposée la condition d'équilibre statistique qui détermine les populations des niveaux. Les équations d'équilibre statistique sont couplées avec l'équation de transfert radiatif qui détermine l'intensité émergente de chaque raie. Le système d'équations à résoudre est fortement non-linéaire. La méthode de résolution est celle de la linéarisation complète de Auer et Mihalas (1971), modifiée par Rybicki (1971). Typiquement le nombre de couches est 20. Les calculs considèrent, pour NH_3, les niveaux quadrupolaires électriques des doublets (1,1), (2,2) et (2,1) et tiennent compte du recouvrement des raies.

Nous avons utilisé, pour NH_3, les taux d'excitation collisionnels de Green (1982). L'élargissement des raies est supposé dû uniquement à la turbulence. Les courbes de variation radiale de $n(H_2)$, T_k et Δv sont injectées dans le programme de transfert qui calcule les populations des niveaux quadrupolaires électriques. Ensuite, ces populations sont utilisées pour calculer les populations des niveaux dipolaires magnétiques, en supposant une équipartition dans les sous-niveaux Zeeman. Avec ces populations on calcule le profil final, pour plusieurs valeurs du paramètre d'impact.

Les modèles ont un rayon de 0.2 pc, la masse est 1-3 $M_\odot$ selon le profil de densité supposé. Chaque modèle a été calculé dans les cas $x(NH_3) = 3\ 10^{-8}$ et $x(NH_3) = 6\ 10^{-8}$. Les modèles peuvent être divisés en deux familles. Dans la première nous supposons une structure à deux composantes coeur-enveloppe avec un contraste en densité bien marqué. Dans la deuxième on suppose une structure avec une loi de densité en $r^{-1.3}$ (comme déterminée dans le chapitre III), les variations pour la température et la largeur de turbulence sont supposées linéaires.

Les modèles à deux composantes comportent un coeur de densité $\approx 3\ 10^4$ cm^{-3}, 0.1 pc de rayon, 12 K de

température et la largeur de turbulence est ≈ 0.6 km/s. L'enveloppe a une densité de 3 10^3 cm^{-3}, 30 K de température et une turbulence de ≈ 1.5 km/s. Ces modèles arrivent à expliquer convenablement la variation du rapport (2,2)/(1,1), mais l'intensité de la raie (1,1) varie d'une façon trop raide avec le paramètre d'impact, quand on regarde à travers le coeur ou simplement à travers l'enveloppe.

Dans la deuxième famille de modèles nous supposons une structure $n \propto r^{-1.3}$, $T_k \propto r$, $\Delta v \propto r$. Nous avons fait varier la densité centrale et les valeurs au centre et au bord de la température et des largeurs pour trouver la solution qui s'ajuste le mieux aux observations. Nous arrivons ainsi à la conclusion qu'une densité centrale de ≈ 2 10^5 cm^{-3} (qui tombe à ≈ 1 10^4 cm^{-3} à 0.04 pc du centre) est bien adaptée. La densité au bord des condensations est 1.5 10^3 cm^{-3}. La température varie de 11 K au centre à 30 K au bord, les largeurs de 0.3 km/s au centre à 1.2 km/s au bord. Le nuage a une masse de 2 $M_\odot$ et une densité projetée de ≈ 6 10^{14} cm^{-2}, ce qui donne A_V ≈ 20 mag pour une abondance de 3 10^{-8}. La raie (1,1) est thermalisée dans les couches profondes ($r \leq 0.04$ pc) mais l'excitation est sub-thermal dans le reste du nuage : dans la moitié extérieure T_{ex} ≈ 3.5 - 4.5 K. L'opacité totale de la raie (1,1) est $\tau \approx 3$ (pour la ligne de visée du centre du nuage) alors que la raie (2,2) est optiquement mince ($\tau \approx 0.2$). Cette configuration explique bien aussi les variations spatiales des intensités des raies et des rapports entre les raies (1,1) et (2,2). Ainsi quand on regarde au centre, le rapport d'aires integrées est ≈ 5, alors que pour un rayon d'impact = 0.1 pc, le rapport est ≈ 3.

E.- CONCLUSION.

Les principales conclusions de ce chapitre sont :

1.- Par des observations d'ammoniac au voisinage de IC348, nous avons mis en évidence l'existence de trois globules denses ($n(H_2) \approx 1\text{-}4\ 10^4\ cm^{-3}$).

2.- La température cinétique de ces globules croit du centre ($T_k \approx 13\text{-}16$ K) au bord ($T_k \geq 20$ K pour les positions où $N(NH_3) \leq 10^{14}\ cm^{-2}$).

3.- Les largeurs des raies (1,1) croissent du centre des globules ($\Delta v \approx 0.5\text{-}0.6$ km/s) au bord ($\Delta v \geq 0.8\text{-}1$ km/s). Les raies (2,2) sont plus larges, indiquant qu'elles sont formées de préférence aux bords.

4.- Ces globules ont des masses $1\text{-}5\ M_\odot$ chacun et sont probablement en équilibre, supportés par la turbulence (et/ou le champ magnétique).

5.- Aucun signe d'interaction entre le gaz et la source IR détectée par Strom et al.(1974) n'est observé.

6.- La distribution spatiale de l'émission d'ammoniac est très bien reproduite par des modèles de transfert radiatif, dans lesquels : (i) la température et l'élargissement des raies ("turbulence") augmentent linéairement du centre au bord, (ii) le profil de densité est $n(r) \propto r^{-1.3}$ (et se raccorde donc à celui de la région 1 mag $\leq A_V \leq$ 6 mag déterminé dans le chapitre III).

7.- Nous avons déterminé une abondance moyenne d'ammoniac de $3\text{-}6\ 10^{-8}$. Cette détermination ne pourra être raffinée que par des observations ultérieures à haute résolution spatiale ($\leq$ 40 ") de $C^{18}O$. Les résultats de ces observations combinés aux résultats exposés ici permettraient de préciser quelle est la variation de la température en fonction de l'extinction visuelle.

REFERENCES

Allen, C.W.:1973, "Astrophysical Quantities" (Athlone, London).

Auer, L.H., and Mihalas, D.:1971, J.Q.S.R.T., 11, 573.

Boland, W., and de Jong, T.:1984, Astron. Astrophys., 134, 87.

Blaauw, A.:1952, B.A.N., 11, 405.

Clavel, J., Viala, Y.P., and Bel, N.:1978, Astron. Astrophys., 65, 435.

Dickman, R.L., and Clemens, D.P.:1983, Astrophys. J., 271, 143.

Falgarone, E.,and Puget, J.L.:1985, Astron. Astrophys., 142, 157.

Fredrick, L.W.:1956, Astron. J., 61, 437.

Fulkerson, S.A., and Clark, F.O.:1984, Astrophys. J., 287, 723.

Gingrich, C.H.:1922, Astrophys. J., 56, 139.

Green, S.:1982, preprint.

Harris, D.L., Morgan, W.W., and Roman, N.G.:1954, Astrophys. J., 119, 622.

Johnson, H.H.:1960, P.A.S.P., 72, 10.

de Jong, T., Dalgarno, A., and Boland, W.:1980, Astron. Astrophys., 91, 68.

Kahane, C.:1982, Thèse. Université de Grenoble.

Loren, R.B., Sandqvist, Aa, and Wootten, A.:1983, Astrophys. J., 270, 620.

Lucas, R.:1976. Thèse. Université Paris VI.

Neckel, T.:1984, communication privée.

Rybicki, G.B.:1971, J.Q.S.R.T., 11, 589.

Sandqvist, Aa, and Bernes, C.:1980, Astron. Astrophys., 89, 187.

Snell, R.L.:1981, Astrophys. J. Supp. Ser., 45, 121.

Strom, S.E., Strom., K.M., and Carrasco, L.:1974, P.A.S.P., 86, 798.

Young, J.S., Goldsmith, P.F., Langer, W.D., Wilson, R.W., and Carlson, E.R.:1982, Astrophys. J., 261, 513.

Walmsley, C.M., and Ungerechts, H.:1983, Astron. Astrophys., 122, 164.

IX

LES GLOBULES L1448 ET L1455

A.- RESUME.

Nous présentons dans ce chapitre les résultats préliminaires d'observations récentes (Février 1985) d'ammoniac et de cyanoacétylène dans des condensations du complexe de Persée. Les globules L1448 et L1455 présentent une émission $NH_3(1,1)$ intense et très étendue. Les proprietés physiques qu'e l'on en déduit sont comparables à celles de B1, les deux globules ont des densités centrales $\geq 10^4$ cm^{-3} et leur température est $\approx$ 12 K. Les régions émettrices en $NH_3(1,1)$ ont des masses de 40- 50 $M_\odot$. Ces globules sont donc plus massifs et chauds que TMC1.

Nous avons exploré différents catalogues d'étoiles jeunes et de sources infrarouges, dont celui de sources ponctuelles d'IRAS, et plusieurs objets sont enfouis dans ces deux globules. Les sources infrarouges sont associées à des grains de poussière à des températures $T_d \approx$ 20- 150 K. Mais à partir des données ammoniac aucun effet de chauffage local du gaz n'est observé sur la ligne de visée de ces objets. Dans L1448 les données IRAS révèlent la présènce d'une source intense en infrarouge lointain (L(100 μm) $\approx$ 5 $L_\odot$). Dans L1455 nous trouvons trois objets candidats pour l'origine du flot à grande vitesse détecté par Frerking et Langer (1982) et cartographié par Goldsmith et al. (1984).

Nous avons calculé enfin le rapport de densités projetées ammoniac / cyanoacétylène dans les condensations de Persée et nous trouvons que ce rapport est $\approx$ 10 fois plus grand que dans TMC1-HC_3N ou L1495 (voir AII). Les causes de ces variations (où même leur possible corrélation avec des variations d'autres paramètres physiques, par exemple la densité ou la température) restent peu claires.

B.- INTRODUCTION.

Les globules du Taureau sont caractérisés par une émission inusuellement intense de raies de rotation de cyanopolyines (voir AII) alors que leur émission d'ammoniac est modérée. Néanmoins, des régions de densités et de températures tout à fait comparables présentent des disparités remarquables d'abondances moléculaires. Par exemple, dans TMC1 le rapport R = $[NH_3]/[HC_3N]$ varie d'un facteur ≈ 6 entre la position du pic d'ammoniac (R ≈ 30) et la position du pic de cyanopolyines (R ≈ 5) (Tölle et al., 1981 ; Churchwell et al., 1984). Ces deux positions sont séparées par une distance de 0.2 pc. Les modèles chimiques ne peuvent pas, à l'heure actuelle, rendre compte de ces variations. Il est donc souhaitable de multiplier les mesures du rapport ammoniac / cyanopolyines dans différents nuages dans le but de trouver des effets de variation systèmatiques.

Dans le complexe de Persée il n'y avait pas eu jusqu'à présent de mesures du rapport d'abondances ammoniac / cyanopolyines. Nos observations de HC_5N dans B1 (voir VI ; Bachiller et Cernicharo, 1984) indiquaient que dans cette source le rapport $[NH_3]/[HC_5N]$ était au moins 10 fois plus élevé que dans le pic cyanopolyines de TMC1. Quelques observations, de HC_5N également, dans IC348 effectuées à Effelsberg lors des observations d'ammoniac (cf. Chap. VIII) indiquaient des limites comparables. Pour mesurer le rapport d'abondances ammoniac / cyanopolyines dans les globules du complexe de Persée il semblait beaucoup plus adéquat de mesurer l'émission de HC_3N car cette molécule est ≈ 3 fois plus abondante que HC_5N dans les globules du Taureau (Cernicharo et al., 1984 ; AII) et ≈ 13 fois plus abondante dans Orion (Bujarrabal et al., 1981). Les observations de la raie J = 2-1 de HC_3N à 18.2 GHz sont particulièrement intéressants car la structure hyperfine de cette raie est résolue. Les rapports d'intensité des composantes hyperfines permettent de déduire si l'émission est optiquement épaisse. D'autre part, l'intensité des raies HC_3N (J->J') est maximale dans TMC1 pour les transitions J=2-1, J=3-2 (Walmsley et Wilson, 1985).

Nous avons donc effectué des observations de la

raie HC_3N (J=2-1) et de NH_3, (1,1) et (2,2), dans les condensations du complexe de Persée. Les fragments L1448 et L1455, qui d'après les observations ^{13}CO et $C^{18}O$ de Bordeaux apparaissaient comme les plus semblables (en intensité et largeurs de raies) aux condensations du Taureau ont été cartographiés avec plus de détail que le reste.

Ces deux globules (L1448 et L1455) ont été aussi cartographiés dans les raies (1,1) et (2,2) de NH_3. Nous avons montré dans le Chap. VIII l'intérêt de cette molécule pour l'étude des régions les plus denses des nuages sombres. Les observations d'ammoniac de L1448 et L1455 nous permettent de mettre en evidence leur structure et de calculer leurs paramètres physiques. Il est intéressant de comparer les propriétés de ces globules à leur population d'objets jeunes. Le catalogue de sources ponctuelles d'IRAS s'est avéré une source très riche d'informations.

C.- OBSERVATIONS ET ANALYSE.

Les observations ont été effectuées avec l'antenne de 42 m du NRAO (Green Bank, USA) en Février 1985. Le lobe de l'antenne est de ≈ 1.6' et la température de système de 40- 60 K selon la fréquence (18- 22 GHz). Les raies (1,1) et (2,2) de NH_3 ont été observées simultanément en divisant l'autocorrélateur en deux parties de 512 et 256 canaux qui étaient centrées respectivement sur les fréquences des raies (1,1) et (2,2). La résolution spectrale était de ≈ 9.8 kHz (≈ 0.12 km/s). Les globules L1448 et L1455 ont été cartographiés avec un espacement de 1.25' (Figs. IX-1 et IX-2). Pour les positions centrales de ces globules nous avons obtenu des spectres avec un très bon rapport signal/bruit (Fig. IX-3) dans le but de calculer la température cinétique et la densité projetée avec précision. Les globules B1 Est, B3 et la région Nord de B1 (cf Fig X-1) ont été explorés au moyen de cartographies rapides, mais nous n'avons pas détecté d'émission intense dans ces régions ($T_B \leq 1K$).

Les régions centrales de L1448, L1455 et B1 ont été cartographiées aussi dans la raie (J=2-1) de HC_3N. Les 1024 canaux de l'autocorrélateur avec une bande de 5 MHz donnaient une résolution spectrale de 0.08 km/s, cette configuration permettant l'observation de toutes les composantes hyperfines de la raie ; cependant, l'émission étant faible, seules les composantes F=3-2 et F=2-1 ont été bien détectées (voir Fig. IX-3).

La calibration a été effectuée à l'aide d'un tube à bruit. Le pointage et la focalisation ont été testés toutes les deux heures sur la radiosource 3C84. Les donnés ont été corrigées des variations de d'efficacité en ouverture de l'antenne selon l'angle horaire (Batrla, 1985).

Les donnés d'ammoniac ont été analysées avec la même procédure que celle employée pour la réduction des donnés d'IC348 (voir Chap. VIII). Les profils observés ont été ajustés par des gaussiennes qui tiennent compte de la structure hyperfine. La température cinétique a été calculée à partir du rapport (2,2)/(1,1), et la densité moyennant un modèle à deux niveaux.

Pour HC_3N nous avons utilisé un modèle de transfert

de rayonnement à grand gradient de vitesse (LVG). Les sections efficaces de collision sont celles de Green et Chapman (1978). Nous avons inclus les 20 premiers niveaux de HC_3N dans ces calculs. Une fois les densités et les températures calculées à partir de NH_3, le modèle LVG nous permet de déterminer la densité projetée de HC_3N. En fait nous avons constaté que les raies de HC_3N sont optiquement minces dans toutes les positions observées. Dans ces conditions, la densité projetée de HC_3N est proportionnelle à l'aire intégrée de la raie. Pour la composante F=3-2, à $T_k \approx 10K$, la densité projetée totale de HC_3N peut être calculée approximativement par $N(HC_3N) \approx 4\ 10^{13}\ T_B\ \Delta v\ cm^{-2}$ où T_B et Δv sont l'intensité (en K) et la largeur (en km/s) de la composante F=3-2. Ce résultat est en bon accord avec les calculs de Churchwell et al (1984).

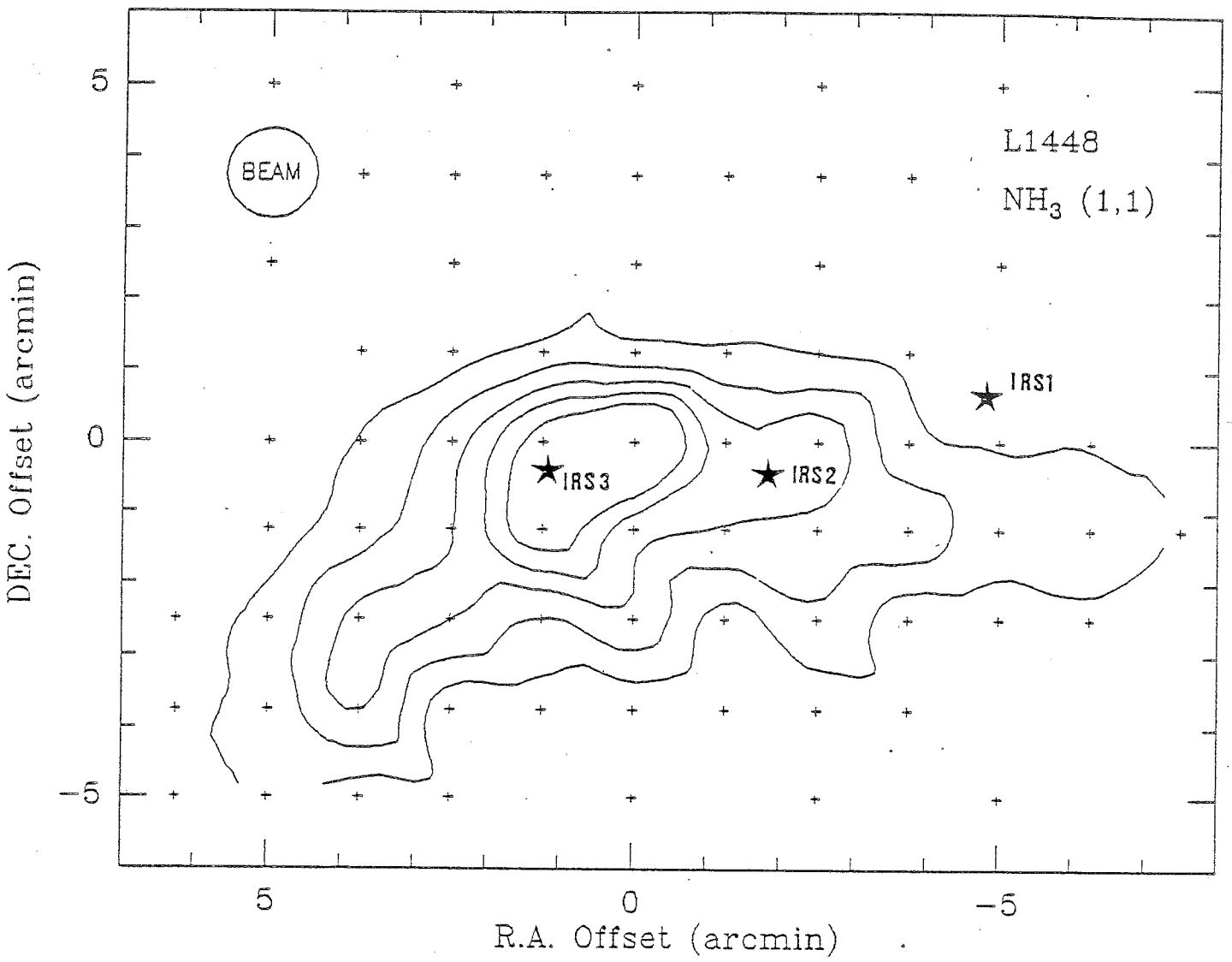


Figure IX-1a : Emission intégrée du groupe principal de composantes hyperfines de NH_3 (1,1) dans L1448. Les contours sont 0.7, 1.4, 2.1,...K km/s. Les positions des sources IRAS sont indiquées par ★. Les croix représentent les positions observées. La position (0,0) est : α = 03 22 26.0, δ = 30 35 12.

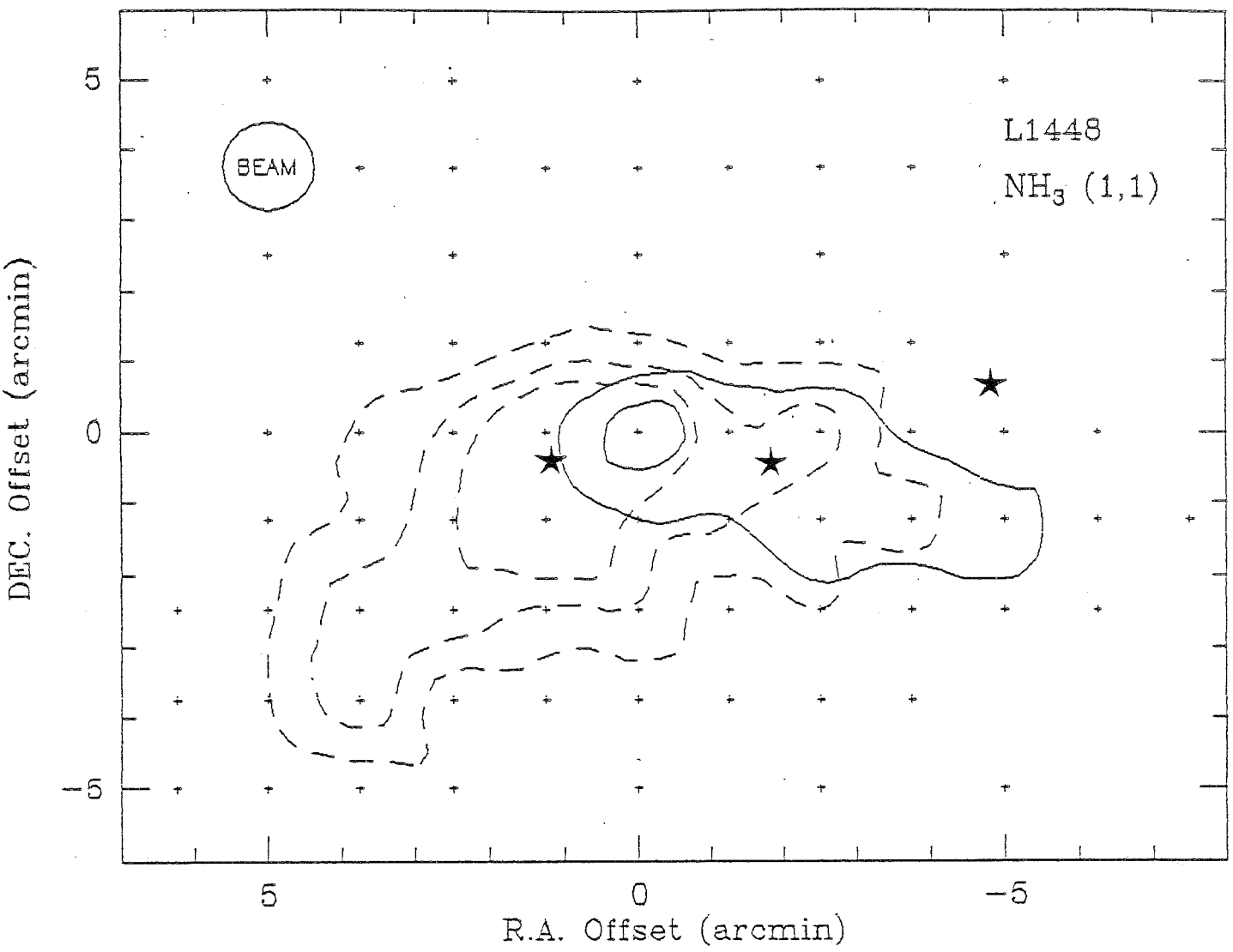


Figure IX-1b : Comme la Fig. IX-1a, mais les contours représentent l'émission intégée du groupe principal de composantes hyperfines entre 4 et 4.5 km/s (tireté),et entre 4.5 et 5 km/s (ligne continue). Les contours sont 0.7, 1.4, 2.1,... K km/s

Figure IX-2a : Emission intégrée du groupe principal de composantes hyperfines de $NH_3(1,1)$ dans L1455. Les contours sont 0 7, 1.4 2.1,... K km/s. Les positions des sources IRAS sont indiquées par ★. Les croix représentent les positions observées. Les coordonnées (1950) de la position centrale de la carte sont : α = 03 24 36.2, δ = 30 02 40

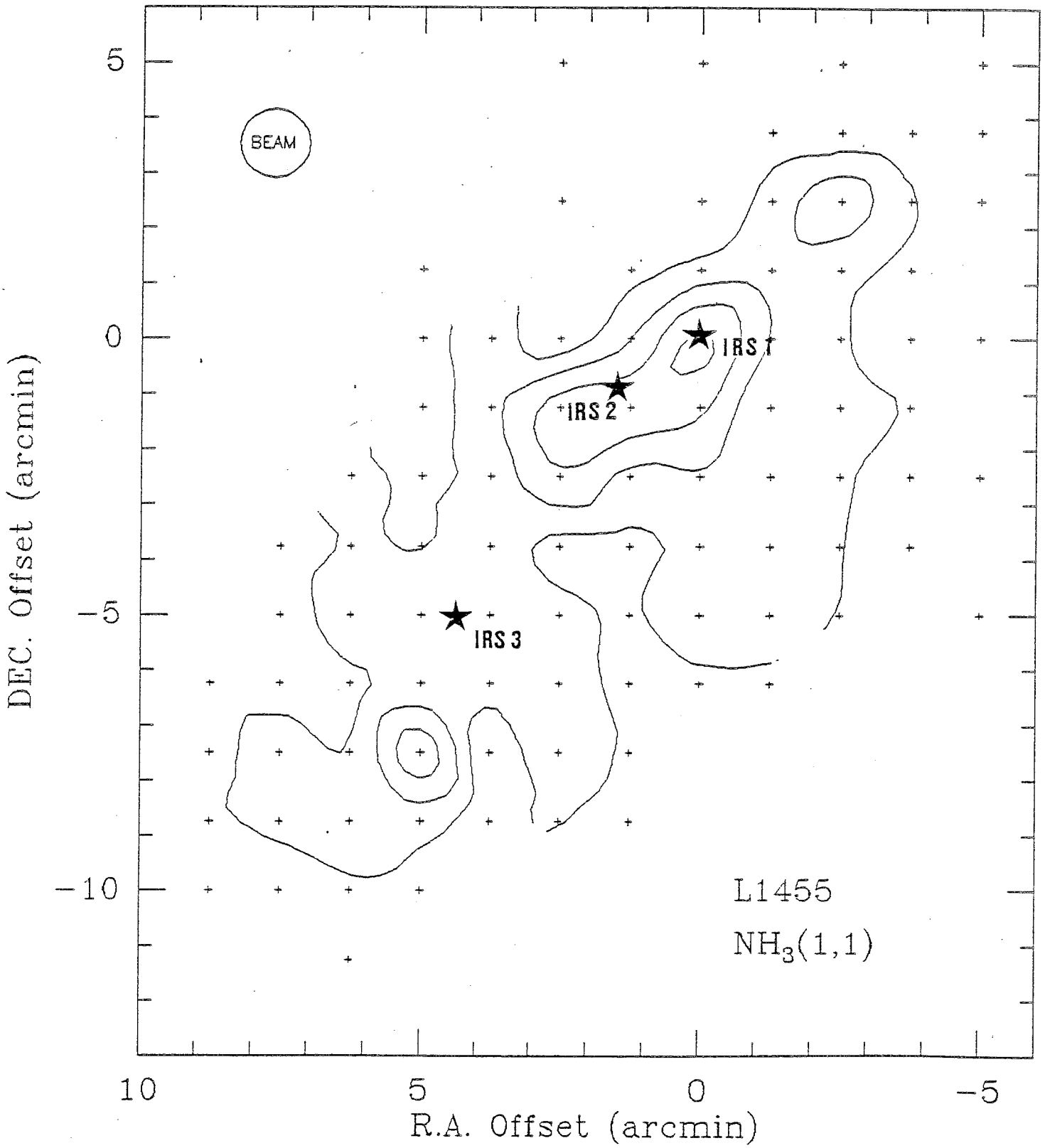


Figure IX-2b : Comme pour la Fig. IX-2a, mais les contours de l'émission de CO à grande vitesse ont été aussi représentés. Les lignes continues les plus grosses indiquent les contours d'émission de CO integrée dans l'intervalle de vitesses -10 à 3 km/s ("bleu"). Les contours d'émission intégrée entre 8 et 20 km/s ("rouge") sont indiqués par des lignes pointillées. Les contours d'émission CO sont 4, 6, 8, ...K km/s et ont été tirés de Goldsmith et al. (1984)

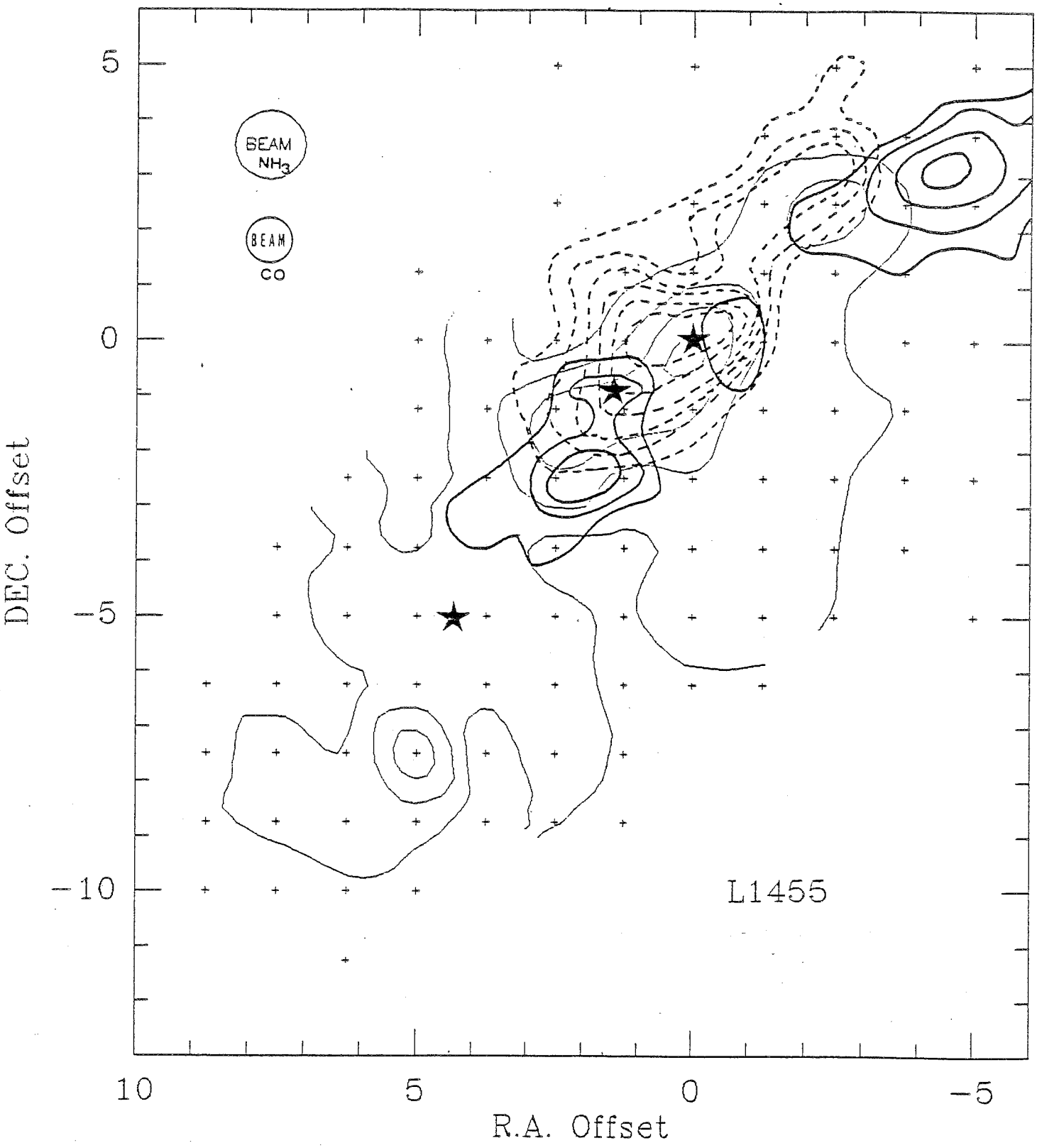
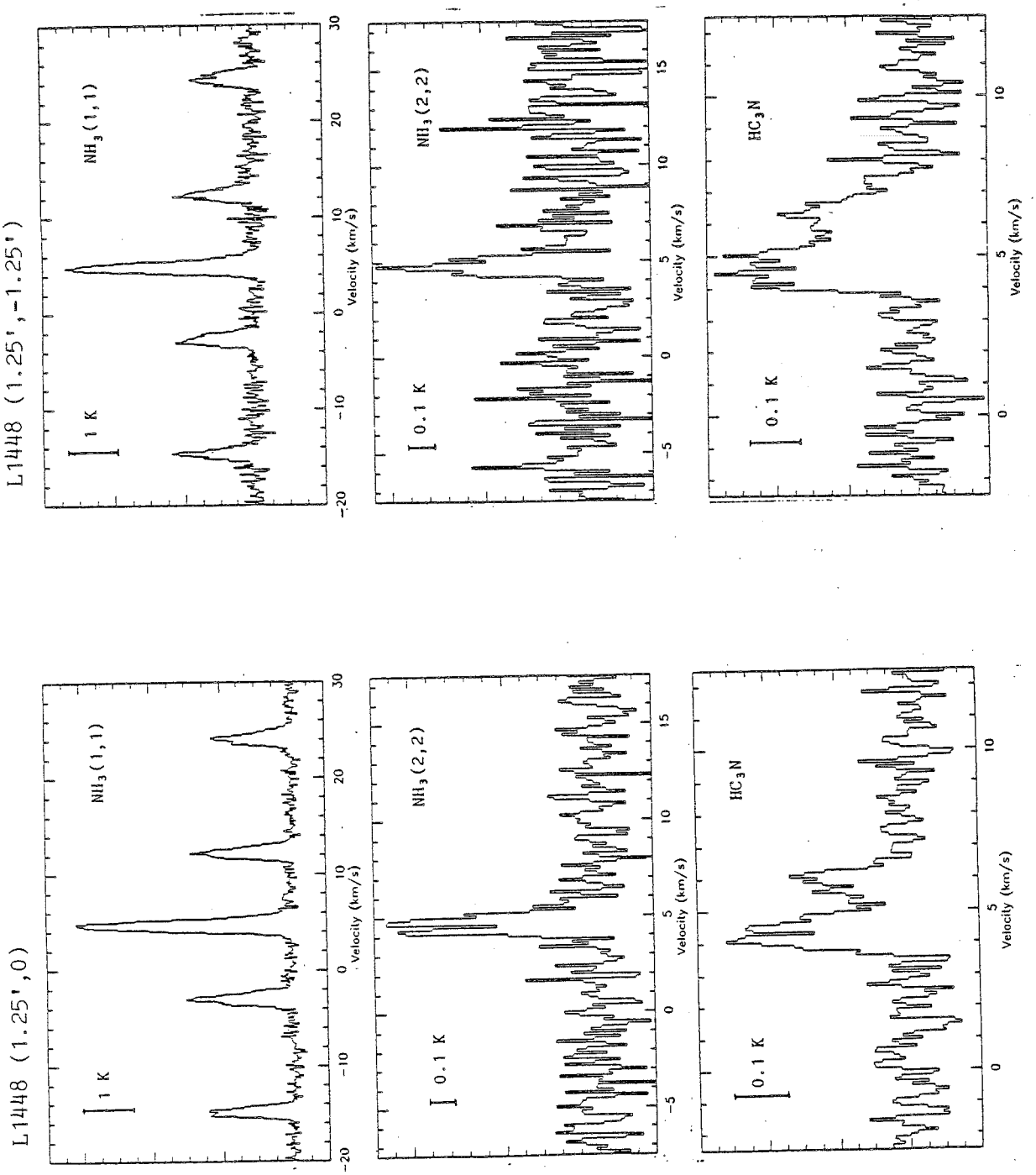


Figure IX-3 : Spectres de $NH_3(1,1)$, (2,2) et HC_3N (J=2-1, F=3-2 et F=2-1) dans quelques positions de L1448, L1455 et B1. La résolution spectrale est 0.12 km/s (NH_3) et 0.08 (HC_3N). Les spectres NH_3 de B1 ont été obtenus avec le téléscope de 100 m d'Effelsberg (résolution spectrale 0.15 km/s)



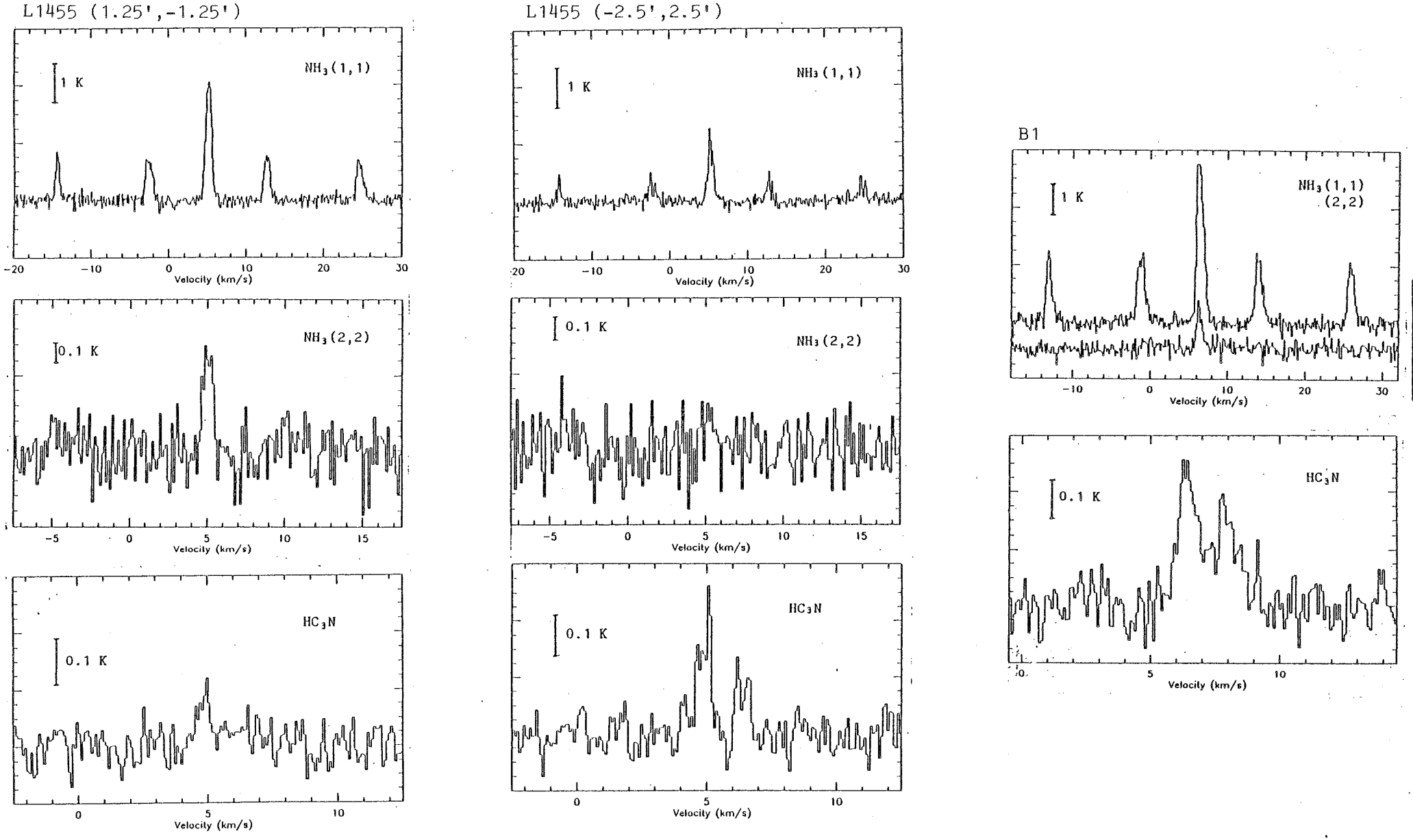


Figure IX-3 (suite)

D.- RESULTATS.

1.-Le globule L1448

Le globule L1448 (=B203) n'avait pas été observé auparavant à haute résolution spatiale. Cependant, sur nos cartes d'extinction visuelle (Fig IV-1) et d'émission ^{13}CO (Fig. IV-2) il apparaît comme très opaque. Il est situé à la périphérie du trou moléculaire au sud de NGC1333. En $C^{18}O$ il présente une forme allongée (voir Fig. AI-1b), ses dimensions sont ≈ 15' x 7' (≈ 1.3 pc x 0.7 pc, pour une distance de 300 pc). La densité projetée de $C^{18}O$ est 1.5 10^{15} cm^{-2} dans la position centrale. D'après le rapport $C^{18}O/A_V$ déterminé dans le chapitre IV, l'extinction visuelle moyennée sur le lobe central de ≈ 5' de Bordeaux est A_V ≈ 5 mag et la masse de la région émettrice en $C^{18}O$ est de ≈ 10^2 $M_\odot$.

La Fig IX-1a présente la carte de la raie (1,1) d'ammoniac obtenue avec l'antenne du NRAO. Le globule présente la même forme allongée qu'en ^{13}CO ou $C^{18}O$, mais l'émission NH_3 s'étend sur une region plus restreinte (≈ 1 pc x 0.5 pc). La température cinétique moyenne de la région centrale du globule, calculée à partir du rapport (2,2)/(1,1), est de ≈ 12 ± 1 K. La densité centrale (position (1.25', 0') sur la carte de la Fig. IX-1a) est ≈ 2.9 10^4 cm^{-3} et la densité projetée totale (ortho+para) de NH_3 dans cette position est ≈ 9.5 10^{14} cm^{-2}. La densité projetée de NH_3 moyennée sur le lobe central de ≈ 5' des observations $C^{18}O$ de Bordeaux, où $\langle A_V \rangle$ ≈ 5 mag, est 2 10^{14} cm^{-2}, ceci donne une abondance $x(NH_3)$ ≈ 5 10^{-8}. La masse du coeur visible en $NH_3(1,1)$ est ≈ 50 $M_\odot$. C'est à dire comparable à celle du coeur de B1.

Les spectres de la position du pic NH_3 montrent un profil à deux composantes. Ces deux composantes sont bien visibles sur le spectre de la raie (2,2) (Fig. IX-3). Leurs vitesses sont 4.2 et 4.7 km/s. La proximité en vitesse des deux composantes fait que leur émission n'est pas bien résolue dans les autres positions. Cependant les grandes vitesses dominent dans la région Ouest alors que la composante à 4.2 km/s domine dans la région Est. Sur la carte de la Fig IX-1b nous présentons l'émission intégrée du groupe principal de composantes hyperfines de $NH_3(1,1)$

dans les intervalles 4- 4.5 km/s et 4.5- 5 km/s. Le fragment à 4.2 km/s est plus étendu que celui à 4.7 km/s. Bien que les profils ne soient pas clairement doubles pour toutes les positions de la région de recouvrement, les raies sont plus larges dans cette région ($\Delta v \approx 0.8$ km/s) que dans la région où seule la raie à 4.2 km/s est présente ($\Delta v \approx 0.5$ km/s).

Trois étoiles au voisinage de L1448 sont repertoriées dans le catalogue de sources ponctuelles d'IRAS (voir Table IX-1 Fig. IX-4, et position sur Fig. IX-1). L'étoile IRS-1 a également été observée par Cohen et Kuhi (1979) dans le visible. Elle est située à la périphérie du globule de l'ammoniac. Cette étoile de magnitude apparente V = 19.5 mag présente une émission Hα intense. Elle pourraît être associée à une nébulosité car la position de cette étoile correspond à celle de l'objet RNO13 de la liste d'objets rouges et nébuleux (RNO) de Cohen (1980). La température de couleur à partir du rapport 60 µm/ 100 µm est de ≈ 25 K. Les rapports 25 µm/60 µm et 12 µm/25 µm indiquent qu'une partie de la poussière a des températures ≈ 100K- 150 K. D'après les mesures IRAS, cette étoile pourraît être variable. Les flux IRAS sont la moitié environ de ceux de la source IRS-1 de B5 (Beichman et al, 1984), si nous supposons que les spectres dans l'infrarouge proche de ces deux étoiles sont comparables, la luminosité totale de la source IRS-1 de L1448 serait de ≈ 5 $L_{\odot}$.

La source IRS-2 est observée comme ponctuelle par IRAS à 25 µm. Elle présente une émission intense à 60 µm (densité de flux S(60 µm) = 14±2 Jy). Le rapport 25 µm/60 µm indique une température de couleur de ≈ 50 K. Cette source n'a pas été détectée à 100 µm probablement à cause de la confusion avec l'émission du reste du nuage.

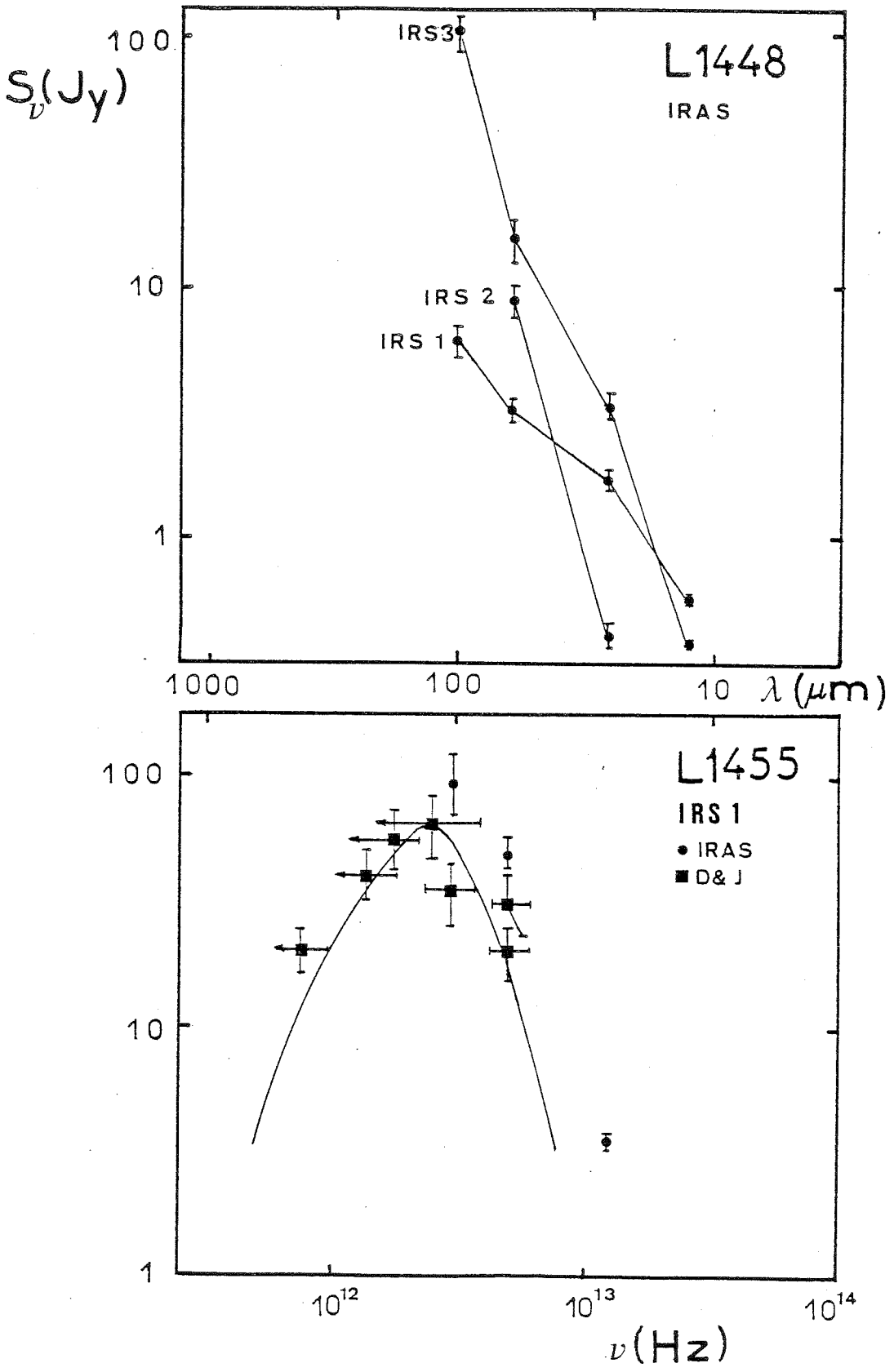
La source IRAS la plus lumineuse à 100 µm dans L1448 est IRS-3 (densité de flux S(100 µm) = 167 ± 23 Jy). Elle a été détectée dans les quatre bandes IRAS (voir Fig. IX-4). Les rapports 25 µm/ 60 µm et 12 µm/ 25 µm indiquent la présence de poussières à des températures ≈ 50 et ≈ 115 K respectivement, alors que le rapport 60 µm/ 100 µm indiquerait la présence de poussières à ≈ 25 K. Cette source coincide avec le pic d'émission d'ammoniac. Les

Table IX-1 : Sources IRAS dans L1448 et L1455

	Position		Densité de flux (Jy)				Température de couleur			Commentaires
	α(1950)	δ(1950)	S_ν(12μm)	S_ν(25μm)	S_ν(60μm)	S_ν(100μm)	12/25	25/60	60/100	
L1448										
IRS 1	$03^h22^m04.7^s$	30°35'49"	0.90±0.05	2.8±0.2	~4.0±0.4	~9.6±1.2	150K,	~100K,	~25K	CK1, RNO13, ~$5L_\odot$
IRS 2	03 22 17.9	30 34 40	< 0.3	0.65±0.08	14±2	< 167		50K		
IRS 3	03 22 31.5	30 34 49	0.61±0.05	5.2±0.4	25±5	167±23	115K,	70K,	20K	RNO14 ?, L(100μm)~$5L_\odot$
L1455										
IRS 1	03 24 34.9	30 02 36	< 0.3	3.4±0.2	47±5	92±21		55K,	30K	(*)
IRS 2	03 24 43.2	30 01 40	1.8±0.1	< 1.2	< 2.5	< 92				CK2, RNO15
IRS 3	03 24 56.2	29 57 40	< 0.3	< 0.4	0.68±0.05	< 7				

(*) Cette source a été aussi étudiée par Davidson et Jaffe (1984), voir Fig. IX-4.

Figure IX-4 : Densité spectrale de flux des sources ponctuelles IRAS dans L1448 (haut) et L1455/IRS1 (bas). Pour L1455 les mesures de Davidson et Jaffe (1984) sont indiquées par ■ . La ligne continue représente une fonction proportionnelle à νB_ν (30 K) (densité de flux attendue pour des grains d'émissivité proportionnelle à la fréquence).



mesures 12 µm, 25 µm, 60 µm semblent indiquer qu'une source se trouve enfouie dans cette position où l'émission de NH_3 est maximale. Nous avons vu que deux composantes en vitesse sont présentes dans cette position. Ceci complique le calcul de la température cinétique du gaz, la température moyenne calculée sans tenir compte de la duplicité du profil est 12.6 ± 0.2 K, cette température n'est pas plus élevée que les températures des positions voisines. La luminosité integrée aux quatre bandes IRAS est ≈ 8 $L_\odot$ dont 5 $L_\odot$ sont émisses à 100 µm. A nôtre connaissance la photométrie dans l'IR proche de cette source n'a pas été effectuée. Elle pourraît correspondre à l'objet RNO14 de Cohen (1980) qu'il décrit comme une étoile brillante avec une nébuleuse irrégulière.

La région de ≈ 5' au nord de L1448 est, d'après les cartes du Palomar Observatory Sky Survey, clairement brillante. Il s'agit d'une nébuleuse par réflexion (vdB 13 = DG 15 = B54, voir liste de nébuleuses et reférences dans le chapitre I) excitée par l'étoile BD+30°540. Racine (1968) a déterminé le type spectral (B8V) et la distance (288 pc) de cette étoile. Cette nébuleuse paraît donc se trouver associée physiquement au nuage moléculaire dont elle constituerait le bord Nord. Compte tenu de la luminosité modeste d'une étoile B8V (≈ 10^2 $L_\odot$, Allen, 1973) et de sa distance au bord du nuage moléculaire (≥ 1 pc), la densité de rayonnement au bord nord du nuage ammoniac L1448 ne s'en trouve pas très augmentée (<1 fois le champ interstellaire moyen sans tenir compte de l'extinction entre l'étoile et le nuage).

2.- Le globule L1455

L1455 (= B204, B206) est situé ≈ 1° au sud de NGC1333. Nos observations mettent en évidence l'existence d'émission NH_3 sur une région très étendue (≈ 1pc x 0.5 pc). Le pic principal est sur la ligne de visée de la source IRS-1 étudiée par Davidson et Jaffe (1984) (le spectre infrarouge de cet étoile est représenté dans la Fig. IX-4). La carte $NH_3(1,1)$ (Fig. IX-2a) revèle une structure fragmentée. Le fragment principal a une masse de ≈ 20 $M_\odot$, la température cinétique moyenne de la région centrale est de ≈ 12 K et aucun changement de température

n'est observée dans cette région centrale. Pour le pic d'émission NH_3 nous calculons une densité de 1.4 10^4 cm^{-3} et une densité projetée de NH_3 de ≈ 4 10^{14} cm^{-2}. Les deux condensations en dehors du fragment principal ne sont pas résolues spatialement par nos observations, elles ont de masses M ≈ 1- 2 $M_\odot$. La masse totale de la région émetrice en $NH_3(1,1)$ est ≈ 40 $M_\odot$.

Davidson et Jaffe (1984) ont effectué des mesures photométriques de la source infrarouge IRS-1 dans l'intervalle 60- 400 μm (Fig. IX-4). Les mesures IRAS à 60 μm et à 100 μm donnent des densités de flux qui sont 2-3 fois plus élevées que les valeurs de Davidson et Jaffe. Etant donné que cette source est située dans la position du pic d'ammoniac, l'émission est probablement étendue ; ceci et les difficultées liées à la calibration des mesures infrarouges pourraît être l'origine de ces differences. Davidson et Jaffe calculent une luminosité de ≈ 5 $L_\odot$ pour cette source, la température de couleur de la poussière à partir du rapport 60 μm/ 100 μm est T_d ≈ 30- 40 K. D'autre part, le rapport IRAS 25 μm/ 60 μm indique aussi la présence de poussière à 50- 60 K. Cette source n'a pas été détectée par IRAS à 12 μm. La masse de la région émettrice entre 60 et 400 μm est de ≈ 0.7 $M_\odot$ (d'après Davidson et Jaffe). A partir des donnés d'ammoniac nous n'observons pas d'augmentation significative de la température du gaz sur la ligne de visée de IRS-1 (T_k = 13.0 ± 0.8 K).

La source IRS-2 coincide avec l'étoile à émission Hα no. 2 de la région NGC1333 de Cohen et Kuhi (1979) (CK2). Elle a une densité de flux de ≈ 1.8 Jy à 12 μm d'après les mesures IRAS, mais elle n'a pas été détectée dans les autres bandes. Cette source correspond à l'objet nébuleux RNO15 de Cohen (1980).

La source IRS-3 est détectée par IRAS à 60 μm (densité de flux S(60 μm) = 0.68 ± 0.05 Jy), sa nature est inconnue. Mais puisque la densité de sources à 60 μm détectées par IRAS est seulement de 0.65 sources par degré carré (Rowan-Robinson et al., 1984), cette source est probablement reliée au nuage moléculaire.

Les seules observations moléculaires à haute résolution spatiale de L1455 disponibles avant les nôtres

étaient celles de CO de Goldsmith et al. (1984). Ces auteurs observent des raies de CO présentant des ailes sur une région de 10'x 3' (voir Fig. IX-2b). L'existence de gaz à grande vitesse avait été dejà signalée par Frerking et Langer (1982). D'après la Fig. IX-2b, l'émission d'ammoniac semble bien plus étendue que l'émission du gaz à grande vitesse. Cependant la région sud autour de IRS-3 n'a pas été cartographiée par Goldsmith et al., il serait intéressant d'étendre vers le Sud la carte de ces auteurs. Le gaz à grande vitesse presente une structure complexe, contrairement à d'autres nuages où les flots à grande vitesse sont clairement bipolaires. Goldsmith et al. (1980) interpretent la structure du flot de L1455 comme étant une composition de deux flots bipolaires voisins. Ils proposent la source IRS-2 (=CK2 = RNO15) comme source excitatrice du flot sud, ils se basent (i) sur une augmentation de la température d'antenne de ^{13}CO sur la ligne de visée de cette source, et (ii) sur la proximité de IRS-2 du centre de symétrie du flot. Nos données d'ammoniac ne montrent pas d'augmentation de la température cinétique sur la ligne de visée de IRS-2. Nous obtenons pour cette position T_k = 12.5 ± 0.5 K, une valeur tout à fait comparable à celles des positions voisines. L'émission ^{13}CO est très opaque dans ces positions et la possibilité que la raie (J=1-0) ne soit pas thermalisée sur toute la ligne de visée ne peut pas être rejetée, cet effet compliquerait l'interprétation des donnés ^{13}CO de Goldsmith et al.. Nous pensons donc que la mesure de la température cinétique à partir des donnés d'ammoniac est plus représentative que l'intensité des raies de ^{13}CO et que les arguments de Goldsmith et al. ne permettent pas de conclure à coup sûr que IRS-2 soit la source excitatrice du flot à grande vitesse. Leur conclusion est aussi mise en doute parce que (i) le voisinage de la source IRS-3 n'a pas été cartographié, et (ii) la source IRS-1, qui se trouve seulement ≈ 1.5' au nord-ouest, a une luminosité de ≈ 5 $L_\odot$ et ne peut pas être rejetée comme responsable possible d'au moins une partie du flot gazeux.

3.- Valeur du rapport NH_3/HC_3N dans les globules de Persée

Dans la Table IX-2 nous indiquons les valeurs de la

Table IX-2

Position[1]	T_k (K)	$n(H_2)$ ($10^4 cm^{-3}$)	$N(NH_3)$ ($10^{13} cm^{-2}$)	$N(HC_3N)$ ($10^{13} cm^{-2}$)	R
L1448 (0,0)	11.5±0.5	1.9	81	0.77	105
(1.25',-1.25')	11.9±0.5	2.3	76	1.9	40
(1.25',0)	12.6±0.2	2.9	95	1.5	65
(2.5;-2.5')	13±2	0.27	24	0.21	114
(2.5',-1.25')	13.1±1.0	1.1	39	0.49	80
(2.5', 0)	10.5±1.5	1.4	36	< 0.35	> 103
(3.75,-3.75')	8.5±1.0	0.71	72	"	> 206
(3.75',-2.5')	11.5±1.0	1.2	46	"	> 131
(-1.25',0)	11.1±0.7	0.88	42	"	> 120
L1455 (0,0)	13.0±0.8	0.75	27	~ 0.4	~ 68
(-2.5',2.5')	11±2	0.90	22	0.56	37
(-1.25',1.25')	14±2	0.88	22	~ 0.4	~ 55
(0,-1.25')	12.0±0.7	1.44	43	0.5	86
(1.25',-1.25')	12.5±0.5	1.61	38	0.21	181
B1 (pic NH_3)[2]	12±2	3.0	100	1.1	91

([1]) Les positions (1950) des points de reference sont :
L1448, $\alpha = 03^h 22^m 26.0^s$, $\delta = 30°35'12"$
L1455, $\alpha = 03\ 24\ 36.2$, $\delta = 30\ 02\ 40$
B1, $\alpha = 03\ 30\ 09.5$, $\delta = 30\ 57\ 26$ position du pic NH_3

([2]) Données NH_3 obtenues à Effelsberg.

densité projetée de HC_3N dans les positions centrales de L1455 calculées au moyen d'un modèle LVG (voir ci-dessus). Les raies sont optiquement minces dans toutes les positions et le rapport d'intensités des composantes (F=3-2)/(F=2-1) a la même valeur que celle à l'ETL (= 1.86).

La Fig IX-3 représente quelques uns des spectres observés. Nous constatons qu'il y a d'importantes variations dans le rapport des intensités des raies NH_3/HC_3N, ces différences se traduisent dans des différences dans le rapport de densités projetées. Par exemple la position (-2.5, +2.5) de L1455 (voir Fig. IX-2a) presente un rapport de densités projetées $R = N(NH_3)/N(HC_3N) \approx 37$ alors que la valeur moyenne de R dans les positions de L1455 où HC_3N a été détecté est $\langle R \rangle \approx 85$. Dans le globule L1448 le rapport R a une valeur moyenne $\langle R \rangle \approx 81$. Dans le pic d'ammoniac de B1 ce rapport vaut $R \approx 91$.

En moyenne, la valeur de R dans les globules de Persée est donc au moins un ordre de grandeur plus élevée que dans TMC1-HC_3N ($R \approx 5$) ou L1495 ($R \approx 10$, voir AII).

E.- DISCUSSION ET CONCLUSIONS.

Nos observations d'ammoniac ont mis en évidence l'existence de deux coeurs denses (n_{H2}(centre) ≈ 1- 3 10^4 cm^{-3}) à l'interieur des globules L1448 et L1455, qui présentaient une émission intense en ^{13}CO et en $C^{18}O$ d'après les observations de Bordeaux.

1.- Fragmentation et equilibre

Les deux coeurs ont une température de ≈ 12 K et des masses ≈ 40- 50 $M_\odot$. Cependant ils n'ont pas une structure simple. L1448 présente deux composantes en vitesse et L1455 apparaît fragmenté en au moins 2- 3 fragments. Des observations à plus haute résolution spatiale et spectrale sont nécessaires pour mettre en lumière la structure encore sousjacente de ces deux globules. Néanmoins, il paraît clair qu'ils sont constitués de plusieurs condensations de quelques (1- 20) masses solaires chacune. Chaque condensation vérifie approximativement l'équilibre du viriel (voir, par exemple, Myers, 1985) :

$$\sigma_v = 1.6\ n_4^{0.5}\ L \quad km/s$$

(L : taille en pc, $n_4 = n/10^4$, n : densité en cm^{-3}, σ_v : dispersion tridimensionnelle en vitesse d'une particule de masse moyenne μ = 2.33 u.m.a.). L'équilibre est aussi exigé par le fait que l'âge des objets protostellaires, enfouis dans le coeur, est au moins un ordre de grandeur plus élevé que le temps de chute libre (t_{ff} ≈ quelques 10^5 ans).

L'équilibre de ces condensations serait alors garanti par les mouvements de turbulence qui sont à l'origine de l'élargissement des raies (et/ou le champ magnétique). L'importance de la turbulence comme support face à l'effondrement gravitationnel a été souvent signalé (Zuckerman et Evans, 1974 ; Larson, 1981 ; Myers, 1983 ; Leung, 1985). La dispersion en vitesse des nuages de taille L ≈ 0.1- 100 pc semble obéir à une loi $\sigma_v \sim L^{0.5}$, cette loi pourraît aussi être adéquate pour des régions progressivement plus grandes dans un nuage donné (voir VIII). Il est encore incertain si cette loi de turbulence est le résultat d'un processus de cascade d'énergie (de façon analogue à la turbulence subsonique de Kolmogorov pour les fluides incompressibles) ou bien s'il s'agit

simplement d'une conséquence de la tendance des nuages qui ont une structure en densité $n \sim L^{-1.3}$ (voir III) à être en équilibre du viriel ($\sigma_v \sim n^{0.5}L$) ce qui imliqueraît $\sigma_v \sim L^{0.35}$ (Myers, 1983, 1985). Si les globules sont maintenus en équilibre par pression de turbulence il faut qu'il y ait une source externe d'énergie car la turbulence supersonique est dissipée en un temps beaucoup plus court que l'âge typique des objets enfouis dans les globules (Fleck, 1981 ; Myers, 1983).

2.- Interaction des sources enfouies avec le gaz

Des sources protostellaires sont enfouies à l'interieur des deux coeurs. Des six sources détectées par IRAS, cinq sont vraisemblablement des étoiles de type T Tauri (L1455/IRS3 est seulement détectée à 60 μm), deux sont des étoiles de magnitude apparente faible ($V \approx 19.5$ mag), presentent de l'émission Hα (Cohen et Kuhi, 1979) et sont associées à des nebulosités (Cohen, 1980). Les données IRAS impliquent l'existence de poussières à 20- 150 K. La température du gaz observée de ≈ 12 K est légèrement supérieure à celle qu'on attend pour le seul chauffage des rayons cosmiques ($T_k \lesssim 10$K Glassgold et Langer, 1973). Les collisions entre les grains de poussière à température T_d et les molécules à température T_k ($<T_d$) chauffent le gaz. Pour $T_d = 20$ K les calculs de Falgarone et Puget (1985) montrent que $T_k \approx T_d$ pour $n \approx 3\ 10^5$ cm^{-3}, alors que $T_k \approx 12$ K pour $n \approx 10^4$ cm^{-3}, ces derniérs nombres sont en un accord raisonable avec nos observations. Il est cependant intéressant de remarquer que les observations d'ammoniac ne montrent aucun signe d'augmentation de la température du gaz en direction de ces étoiles.

Comme nous le discuterons par la suite, il se pourraît qu'il y ait des régions dans les globules de densité ≈ 10^5 cm^{-3} qui n'aient pas été résolues par nos observations. Dans ces régions-ci le chauffage du gaz par la poussière serait très efficace (proportionnel à la densité) et il en résulterait une augmentation de la température (Falgarone et Puget, 1985). Quoique la presénce de tels pics de densité n'ait pas été décelée par nos observations, leur existence n'est pas exclue.

L'interaction des sources protostellaires avec

l'ammoniac des coeurs de L1448 et L1455 semble finalement assez restreinte, outre l'absence d'augmentation intense de température du gaz dans les positions autour des étoiles, les raies de NH_3 dans ces positions ne sont pas significativement plus larges que dans les positions voisines. Ce comportement semble être le même dans B335 et L1551 à partir également de cartographies en ammoniac (voir Walmsley et Wilson, 1985 et les reférences citées par ces auteurs). Cet absence d'interaction est surprenante. Dans L1455 les observations de Davidson et Jaffe (1984) montrent l'existence d'une région autour de IRS1 de masse $\approx 0.7\ M_\odot$ et taille < 0.05 pc (=30", la source n'est pas résolue par ces observations) où la poussière a une température $T_d \approx$ 30- 40 K. La densité de cette région serait $n(H_2) \geq 2\ 10^5$ cm^{-3}. Le lobe correspondant à nos observations d'ammoniac contient une masse de 1- 2 $M_\odot$, si bien que la masse de la région infrarouge représente un pourcentage considérable de la masse de la région "vue" en ammoniac.

Cet effet est aussi observé pour les sources infrarouges de L1448, pour L1551/IRS5 et pour la source infrarouge de B335 (Menten et al., 1984) : aucune manifestation des sources infrarouges n'apparaît sur les cartes d'ammoniac.

La raison pourraît en être la dilution de la source infrarouge dans le lobe des observations radio: les grains de poussière chauds ($T_d > 30$ K) pourraient être situés dans des enveloppes très compactes autour des étoiles jeunes alors que la poussière à $T_d < 30$ K serait située en dehors de ces enveloppes où la densité est $\approx 10^4$ cm^{-3}.

Une autre possibilité est que l'ammoniac gazeux soit détruit dans les régions les plus denses (par exemple par collage sur les grains) et que l'émission (voir les cartes IX-1,2) provienne des régions les plus externes où NH_3 serait suffisament abondant. Pour expliquer que la région dense ne soit pas détectée en NH_3, la densité projetée d'ammoniac de cette région doit être $N(NH_3) < 10^{14}$ cm^{-2}, dans le cas de L1455/IRS1, la région de densité $2\ 10^5$ cm^{-3} et température $T_d \approx$ 30- 40 K, a une densité projetée de H_2 $N(H_2) \approx 3\ 10^{22}$ cm^{-2} (en supposant une taille de 0.05 pc), l'abondance d'ammoniac dans cette région devraît être

donc $x(NH_3) < 3\ 10^{-9}$.

Les observations de Mauersberger et al. (1985) de raies non-métastables d'ammoniac dans quelques positions de W33, W75 et S140, où la densité est $\approx 10^6$ cm^{-3} et la température T_k = 24- 44 K, montrent des abondances de NH_3 de 10^{-9} ce qui serait en faveur d'une diminution de l'abondance d'ammoniac en phase gazeuse dans les régions denses. Des positions dans Orion KL, W31 et NGC7538 qui présentent des abondances plus élevées (Pauls et al., 1983 ; Wilson et al., 1983) sont plus chaudes ($T_k \geq 100$ K) et pour ces températures l'ammoniac pourraît être évaporé (la température de la poussière pour la sublimation de l'ammoniac est $T_d \approx 74$ K d'aprés Sweitzer, 1978).

Néanmoins, les densités dans les nuages du type de L1448 et L1455 sont probablement plus modestes que dans les nuages étudiés par Mauersberger et al. (1985) et il n'y a pas à l'heure actuelle de preuves directes de l'existence dans ces nuages d'une diminution de l'abondance de NH_3 avec la densité. Si bien que l'alternative entre dilution et appauvrissement (ou une combination des deux) reste à résoudre par l'observation du gaz et de la poussière à plus haute résolution spatiale (< 30") avec la nouvelle génération de téléscopes.

Dans L1455 un flot gazeux à gande vitesse, très étendu ($\approx$ 1 pc) a été détecté (Frerking et Langer, 1982 ; Goldsmith et al., 1984) alors qu'aucune recherche n'a été menée, à notre connaissance, dans L1448. Les flots à grande vitesse représentent une quantité d'énergie considérable, dans le cas de L1455 cette énergie est $\approx$ 0.3- 4 10^{45} erg (Goldsmith et al., 1984). On pourraît penser que cette quantité d'énergie joue un rôle important dans l'empêchement de l'effondrement du nuage ($GM^2/R \approx 10^{45}$ erg pour la région émettrice en $C^{18}O$). Cependant l'échelle caractéristique du temps dynamique associé au flot (= rapport entre la taille moyenne R du flot et sa vitesse v, $\tau_d = R/v$) est seulement de 3- 6 10^4 ans. Ce temps est deux ordres de grandeur environ plus petit que l'âge probable des objets enfouis dans le nuage. Pour que le nuage soit maintenu uniquement par des flots à grande vitesse il faudrait que $\approx 10^2$ flots se soient développés

successivement pendant la vie du nuage.

L'étoile (ou les étoiles) excitatrice du flot de L1455 n'est pas clairement détérminée mais IRS1 et/ou IRS2 sont sans doute au moins partiellement responsables. La puissance mécanique du flot est $\approx$ 0.05- 1 $L_\odot$, elle représente donc un pourcentage $\leq$ 10 % de la luminosité L_* de l'étoile (ou étoiles) excitatrice. La force exercée par le flot sur le nuage ambiant est $F \approx Mv/\sigma_d \approx (1-10)\ 10^{-4}\ M_\odot$ km/s/an. alors que la force exercée par le rayonnement stellaire sur le gaz est $\approx L_*/c \approx 2\ 10^{-8}\ L_*(L_\odot)\ M_\odot$ km/s/an. Le rapport entre ces deux forces est donc $L_*/cF \approx 10^{-4}$. Des valeurs du même ordre de grandeur sont obtenues pour un grand nombre de flots gazeux (Bally et Lada, 1983 ; Snell et al., 1984 ; Goldsmith et al., 1984). Une valeur aussi petite de ce rapport pourraît impliquer que l'accélération des flots gazeux n'est pas dû à la pression du rayonnement stellaire.

Le flot de L1455 est bien collimaté. Cantó et al. (1981) ont suggéré que la collimation des flots gazeux pourraît être due à l'existence d'un disque, ou d'un tore, dense autour de la source excitatrice. Cependant Snell et al. (1980) ont proposé que la collimation naisse à une échelle plus petite, dans l'environnement circumstellaire, et que ce processus conduirait à la formation d'un disque ou d'un tore.

Plusieurs sources excitatrices de flots gazeux présentent des coeurs denses allongés selon la direction perpendiculaire à celle de la collimation du flot (Plambeck et al., 1982 ; Güsten et al., 1984). Mais l'interprétation d'une de ces structures comme un disque en rotation dans L1551 à partir d'observations de CS (Kaifu et al., 1984) est en conflit avec les observations récentes d'ammoniac de Menten et Walmsley (1985). Dans L1455, la région qui présente de l'émission $NH_3(1,1)$ a une extension au moins comparable a celle du flot gazeux. Aucune perpendicularité n'est observée entre les contours d'ammoniac et les contours du gaz à grande vitesse, le fragment NH_3 principal et le nuage NH_3 consideré globalement sont plutôt allongés dans la même direction que les contours de CO (cf Fig. IX-2b). Cette configuration appuie la suggestion de

Walmsley et Wilson (1985) que probablement il ne faut pas donner beaucoup de signification à l'orientation relative des contours de NH_3 et de CO.

3.- Variations du rapport NH_3/HC_3N de nuage à nuage

Les modèles qui essaient de décrire la chimie des nuages moléculaires se heurtent à deux difficultés majeures: (i) beaucoup de molécules soupçonnées de jouer un rôle important dans la chimie sont inobservables directement (H_3^+, O_2, N_2, C_2H_2, ...) et en conséquence leurs abondances ne sont pas déterminées observationnellement, (ii) de nombreux taux de réactions chimiques dans les nuages moléculaires sont inconnus. Par ailleurs, l'importance des processus sur la surface des grains et des effets dûs au champ ultraviolet est aussi mal connue.

Dans ces conditions, les différences chimiques observées entre les globules de Persée et du Taureau (différences d'un facteur ≈ 10 dans le rapport $R = [NH_3]/[HC_3N]$) sont difficilement interprétables.

Il a été proposé par Bujarrabal et al. (1982) que des changements d'un facteur 3 dans la densité le long de TMC1 pourraîent expliquer les variations observées dans le rapport d'intensités NH_3/HC_3N entre le pic d'ammoniac et le pic de cyanopolyines (les abondances de ces molécules étant constantes). Cependant, l'existence de ces variations de densité reste incertaine. Les déterminations de densité de Gaida et al. (1984), à partir d'observations d'ammoniac, ne montrent pas l'existence de variations appréciables de densité le long de TMC1. Dans HC12-A (Cernicharo et al., 1984) de fortes variations, dans le rapport d'intensités NH_3/HC_3N, sont aussi observées entre des positions qui ont des densités comparables. Les densités centrales des globules de Persée ($1- 4\ 10^4$ cm^{-3}) sont comparables à celles de TMC1 ou L1495, alors que le rapport d'intensités NH_3/HC_3N diffère d'un ordre de grandeur. Nous concluons donc que les variations de densité ne suffisent pas à expliquer les variations d'intensités observées.

La température est un peu plus élevée dans les globules de Persée (T_k ≈ 12 K) que dans les globules du Taureau (T_k ≈ 10 K dans TMC1 et dans L1495). Cependant

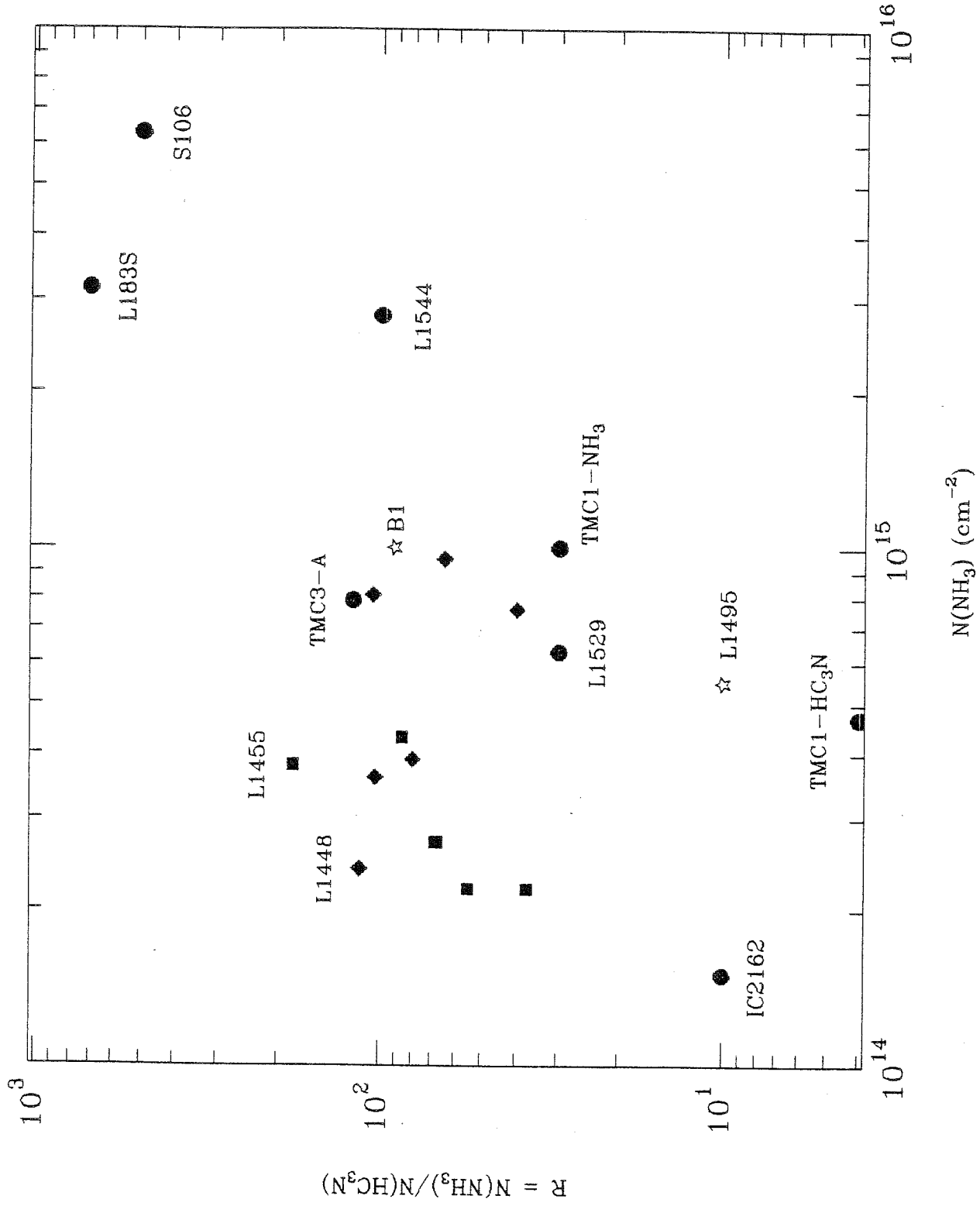


Figure IX-5 : Rapport R= $N(NH_3)/N(HC_3N)$ en fonction de la densité projetée de NH_3. Les ● correspondent à des mesures de Churchwell et al. (1984). Les ■ à des positions dans L1455, les ◆ à des positions dans L1448.

Churchwell et al. (1984) calculent un rapport R ≈ 700 dans L183S, un nuage sombre dont la température est T_k ≈ 10 K, alors que dans S106 (T_k ≈ 25 K), R ≈ 500. D'autre part, dans TMC1, aucun changement de température n'est observé entre la position du pic d'ammoniac et la position du pic de cyanopolyines (Gaida et al., 1984).

Quoique la valeur du rapport R ne semble pas être déterminée par la valeur de la densité ou de la tmpérature, Churchwell et al. (1984) suggèrent une corrélation possible entre le rapport R (calculé à partir des densités projetées) et la densité projeté de NH_3. Dans la Fig. IX-5 nous avons représenté R en fonction de $N(NH_3)$. Nous avons inclu les globules L1448 et L1455, les positions centrales de L1495 et de B1, ainsi que les sources étudiées par Churchwell et al.. Il est difficile d'en déduire s'il existe une corrélation entre R et $N(NH_3)$. Dans l'intervalle de densités projetées de NH_3 10^{14} – 10^{15} cm^{-2} aucune corrélation n'est observable. Dans cet intervalle les globules peuvent être divisés en deux groupes : ceux qui présentent R ≦ 10 (TMC1-HC_3N, IC2162 et L1495) et ceux pour lesquels R > 20, dans cette catégorie se trouvent les globules de Persée (<R> ≈ 80) et certains globules du Taureau. Des trois condensations de Heiles Cloud 2 (= HC12) étudiées par Cernicharo et al.(1984) une (HC12A, R≈10) se situe dans le premier groupe, alors que les deux autres (HC12B et HC12C, R ≈ 20- 50) se trouvent dans le deuxième.

Des mesures de HC_3N plus nombreuses dans des régions à forte densité projetée de NH_3 sont nécessaires pour déterminer si la tendance à une augmentation du rapport R qui semble se dessiner dans la Fig. IX-5 pour $N(NH_3)$ ≧ 3 10^{15} cm^{-2} est un effet statistiquement significatif.

REFERENCES

Allen, C.W.:1973, Astrophysical Quantities. The Athlone Press. London.

Bally, J., and Lada, CJ.:1983, Astrophys. J., 265, 824.

Beichman, C.A., Jennings, R.E., Emerson, J.P., Baud, B., Harris, S., Rowan-Robinson, M., Aumann, H.H., Gautier, T.N., Gillet, F.C., Habing, H., Marsden, P.L., Neugebauer, G., Young, E.:1984, Astrophys. J. Lett., 278, L45.

Bujarrabal, V., Guélin, M., Morris, M., and Thaddeus, P.:1981, Astron. Astrophys., 99, 239.

Cantó, J., Rodríguez, L.F., Barral, J.F., and Carral, P.:1981, Astrophys. J., 244, 102.

Cernicharo, J., Guélin, M., and Askne, J.:1984, Astron. Astrophys., 138, 371.

Churchwell, E., Nash, A.G., and Walmsley, C.W.:1984, Astrophys. J., 287, 681.

Cohen, M.:1980, Astron. J., 85, 29.

Cohen, M., and Kuhi, L.V.:1979, Astrophys. J. Supp. 41, 743.

Davidson, J.A., and Jaffe, D.T.:1984, Astrophys. J. Lett., 277, L13.

Falgarone, E., and Puget, J.L.:1985, Astron. Astrophys., 142, 157.

Fleck, R.:1981, Astrophys. J. Lett., 246, L151.

Frerking, M.A., and Langer, W.D.:1982, Astrophys. J., 256, 523.

Gaida, M., Ungerechts, H., Winnewisser, G.:1984, Astron. Astrophys., 137, 17.

Goldsmith, P.F., Snell, R.L., Hemeon-Heyer, M., and Langer, W.D.:1984, Astrophys. J., 286, 599.

Glassgold, A.E., and Langer, W.D.:1973, Astrophys. J. Lett., 179, L147.

Green, S., and Chapman, S.:1978, Astrophys. J. Supp., 37, 169.

Günsten, R., Chini, R., and Neckel, T.:1984, Astron. Astrophys., 138, 205.

Kaifu, N., Suzuki, S., Hasegawa, T., Marimoto, M., Inantani, J., Nagane, K., Miyazawa, K., Chikada, Y., Kauzawa, T., and Akabane, K.:1984, Astron. Astrophys., 134, 7.

Larson, R.B.:1981, M.N.R.A.S., 194, 809.

Leung, C.M.:1985, "Protostars ans Planets, II". Eds : Back, D.C., and Matthews, M.S.. Tucson. University Arizona Press.

Leung, C.M., Kutner, M.L., and Mead, K.N.:1982, Astrophys. J., 262, 583.

Mauersberger, R., Wilson, T.L., Batrla, W., Walmsley, C.M., and Henkel, C.:1985, preprint.

Menten, K.M., Walmsley, C.M., Krügel, E., and Ungerechts, H.:1984, Astron. Astrophys., 137, 108.

Menten, K.M., and Walmsley, C.M.:1985, preprint.

Myers, P.C.:1983, Astrophys. J., 270, 105.

Myers, P.C.:1985, "Protostars ans Planets, II". Eds : Back, D.C., and Matthews, M.S.. Tucson. University Arizona Press.

Pauls, T.A., Wilson, T.L., Bieging, J.H., MartinG, R.N.:1983, Astron. Astrophys., 124, 23.

Plambeck, R., Wright, M., Welch, W., Bieging, J., Baud, B., Ho, P., and Vogel, S.:1982, Astrophys. J., 259, 617.

Racine, R.: 1968, Astron. J., 73, 233.

Rowan-Robinson, M., Clegg, P.E., Beichman, C.A., Neugebauer, G., Soifer, B.T., Aumann, H.H., Beintema, D.A., Boggess, N., Emerson, J.P., Gautier, T.N., Gillet, F.C., Hauser, M.G., Houck, J.R., Low, F.J., and Walker, R.G.:1984, Astrophys. J. Lett., 278, L7.

Scalo, J.:1984, Astrophys. J., 277, 556.

Snell, R.L., Loren, R.B., and Plambeck, R.L.:1980, Astrophys. J. Lett., 239, L17.

Snell, R.L., Scoville, N.Z., Sanders, D.B., and Erickson, N.R.:1984, Astrophys. J., 284, 176.

Sweitzer, J.S.:1978, Astrophys. J., 225, 116.

Tölle, F., Ungerechts, H., Walmsley, C.M., Winnewisser, G., and Churchwell, E.:1981, Astron. Astrophys., 95, 143.

Walmsley, C.M., and Wilson, T. L.:1985, Proc. of the IAU Regional Symp. 80. Toulouse.

Wilson, T.L., Mauersberger, R., Walmsley, C.M., and Batrla, W.:1983, Astron. Astrophys., 127, L19.

Zuckerman, B., and Evans N.:1974, Astrophys. J. Lett., 192, L149.

X

FORMATION D'ETOILES DANS LE COMPLEXE DE PERSEE

A) FRAGMENTATION.

La carte d'émission ^{13}CO du complexe de Persée fait apparaître plusieurs condensations d'aspect globulaire facilement identifiables (Fig. X-1). La Table X-1 indique les positions et les masses de ces fragments. Le nuage, de masse 1.7 10^4 $M_\odot$, est approximativement fragmenté en une dizaine de condensations de quelques centaines de masses solaires chacune. Les frontières entre les condensations ne sont pas toujours très bien définies et notre division est parfois quelque peu arbitraire. C'est en particulier le cas à l'Ouest de IC348 où la structure moléculaire est très complexe. Les condensations les plus massives sont situées autour de IC348, NGC1333 et B1.

Les observations de $C^{18}O$ sont présentées en annexe (AI). La masse calculée à partir de $C^{18}O$ est environ la moitié de celle que l'on calcule à partir de ^{13}CO. $C^{18}O$ étant plus optiquement mince que ^{13}CO, le contraste d'émission entre le centre des fragments et l'enveloppe est beaucoup plus marqué pour $C^{18}O$ que pour ^{13}CO. Cependant, les positions des pics de $C^{18}O$ correspondent toujours à des pics de ^{13}CO. Ceci confirme l'idée que la transition ^{13}CO (J=1-0) est bien adaptée à l'étude du complexe de Persée (voir Chapitre IV).

La densité projetée de ^{13}CO vers les centres des fragments, calculée dans le cadre de l'approximation ETL est N_{ETL} (^{13}CO) $\simeq 10^{16}$ cm^{-2}, les densités centrales sont de quelques 10^4 cm^{-3} dans les fragments où NH_3 a été cartographié (IC348, B1, NGC1333, L1448, L1455).

La taille typique des fragments ^{13}CO est de 20' à 50' ($\simeq$1.5 à 4 pc) et leur température $\simeq$10-12 K, sauf pour NGC1333 et IC348 où la température est plus élevée (20-25 K). Cette augmentation de température en direction de NGC1333 et IC348 est probablement liée à la forte concentration d'étoiles jeunes dans ces régions.

Les fragments ^{13}CO sont constitués de condensations

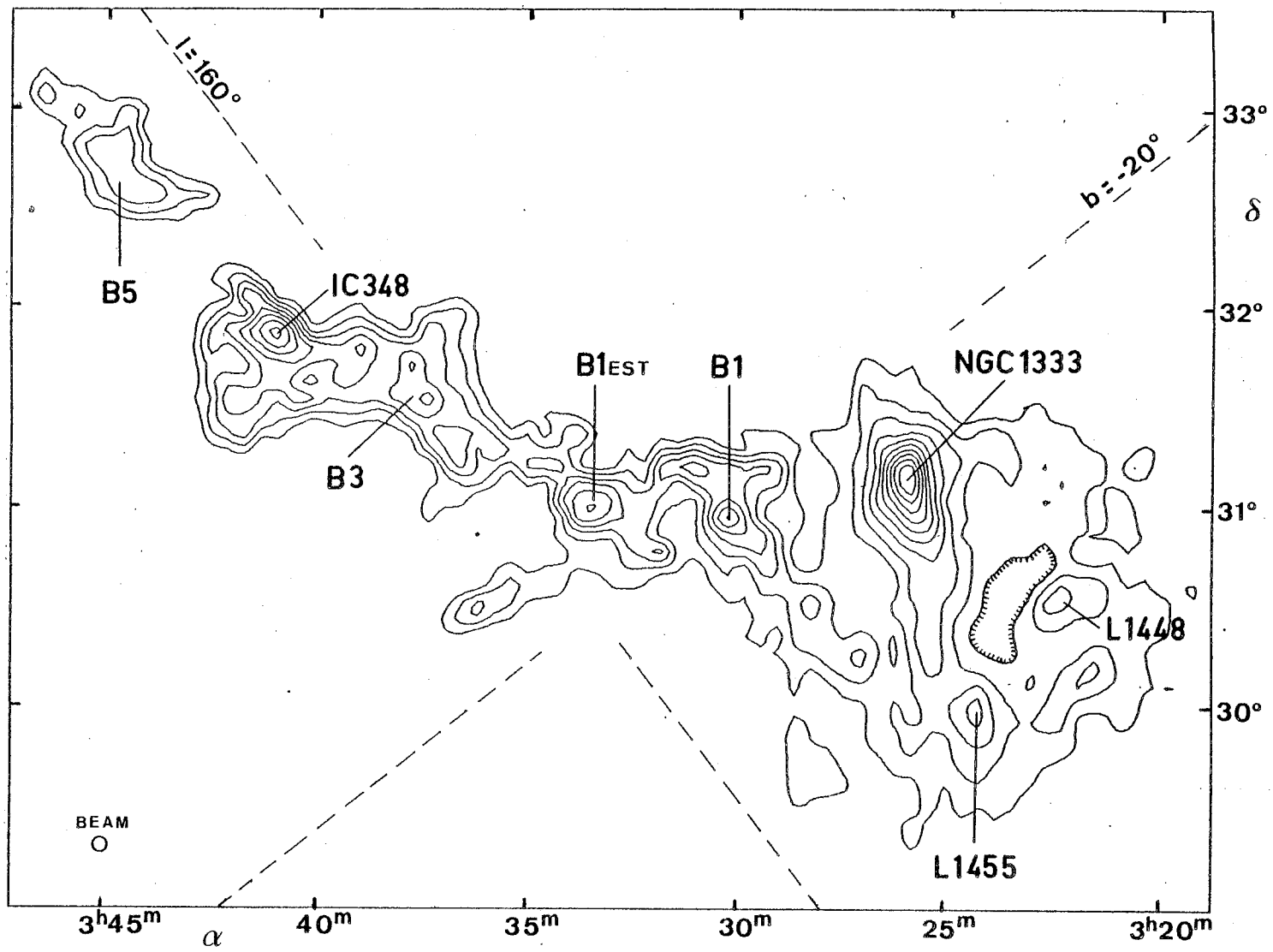


Figure X-1a : Carte d'aire intégrée de la raie ^{13}CO (J=1-0) dans le nuage de Persée. Les contours sont 2., 4., 6... K.km/s. Lrésolution spatiale es de 5'. Les positions de quelques fragments sont indiqués.

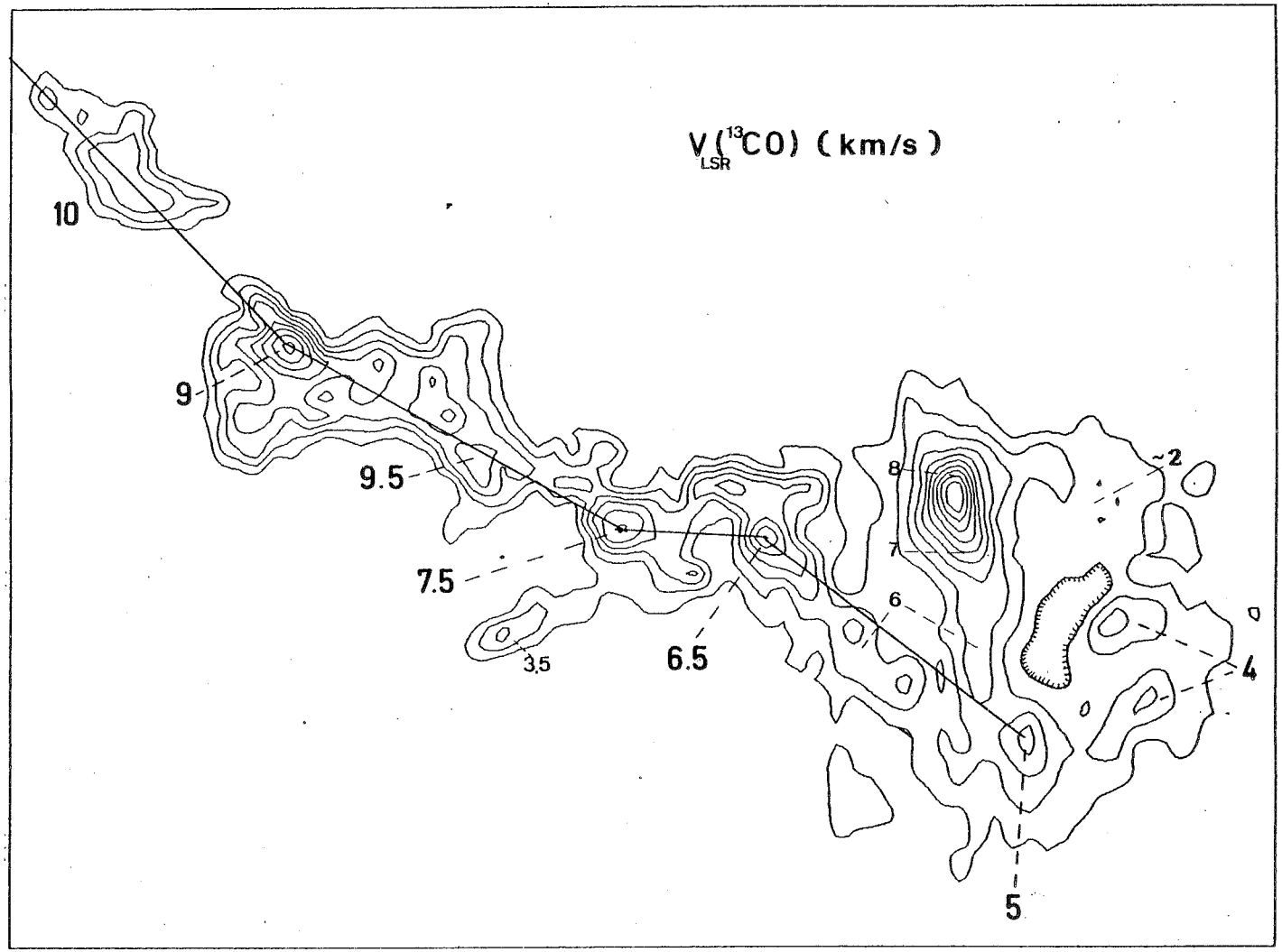


Figure X-1b : Champ de vitesses de ^{13}CO dans le nuage de Persée. Les coordonnées et les contours sont les mêmes que dans la figure IX-1a. Les vitesses VLSR sont indiquées en quelques points du nuage, en particulier le long de la chaîne de globules.

Table X-1

Proprietés des fragments ^{13}CO du nuage de Persée.

(d = 300 pc)

	Masse ($M_\odot$)	Taille (pc)
1 (B5)	500	4
2 (IC348)	1100	3.5
3 (IC348 Ouest / B3)	1000	3
4 (B1 Est)	550	2.6
5 (B1 Est, V ≈ 3 km/s)	150	3
6 (B1)	800	4
7 (NGC1333)	1200	4.4
8 (L1448)	≈300	≈ 2
9 (L1448 Sud)	≈300	≈ 2
10 (L1455)	≈300	≈ 2

plus denses observables dans les raies (1,1) et (2,2) de l'ammoniac. Ces condensations ont des tailles typiques de 0.1- 0.5 pc et des masses 1- 50 $M_\odot$. Les condensations d'ammoniac les plus massives sont la superposition de plusieurs condensations plus petites (1- 20 $M_\odot$; voir VI, VIII, IX et X).

Il est intéressant de comparer la structure du complexe de Persée avec celle du complexe du Taureau. Les deux complexes ont une masse totale semblable (voir Chapitre III). Le complexe du Taureau est fragmenté en 3 grands nuages (Heiles Cloud 2, L1529, L1495) qui ont des masses $\approx 10^3$ $M_\odot$, plusieurs nuages de quelques 10^2 $M_\odot$ (L1506, L1536) et beaucoup de globules moins massifs (L1489, L1544, ...etc). Cependant, les fragments du complexe du Taureau sont noyés dans une enveloppe d'extinction visuelle $A_V \approx 1$ mag, alors que pour Persée les fragments ne s'individualisent qu'à partir de $A_V \approx 2$-3 mag.

Les fragments de Persée semblent plus massifs que ceux du Taureau. Dans les globules de Persée (NGC1333, B1, B5, IC348) les raies sont plus larges que dans les globules du Taureau et l'émission $C^{18}O$ y est très étendue. Le complexe de Persée contient $\approx 10^4$ $M_\odot$ sur une surface de ≈ 200 pc^2. Il n'existe aucune concentration de masse comparable dans le Taureau.

Comme il sera discuté ci-dessous, nous avons des raisons pour penser que le complexe de Persée et l'association Per OB2 ont eu une origine violente. Dans ces conditions, les processus de fragmentation de Persée ont pu suivre une évolution très différente de celle du Taureau. Les filaments du Taureau semblent beaucoup plus "calmes" : les raies sont plus étroites, la dispersion de vitesses peu importante et aucune région HII ni nébuleuse par réflexion très étendue n'y sont observées.

Finalement les différences de tailles et de masses des fragments pourraient être liées à des differénces dans la distribution de masses des étoiles formées à partir de ces fragments. La présence d'étoiles OB dans le complexe de Persée pourrait ainsi être liée à la présence de condensations de gaz très massives.

Rapport de la masse stellaire à la masse gazeuse

La masse des étoiles de l'association Per OB2 est ≈ 1500 $M_\odot$ (Blaauw, 1964). La masse des étoiles à émission Hα pourrait être de quelques 10^2 $M_\odot$ (en supposant qu'il en existe quelques centaines, dont environ 100 sont observées). La masse totale sous forme d'étoiles est donc ≧ 2 10^3 $M_\odot$. La masse du gaz dans la région de Persée (en suposant une distance de 300 pc) y compris la contribution du halo (voir chapitre III), et des nuages autour de la nébuleuse Californie, pourrait atteindre 3-4 10^4 $M_\odot$. Le rapport de la masse sous forme d'étoiles à la masse gazeuse est alors ≧ 5 %. Le rapport de la masse sous forme d'étoiles type T Tauri à la masse du nuage ^{13}CO est ≧ 1 %. Ces valeurs sont en accord avec celles que l'on obtient pour d'autres complexes (Blitz, 1978; Cohen et Kuhi, 1979). La densité de masse stellaire est ≧ 1 $M_\odot/pc^2$.

Wilking (1981) trouve dans le coeur de ρ Oph une fraction de masse de l'ordre de 30 % sous forme d'étoiles. Mais cette valeur est obtenue pour une région d'une taille ≈ 4 pc où un amas stellaire est vraisemblablement en train de se former.

B) CINEMATIQUE A GRANDE ECHELLE.

La structure cinématique du gaz moléculaire est représentée dans la Fig. X-2 sous forme de cartes d'émission de ^{13}CO par tranches de vitesses. Les raies ont des vitesses (LSR) au pic qui varient de ≈0 à 10 km/s. Presque toute l'émission a lieu à des vitesses comprises entre 4 et 10 km/s, les raies à 0- 4 km/s sont beaucoup moins fréquentes et moins intenses ($T_A^* \leq 2$ K). Dans plusieurs régions du nuage les profils sont complexes, présentant deux ou trois composantes en vitesse (Fig. X-3). Par exemple, dans la région autour de $\alpha = 03^h35^m$, $\delta = +31^o$ (à l'Est de B1) nous observons deux nuages bien séparés : l'un à $V_{LSR} \approx 7.5$ km/s et l'autre à 3- 4 km/s. Les composantes ont parfois des vitesses très proches et il est alors difficile de discerner entre les changements systématiques de la vitesse au pic de chaque composante et le recouvrement des raies individuelles. La région autour de $\alpha = 03^h40^m$, $\delta = 31^o$- 32^o est particulièrement confuse.

Dans la Fig. X-3 nous présentons les spectres ^{13}CO de la région autour de NGC1333. Dans cette région, un modèle de nuages en collision a été proposé par Loren (1976). S'appuyant sur l'étude des vitesses de ^{13}CO et des minima d'auto-absorption des profils de CO, il suggère que la collision de deux nuages, l'un à 6.3 km/s et l'autre à 8.3 km/s, a donné naissance à un troisième nuage à 7.5 km/s. L'existence de trois nuages, à 6.3, 7.5 et 8.3 km/s semble possible (voir Fig. X-3), mais nous n'avons pas de preuves pour assurer qu'il s'agit d'une collision. En tout cas, cet effet est restreint à une région assez réduite (≈ 30') et à plus grand échelle la structure cinématique n'est pas explicable par le modèle de Loren.

En dépit de la complexité des effets locaux, il est intéressant de noter que globalement apparaît un changement systématique de la vitesse le long des filaments. Considérons le filament principal, celui qui connecte B5 à IC348, B1 et L1455 (voir Fig. X-1b). La vitesse radiale décroit régulièrement à partir de B5 ($V_{LSR} \approx 10$ km/s) jusqu'à L1455 ($V_{LSR} \approx 5$ km/s). Le gradient de vitesse correspondant est ≈0.2 km/s/pc.La variation de vitesse V_{LSR} le long de la ligne qui relie les centres des condensations

Figure X-2 : Cartes d'émission CO (J=1-0) canal par canal (100 kHz) du complexe de Persée. Les limites en vitesse sont indiquées au-dessus de chaque carte et la densité de points est proportionnelle à la température d'antenne T_A^* dans le canal considéré. Les positions de NGC1333 et de IC348 sont indiquées par les symboles △ et □ respectivement.

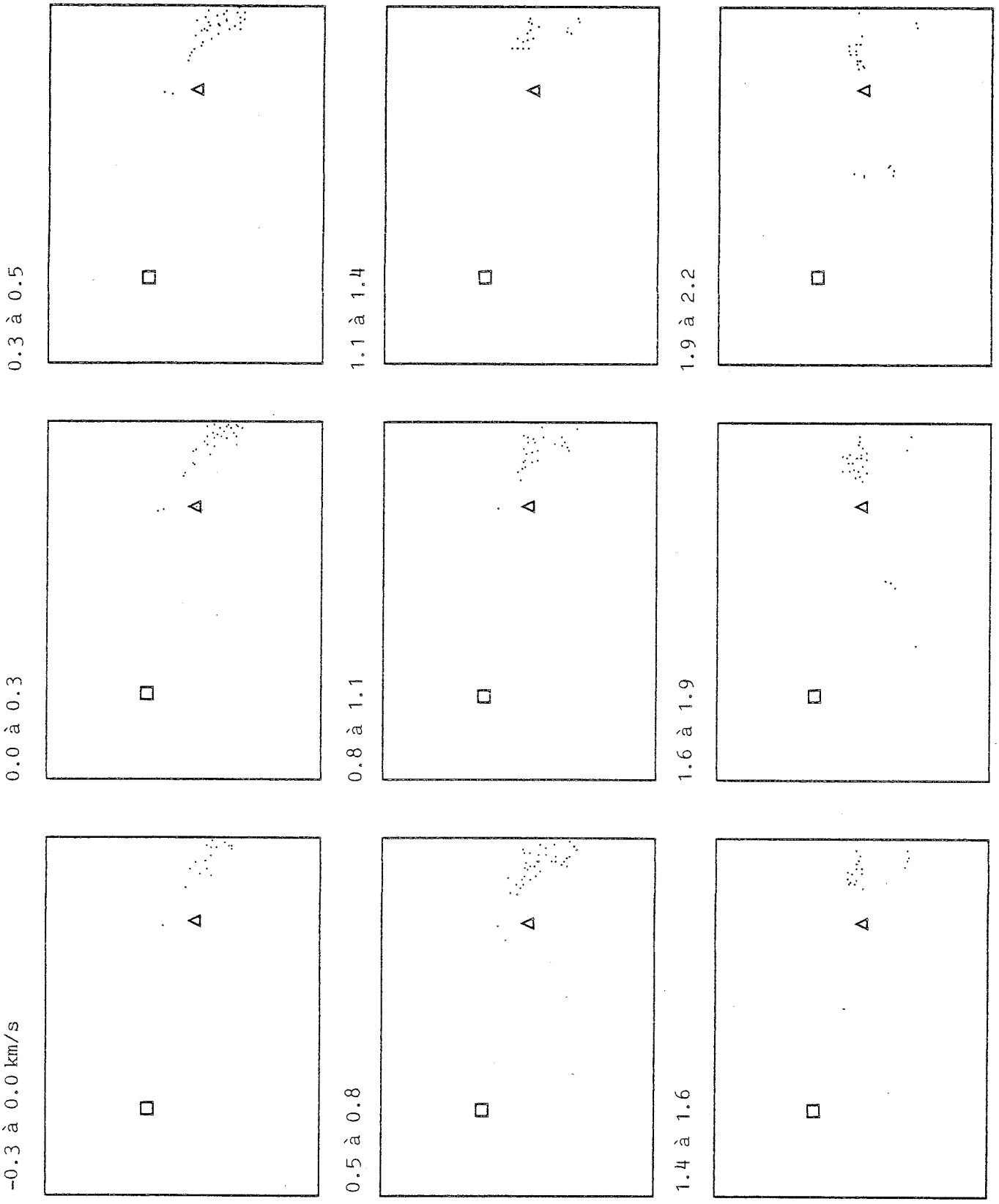


Figure X-2 (suite)

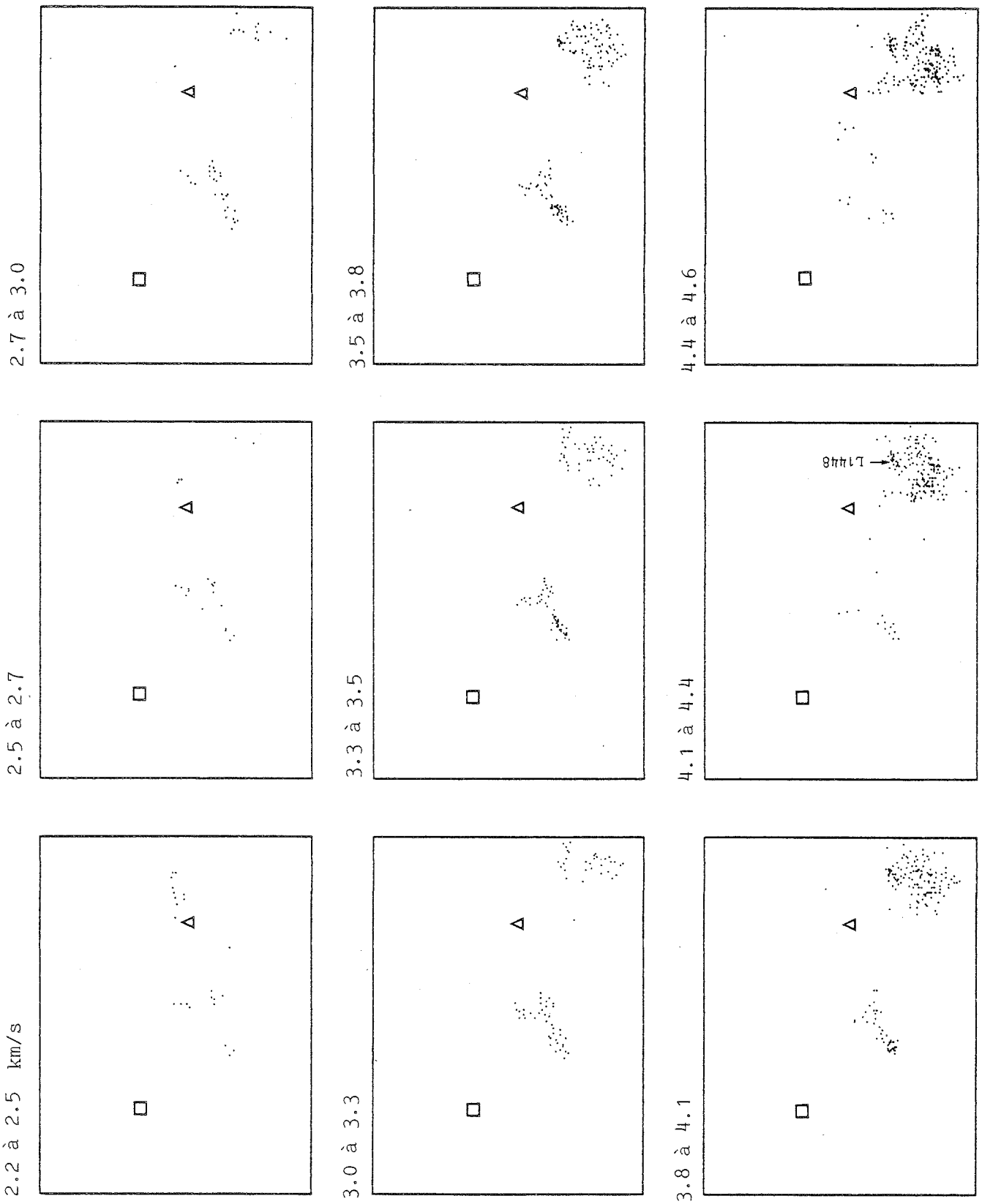
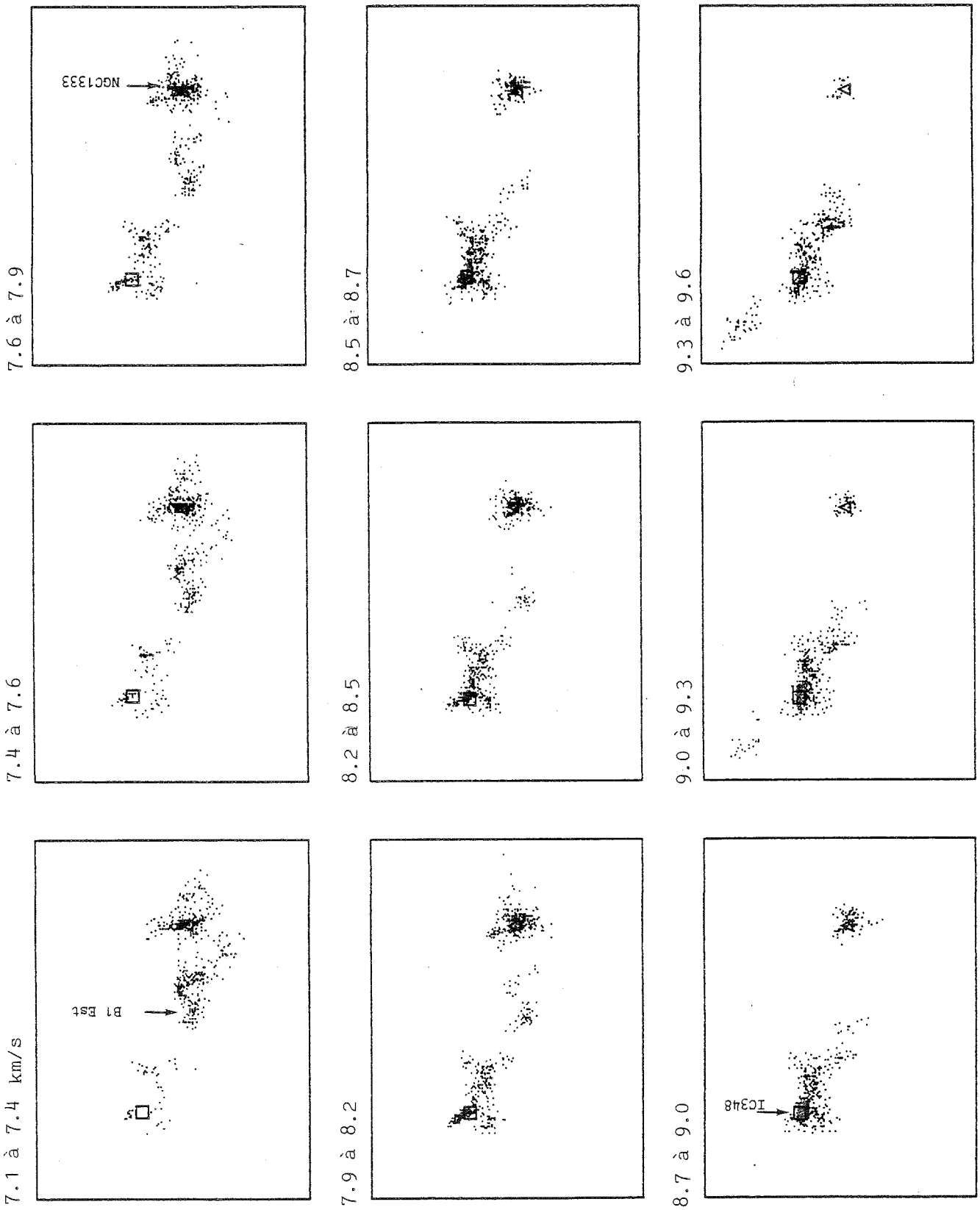


Figure X-2 (suite)

Figure X-2 (suite)



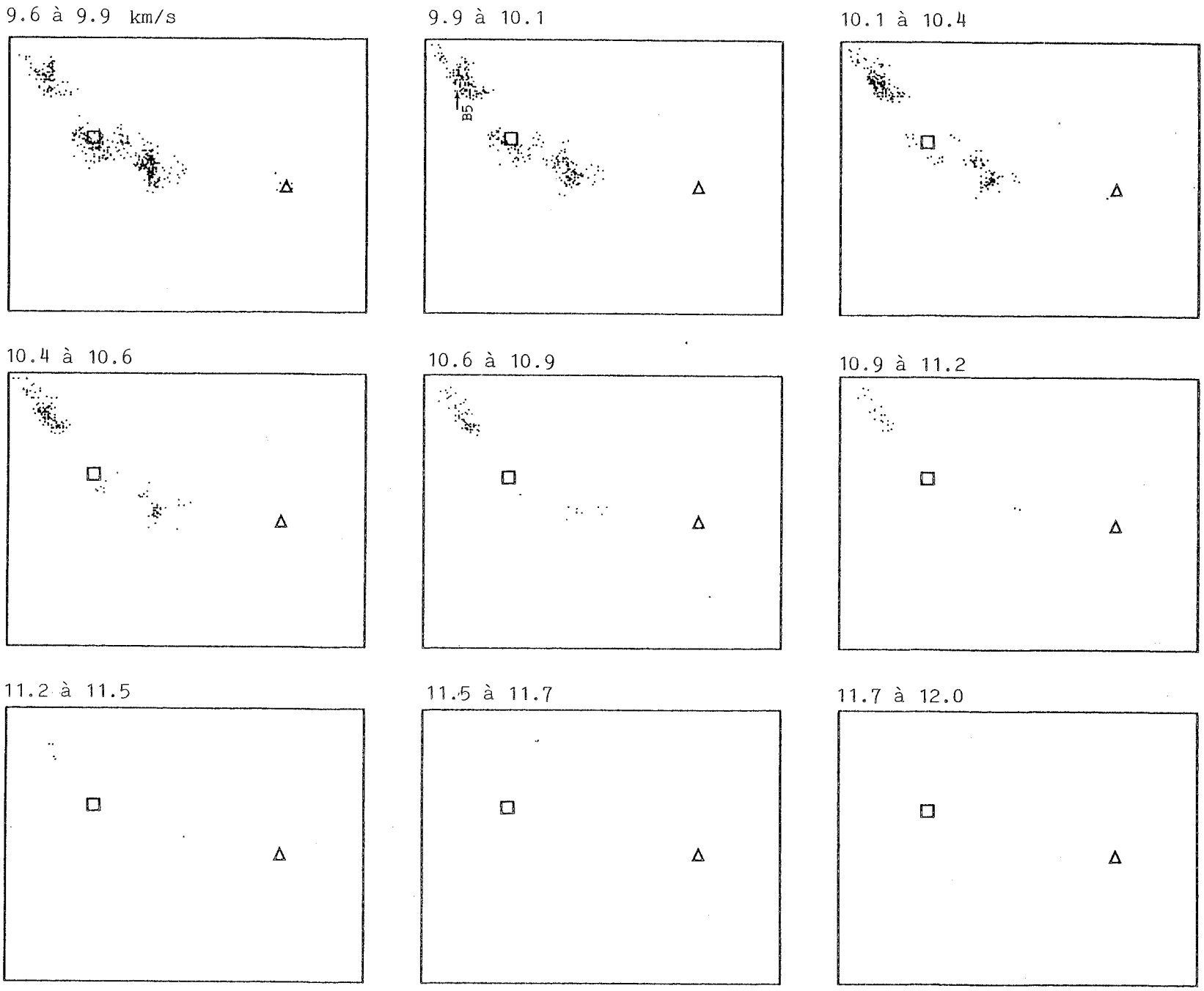
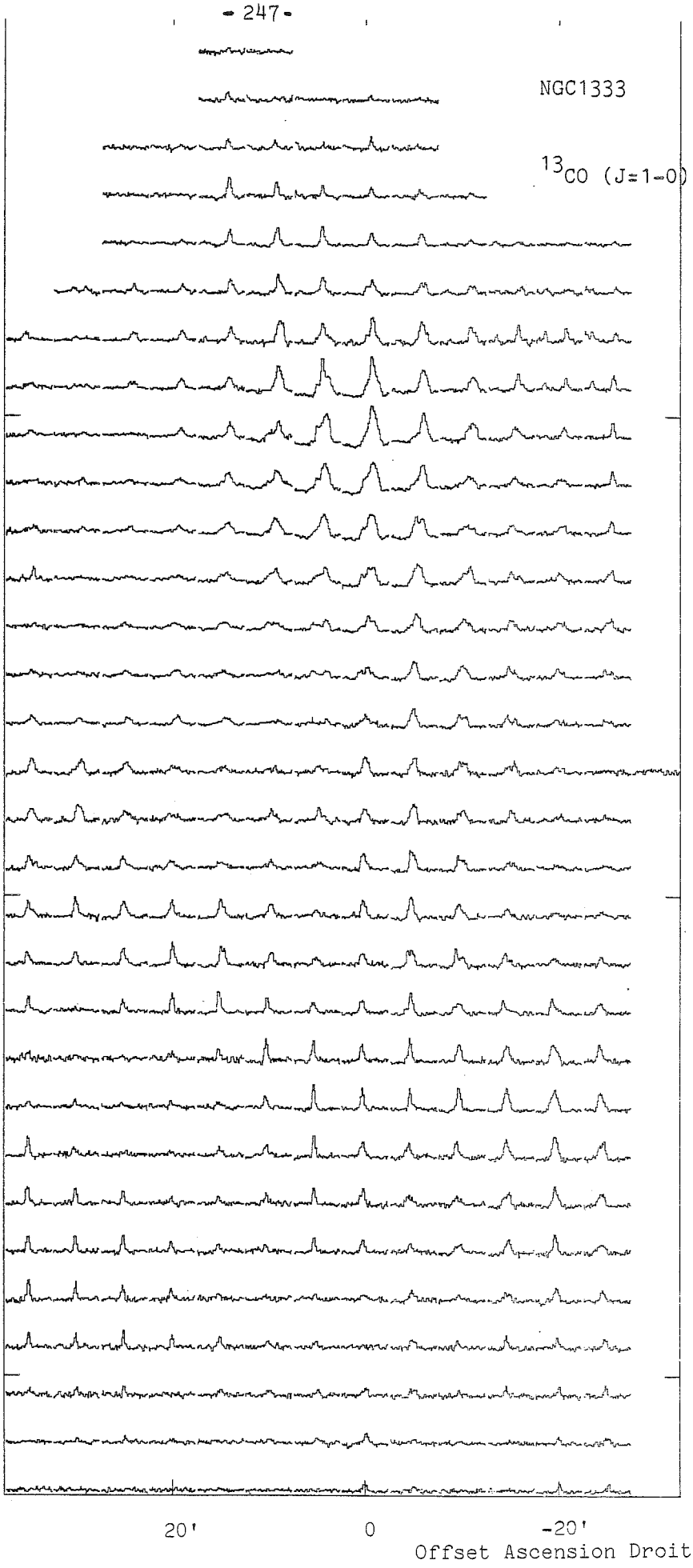


Figure X-2 (suite)



Coordonnées du
point de référence
$\alpha = 03^h25^m56^s$
$\delta = 31°10.2'$

Figure X-3 : Carte de spectres ^{13}CO (J=1-0) dans la région autour de NGC1333. L'échelle en température va de -1 K à +9 K. L'échelle en vitesse va de 0. à 12; km/s.

est représentée dans la Fig. X-4.

L'ordre de grandeur de l'énergie cinétique correspondant à ces variations de vitesse est de l'ordre de 10^{49} erg, alors que l'énergie potentielle gravitationnelle, GM^2/R, est $\approx 10^{48}$ erg. C'est à dire que le nuage, consideré globalement, n'est pas virialisé. Un phenomène externe a dû communiquer cette énergie cinétique supplémentaire au nuage.

Nous allons examiner, tout d'abord, deux explications possibles du champ de vitesses observé.

1.- Rotation

Le gradient de vitesses peut être interprété comme le résultat d'un mouvement de rotation. En supposant l'axe de rotation tangent au plan du ciel, le gradient observé de 0.2 km/s/pc correspond à une rotation de période $T \approx 3\ 10^7$ ans, valeur un ordre de grandeur plus élevée que les âges des étoiles de Per OB2 ($1\text{-}4\ 10^6$ ans, voir Chap. II).

L'explication du champ de vitesses par une éventuelle rotation du nuage ne nous paraît pas très satisfaisant pour deux raisons :

a) Un mouvement de rotation ne s'ajuste pas bien au champ de vitesses de HI observé par Sancisi (1974) (voir ci-dessous).

b) Les cartes de polarisation de la lumière des étoiles de la région (voir chapitre II) montrent que le champ magnétique peut jouer un rôle important. Des arguments théoriques et quelques mesures indiquent que le champ magnétique dans un nuage varie avec la densité sous la forme $B \approx n^k$, avec k compris entre 1/3 et 2/3 (Mouschovias, 1978; Vrba et al., 1981). La rotation d'un nuage au sein d'un champ magnétique est freinée par les couples produits par la torsion des lignes de champ magnétiques, avec une échelle de temps

$$t_B = \frac{4M}{5\sqrt{\pi\rho}\ B R^2}$$

Si l'on suppose, pour Persée, $B \approx 13\ n^{0.4}$ μG (Vrba et al., 1981), le temps de freinage magnétique est $t_B \approx 1.5\ 10^7\ n^{-0.9}$ an, soit, avec $n \geq 10^2$ cm^{-3}, $t_B \leq 2\ 10^5$ ans. Donc, si le nuage est noyé dans un champ magnétique, comme l'indiquent les mesures de polarisation, un mouvement initial de rotation aurait été très rapidement freiné.

2.- Expansion

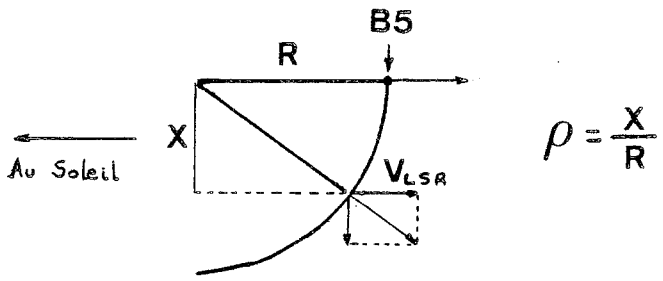
Une deuxième possibilité est que le nuage fasse partie d'une couche semi-spherique de rayon R ≈ 20- 30 pc en expansion à V ≈ 10 km/s (nous supposons que le mouvement de la demi-sphère est tel qu'elle s'éloigne de la Terre). Le gradient de vitesses attendu pour un tel mouvement est $V(x) = V_{max} (1-(x/R)^2)^{1/2}$ où x est la distance au centre d'expansion projetée sur le ciel. Il est comparé au gradient observé dans la Fig. X-4. Cette possibilité nous semble particulièrement intéressante pour plusieurs raisons:

a) L'âge d'expansion est ≈ 3 10^6 ans, c'est-à-dire du même ordre que l'âge de l'association Per OB2 et de l'amas IC348.

b) Sancisi (1974) a suggéré, à partir des donnés HI de la région, l'existence d'une couche de HII en expansion. Dans son modèle B5 est placé sur la ligne de visée du centre d'expansion. Le champ de vitesses observé en ^{13}CO est en accord avec ce modèle. De plus, on observe de l'émission HI dans la gamme de vitesses (-30) - (-50) km/s en direction de la région autour de B5/IC348, ce qui pourrait correspondre à la partie de la couche qui s'approche de nous.

c) Les étoiles de l'association Per OB2 ont une vitesse radiale (LSR) moyenne de ≈ 15 km/s (en excluant ξ Per) c'est à dire qu'elles ont une vitesse de ≈ 5 km/s par rapport au nuage moléculaire. Imaginons que le nuage moléculaire et l'association se sont formés, au même moment, par collision d'une couche de HI en expansion avec un nuage ambiant. Après sa formation, le nuage est freiné par le milieu ambiant alors que les étoiles continuent leur mouvement sans être freinées. Ce modèle expliquerait donc la différence entre les vitesses radiales du gaz et des étoiles. Des simulations numériques sur un système comparable (Olano, 1982) montrent que l'ordre de grandeur du freinage est effectivement celui que l'on observe.

d) Les petits nuages sombres (L1464) visibles devant la nébuleuse Californie sont situés ≈ 5° au Nord de B5. Si nous supposons qu'ils font partie de la couche en expansion, ils devraient avoir une vitesse radiale du même



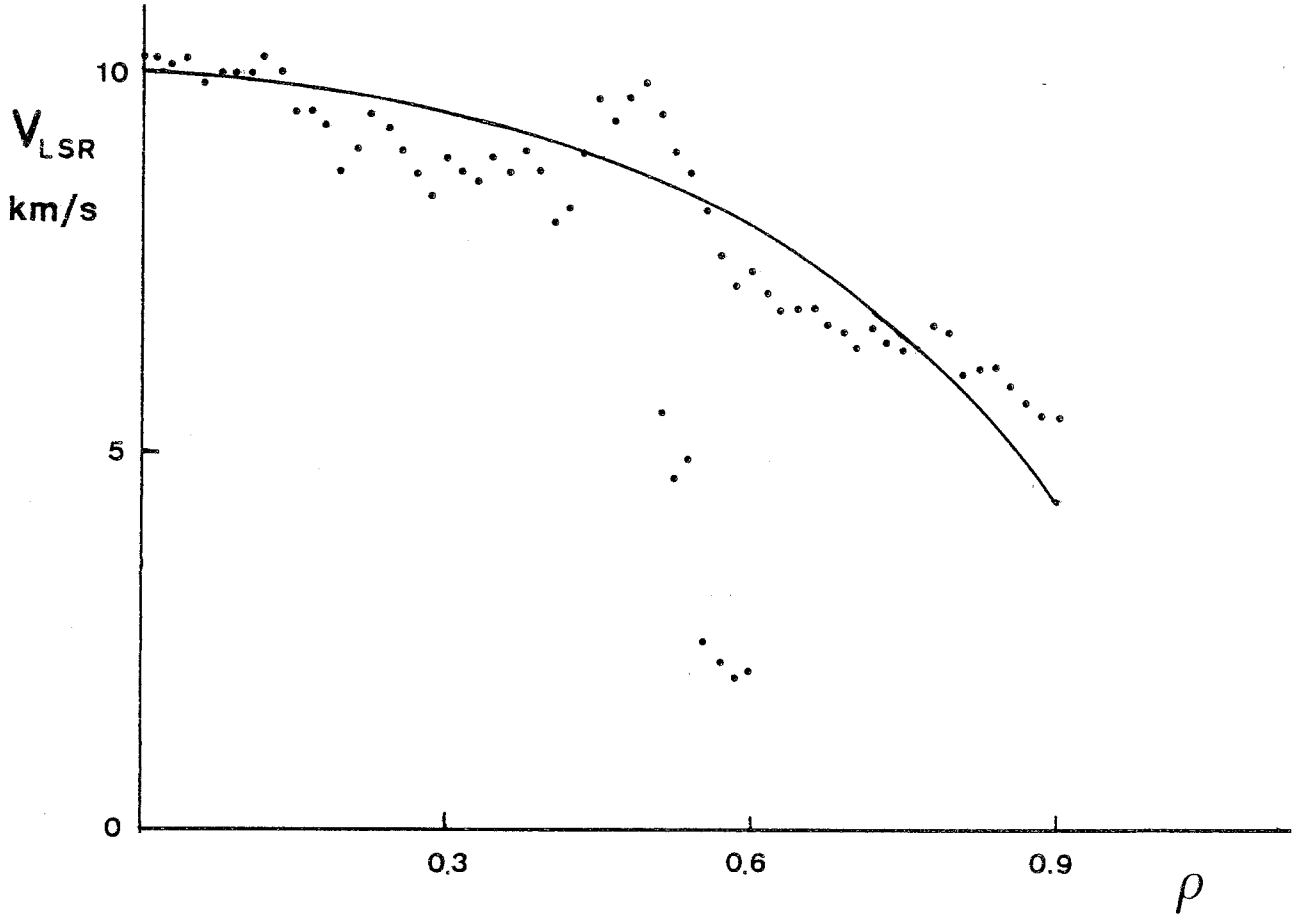


Figure X-4 : Champ de vitesses du filament principal du nuage de Persée. Les points correspondent à des positions contigues sur la ligne de la figure IX-1b qui va de B5 à L1455. La ligne continue est la vitesse radiale qui serait observée pour une coquille centrée au nord de B5, en expansion à une vitesse de 10 km/s, en s'éloignant du Soleil.
ρ=X/R, où X est la distance au centre de la coquille projetée sur le plan du ciel et R le rayon de la coquille (voir aussi la figure X-6).

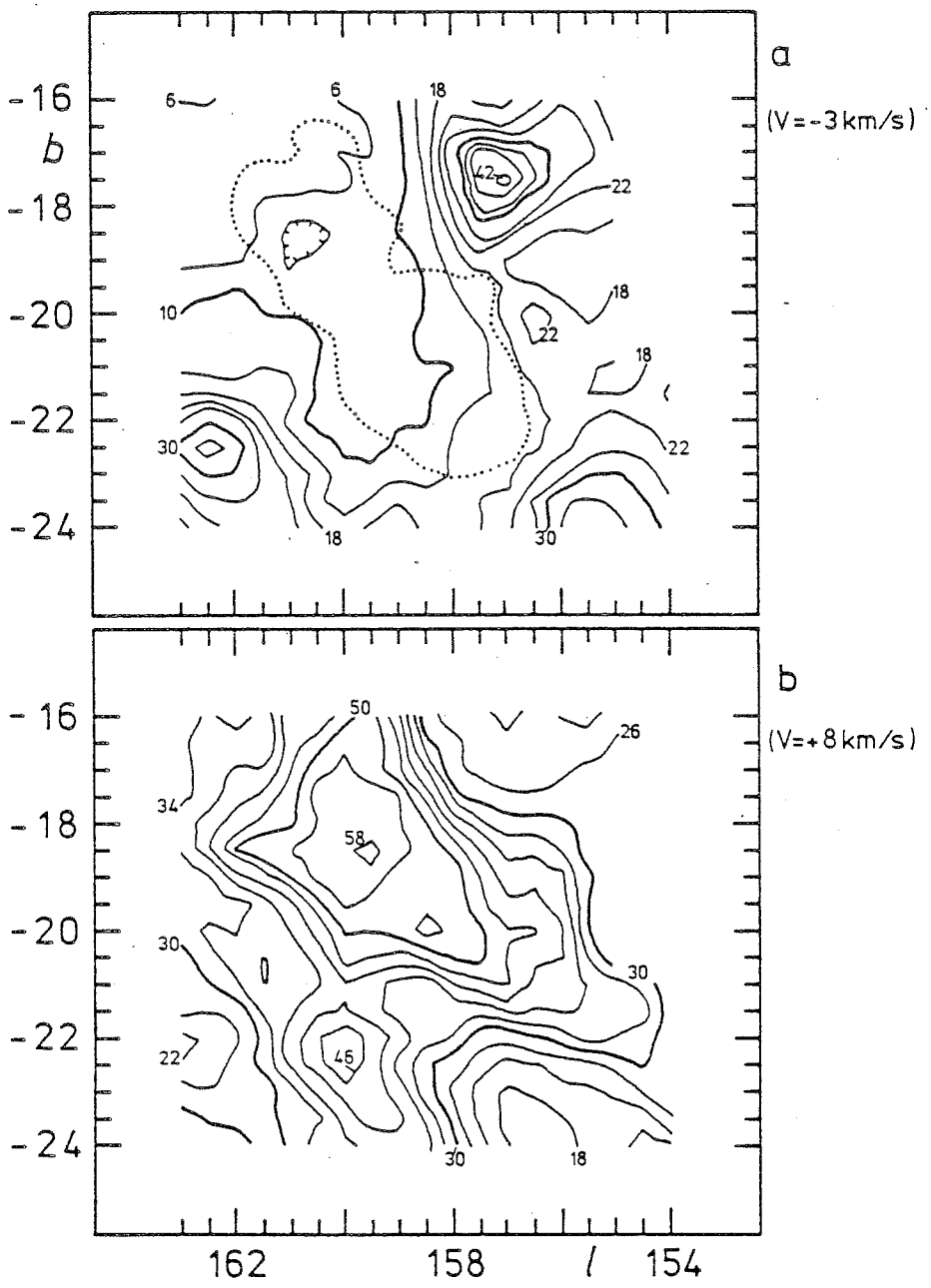


Figure X-5 : Distribution de température de brillance HI aux vitesses radiales V_{LSR} = - 3 km/s (a) et V_{LSR} = + 8 km/s (b). L'intervalle entre deux contours est de 4 K. Les limites du nuage moléculaire OH sont indiquées en (a) par une ligne pointillée (d'après Sancisi et al. 1974).

ordre que celle de L1455 (qui se trouve situé ≈ 5° au sud de B5), c'est à dire ≈ 5 km/s. Or la vitesse observée de L1464 est ≈ 4 km/s, elle se trouve donc en bon accord avec le modèle.

e) Le fait que le centre de la couche en expansion soit situé au voisinage de B5/IC348 est aussi en accord avec le mouvement propre des étoiles de l'amas IC348. Nous avons vu que ces étoiles ont des mouvements propres peu importants, si bien que leur mouvement transversal résultant est quasiment nul. Si nous supposons que l'amas est encore associé au nuage, le mouvement transversal du gaz, autour de IC348, sera peu important, ce qui est en accord avec l'idée que cette partie (B5, IC348) du complexe se trouve à proximité du centre d'expansion.

Les vitesses radiales des étoiles de l'amas IC348 sont inconnues,leur détermination et une comparaison de ces vitesses à la vitesse radiale du nuage moléculaire, permettrait de déterminer si les étoiles sont réellement cinématiquement liées au gaz. Les mouvements propres et les vitesses radiales des étoiles à émission Hα distribuées le long du nuage sont également inconnus.

C) HYPOTHESES SUR L'EVOLUTION DU COMPLEXE.

1.- Le modèle de la couche en expansion.

Comme nous l'avons vu, la cinématique du nuage moléculaire s'ajuste bien au modèle de couche en expansion que Sancisi (1974) avait proposé pour expliquer les observations de HI (Fig. X-5). Dans la Fig. X-6 nous présentons un schéma du scénario proposé pour expliquer l'origine de la région. La couche en expansion, initialement à 15 km/s, serait entrée en collision, il y a quelques 10^6 ans, avec le gaz interstellaire ambiant. Par suite de cette collision se seraient formés l'association d'étoiles Per OB2 et le nuage moléculaire. Le centre d'expansion de la couche serait situé au voisinage de la région B5/IC348. Alors que les étoiles OB se seraient formées dans une région 2^o- 3^o au Nord (en coordonnés galactiques) de B5. Les étoiles continuent leur expansion à 15 km/s mais le nuage moléculaire a été décéléré depuis sa formation, si bien que sa vitesse actuelle est ≈ 10 km/s. Le centre de l'association pourrait donc se trouver, à l'heure actuelle, ≈ 30 pc au-delà du nuage moléculaire.

L'émission HI à des vitesses ≈ (-30) - (-50) km/s détectée par Sancisi (1974) dans la direction du centre d'expansion pourrait correspondre à la moitié de la coquille qui s'approche du Soleil. Cette couche étant beaucoup moins massive, elle pourrait se déplacer à plus grande vitesse.

Le rayonnement UV des étoiles de l'association illumine par derrière la couche en expansion et ionise l'hydrogène de la face posterieure. Ceci est à l'origine de la région brillante de faible intensité visible sur les plaques du Palomar Sky Survey et sur la photographie de Gull (1977). D'après les chapitres VII et VIII, l'intensité du rayonnement UV dans la région B5/IC348 pourrait être environ 10 à 100 fois l'intensité interstellaire moyenne. Ce rayonnement UV est absorbé par la poussière qui le réémet dans l'infrarouge lointain. Ce rayonnement IR lointain est bien détecté par IRAS, la luminosité intégré de cette émission dans la région IC348/B5, d'après les cartes à 60 et à 100 μm, est ≈ 10^4 $L_\odot$ (pour les quatre bandes IRAS). Le modèle explique bien la distribution

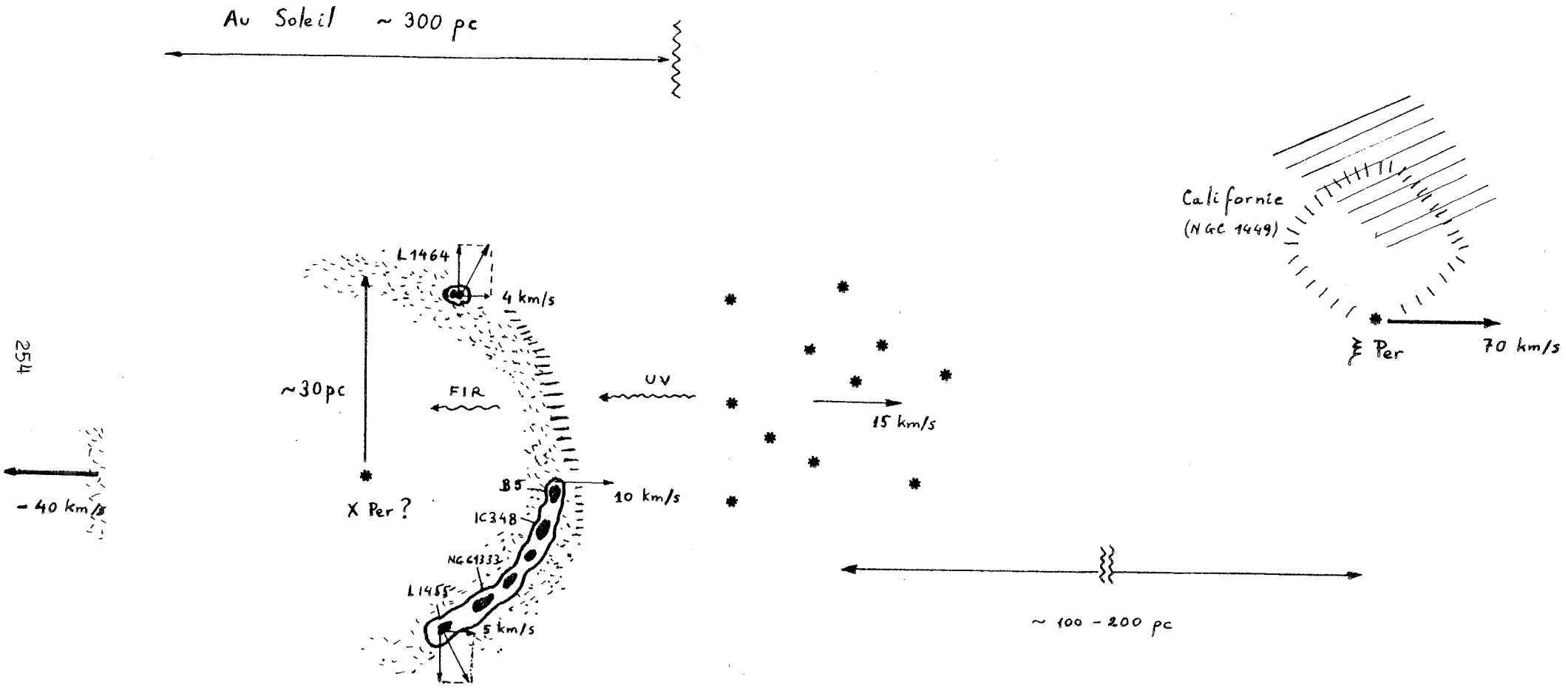


Figure X-6 : Schéma du modèle de coquille en expansion proposé pour la région de Persée. (voir texte pour les détails)

spatiale de cette émission. Le rayonnement visible ne traverse pas le nuage sombre mais celui-ci presente des bords brillants.

Comme nous l'avons discuté dans le chapitre II, l'étoile ξ Per s'éloigne très rapidement de l'association (il s'agit d'une étoile "runaway") et la nébuleuse Californie se trouve ≈ 100 - 200 pc au delà du centre de l'association. La vitesse radiale de cette région HII est $V_{LSR} \approx 0.5$ km/s (Georgelin, 1975). D'après nos observations à Bordeaux, l'émission CO a lieu à des vitesses $V_{LSR} \approx -4$ km/s (mais pour le globule L1464, observé optiquement devant la région HII, $V_{LSR} \approx 4$ km/s). Ces vitesses sont en accord avec les observations de Elmegreen et Elmegreen (1978) et les observations de OH de Wouterloot et Habing (1985). Si bien que rien ne paraît indiquer une connexion entre la nébuleuse Californie et la couche en expansion.

2.- Formation d'étoiles peu massives

La formation d'étoiles massives s'est acompagnée, dans le nuage moléculaire, de la formation d'étoiles peu massives, ainsi l'amas IC348 et les nombreuses étoiles à émission Hα observées le long des filaments. La formation de nouvelles étoiles semble particulièrement active, à l'heure actuelle, autour de NGC1333 où plusieurs masers H_2O, des objets de Herbig-Haro et des flots gazeux sont observés (voir Chapitre V). Cette activité de formation d'étoiles pourrait avoir été déclenchée par la collision de deux des fragments du nuage moléculaire (voir ci-dessus).

Dans les globules "calmes", comme B5, B1, L1455, L1448, où les raies ne sont pas très larges (Δv (^{13}CO) ≈ 1-2 km/s) les nouvelles étoiles sont également peu massives, elles peuvent se trouver très enfouies dans le nuage, elles sont observables en infrarouge proche et donnent parfois lieu à des flots bipolaires (L1455). Le mécanisme de formation de ces étoiles pourrait être le même que celui qui opère dans le Taureau. (voir Cohen et Kuhi, 1979; Norman et Silk, 1980).

3.- Le rôle des champs magnétiques

Les champs magnétiques peuvent avoir un effet important dans la cinématique et dans l'effondrement des nuages moléculaires. Malheureusement les mesures de l'intensité

des champs magnétiques dans les nuages denses sont peu abondantes. Les mesures de polarisation de la lumière des étoiles dans la région de Persée indiquent que la direction du champ est perpendiculaire à l'axe du filament principal (voir chapitre II). Cette configuration paraît être générale. Vrba (1977) a étudié la polarisation des étoiles de la région autour de L1551. Il conclut que les champs magnétiques peuvent interdire l'effondrement selon la direction perpendiculaire aux lignes de champ. Récemment Moneti et al. (1984) ont réalisé des mesures de polarisation de la région centrale du Taureau. Ils trouvent que les champs magnétiques sont généralement dirigés perpendiculairement aux filaments.

Dans le modèle de couche en expansion de la région de Persée, après la collision de cette couche avec le milieu ambiant, l'effondrement gravitationnel aurait pû être controlé également par le champ magnétique. La présence du champ magnétique aurait empêché l'effondrement du nuage perpendiculairement aux lignes de champ, ce qui expliquerait, au moins de façon qualitative, la structure allongée que l'on observe .

Cependant, il serait très intéressant de multiplier les mesures de polarisation d'étoiles le long du complexe afin de déterminer si cette perpendicularité est maintenue sur tout le nuage.

4.- L'origine de la couche en expansion.

La bulle HI du complexe de Persée est bien visible sur les cartes d'émission HI de la Galaxie de Heiles et Jenkins (1976). Les bulles d'hydrogène en expansion ne sont pas des phénomènes rares dans la Galaxie. Sancisi (1974) observe une structure similaire à celle de Persée autour de l'association Sco OB2 (reliée au complexe moléculaire ρ Oph). Les cartographies HI de la Galaxie revèlent de nombreuses structures similaires (Heiles et Jenkins, 1976 ; Heiles, 1976). Elles sont également observées très souvent dans les galaxies exterieurs (voir par exemple Brinks, 1984 pour une étude de M31).

Opik (1953) a été le premier à suggérer pour la première fois l'éventuelle importance des explosions de supernovae dans le déclenchement de la formation d'étoiles

OB. Plus récemment, Herbst et Assousa (1977) ont suggeré que toutes les associations OB pourraient avoir été formées par suite de l'explosion de supernovae. Cependant, Blitz (1978) à partir de l'étude de plusieurs nuages moléculaires associés à des associations OB conteste la généralité de ce mécanisme. D'autre part, Lada et al. (1978) signalent que l'effet de l'explosion d'une supernova sur un nuage moléculaire est peu important en comparaison des vents stellaires des étoiles O (à moins que l'étoile O ne devienne supernova dans les 2.5 10^6 ans qui suivent sa formation).

En tout cas, même si les explosions de supernovae ne sont pas responsables de la formation de toutes les associations OB, il semble plausible que quelques unes des associations OB aient été formées selon ce mécanisme.

Il a été suggeré par Blaauw (1961) que l'origine des étoiles à grande vitesse ("runaway") pourraît être l'explosion d'une supernova dans un système binaire : une des composantes serait projetée à grande vitesse à conséquence de la perte violente de masse de son compagnon. La présénce de l'étoile "runaway" ξ Per dans l'association Per OB2 pourraît donc indiquer que l'explosion d'une supernova a eu lieu dans la région de Persée.

L'énergie cinétique du système gaz + étoiles de Persée est ≈ 10^{49} erg. Typiquement l'energie totale d'une supernova est de quelques 10^{50} erg. L'efficacité avec laquelle cette énergie est convertie en énergie cinétique est faible. Pour une vitesse d'expansion v ≈ 10 km/s, elle est ≈ 3 % (Chevalier, 1974), si bien que pour obtenir les 10^{49} erg, il aurait fallu une supernova de ≈ 3 10^{50} erg. L'âge de la supernova, d'après les calculs de Chevalier (1974) pour la phase "chasseneige", serait ≈ 3- 5 10^6 ans. Cette valeur est en bon accord avec les âges des étoiles de l'association Per OB2.

Etant donné que cette supernova serait très vieille, le gaz se serait complètement refroidi depuis l'explosion, et s'il restait une trace d'émission X, visible ou radio, elle serait très faible.

Nous signalerons enfin l'existence d'une source X sur la ligne de visée du centre d'expansion. Il s'agit de

2U0352+30 (=2A0352+309). Cette source paraît être reliée au système multiple X Per. La composante principale de ce système est une étoile 09.5pe et sa distance est ≈ 350 pc (Brucato et Kristian, 1972). La luminosité de la source X est L(2-6 keV) ≈ 5 10^{33} erg/s, c'est donc une source faible. Elle est cataloguée comme étoile à neutrons (Amnuel et al., 1982). L'existence d'un pulsar dans cette région est peut-être une coincidence. Mais compte tenu des arguments que nous avons développés ci-dessus, en faveur de l'explosion d'une supernova dans la région, il y a quelques millions d'années, la proximité du pulsar 2U0352+30 ne peut que favoriser le modèle proposé.

5.- Comparaison avec d'autres complexes.

La Fig. X-7 représente quelques uns des complexes moléculaires associés à des associations OB locales. Blitz (1978) a étudié les propriétés de ces nuages. Leur dimension la plus grande est en moyenne ≈ 90 pc, leur masse moyenne ≈ 10^5 $M_\odot$, les complexes sont en géneral allongés selon le plan galactique. Quelques uns de ces complexes présentent des gradients systématiques de vitesses de l'ordre 0.1- 0.2 km/s/pc.

Le complexe de Persée est, avec Cep OB3, un des moins massifs. Il présente la particularité d'être allongé selon une direction qui forme un angle de 60° environ avec le plan galactique. Mais il est perpendiculaire au champ magnétique local (c'est aussi le cas d'autres nuages filamentaires dans le Taureau). Le nuage associé à Cep OB3 paraît plutôt allongé selon le champ magnétique (Sargent, 1977), mais le nuage est très irregulier. Alors que dans plusieurs complexes (Ori OB1, Cep OB3, W3) il y a des raisons de penser que la formation d'étoiles OB a eu lieu de façon séquentielle selon le schema d'Elmegreen et Lada (1977), dans le complexe de Persée cette configuration n'est pas observée.

Sargent (1979) a suggeré que le complexe de Persée forme les étoiles d'une façon particulière. Les centres de formation d'étoiles (centre de formation de l'association Per OB2, I348 et NGC1333) sont à des distances mutuelles beaucoup plus grandes que les distances entre les sous-groupes stellaires d'autres associations (p. ex. Cep

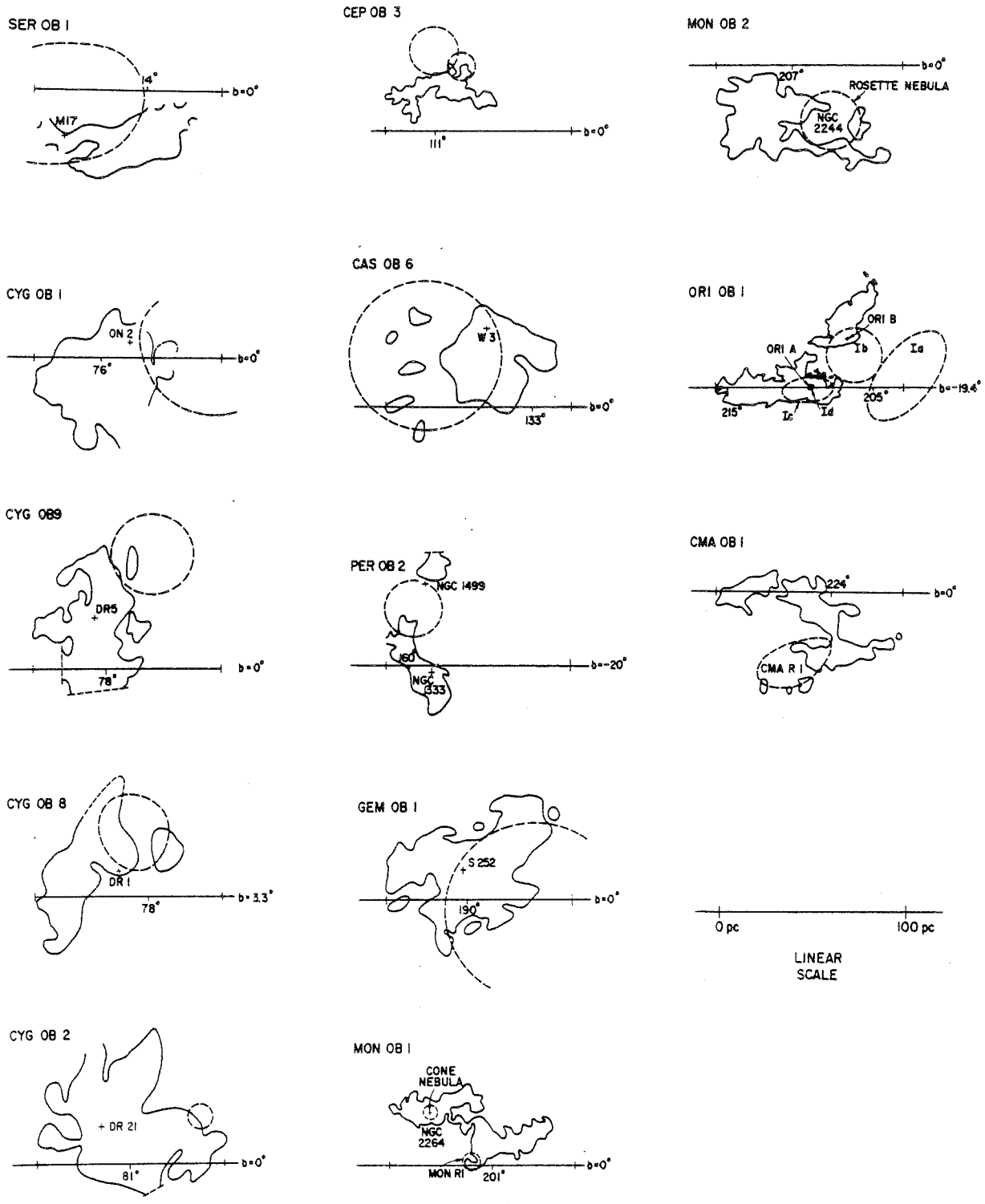


Figure X-7 : Les complexes moléculaires liés à des associations OB locales représentés à la même échelle. Les lignes continues délimitent les nuages moléculaires. Les tirets indiquent l'extension des associations OB (d'après Blitz, 1978).

OB3). En fait, comme il a été discuté ci-dessus, les processus qui ont conduit au déclenchement de la formation d'étoiles dans trois sites ont pû avoir une origine différente. Par exemple, la formation d'étoiles autour de NGC1333 semble avoir commencé très récement (l'âge des masers H_2O est de quelques 10^5 ans) par rapport à l'âge de l'association OB.

REFERENCES

Amnuel, P.R., Guseinov, O.H., and Rakhamimov, Yu.:1982, Astrophys. Space Sci., 82, 3.

Baran, G.P.:1982, Thesis. Columbia University.

Blaauw, A.:1961, B. A. N., 15, 265.

Blaauw, A.:1964, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 2, 213.

Blitz, L.:1978, Thesis. Columbia University.

Brinks, E.:1984, IAU eighth european meeting. Toulouse.

Brucato, R.J., and Kristian, J.:1972, Astrophys. J. Lett., 173, L105.

Chevalier, R.A.:1974, Astrophys. J., 188, 501.

Cohen, M., and Kuhi, L.V.:1979, Astrophys. J. Supp. Ser., 41, 743.

Elmegreen, D.M., and Elmegreen, B.G.:1978, Astrophys. J., 220, 510.

Elmegreen, B.G., and Lada, C.J.:1977, Astrophys. J., 214, 725.

Georgelin, Y.M.:1975, Thèse. Université Provence.

Gull, T.:1977, cité par Baran (1982).

Heiles, C.:1976, Astrophys. J. Lett., 208, L137.

Heiles, C., and Jenkins :1976, Astron. and Astrophys., 46, 333.

Herbst, W., and Assousa, G.E.:1977, Astrophys. J., 217, 473.

Lada, C.J., Elmegreen, B.G., Cong, H.I., and Thaddeus, P.:1978, Astrophys. J. Lett., 226, L39.

Loren, R.B.:1976, Astrophys. J., 209, 466.

Moneti, A., Pipher, J.L., Helfer, H.L., McMillan, R.S., and Perry, M.L.:1984, Astrophys. J., 282, 508.

Mouschovias, T.C.:1978, in "Protostars and Planets". Ed. by T. Gehrels. Univ. Arizona Press.

Norman, C., and Silk, J.:1980, Astrophys. J., 238, 158.

Olano, A.:1982, Astron. Astrophys., 112, 195.

Opik, E.:1953, Irish Astron. J., 82, 198.

Sancisi, r.:1974, IAU Symp. 60, 115.

Sargent, A.I.:1977, Astrophys. J., 218, 736.

Sargent, A.I.:1979, Astrophys. J., 233, 163.

Vrba, F.J.:1977, Astron. J., 82, 198.

Vrba, F.J., Coyne, G.V., and Tapia, S.:1981, Astrophys. J., 243, 489.

Wilking, B.:1981, Thesis. University of Arizona.

Wouterloot, J.G.A., and Habing, H.J.:1985, Astron. Astrophys. Supp. Ser., 60, 43.

XI

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

La présence d'une association d'étoiles OB et de nébuleuses brillantes ou obscures étendues -où l'on distingue des globules moléculaires denses, de jeunes étoiles peu massives et des objets protostellaires- attestent qu'une intense activité de formation d'étoiles a eu lieu récemment, et se poursuit encore dans le complexe de Persée. Ceci, et la proximité de ce complexe du Soleil (≈ 300 pc, ce qui permet des comptages d'étoiles et une haute résolution des observations) en font une région unique pour l'étude détaillée des interactions entre le gaz et les étoiles.

Nous avons étudié au moyen de comptages d'étoiles et d'observations de molécules (CO, ^{13}CO, $C^{18}O$, HCO^+, $H^{13}CO^+$, NH_3, HC_3N) la quasi-totatité du complexe. Les principales conclusions de notre étude sont :

1.-Le complexe obscur de Persée a des limites bien définies à $A_V \approx 1$ mag. Sa masse (de B5 à NGC1333 et L1455) est de $1.7\ 10^4\ M_\odot$. Le contour d'extinction visuelle $A_V = 2.2$ mag divise le nuage en deux parties de masse égale ; la région $A_V \geq 2$ mag présentant une émission ^{13}CO (J=1-0) intense ($T_A^* > 1$ K). La région $A_V \geq 3.7$ mag contient le quart de la masse totale et présente une émission intense en $C^{18}O$ (J=1-0) ($T_A^* > 0.5$ K) (Chapitres III et IV).

2.- Nous distingons 10 condensations ($A_V \geq 2$- 3 mag), de quelques centaines de masses solaires chacune, intenses en ^{13}CO et $C^{18}O$. Nous avons mis en évidence, par l'observation des raies d'inversion de l'ammoniac, l'existence de coeurs denses dans quelques unes de ces condensations. Le pourcentage de masse dans ces coeurs est 2- 5 % de la masse totale du nuage.

3.- La raie J=1-0 de ^{13}CO s'est avérée très bien adaptée à l'étude à grande échelle du complexe. Elle peut être

détectée jusqu'à $A_V \approx 1$ mag, c'est à dire jusqu'aux limites externes du nuage, et reste modéremment saturée jusqu'à $A_V \approx 5$ mag ($\approx$ 96 % de la masse est comprise entre ces limites).

A partir de mesures sur $\approx$ 1200 lignes de visée, nous avons établi la relation :

$$N_{ETL}(^{13}CO) = 2.5\ 10^{15}\ (A_V - 0.8)$$

entre la densité projetée (ETL) de ^{13}CO et l'extinction visuelle, dans l'intervalle 1 mag $< A_V <$ 5 mag ($N_{ETL}(^{13}CO)$ est exprimé en cm^{-2} et A_V en magnitudes).

Le rapport apparent $^{13}CO/A_V$ diffère d'un facteur $\approx$ 2 entre le nuage de Persée et Heiles Cloud 2, un nuage sombre du Taureau étudié par Cernicharo et Guélin (1985). Cette différence reflète les limites de l'utilisation de ^{13}CO comme traceur du gaz (saturation des raies et fractionnement isotopique) ; la modicité du facteur 2 (par rapport aux incertitudes du calcul des masses gazeuses) et l'intensité des raies ^{13}CO (en moyenne $\approx$ 5 fois plus intenses que celles de $C^{18}O$) font, toutefois, de cet isotope le traceur privilegié des nuages étendus (Chapitre IV).

4.- La densité centrale au coeur des condensations (IC348, L1448, L1455,...) est $\approx 1 - 4\ 10^4\ cm^{-3}$ et la température cinétique y est de $\approx$ 12 K (13- 16 K dans IC348). La masse de ces coeurs est de 30- 60 $M_\odot$. Ils sont composés de globules de 1- 20 $M_\odot$ probablement en équilibre (supportés par la turbulence et/ou le champ magnétique).

Il paraît désormais clair que les globules de Persée bien qu'ayant une densité semblable à ceux du Taureau (TMC1, L1495,...), sont plus massifs et légèrement plus chauds que ces derniers, où ne se forment que des étoiles peu massives. Ce résultat suggère qu'il existe une relation entre la masse des fragments et la masse des étoiles qui s'y forment. Il est bien clair, toutefois, qu'une telle relation ne pourra être établie qu'au moyen d'observations encore beaucoup plus étendues (Chapitres VI, VIII, IX).

5.-Les observations du voisinage de o Per et de la région

autour de IC348 ont mis en évidence un fort accroissement de la température du gaz au nord-est du nuage. (Pour les couches les plus externes cet effet de chauffage a été déduit à partir d'observations de CO et ^{13}CO J=1-0 et J=2-1; pour les régions plus internes, le chauffage a été mis en évidence grâce à des observations d'ammoniac).

L'émission infrarouge détectée par IRAS et l'existence d'une région HII étendue impliquent un flux ultraviolet dans cette région nord-est (autour de IC348 et B5) 10 à 100 fois plus intense que le flux interstellaire moyen. Nous concluons que le chauffage du gaz est vraisemblablement dû à ce champ ultraviolet intense (Chapitres VII et VIII).

6.-Il était tentant de penser que o Per était à l'origine du renforcement de l'UV -et de l'échancrure visible sur les cartes CO du voisinage de cette étoile. Nos observations de CO, ^{13}CO (J=1-0 et J=2-1), et C158α, montrent que o Per est éloignée du nuage moléculaire (quelques parsecs au moins), sa contribution à l'accroissement du champ ultraviolet pourraît être moins importante que celle des étoiles de l'association Per OB2 (principalement ζ Per et χ Per)(Chapitre VII).

7.- Les observations d'ammoniac de IC348, L1448 et L1455 ne montrent aucun signe d'accroissement ($\Delta T \leq 2$ K) de la température du gaz en direction des étoiles qui sont enfouies dans ces globules denses. Pourtant, la température de la poussière, mesurée dans ces directions, est de 20 à 100 K plus élevée que celle du gaz. Si des observations de NH_3 à plus haute résolution (< 30", par exemple avec le VLA) ne réussissaient pas à mettre en évidence un chauffage notable du gaz, il faudra sans doute conclure que l'abondance de l'ammoniac est plus faible dans les régions les plus denses (Chapitre IX).

8.- Le changement systématique de vitesse observé dans le nuage de Persée peut être expliqué par un mouvement de rotation ou par un mouvement d'expansion. L'hypothèse d'expansion nous paraît plus satisfaisante car elle

s'accorde bien à la distribution de vitesse à plus large échelle observée en HI. L'explosion d'une supernova, il y a quelques millions d'années, pourraît être a l'origine de l'expansion. L'association Per OB2 et le nuage moléculaire pourraient avoir été formés lors de la collision de l'enveloppe de la supernova avec un nuage HI étendu (Chapitre X).

9.- La répartition de la masse dans le complexe de Persée, ainsi que dans d'autres nuages sombres, est bien expliquée si l'on suppose que la densité suit (en moyenne) une loi $n(r) \sim r^{-1.3}$. Cette loi en combinaison avec l'équilibre du viriel permet d'expliquer les relations de Larson pour les nuages moléculaires (Chapitre III).

10.- L'existence de variations dans la composition chimique du gaz se retrouve dans les nuages de Persée. Le rapport $R = [NH_3]/[HC_3N]$ est un ordre de grandeur plus élevé dans les globules de Persée que dans certains globules du Taureau (TMC1-HC_3N et L1495). (Chapitre IX et Annexe AII).

Plusieurs des résultats ci-dessus (chauffage à grande échelle, à petite échelle, structure) mériteraient d'être étendus ou précisés:

1.- Des observations de la raie ^{13}CO (J=2-1) dans les régions nord-est et sud-ouest, combinées avec les observations (J=1-0) présentées ici, devraient permettre d'étudier la variation du champ ultraviolet à la périphérie du nuage moléculaire. Il serait très intéressant de comparer les résultats obtenus à ceux d'observations similaires dans la région du Taureau. Pour de telles études un petit radiotéléscope, comme par exemple POM-2, apparaît très adéquat.

2.- L'observation, avec une résolution spatiale supérieure à 30", de HC_3N et NH_3 dans des sources infrarouges enfouies dans les globules d'ammoniac, devrai mettre en évidence l'existence de régions compactes et chaudes.

3.- Une étude soigneuse du champ de vitesses (par des observations de CO et ^{13}CO) du "pont" de matière entre le Taureau et Persée devrait permettre de conclure si les deux complexes sont physiquement liés. Comme nous l'avons discuté, une connexion paraît fort possible.

4.- Des mesures spectro-photométriques d'étoiles dans quelques champs restreints du nuage permettraient de conclure quant à la présence possible de deux couches de nuages sur la ligne de visée (discutée dans le chapitre III).

5.- Des plaques Hα à grand champ (quelques degrés) de la région au nord-est du nuage serviraient à préciser l'origine de la région HII étendue, sa position par rapport au nuage moléculaire (nous prévoyons que celui-ci est illuminé par l'arrière) et l'interaction entre la région HII et le nuage.

AI

SPECTRES DE $C^{18}O$ (J=1-0) DANS LE COMPLEXE DE PERSEE

Les figures suivantes présentent les cartes de spectres d'émission $C^{18}O$ (J=1-0) du complexe de Persée observés avec le radiotélescope de Bordeaux. La Fig. AI-1a indique les positions de quelques points de répérage sur la carte d'émission intégrée ^{13}CO. Les cordonnées de ces points sont indiqués dans la Table AI-1. Ces points figurent également sur les cartes $C^{18}O$ (Fig. AI-1b)

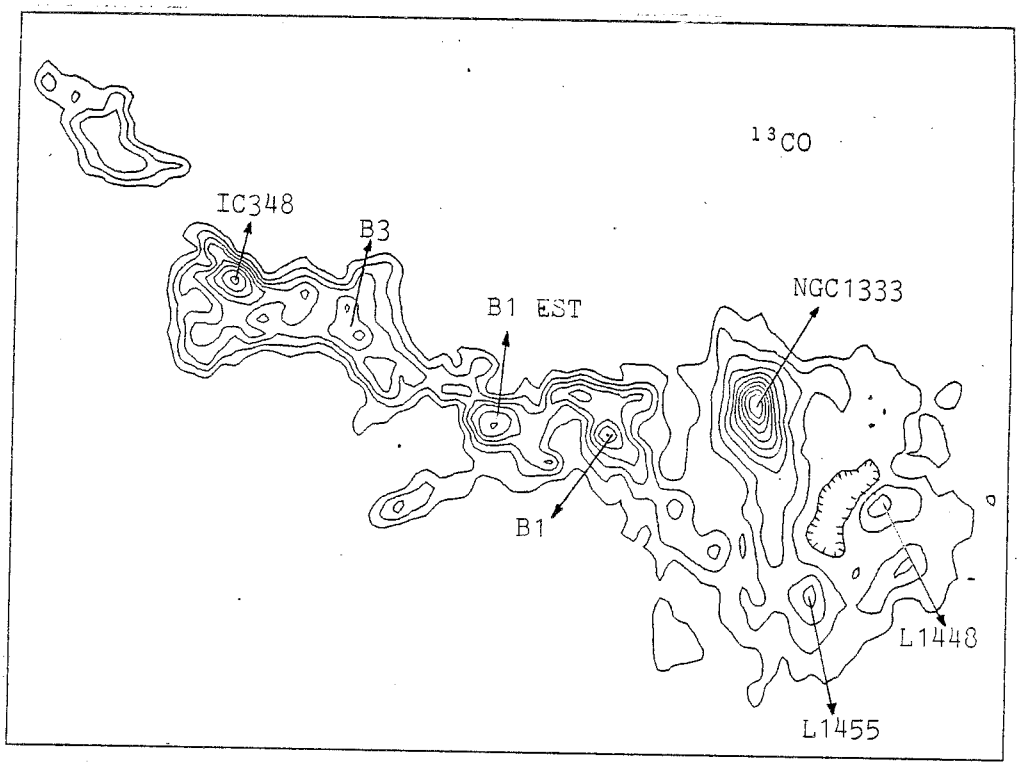


Figure AI-1a : Les positions de repère des cartes de spectres de $C^{18}O$ sont indiquées sur la carte ^{13}CO (J=1-0) (contours et coordonnées comme dans la Fig. X-1a).

Table AI-1

Positions de répérage dans les cartes de spectres de $C^{18}O$

	α (1950)	δ (1950)
IC348	$03^h40^m50.7^s$	$31^o52'26.4"$
B3	03 37 42.0	31 37 26.4
B1-Est	03 33 00.0	31 02 26.4
B1	03 30 16.5	30 57 26.4
NGC1333	03 25 56.0	31 10 14.4
L1455	03 24 22.7	30 00 14.4
L1448	03 22 25.5	30 35 14.4

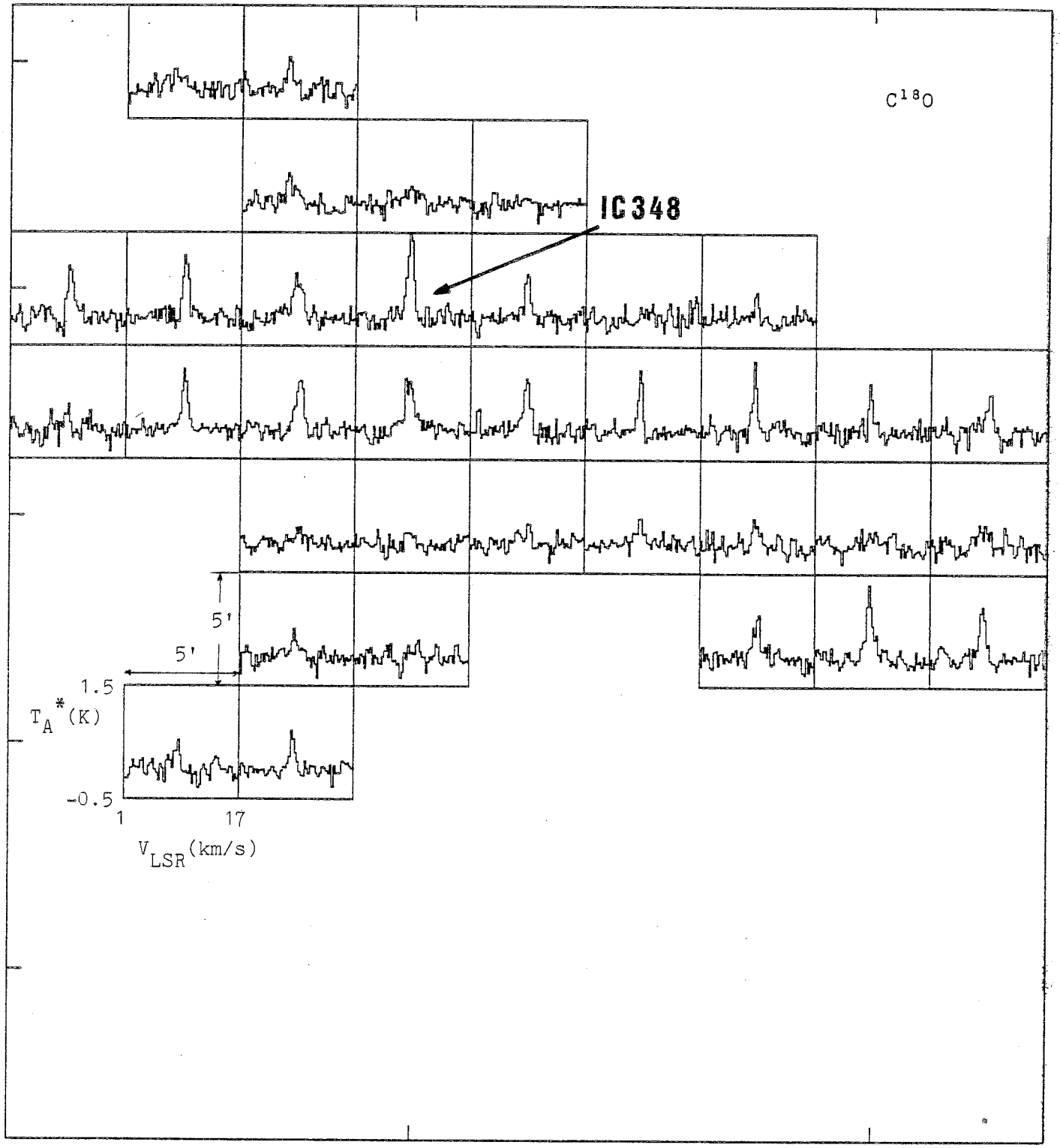


Figure AI-1b : Cartes de spectres de $C^{18}O$ dans le complexe de Persée. Les positions indiquées le sont également sur la Fig. AI-1a. Leurs coordonnées sont répertoriées dans la Table AI-1. La distance sur le ciel entre deux positions contigues est de 5'. Les échelles en vitesse et en température d'antenne sont également indiquées.

Figure AI-1b (suite)

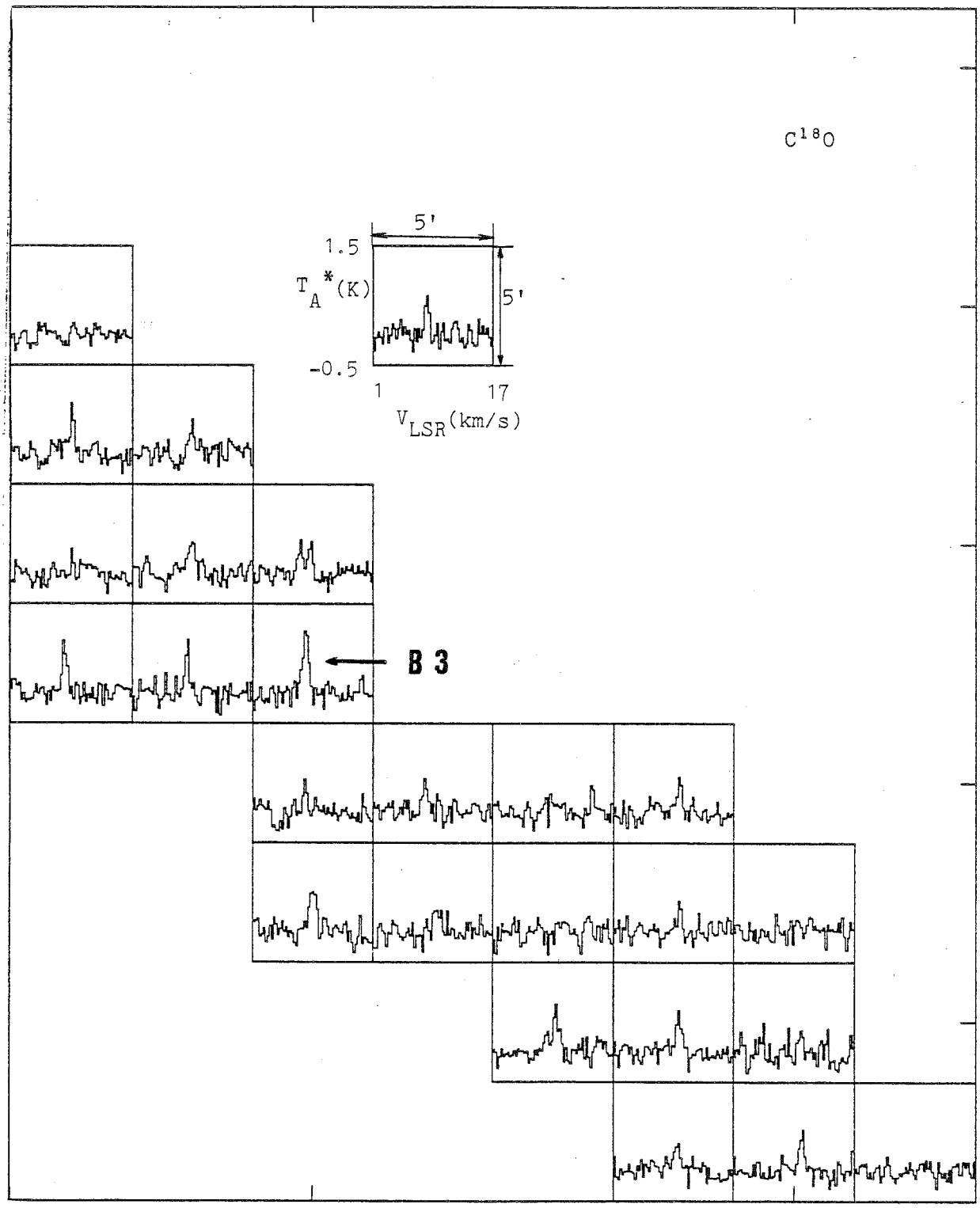


Figure AI-1b (suite)

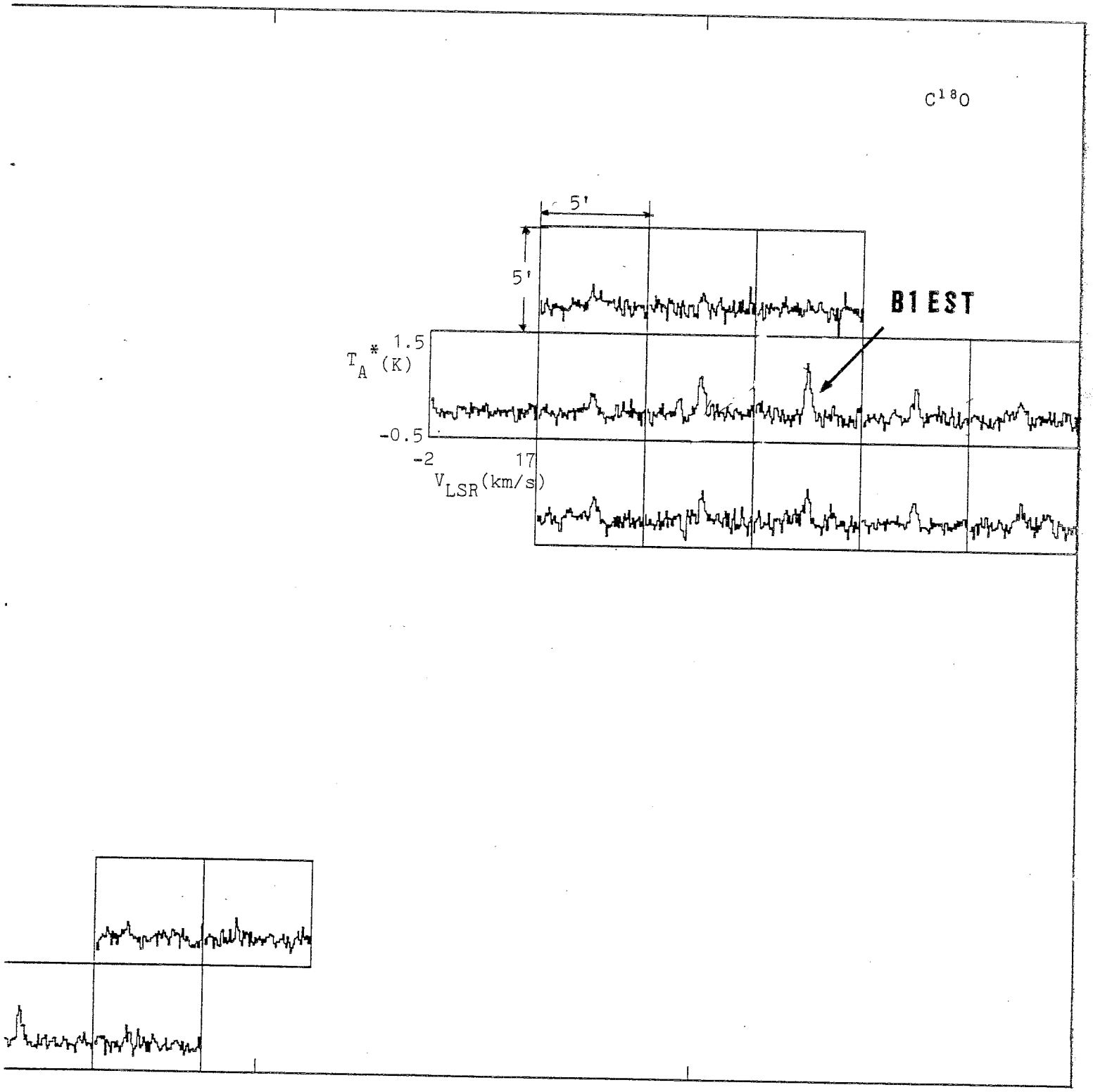


Figure AI-1b (suite)

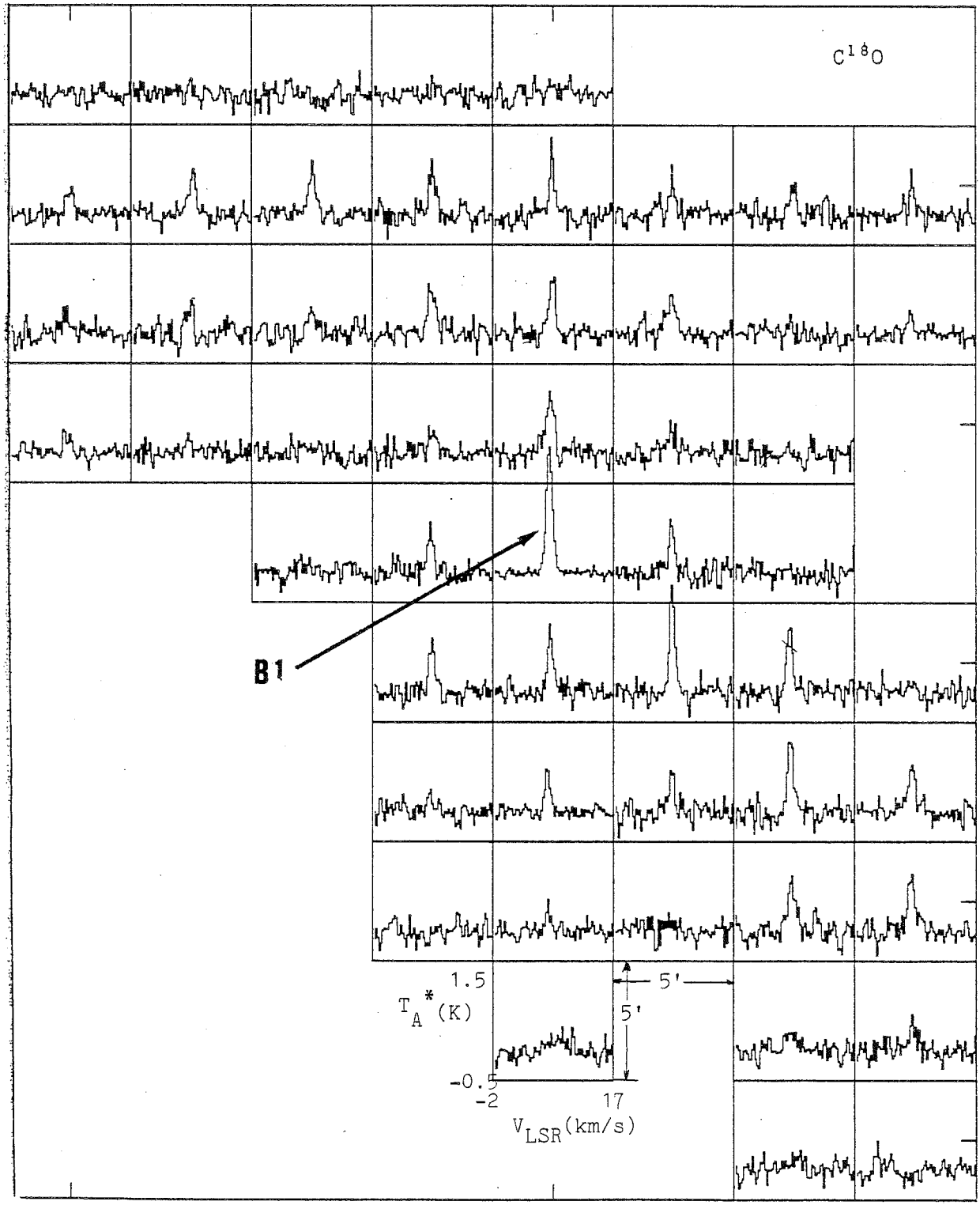


Figure AI-1b (suite)

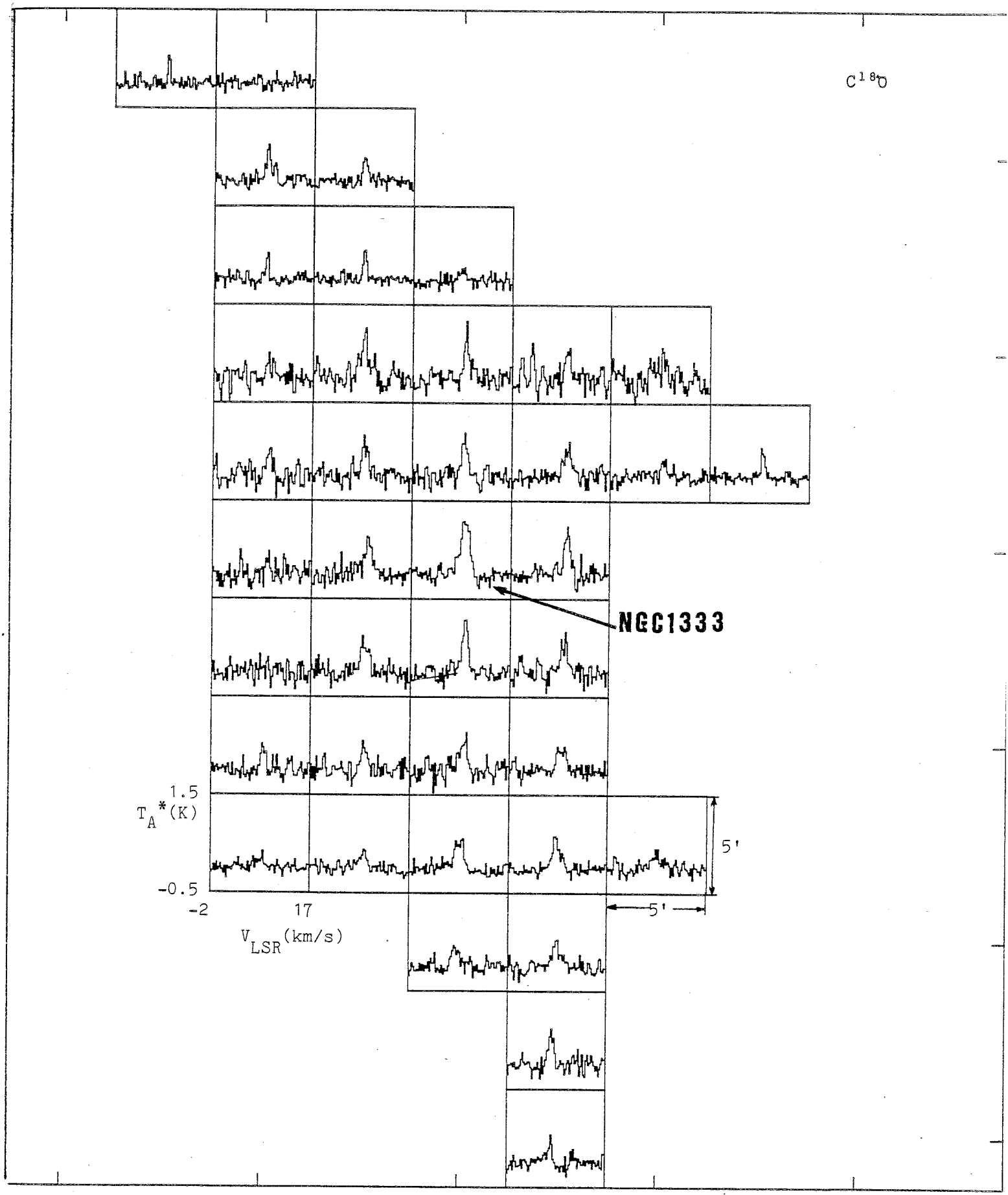


Figure AI-1b (suite)

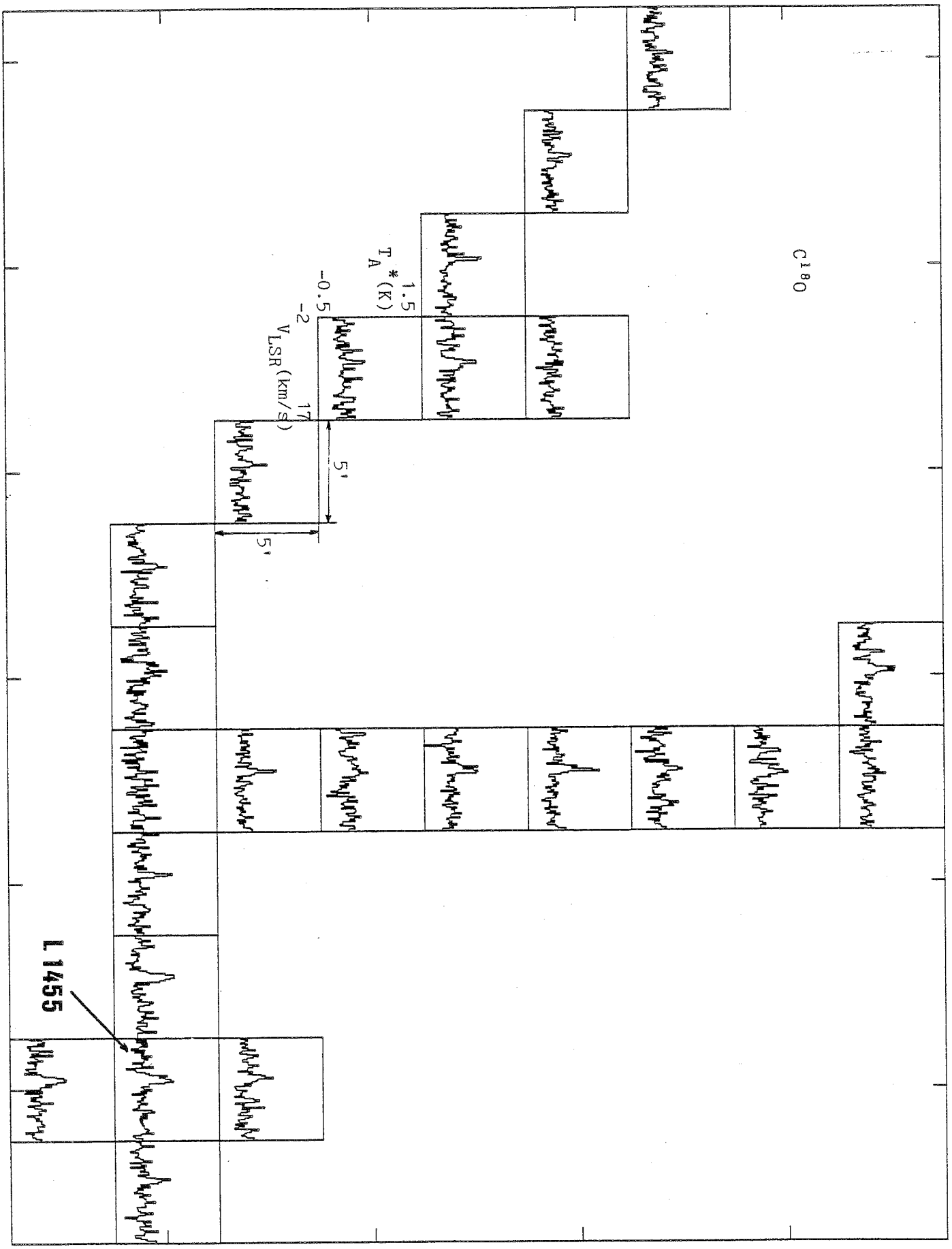
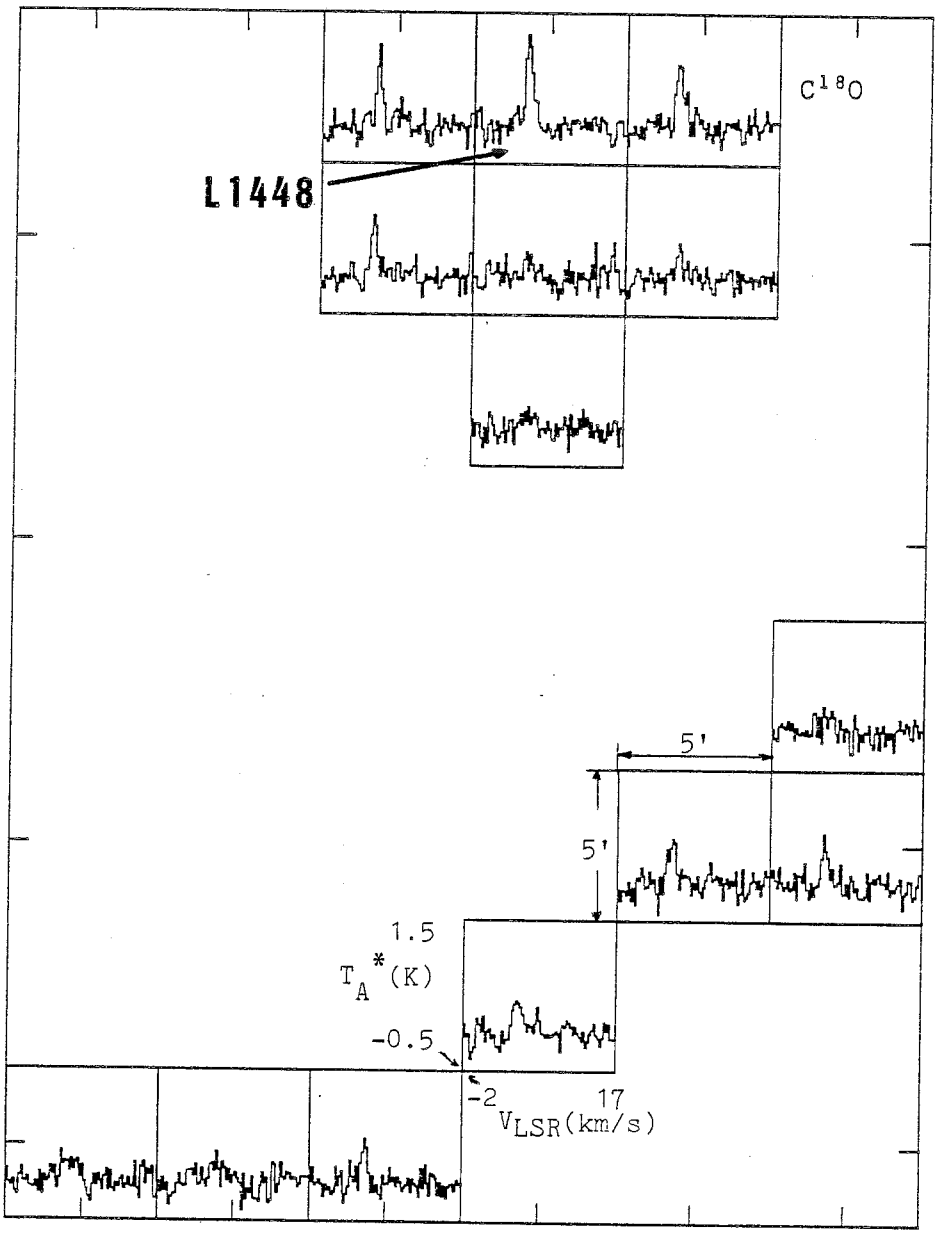


Figure AI-1b (suite)



AII

DE NOUVELLES CONDENSATIONS HC_7N DANS LE TAUREAU

Les observations HC_7N ont été effectuées avec le télescope de 42 m du NRAO en Janvier 1985. Le lobe à mi-puissance du télescope est d'environ 1.6', mais la résolution effective est un peu moins bonne en raison des lobes latéraux qui distordent le diagramme de rayonnement du télescope à haute fréquence. Afin de conserver un diagramme de rayonnement aussi "propre" que possible, nous avons limité nos observations à 3.5 heures de part et d'autre du passage au méridien et nous avons choisi la raie de HC_7N de plus basse fréquence (J=17-16) dans la bande du maser du télescope. La température du récepteur était comprise entre 40 et 45 K. Le pointage et l'alignement du foyer ont été vérifiés toutes les 2 heures sur le quasar 3C84. Les observations ont été effectuées avec l'autocorrélateur Mark IV à 1024 canaux, qui fournit une résolution spectrale de 0.038 km/s. Les spectres observés ont ensuite été lissés à une résolution spectrale de 0.078 km/s afin d'améliorer le rapport signal/bruit. Toutes les observations ont été réalisées en mode commutation de fréquence.

En raison de la faiblesse attendue de l'émission HC_7N, les sources ont été choisies sur la base de leur émission HC_5N: L1544, L1521-B, TMC-1C et L1512 sont bien connues pour leurs fortes densités projetées de HC_5N (Benson et Myers, 1983; Cernicharo et al.,1984, par la suite, Article I; Snell et al., 1981); HCL2-B est un petit globule enfoui dans Heiles Cloud 2 et une détection de HC_7N à trois sigmas y a déjà été réalisée (voir Article I). Les paramètres observés de la transition HC_7N (J=17-16) sont indiqués dans la Table AII-1 et les spectres correspondant sont représentés dans la Fig. AII-1. TMC1 a été observé en émissions HC_7N et HC_5N (J=8-7) en tant que source de référence. Les spectres correspondant figurent eux-aussi dans la Fig. AII-1.

De plus, nous avons également observé NH_3, HC_3N (J=2-1), HC_5N (J=8-7) et HC_7N (J=17-16) en direction de L1495; c'est un vaste nuage situé au nord-ouest de Heiles Cloud 2, où Duvert et al. (1985) avaient détecté une forte émission $C^{18}O$ avec le télescope de 2.5 m de l'Observatoire de Bordeaux. Les observations ammoniac de ce nuage ont été effectuées en mode commutation de position avec une résolution spatiale de 0.12 km/s. La raie J=8-7 de HC_5N avait été cherchée antérieurement par Benson et Myers (1983) à environ 1 degré du pic $C^{18}O$. HC_5N avait été détecté, avec une intensité $T_A^* = 0.05$ K, dans une des cinq positions observées. Cependant, en direction du pic $C^{18}O$, l'émission HC_5N est aussi forte que dans L1544, L1521-B ou HCL2-2 (Myers et al. 1979; Article I). Les spectres de NH_3 et des cyanopolyines sont présentés dans la Fig. AII-2. Il apparaît dans la Fig. AII-3 que L1495 est un filament étroit et allongé tout à fait similaire à ceux que l'on observe dans Heiles Cloud 2 (voir Article I). Ce filament présente deux sources NH_3 non résolues dont une coincide avec la source cyanopolyines. A partir du spectre NH_3 présenté dans la Fig. AII-2, et en supposant une même température d'excitation pour toutes ces raies (voir Ungerechts et al., 1980), nous déduisons $T_K = 10 \pm 0.3$ K, $n(H_2) = 1.5\ 10^4$ cm^{-3} et $N(NH_3) = 5.\ 10^{14}$ cm^{-2}, c'est-à-dire des valeurs de température cinétique et de densités typiques des globules du Taureau. La densité projetée de HC_3N en direction de L1495 peut être déterminée en utilisant un modèle de transfert de rayonnement à grand gradient de vitesse (LVG) et les section efficaces de collision de HC_3N données par Green et Chapman (1978). Nous obtenons ainsi une densité projetée $N(HC_3N) = 5.\ 10^{13}$ cm^{-2} et un rapport de densités projetées $N(NH_3)/N(HC_3N) = 10.$ les valeurs correspondantes pour HC_5N sont (voir ci-après) $N(HC_5N) = 1.2\ 10^{13}$ cm^{-2} et $N(HC_3N)/N(HC_5N) = 4$. Ces deux rapports d'abondances sont similaires à ceux que l'on observe dans d'autres nuages du Taureau (voir Article I).

En raison des faibles valeurs des constantes rotationnelles de HC_5N et HC_7N, les populations des niveaux de rotation de ces molécules sont thermalisées dès que la densité d'hydrogène moléculaire dépasse quelques 10^3 cm^{-3},

TABLE AII-1

PARAMETRES OBSERVES DES RAIES HC_7N (J=17-16)

SOURCE	α(1950)	δ(1950)	T_A^*	Δv	V_{LSR}	rms
L 1544	$5^h\ 01^m\ 14.0^s$	25° 07' 00"	0.19	0.17	7.21	0.025
L 1521-B	$4^h\ 21^m\ 8.5^s$	26° 30' 00"	0.10	0.27	6.35	0.013
L 1512	$5^h\ 00^m\ 54.4^s$	32° 39' 00"	0.04	0.20	7.10	0.010
L 1495	$4^h\ 15^m\ 24.6^s$	28° 19' 51"	0.13	0.32	7.20	0.023
HCL2-B	$4^h\ 36^m\ 47.0^s$	25° 58' 15"	0.05	0.18	5.89	0.007
TMC1-C	$4^h\ 38^m\ 30.0^s$	25° 55' 00"	0.14	0.23	5.14	0.015
TMC1	$4^h\ 38^m\ 38.0^s$	25° 35' 45"	0.36	0.43	5.68	0.030

Le bruit quadratique moyen (sigma) est celui des canaux extérieurs à la raie (en K).

v est la largeur à mi-hauteur de la raie, exprimée en km/s.

V_{LSR} est exprimée en km/s

T_A^* est la température d'antenne au pic exprimée en Kelvin.

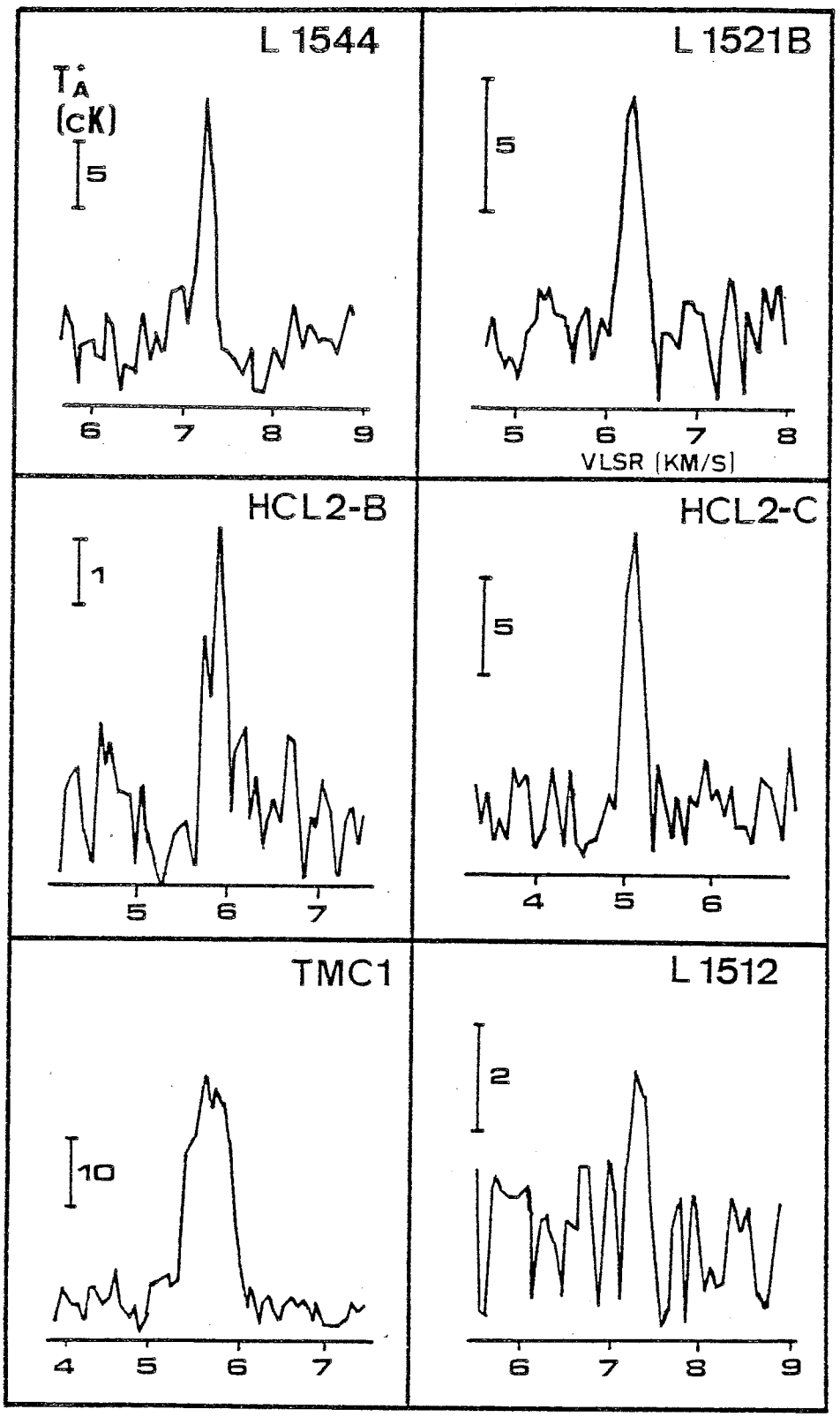


Figure AII-1 : Nouvelles détections de HC_7N (J=17-16) dans les condensations du Taureau. L'échelle en température est en 0.01K, celle en vitesse en km/s. (Les coordonnées sont indiquées dans la Table AII-1)

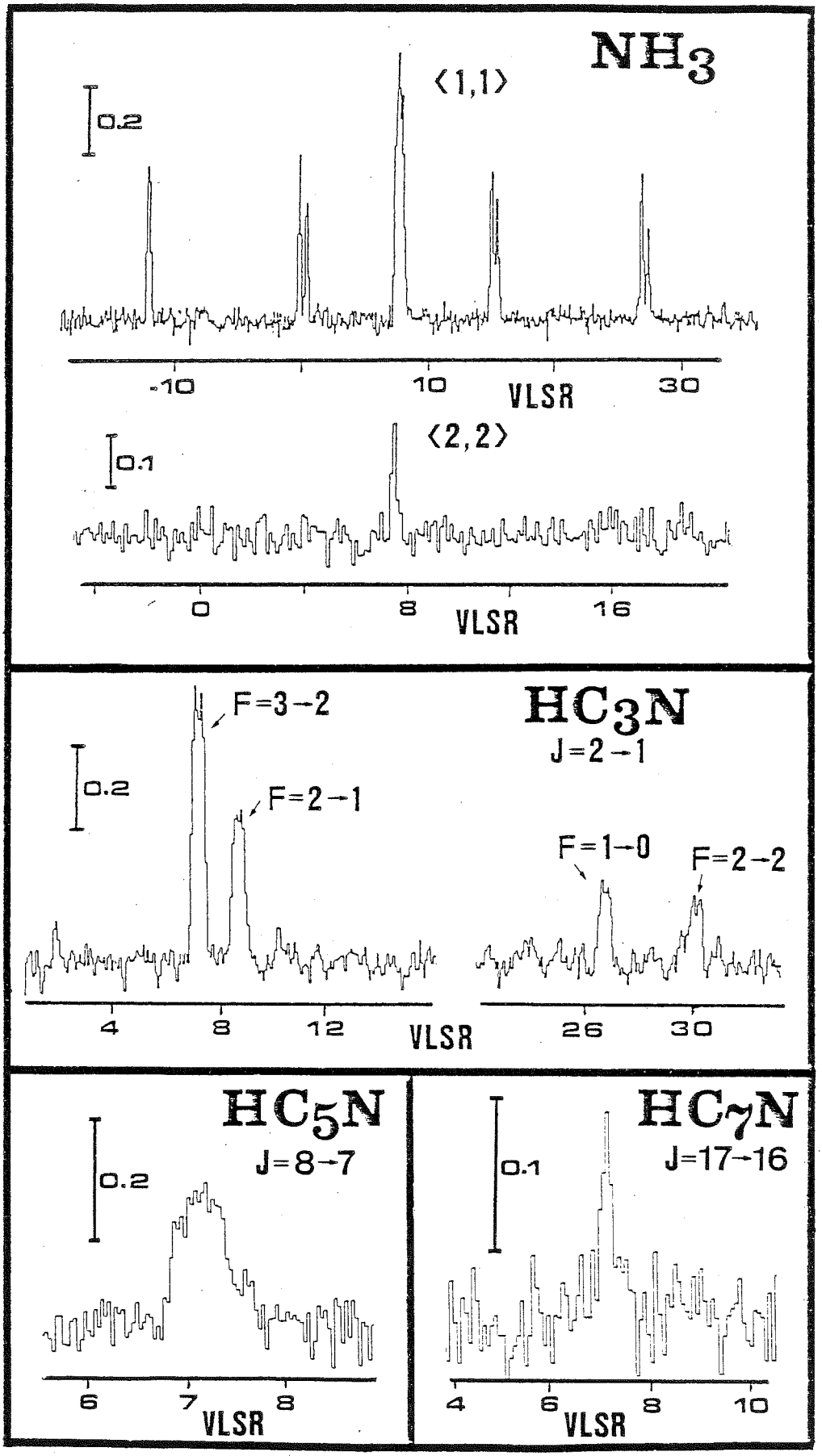


Figure AII-2 : Spectres de NH_3 et de cyanopolyines dans le voisinage du pic $C^{18}O$ de L1495 détecté à Bordeaux par Duvert et al. (1985).

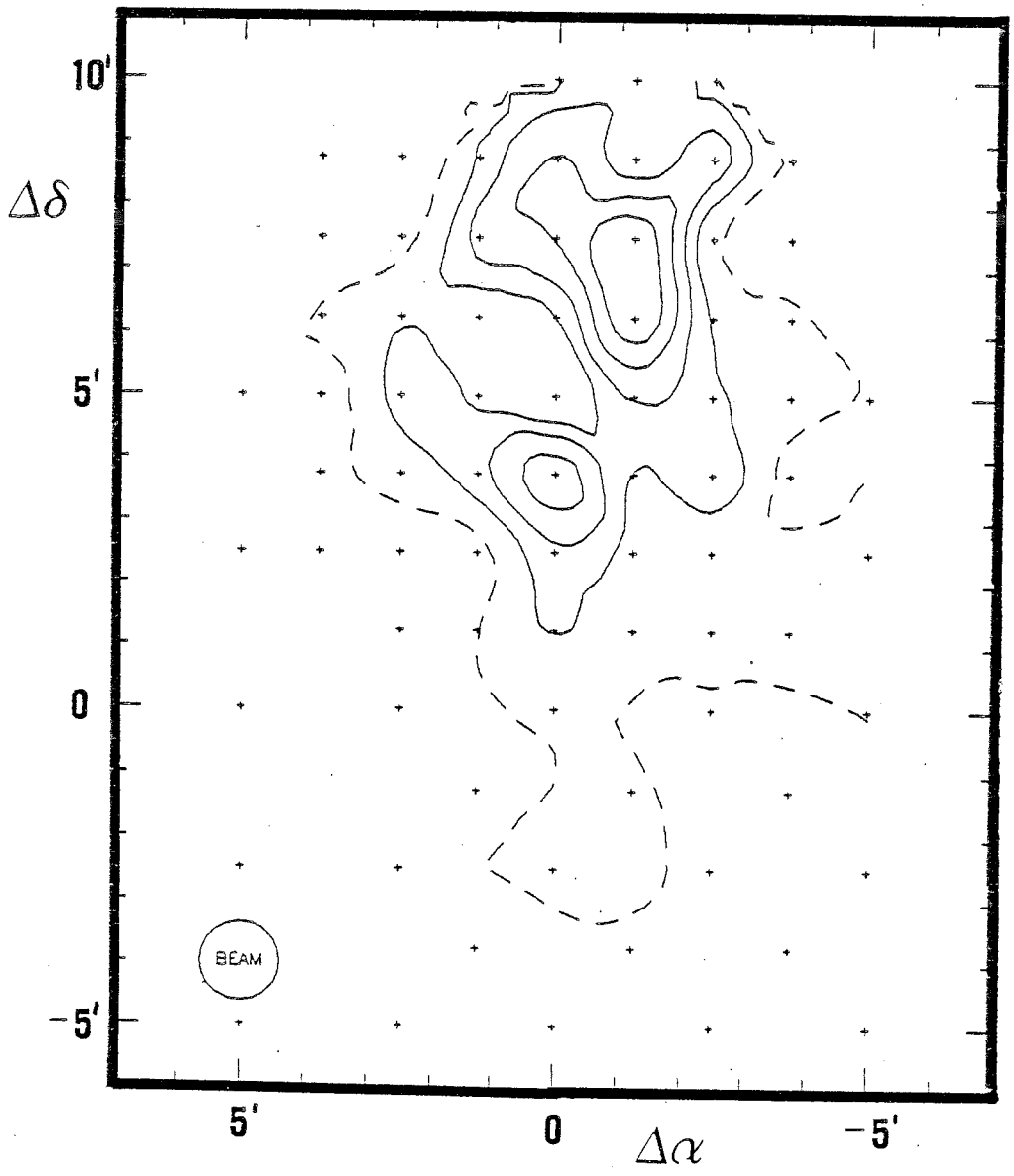


Figure AII-3 : Carte d'émission intégrée du groupe principal de composantes hyperfines de NH_3 (1,1) dans la source L1495. Les contours sont 0.5 (en pointillés), 1, 1.5, 2, 2.5 K km/s. Les croix indiquent les positions observées. La condensation nord coincide avec la source de cyanopolyines.

condition parfaitement remplie dans les coeurs des nuages sombres. Tous les nuages étudiés ont des tmpératures cinétiques de l'ordre de 10 K (Benson et Myers, 1983; Article I). En supposant qu'il y a équilibre thermodynamique local (ETL) à une température de 10 K, on déduit :

$$N(HC_7N) = 2.2\ 10^{13}\ T_B(J=17-16)\ dv\ (cm^{-2})$$

et $$N(HC_5N) = 1.7\ 10^{13}\ T_B(J=8-7)\ dv\ (cm^{-2})$$

Les valeurs résultantes des densités projetées sont indiquées dans la Table AII-2. Afin de vérifier la validité de cette approximation, nous avons également calculé les densités projetées de HC_5N et de HC_7N en utilisant un modèle de transfert LVG et les sections efficaces de collision de HC_3N (Green et Chapman, 1978) modifiées par les facteurs d'échelle calculés par Bujarrabal et al. (1981). En utilisant pour ces nuages les densités d'hydrogène moléculaire tirées de l'Article I et de Myers et Benson (1983), nous obtenons, comme attendu pour des densités > 10^4 cm^{-3}, les mêmes valeurs de densité projetée que dans l'approximation ETL.

De ces mesures de $N(HC_7N)$ et $N(HC_5N)$ se déduit un rapport d'abondances moyen $[HC_5N]]/[HC_7N]] = 3.6 \pm 0.7$, qui est comparable à la valeur observée dans TMC1 (2.5).

(Ce travail sera soumis prochainement pour publication : Cernicharo, J., Bachiller, R., et Duvert, G.:1985, Astron. Astrophys.)

TABLE AII-2

DENSITES PROJETEES CALCULEES DANS LES SOURCES HC_7N

SOURCE	$N(HC_7N)$	Ref	$N(HC_5N)$	Ref	$N(HC_5N)/N(HC_7N)$
L 1544	$2.9 \cdot 10^{12}$	1	$1.3 \cdot 10^{13}$	5	4.4
L 1521-B	$2.4 \cdot 10^{12}$	1	$0.7 \cdot 10^{13}$	5	3.0
L 1512	$\approx 0.8 \cdot 10^{11}$	1	$0.3 \cdot 10^{13}$	2*	3.7
L 1495	$3.8 \cdot 10^{12}$	1	$1.2 \cdot 10^{13}$	1	3.1
HCL2-B	$0.8 \cdot 10^{12}$	1	$0.4 \cdot 10^{13}$	3	5.0
HCL2-Ca	$3.1 \cdot 10^{12}$	3	$1.0 \cdot 10^{13}$	3	3.2
HCL2-Cb	$3.2 \cdot 10^{12}$	3	$1.3 \cdot 10^{13}$	3	4.0
TMC1-C+	$2.9 \cdot 10^{12}$	1	$1.0 \cdot 10^{13}$	2	3.4
TMC1	$1.4 \cdot 10^{13}$	1	$3.5 \cdot 10^{13}$	1	2.5
TMC2	$3.0 \cdot 10^{12}$	4	$1.2 \cdot 10^{13}$	4	3.1

(1) Ce travail (la température cinétique est prise égale à 10 K).
(2) Benson et Myers, 1983.
(2*) T_B dv est tirée de la Table 1 de Benson et Myers, 1983.
(3) Papier I
(4) Pour TMC2, nous avons utilisé les données de Bujarrabal et al (1981) et leur modèle de transfert à une composante afin de détrminer les densités projetées de HC_5N et HC_7N, qui ont ensuite été multipliées par 2 pour être normalisées à l'eficacité du lobe de l'antenne de 42 m du NRAO, selon la valeur adoptée par Benson et Myers (1983) et dans le Papier I.
(5) T_B dv tirée de Myers et al. (1978).
(+) Cette source (Benson et Myers, 1983) correspond à la source HCL2-C du Papier I. La position observée est à environ 1' de HCL2-Ca, b.

REFERENCES

Avery, L.W.:1980, in IAU Symposium 87, Interstellar molecules, ed. B.H. Andrew (Dordrecht: Reidel).

Avery, L.W., MacLeod, J.M., Broten N.W.:1982, Ap. J.,254,116.

Benson, P.J., Myers, P.C.:1980, AP. J. Letters, 242, L87.

Benson, P.J., Myers, P.C.:1983, AP. J., 270, 589.

Broten, N.W., Oka, T.,Avery, L.W., MacLeod, J.M., Kroto, H.W.:1978, Ap. J. (Letters), 223,L105.

Bujarrabal, V., Guélin, M., Morris, M., Thaddeus, P.:1981, Astron.Astrophys.,99,239.

Cernicharo, J., Guélin, M., Askne, J.:1984, Astron. Astrophys., 138,371. (Article I).

Green, S., Chapman, S.:1978, Ap. J. Suppl., 37, 169.

Guélin, M.,Friberg, P., Mezaoui, A.:1982, Astron. Astrophys., 109,23.

Jennings, D.E., Fox, K.:1982, Ap. J., 254,111.

Kroto, H.W., Kirby, C., Walton, D.R.M., Avery, L.W., Broten, N.W., MacLeod, J.M., Oka, T.:1978, Ap. J.,219,L133.

Little, L. T.,Macdonald, G.H., Riley, P.W., Matheson, D.N.:1978, M.N.R.A.S.,183,45P.

Little, L. T.,Macdonald, G.H., Riley, P.W., Matheson, D.N.:1979, M.N.R.A.S.,189,539.

Myers, P.C.,Ho, P.T.P., Benson, P.J.:1979,Ap. J. Letters,233,L141

Myers, P.C.,Benson, P.J.:1983, AP. J.,266,309.

Ungerechts, H.,Walmsley, C.M., Winnewisser, G.:1980, Astron. Astrophys.,88,259.

Snell, R.L.,Schloerb, F.P., Young, J.S., Hjalmarson, A., Friberg, P.:1981, Ap. J., 244, 45.

Tölle, F., Ungerrechts, H., Walmsley, C.M., Winnewisser, G., Churchwell, E.:1981, Astron. Astrophys., 95, 143.

Winnewisser, G., Walmsley, C.M.:1978, Astron. Astrophys.,70, L37.

dernière page de la thèse

AUTORISATION DE SOUTENANCE

VU les dispositions de l'article 5 de l'arrêté du 16 Avril 1974,

VU les rapports de M. Alain OMONT .....

M. Alain BAUDRY .....

M. Michel GUELIN .....

M. Rafael BACHILLER ..... est autorisé à présenter une thèse en soutenance pour l'obtention du grade de DOCTEUR D'ETAT ES SCIENCES.

Fait à GRENOBLE, le 13 JUIN 1985

Le Président de l'U.S.M.G.

Le Président
M. TANCHE

Le Président de l'I.N.P.G.

D. BLOCH
Président
de l'Institut National Polytechnique
de Grenoble

P.O. le Vice-Président,

When I heard the learn'd astronomer,
When the proofs, the figures, were ranged in columns before me,
When I was shown the charts and diagrams, to add, divide,
and mesure them,
When I sitting heard the astronomer where he lectured
with much applause in the lecture room,
How soon unaccountable I became tired and sick,
Till rising and gliding out I wander'd off by myself,
In the mystical moist nigth-air, and from time to time,
Look'd up in perfect silence at the stars.

Walt Withman.

RESUME

La proximité (≈ 300 pc du Soleil) et son intense activité de formation d'étoiles, font du complexe de Persée une région unique pour l'étude detaillée des interactions entre les nuages gazeux et les étoiles jeunes.

Nous avons étudié au moyen de comptages d'étoiles et d'observation de molécules (CO, ^{13}CO, $C^{18}O$, HCO^+, $H^{13}CO^+$, NH_3, HC_3N) la quasi-totalité du complexe.

Dans le nuage moléculaire, nous distinguons 10 condensations ($A_V \geq 2-3$ mag), de quelques centaines de masses solaires chacune, où se trouvent des coeurs denses ($n_{H2} \approx 1-4\ 10^4\ cm^{-3}$). Le pourcentage de la masse dans ces coeurs est 2- 5 % de la masse totale.

L'émission de ^{13}CO (J=1-0) est très bien correlée à l'extinction visuelle (dans l'intervalle $1 \leq A_V \leq 5$ mag). Cet isotope apparaît comme le traceur privilegié des nuages étendus.

Nous mettons en évidence un fort accroissement de la température du gaz au bord nord-est du nuage. Ce chauffage est vraisemblablement dû au champ ultraviolet intense des étoiles O et B du voisinage.

Le changement systématique de vitesse observé dans le nuage de Persée est expliqué par un mouvement d'expansion. Cet hypothèse s'accorde bien à la distribution à plus grande échelle observée en HI. L'explosion d'une supernova, il y a quelques millions d'années, pourraît être à l'origine de l'expansion.

MOTS CLES

Radioastronomie : millimétrique- Milieu interstellaire - Molécules interstellaires : CO, NH_3 - Formation d'étoiles.