



HAL
open science

**Etude des nuages moléculaires : observation de trois
nuages sombres du Taureau ; anomalies hyperfines de
HNN⁺ et HCN**

Gilles Duvert

► **To cite this version:**

Gilles Duvert. Etude des nuages moléculaires : observation de trois nuages sombres du Taureau ; anomalies hyperfines de HNN⁺ et HCN. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 1984. Français. NNT : . tel-00708559

HAL Id: tel-00708559

<https://theses.hal.science/tel-00708559v1>

Submitted on 15 Jun 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.

THESE DE TROISIEME CYCLE
DOCTORAT ASTRONOMIE ET TECHNIQUES SPATIALES

Présentée à
L'UNIVERSITE PARIS VII

par
GILLES DUVERT

ETUDE DES NUAGES MOLECULAIRES : OBSERVATION DE TROIS NUAGES
SOMBRES DU TAUREAU ; ANOMALIES HYPERFINES DE HNN^+ ET HCN .

M. P. LÉNA	<i>Président</i>
M. S. GUILLOTEAU	
M. A. BAUDRY	<i>Examineurs</i>
M. J. CERNICHARO	

Le 17 Décembre 1984

RESUME : Les anomalies des rapports $R_{12} = I(F=1-1)/I(F=2-1)$ et $R_{02} = I(F=0-1)/I(F=2-1)$ des raies hyperfines de HCN et HNN^+ sont :

- 1) modélisées par un modèle de transfert de rayonnement dans un nuage moléculaire sphérique ou plan-parallèle en tenant compte du recouvrement des raies ;
- 2) observées à grande échelle dans un nuage sombre du complexe Taureau-Persée : HCL2, où l'on constate l'importance des phénomènes de diffusion dans une enveloppe de faible densité.

Trois nuages sombres du complexe du Taureau, couvrant une dizaine de degrés carrés, ont été observés avec les 5' de résolution spatiale du radiotélescope millimétrique de Bordeaux dans les raies $J=1-0$ de ^{12}CO , ^{13}CO , C^{18}O . Ces observations permettent d'établir l'abondance de ^{13}CO et C^{18}O dans le Taureau, et d'étudier la cinétique de ces nuages. L'abondance de ^{13}CO présente un gradient en direction de Persée, tandis que C^{18}O a une abondance constante sur toute la région. Une étude de la structure en densité des nuages sombres est présentée en annexe.

SOMMAIRE

<u>CHAPITRE I</u> : Anomalies hyperfines de HCN et HNN ⁺ Dans les nuages moléculaires	p 1
<u>CHAPITRE II</u> : Structure à grande échelle des anomalies hyperfines de HCN dans un nuage sombre.....	p 55
<u>CHAPITRE III</u> : Observations moléculaires de 3 nuages sombres du Taureau - L1495,L1517,L1489.....	p 77
<u>ANNEXE A</u> : Transfert de rayonnement; probabi- lités d'échappement et d'échange.....	p 131
<u>ANNEXE B</u> : Le comptage d'étoiles.....	p 145
<u>ANNEXE C</u> : "Le complexe Taurus-Auriga-Perseus de nuages sombres: I Structure en densité..... (texte en Anglais)	p 162

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier ici le Professeur OMONT qui a bien voulu m'accueillir dans son équipe de recherche, S. GUILLOTEAU qui a dirigé cette thèse et a toujours été d'une grande disponibilité, J. CERNICHARO, A. CASTETS et R. BACHILLER avec lesquels j'ai eu un réel plaisir à travailler. Mes remerciements vont aussi à tous les membres du Groupe d'Astrophysique de Grenoble, qui ont su créer une ambiance de travail miraculeusement amicale, presque un état d'esprit...

Les observations sur le radiotélescope de l'Observatoire de Bordeaux n'auraient pas été possibles sans le concours des techniciens et chercheurs de cet Observatoire: qu'ils soient ici remerciés, et notamment D. DESPOIS, providence des observateurs nocturnes en détresse.

CHAPITRE II) Anomalies hyperfines de HCN et HNN⁺ dans les nuages
moléculaires

Lepidus: What manner o'thing is your crocodile?

Antony: It is shaped, sir, like itself,
and it is as broad as it hath breadth;
it is just so high as it is, and moves
with it own organs; it lives by that
wich nourisheth it; and the elements
once out of it, it transmigrates.

Lepidus: What colour it is of ?

Antony: It own colour too.

Lepidus: 'T is a strange serpent...

Antony: 'T is so : and the tears of it
are wet.

(Shakespeare, Antony & Cleopatra, Acte
II , scène VII)

Résumé

On étudie les rapports d'intensité théoriques des composantes hyperfines de la transition $J=1-0$ de HCN et HNN^+ , et leur relation avec les conditions physiques de la source qui les émet, dans le cas non-ETL de transfert de rayonnement entre les raies. Ces deux molécules exhibent le même comportement des rapports hyperfins en fonction des constantes macroscopiques du milieu émetteur. Afin de voir si la seule mesure des rapports hyperfins apporte de l'information sur les conditions physiques existant dans la source, les rapports théoriques prévus sont comparés aux rapports observés dans les nuages moléculaires. On constate qu'une variation des conditions physiques le long de la ligne de visée conditionne la valeur des rapports hyperfins au moins autant que les phénomènes de transfert avec recouvrement des raies. La détermination des paramètres physiques par l'observation des rapports hyperfins n'est pas un phénomène indépendant du modèle de source choisi. Cependant, les résultats obtenus par simulation numérique indiquent que l'on peut obtenir l'adéquation des mesures par un modèle de nuage sphérique coeur dense + enveloppe étendue.

I) Introduction

L'observation millimétrique de molécules possédant des sous-niveaux hyperfins apporte plus d'informations en une intégration que l'observation d'une raie rotationnelle unique. En effet, un seul spectre rassemble plusieurs raies, et, en plus de l'intensité respective de chacune des raies, sa largeur (et son aspect, quand on a un bon rapport signal/bruit), on peut étudier l'information contenue dans les rapports des raies hyperfines. Cela représente un gain de temps, puisqu'on observe plusieurs raies à la fois (et la faible différence en fréquence de ces raies affranchit des problèmes de calibration, notamment vis à vis de l'atmosphère, dont l'absorption ne varie pas sensiblement sur une petite plage de fréquences). Moins intenses que les raies de ^{12}CO et ^{13}CO , les molécules à structure hyperfine sont un outil puissant d'exploration des nuages moléculaires. C'est ainsi que l'observation du triplet hyperfin $J=1-0$ de HCN et de l'heptuplet $J=1-0$ de HNN^+ peut permettre a priori de déduire certains des paramètres physiques macroscopiques de la région émettrice: $n(\text{H}_2)$, densité du milieu, essentiellement constitué de molécules d'Hydrogène, $N(\text{HCN})$, colonne densité projetée de HCN, T_k , température cinétique du nuage, $X(\text{HCN})$, abondance relative de HCN ...

On constate souvent, à l'observation des spectres de ces molécules, HCN et HNN^+ en particulier, que les rapports d'intensité entre les diverses composantes

hyperfines, $R_{12} = I(F=1-1)/I(F=2-1)$ et $R_{02} = I(F=0-1)/I(F=2-1)$, ne correspondent pas aux valeurs attendues dans le cas d'Equilibre Thermodynamique Local (ETL), ceci étant particulièrement frappant dans certains nuages sombres. Dans les nuages chauds, le rapport R_{12} est inférieur à sa valeur ETL de 0.6, et R_{02} y est partout significativement plus grand que sa valeur ETL de 0.2. Dans les nuages sombres, ces anomalies sont encore plus marquées, et R_{02} peut parfois atteindre 0.7. Ainsi, l'approximation ETL, facile à mettre en oeuvre, ne peut, dans ces cas, coller aux observations, d'autant qu'il ne semble pas que le milieu interstellaire soit en équilibre (thermodynamique ou chimique...). L'existence même des anomalies - leur mesure - est ainsi une clé pour leur interprétation.

Guilloteau et Baudry (1981), par la suite GB, ont proposé un modèle de transfert reproduisant les anomalies hyperfines du triplet $J=1-0$ de HCN observées dans les nuages chauds, et notamment ORION A. Nous nous proposons ici d'appliquer ce modèle à l'ion HNN^+ , très actif chimiquement et d'observation relativement aisée dans les nuages moléculaires, d'examiner les différences de comportement de HNN^+ avec HCN, dues à leur structure dissemblable (ion et molécule neutre, écart entre les raies hyperfines...), puis de tenter d'en déduire les paramètres physiques des régions d'émission, enfin de comparer ces résultats avec ceux fournis par les observations.

IIA) Structure hyperfine de HNN^+ et de HCN

HNN^+ et HCN sont deux molécules linéaires isoélectroniques, mais HNN^+ est un ion, ce qui lui confère d'une part une réactivité (et une fragilité) plus grande, d'autre part des taux de collision ≈ 4 fois plus importants. Dans le milieu froid (typiquement 10 à 50K) des nuages moléculaires de notre étude, les molécules se trouvent dans l'état électronique et vibrationnel le plus bas, et seuls les premiers niveaux rotationnels sont peuplés .

Les transitions observées jusqu'à présent pour HCN et HNN^+ sont celles entre les niveaux $J=0,1,2,3$ ou 4; chacun de ces niveaux est divisé - HyperFine Structure ('HFS') - en trois sous niveaux (J,F) par interaction quadrupolaire électrique avec le spin 1 de l'atome d'azote externe (fig. I-1); pour HNN^+ (fig. I-2), il y a une levée de dégénérescence de (J,F) du à l'interaction quadrupolaire électrique avec l'atome d'azote interne conduisant aux sous-niveaux (J,F₁,F). L'isotope ^{15}N ne possède pas de moment quadrupolaire et ne produit aucun HFS.

Le spectre de la transition $J=1-0$ de HCN est ainsi formé de 3 raies centrées autour de 88.630 GHz, et celui de la $J=1-0$ de HNN^+ , de 7 raies autour de 93.174 GHz

(Saykally et al (1976)).

HCN		HNN ⁺ (GHz)	
			93.17167 F=0-1
F=1-1	88.6288	F ₁ =1-1	93.17191 F=2-2
			93.17209 F=1-1
			93.17350 F=2-1
F=2-1	88.6302	F ₁ =2-1	93.17383 F=3-2
			93.17401 F=1-0
F=0-1	88.6322	F ₁ =0-1	93.17632 F=1-2

Comme on le voit sur la fig. I-3, la séparation des niveaux due à l'azote interne est rapidement gommée par l'élargissement doppler des raies et c'est vers un nuage particulièrement froid que Thaddeus & Turner (1975) ont dû se tourner pour observer ce HFS caractéristique de HNN⁺ (fig. I-4).

Dans tous les spectres utilisés par la suite, la structure hyperfine due à l'azote interne de HNN⁺ qui élargit les composantes 1-1 et 2-1 de ≈ 0.25 MHz, n'est pas résolue et est noyée dans l'élargissement doppler thermique/turbulent des raies observés. On n'en tiendra plus compte, sauf dans la dégénérescence des niveaux (g_i), et elle n'apparaîtra pas explicitement dans les modèles de transfert utilisés et les spectres synthétiques obtenus.

B) Les collisions

Les collisions avec les molécules d'hydrogène, principal composant du milieu, induisent des transitions entre les différents niveaux rotationnels. On négligera les collisions avec les électrons du milieu, pourtant 10^4 fois plus efficaces, au vu de leur abondance très faible - $N_e/N(H_2) \leq 1.6 \cdot 10^{-7}$ - (estimation de Guélin et al. (1982)). Les taux de collision C_{ij} , représentant les probabilités de transfert entre les différents niveaux, ont été calculés (Green et Thaddeus (1974), Green (1975)) pour des collisions HCN-He et HNN^+ -He, sans tenir compte de la structure hyperfine de ces molécules (table I-1a et I-b). Pour introduire celle-ci, deux hypothèses ont été proposées:

-la redistribution complète (Bertojo et al. (1976)), qui suppose un peuplement des sous-niveaux proportionnel aux dégénérescences des niveaux de départ et d'arrivée. Cette désorientation totale du spin paraît peu probable au vu des courts temps de choc attendus.

-l'approximation soudaine (Varshalovich et Khersonsky (1977)), meilleure à ces températures où l'énergie de la particule incidente ($\sim kT$) est supérieure aux énergies des différents niveaux rotationnels.

Les calculs de collision, menés par simplicité avec He, sont considérés valables, à un facteur 2 près, pour des collisions avec H_2 : le para- H_2 est de symétrie sphérique et n'exerce aucun couple sur la molécule cible,

néanmoins le niveau $J=1$ de l'ortho- H_2 possède une structure quadrupolaire qui peut, par interaction dipole-quadrupole, exercer un couple sur la cible, donc une distribution différente des états d'arrivée. On s'attend à une légère augmentation des transitions $J=1$, mais cette différence ne doit pas être cruciale, en regard de l'erreur due à la différence de masse entre H_2 et He.

On voit d'après les tables I-1a et I-1b que les taux de collision pour HCN, molécule neutre, et pour HNN^+ , ion, ne sont pas très différents, c'est à dire que l'interaction à longue portée ion-(dipôle induit) à laquelle on s'attend dans le cas du choc H_2 -ion augmente la section de choc d'un facteur 4 ou 5 par rapport à celle dipôle-(dipôle induit) de H_2 -HCN, mais les taux de collision restent du même ordre de grandeur. La différence principale entre les deux molécules vis à vis des chocs est que, pour HCN, c'est le niveau $J=2$ qui est préférentiellement excité, et, par désexcitation radiative sur le niveau $J=1$, on peut observer une inversion de population du niveau 1, soit un (léger) effet maser, visible dans la fig. I-5. Le même graphique pour HNN^+ dans l'hypothèse LTE (fig. I-6), montre un léger effet suprathérmal de la transition $\Delta J=1-0$ pour $n_{H_2}=10^6 \text{ cm}^{-3}$. Ceci provient de la compétition entre le peuplement par collision des niveaux $J=2$ et 1, suivi de la retombée radiative du niveau 2 sur 1, et le dépeuplement du niveau 1 par radiation.

En effet, le rapport de population des niveaux 0 et 1 s'écrit:

$$\frac{n_1}{n_0} = \frac{n_H R_{01} + \left(\frac{R_{01} + R_{02}}{R_{20}}\right) A_{21}}{(A_{10} + n_H R_{10}) \left(1 + \frac{A_{21}}{n_H R_{20}}\right)}$$

qui devient supérieur à $g_1/g_0 e^{-E_1/kT}$ (valeur LTE) pour une petite gamme de densité.

Ces deux comportements à l'ETL des molécules HCN et HNN^+ vont servir de toile de fond au modèle plus réaliste et non-ETL de GB: on verra que la contribution des niveaux excités supérieurs et le transfert entre les raies crée des différences de température d'excitation entre les diverses transitions hyperfines $(J, F) \rightarrow (J-1, F')$ de HCN et HNN^+ .

III) Le modèle de transfert

Ce modèle suppose un transfert de rayonnement dans un nuage sphérique de conditions physiques uniformes (globule) dans l'approximation des probabilités d'échappement, en incluant l'effet de recouvrement partiel entre les diverses raies moléculaires dont la séparation est inférieure à leur élargissement doppler (thermique ou turbulent). Les probabilités d'échappement et le transfert en présence de recouvrement des raies sont décrits dans l'annexe A. On retiendra que la présence de raies proches d'une raie i introduit deux effets marquants dans le schéma de transfert :

- il y a augmentation de l'emprisonnement (τ) des photons, puisque ceux-ci peuvent être absorbés dans la raie voisine, c'est à dire que $\tau(\nu)$ ne diminue pas dans l'aile de la raie où il y a recouvrement. Les probabilités d'échappement chutent donc d'un facteur ≈ 2 par rapport à l'approximation de raie isolée dès que τ devient grand (elles varient en $1/\tau\sqrt{\ln\tau}$ dans la géométrie considérée)
- il y a échange de photons entre les raies. On montre que, dans ce cas, l'échange se fait depuis la raie de plus grande excitation vers l'autre (2^e principe de la thermodynamique). Cet effet est dominant aux grandes épaisseurs optiques, et il permet de transférer dans un groupe de raies les dissymétries de population susceptibles de survenir entre les différents niveaux, et

ce, en cascade depuis les niveaux les plus excités.

Application aux transitions $J=1-0$ de HCN et HNN^+

Le schéma des deux premiers niveaux de la molécule HCN (ou de HNN^+ si l'on néglige la séparation interne) est donné en fig. I-7; on y a indiqué les valeurs relatives des divers coefficients d'Einstein A_{ij} . On a vu (annexe A) que c'est (βA) qui est la probabilité effective, dans les équations d'équilibre, et que d'autre part β^{-1}/τ des que $\tau > 1$, et β décroît plus rapidement pour la raie la plus forte.

Ici on aura donc, lorsque τ augmente, même sans considérer un transfert entre les raies:

$(\beta_6 A_6)$ va chuter le premier, alors que $(\beta_5 A_5)$ et $(\beta_3 A_3)$, non négligeables, vont continuer à alimenter le niveau $J=1$, $F=2$ en restant comparables à A_5 et A_3 ; lorsque τ croît, c'est $(\beta_1 A_1)$, $(\beta_2 A_2)$ et $(\beta_4 A_4)$ qui vont ensuite chuter, ce qui revient à alimenter encore principalement $J=1$, $F=2$ dont la population croît aux dépens de $F=1$ et $F=0$. Comme $(\beta_4 A_4)$ décroît plus vite que $(\beta_1 A_1)$, il y a aussi plus de retombées sur $F=0$ que sur $F=1$.

L'effet de transfert entre les raies se fait sentir quand τ est grand. On sait qu'il tend à égaliser les températures d'excitation des 2 raies qui se recouvrent. Soit donc l'effet de transfert pour les raies de la transition $J=2-1$, qui conditionne le peuplement des sous niveaux de $J=1$, et donc la force des raies de $J=1-0$. Deux groupes de raies se recouvrent (cf fig. A-3): $F=3-2$ et $F=2-1$ d'une part, ce sont les deux raies les plus

intenses, et $F=2-2$ et $F=1-0$, plus faibles. Le recouvrement serré des raies $F=3-2$ et $F=2-1$ a pour conséquence d'égaliser les T_{ex} de ces deux raies, or $T_{\text{ex}}(3-2) > T_{\text{ex}}(2-1)$, donc cela va augmenter la population du niveau $J=1, F=2$ au détriment de celle du niveau $J=1, F=1$. Le second groupe ($F=2-2, F=1-0$) est responsable d'un transfert identique depuis le niveau $J=1, F=0$ vers le niveau $J=1, F=2$ (car $T_{\text{ex}}(2-2) > T_{\text{ex}}(1-0)$), mais ce transfert n'a lieu qu'à des densités projetées plus élevées, puisque ces deux raies sont faibles.

En fin de compte l'effet principal du recouvrement des raies de la transition ($J=2-1$) des molécules HCN et HNN^+ est l'affaiblissement de l'intensité de la transition ($J=1-0, F=1-1$) par rapport à ($J=1-0, F=2-1$) et, à densité projetée supérieure, un affaiblissement identique de la ($J=1-0, F=0-1$). Notons en passant que les collisions pour HCN favorisent le peuplement du niveau $J=2$, malgré le facteur de Boltzmann défavorable, ce qui n'a pas lieu pour HNN^+ . A basse température, on peut ainsi s'attendre à des anomalies plus marquées pour HCN que pour HNN^+ . D'autre part, dans des conditions d'excitation importante, l'influence du recouvrement des raies des niveaux excités supérieurs ($J=3, 4, \dots$) devient grande, surtout que tout écart de population y cascade jusqu'au niveau $J=1$; les différences HCN- HNN^+ devraient s'effacer, puisque $J=2$ n'est plus le seul niveau à influencer sur la population de $J=1$; cependant, à très basse température (élargissement Doppler inférieur aux séparations de raies), HNN^+ possède encore un élargissement naturel de ses raies dû à l'azote

interne, qui peut influencer sur le schéma. En pratique, les nuages de cette étude sont suffisamment chauds pour mettre HCN et HNN^+ sur un pied d'égalité. Ainsi, on s'attend à ce que:

- 1) HNN^+ présente un léger effet suprathérmal dans une petite plage de densités de H_2 (qqs. 10^5), alors que HCN y présente une inversion de population (figs. I-5 et I-6)
- 2) HNN^+ et HCN aient des températures d'antenne des trois transitions $J=1-0$ qui varient différemment en fonction de la profondeur optique ($n(\text{H}_2)$ ou $N(\text{HCN})$, $N(\text{HNN}^+)$).
- 3) ce schéma soit encore modifié dans le sens d'un affaiblissement de la $F=1-1$, puis de la $F=0-1$ par rapport à la $F=2-1$ lorsqu'interviennent les recouvrements.

C'est bien ce que l'on constate dans les figs. I-9 à I-25, et en particulier la fig. I-14, où l'on a porté les variations de T_{ex} des 3 raies de la $J=1-0$, en fonction de la colonne densité de HNN^+ , pour des valeurs "standard" de nuages moléculaires. On notera l'affaiblissement de la $F=1-1$ (trait continu) et de la $F=0-1$ (pointillés longs) à 10^{13} et $5 \cdot 10^{14}$ respectivement, en même temps que la $F=2-1$ devient suprathérmale. En augmentant la colonne densité, les températures d'excitation tendent évidemment vers $T_{\text{k}}=30\text{K}$.

IV) Résultats des modèles numériques

La structure des programmes de transfert utilisés pour le calcul des intensités des raies rotationnelles de HCN est décrite par Dupraz (1982). C'est la même structure qui a été utilisée pour HNN⁺ et a fourni les figs. I-9 à I-25. Ce programme (programme I) suppose un transfert dans un nuage sphérique homogène (tous les paramètres physiques macroscopiques sont constants le long d'un rayon). Il résoud simultanément équation de transfert et de population pour les 6 premiers niveaux rotationnels de la molécule (on vérifie que l'introduction du 7^e niveau ne modifie pas les résultats) en fonction d'un paramètre qui peut être la température cinétique, la densité en H₂, la densité colonne de la molécule, la vitesse turbulente du milieu, l'abondance de la molécule.

Le résultat des calculs est la température de brillance, d'excitation et la profondeur optique des différentes raies considérées (figs. I-9 à 11-25), et la population des différents sous-niveaux. Pour visualiser de manière plus explicite les résultats, on crée des spectres synthétiques, ce qui pourra donner par la suite une comparaison visuelle avec les résultats du programme II (cf. plus loin). Les spectres synthétiques sont obtenus de la manière suivante: pour un ensemble de paramètres de base donnés (T_k , $N(\text{HNN}^+ \text{ ou HCN})$, $N(\text{H}_2)$, Δv), ce qui correspond à un point des figures I-9 à I-25, on connaît les populations des divers niveaux, la température de

brillance et la profondeur optique de chaque raie. Chacune d'elles est alors élargie par une distribution de vitesse gaussienne de largeur Δv et le spectre obtenu est la somme de toutes les raies d'une transition $J \rightarrow J-1$ considérée. Dans le cas de HNN^+ , qui possède une structure hyperfine interne, les populations des niveaux (J, F) sont réparties sur les sous niveaux internes (J, F') en respectant la dégénérescence.

Cette méthode (outre le fait qu'elle rende compte de manière "visible", cf. la fig. I-8 où l'on voit le spectre synthétique de HNN^+ obtenu dans un cas "mince", à comparer avec celui de Turner et Thaddeus (fig. I-4)) permet de calculer les rapports hyperfins intégrés et pic à pic des raies des transitions $J \rightarrow J-1$, dans l'hypothèse du modèle adopté, et de les comparer aux résultats de la littérature. Formellement, cette méthode d'obtention de spectres revient à supposer qu'on ajoute dans le lobe de l'antenne une distribution gaussienne en vitesse de clumps de même propriétés macroscopiques, qui ne s'éclipsent pas. Cette hypothèse peut paraître grossière, mais elle est étayée par le fait que les spectres deviennent d'allure gaussienne à partir d'un nombre de clumps égal à 5 (les spectres observés sont toujours fittés par des gaussiennes). Enfin, il faut voir que les spectres synthétiques ne sont ici qu'un moyen de visualisation.

Les prédictions du modèle

Les figures I-9 à I-25 présentent les résultats du

programme de transfert sans variation de paramètres suivant un rayon, c'est à dire T_{ex} , T_b et τ des 3 transitions $J=1-0$ de HNN^+ en fonction de T_k , colonne densité, Δv ou $n(\text{H}_2)$. L'intervalle dans lequel on a choisi les variables est tel que s'y retrouvent les valeurs typiques adoptées pour les nuages moléculaires. On voit que pour les nuages moléculaires les rapports de raies ne varient pas significativement en fonction de T_k ou de Δv . La variation de T_{ex} et de T_b en fonction de $n(\text{H}_2)$ et de la colonne densité illustrent bien, cette fois-ci quantitativement, les effets attendus (effet suprathermal, différenciation des niveaux et l'augmentation de $T_b(F=2-1)$ due aux recouvrements).

V) Comparaison avec les observations

Le tableau I-2(a, b, c) présente les principales données publiées en HCN ($J=1-0$), ($J=3-2$), ($J=4-3$), $H^{13}CN$ ($J=1-0$), $HC^{15}N$ ($J=1-0$), HNN^+ ($J=1-0$), $HN^{15}N^+$ ($J=1-0$), $H^{15}NN^+$ ($J=1-0$), avec, dans la ligne correspondant à ORION A, seule source à rassembler toutes les observations, la taille des lobes utilisés. Ces mêmes lobes sont figurés sur une carte HCN($J=1-0$) de l'ensemble DR21(OH)-DR21, (Morris et al. (1974), fig. I-26). Pour mettre à l'épreuve le modèle -et voir si l'obtention d'un seul spectre HCN ou HNN^+ peut conduire à des estimations raisonnables des grandeurs physiques associées à sa production- il nous faut un objet qui soit étudié dans le maximum de transitions de HCN, HNN^+ , et de leurs isotopes (ces dernières transitions étant supposées optiquement fines), et pour lequel on puisse donner une estimation raisonnable des rapports hyperfins. Le meilleur candidat, au vu du tableau I-2a, est DR21(OH), sur lequel ont été faites des observations en HCN ($1-0$), $H^{13}CN$, $HC^{15}N$, HCN($4-3$), HNN^+ , $HN^{15}N^+$ et $H^{15}NN^+$ (c'est la seule des sources étudiées par Linke et al (1983) dans laquelle on voit les isotopes de HNN^+); l'inconvénient majeur de cette source est l'absence de mesures des rapports hyperfins de HCN ($1-0$). Le second candidat est ORIA, mais les mesures HNN^+ n'ont pas été faites à la même position que les mesures HCN; il se retrouve donc "à égalité" avec M17SW, dans lequel on peut appliquer le modèle pour HCN

uniquement.

DR21(OH)

a) HNN⁺

Le seul spectre de bonne qualité que nous possédons est du à Linke et al (1983) (fig. I-27); on voit sur le tableau I-2c, que les rapports hyperfins donnés par Turner et Thaddeus (1977) sont inutilisables à cause de la trop grande marge d'erreur. Ceux obtenus d'après le spectre de la fig. I-27 montrent un léger écart à l'E. T. L. (Table 2c).

En prenant des conditions "standard": $n(\text{H}_2) = 5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$, $T_k = 30\text{K}$, on peut avoir à la fois $T_{\text{ant}}(\text{HN}^{15}\text{N}^+)$ et $T_{\text{ant}}(\text{H}^{15}\text{NN}^+)$ égales à 25 mK et $T_{\text{ant}}(\text{HNN}^+)$ égale à 2.6 K en supposant que $^{14}\text{N}/^{15}\text{N} = 170$ (la colonne densité de HNN^+ est alors de $\approx 5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Une augmentation de densité a tendance à simuler une augmentation du rapport $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$ ($^{14}\text{N}/^{15}\text{N} = 200$ pour $n(\text{H}_2) = 10^5 \text{ cm}^{-3}$) (1), mais les intensités des raies deviennent alors trop grandes pour correspondre à celles observées.

Donc, jusqu'à présent, pour HNN^+ seul, les observations sont bien représentées par

$$T_k = 30\text{K}, n(\text{H}_2) = 5 \cdot 10^4 - 10^5 \text{ cm}^{-3}.$$

Maintenant, nous allons utiliser les observations HCN de la manière suivante:

a) On suppose que les observations de HCN et de HNN^+ proviennent de la même région physique (et pas seulement d'une même direction observationnelle) du nuage. Cette

hypothèse suppose qu'on ne puisse pas former des régions riches en une seule de ces deux molécules, et pourtant on peut penser à des mécanismes (U.V. par ex.) susceptibles de détruire préférentiellement HNN^+ par rapport à HCN dans les enveloppes de nuages où l'écrantage du rayonnement galactique diffus est faible (cf. le comportement de ^{13}CO vs. HCO^+). La photochimie et même la chimie tout court des nuages interstellaires me semble encore suffisamment incertaine pour n'exclure aucune éventualité. On verra au chap II que l'abondance de HCN semble varier sur des distances de quelques parsecs.

b) HCN, observé dans plusieurs transitions et dans ses isotopes, donne ainsi une information surabondante. Nous pouvons, a priori, en déduire les conditions physiques qui règnent dans la région de DR21(OH) observée, puis nous vérifierons que HNN^+ donne les mêmes informations.

HCN dans DR21(OH)

Les valeurs observées des diverses transitions déjà citées de HCN sont groupées dans le tableau I-2c, on a vu que les mesures ont été réalisées avec des radiotélescopes de résolutions différentes. La procédure employée pour réduire ces données est de ramener toute température d'antenne mesurée par un des différents télescopes à celle que l'on aurait mesurée avec le télescope possédant la meilleure résolution (c. a. d. que DR21(OH) est, pour cet ensemble de télescopes, une source ponctuelle), soit $42''$ d'arc.

T_{ant}	(1 \rightarrow 0)	=	5.7 K
T_{ant}	(4 \rightarrow 3)	=	4.5 K
T_{ant}	(H ¹³ CN) (1 \rightarrow 0)	=	0.9 K
T_{ant}	(HC ¹⁵ N) (1 \rightarrow 0)	=	0.3 K

il est à noter que, étant donnée l'abondance terrestre de $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}=80$, et celle de $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}=240$, le rapport des deux est $80/240=1/3$, or on voit que, si les transitions des isotopes de HCN sont optiquement fines $\text{HC}^{15}\text{N}/\text{H}^{13}\text{CN}=1/3$, autrement dit, que les isotopes de HCN sont entre eux dans la même proportion que sur Terre. Si l'on en arrivait à supposer un enrichissement ou une déplétion en isotopes de HCN, il faudrait concevoir un mécanisme qui garde entre eux le rapport d'abondances terrestre.

Les Résultats

Le programme de transfert "léger", appliqué à HCN et à ses isotopes dans DR21(OH), ne peut concilier les températures d'antenne de toutes ces transitions.

En effet, on peut avoir par exemple T_{ant} (1 \rightarrow 0) et T_{ant} (4 \rightarrow 3) dans le rapport⁽²⁾ indiqué par les observations (5.7/4.5) pour des valeurs encore "moyennes" de densité ($1.5 \cdot 10^6 \text{cm}^{-3}$) et de colonne densité (10^{13}cm^{-2}); mais alors les températures d'antenne calculées des isotopes ne correspondent pas à celles observées (elles sont trop faibles). Il faudrait trouver une explication en terme de déplétion en isotopes, laquelle déplétion garderait standard le rapport $\text{H}^{13}\text{CN}/\text{HC}^{15}\text{N}$. En outre, le même phénomène se produit pour HNN^+ et ses isotopes (quand on

prend les mêmes conditions physiques) et pourtant HNN^+ est bien "décrit" par $T_k=30\text{K}$, $N(\text{HNN}^+)=10^{13} \text{ cm}^{-2}$, $n(\text{H}_2)=5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$.

L'interprétation immédiate est que l'on n'explore pas les mêmes régions suivant les diverses transitions, soit parce qu'il y a du fractionnement isotopique, ou pour des motifs de profondeur optique différente: cette dernière voie paraît plus réaliste. En effet, la détection des isotopes de HCN (et de HNN^+) avec des températures d'antenne non négligeables implique que les raies de l'isotope principal sont fortement self-absorbées, et donc que, pour l'isotope principal, on n'observe que jusqu'aux profondeurs où $\tau=1$, donc des régions de plus en plus extérieures au nuage quand τ augmente.

Il est donc possible de fitter les observations en HCN en supposant un modèle sphérique (ou plan parallèle: paramètre d'impact nul) de nuage (un clump), ou les conditions physiques soient telles que, pour chaque transition de chaque isotope, T_{ant} pour $\tau=1$ (donc à des profondeurs différentes, et sur des surfaces d'émission différentes) soit compatible avec les observations (fig. I-28). Un schéma classique de nuage moléculaire (sombre) est d'ailleurs du type coeur + enveloppe (Cernicharo & Guélin (1984)).

On a utilisé un programme (programme II) autorisant la variation des paramètres le long de la ligne de visée. Celui-ci résoud exactement les équations couplées de population et de transfert, y compris celui

entre les raies, en tout point d'une grille discrétisant le volume du nuage. En chacun de ces points on définit les conditions macroscopiques locales, et le transfert tient compte des photons arrivant de tous les autres points du nuage: il est non-local, plus réaliste et très gourmand en temps de calcul.... On a ainsi obtenu des résultats pour différents modèles (tous plan-parallèle), suivant que la densité est constante ou non le long d'un rayon.

En hypothèse de densité constante, les anomalies sont grandes aux valeurs de densité données par la littérature (White et al(1982)), il n'y a pas de différences qualitatives avec les résultats du programme I (cf. le tableau I-3a): pour obtenir une température d'antenne des isotopes assez forte pour qu'ils soient détectés, on doit avoir une température de la transition $J=1-0$ supérieure à 40 K, et alors l'influence des niveaux supérieurs est extrême. On n'a hélas pas de données sur les rapports hyperfins de HCN $J=1-0$ dans DR21(OH).

En faisant varier la densité du centre vers les bords, ce qui est une hypothèse bien plus physique que celle de densité constante, on réussit à rabaisser la température d'antenne de la raie $J=1-0$ par rapport à la $J=4-3$ en jouant sur la différence de conditions physiques entre les différentes parties du nuage où $\tau=1$ pour chacune de ces transitions (cf. le tableau I-3b).

Dans ces conditions, les résultats peuvent être résumés par:

H^{12}CN (J=1-0)	T_{ant} (2-1) = 6.3 K
H^{13}CN (J=1-0)	T_{ant} (2-1) = 0.6 K
HC^{15}N (J=1-0)	T_{ant} = 0.27 K

à rapprocher des valeurs observées (P.36). Les rapports hyperfins de la raie J=1-0 de HCN seraient alors de 0.51 et 0.36 (ce qui reste à vérifier, puisque nous n'avons pas de données précises sur les rapports de raies J=0-1 de HCN dans DR21(OH)). On réussit, avec la seule géométrie plan-parallèle, à faire "remonter" l'intensité de la raie J=1-0, F=0-1, et à se rapprocher des valeurs des anomalies hyperfines observées dans les nuages chauds. Une structure sphérique à deux composantes (coeur dense = 10^5 cm^{-3} + enveloppe dix fois moins dense), où l'enveloppe tient une place considérable, devrait permettre d'expliquer les anomalies observées. On remarque que la variation de densité de $4 \cdot 10^5$ à $4 \cdot 10^4$ le long de la ligne de visée provoque une diminution commune des températures d'excitation des trois composantes hyperfines, ce qui n'est pas le cas dans l'hypothèse de densité constante, où la 2-1 voit sa température d'excitation augmenter au dépens des deux autres transitions.

conclusion

En faisant varier la densité le long d'une ligne de visée, on réussit à concilier les observations des différentes raies d'émission de HCN ou de HNN⁺ et des valeurs standard des conditions physiques au lieu physique de production des raies au prix d'une inhomogénéité de ces conditions physiques le long de la ligne de visée. Cela montre que le transfert de rayonnement entre les raies, nécessairement présent au vu des largeurs de raies, n'est pas un facteur suffisamment déterminant de l'aspect des triplets hyperfins des transitions de HCN et HNN⁺ pour autoriser une déduction des conditions physiques de la source à partir de la simple mesure des anomalies hyperfines.

Il semble donc possible de "fitter" toute observation par l'emploi d'une variation de densité du centre au bord du nuage, tout en restant dans des conditions physiques standard (tend donc à rabaisser la densité obtenue par White & al). Une telle variation d'un paramètre le long de la ligne de visée revient à faire rentrer en ligne de compte, et de façon cruciale, la géométrie du nuage (certainement peu réductible à une sphère ou un ensemble de plans parallèles), le modèle se complique singulièrement!. On retombe toujours dans le problème des observations à la limite de résolution, où l'on veut tirer des conclusions définitives à partir de raies moléculaires subissant, sur la ligne de visée, des phénomènes de

transfert complexes, et, dans l'étendue du lobe d'antenne, une intégration de l'émission de régions différentes. Seule l'observation des nombreuses molécules et leurs isotopes peut conduire à un diagnostic un peu précis de la structure de la source. Il ressort des simulations du programme II que la connaissance du profil de densité doit permettre d'expliquer les anomalies observées. Des observations HCN avec une meilleure résolution, permettant d'observer la variation des anomalies du centre au bord du nuage seraient aussi de la plus grande utilité.

notes

(1) une densité plus grande que celle généralement adoptée par les divers auteurs dans l'étude de DR21(OH) a été proposée par White & al. (1982) à partir d'une étude de HCN; on verra que des hypothèses sur la géométrie de la source permettent d'obtenir les intensités observées avec une densité d'Hydrogène moyenne.

(2) en effet, si DR21(OH) n'est pas résolue, la température d'antenne de n'importe quelle transition est inférieure à la température de brillance réelle, seuls nous importent donc ici les rapports d'intensité des diverses raies.

références

Bertojo, M., Cheung, A. C., Townes, C. H.:1976, Ap. J. 208,914

Castor, J. I.:1970, MNRAS 149,111

Cernicharo, J., Guélin, M.:1984, soumis à Astron. & Astrophysics.

De Jong, T., Chu, S., Dalgarno, A.:1975, A. J. 199,69

Dupraz, C.:1982, rapport de stage de DEA

Guélin, M., Langer, W. D., Wilson, R. W.:1982, Astron. & Astrophysics 107, 107

Guilloteau, S.:1980, Thèse de 3^e cycle

Guilloteau, S., Baudry, A.:1981, Astron. & Astrophysics, 97,213

Green, S.:1975, Ap. J. 201,366

Green, S., Montgomery, J. A. (Jr)., Thaddeus, P.:1974, Ap. J. 193, L89

Green, S., Thaddeus, P.:1974, Ap. J. 191,653

Goldsmith, P. F., Langer, W. D., Ellder, J., Irvine, W., Kollberg, E.:1981, Ap. J. 249,524

Gottlieb, C. A., Lada, C. J., Gottlieb, E. W., Lilley, A. E., Litvak, M. M.:1975, Ap. J. 202,655

Huggins, P. J., Phillips, T. G.:1979, Ap. J. 227,441

Linke, R. A., Guélin, M., Langer, W. D.:1983, Ap. J. 271, L85

Morris, M., Palmer, P., Turner, B. E., Zuckerman, B.: Ap. J. 191,349

Saykally, R. J., Dixon, T. A., Anderson, T. G., Szanto, P.

- G., Woods, R. C.:1976, Ap. J. 205, L101
- Thaddeus, P., Turner, B. E.:1975, Ap. J. 201, L25
- Turner, B. E., Thaddeus, P.:1977, Ap. J. 211,755
- Varshalovich, D. A., Khersonsky, V. K.:1977, Ap. Letters
18,167
- White, G. J., Phillips, J. P., Beckman, J. E., Cronin, N.
J.:1982, MNRAS 199,375

Légende des figures

Figure I-1 structure hyperfine de HCN

Figure I-2 structure hyperfine de HNN^+

Figure I-3

a) allure de la transition ($J=1-0$) de HNN^+ due au HFS de l'atome d'azote externe

b) idem, avec la contribution de l'atome d'azote interne. On voit que l'élargissement doppler turbulent cache cette contribution ($\Delta v=1.2$ MHz, cas typique)

c) idem, pour $\Delta v=0.25$ MHz

Figure I-4 confirmation, par la mise en évidence de l'éclatement des raies hyperfines dû à l'azote interne, de l'identité de 93.174 GHz avec la transition $J=1-0$ de HNN^+ . a) raie observée b) "best fit" et structure hyperfine c) spectre théorique. D'après Thaddeus et Turner (1975).

Figure I-5 T_{ex} (HCN) en fonction de la densité en H_2 dans un cas LTE optiquement mince (colonne densité 10^{11} cm^{-2} , $T_k=30$ K, $\Delta v=0.4$ $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$).

Figure I-6 idem pour T_{ex} (HNN^+) dans d'autres bornes de variation de $n(\text{H}_2)$.

Figure I-7 schéma des transitions entre les trois premiers niveaux de HCN (ou HNN^+ sans tenir compte de l'influence de l'azote interne)

Figure I-8 raie synthétique HNN^+ :

a) $N(\text{HNN}^+)=10^{11}$ cm^{-2} (comparer avec la fig I-4)

b) $N(\text{HNN}^+)=5\cdot 10^{12}$ et 10^{13}

c) $N(\text{HNN}^+) = 2\cdot 10^{13}$ à $5\cdot 10^{14}$, et élargissement doppler turbulent de 1.5 $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$.

Figure I-9 à I-25: la $F=1-1$ est représentée en trait continu, la $F=2-1$ en pointillés courts, la $F=0-1$ en pointillés longs.

Figure I-9 Température de brillance attendue pour HNN^+ ($J=1-0$) en fonction de la densité: $N(\text{HNN}^+)=10^{13}$, $T_k=30$ K, $\Delta v=0.4$ $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$. Les rapports de raie, calculés pour un élargissement doppler de 1.5 $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ (typique) sont indiqués.

Figure I-10 Température d'excitation attendue pour HNN^+ ($J=1-0$) en fonction de la densité: $N(\text{HNN}^+)=10^{13}$, $T_k=30$ K, $\Delta v=0.4$ $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$.

Figure I-11 Profondeur optique attendue pour HNN^+

($J=1-0$) en fonction de la densité: $N(\text{HNN}^+) = 10^{13}$, $T_k = 30\text{K}$, $\Delta v = 0.4 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Les rapports de raie, calculés pour un élargissement doppler de $1.5 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ (typique) sont indiqués.

Figure I-12 Température d'excitation attendue pour HNN^+ ($J=1-0$) en fonction de la colonne densité: $n(\text{H}_2) = 5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$, $T_k = 30\text{K}$, $\Delta v = 0.4 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$

Figure I-13 Température de brillance attendue pour HNN^+ ($J=1-0$) en fonction de la colonne densité: $n(\text{H}_2) = 5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$, $T_k = 30\text{K}$, $\Delta v = 0.4 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$

Figure I-14 Profondeur optique attendue pour HNN^+ ($J=1-0$) en fonction de la colonne densité: $n(\text{H}_2) = 5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$, $T_k = 30\text{K}$, $\Delta v = 0.4 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$

Figure I-15 Température d'excitation attendue pour HNN^+ ($J=1-0$) en fonction de la colonne densité: $n(\text{H}_2) = 5 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$, $T_k = 30\text{K}$, $\Delta v = 0.4 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$

Figure I-16 Température de brillance attendue pour HNN^+ ($J=1-0$) en fonction de la colonne densité: $n(\text{H}_2) = 5 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$, $T_k = 30\text{K}$, $\Delta v = 0.4 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$

Figure I-17 Profondeur optique attendue pour HNN^+ ($J=1-0$) en fonction de la colonne densité: $n(\text{H}_2) = 5 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$, $T_k = 30\text{K}$, $\Delta v = 0.4 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$

Figure I-18 Température d'excitation attendue pour HNN^+ ($J=1-0$) en fonction de la colonne densité (sans recouvrement de raies): $n(\text{H}_2) = 5 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$, $T_k = 30\text{K}$, $\Delta v = 0.4 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$

Figure I-19 Température de brillance attendue pour HNN^+ ($J=1-0$) en fonction de la colonne densité (sans recouvrement de raies): $n(\text{H}_2) = 5 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$, $T_k = 30\text{K}$, $\Delta v = 0.4 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$

Figure I-20 Profondeur optique attendue pour HNN^+ ($J=1-0$) en fonction de la colonne densité (sans recouvrement de raies): $n(\text{H}_2) = 5 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$, $T_k = 30\text{K}$, $\Delta v = 0.4 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$

Figure I-21 Température de brillance attendue pour HNN^+ ($J=1-0$) en fonction de la largeur de raie: $n(\text{H}_2) = 5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$, $T_k = 30\text{K}$, $N(\text{HNN}^+) = 10^{13}$. Les rapports de raie sont indiqués.

Figure I-22 Température d'excitation attendue pour HNN^+ ($J=1-0$) en fonction de la largeur de raie: $n(\text{H}_2) = 5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$, $T_k = 30\text{K}$, $N(\text{HNN}^+) = 10^{13}$.

Figure I-23 Profondeur optique attendue pour HNN^+ ($J=1-0$) en fonction de la largeur de raie: $n(\text{H}_2) = 5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$, $T_k = 30\text{K}$, $N(\text{HNN}^+) = 10^{13}$.

Figure I-24 Température d'excitation attendue pour

HNN^+ (J=1-0) en fonction de la température cinétique T_k : $n(\text{H}_2)=5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$, $T_k=30\text{K}$, $N(\text{HNN}^+)=10^{13}$.

Figure I-25 Température de brillance attendue pour HNN^+ (J=1-0) en fonction de la température cinétique T_k : $n(\text{H}_2)=5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$, $T_k=30\text{K}$, $N(\text{HNN}^+)=10^{14}$. Les rapports de raie sont indiqués.

Figure I-26 carte de l'intensité intégrée de HCN vers DR21 - DR21(OH) d'après Clark et al; les lobes d'antennes utilisés par divers auteurs sont schématisés à droite du dessin.

Figure I-27 spectre de HNN^+ J=1-0 dans DR21(OH) d'après Linke (1983). L'abscisse est en fréquence.

Figure I-28 Schéma d'un nuage pour lequel la profondeur optique τ des 3 transitions hyperfines de la raie J=1-0 atteint la valeur 1 à des distances du centre différentes. Noter que les calculs cités chap. I ont été faits dans la géométrie plan-parallèle, moins réaliste.

Légende des Tables

table I-1:

- a) Coefficients de collision pour HCN (Green & Thaddeus (1974))
- b) Coefficients de collision pour HNN⁺ (Green (1975)).

les C_{ij} sont tels que:

$$C_{ij} = R_{ij} \cdot n_{H_2} \text{ et } C_{ji}, i < j = C_{ji} (g_j/g_i) e^{-(E_j - E_i)/kT}$$

table I-2:

- a) les différentes sources observées dans différentes transitions de HCN, HNN⁺ et leurs isotopes. Les auteurs sont indiqués; le lobe de l'antenne utilisé est noté en première ligne.
- b) Détail des différents résultats publiés dans M17SW et ORIA.
- c) Résultats de la littérature relatifs à HCN et HNN⁺ dans DR21(OH). Rapports de raies HNN⁺ J=1-0 observées dans DR21(OH) (Turner & Thaddeus (1977), Linke et al (1983))

Table I-3:

Résultats du programme de transfert autorisant la variation de paramètres le long d'un rayon. Le paramètre d'impact est 0.0, la géométrie plan-parallèle est divisée en 14 "couches" $R/R_{\max} = 0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.88, 0.937, 0.964, 0.980, 1.0$.

- a) sans variation de densité
- b) avec variation de densité

j	j'							
	0	1	2	3	4	5	6	7
$T = 5^\circ \text{ K}:$								
0	0.092	0.118	0.082	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
1	0.211	0.114	0.034	0.014	0.000	0.000	0.000	0.000
2	0.009	0.431	0.107	0.012	0.002	0.000	0.000	0.000
3	0.041	0.022	0.477	0.136	0.006	0.000	0.000	0.000
4	0.003	0.066	0.019	0.413	0.094	0.002	0.000	0.000
5	0.015	0.012	0.158	0.030	0.825	0.121	0.001	0.000
6	0.003	0.029	0.016	0.168	0.031	0.652	0.080	0.000
$T = 10^\circ \text{ K}:$								
0	0.080	0.157	0.085	0.006	0.006	0.000	0.000	0.000
1	0.241	0.120	0.044	0.130	0.002	0.001	0.000	0.000
2	0.012	0.467	0.113	0.044	0.048	0.000	0.000	0.000
3	0.045	0.025	0.521	0.121	0.028	0.019	0.000	0.000
4	0.005	0.090	0.029	0.553	0.124	0.018	0.010	0.000
5	0.015	0.012	0.152	0.038	0.776	0.130	0.012	0.004
6	0.003	0.034	0.019	0.192	0.047	0.769	0.122	0.007
$T = 20^\circ \text{ K}:$								
0	0.067	0.162	0.123	0.029	0.055	0.003	0.003	0.000
1	0.266	0.113	0.085	0.400	0.014	0.020	0.001	0.001
2	0.015	0.497	0.115	0.085	0.225	0.007	0.009	0.000
3	0.051	0.032	0.555	0.119	0.066	0.143	0.004	0.004
4	0.006	0.107	0.039	0.618	0.138	0.058	0.106	0.002
5	0.017	0.015	0.161	0.049	0.763	0.138	0.045	0.070
6	0.004	0.040	0.024	0.208	0.065	0.820	0.151	0.041
$T = 30^\circ \text{ K}:$								
0	0.061	0.158	0.134	0.049	0.121	0.010	0.013	0.001
1	0.276	0.107	0.105	0.580	0.030	0.059	0.005	0.005
2	0.016	0.505	0.115	0.105	0.379	0.018	0.034	0.003
3	0.055	0.036	0.569	0.121	0.088	0.278	0.012	0.020
4	0.008	0.116	0.045	0.635	0.140	0.084	0.230	0.011
5	0.020	0.018	0.169	0.056	0.758	0.141	0.071	0.176
6	0.004	0.045	0.029	0.214	0.077	0.816	0.163	0.074
$T = 40^\circ \text{ K}:$								
0	0.058	0.156	0.140	0.065	0.184	0.019	0.030	0.004
1	0.283	0.104	0.118	0.699	0.045	0.103	0.011	0.014
2	0.018	0.510	0.116	0.118	0.494	0.030	0.068	0.008
3	0.059	0.039	0.578	0.123	0.103	0.389	0.024	0.046
4	0.009	0.124	0.049	0.645	0.141	0.101	0.339	0.025
5	0.022	0.021	0.177	0.063	0.755	0.147	0.092	0.278
6	0.006	0.050	0.036	0.221	0.091	0.811	0.177	0.103
$T = 60^\circ \text{ K}:$								
0	0.055	0.153	0.148	0.088	0.293	0.039	0.075	0.018
1	0.291	0.102	0.133	0.847	0.069	0.188	0.029	0.045
2	0.019	0.518	0.118	0.133	0.654	0.052	0.138	0.027
3	0.066	0.044	0.598	0.126	0.122	0.550	0.050	0.106
4	0.010	0.138	0.056	0.663	0.145	0.124	0.502	0.060
5	0.026	0.027	0.191	0.078	0.758	0.166	0.128	0.439
6	0.009	0.060	0.052	0.236	0.120	0.809	0.208	0.154
$T = 100^\circ \text{ K}:$								
0	0.053	0.152	0.158	0.118	0.455	0.068	0.163	0.066
1	0.296	0.103	0.151	0.989	0.097	0.330	0.070	0.117
2	0.022	0.524	0.122	0.151	0.838	0.082	0.256	0.086
3	0.077	0.048	0.627	0.128	0.139	0.741	0.101	0.214
4	0.012	0.163	0.063	0.692	0.156	0.154	0.691	0.136
5	0.031	0.038	0.212	0.103	0.763	0.207	0.190	0.629
6	0.015	0.074	0.082	0.255	0.168	0.801	0.261	0.231

I-1b

HNN⁺ Taux de collision $R(j+j')$ ($10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$)

j	j'						
	0	1	2	3	4	5	6
$T = 5 \text{ K}$							
0	1.2790	0.1740	0.0087	0.0002	0.0000	0.0000	0.0000
1	1.0435	0.5160	0.0201	0.0003	0.0000	0.0000	0.0000
2	0.5100	1.8527	0.1328	0.0036	0.0000	0.0000	0.0000
3	0.2667	0.7542	1.3901	0.0562	0.0003	0.0000	0.0000
4	0.1651	0.3527	1.0561	1.5623	0.0133	0.0001	0.0001
5	0.0677	0.2946	0.4800	0.6362	0.8101	0.0058	0.0058
6	0.0998	0.3363	0.6348	0.6454	0.8656	1.0544	...
$T = 10 \text{ K}$							
0	1.8074	0.6719	0.1410	0.0195	0.0013	0.0001	0.0001
1	0.9454	1.2035	0.2031	0.0242	0.0028	0.0002	0.0002
2	0.5144	1.7626	0.5676	0.0886	0.0067	0.0006	0.0006
3	0.2946	0.8148	1.5509	0.3641	0.0238	0.0017	0.0017
4	0.1906	0.4513	1.1175	1.6876	0.1484	0.0102	0.0102
5	0.0996	0.3961	0.6564	0.8509	1.1382	0.0943	0.0943
6	0.1059	0.3583	0.6889	0.7431	0.9713	1.1690	...
$T = 20 \text{ K}$							
0	2.0639	1.1900	0.5189	0.1908	0.0446	0.0113	0.0113
1	0.8660	1.7359	0.5892	0.2023	0.0680	0.0164	0.0164
2	0.4657	1.6240	1.1108	0.3918	0.1061	0.0297	0.0297
3	0.2835	0.7721	1.5515	0.8765	0.1865	0.0472	0.0472
4	0.1989	0.5044	1.0348	1.6612	0.5099	0.1146	0.1146
5	0.1162	0.4258	0.7070	0.8886	1.2776	0.3548	0.3548
6	0.0958	0.3320	0.6406	0.7287	0.9294	1.1494	...
$T = 30 \text{ K}$							
0	2.1390	1.3424	0.7617	0.3981	0.1415	0.0505	0.0505
1	0.8329	1.8954	0.8042	0.4069	0.1912	0.0688	0.0688
2	0.4200	1.5282	1.3769	0.6125	0.2569	0.1064	0.1064
3	0.2562	0.7258	1.5378	1.1545	0.3537	0.1398	0.1398
4	0.1968	0.5184	0.9617	1.6251	0.7632	0.2492	0.2492
5	0.1203	0.4209	0.6988	0.8610	1.3159	0.5590	0.5590
6	0.0888	0.3126	0.5976	0.7026	0.8872	1.1577	...
$T = 40 \text{ K}$							
0	2.1906	1.3710	0.9026	0.5657	0.2515	0.1058	0.1058
1	0.8211	1.9524	0.9211	0.5742	0.3172	0.1392	0.1392
2	0.3855	1.4620	1.5330	0.7505	0.3963	0.1977	0.1977
3	0.2525	0.6898	1.3227	1.3227	0.4807	0.2389	0.2389
4	0.1924	0.5227	0.9082	1.6041	0.9442	0.3653	0.3653
5	0.1219	0.4130	0.6869	0.8347	1.3478	0.7180	0.7180
6	0.0842	0.2976	0.5639	0.6806	0.8568	1.1666	...

Auteurs	Turner & Thaddeus (HCN, NNH+)	Guelin et al. (HNN+)	Gottlieb et al. (HCN)	White et al. (HCN j=4→3)	Huggins et al. (HCN j=3→2)	Goldsmith et al. (H ¹³ CN; HC ¹⁵ N)
ORI A	75" (HCN) 71" (HNN+)	1.6'	1.06'	55"	47"	42"
NGC 2264	iii	"	"	"	"	"
W 51	"	"	"	"	"	"
NGC 6334 N	"	"	"	"	"	"
M 17 SW	"	"	"	"	"	"
DR 21 (OH)**	"	**	"	"	"	"
NGC 1333	"	"	"	"	"	"
NGC 7538	"	"	"	"	"	"

* : ainsi que H¹⁵NN+ et HN¹⁵N+

** : ainsi que Morris et al.

I-2a

M17 SW	T_b^* (K)	ΔV (Km.s ⁻¹)	Rapports Hyperfins 1→1 2→1 0→1 2→1		$\int T_b^* dv$ (K·Km·s ⁻¹)
HCN (1→0) †	4.18±0.06	6.3±0.3	0.46±0.03	0.34±0.02	
HCN (4→3) ¶	1.35±0.1				
H ¹³ CN (1→0) †	0.52±0.08	3.3±0.6	1.0±0.2	0.4±0.2	
NNH+ (1→0) ††	1.37	?			

† : Gottlieb et al.

¶ : White et al.

††: Turner & Thaddeus

ORION A

H ¹³ CN (1→0)	T_b^* (K)	ΔV (Km.s ⁻¹)	Rapport Hyperfin 1→1 2→1 0→1 2→1	
(0,0)	5.28±0.35 †	17		
(0,2)	0.93±0.05 ††	2.3±0.2	0.72±0.09	0.24±0.07

†: Goldsmith et al.
††: Gottlieb et al.

HCN 1→0	T_b^* (K)	ΔV (Km . s ⁻¹)	Rapports Hyperfins†† 1→1 2→1 0→1 2→1	
(0,0)	17.2* 11.3±0.2 †	3.85 3.85±0.09	0.48±0.02	0.24±0.02
(0,1)	10.0 12.9±0.3	3.67 3.67±0.09	0.46±0.03	0.31±0.03
(0,2)	8.6 11.9±0.2	2.42 2.42±0.03	0.37±0.02	0.19±0.01
(0,3)	8.9 11.0±0.2	2.29 2.29±0.04	0.34±0.02	0.18±0.02
(0,-1)	13.4 10.1±0.3	3.9 3.9±0.2	0.51±0.03	0.25±0.02
(0,-2)	10.4 10.8±0.2	4.3 4.3±0.2	0.48±0.03	0.21±0.02
(0,-3)	7.7 8.1±0.2	3.1 3.9±0.1	0.42±0.03	0.17±0.02

†: gottlieb et al; *: turner & thaddeus
†† : gottlieb et al (valeurs de t & t identiques)

HCN (4→3)	T_b^* (K)
(0,0)	2.4±0.2 †

†: White et al.

HC ¹⁵ N (1→0)	T_b^* (K)	ΔV (Km.s ⁻¹)
(0,0)	2.16±0.1 †	10.8

†: Goldsmith et al.

1-2c

DR 21 (OH)	T_b^* (K)	ΔV (Km.s ⁻¹)	Rapports Hyperfins		$\int T_B dv$ (K·Km·s ⁻¹)
			1→1 2→1	0→1 2→1	
HCN (1→0)	$\begin{matrix} 2:98 \\ 1:94 \end{matrix} \S$	$\begin{matrix} 2:5 \\ 2:5 \end{matrix} \S$			32.6
HCN (4→3)	2.4±0.2				
HC ¹⁵ N (1→0)	0.47±0.1	4.5			
H ¹³ CN (1→0)	0.9±0.1	7.6			
HNN+ (1→0)	2.6		0.72±0.27 ¶ 0.66±0.04 †	0.34±0.42 ¶ 0.26±0.03 †	21.2 ¶
H ¹⁵ NN+ (1→0)					0.20
HN ¹⁵ N+ (1→0)					0.16

¶: Turner & Thaddeus
†: Guelin et al. §: Morris et al.

DR21(OH)

Offset (arc min)	R12	R02
(-1,2)	0.51 ± 0.41	...
(-1,1)	0.27 ± 0.45	0.25 ± 0.64
(-1,0)	0.99 ± 0.45	0.34 ± 0.64
(-1,-1)	0.25 ± 0.75	...
(0,4)	0.35 ± 0.43	0.27 ± 0.58
(0,3)	0.71 ± 0.18	0.36 ± 0.32
(0,2)	0.57 ± 0.19	0.35 ± 0.32
(0,1)	0.90 ± 0.29	0.49 ± 0.36
(0,0)	0.72 ± 0.27	0.34 ± 0.42
(0,-1)	0.52 ± 0.52	0.16 ± 0.82
(0,-3)	0.55 ± 0.33	...
(0,-4)	0.95 ± 0.36	0.58 ± 0.49
(1,3)	0.65 ± 0.37	0.24 ± 0.69

H¹²CN densité (cm⁻³): 4 · 10⁵
 densité colonne (cm⁻²): 5 · 10¹⁴
 température cinétique (K): 30
 abondance relative: 10⁻¹⁰

transition	T _{ant}	τ	R/R _{max} (τ=1)	T _{ex}
J=1-0				
1-1	30.7	7 → 0	0.88	15 → 16
2-1	65.7	6 → 0	0.88	32 → 18
0-1	18.8	3 → 0	0.4	11 → 14

R₁₂ = 0.46
 R₀₂ = 0.28

H¹²CN densité (cm⁻³): 4 · 10⁵
 densité colonne (cm⁻²): 2 · 10¹⁴
 température cinétique (K): 30
 abondance relative: 10⁻¹⁰

transition	T _{ant}	τ	R/R _{max} (τ=1)	T _{ex}
J=1-0				
1-1	22.0	3 → 0	0.7	12 → 14
2-1	53.9	3 → 0	0.7	29 → 18
0-1	12.5	1 → 0	0.3	9 → 12

R₁₂ = 0.4
 R₀₂ = 0.23

H¹²CN densité (cm⁻³): 4 · 10⁵
 densité colonne (cm⁻²): 1 · 10¹⁴
 température cinétique (K): 30
 abondance relative: 10⁻¹⁰

transition	T _{ant}	τ	R/R _{max} (τ=1)	T _{ex}
J=1-0				
1-1	16.8	2.0 → 0	0.6	10 → 12
2-1	41.9	2.0 → 0	0.5	25 → 18
0-1	9.0	0.9 → 0		8 → 11

R₁₂ = 0.4
 R₀₂ = 0.21

H¹²CN densité (cm⁻³): 4 · 10⁵
 densité colonne (cm⁻²): 5 · 10¹³
 température cinétique (K): 30
 abondance relative: 10⁻¹⁰

transition	T _{ant}	τ	R/R _{max} (τ=1)	T _{ex}
J=1-0				
1-1	12.0	1.4 → 0	0.1	9 → 11
2-1	29.8	1.4 → 0	0.1	21 → 16
0-1	6.3	0.5 → 0		8 → 10

R₁₂ = 0.42
 R₀₂ = 0.21

H¹²CN densité (cm⁻³): 1 · 10⁶
 densité colonne (cm⁻²): 1 · 10¹⁴
 température cinétique (K): 30
 abondance relative: 10⁻¹⁰

transition	T _{ant}	τ	R/R _{max} (τ=1)	T _{ex}
J=1-0				
1-1	23.1	1.4 → 0		14 → 21
2-1	46.3	1.4 → 0		28 → 27
0-1	11.9	0.5 → 0		13 → 20

R₁₂ = 0.49
 R₀₂ = 0.26

I-3 b

H¹²CN densité (cm⁻³): VARIABLE 4 · 10⁵ 4 · 10⁴
 densité colonne (cm⁻²): 7 · 10¹³
 température cinétique (K): 30
 abondance relative: 10⁻¹⁰

transition	T _{ant}	τ	R/R _{max} (τ=1)	T _{ex}
J=1-0				
1-1	2.27	1.9 → 0	0.3	14 → 7
2-1	3.53	2.5 → 0	0.5	21 → 9
0-1	1.31	0.6 → 0		14 → 6

R₁₂ = 0.64
 R₀₂ = 0.28

H¹²CN densité (cm⁻³): VARIABLE 4 · 10⁵ 4 · 10⁴
 densité colonne (cm⁻²): 2.3 · 10¹⁴
 température cinétique (K): 30
 abondance relative: 10⁻¹⁰

transition	T _{ant}	τ	R/R _{max} (τ=1)	T _{ex}
J=1-0				
1-1	3.28	3.6 → 0	0.6	16 → 9
2-1	6.36	3.6 → 0	0.7	35 → 12
0-1	2.34	1.2 → 0	0.1	16.5 → 8

R₁₂ = 0.51
 R₀₂ = 0.36

H¹³CN densité (cm⁻³): VARIABLE 4 · 10⁵ 4 · 10⁴
 densité colonne (cm⁻²): 2.3 · 10¹⁴
 température cinétique (K): 30
 abondance relative: 6 · 10⁻¹²

transition	T _{ant}	τ	R/R _{max} (τ=1)	T _{ex}
J=1-0				
1-1	0.38	0.2 → 0		11 → 3
2-1	0.61	0.4 → 0		13 → 3
0-1	0.13	8 · 10 ⁻² → 0		11 → 3

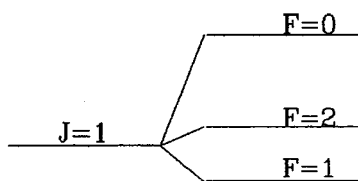
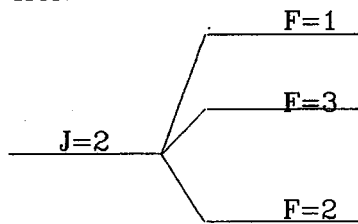
R₁₂ = 0.62
 R₀₂ = 0.23

HC¹⁵N densité (cm⁻³): VARIABLE 4 · 10⁵ 4 · 10⁴
 densité colonne (cm⁻²): 1.14 · 10¹²
 température cinétique (K): 30
 abondance relative: 1.5 · 10⁻¹²

transition	T _{ant}	τ	R/R _{max} (τ=1)	T _{ex}
J=1-0				
	0.3	0.1 → 0		12 → 3

1-1

HCN

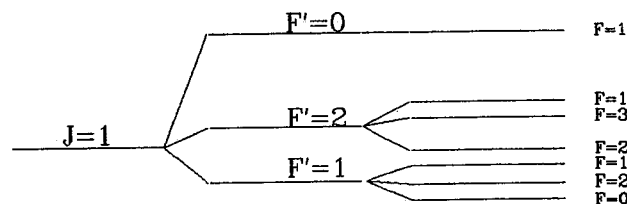
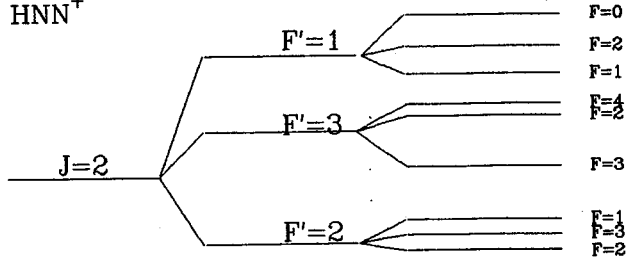


J=0

F=1

1-2

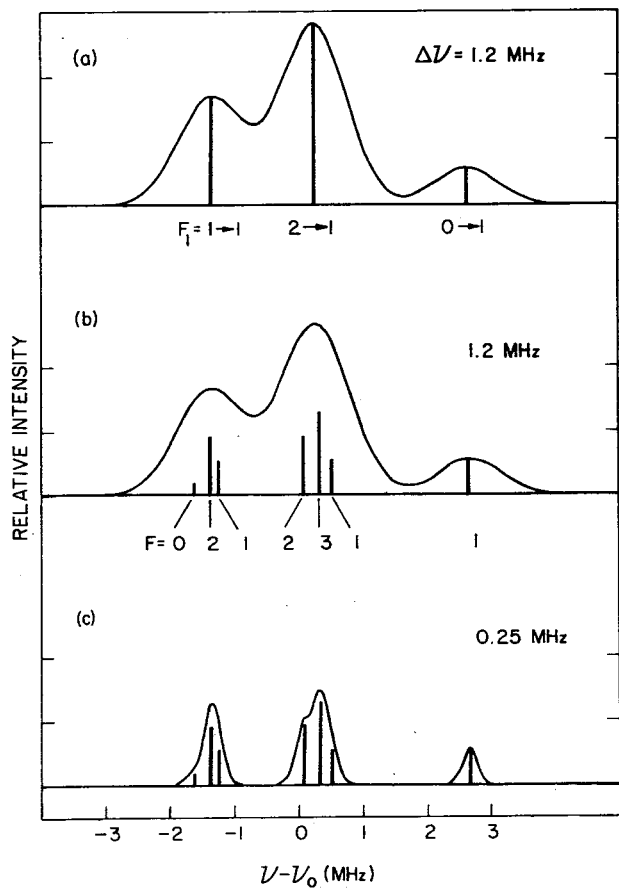
HNN⁺



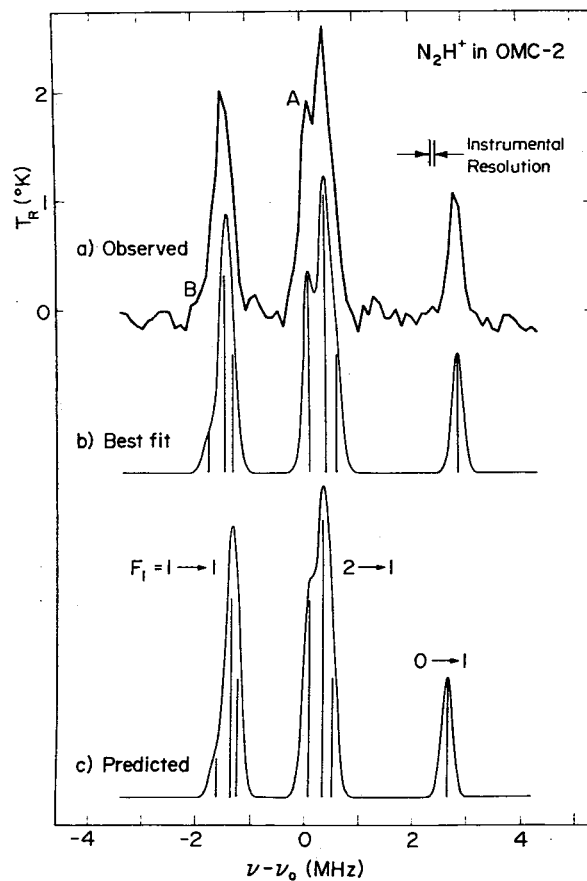
J=0

F=1

1-3

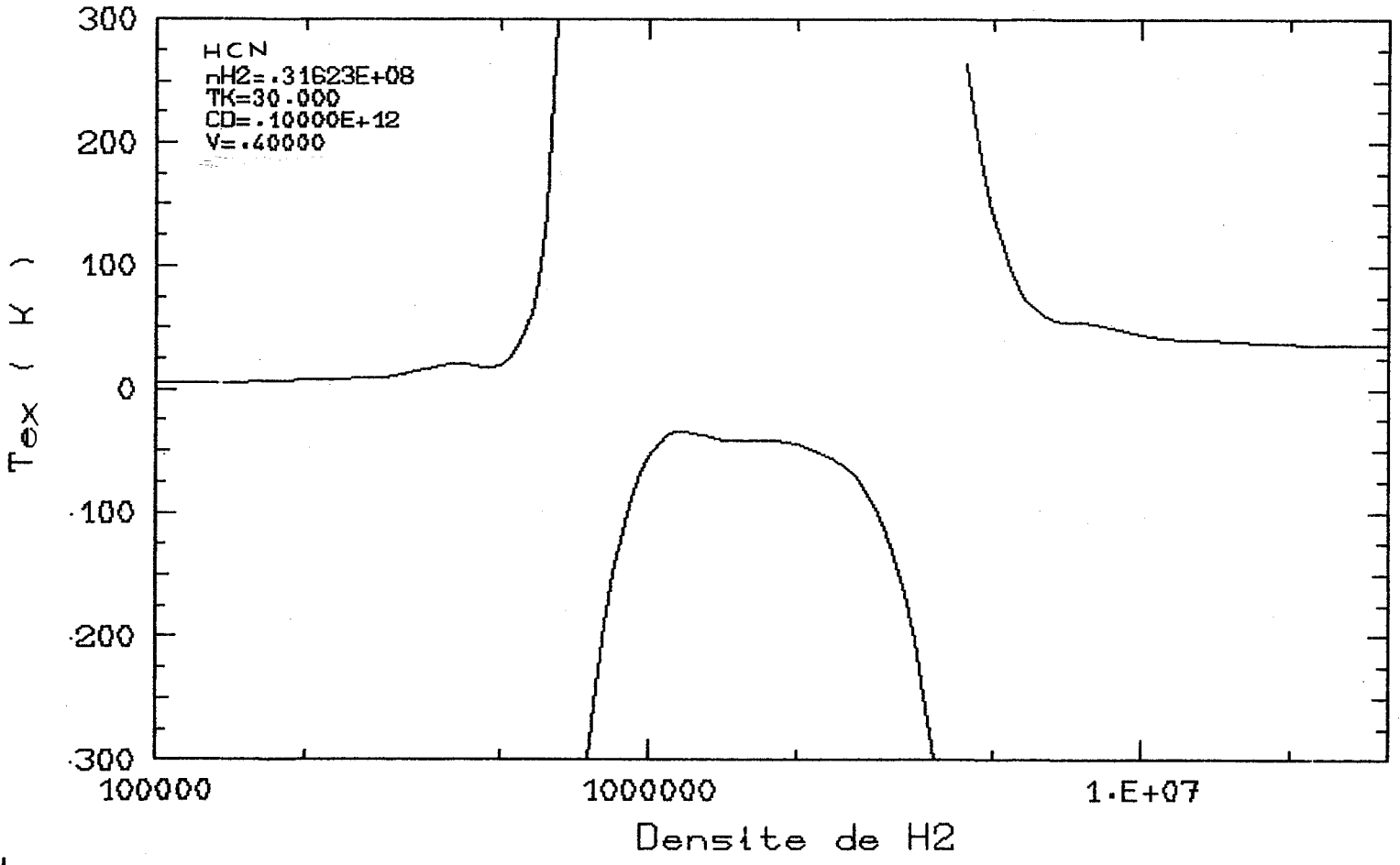


1-4

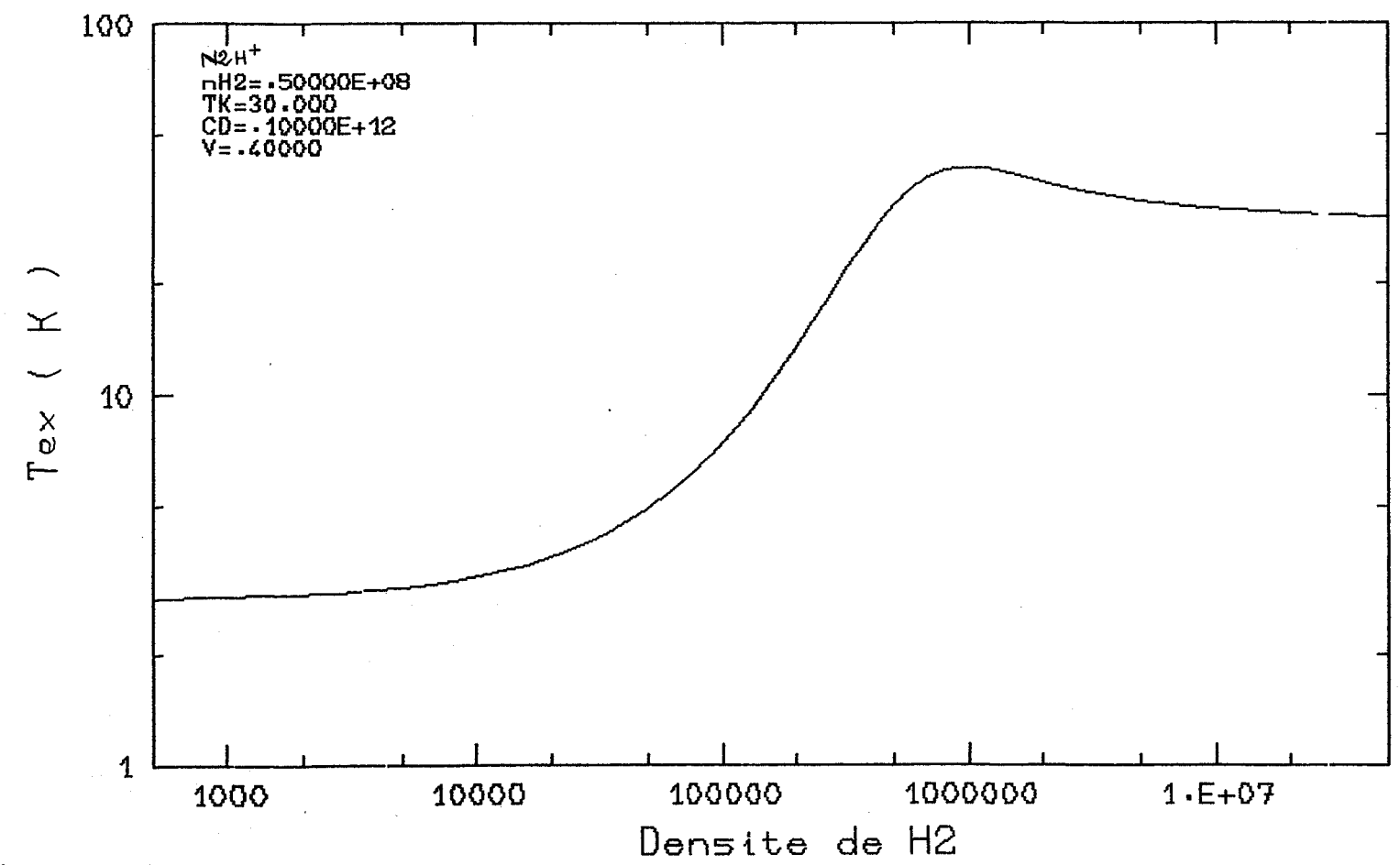


1-5

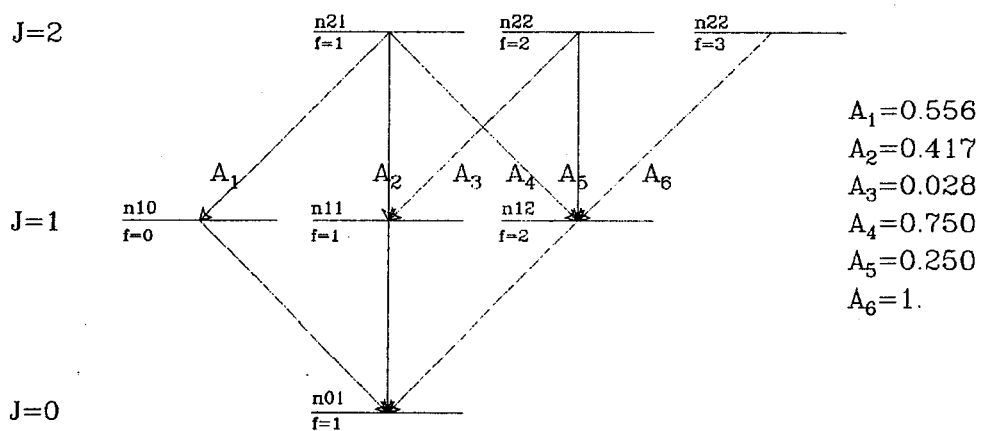
40



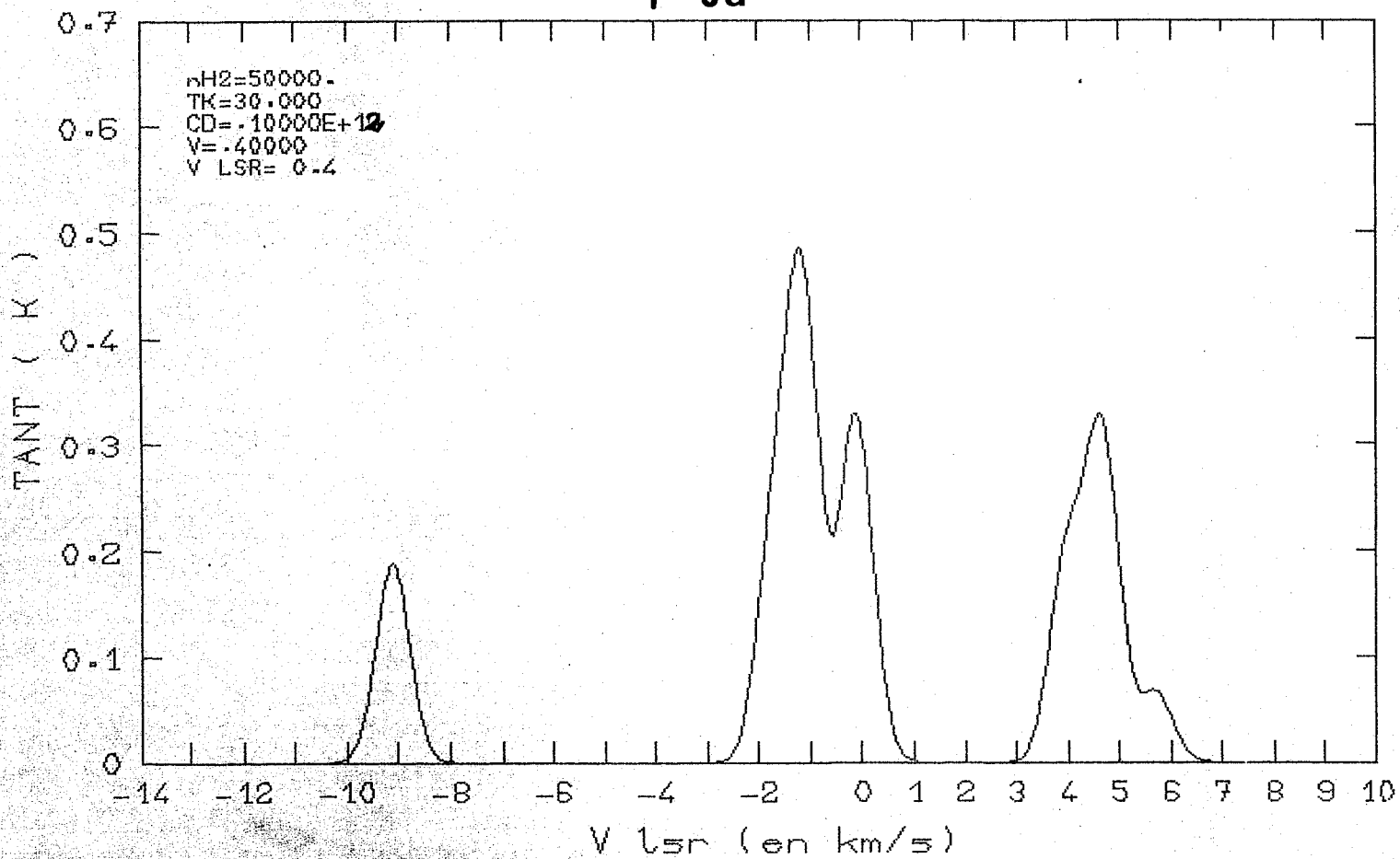
1-6



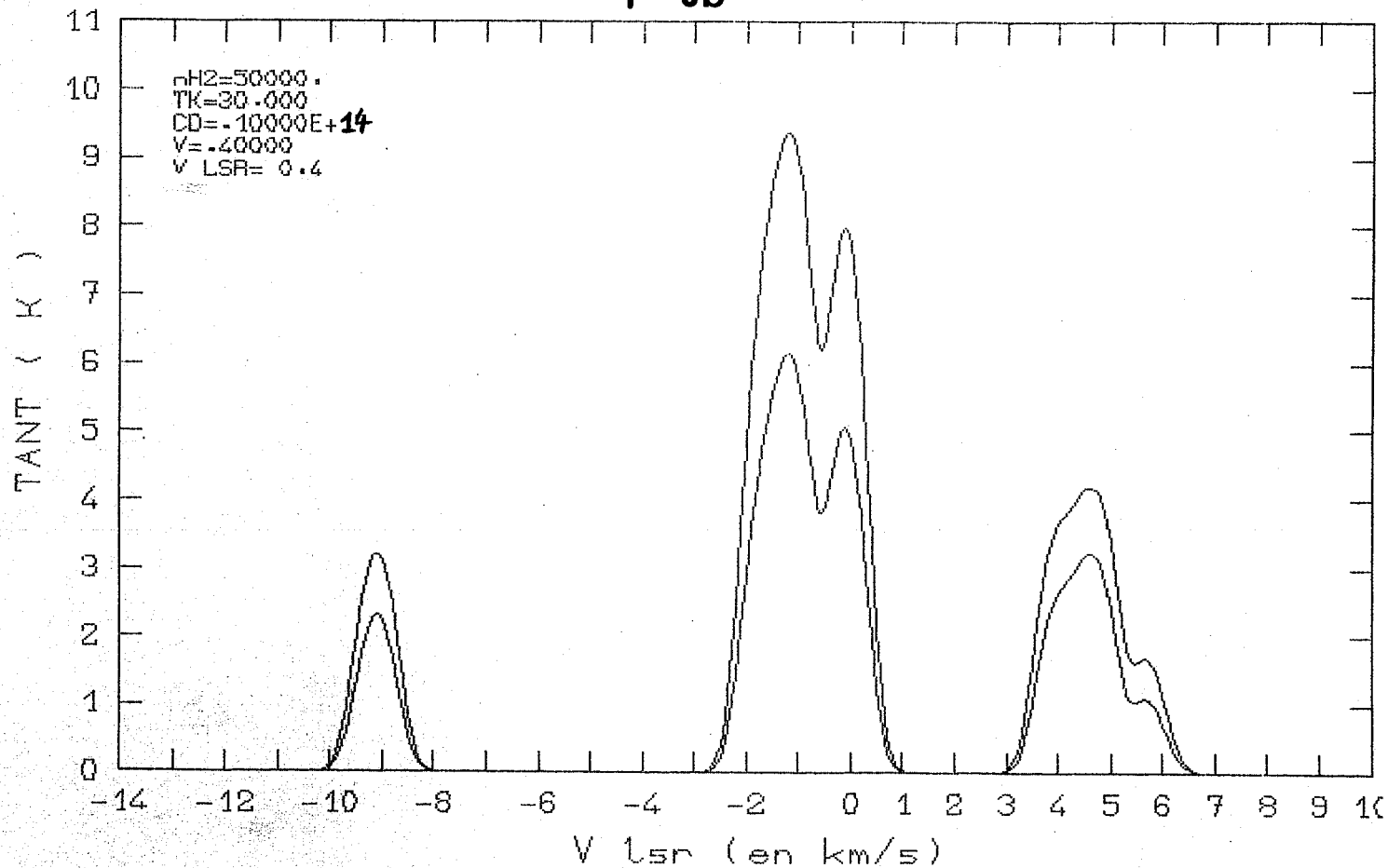
I-7



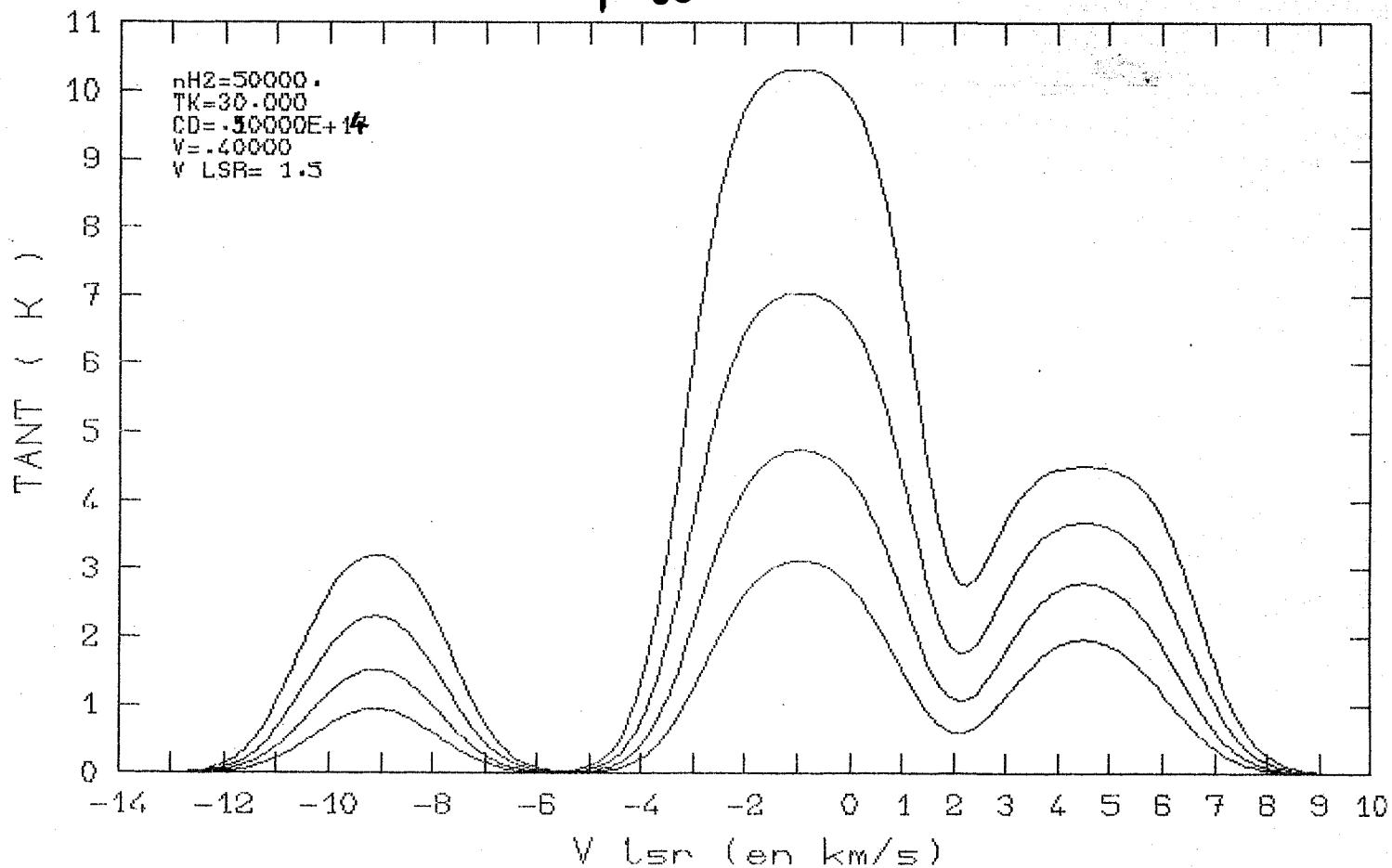
I-8a



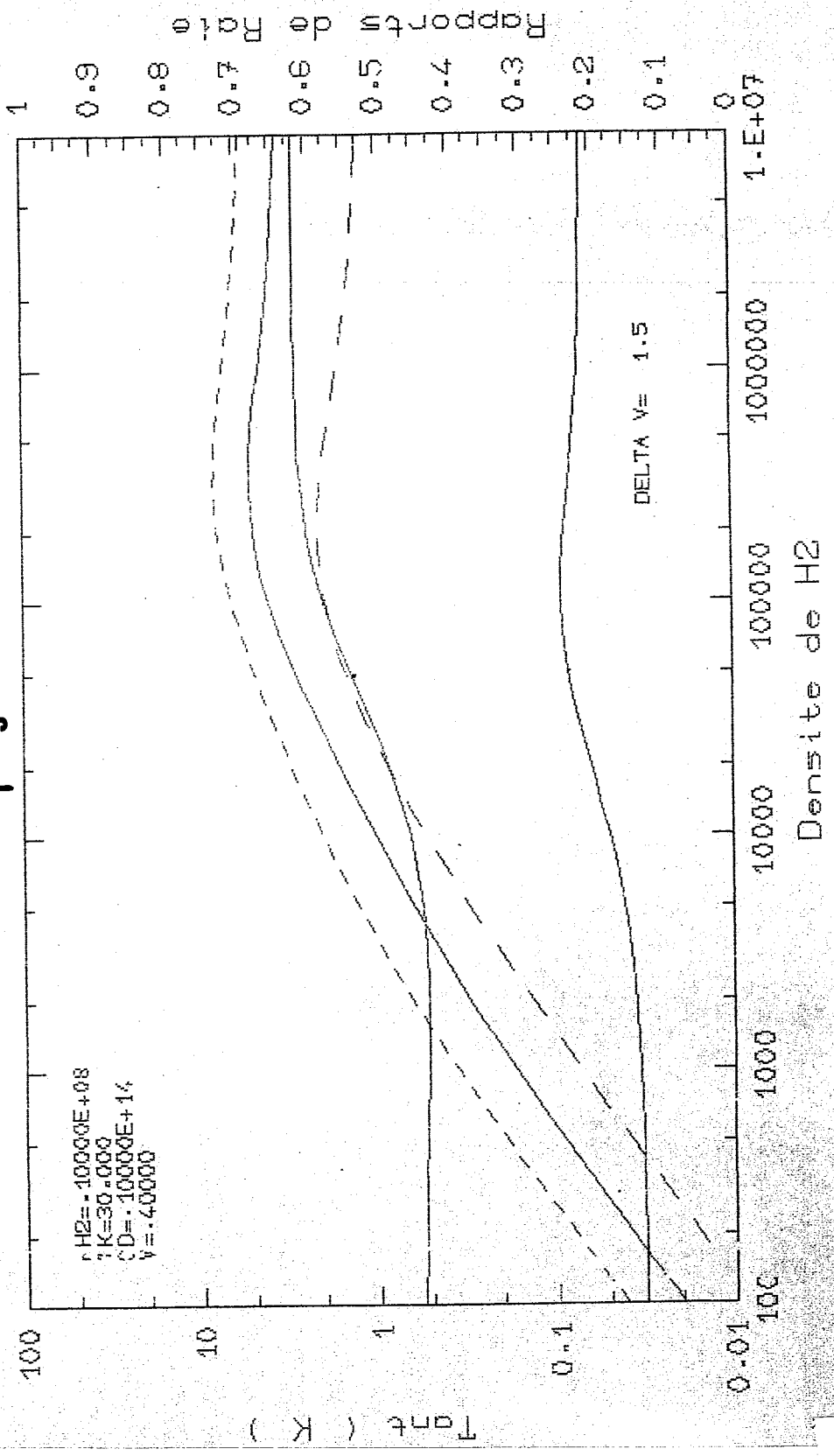
I-8b



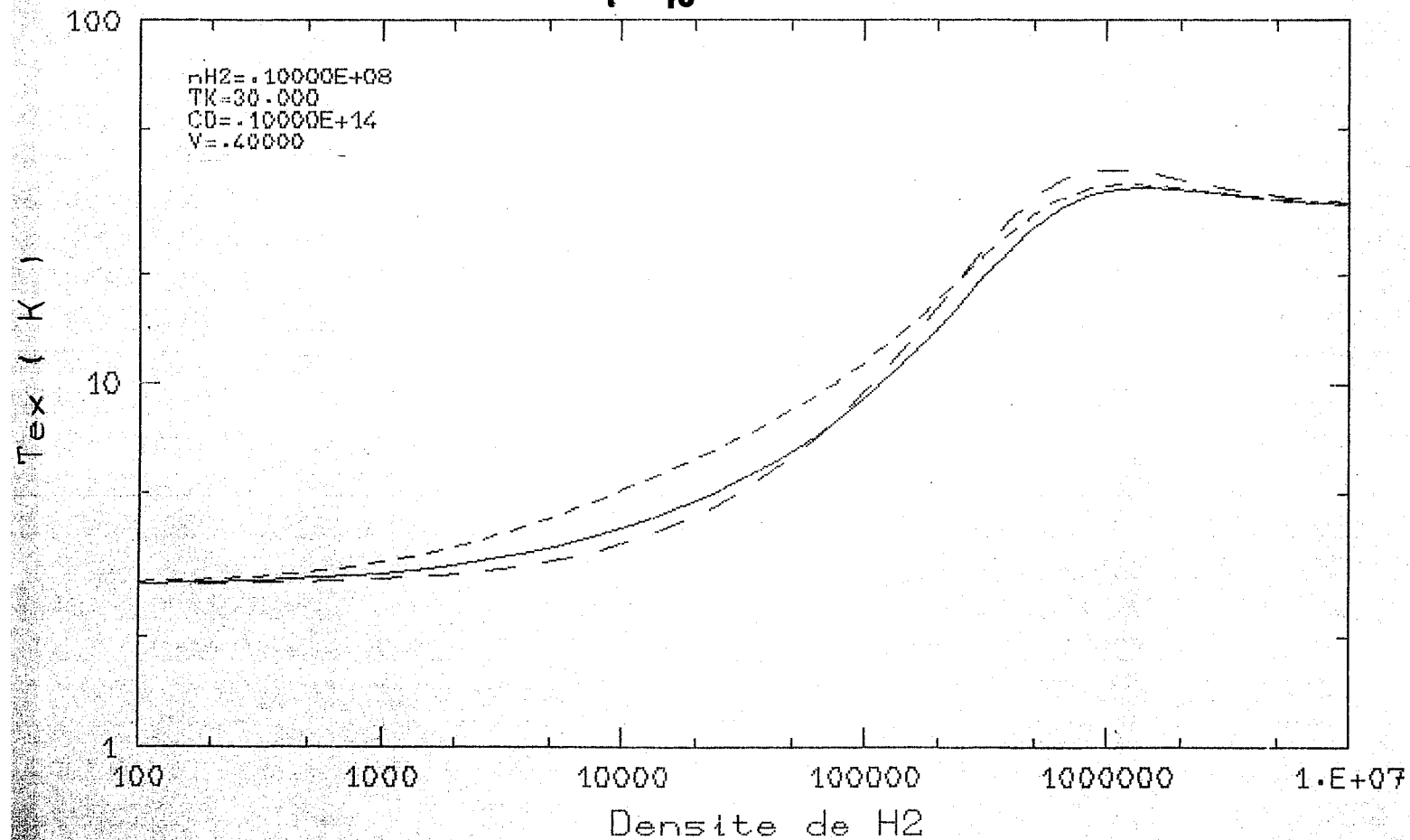
I-8c



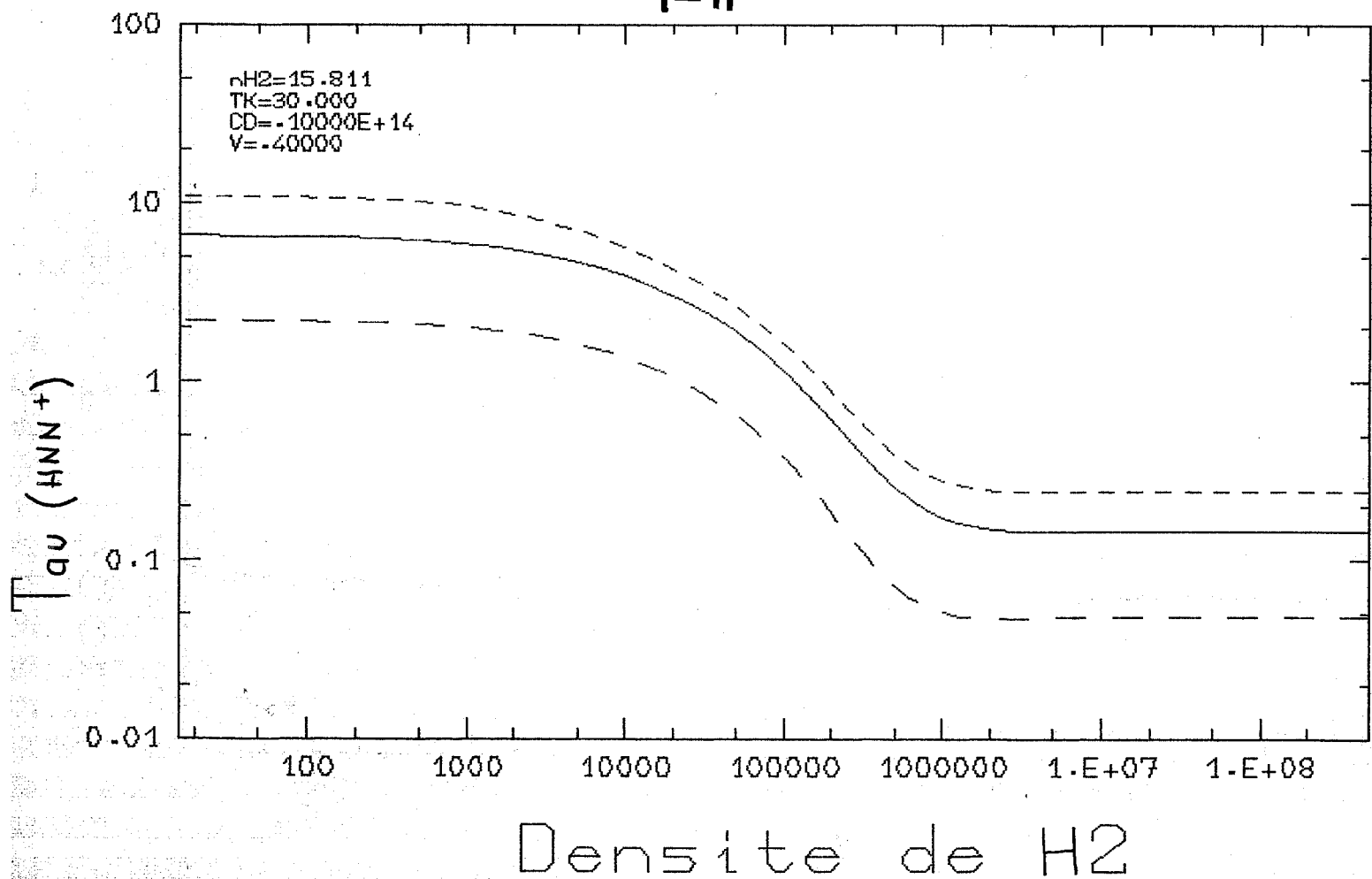
1-9

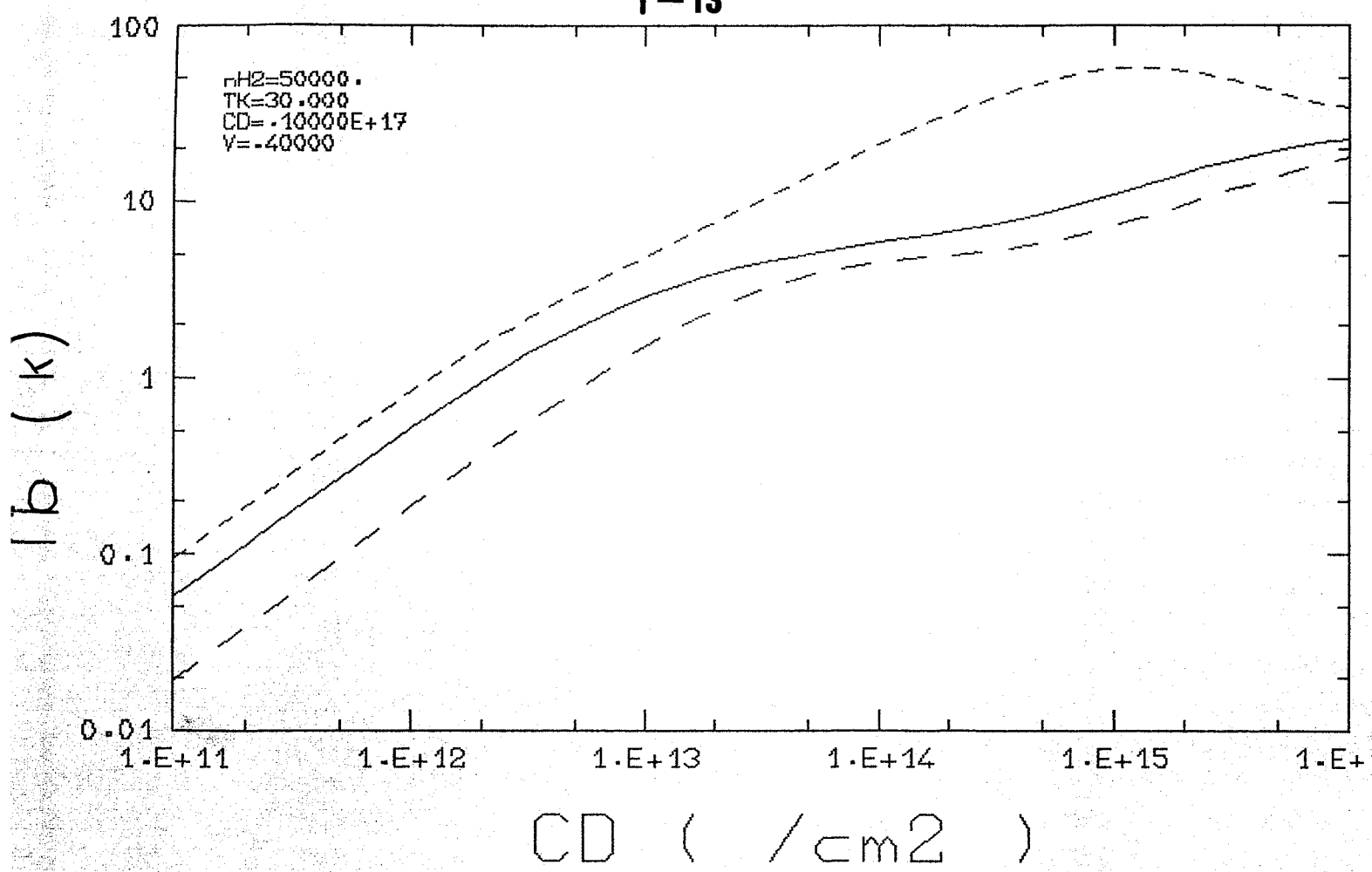
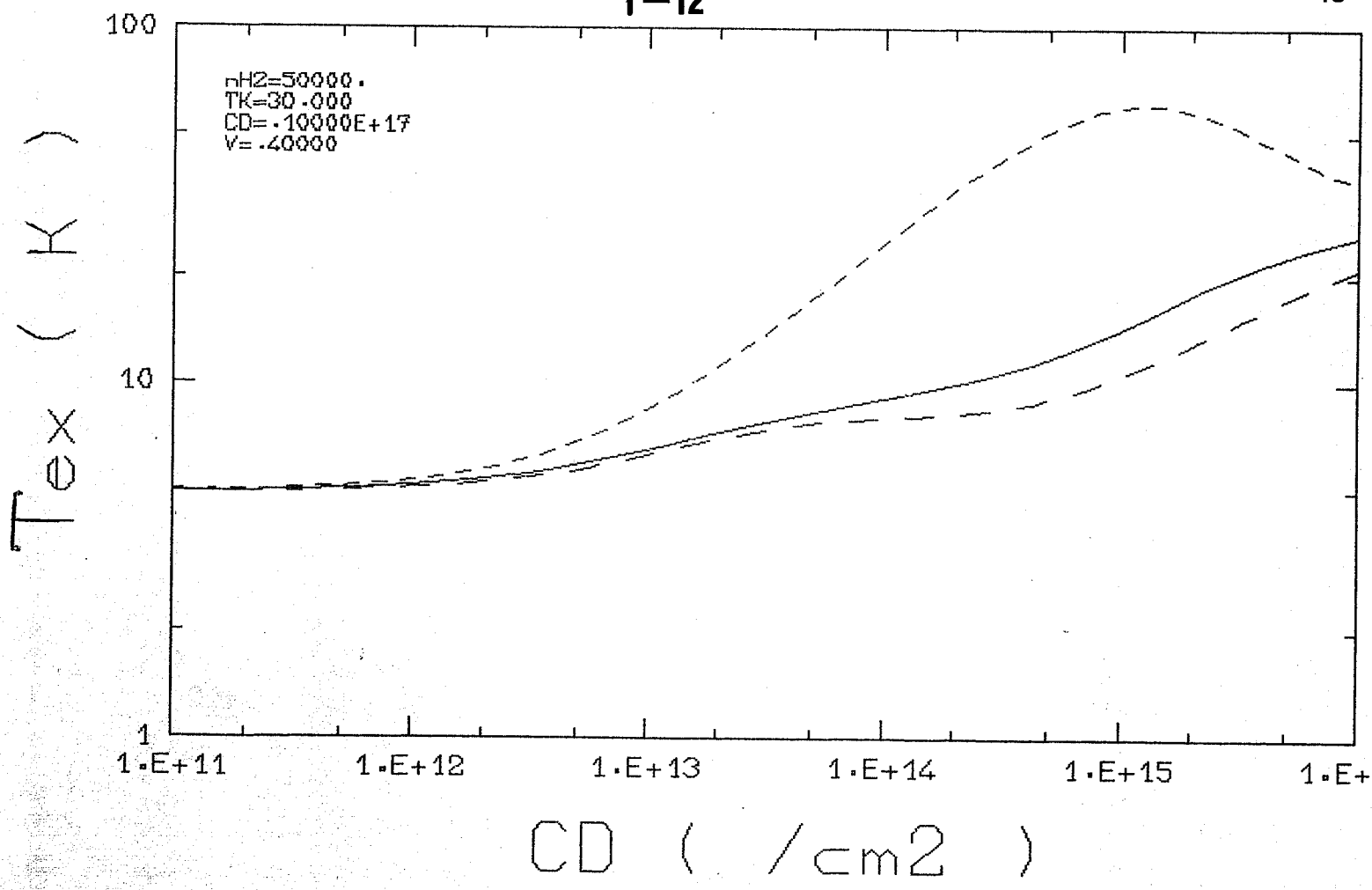


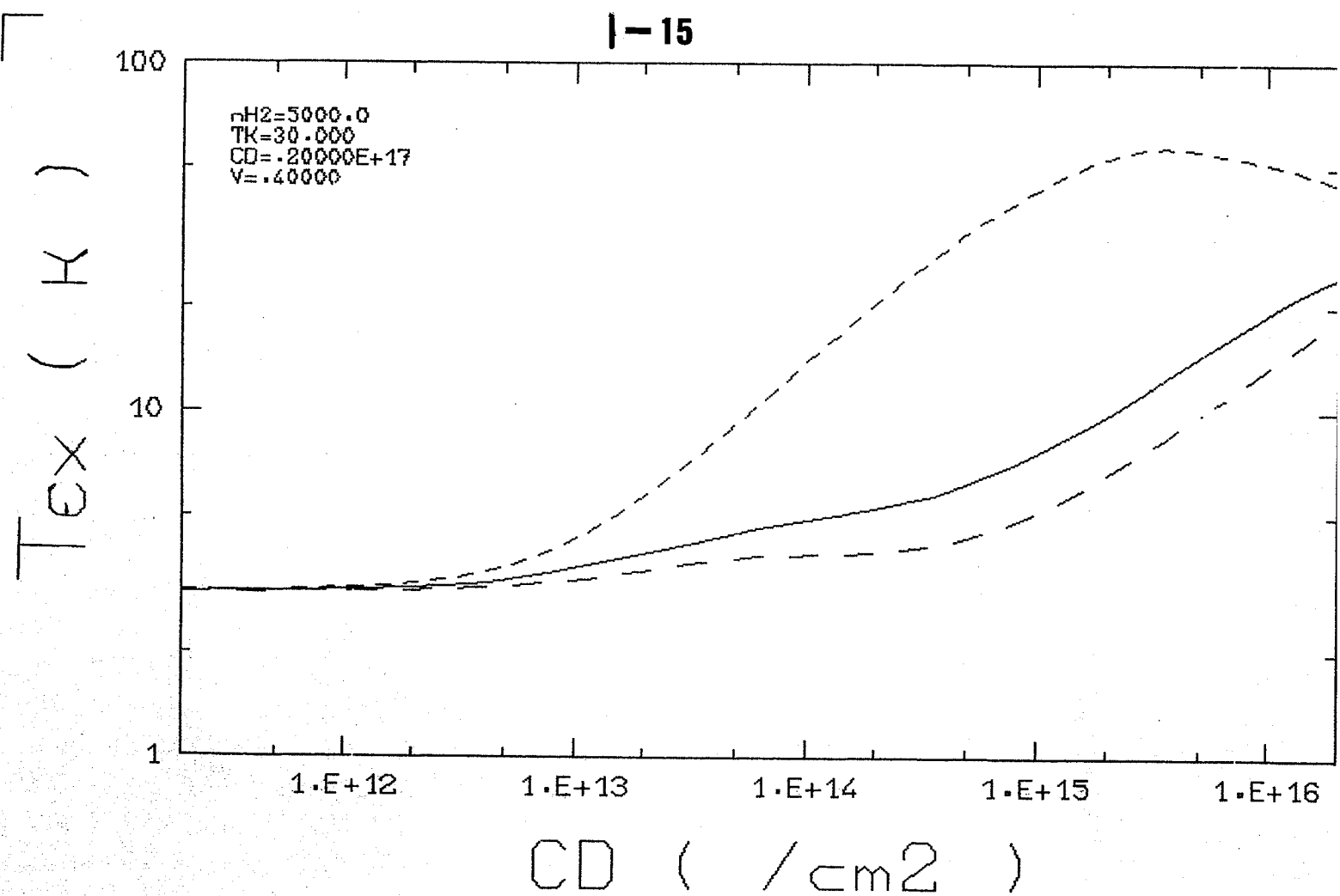
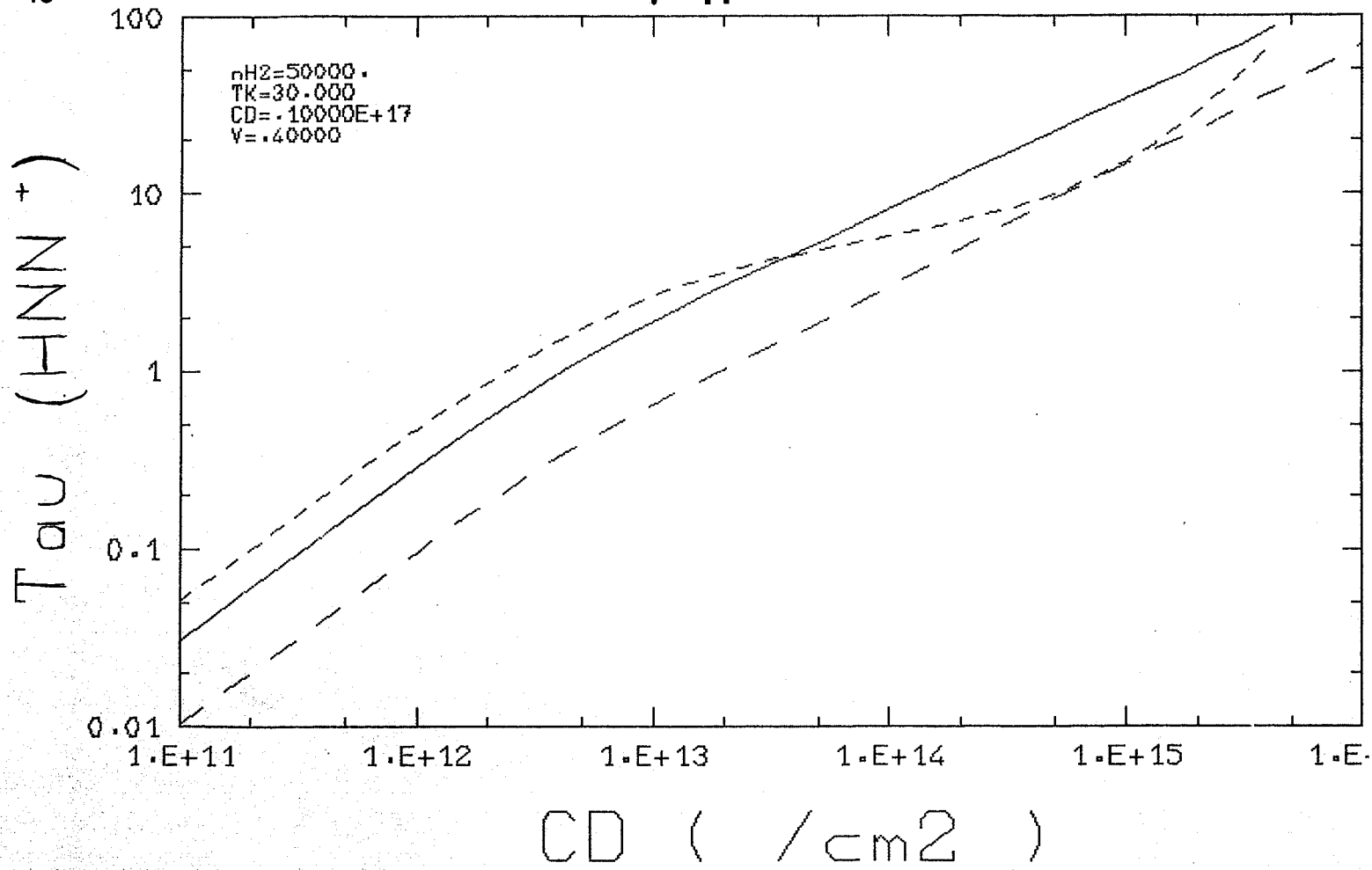
I-10

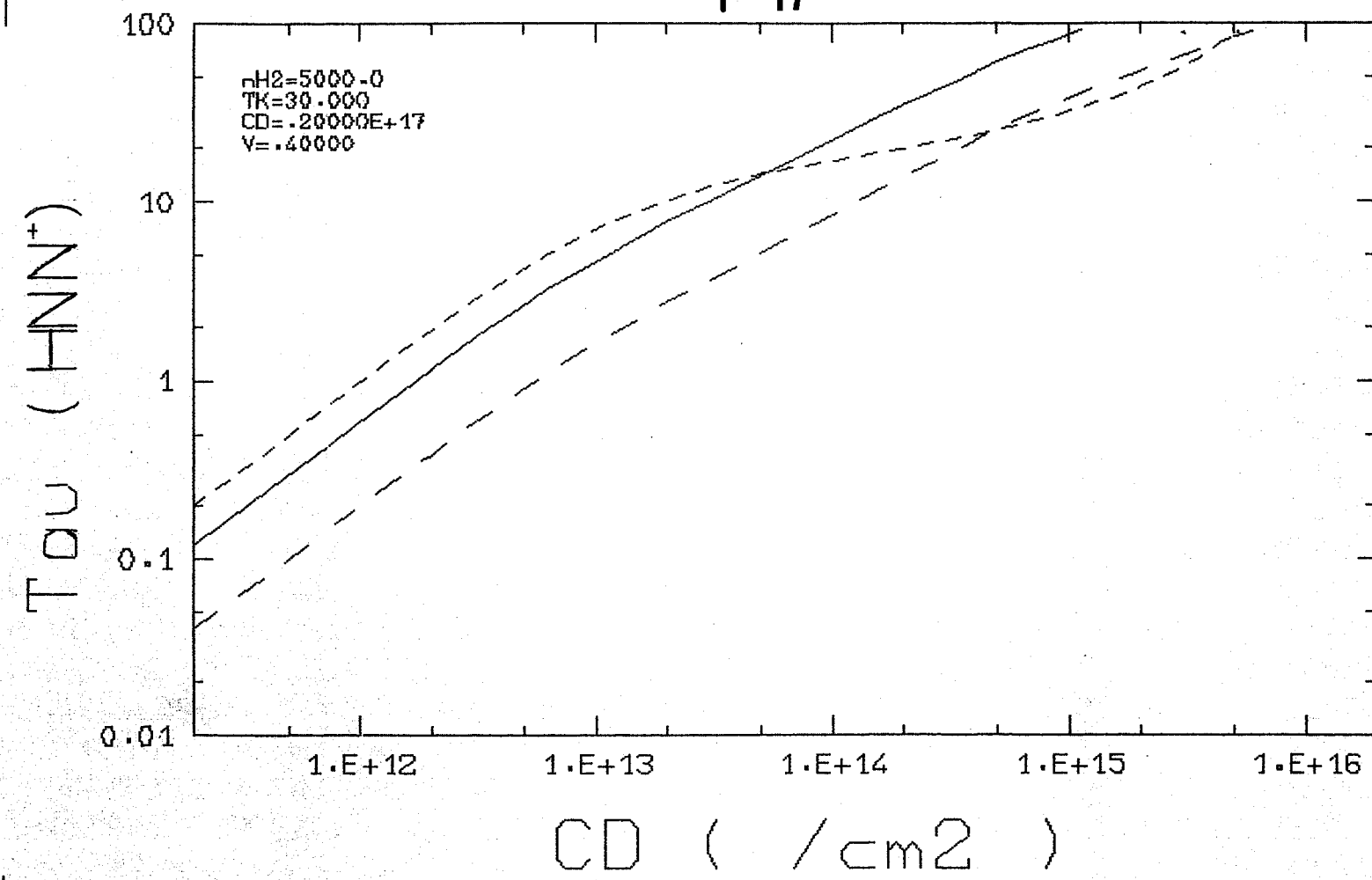
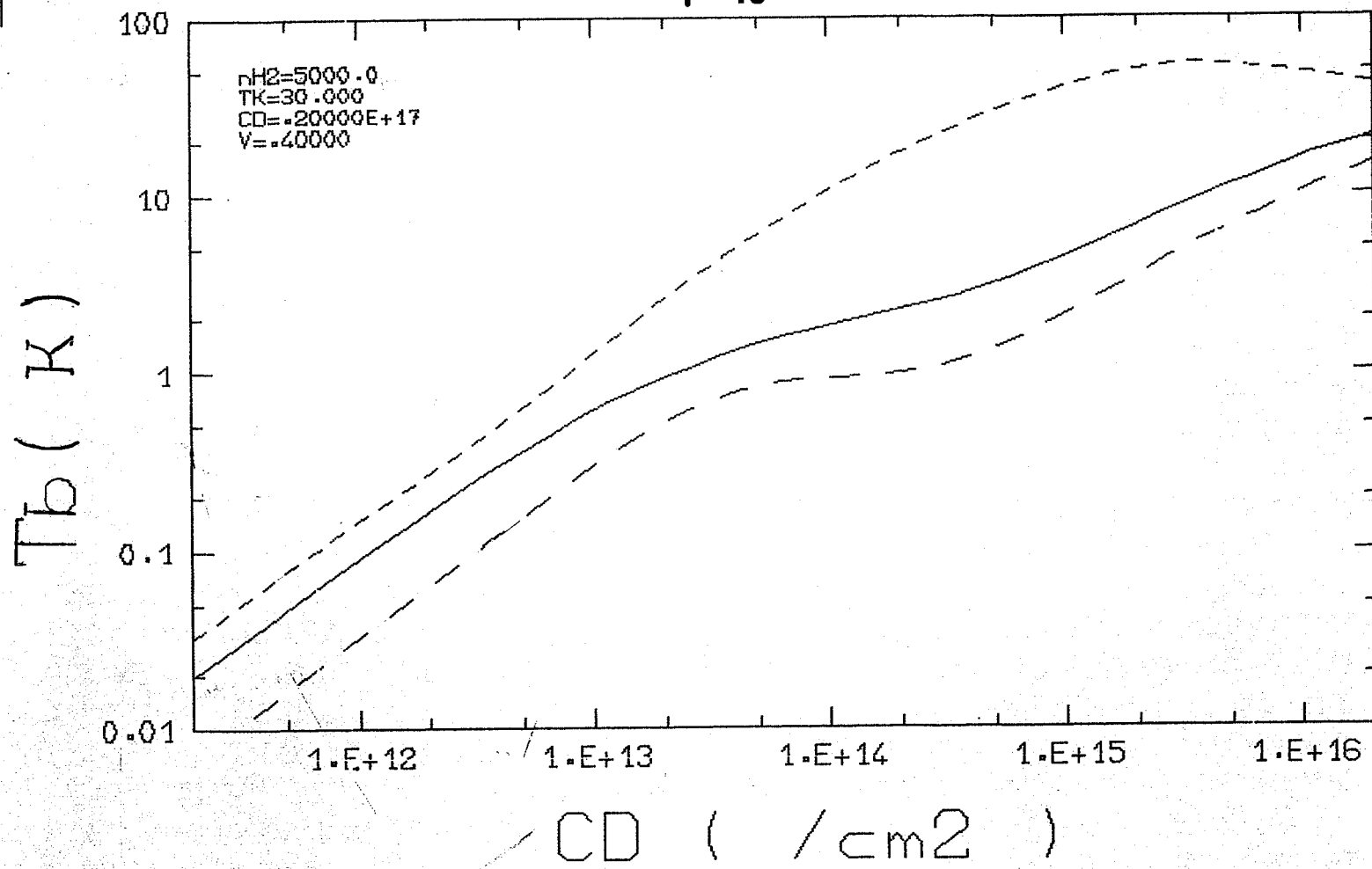


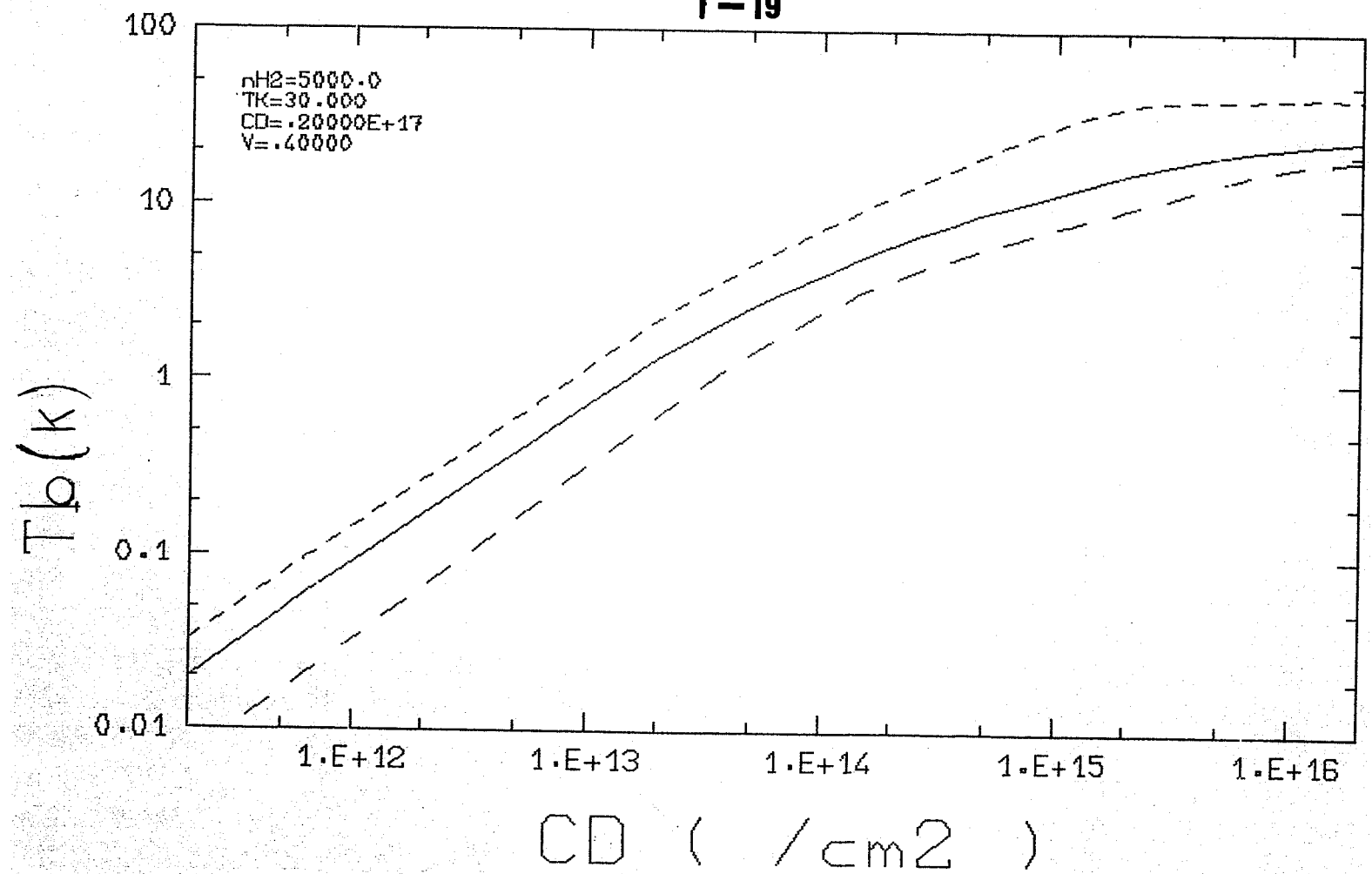
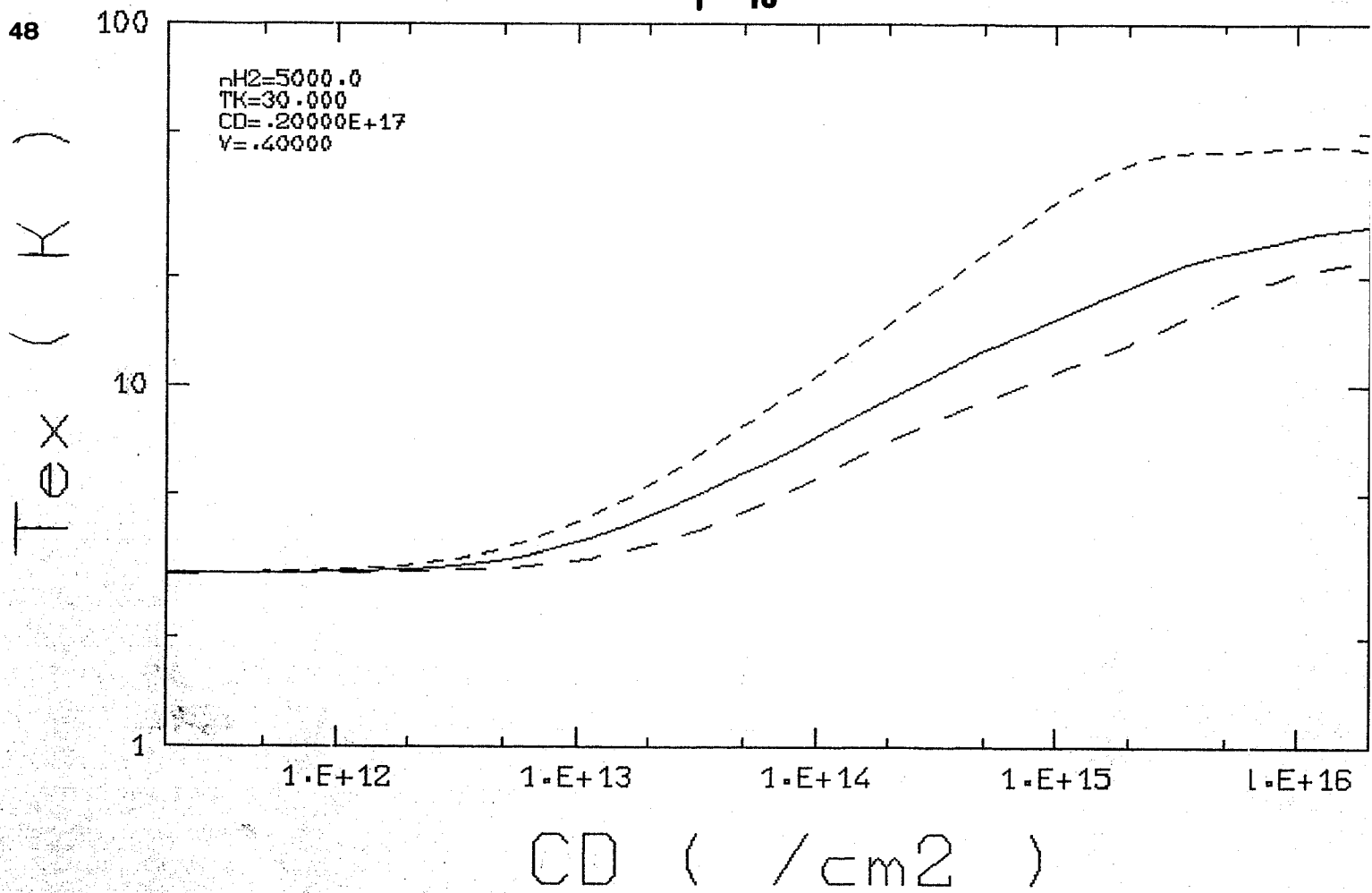
I-11



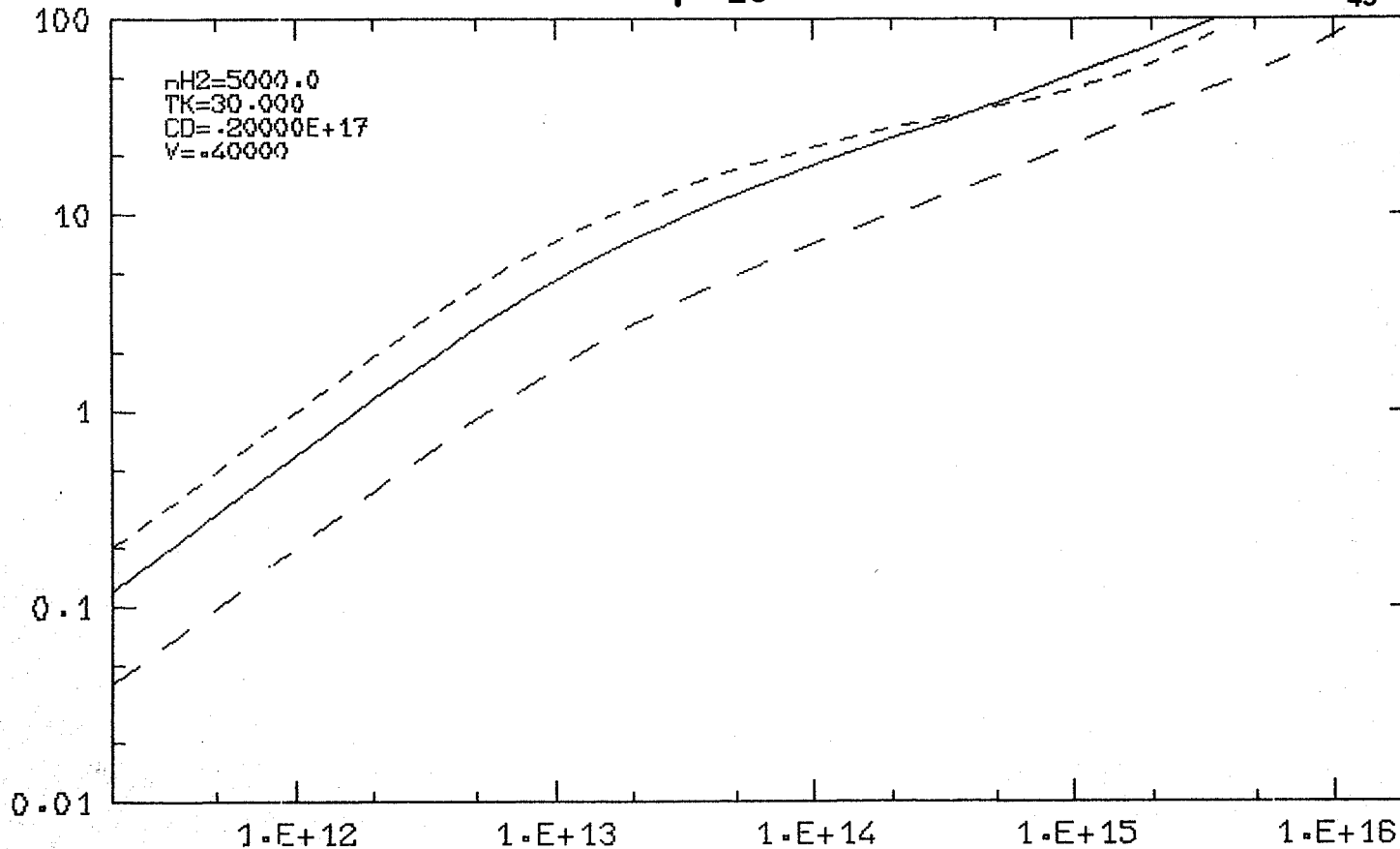






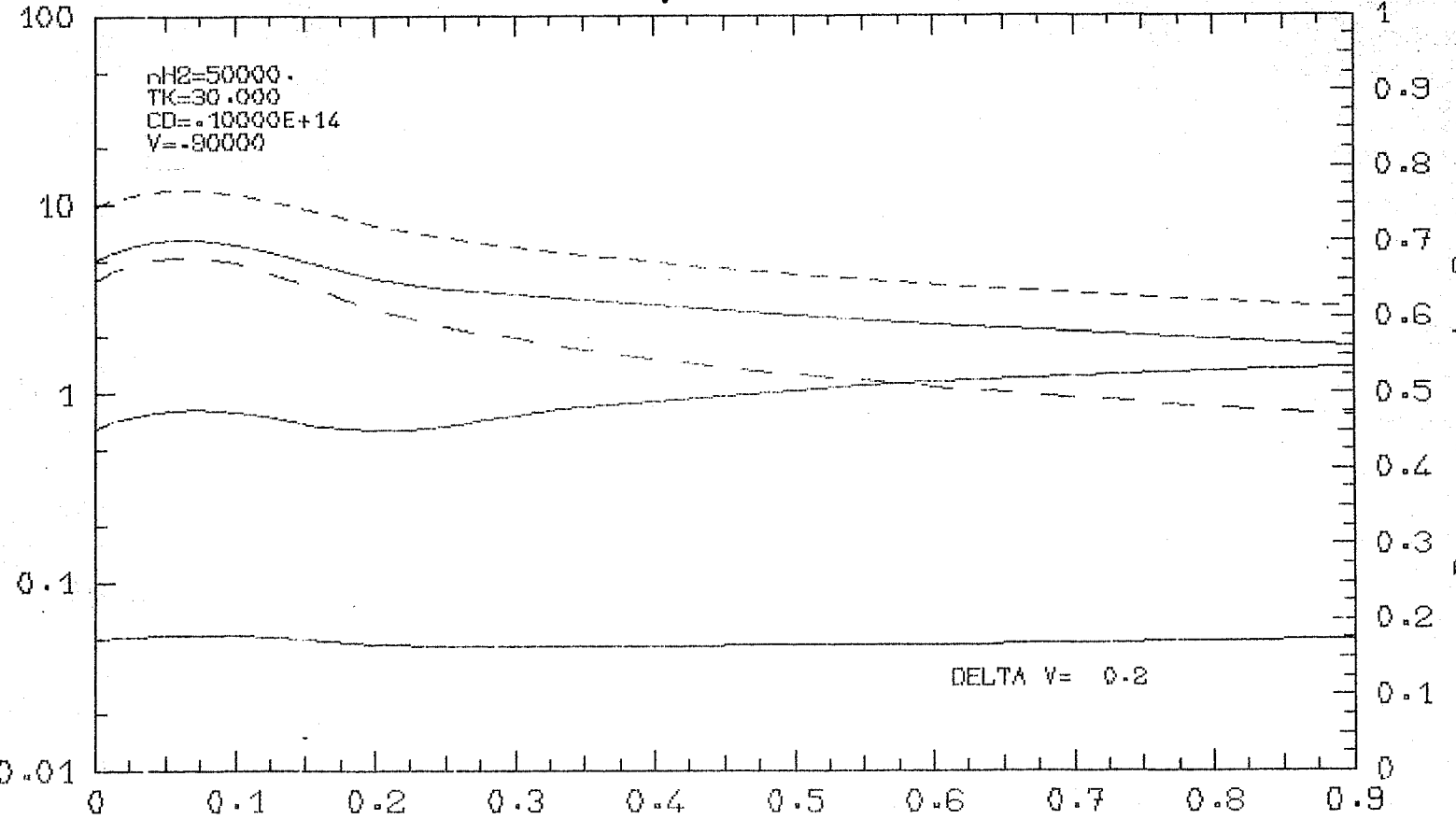


TAU (HNN⁺)



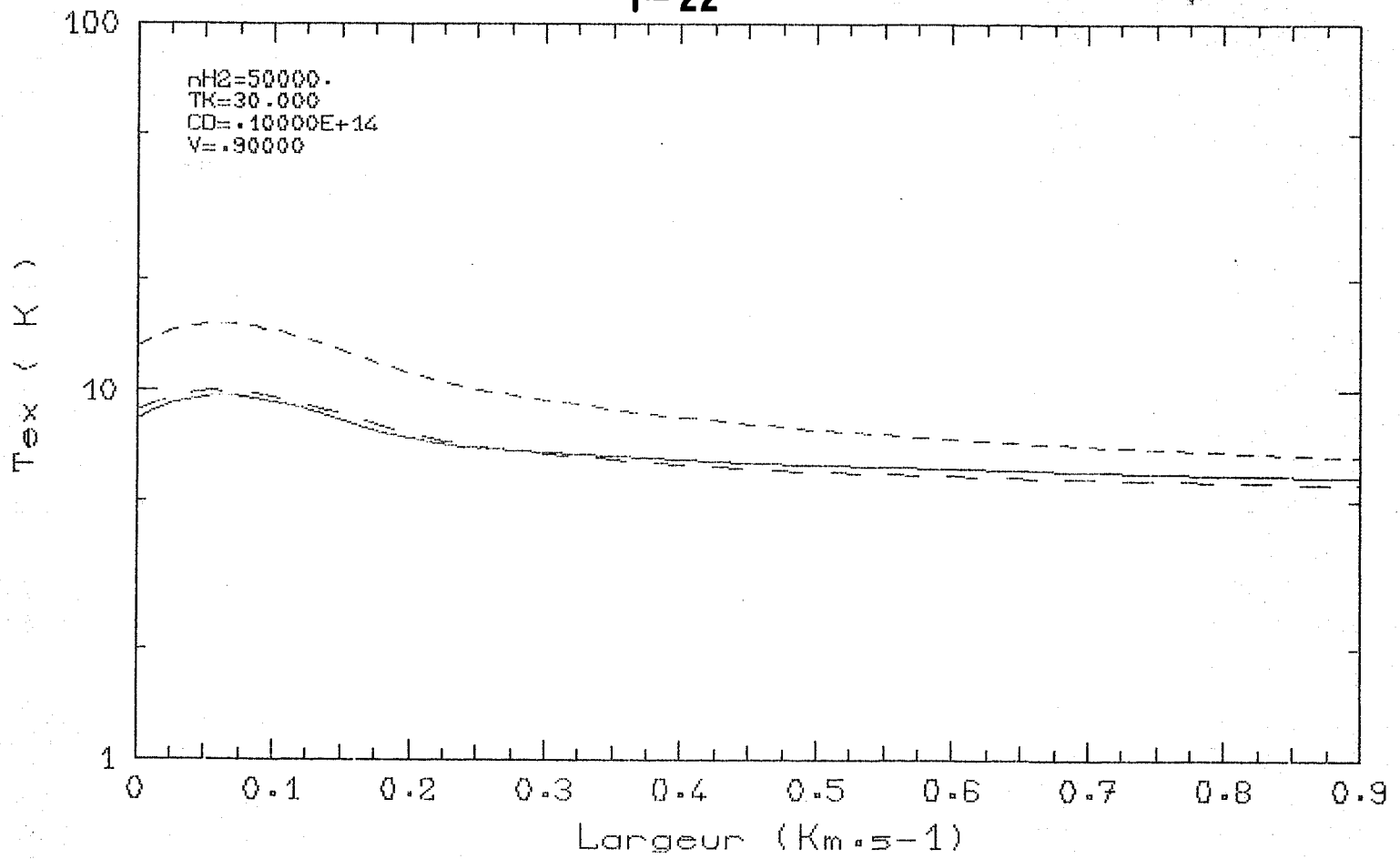
CD (/cm2)

T_a* (K)

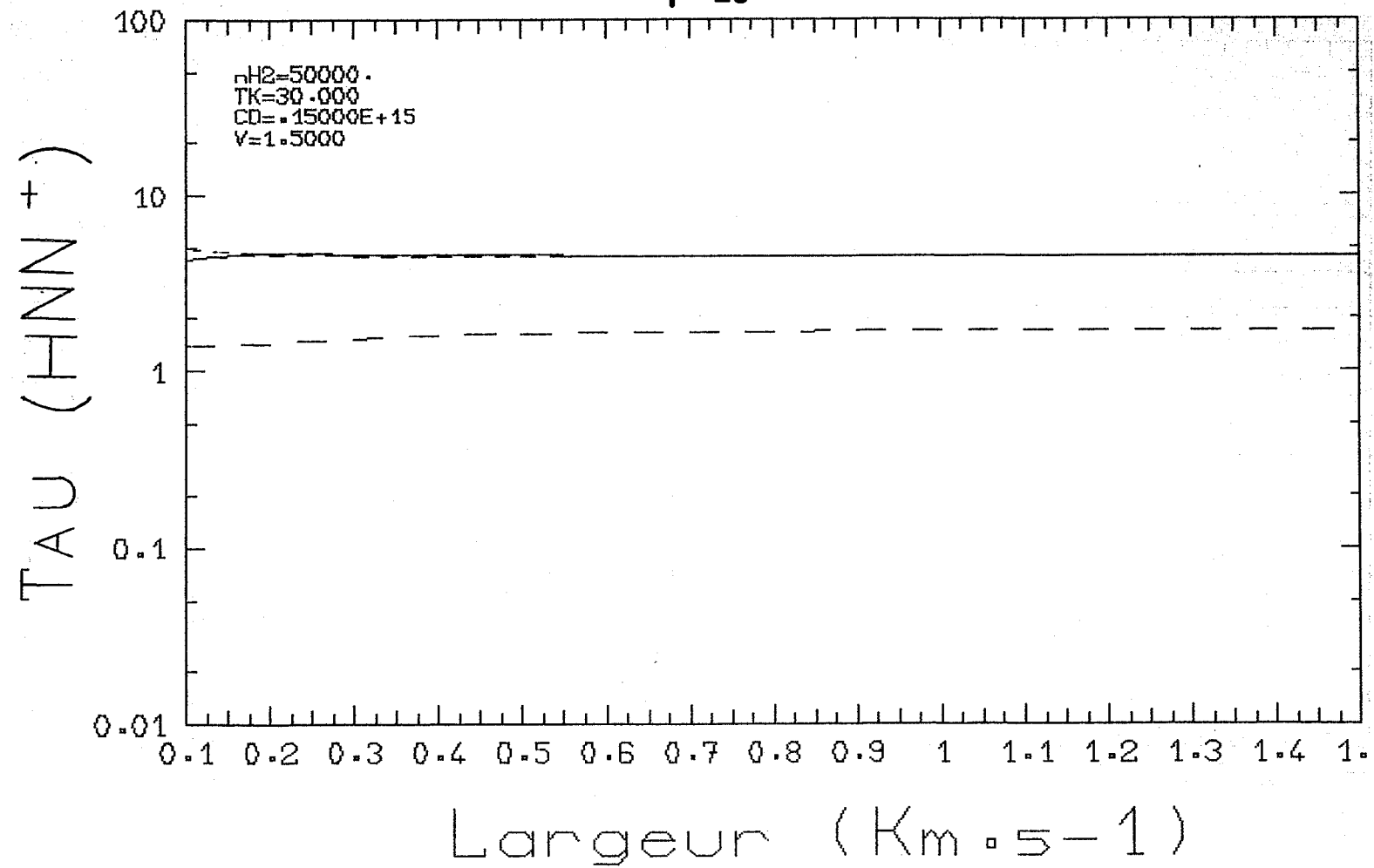


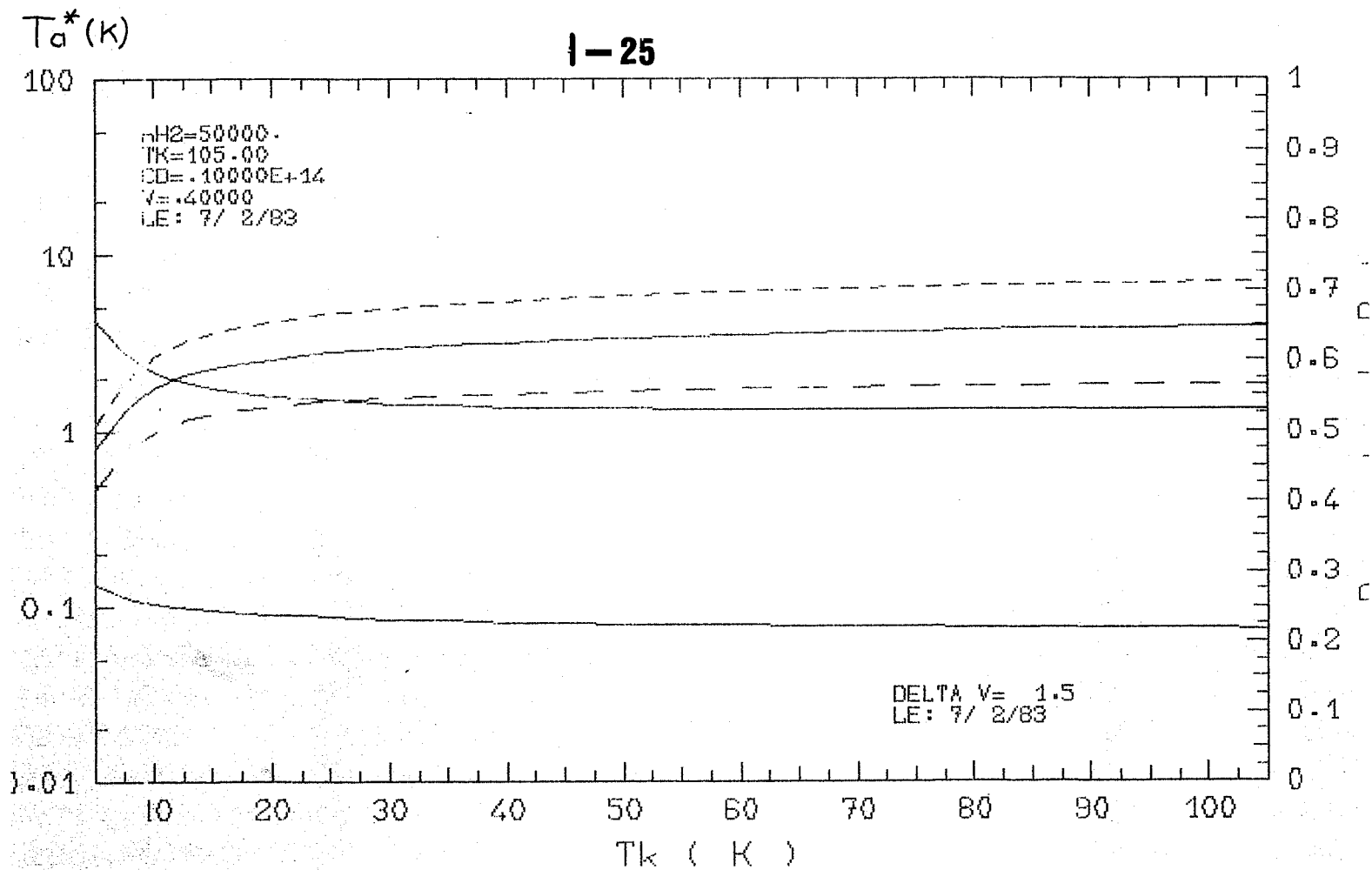
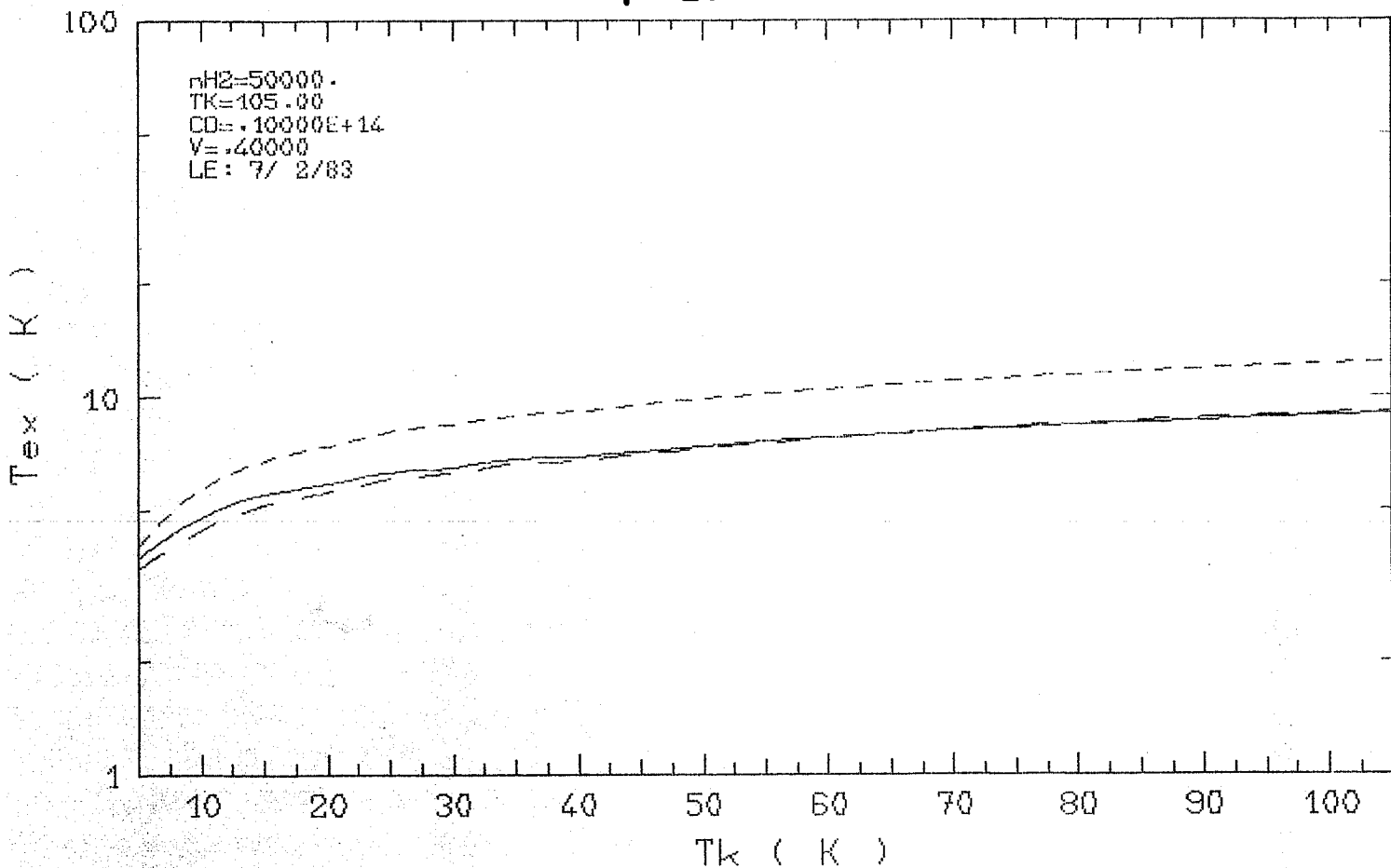
Largeur (Km.s-1)

I-22

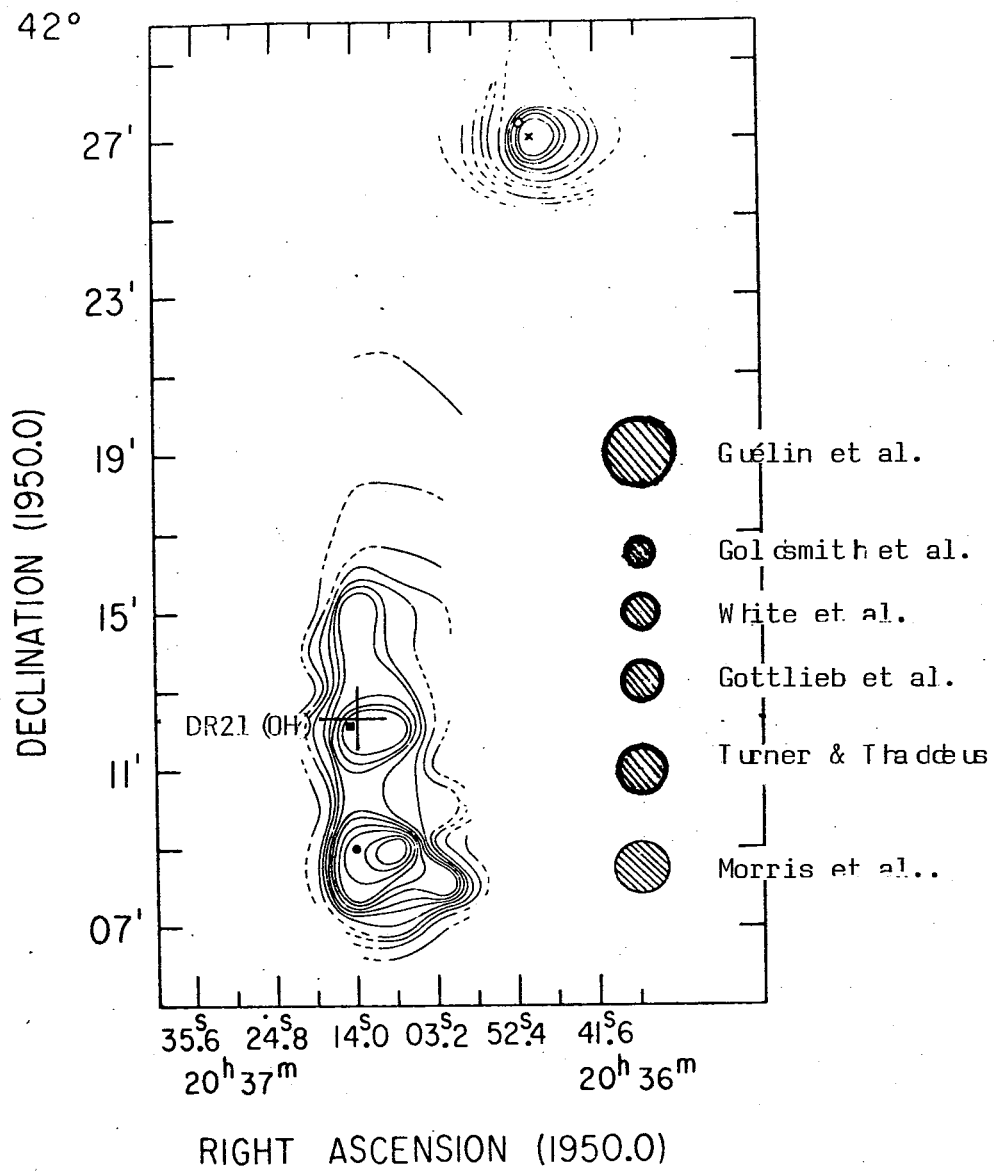


I-23

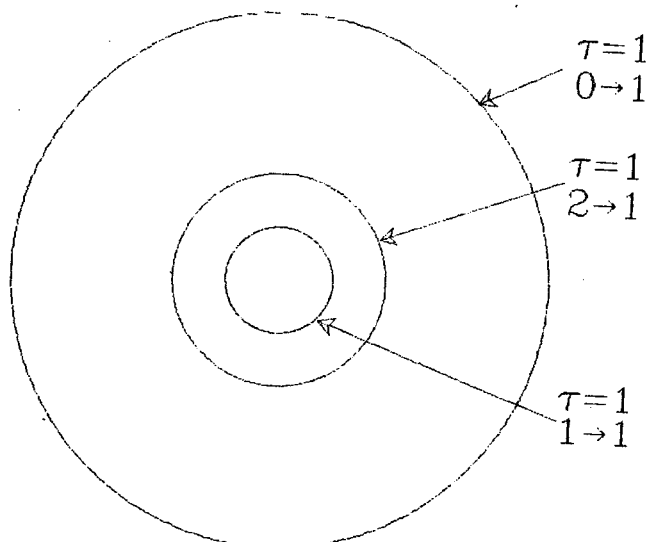




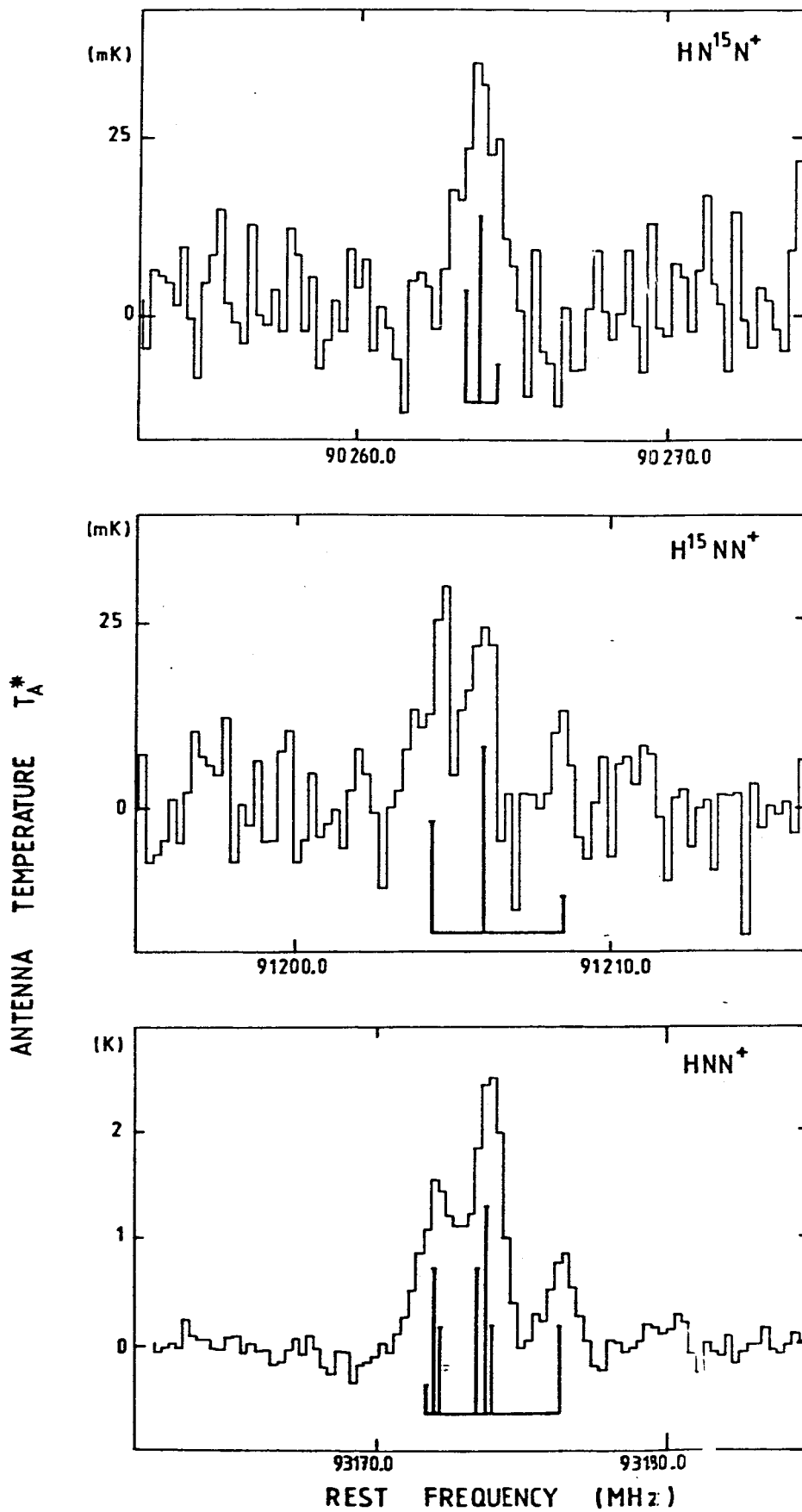
| - 26



| - 28



I - 27



II) Structure à grande échelle des anomalies hyperfines
de HCN dans un nuage sombre

"Le Taureau (...) engendre l'amour supérieur et provoque, dans l'extase, le passage dans un plan de compréhension plus élevé. Il représente en outre une discipline imposée aux instincts, qui enrichit le mental et crée une personnalité."

(sic)

Eugène Caslant, "Les Bases Élémentaires de l'Astrologie", Tome II, p. 176

Résumé

Des observations de la raie $J=0-1$ de HCN dans Heiles cloud 2 (HCL2) sur environ un demi degré carré montrent de fortes anomalies hyperfines aussi bien en direction des coeurs denses que de l'enveloppe. Les rapports $R_{02} = I(F=0-1) / I(F=2-1)$ et $R_{12} = I(F=1-1) / I(F=2-1)$ sont très au delà de leur valeur ETL et présentent une distribution spatiale compliquée. On interprète les anomalies observées par un processus d'absorption du rayonnement émis par le coeur dans une enveloppe de densité modérée, suivi d'une rediffusion. Il se pourrait que l'abondance d'HCN varie de source à source.

Introduction au chap. II

Le travail exposé dans ce chapitre se rattache à la fois au chapitre précédent, puisqu'il traite des anomalies hyperfines de HCN dans un milieu différent, plus froid que DR21(OH), et au chapitre suivant, puisqu'il étudie la structure d'un nuage (Heiles Cloud 2) à l'aide de la molécule à fort moment dipolaire HCN. Les transitions des molécules à fort moment dipolaire sont en effet a priori de bons traceurs des régions denses, mais les processus de formation des raies sont mal maîtrisés à l'heure actuelle. Le fort moment dipolaire, intéressant par sa réponse aux collisions, augmente la section de capture des photons, et rend les problèmes de transfert d'autant plus compliqués. Le gaz peu dense s'interposant entre l'observateur et la source absorbe les radiations que celle-ci émet. Les raies optiquement épaisses observées proviennent principalement des ces "enveloppes" de densité modérée (cf Cernicharo & Guélin 1984, abrégé en CG par la suite). Des conditions peu claires de transfert de rayonnement ou d'abondance chimique conduisent à l'observation d'intensités anormales des transitions d'une espèce par rapport à d'autres :

- H^{13}CO^+ , HN^{13}C et H^{13}CN par rapport à HCO^+ , HNC et HCN (Langer et al (1978), Frerking et al (1979), Irvine & Schloerb (1984) - voir aussi Chap. I).
- DCO^+ et DNC (Guélin et al (1982), Wooten et al (1982), Snell & Wooten (1979))

elles sont interprétées comme résultant d'un fractionnement chimique (pour DCO^+ et DNC) ou de l'opacité des raies.

D'autre part on observe des anomalies des rapports hyperfins de HCN dans les nuages moléculaires chauds (Gottlieb et al (1979), Baudry et al (1980a) et chap. I) et froids (Walmsley et al (1982)). On a vu que Guilloteau & Baudry (GB) interprètent les observations de HCN dans Orion avec un modèle tenant compte du transfert entre les raies.

La différence en vitesse entre les composantes $F=3-2$ et $F=2-1$ de la transition $J=2-1$ de HCN (la plus importante des transitions de $J>1$) est $\approx 0.4 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, c'est à dire comparable à la dispersion en vitesse d'un nuage sombre typique. On s'attend à retrouver les mêmes "aspects" des anomalies hyperfines de HCN que dans les nuages moléculaires chauds: la $F=0-1$ et la $F=1-1$ affaiblies par rapport à une $F=2-1$ suprathermale, R_{02} et R_{12} inférieurs à leur valeur ETL de 0.2 et 0.6. Les observations dans les nuages sombres montrent l'effet exactement inverse: la $F=1-1$ et la $F=0-1$ sont favorisées au détriment de la $F=2-1$ (Walmsley et al (1982), Irvine & Schloerb (1984)). Il faut admettre que d'autres mécanismes de transfert sont présents dans les nuages sombres et créent ces anomalies.

CG ont montré, à partir d'un survey systématique de HCL2 dans les transitions $J=1-0$ de ^{12}CO , ^{13}CO , C^{18}O ,

HCO^+ et H^{13}CO^+ (auquel nous avons emprunté la fig. II-1b) que l'émission H^{13}CO^+ provient du coeur du nuage et l'émission HCO^+ d'une enveloppe de densité moyenne ($n_{\text{H}_2} \approx 10^3 \text{cm}^{-3}$) où le rayonnement émis par le coeur est absorbé et rediffusé dans un plus grand volume.

Cet effet de l'enveloppe sur les radiations émises par le coeur pouvait s'appliquer à HCN. Pour vérifier cette hypothèse, on a cartographié coeur(s) et enveloppe autour de TMC1 et des trois globules trouvés par CG (cf. aussi Cernicharo et al (1984)) dans Heiles Cloud 2 (HCL2). TMC1 est un globule très obscurci et particulièrement riche en molécules exotiques; c'est entre autres la plus intense source de cyanopolyynes du ciel. Cette cartographie donne aussi des indications sur les conditions physicochimiques de cette région de HCL2.

II) Les Observations

La cartographie HCN J=1-0 de Heiles Cloud 2 a pris une vingtaine de jours répartis entre le printemps et l'automne 1983 sur le radiotélescope POM de l'Observatoire de Bordeaux (voir à ce sujet Baudry et al (1980b,1981)). La résolution angulaire à la fréquence de HCN est 5.5' et l'efficacité de l'antenne 0.9 . La température du récepteur était $\approx 600\text{K}$, avec un τ (opacité du ciel) d'environ 0.2, soit une température système de $\approx 1100\text{K}$. Les erreurs de calibration sont inférieures à 20%. Les spectres ont été obtenus sur 256 canaux de 100 KHZ, donnant une résolution spectrale de $\approx 0.3\text{ Km}\cdot\text{s}^{-1}$. On y voit les 3 composantes hyperfines - le balayage en fréquence étant de ± 64 canaux centrés sur la composante F=2-1 - avec un bruit acceptable sur la majorité des points, mais qui pose encore problème pour le calcul des rapports hyperfins dans certaines positions. La fig. II-3 donne un aperçu de ce que furent les spectres sur lesquels nous avons travaillé. L'envie nous prend de citer le lamento de Nachman (1979) sans toutefois reprendre à notre compte les petites phrases sur "les spectres qui changent d'allure d'un jour à l'autre": les spectres de référence, pris toutes les 2-3 heures, étaient identiques, dans les limites du bruit. Il est regrettable de n'avoir pas obtenu en tout point le rapport signal sur bruit des points de référence (0.,5.) et (-5.,5.): on peut en effet supporter un bruit R.M.S. de 0.1K sur un spectre, mais les erreurs

sur les rappports de raie ne se soustraient hélas pas.

A) l'émission HCN - sa répartition spatiale

La fig. II-1a montre les contours d'intensité intégrée de la raie $J=1-0$ de HCN dans la région centrale de HCL2. On peut la comparer à la fig II-1b, qui montre la même région en HCO^+ (d'après CG). Des flèches indiquent la position de TMC1 et des trois clumps HCL2-A, B, C, (Cernicharo et al, 1984). Les zones d'émission de HCN, de la même manière que celles de HCO^+ , s'étendent plus loin que pour H^{13}CO^+ (Guélin et al (1982), CG) . L'émission HCN possède dans TMC1 un maximum au même endroit que NH_3 (TMC1/ NH_3) cependant que le pic d'émission HCO^+ est déplacé de 5 minutes d'arc au Nord de TMC1/ NH_3 . Vers HCL2-A, on ne détecte pas HCN dans 3 positions où HCO^+ possède une forte émission et où H^{13}CO^+ a été détecté.

Même si le déplacement apparent du maximum d'émission de HCN et de HCO^+ dans TMC1 peut s'interpréter par une grande opacité de la raie $J=1-0$ de HCO^+ , l'absence apparente d'émission HCN dans HCL2-A (proposition exactement contraire) ne peut s'interpréter aussi facilement. Cette non-détection de HCN vers HCL2/ NH_3 suggère une variation du rapport d'abondance NH_3/HCO^+ entre les points considérés, donc sur des distances de quelques parsecs.

La distribution des Cyanopolyynes (HC_{2n+1}N), traceurs de régions denses, a été étudiée dans HCL2-A par Cernicharo et al (1984): les cyanopolyynes ont leur maximum d'émission 5' au Nord du pic de l'ammoniac

(HCL2-A/NH₃) et on voit que HCN est détecté 5' à l'ouest de cette position. On ne peut cependant en tirer aucune conclusion sur des distributions HCN/cyanopolyynes, puisque cette différence en position est de l'ordre de grandeur d'un lobe d'antenne.

B) variation des rapports hyperfins

La fig. II-2 montre quelques-uns des (bons) spectres obtenus en HCN. Les intensités des composantes du triplet hyperfin de la raie J=1-0 de HCN ont été déterminées en calculant le spectre synthétique - 3 composantes gaussiennes évoluant sous contrainte - qui épouse au mieux les spectres. Les contraintes étaient: a) largeur des raies F=0-1 et F=1-1 fixées par rapport à celle de la raie F=2-1, variable. b) distances fixes entre les trois composantes et égales au HFS de HCN. Le tableau II-1 rassemble toutes les valeurs obtenues d'après cette adéquation.

Les figures II-1c et II-1d montrent les contours des rapports $R_{12} = I(F=1-1)/I(F=2-1)$ et $R_{02} = I(f=0-1)/I(F=2-1)$ normalisés à leur valeur optiquement fine ETL (respectivement 0.6 et 0.2). Il est à noter que l'on n'a utilisé, dans ces deux figures, que les points où les rapports hyperfins sont établis avec une bonne précision. Les anomalies de R_{12} ne dépassent jamais 20%, pendant que le rapport R_{02} est anormal - souvent de manière extrême - dans l'ensemble des positions observées.

Ce dernier rapport est plus de 2 fois sa valeur ETL sur la surface de TMC1 (il s'intensifie vers un bord du nuage) et adopte des valeurs plus modérées sur le reste des positions observées. C) interprétation

Les nuages de HCL2 sont allongés dans la direction des filaments dans lesquels ils sont plongés (cf fig II-4, Guélin et al (1982), CG). La taille du coeur dense de TMC1 est 2'x6' (Tölle et al, 1981). Les anomalies hyperfines visibles sur les fig. II-1c, II-1d et II-2 le sont autant vers les coeurs denses qu'entre ces derniers. Cela tend à impliquer qu'elles sont le fait des enveloppes plutôt que des coeurs. Une preuve en est donnée par la comparaison des intensités observées en direction de TMC1 avec la résolution angulaire de 5.5' du radiotélescope de Bordeaux et par Walmsley et al avec leur résolution angulaire de 1' : le rapport d'intensité est seulement 2 alors qu'on attendrait, si l'émission provenait du seul coeur dense dont la taille a été donnée plus haut, à un rapport voisin de 5. Walmsley et al ont proposé que les anomalies hyperfines de HCN qu'ils observaient avaient la même origine que les rapports d'intensité anormaux entre HCO⁺ et ses isotopes; cependant, compte tenu qu'ils n'observent pas H¹³CN, ils en concluent que les opacités de HCN aux points anormaux doivent rester modérées.

CG ont montré que dans les nuages dont tous les points sont connectés radiativement - vitesse de turbulence / de dispersion faible - l'absorption des photons par le gaz extérieur revient à une diffusion. La taille des régions où la diffusion s'opère est déterminée

par l'opacité de la raie considérée. Dans HCL2, on se trouve en présence d'un système coeur (à la limite de résolution pour le radiotélescope de Bordeaux) + enveloppe (on entend par enveloppes les régions où $C^{18}O$ est détecté, c'est à dire $1.5 < A_v < 5$. mag; leur taille est 4-5 fois celle du coeur). La densité dans l'enveloppe de HCL2 a été déterminée par Wilson et Minn (1977) et CG : elle serait $\approx 3 \cdot 10^3 \text{cm}^{-3}$. Si HCN est optiquement épais, on s'attend à ce que l'émission du coeur soit diffusée dans l'enveloppe, conduisant à des variations dans l'espace de l'intensité et/ou des anomalies hyperfines de HCN.

Les raies $J=1-0$ de $H^{13}CN$ et $HC^{15}N$ ont été récemment observées par Irvine et Schloerb (1984) en direction de TMC1/ NH_3 . Les composantes hyperfines de $H^{13}CN$ ne présentent apparemment pas d'anomalies et ils concluent à une colonne densité de $H^{13}CN$ de $1-3 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$, soit une abondance comparable à celle de $H^{13}CO^+$ (cf Guélin et al 1982). On a utilisé ici le modèle de transfert de Guilloteau et Baudry, tenant compte du transfert entre les raies, pour calculer les divers paramètres des transitions de HCN et de ses isotopes. En prenant les valeurs observées par Irvine et Schloerb et une densité du coeur de $3 \cdot 10^4 \text{cm}^{-3}$ (Bujarrabal et al, 1982), on obtient pour $H^{13}CN$ les valeurs suivantes:

$$\tau(0-1) \approx 0.2$$

$$\tau(2-1) \approx 1.1$$

$$\tau(1-1) \approx 0.7$$

$$R_{12} = 0.61 \text{ et } R_{02} = 0.25 \text{ et } N(H^{13}CN) \approx 3 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}.$$

Si maintenant on adopte $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}=90$, on calcule pour HCN:

$$\tau(0-1) \approx 9$$

$$\tau(2-1) \approx 21$$

$$\tau(1-1) \approx 20$$

$R_{12} = 0.41$ et $R_{02} = 0.18$; les rapports observés en ce point sont $R_{12} = 0.7$ et $R_{02} = 0.8!$. Cela n'est pas de nature à nous étonner, puisque le modèle choisi n'autorise pas de variation de la densité le long de la ligne de visée. Voyons maintenant ce qu'il en est pour l'ensemble coeur + enveloppe (4 à 5 fois plus étendue):

Si l'abondance de HCN ne varie pas entre le coeur et l'enveloppe, la colonne densité totale de HCN en direction d'un coeur est $3 \cdot 10^4 \text{cm}^{-2}$. Cela donne, en utilisant le programme GB pour l'enveloppe, les valeurs suivantes:

$$\tau(0-1) \approx 4$$

$$\tau(2-1) \approx 18$$

$$\tau(1-1) \approx 11$$

$$T_{\text{ex}}(0-1)=2.9, T_{\text{ex}}(2-1)=3.1 \text{ et } T_{\text{ex}}(1-1)=2.9$$

ces opacités sont suffisantes pour absorber totalement le rayonnement émis par le coeur. Cette grande densité optique de l'enveloppe n'explique cependant pas les anomalies hyperfines observées. Pour cela nous devons invoquer la diffusion dans l'enveloppe. Il ne nous a pas

été possible, faute de temps, d'utiliser jusqu'à présent le programme de transfert de rayonnement GB avec variation de densité le long de la ligne de visée (structure coeur + enveloppe) décrit plus haut pour essayer de reproduire les anomalies observées. Il se pourrait d'ailleurs qu'un programme de Monte-Carlo incluant le transfert entre les raies soit plus performant et permette de définir d'autres géométries pour le problème que la plan-parallèle et la sphérique. Le raisonnement proposé sera donc exclusivement qualitatif.

Lorsqu'on tient compte de la diffusion qui se produit à des distances différentes suivant l'opacité de la raie, on voit que les 3 composantes hyperfines de HCN peuvent provenir de régions différentes (tant à cause de la profondeur du nuage sur la ligne de visée que de la mauvaise résolution spatiale des observations). La diffusion de la raie $F=0-1$ est restreinte à une petite couche autour du coeur et, en direction de ce coeur, on observe à la fois l'émission du coeur et de l'enveloppe. Quand on s'éloigne du coeur, on traverse d'abord la région de faible étendue où la $F=1-0$ est diffusée, pour arriver, loin du coeur, dans des régions où seule l'émission propre de l'enveloppe sera visible. Entre temps, on sera passé en des points où la diffusion n'a plus lieu pour la $F=0-1$ mais continue de se produire pour la $F=1-1$ et la $F=2-1$, très optiquement épaisses. Si l'on considère que l'on "voit" jusqu'à $\tau=1-1.5$, on "voit" des régions externes où les processus d'excitation sont radiatifs et non collisionnels (dès que $n_{H_2} < qqs \ 103cm^{-3}$). Ces deux

composantes d'opacité comparable devraient ainsi provenir des mêmes régions. C'est ce que montre les figures II-1c et II-1d: les 3 composantes sont bien entendu plus intenses en direction du coeur de TMC1 que sur les bords, mais les anomalies concernent une région beaucoup plus étendue. Le rapport R_{02} est anormal dans la direction de TMC1 et sur ses bords, mais il décroît en s'éloignant du coeur. R_{12} est anormal seulement vers le coeur, mais il ne varie que peu en dehors de ce coeur: les intensités de la 1-1 et de la 2-1 restent presque constantes sur toute l'enveloppe, ce qui s'interprète bien si l'on suppose ces deux raies formées dans approximativement la même région de l'enveloppe.

conclusion

L'existence d'anomalies hyperfines de HCN à grande échelle dans HCL2 est en elle-même un résultat nouveau, qui fait plus que confirmer les observations de Walmsley et al. On a vu que ces anomalies, bien que non explicitées quantitativement par un programme tenant compte de l'inévitable transfert entre les composantes hyperfines et de la variation de conditions physiques dans le modèle coeur + enveloppe et de la géométrie sphérique (accordant une grande place à l'enveloppe) de l'objet considéré, peuvent s'interpréter qualitativement en termes de diffusion "sélective" des diverses composantes hyperfines dans une enveloppe de densité modérée ($n_{H_2} = \text{qqs } 10^3 \text{ cm}^{-3}$). On s'attend ainsi à ce que HCN soit aussi abondant que HCO^+ et qu'il présente des opacités totales pouvant atteindre $\tau=60$.

D'autre part, la non-détection de HCN en plusieurs points où $H^{13}CO^+$ est détecté suggère une variation d'abondance de HCN par rapport à HCO^+ sur des distances de quelques ≈ 2 pc (à la distance de TMC1).

Enfin, La taille encore "respectable" du lobe de Bordeaux interdit toute observation un peu détaillée de la variation des rapports hyperfins en fonction de la distance au coeur. Il faudrait étudier cette variation avec un lobe plus petit (Onsala, Pico Veleta ?...).

note

ce chapitre a fait l'objet d'une publication dans Astronomy & Astrophysics Letter (Octobre 1984), dans laquelle les auteurs (Cernicharo, J., Castets, A., Duvert, G., Guilloteau, S.) remercient M. Guélin et A. Baudry qui firent part de leurs commentaires et R. Lucas et A. E. Glassgold qui effectuèrent une lecture critique de l'article.

Références

- Baudry, A., Brillet, J., Desbats, J.M., Lacroix, J., Montignac, G., Encrenaz, P., Lucas, R., Beaudin, G., Dierich, P., Germont, A., Laudry, P., Rérat, G.:1980, *J. Astrophys. Astron.*, 1, 193. (1980b)
- Baudry, A., Cernicharo, J., Pérault, M., Despois, D., De La Noë, J.:1981, *Astron. & Astrophysics*, 104, 101.
- Baudry, A., Combes, F., Pérault, M., Dickman, R.L.:1980, *Astron. & Astrophysics*, 85, 244. (1980a)
- Bujarrabal, V., Guélin, M., Morris, M., Thaddeus, P.:1981, *Astron. & Astrophysics*, 99, 239.
- Cernicharo, J., Guélin, M.:1984, submitted to *Astron. & Astrophysics*.
- Cernicharo, J., Guélin, M., Askne, J.:1984, *Astron. & Astrophysics* 138, 371
- Clark, F., O., Guiguere, P., T., Crutcher, R., M.:1977, *Ap. J.* 215, 511.
- Frerking, M.A., Langer, W.D., Wilson, R.W.:1979, *Ap. J. Letters* 225, L65.
- Guélin, M., Langer, W.D., Wilson, R.W.:1982, *Astron. & Astrophysics*, 107, 107.
- Guilloteau, S., Baudry, A.:1981, *Astron. & Astrophysics*, 97, 213.
- Gottlieb, C.A., Lada, C.J., Gottlieb, E.W., Lilley, A.E., Litvak, M.M.:1975, *Ap. J.*, 202, 655
- Irvine, W.M., Schloerb, F.P.:1984, to be published in *Ap. J.*, July.
- Langer, W.D., Wilson, R.W., Henry, P.S., Guélin, M.:1978, *Ap. J. Letters*, 225, L139.
- Nachman, P.:1979, *Ap.J. Suppl.* 39, 103.
- Snell, R.L., Wootten, A.:1979, *Ap. J.*, 228, 748.
- Tölle, F., Ungerechts, H., Walmsley, C.M., Winnewiser, G., Churchwell, E.:1981, *Astron. & Astrophysics*, 95, 143.
- Walmsley, C.M., Churchwell, E., Nash, A., Fitzpatrick, E.:1982, *Ap. J. Letters*, 258, L75.
- Wilson, T., L., Minn, Y., K.:1977, *Astron. & Astrophysics*, 54, 933
- Wooten, A., Loren, R.B., Snell, R.L.:1982, *Ap. J.*, 255, 160.

légende des figures

Figure II-1

a) carte des contours d'intensité intégrée de la raie J=1-0 de HCN; les niveaux sont 0.6, 0.9, 1.2 et 1.4 K·km/s. La position des globules est indiquée par des flèches.

b) idem pour HCO⁺ (carte partielle empruntée à CG); les niveaux sont 0.25, 0.5, 0.7 et 0.9 K·km/s.

c) carte de contour du rapport $R_{12}/0.6$

d) carte de contour du rapport $R_{02}/0.2$

Les positions observées sont indiquées par les points; pour les figures c et d, seuls ont été utilisés les points où le rapport hyperfin a pu être mesuré avec une assez bonne précision. La région en grisé dans la fig d) correspond à des endroits où HCN est à la limite de la détection. La position de référence commune aux 4 cartes est la source TMC1/HC₃N ($\alpha=4^h38^m38^s$, $\delta=25^\circ35'45''$). les offsets sont en minutes d'arc.

Figure II-2

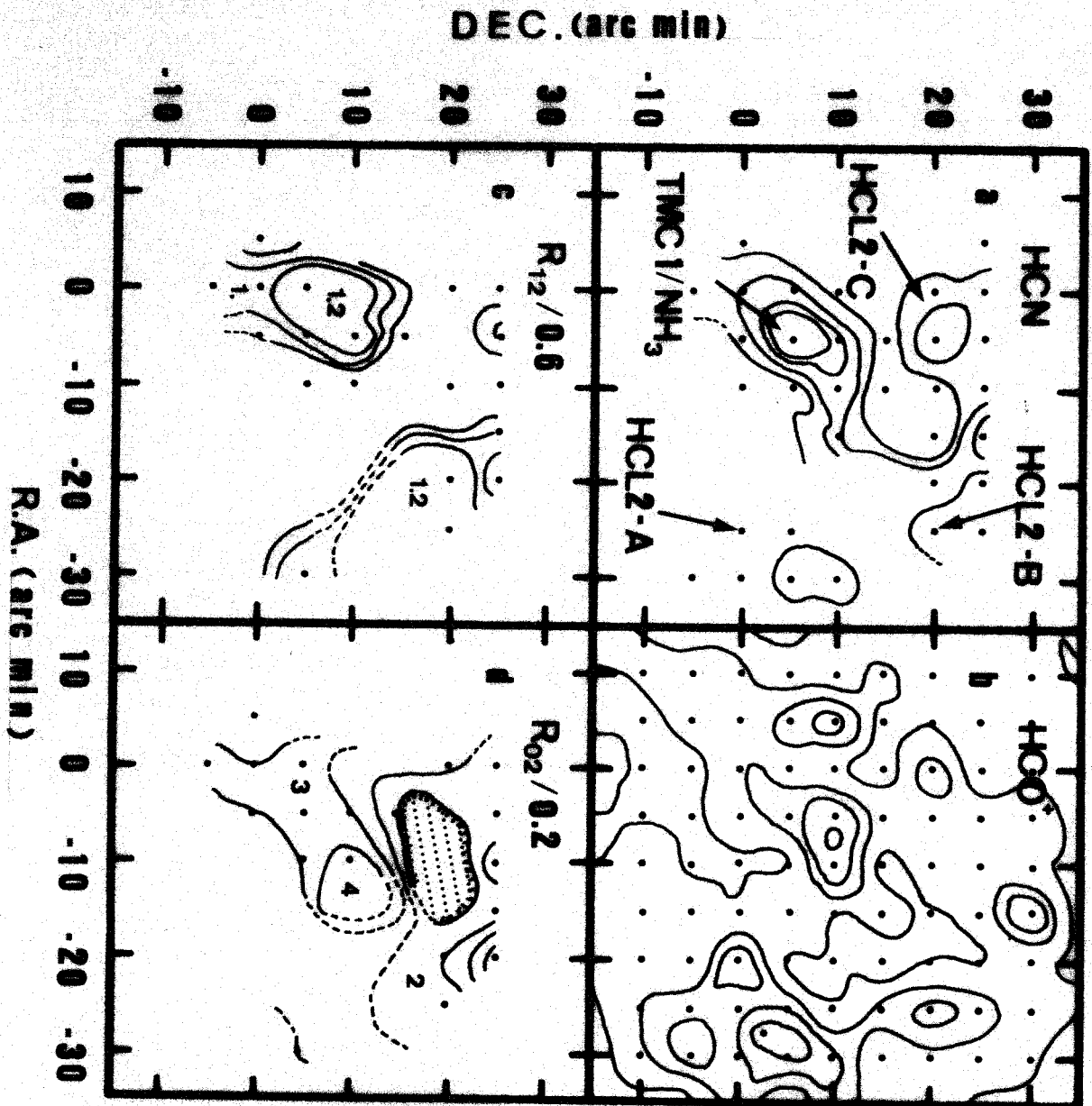
Quelques-uns des spectres HCN observés en direction de TMC1, HCL2-B et HCL2-C. Les offsets par rapport à TMC1/HC₃N sont indiqués en haut à gauche de chaque spectre, les rapports hyperfins R_{12} et R_{02} en haut à droite (de haut en bas).

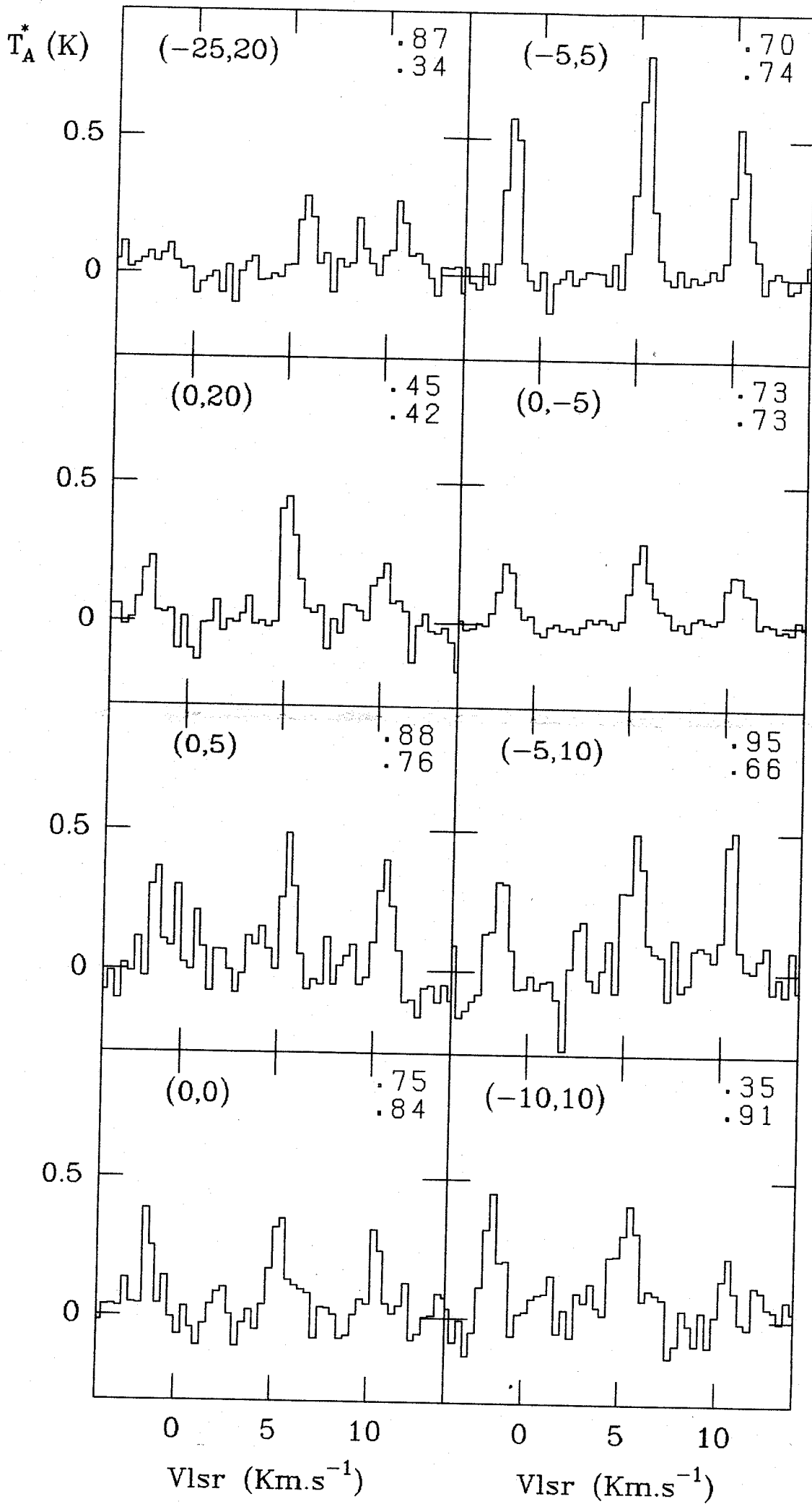
Figure II-3

Carte composite des spectres HCN observés dans HCL2. Position de référence: TMC1/HC₃N ; offsets en minutes d'arc. L'échelle de température est donnée.

Figure II-4

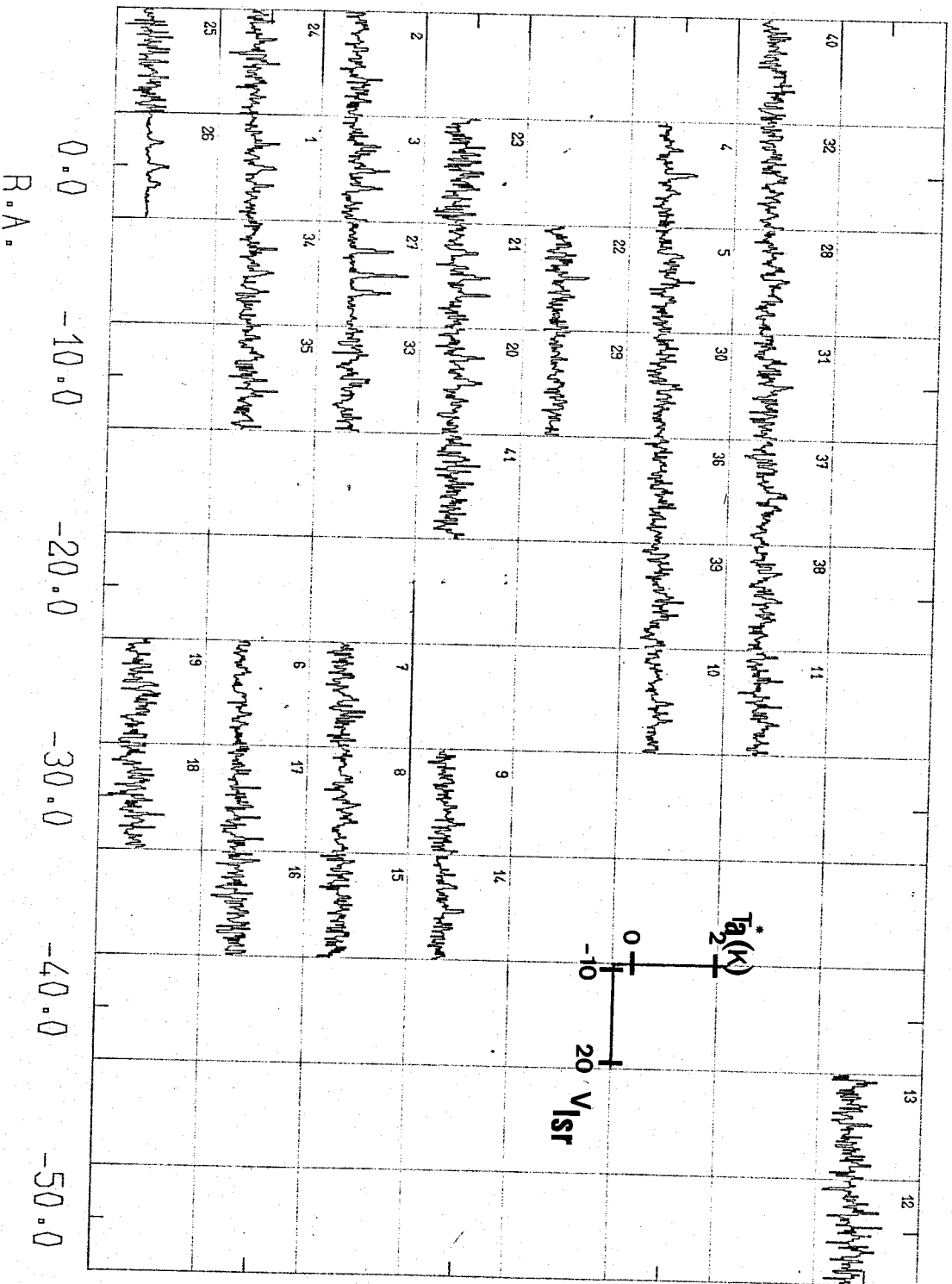
Situation et structure globale de HCL2 par rapport à L1495 dans le Taureau (d'après Clark et al (1977))





11-2

11-3



DEC.

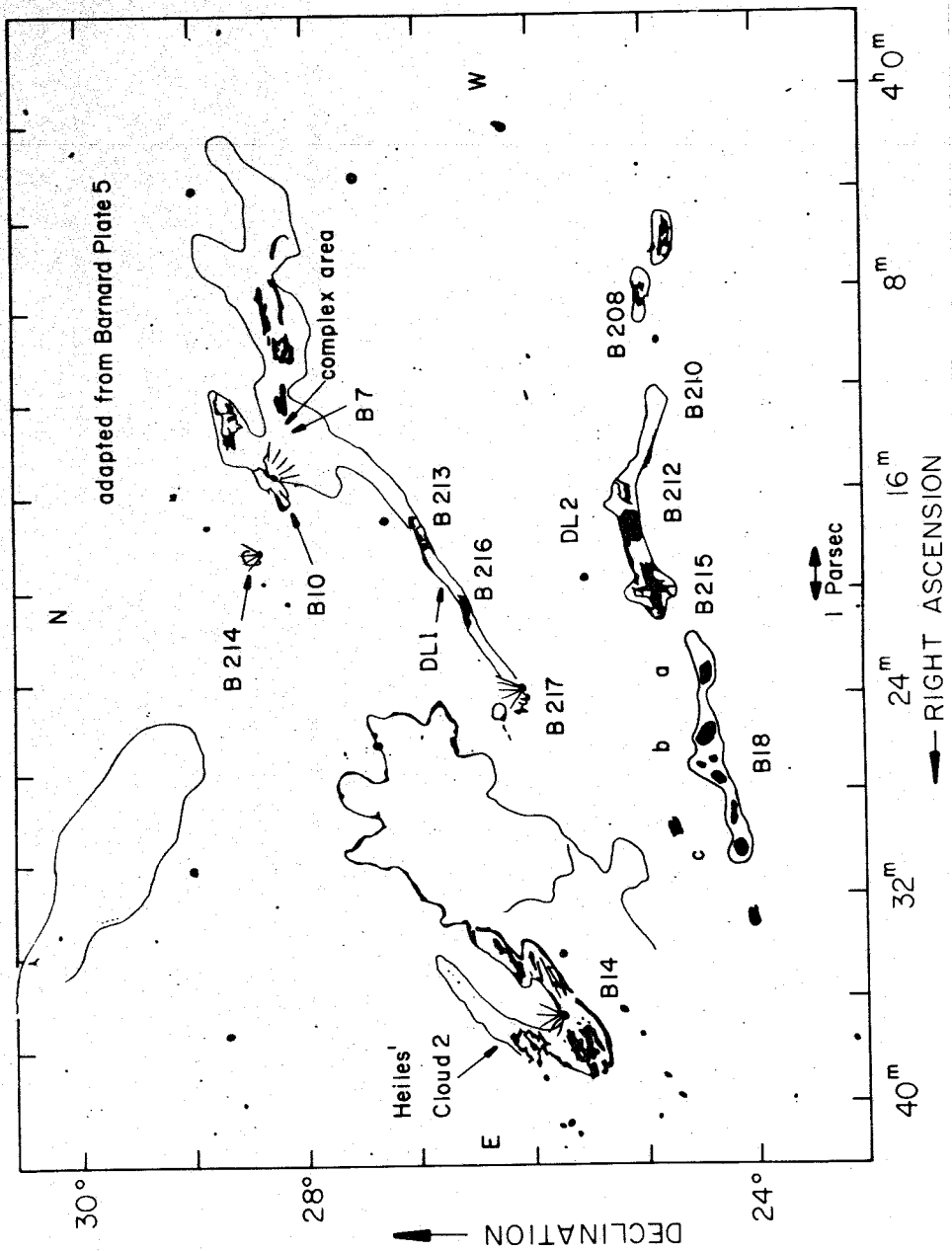
30.0

20.0

10.0

0.0

11-4



Offsets

R.A.	DEC.	$\int T_A^* dv (K \cdot km \cdot s^{-1})$	R_{12}	R_{02}
0.0	0.0	0.91	0.75 ± 0.3	0.84 ± 0.29
0.0	5.0	1.02	0.89 ± 0.3	0.76 ± 0.32
0.0	20.0	0.87	0.44 ± 0.1	0.42 ± 0.13
-5.0	20.0	1.10	0.46 ± 0.5	0.79 ± 0.75
-25.0	5.0	0.45	0.76 ± 0.8	0.06 $\pm 1.$
-30.0	5.0	0.85	0.77 ± 0.3	0.63 ± 0.3
-30.0	10.0	0.83	1.30 ± 0.7	0.65 ± 0.5
-25.0	20.0	0.61	0.87 ± 0.3	0.34 ± 0.2
-25.0	25.0	0.64	1.54 ± 1.0	0.97 ± 0.6
-35.0	10.0	0.73	0.30 ± 0.2	0.66 ± 0.2
-10.0	10.0	1.13	0.35 ± 0.4	0.92 ± 0.8
-5.0	10.0	1.25	0.95 ± 0.3	0.67 ± 0.2
-5.0	15.0	0.52	0.48 ± 0.2	0.17 ± 0.2
5.0	0.0	0.53	0.48 ± 0.4	1.03 ± 0.7
0.0	-5.0	0.81	0.73 ± 0.08	0.73 ± 0.08
-5.0	5.0	1.72	0.70 ± 0.07	0.74 ± 0.07
-5.0	25.0	0.72	0.66 ± 0.3	0.33 ± 0.2
-10.0	20.0	0.49	0.28 ± 0.3	0.07 ± 0.2
-10.0	5.0	0.48	0.07 ± 0.3	0.67 ± 0.5
-50.0	30.0	0.95	1.3 ± 0.9	1.00 ± 0.6
-10.0	15.0	0.30	1.4 ± 1.3	0.56 ± 0.9
-10.0	25.0	0.72	0.25 ± 0.3	0.56 ± 0.4
0.0	25.0	0.78	0.47 ± 0.4	0.36 ± 0.4
-5.0	0.0	0.76	0.52 ± 0.4	0.63 ± 0.4
-15.0	25.0	1.38	0.6 ± 0.2	0.31 ± 0.2
-20.0	25.0	0.86	0.5 ± 0.4	0.91 ± 0.5
-20.0	20.0	1.13	0.9 ± 0.4	0.43 ± 0.3

Table II-1

valeur de $\int T_A^* dv (K \cdot km \cdot s^{-1})$ et des rapports de raies R_{12} et R_{02} observés dans HCL2; les offsets sont en minutes d'arc autour de la position de TMC1(HC₃N).

III) Observations moléculaires de 3 nuages sombres du
Taureau

L1495 - L1517 - L1489

"...The region shown here is extraordinary. The narrow vacant lanes are as singular examples of the peculiarities I have mentioned as any of that I know of, and they show perhaps even better the fact that the lanes actually exist in the sky independently of the stars. (...) I have been slow in accepting the idea of an obscuring body to account for these vacancies; yet this particular case almost forces the idea upon one as a fact..."

E.E.BARNARD (1907)

résumé

Une cartographie de trois nuages sombres du Taureau - L1495, L1517, L1489 - dans les transitions $J=1-0$ de ^{12}CO , ^{13}CO , C^{18}O et HCO^+ a été entreprise sur le télescope de 2.5 m de l'observatoire de Bordeaux. L'abondance de ^{13}CO et C^{18}O dans ces nuages est déduite de la corrélation entre la colonne densité de ^{13}CO (resp. C^{18}O) et la colonne densité de H_2 donnée par des comptages d'étoiles. On obtient:

$$N(^{13}\text{CO}) = 2.0 \pm 0.2 \cdot (A_V - 0.5 \pm 0.3) \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$$

$$N(^{13}\text{CO}) = 1.8 \pm 0.3 \cdot (A_V - 0.5 \pm 0.3) \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$$

$$N(^{13}\text{CO}) = 1.8 \pm 0.5 \cdot (A_V - 0.5 \pm 0.4) \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$$

dans L1495, L1517 et L1489 respectivement

et

$$N(\text{C}^{18}\text{O}) = 2.2 \pm 0.5 \cdot (A_V - 1.1 \pm 0.5) \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$$

dans L1495. Ce dernier nuage possède une structure en vitesse très compliquée qu'on interprète par l'interaction d'au moins deux filaments. L1517 exhibe aussi une structure filamentaire. L1489 est un petit globule dense immergé dans une enveloppe grossièrement sphérique.

I) Introduction

Après nous être heurtés aux problèmes de transfert de rayonnement et de diffusion dans les enveloppes pour des molécules à fort moment dipolaire, on flirte dans ce chapitre avec la molécule CO et ses isotopes, molécules dont l'émission est surtout gouvernée par la densité du milieu. Encore trop excitables pour désigner de manière univoque les régions très denses, elles sont de bons indicateurs de colonne densité. ^{13}CO est ainsi la molécule la plus adéquate pour l'étude des enveloppes dont la cinématique (à grande échelle, vu le lobe de Bordeaux) apparaît sur les cartographies. C^{18}O trace les condensations (coeurs denses) où ^{13}CO est optiquement épais. ^{12}CO , saturé, sert ici d'indicateur de température, remarquablement uniforme sur les trois nuages.

L'étude des trois nuages du Taureau s'inscrit ainsi dans une cartographie systématique des nuages sombres entre $l_{\text{II}}=140^\circ$ et 180° qu'il est peut être nécessaire de situer dans le contexte général des nuages sombres proches.

Le milieu interstellaire local (moins de 300 pc.) est dominé par la présence d'une multitude de nuages sombres plus ou moins denses et (vaguement) regroupés en un "tore" (Lynds (1962), Gottlieb & Upson (1969), Perry &

Johnston (1982)), plus des filaments à haute latitude galactique encore peu connus, et peut être importants en masse. Au total, ils couvrent quelques centaines de degrés carrés.

Le Taureau, et plus particulièrement la région qui nous intéresse (figs. III-1 et III-2) est un centre d'intérêt permanent, puisqu'on y trouve une profusion de molécules rares (Brotten et al (1978,1984), Little et al (1978a)) et des conditions physiques et chimiques inhabituelles (Tölle et al (1981), Bujarrabal et al (1981)). C'est sa proximité qui nous intéresse au premier chef, puisqu'elle permet une bonne résolution spatiale avec de petits radiotélescopes (dont le POM Bordelais est l'exemple type). Cependant toute médaille a son revers, et cette bonne résolution nécessite, pour cartographier un nuage majeur du complexe Taurus-Aurigae d'environ 5 degrés carrés, une moyenne de 800 points de mesure. Je ne sais pas si, comme certains l'ont fait, la cartographie à haute résolution d'un fragment particulièrement sombre d'un nuage, avec typiquement une vingtaine de points de mesure, apporte une information non équivoque sur cette condensation, alors qu'elle néglige, en ne le cartographiant pas, l'environnement immédiat, donc les éventuelles relations avec le nuage parent. Je pourrais citer l'exemple d'une de ces cartographies dans un globule de L1495, qui s'arrête net, comme si les bords du nuage avaient été trouvés, alors que le filament qui contient ce globule (qui n'est peut être qu'un effet de colonne densité et non de densité) s'étale bien au-delà des

limites de la région cartographiée. Comment croire à la rotation invoquée dans ce "clump" particulier?.

Les nuages de cette étude ne sont pas homogènes, mais il est possible de les diviser en trois régions - halo, enveloppe et coeur, pour aller de la partie la moins dense et la plus étendue aux régions les plus denses - ce schéma, toujours susceptible d'être affiné (cf. les calculs de structure de globules de Falgarone & Puget (1984)), est une aide à l'interprétation de l'émission moléculaire. Ici, nous ne possédons d'informations que sur les régions d' $A_V \leq 5$ (les enveloppes), la taille du lobe étant peu inférieure à celle d'un coeur (cf. TMC1: $\approx 3' \times 6'$). Cette cartographie termine le "survey" ^{13}CO du Taureau entrepris à l'observatoire de Bordeaux par Cernicharo, Bachiller et Duvert, et elle double le nombre de points mesurés en ^{13}CO , ce qui, associé aux comptages d'étoiles effectués dans cette région (voir annexe B), assoit la corrélation $^{13}\text{CO}/A_V$ de cette région.

II) Les observationsA) Les observations moléculaires

Les observations $^{12}\text{CO}(1-0)$, $^{13}\text{CO}(1-0)$, $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ et HCO^+ ont été effectuées à Bordeaux en 1982 (cartographie restreinte autour des points (0,0)) et - principalement - au printemps 1983 et durant l'automne et l'hiver 1983-1984. De même que pour HCN (chap.II), on n'a utilisé que la batterie de filtres de 100KHz. La taille du lobe est de 4.4' en ^{13}CO et C^{18}O , 5.5' pour HCO^+ . La température du mélangeur était d'environ 650K à 110 GHz, et l'opacité du ciel oscillait entre 0.12 (certaines soirées particulièrement claires d'octobre 1983) et 0.5 (quelques jours totalement "bouchés") avec une moyenne de 0.22 (le plus souvent). Un spectre typique, avec un σ de 0.3K était ainsi obtenu en \approx 5 minutes, pendant qu'une calibration toute les \approx 2 heures sur un point de référence permettait de vérifier la constance de la calibration.

L'oscillateur local, auparavant un klystron vers \approx 100 GHz, a été remplacé en décembre 1983 par un klystron 55 GHz avec doubleur (n'autorisant plus, donc, des observations HCO^+ ou HCN...). Cette amélioration - qui en sera encore plus une lors du remplacement des klystrons coûteux par des sources solides (Gunns) - n'a eu aucun effet néfaste sur les spectres de référence, qui sont directement comparables à ceux de l'automne. Tous les spectres ont été pris en "frequency switch". Cependant, en

1982, il était possible d'effectuer de la réjection de bande image par déplacement d'un court-circuit diélectrique (cf. Baudry et al (1981)), et c'est ce qui a été utilisé pour les spectres 1982. En 1983, suite aux avatars subis par l'antenne (notamment le court-circuit du mélangeur), on n'a pas trouvé de position "simple bande" convaincante pour ^{13}CO et C^{18}O , qui dès lors ont été observés en double bande, un modèle théorique d'atmosphère donnant alors l'opacité de la bande image. Comparés aux observations 1982, les spectres de référence ne varient pas de plus de 15%.

La cartographie ^{13}CO (espacement de 5') englobe toute la superficie sur laquelle on a effectué des comptages d'étoiles; le critère de bord de nuage (et de limite de cartographie) a été une température d'antenne de ^{13}CO inférieure à 0.5K. Malgré cela, la partie NO de L1495 n'a pas été intégralement cartographiée (ni comptée): il est vraisemblable, au vu des plaques Palomar, que L1495, sous les traits d'une large traînée peu obscurcie, mais émettrice en ^{13}CO , s'étende en direction de Persée d'encore quelques degrés après la fin de la cartographie.

Les cartes ^{12}CO et HCO^+ se restreignent aux alentours des positions (0,0). C^{18}O a été cartographié autour du point (0,0) de L1495; le petit nombre de points obtenus - juste suffisant, à mon avis, pour obtenir une corrélation - n'est dû qu'au manque de temps et à quelques pannes fatales des klystrons et autres mélangeurs, et non à une disparition des raies C^{18}O en s'éloignant du coeur

de L1495. L1517 a été cartographié en plus dans la transition $J=2-1$ de ^{12}CO et ^{13}CO autour de la position d'AB-Aurigae avec le télescope de 5m du MWO au printemps 1983 par J. Cernicharo; la résolution angulaire est $1.1'$ et la résolution spectrale $0.3\text{Km}\cdot\text{s}^{-1}$ (comparable à celle de POM)

B) les comptages d'étoiles

La procédure de comptage d'étoiles et de réduction en termes d'absorption visuelle A_v est décrite sommairement dans l'annexe B, et les valeurs de A_v obtenues ($\times 10$) sont données dans les tableaux B-1 à B-5.

III) L1495A) Structure spatiale et résultats généraux

Ce que nous appellons ici L1495 est en fait l'ensemble L1495 - L1486 du catalogue de Lynds (1962), autrement dit les régions KHAV055 et KHAV048 données dans le catalogue de Khavtassi (1955), soit encore les régions B7, B10, B209, B211, B213, B216, B217 et B218 du catalogue de Barnard (1927). Cela en fait le nuage le plus étendu du complexe du Taureau ($5^{\circ} \times 3^{\circ}$). Sa particularité historique est l'intérêt que lui a porté Barnard (1907): le long filament sombre qui caractérise L1495 était en effet à l'époque suffisamment frappant sur les photographies pour détruire l'hypothèse que les "sacs à charbon" ne sont que des lacunes dans la distribution des étoiles dans le ciel. Curieusement, ce nuage, qui forme une entité bien définie sur la fig.III-1, n'a été étudié que très globalement, soit lors de surveys à grande échelle (Gilmore (1980), Heiles & Katz (1976), Elias (1978)), soit lors d'études de certaines de ses subcondensations les plus denses (Clark et al (1977), Clark & Johnson (1978), Benson & Myers (1983)). Les comptages d'étoiles à haute résolution y sont récents: d'une part ceux de Gaïda et al (1984) avec une résolution de 4.5', d'autre part ceux de Cernicharo et al (1984), de résolution 2.5'. Ce dernier comptage a fourni la carte d'absorption visuelle de la fig.III-4 a, où la structure filamentaire et les

condensations internes ("en chapelet") sont bien visibles. On notera l'excellente corrélation des T Tauri (Herbig (1977)) et autres étoiles Ae de Herbig (notamment Elias 1, vers laquelle l'absorption est 10-12 mag.-cf. Elias (1978)) avec les plus importantes condensations. La non-détection de T Tauri dans B213 et B217 ne vient peut être que d'une mauvaise couverture des observations. Des nuages du Taureau, dont on a dit que le taux de formation d'étoiles est particulièrement bas (Nurmanova (1982)) et "intrinsèque" (non suscité par des agents extérieurs - chocs, SN...), c'est un des plus fournis en étoiles (cf. Herbig (1977)). Celles ci semblent se presser aux intersections (réelles ou supposées) des filaments qui composent L1495. La résolution intrinsèque des comptages d'étoiles à 2.5' n'apparaissant pas sur la fig.III-4a, on trouvera dans les figs.III-4b,c et d un agrandissement des trois régions (filament SE rectiligne et son chapelet de condensations - de B211 à B218; partie centrale "L1495"; filament NW "tortueux") qui forment L1495. Ces trois régions sont artificielles: elles correspondent en fait à l'écartèlement de L1495 sur trois plaques Palomar différentes (voir annexe B). La région centrale a posé des problèmes de comptage: l'amas d'étoiles jeunes et la nébuleuse par réflexion faussent le comptage et sous-estime l'absorption visuelle réelle, ce qui, du même coup, diminue la dynamique (et la noirceur) de la carte III-4b dans ces régions par rapport aux globules SSE et W.

La fig.III-2 est une carte des spectres 13CO

obtenus dans L1495 et la fig.III-3 est la carte d'intensité intégrée de ^{13}CO correspondante. Celles ci illustrent bien la variation de l'aire intégrée de ^{13}CO avec A_V pour des absorptions visuelles modérées. Dans les régions où $A_V > 4$, la raie ^{13}CO se sature et la corrélation devient faible (cf. les mêmes phénomènes dans le nuage voisin HCL2 étudiés par Cernicharo & Guélin (1984)-abrégé en CG par la suite). La fig.III-5a montre la carte de spectres C^{18}O ($J=1-0$) dans L1495 et la fig.III-5b la carte de contours d'intensité intégrée de C^{18}O superposée à celle de ^{13}CO dans les régions centrales où cette dernière molécule est saturée: C^{18}O suit parfaitement les variations d'absorption visuelle de la carte III-4b, compte tenu de la résolution plus faible (5') des cartes moléculaires. C^{18}O est bien plus adapté que ^{13}CO à l'exploration des régions denses. C'est visible aussi sur la fig.III-6 où sont présentés des spectres superposés de H^{13}CO^+ , HCO^+ , C^{18}O , ^{13}CO , ^{12}CO pris en deux points de L1495, dans les régions centrales denses. L'émission ^{12}CO y est très large et saturée, elle signe une température du milieu de ≈ 10 K. ^{13}CO et C^{18}O n'ont pas la même largeur. Celle-ci est supérieure, comme toujours, à la largeur thermique, mais ^{13}CO , quoique élargi (opacité, turbulence plus forte dans l'enveloppe?), fait particulièrement ressortir diverses composantes en vitesse. Si le milieu était homogène, C^{18}O devrait, à un degré moindre, posséder aussi ces composantes en vitesse. Il se pourrait que C^{18}O (comme HCO^+ , voir fig.III-6a) soit ici le signe d'une région de grande densité où ^{13}CO est saturée, entourée

d'une région moins dense, seulement visible en ^{13}CO , soumise à un mouvement systématique, par exemple un effet de marée dû au voisinage d'un autre filament. Par contraste, la fig.III-6b correspondrait à un milieu sans effet systématique où ^{13}CO ne possède qu'un élargissement par opacité.

Les comptages d'étoiles et l'émission moléculaire donnent la masse de L1495: $1900M_{\odot}$ dans l'ensemble du champ étudié. Dans le Taureau, environ la moitié de la masse se situe dans des régions de faible absorption visuelle (cf Cernicharo et al (1984)), cependant, pour L1495, il faut atteindre $A_v=2.5$ pour obtenir cette proportion. Cela peut provenir d'une couverture incomplète de la région, privilégiant les endroits très assombris ($100 M_{\odot}$ pour $7.5 \leq A_v \leq 8$), cependant la densité moyenne assignable à cette région de 6.5 degrés carrés est compatible avec celle obtenue ailleurs dans le Taureau (300 cm^{-3} : densité du halo...). L1495 semble ainsi présenter un gradient de masse plus important que les autres nuages du Taureau.

B) La cinématique de L1495

Les considérations précédentes, un peu hâtives, nous conduisent à étudier la cinématique à grande échelle de L1495. Une rapide inspection de la carte de spectres ^{13}CO de la fig.III-2 montre une certaine propension, pour les raies ^{13}CO par ailleurs assez optiquement épaisses sur toute la région centrale, à s'élargir, voire à se doubler dans une direction NE allant de B7 à B211. La présence de raies doubles dans un nuage voisin formant une

entité homogène est patente dans la carte de HCL2 dressée par CG, et a été interprétée comme la signature, soit d'un anneau en rotation (Schloerb & Snell (1984)), soit d'une collision (notamment Little et al (1978b)), soit, plus récemment, d'une "boucle" d'un filament analogue à celui, rectiligne, de L1495 (CG). Il était tentant d'extrapoler à L1495 des hypothèses faites sur un des nuages plus proche voisin. Les raies multiples donnent lieu à des interprétations plus ou moins sauvages. Combien de gaussiennes peut-on faire passer dans un spectre un peu élargi?. Comment dépouiller un millier de spectres en tenant compte des éventuelles raies doubles ou triples, corrélées en vitesse avec les points voisins, etc...?. Aussi, pour tenter de visualiser au mieux la structure en vitesse de L1495, nous avons essayé plusieurs méthodes.

Les figs. III-7a, III-7b, III-7c et III-8 représentent respectivement la carte de contour de l'intensité intégrée ^{13}CO sur 3 plages de vitesse significatives et les cartes en grisé celle de T_A^* canal par canal (intervalle de $\approx 0.3 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$). L'aspect le plus frappant de ces cartes est la présence, dans un intervalle de vitesse très faible (moins d'un kilomètre par seconde) de la totalité du filament (d'épaisseur $\approx 0.6 \text{ pc}$, en adoptant une distance de 135 pc pour le Taureau) qui court depuis L1486 (au NO) jusqu'à B218 (au SW), filament brisé en son milieu au niveau de L1495, où les choses se compliquent bigrement. On note aussi la transformation continue, en vitesse et en direction, faisant passer la partie E de ce filament de sa position SE-NO, parallèle au

plan galactique ($b^{\text{II}} \approx -18^\circ$), à une position verticale (B7→B211), puis l'éloignement (vers $8 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, alors que la vitesse moyenne de L1495 est $\approx 6.5 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$) de la partie NNO ("filament" L1495→B7). Cette structure en vitesse très complexe (cf. fig.III-9), est certainement ininterprétable en termes d'anneau (beignet) en rotation⁽¹⁾. Le Taureau ne ressemblerait-il pas plutôt à de la fumée dans de l'air calme (cf. les "recherches de rotation" résumées dans Goldsmith & Sernyak (1984)) ?...

La fig.III-11 explore une autre possibilité de visualisation: les isocontours (à $T_A^* = 1 \text{ K}$ et $T_A^* = 3 \text{ K}$) du cube de données [offset α , offset β , V_{LSR}]. On ne s'attend pas, bien entendu, à ce que les diverses positions en vitesse correspondent à des positions réelles dans l'espace, et ces figures ne prétendent pas donner la troisième dimension qui manque toujours aux observations astronomiques hors du système solaire. Cependant, la variation de "l'épaisseur" des filaments - bien visibles sur tous les schémas de la fig.III-11 - traduit des mouvements systématiques réels. Ils permettent d'interpréter L1495 comme la "collision" de deux filaments. Le premier de ces filaments (F1) est très légèrement incliné sur la direction E-O, et sa structure filamentaire est assez lâche. C'est lui qui se dirige en direction de Persée à l'endroit où il est convenu de placer L1486. L'autre filament (F2) est celui, bien dessiné, qui commence (pour ce que nous en avons cartographié) à B218, monte d'abord SE-NO, se tord vers B213NW (partie sombre située entre B211 et B213), remonte

vers le N, s'enroule en se déformant autour du filament F1, et se termine vers B7 à $V_{lsr} = 8.5 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ (quoiqu'ici aussi notre cartographie n'ait pas atteint l'exact bord du nuage).

Cette interprétation imagée se nourrit des mouvements complexes qu'exhibent les deux filaments à leur intersection sur la ligne de visée et au changements de direction de F2. Il est possible, en effet, d'interpréter les composantes en vitesse et l'élargissement des raies en ces points, comme dues à l'interaction - sorte d'effet de marée - des deux filaments, avec un mouvement systématique, projeté sur la ligne de visée, des parties externes des filaments en direction l'un de l'autre. Cette interprétation n'est pas étayée par des simulations numériques, mais elle traduit bien les mouvements visibles en ^{13}CO (à une distance de 1 pc du centre d'un filament contenant quelques masses solaires, l'influence d'un autre filament plus massif ($30M_{\odot}$) situé à ≈ 4 pc est prédominante). La faible différence en vitesse et la quasi-identique direction des deux filaments hors de leur région d'interaction, suggère une même origine pour les deux: loins d'être par hasard en collision, ils seraient alors les deux morceaux d'un filament unique ("tordu à se rompre"), tel que HCL2 pourrait évoluer.

C) L'abondance de ^{13}CO et C^{18}O dans L1495

La fig.III-12 donne la corrélation existant dans L1495 entre la colonne densité LTE de ^{13}CO (cf. Sargent et al (1979)) et l'absorption visuelle au même point déduite

des comptages d'étoiles (cf. annexe B). Une méthode des moindres carrés pour les quelques 700 points où le comptage fournit une valeur de A_V valable donne la relation d'abondance de ^{13}CO :

$$N(^{13}\text{CO}) = 2.0 \pm 0.2 \cdot (A_V - 0.5 \pm 0.3) \cdot 10^{15} \text{cm}^{-2}$$

pour $A_V \leq 5$. D'autre part les points mesurés en C^{18}O fournissent une mesure de l'abondance de cette molécule (fig.III-13):

$$N(\text{C}^{18}\text{O}) = 2.2 \pm 0.5 \cdot (A_V - 1.1 \pm 0.5) \cdot 10^{14} \text{cm}^{-2}.$$

L'abondance de ^{13}CO est à comparer avec celle trouvée par CG dans HCL2, symptomatique d'une valeur "standard" pour le Taureau ($N(^{13}\text{CO}) = 1.3 \cdot (A_V - 0.5) \cdot 10^{15} \text{cm}^{-2}$) et Bachiller & Cernicharo (1984) ($N(^{13}\text{CO}) = 2.5 \cdot (A_V - 0.8) \cdot 10^{15} \text{cm}^{-2}$) dans Persée, avec le même appareil (POM) et les mêmes méthodes de calibration. La différence entre ces deux valeurs, ainsi que leur différence avec l'abondance de ^{13}CO dans L1495, est réelle et correspond à des abondances de ^{13}CO différentes dans ces trois nuages. La corrélation pour L1495 ne peut être "fittée" ni par l'une, ni par l'autre des deux autres corrélations, celle de HCL2 étant nettement trop faible, l'autre trop grande. Il est intéressant que la valeur trouvée pour L1495 se situe entre les valeurs trouvées pour HCL2 et Persée, de même que L1495 est angulairement à la même distance de HCL2 et de Persée.

Cependant, la situation quand à l'abondance de C^{18}O est différente: CG ont trouvé $N(\text{C}^{18}\text{O}) =$

$2.3 \cdot (A_V - 1.5) \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ dans HCL2, Bachiller & Cernicharo
 $N(\text{C}^{18}\text{O}) = 2.1 \cdot (A_V - 1.1) \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ dans Persée, valeurs
 d'abondance très semblables à celle trouvée dans L1495. Le
 nombre de points de mesure en C^{18}O étant plus petit et les
 raies plus faibles (cf. annexe B), on peut considérer que
 cette abondance est constante dans toute la région
 Taureau-Persée⁽²⁾.

L'abondance de ^{13}CO varie ainsi de part et d'autre
 de la valeur trouvée par Dickman (1978), qui constitue
 ainsi une honnête moyenne. On voit qu'elle varie de nuage
 à nuage, et prend des valeurs doubles en passant de HCL2 à
 Persée. Cette variation peut s'interpréter en termes de
 fractionnement isotopique (cf. annexe B) dans des nuages
 subissant un fond de rayonnement interstellaire différent
 - variation avec la proximité des régions actives de
 Persée ?. D'autre part, l'abondance de C^{18}O constante sur
 l'ensemble Taureau-Persée ($\chi(\text{C}^{18}\text{O}) = 2.3 \cdot 10^{-7}$) confirme
 l'insensibilité de cette molécule aux problèmes de
 fractionnement qui en fait la molécule idéale pour tracer
 la colonne densité.

IV) L1517

L1517 est en fait, ici, le semis de petites
 condensations s'étendant de L1517 proprement dit à L1496,
 et comprenant notamment B26, B27 et B28. Il a fait l'objet
 de surveys à grande échelle, et de détection de molécules
 (idem L1495). Ce nuage abrite l'une des étoiles les plus

intéressantes du complexe Taurus/Auriga, AB-Aurigae (étoile Ae de Herbig). Celle-ci est une étoile jeune, n'ayant pas atteint la séquence principale, de taille plus importante que les T-Tauri classiques, avec un fort excès infrarouge et présentant des profils P Cygni (Praderie et al (1982)). Catala (1983) a modélisé l'émission de cette étoile de température de surface ≈ 10000 K entourée d'un cocon où le rayonnement est absorbé et chauffe le milieu. Les condensations de L1517 sont visibles sur la fig. III-14, elles baignent dans une enveloppe commune, visible en émission ^{13}CO sur la fig. III-15, carte des spectres obtenus dans cette région. Les raies sont nettement plus étroites et plus faibles que dans L1495 - l'absorption visuelle est aussi globalement plus faible - et des composantes doubles (ou un élargissement des raies) est visible vers L1513. La masse totale déduite des comptages et de l'émission ^{13}CO est $450 M_{\odot}$ dans l'ensemble de la région, avec 50% de la masse provenant des régions où $A_V \leq 1.5$ (résultat typique du Taureau, cf Cernicharo et al (1984)), et 99% de la masse dans des régions d' $A_V \leq 4$.

La fig III-16 présente les cartes canal par canal de l'émission ^{13}CO dans L1517. On voit que la vitesse varie systématiquement depuis $5.3 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ (vers B27) à $7.2 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ (vers le NO) et, l'émission ^{13}CO s'étendant à l'ensemble de la région cartographiée, l'association de nuages désignée ici sous l'appellation globale L1517 est donc réelle, et une enveloppe commune entoure les coeurs denses. Les doubles composantes de L1513 s'inscrivent bien dans la variation systématique de vitesse; tout au plus

peut-on supposer à cet endroit une bifurcation entre deux filaments, le premier s'étendant dans la direction L1517-L1505 (visible sur la carte à $V_{\text{lsr}}=5.9 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$), et le second dans la direction L1513-L1496 (visible sur la carte à $V_{\text{lsr}} = 6.4 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$). Encore un nuage sombre ne présentant pas de rotation à grande échelle...

Bien que la cartographie ^{12}CO ($J=2-1$) dressée autour d'AB-Aurigae ne soit pas complètement dépouillée - on voudrait pouvoir la confronter à un modèle de chauffage des grains à très grande distance de AB-Aur -, elle a fourni la carte de vitesse de la figure III-17 (résolution $1.1'$), où se devine un mouvement systématique ($V=4.9$ à $5.4 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$) supérieur au gradient de vitesse attendu d'après la fig III-16. Ce comportement est interprétable en termes de rotation - sur une petite échelle- de l'ensemble du gaz et mérite d'être étudié plus avant.

La figure III-18 présente la corrélation $N(^{13}\text{CO})/A_{\text{v}}$ dans L1517. On voit que l'excursion en A_{v} et en colonne densité est plus faible que pour L1495; la valeur de l'abondance de ^{13}CO dans L1517 est

$$N(^{13}\text{CO}) = 1.8 \pm 0.3 \cdot (A_{\text{v}} - 0.5 \pm 0.3) \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$$

soit une valeur comparable à celle de HCL2, compte tenu du plus petit nombre de points pour cette corrélation.

V) L1489

Ce petit globule situé à $\alpha=4^{\text{h}}01^{\text{m}}42^{\text{s}}$, $\delta=26^{\circ}12'$ est de symétrie grossièrement sphérique ($R \approx 1$ pc.)- cf. fig.III-19. Un coeur ($2.0' \times 1.4'$) très dense (cf Benson & Myers 1983) est entouré d'une enveloppe détectée en ^{13}CO (cf. fig.III-20), le coeur lui-même fournissant deux points de détection C^{18}O (fig.III-21). Les cartes par tranche de vitesse de la fig.III-22 reflètent une largeur de raie de $\approx 1 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, sans gradient de vitesse apparent (seule une meilleure résolution spatiale permettrait d'observer une éventuelle rotation). Les quelques points ^{13}CO observés dans L1489 donnent une abondance de ^{13}CO (fig.III-23):

$$N(^{13}\text{CO}) = 1.8 \pm 0.5 \cdot (A_{\text{v}} - 0.5 \pm 0.4) \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$$

qui est, vu l'erreur importante sur la mesure, compatible avec l'abondance typique du Taureau.

VI) Conclusion

L'observation des trois régions sombres du Taureau situées aux alentours des sources L1495, L1517 et L1489 termine le survey ^{13}CO du Taureau entrepris à Bordeaux, dont les deux buts étaient l'étude de l'abondance de ^{13}CO dans les nuages sombres proches et la cinématique des différents nuages du complexe. Des trois régions étudiées, c'est celle de L1495 qui apporte l'information la moins redondante: sa cinématique est exceptionnellement complexe et illustre bien les difficultés d'interprétation des composantes en vitesse des raies moléculaires. Il semble hors de question que ce nuage, l'un des plus massifs et des plus étendus du Taureau, soit le siège d'un mouvement de rotation à grande échelle; une interprétation en terme d'interaction de deux filaments traduit mieux le comportement observé. L1517, association de petits coeurs denses immergés dans une enveloppe commune, et L1489, petit globule isolé, présentent une cinématique moins "torturée", mais l'aspect filamentaire du Taureau se retrouve aussi dans leurs cartes en vitesse. Une étude de la cinématique globale du complexe Taureau-Persée, à partir de l'ensemble des données du survey de Bordeaux permettra de mieux comprendre les interactions des divers filaments. Le halo massif dans lequel évoluent les filaments joue certainement un rôle - ainsi que le champ magnétique - dans la structure du complexe. Le halo n'apparaît pas dans les cartographies présentées ici, qui n'intéressent que les enveloppes des nuages, mais son

étude devrait être entreprise.

L'observation de L1495 et L1517 révisé à la hausse la masse de l'ensemble des nuages sombres du Taureau (Cernicharo et al (1984)); elle double le nombre de points où peut être calculé l'abondance de ^{13}CO : on constate que celle-ci, grosso modo compatible avec les mesures de Dickman (1978), varie néanmoins avec la position du nuage dans le complexe et la valeur trouvée pour L1495 suggère un gradient d'abondance de ^{13}CO depuis HCL2 jusqu'à Persée. L1485 fournit aussi une corrélation $N(\text{C}^{18}\text{O})/A_V$ qui indique une constance nette de l'abondance de cette molécule dans les mêmes régions où ^{13}CO voit la sienne varier. La molécule dont la mesure de l'abondance dans les nuages proches est la plus cruciale est donc ainsi C^{18}O , indicateur de colonne densité bien plus "stable" que ^{13}CO .

notes

(1) Notons en passant que des mesures de polarisation en optique et proche infrarouge (Moneti et al (1984)) pour des étoiles enfouies dans L1495 donnent une polarisation parallèle au filament. Cette polarisation est, soit l'effet d'un champ magnétique résiduel piégé dans le nuage et parallèle au filament (alors que le champ extérieur est perpendiculaire au plan de la galaxie), soit le signe d'enveloppes asymétriques (cocons) autour des étoiles. Ces cocons, eux, pourraient alors avoir une forme de tore d'axe de symétrie parallèle à la direction du filament - résultat compatible avec un effondrement le long des lignes de champ magnétique. Il est remarquable que les deux étoiles situées à l'"intersection" des filaments SE-NO et S-N (vers le point (0,0)) présentent une polarisation parallèle soit à l'un, soit à l'autre des filaments (voir fig.10).

(2) V. Ungerer (1984) a aussi trouvé, dans le nuage sombre du même complexe situé sur la ligne de visée de la source 3C111, une valeur de la corrélation $N(C^{18}O)/A_V$ compatible avec celle trouvée ici.

Légende des figures

Figure III-1 Photographie, d'après Barnard (1927), du complexe du Taureau. Echelle $\approx 30' \cdot \text{cm}^{-1}$. On reconnaît L1495 et , en bas à gauche, HCL2 (voir fig.II-4).

Figure III-2 Carte de l'émission ^{13}CO dans L1495. L'échelle en température et en vitesse des spectres est indiquée ($\sigma \approx 0.25$ sur chaque spectre). Les offsets sont en minutes d'arc. Le point (0,0) a comme coordonnées:
 $\alpha(1950) = 4^{\text{h}} 14^{\text{m}} 44.9^{\text{s}}$, $\delta(1950) = 28^{\circ} 13' 36''$

Figure III-3 Isocontours d'aire intégrée de l'émission ^{13}CO dans L1495. Les niveaux sont 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 $\text{K} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ offsets en minutes d'arc.

Figure III-4 a) carte de l'absorption visuelle dans L1495, offsets en minutes d'arc; a') nomenclature des diverses régions.

b) à d) : agrandissement de trois parties de L1495 montrant la finesse de comptage. La dynamique varie de carte à carte et les offsets ne sont pas indiqués:

- b) Centre de L1495
- c) Filament SE (F2)
- d) partie NO (dont F1)

Figure III-5 a) Carte de spectres C^{18}O dans L1495;

b) Isocontours d'aire intégrée de l'émission C^{18}O dans la partie centrale de L1495 (contours à 20%, 40%, 60%, 80% et 100% de la valeur du pic $1.97 \text{ K} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$), superposée à une carte ^{13}CO (contours à 2 et 4 K)

Figure III-6 Exemples de spectres obtenus dans l'émission $\text{J}=1-0$ de diverses molécules aux point (5,0) et (10,5) de L1495.

Figure III-7 Carte de contours de l'intensité intégrée de ^{13}CO (niveaux $\int T_A^* \cdot dv = 2, 3, 4, 5, 6 \text{ K} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$) pour trois tranches de vitesse:

- a) $V_{\text{lsr}} = 4.0 \text{ à } 6.0 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$
- b) $V_{\text{lsr}} = 6.0 \text{ à } 7.0 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$
- c) $V_{\text{lsr}} = 7.0 \text{ à } 9.0 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$

les offsets sont en minutes d'arc.

Figure III-8 Carte canal par canal de l'émission ^{13}CO dans L1495. La vitesse ($\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$) du centre du canal est indiquée en haut à gauche de chaque carte.

Figure III-9 Histogramme des vitesses des raies ^{13}CO rencontrées dans L1495

Figure III-10 Polarisation des étoiles dans la région du Taureau (cf. fig. III-1), d'après Moneti et al (1984).

Figure III-11 Isocontours à $T_A^* = 1 \text{ K}$ et $T_A^* = 3 \text{ K}$ du cube $(\alpha, \delta, V_{\text{lsr}})$ obtenu à partir des spectres ^{13}CO dans L1495. Les sens de croissance des ascensions droites (croissant

vers la droite, au rebours des cartes précédentes), des déclinaisons (sens normal) et des vitesses (vers l'arrière), sont indiqués, ainsi que les coordonnées (α , δ , V_{lsr}) de l'oeil.

Figure III-12 Corrélation $N(^{13}\text{CO})/A_V$ dans L1495. Les points qui se superposent ont été omis; en médaillon: même corrélation, les erreurs étant indiquées; "best fit" et valeurs pour HCL2 (Taurus) et Persée.

Figure III-13 Corrélation $N(\text{C}^{18}\text{O})/A_V$ dans L1495.

Figure III-14 a) carte de l'absorption visuelle dans L1517, les offsets sont en minutes d'arc; a') nomenclature des diverses régions

b) agrandissement de L1517 (B126, B127 et B128).

Figure III-15 Carte de l'émission ^{13}CO dans L1517. L'échelle en température et en vitesse des spectres est indiquée ($\sigma \approx 0.25$ sur chaque spectre). Les offsets sont en minutes d'arc. Le point (0,0) a comme coordonnées:

$$\alpha(1950) = 4^{\text{h}} 52^{\text{m}}, \delta(1950) = 30^{\circ} 29'.$$

Figure III-16 Carte canal par canal de l'émission ^{13}CO dans L1517. La vitesse ($\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$) du centre du canal est indiquée en haut à gauche de chaque carte.

Figure III-17 Isocontours des vitesses dans la cartographie ^{12}CO ($J=2-1$) de la partie de L1517 autour d'AB-Aurigae. les valeurs des contours sont en $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$.

Figure III-18 Corrélation $N(^{13}\text{CO})/A_V$ dans L1517.

Figure III-19 Carte de l'absorption visuelle dans L1489; les offsets sont en minutes d'arc.

Figure III-20 Carte de l'émission ^{13}CO ($J=1-0$) dans L1489; l'échelle est indiquée.

Figure III-21 Carte de l'émission C^{18}O ($J=1-0$) dans L1489.

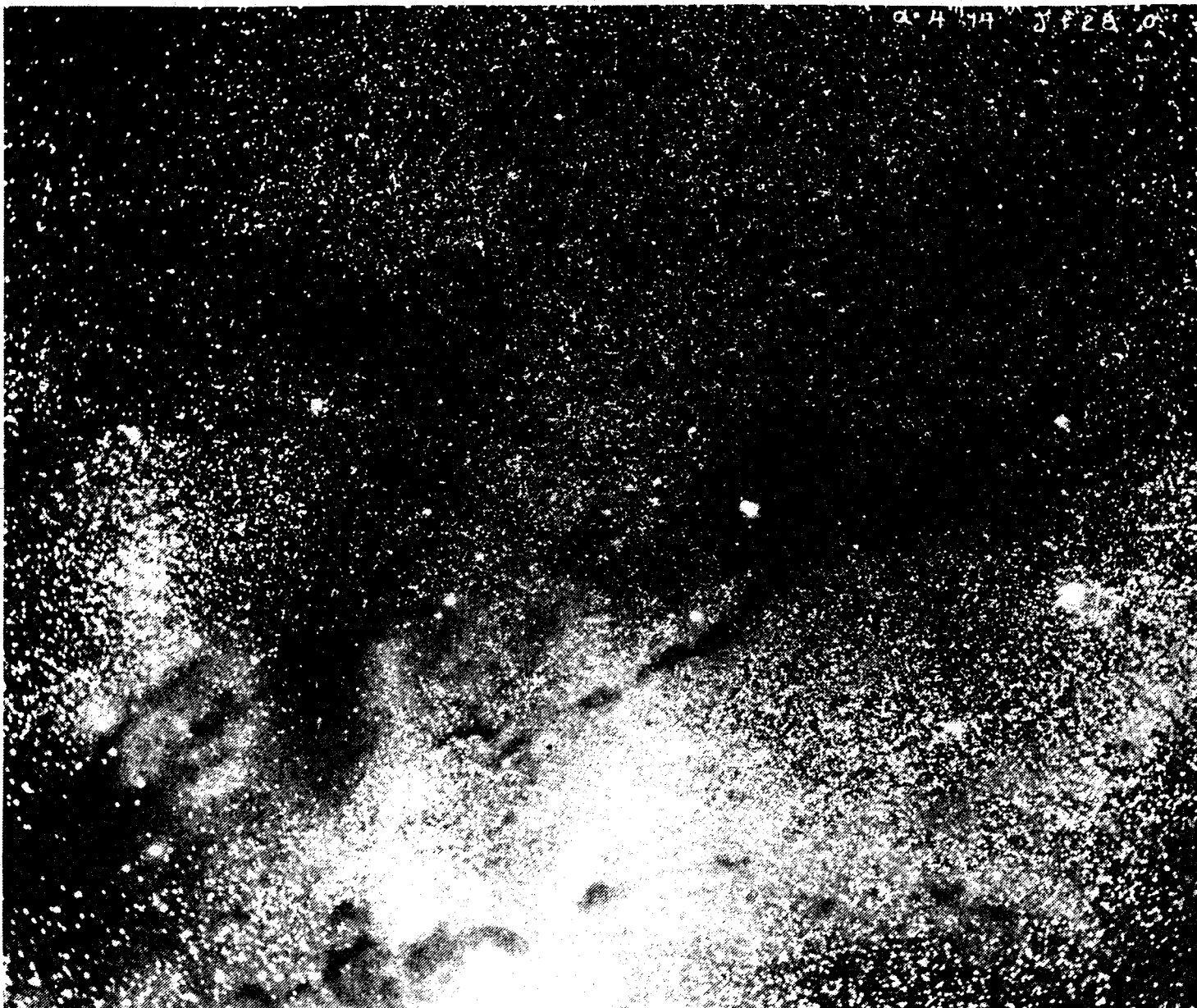
Figure III-22 Carte canal par canal de l'émission ^{13}CO dans L1489; la vitesse correspondant au canal est indiquée dans chaque carte.

Figure III-23 Corrélation $N(^{13}\text{CO})/A_V$ dans L1489.

Références

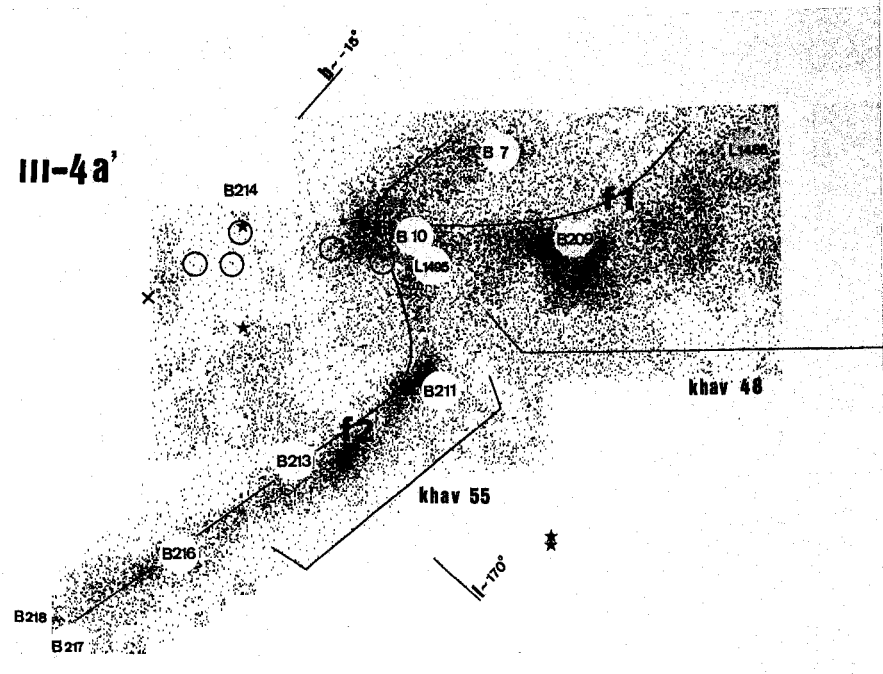
- Barnard, E.E.:1907, Ap. J. 25, p 218
 Barnard, E.E.:1927, Carnegie institution of Washington Publications n° 247, I.
 Bachiller, R. and Cernicharo, J.:1984, to be published in Astron. Astrophys. Main Journal.
 Benson, P.J., Myers, P.C.:1980, AP. J. Letters, 242, L87.
 Benson, P.J., Myers, P.C.:1983, AP. J., 270, 589.
 Broten, N.W., Oka, T., Avery, L.W., MacLeod, J.M., and Kroto, H.W.:1978, Ap. J. (Letters), 223, L105.
 Broten, N.W., MacLeod, J.M., Avery, L.W., Irvine, W.M., Höglund, B., Friberg, P. and Hjalmanson, A.:1984, Ap. J. (Letters), 276, L25.
 Bujarrabal, V., Guélin, M., Morris, M. and Thaddeus, P.:1981, Astron. and Astrophys., 99, 239.
 Catala, C.:1983, Astron. & Astrophysics 125, 313
 Cernicharo, J.:1983, Deuxième colloque du Groupe de Radioastronomie Millimétrique. Observatoire de Bordeaux, Mars 1983.
 Cernicharo, J., Guélin, M.:1984, submitted to Astronomy & Astrophysics.
 Cernicharo, J., Bachiller, R., Duvert, G.:1984, submitted to Astron. & Astrophys.
 Clark, F., O., Johnson, D., R.:1978, Astrophys. J. 220, 500
 Clark, F., O., Guiguere, P., T., Crutcher, R., M.:1977, Ap. J. 215, 511
 Elias, J., H.:1978, Ap. J. 224, 857
 Falgarone, E. and Puget J.L.:1984, preprint.
 Gaïda, M., Ungerechts, H., Winnewisser, G.:1984, Astron. & Astrophys. 137, 17
 Gilmore, W.:1980, Astr. J. 85 n°7
 Goldsmith, P.F., Sernyak, M.J.Jr.:1984, Ap. J. 283, 140.
 Guélin, M., Langer, W.D., Wilson, R.W.:1982b, Astron. and Astrophys., 107, 107.
 Heiles, K., Katz, G.:1976, Astr. J. 81 n°1
 Herbig, G.H.:1977, Ap. J. 214, 747.
 Gottlieb, D.M., Upson, W.L.:1969, Ap. J. 157, 611
 Khavtassi, J. Sh.:1955, bull. Abastumani Obs., n° 18.
 Little, L. T., Macdonald, G.H., Riley, P.W., and Matheson, D.N.:1979, M.N.R.A.S., 183, 45P. (a)
 Little, L. T., Riley, P.W., Macdonald, G.H., and Matheson, D.N.:1978, M.N.R.A.S., 183, 805. (b)
 Lynds, B. T.:1962, AP. J. Suppl., 7, 1.
 Moneti, A., Pipher, J., Helfer, H.L., McMillan, R.S., Perry, M.L.:1984, Ap. J. 282, 508.
 Myers, P.C., Ho, P.T.P., and Benson, P.J.:1979, Ap. J. Letters, 233, L141
 Nurmanova, U., A., Astron. Zh.:1982 59 61
 Perry, C.L., Johnston, L.:1982, Ap. J. Suppl. Ser. 50, 451
 Praderie, F., Talavera, A., Felenbok, P., Czarny, J., Boesgaard, A.M.:1982, Ap. J. 254, 658.
 Sargent, A.I.:1979, Ap. J. 233, 163.
 Schloerb, F.P., Snell, R.L.:1984, Ap. J. 283, 129
 Tölle, F., Ungerrechts, H., Walmsley, C.M., Winnewisser,

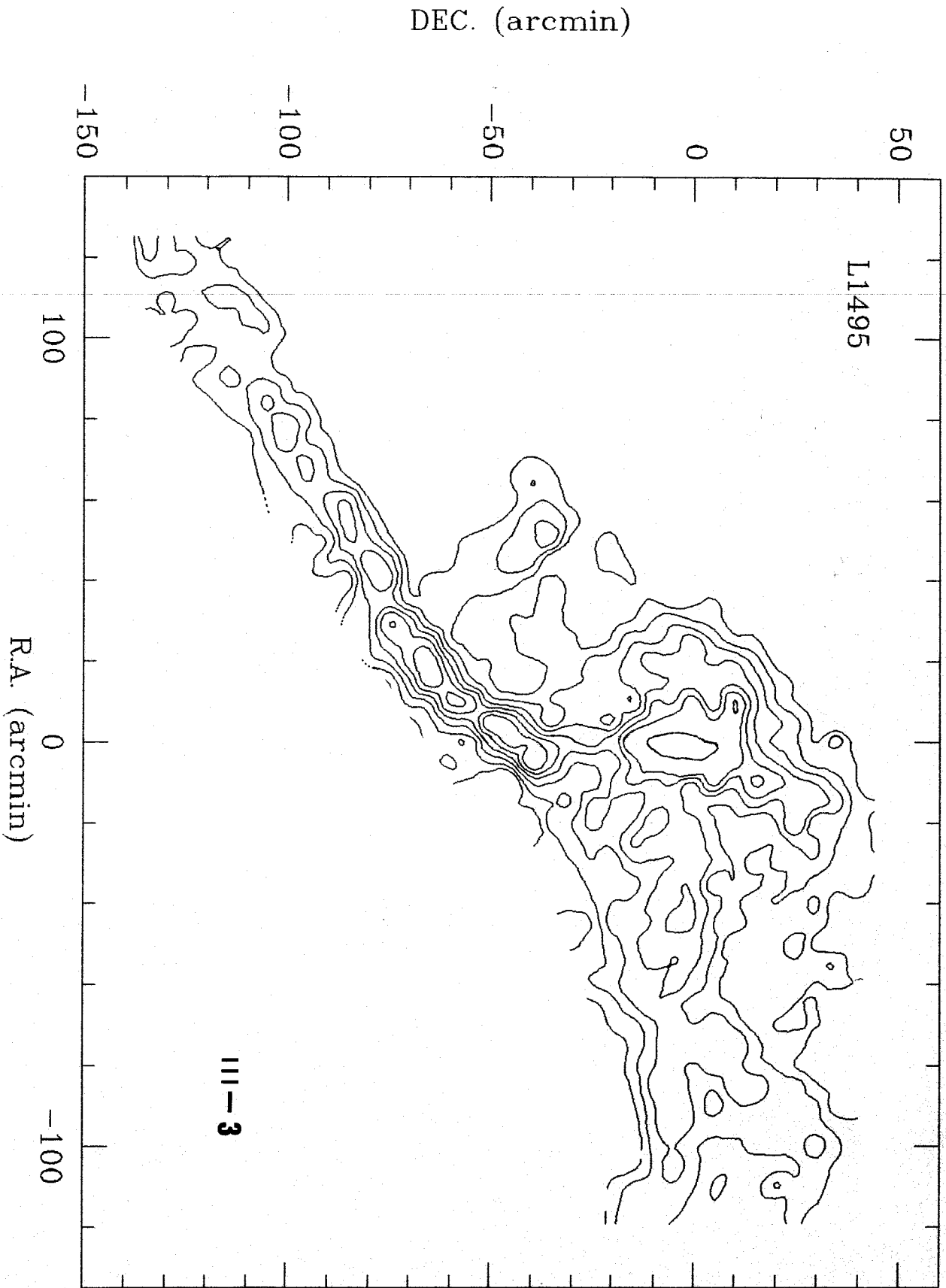
G., Churchwell, E.:1981, Astron. and Astrophys., 95,
143.
Ungerer, V.:1984, thèse de 3^e cycle.



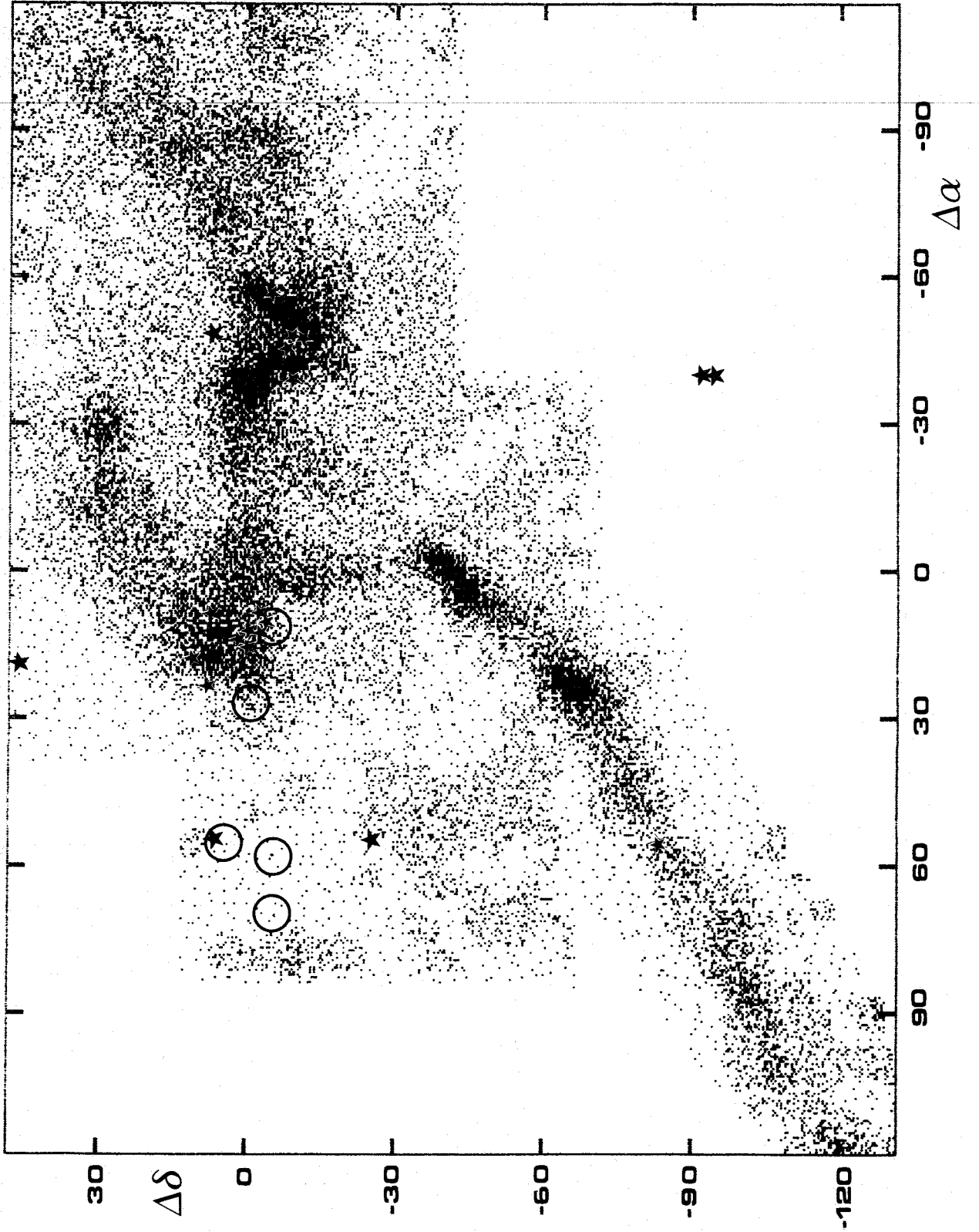
III-1

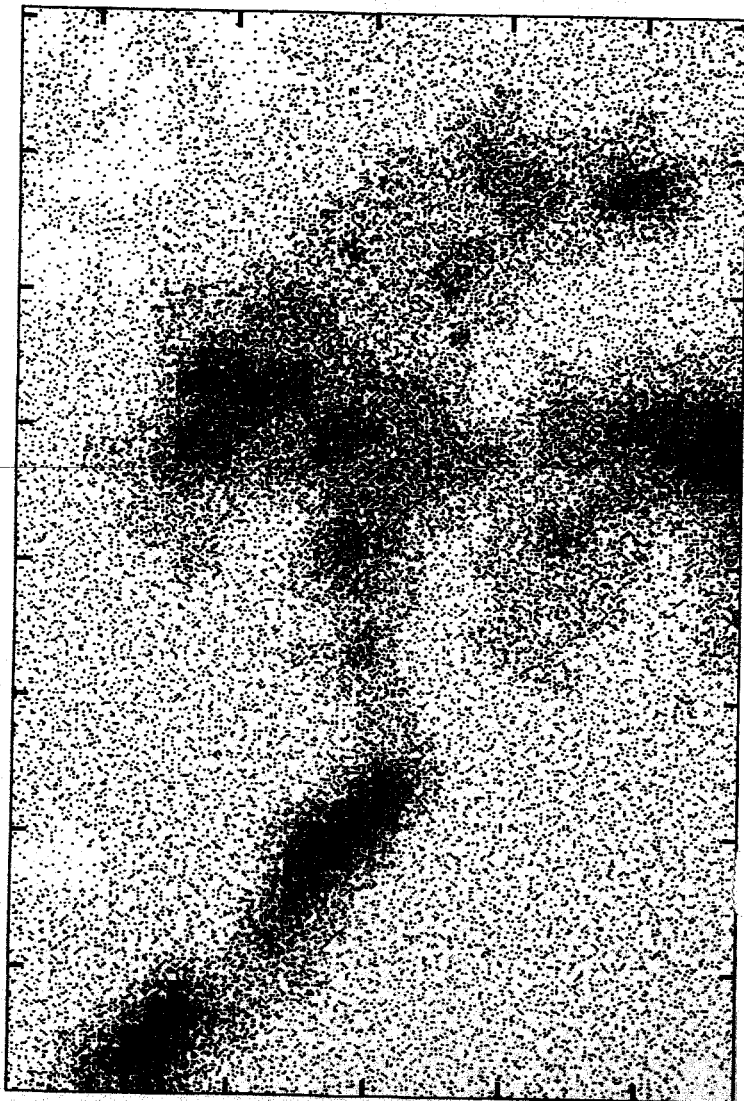
III-4a'



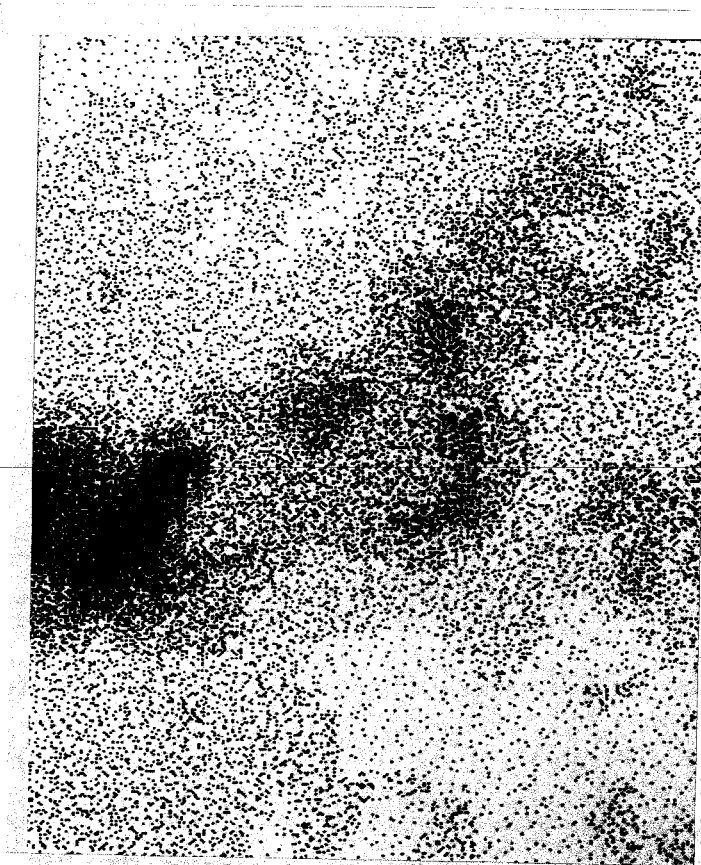


III - 4 a

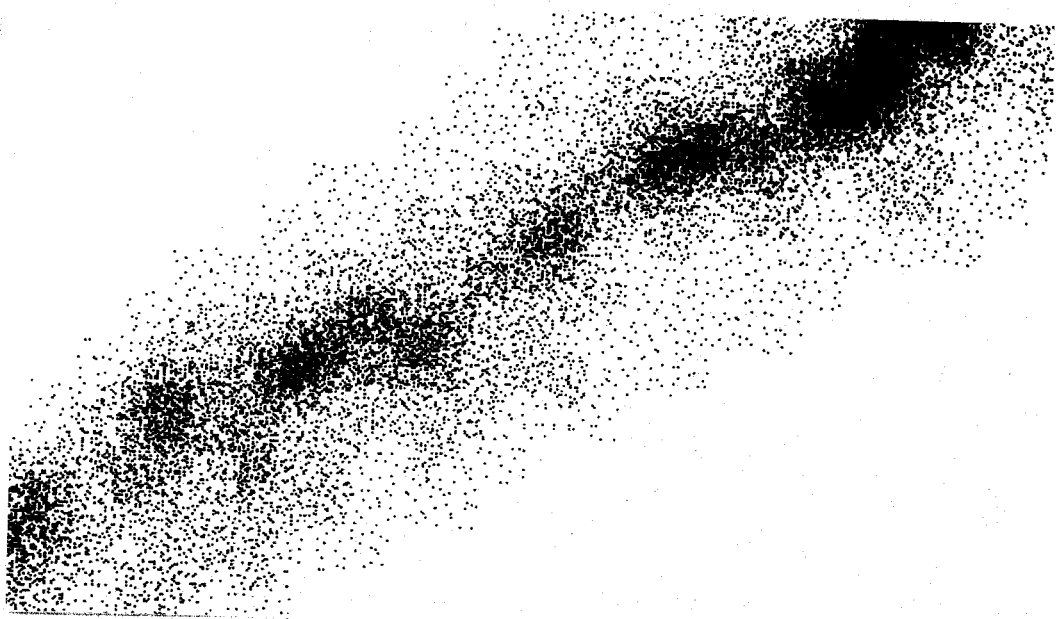




b

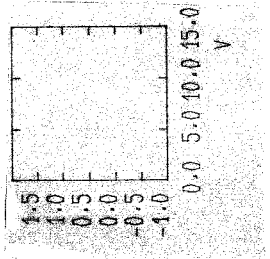


d



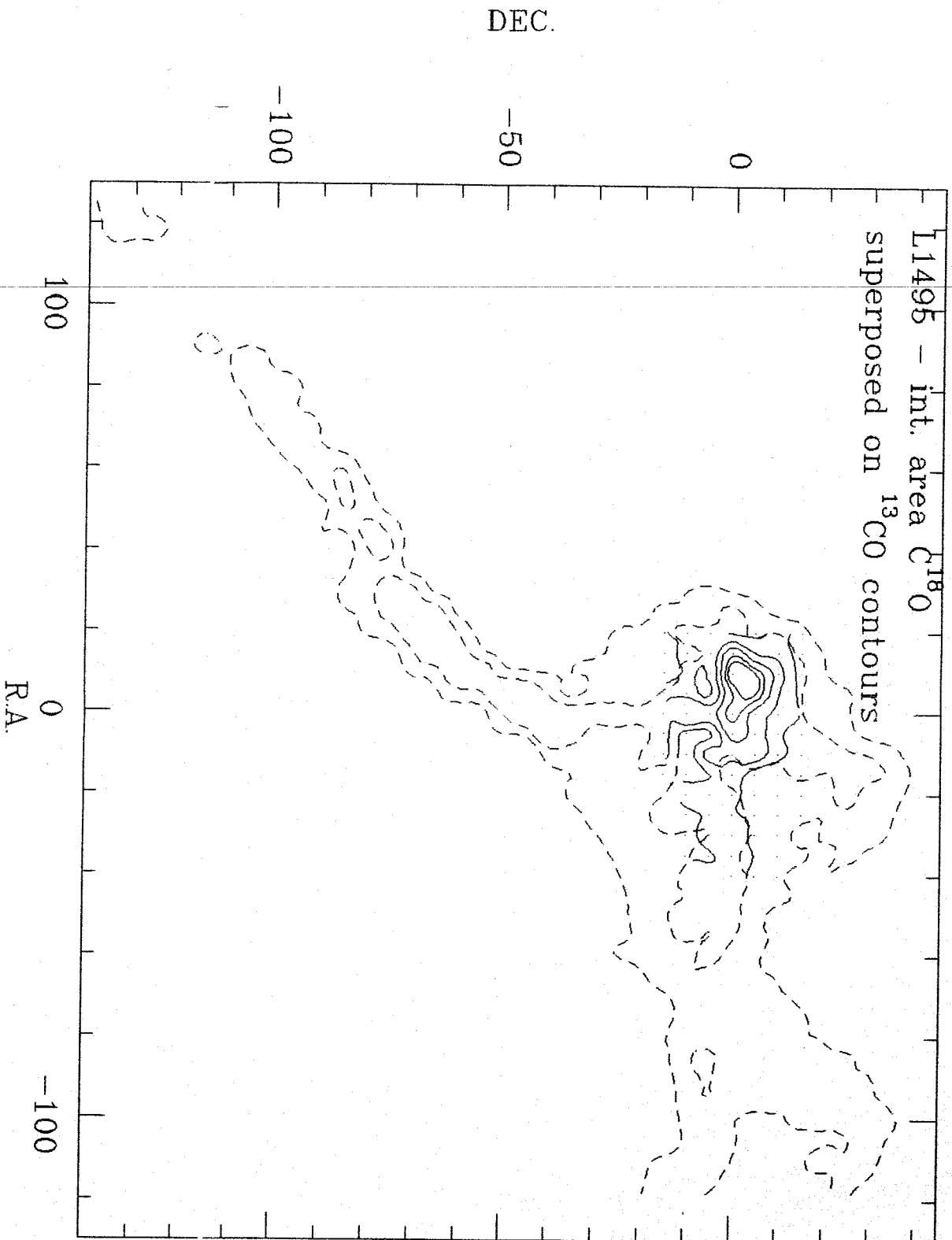
c

DEC.

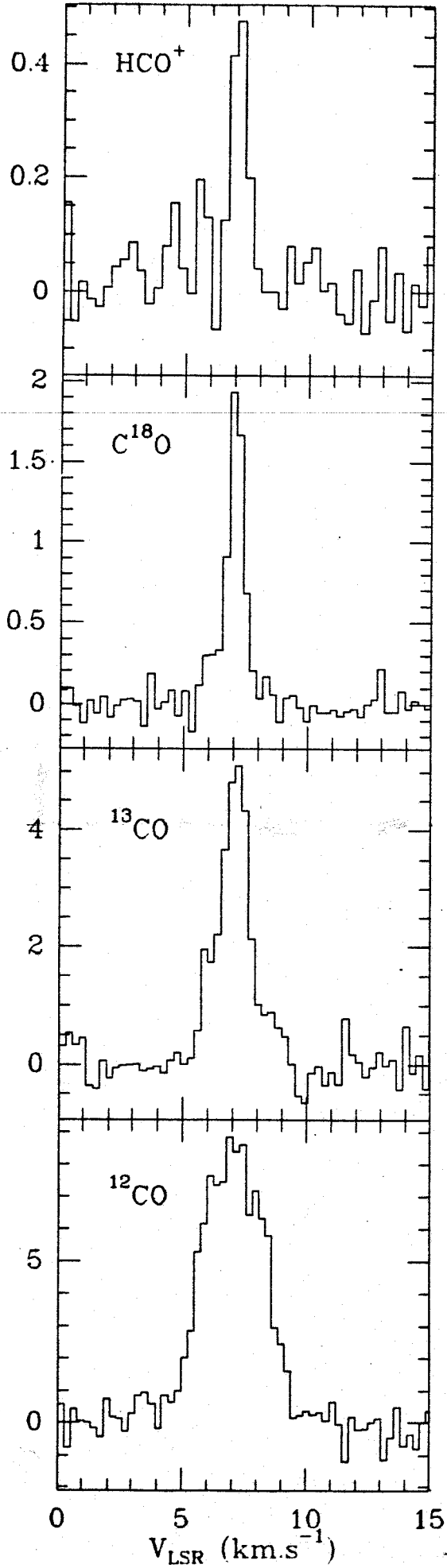


20.0 10.0 0.0 -10.0

R.A.

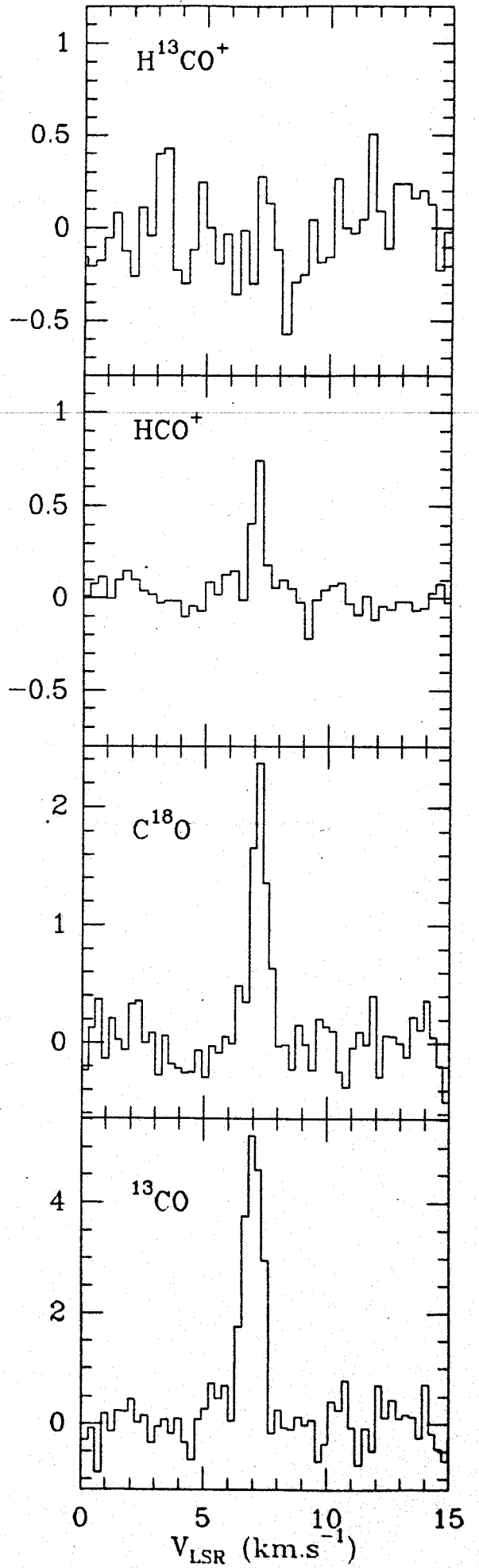


(5,0)

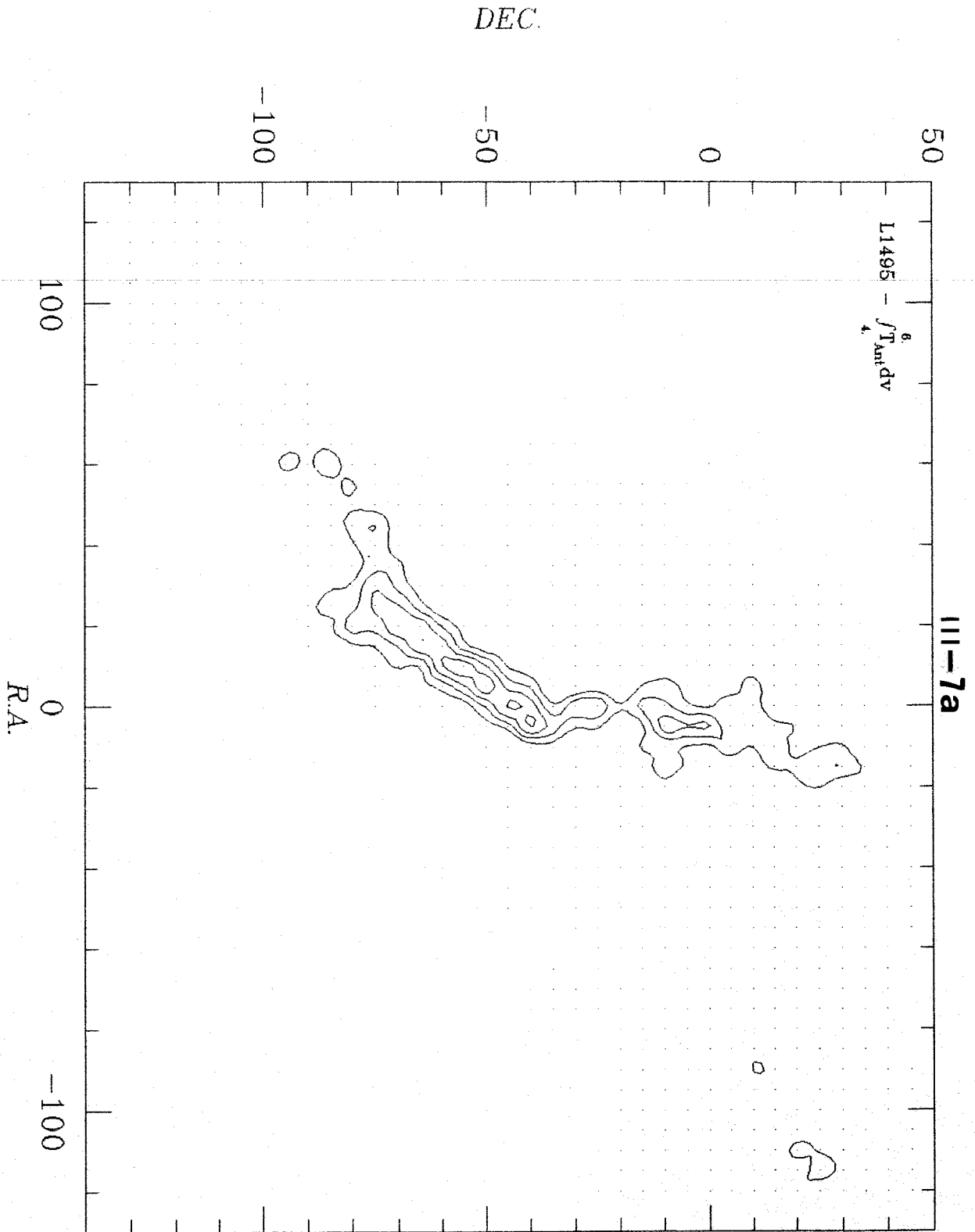


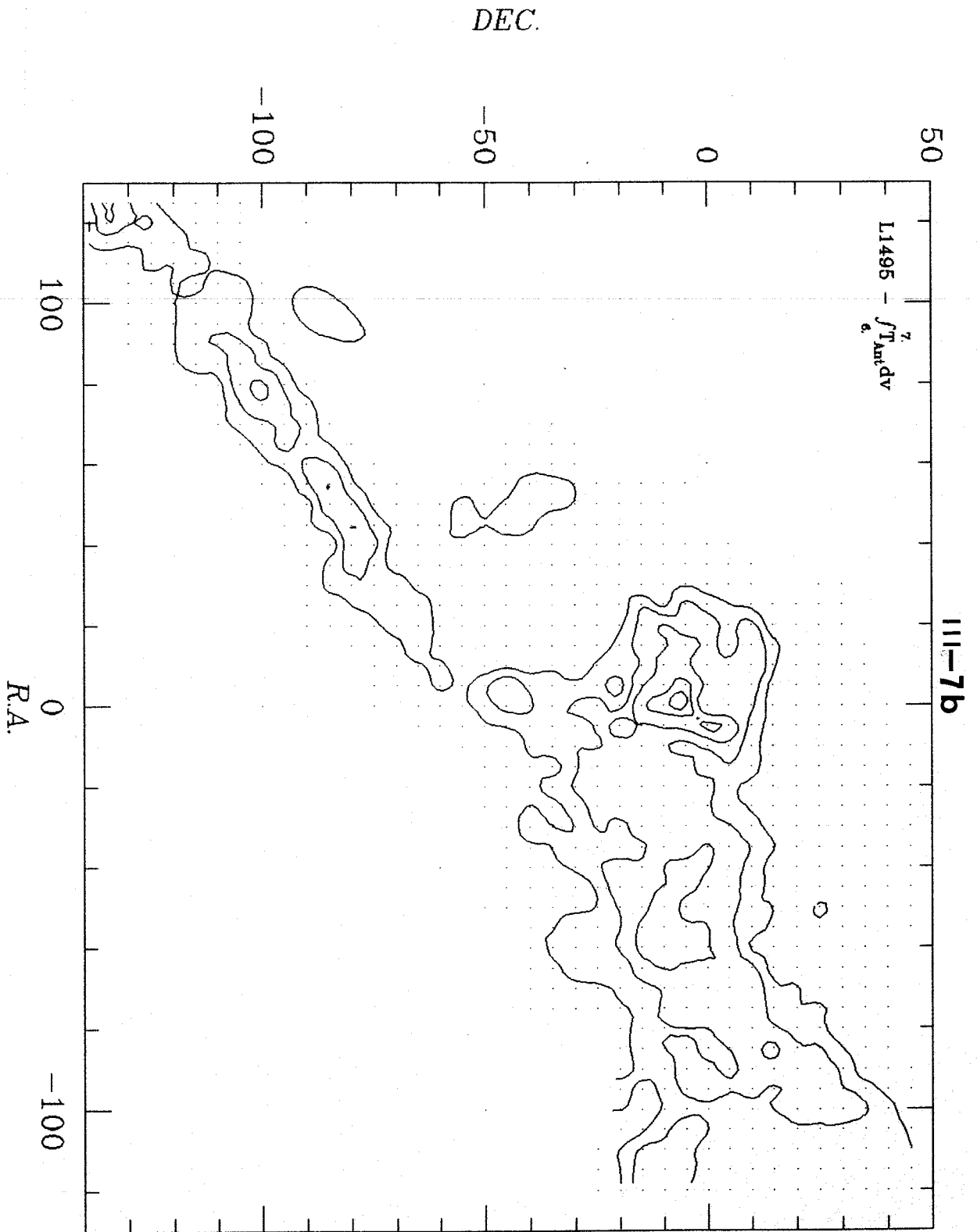
a

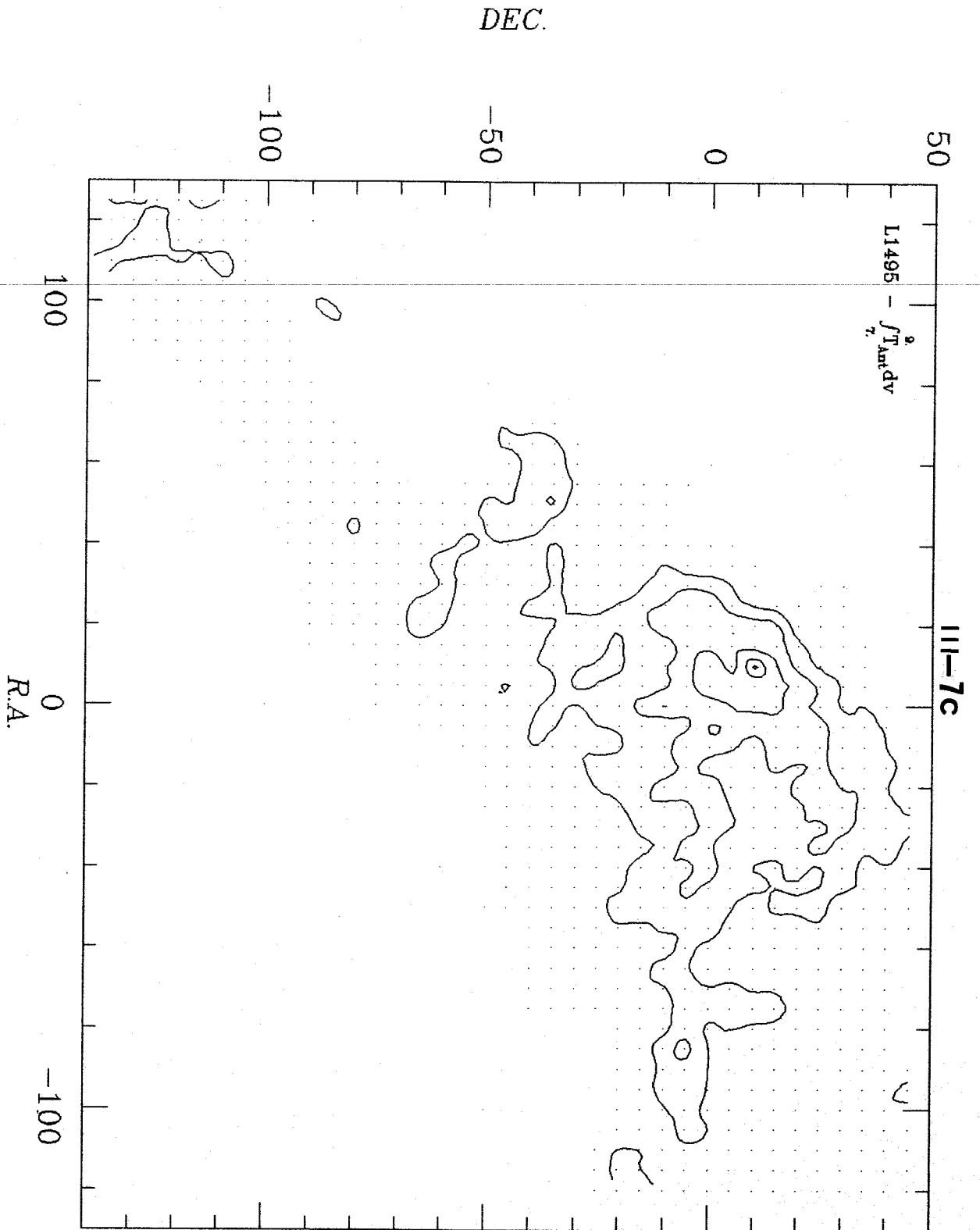
(10,5)

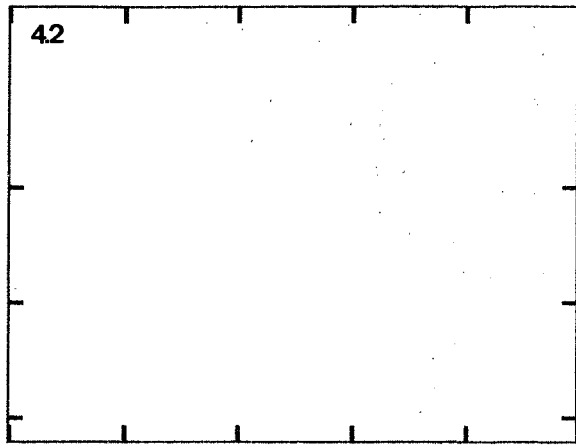


b

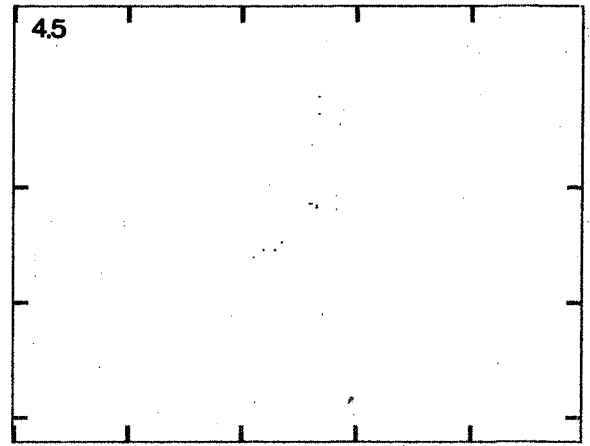




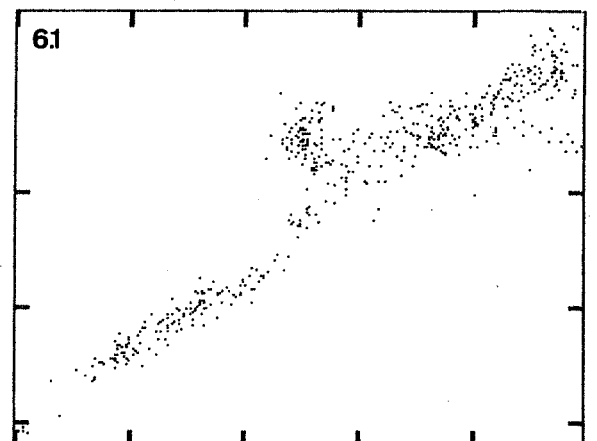
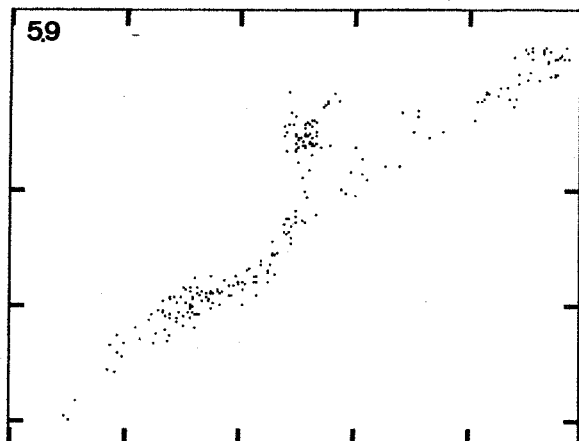
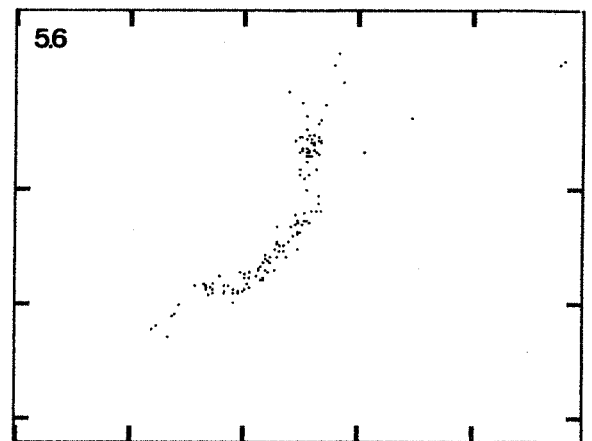
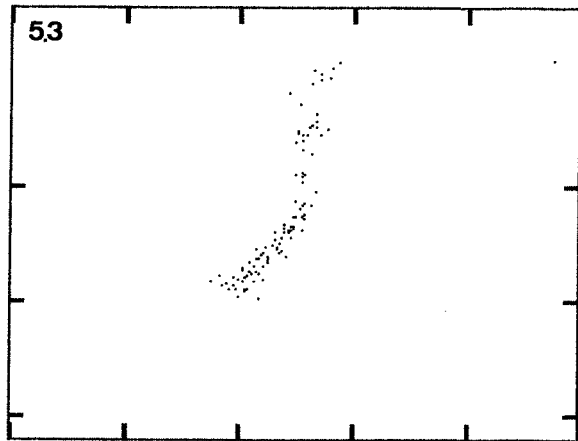
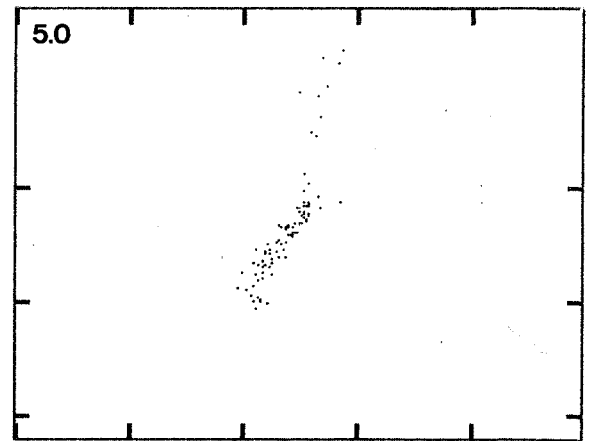
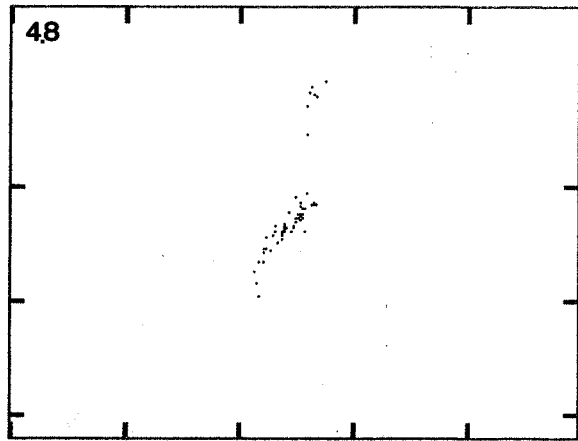


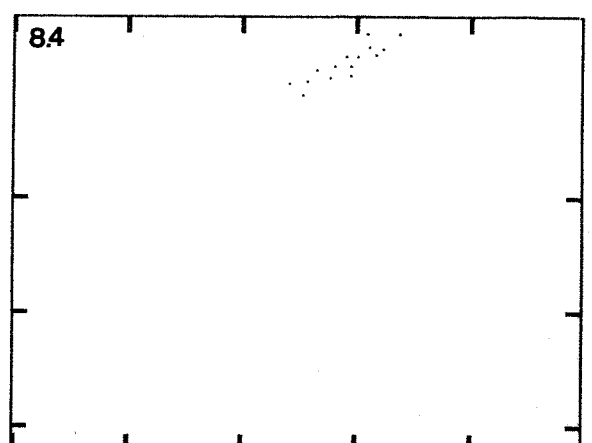
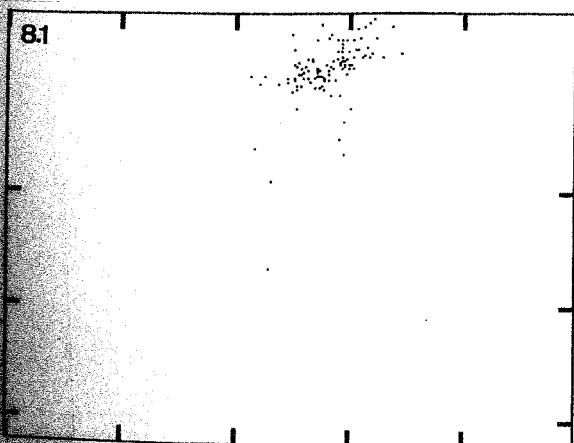
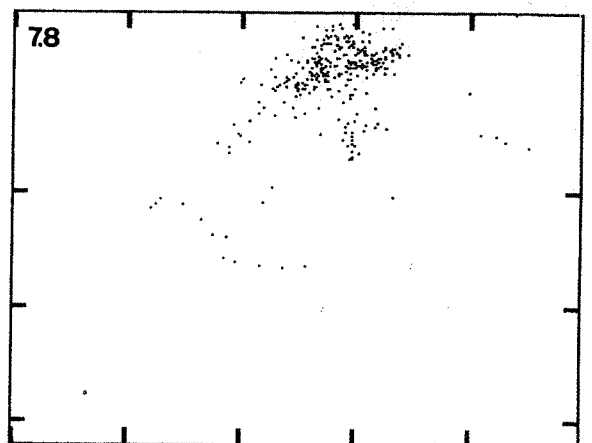
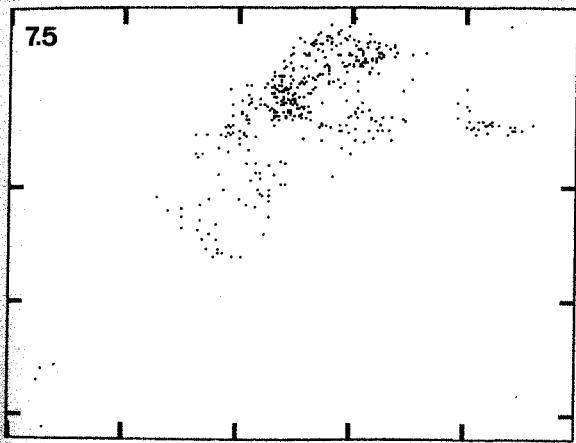
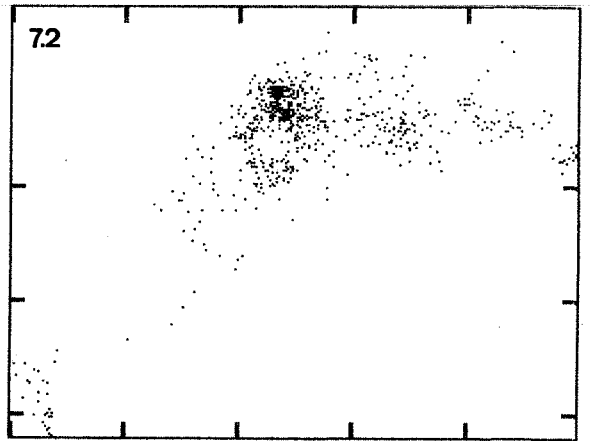
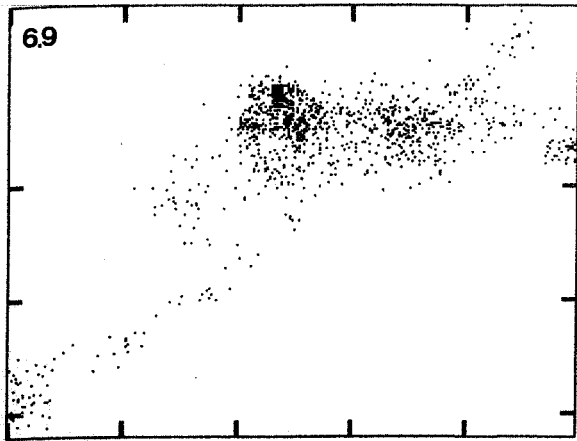
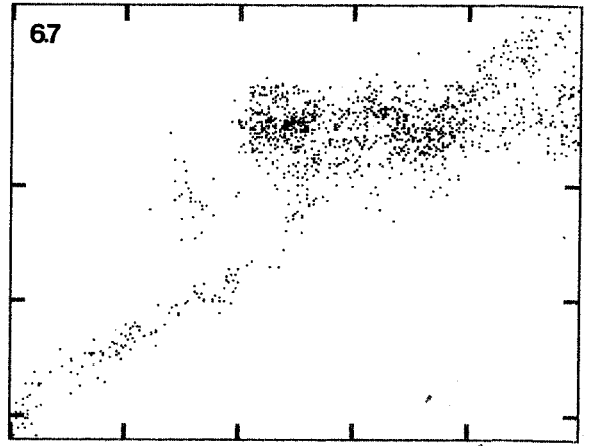
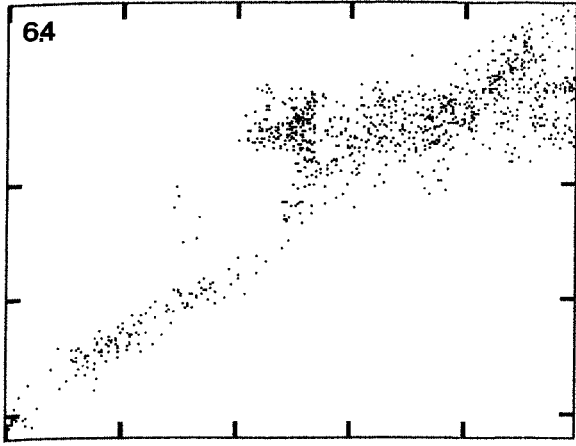


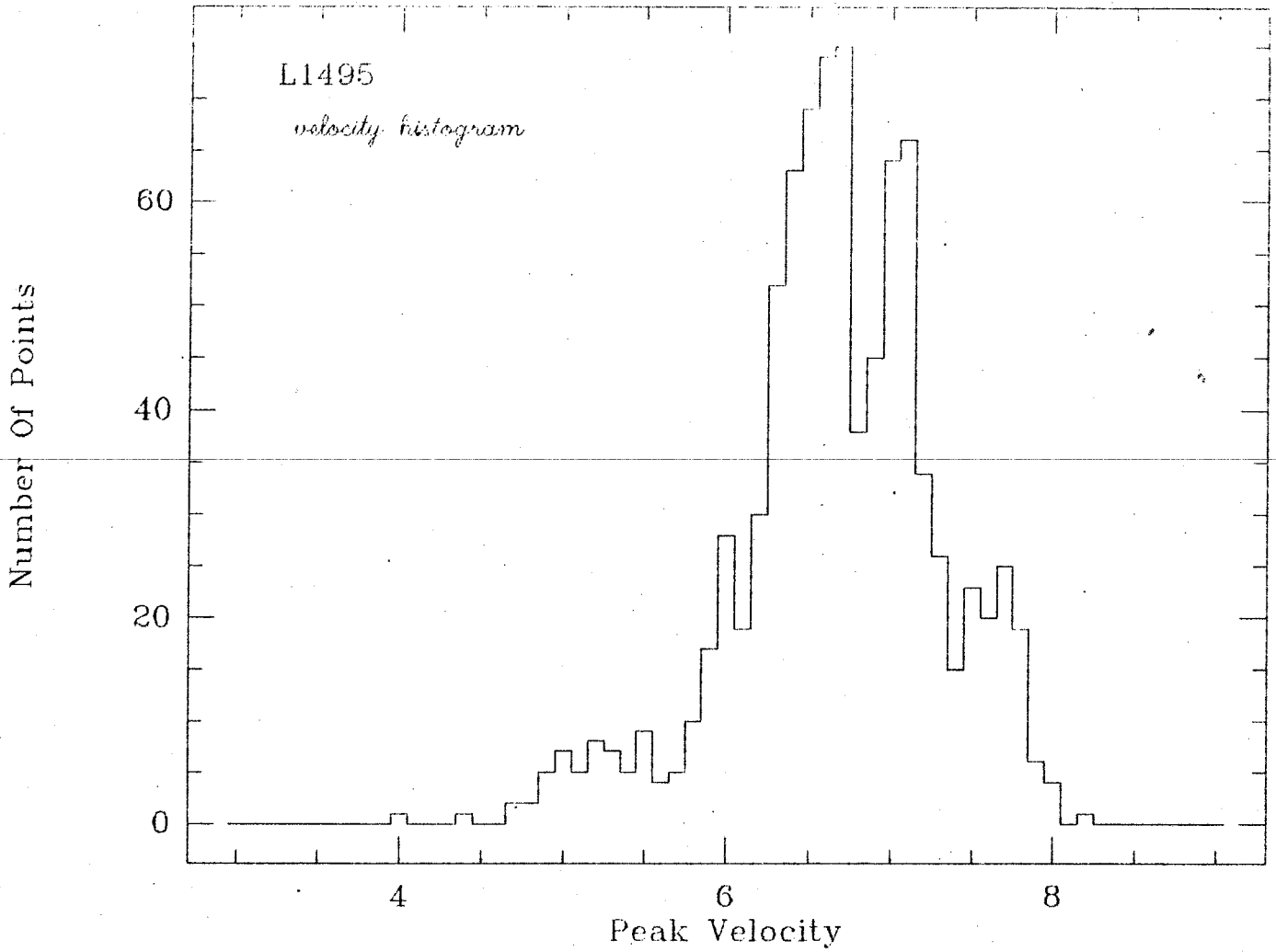
115



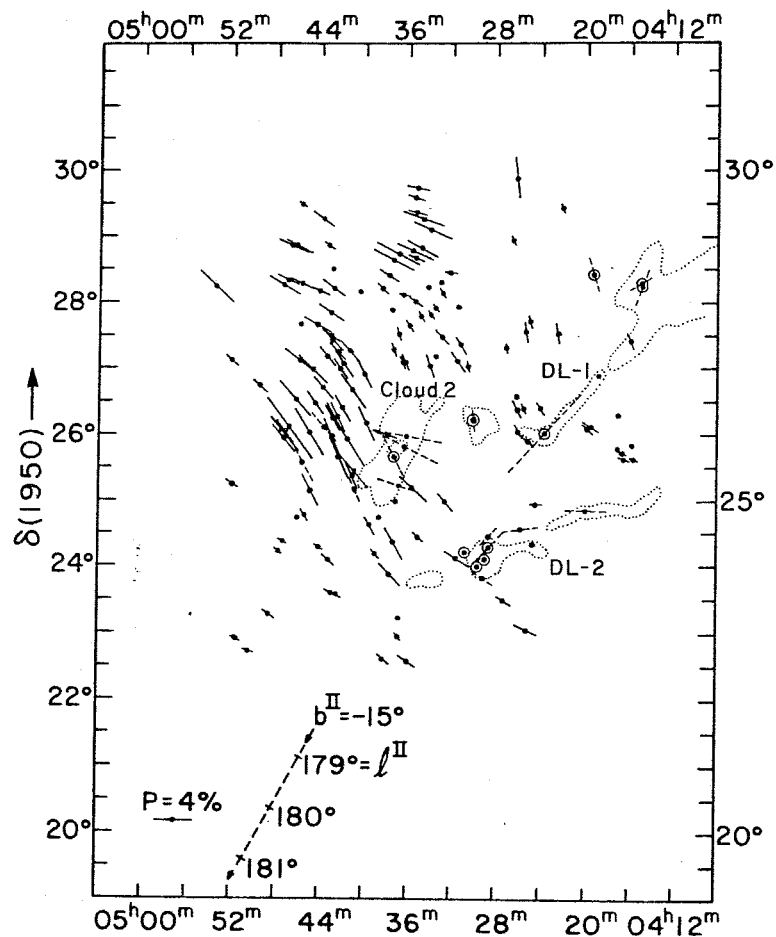
III-8

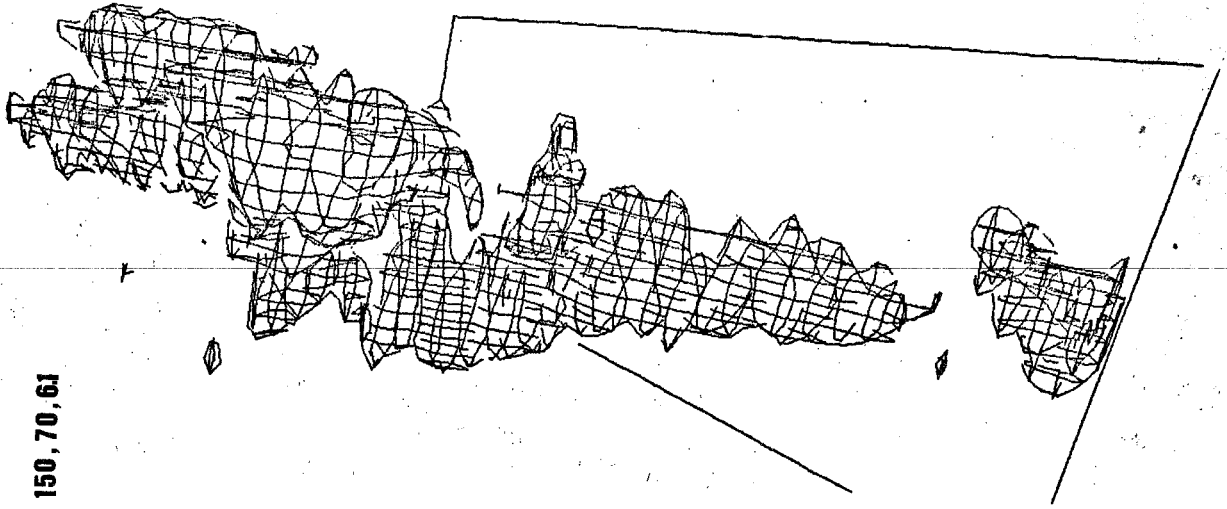




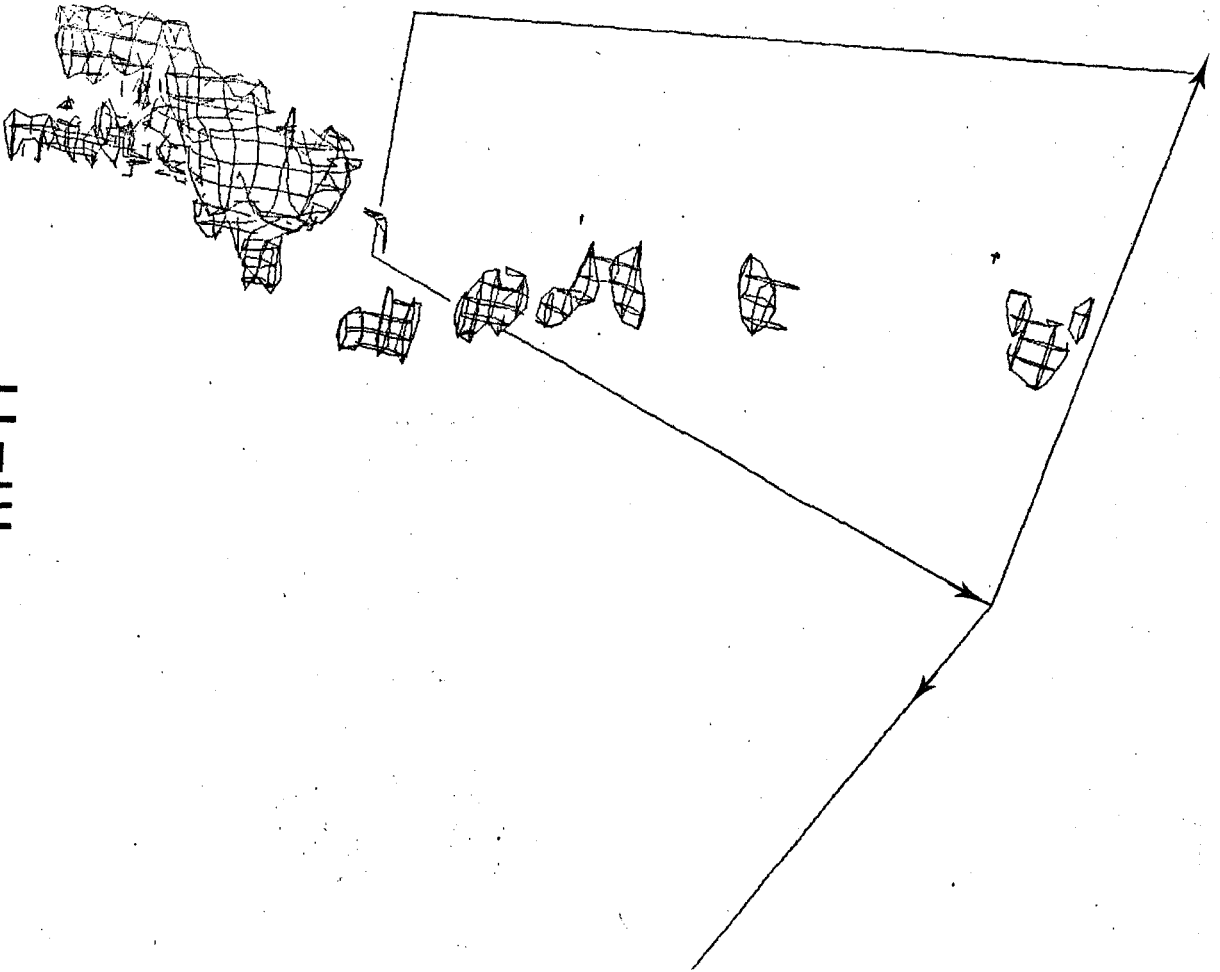


III-10

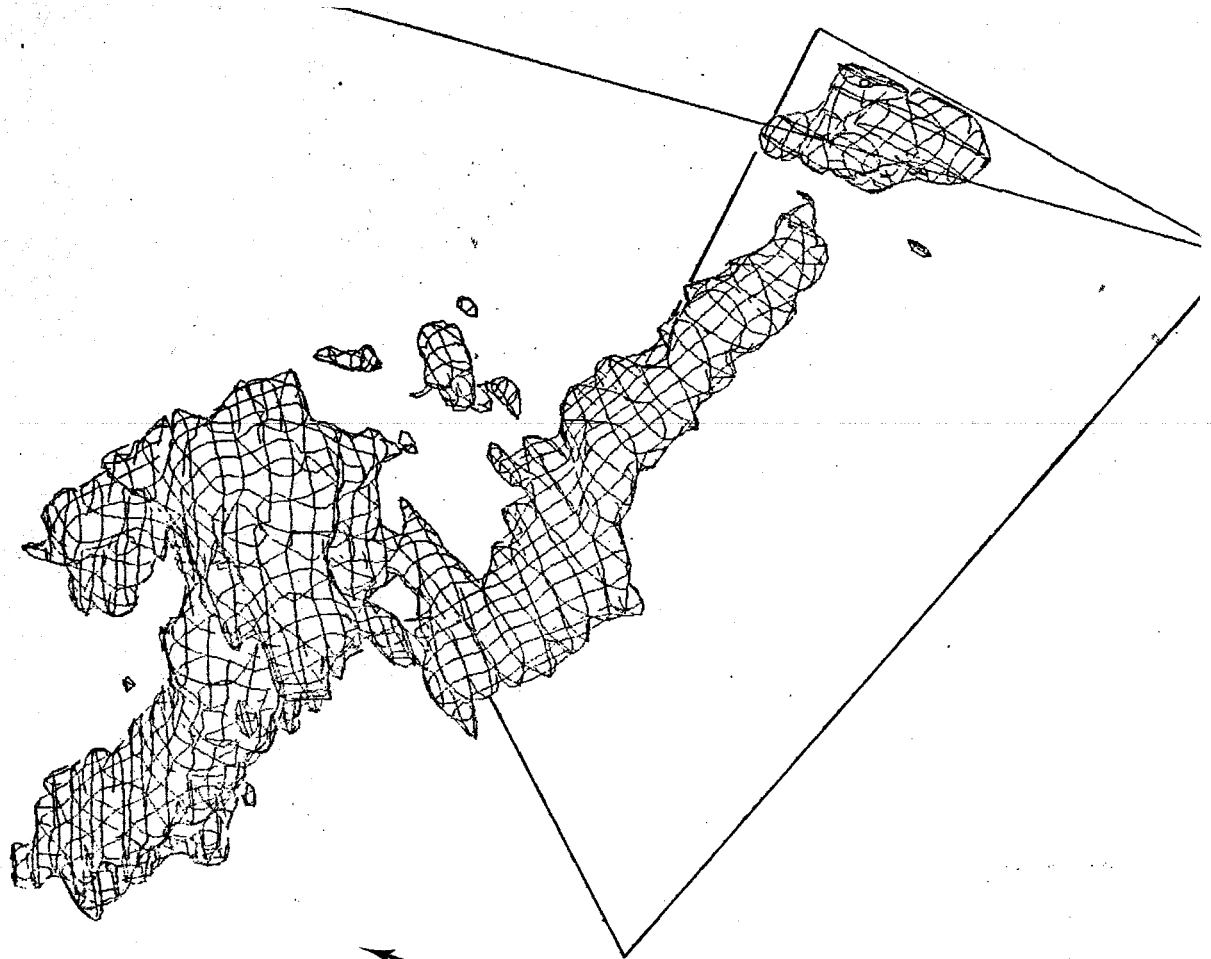




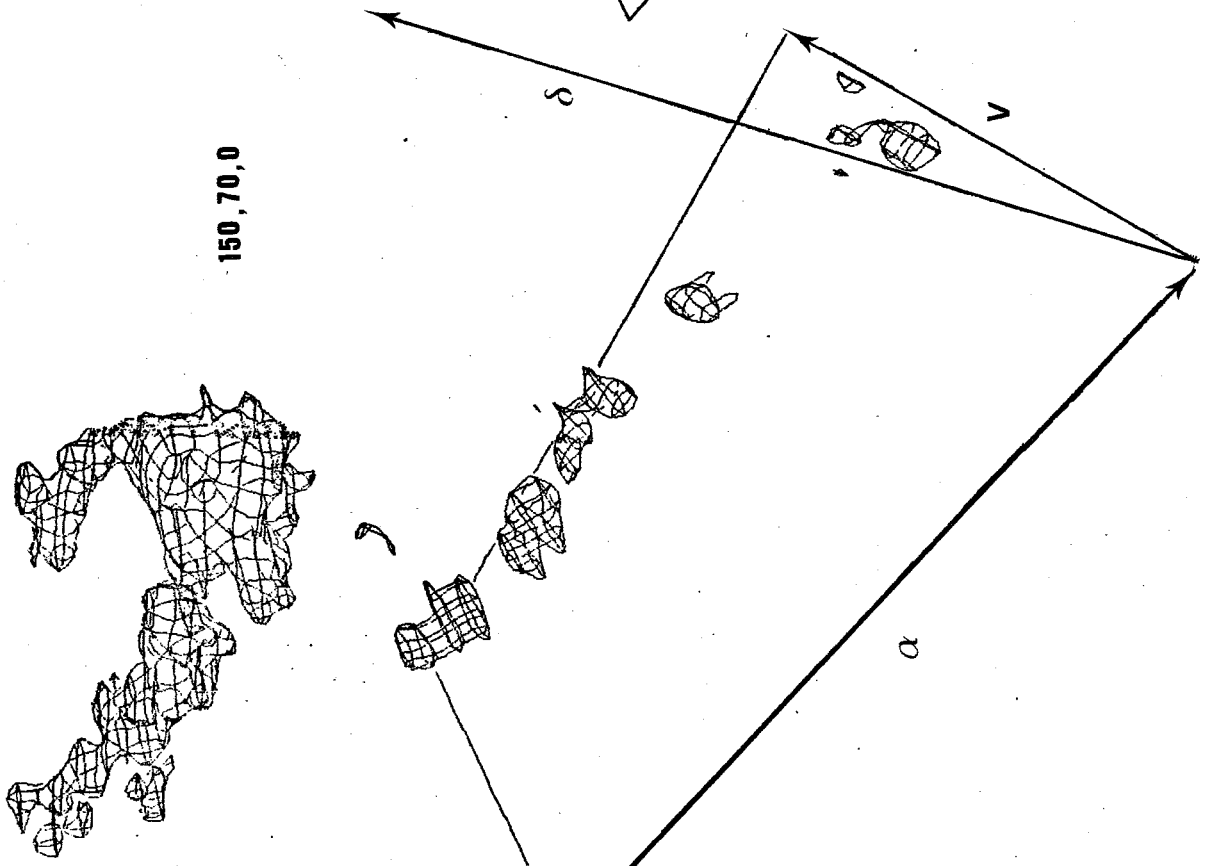
150, 70, 61

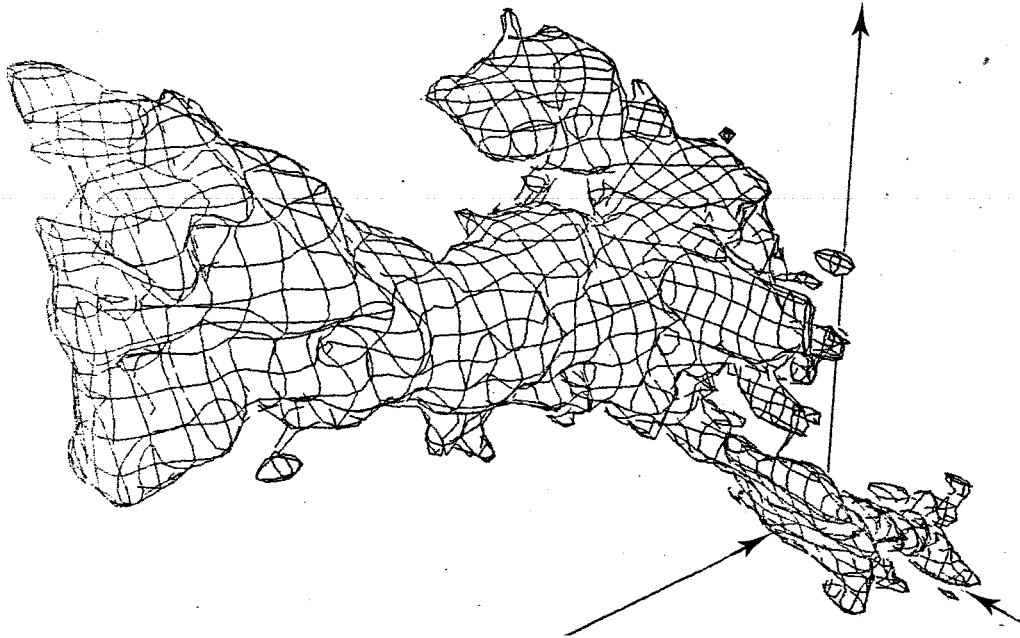


111-11

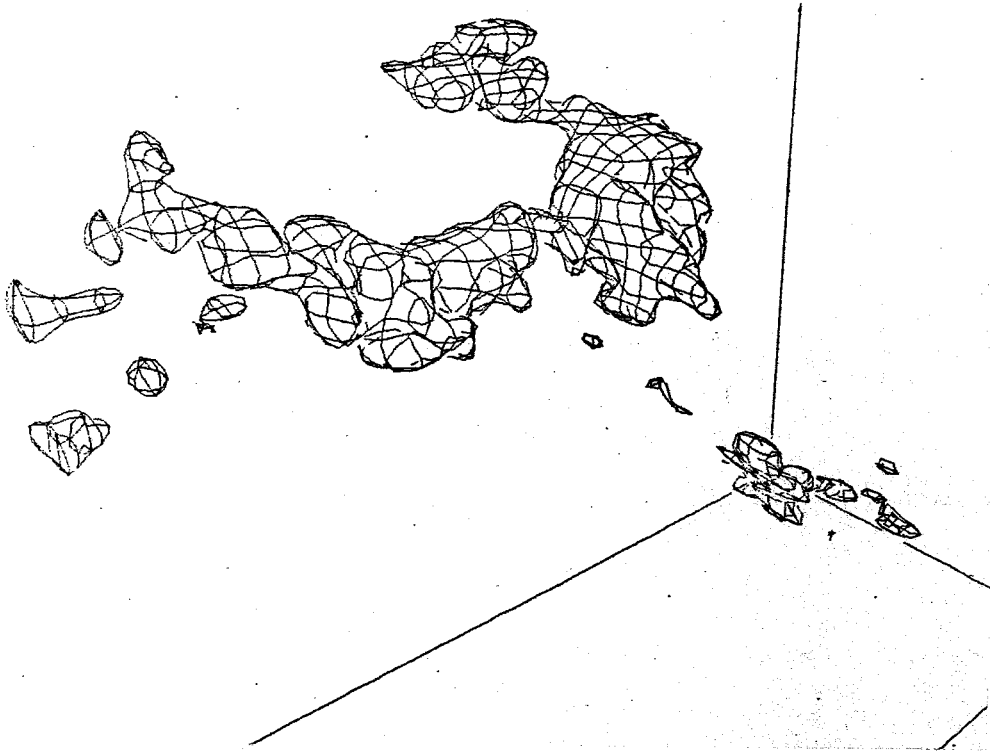


150, 70, 0

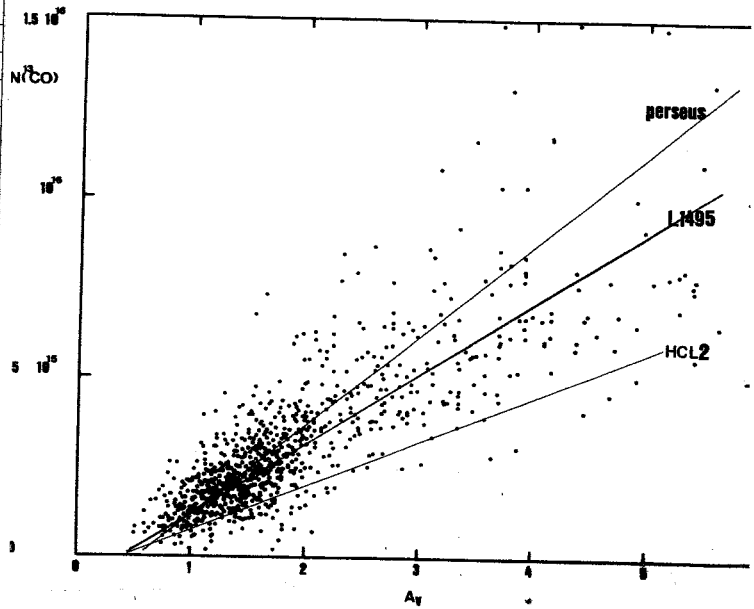
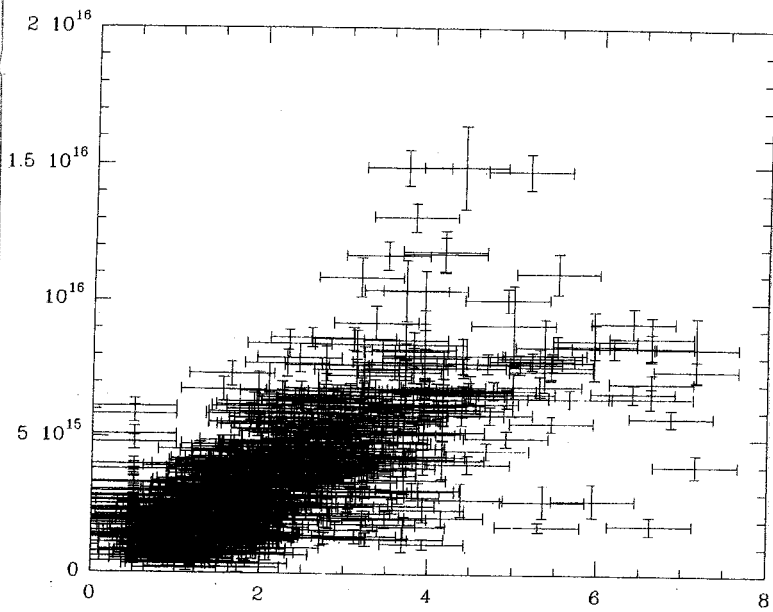
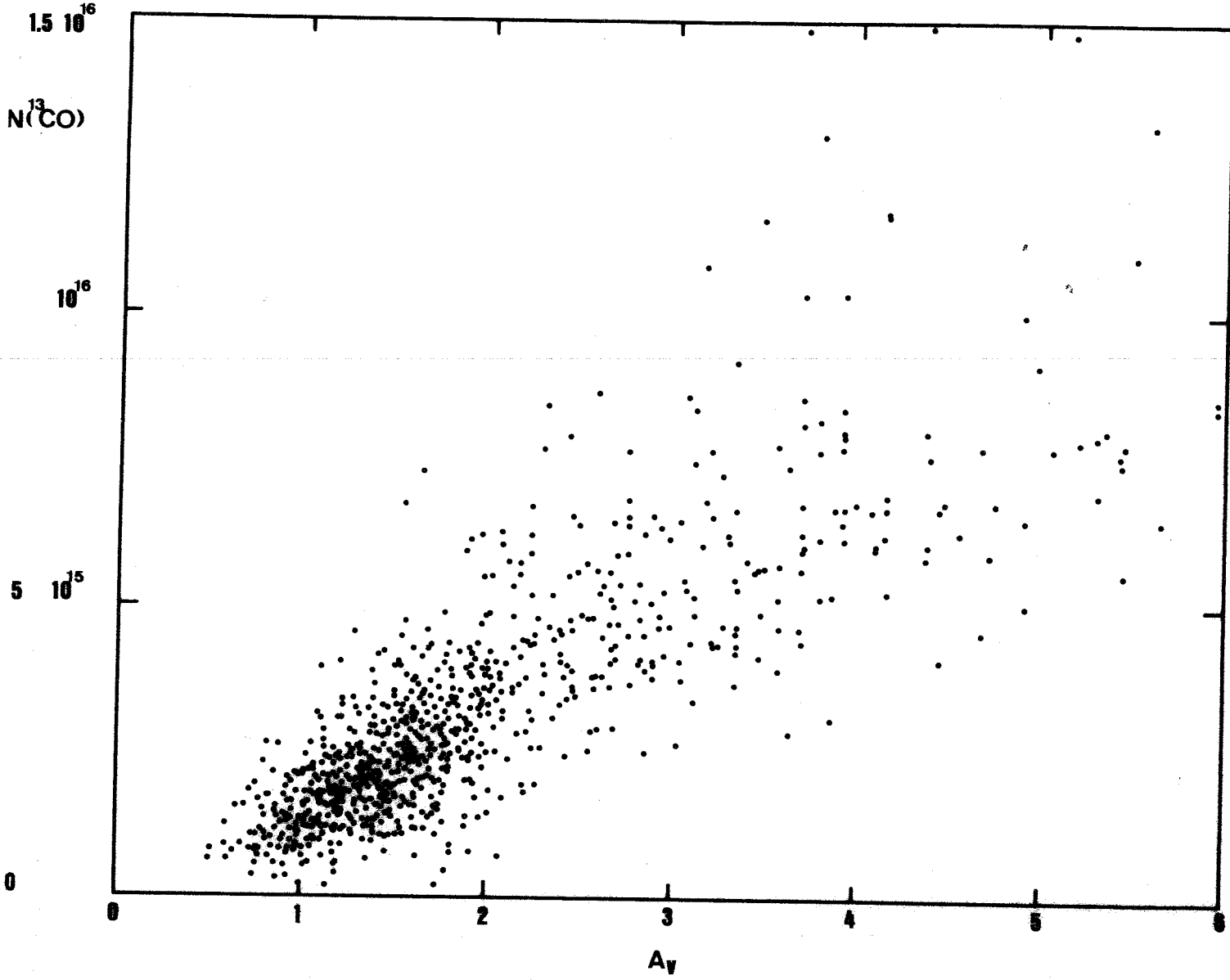


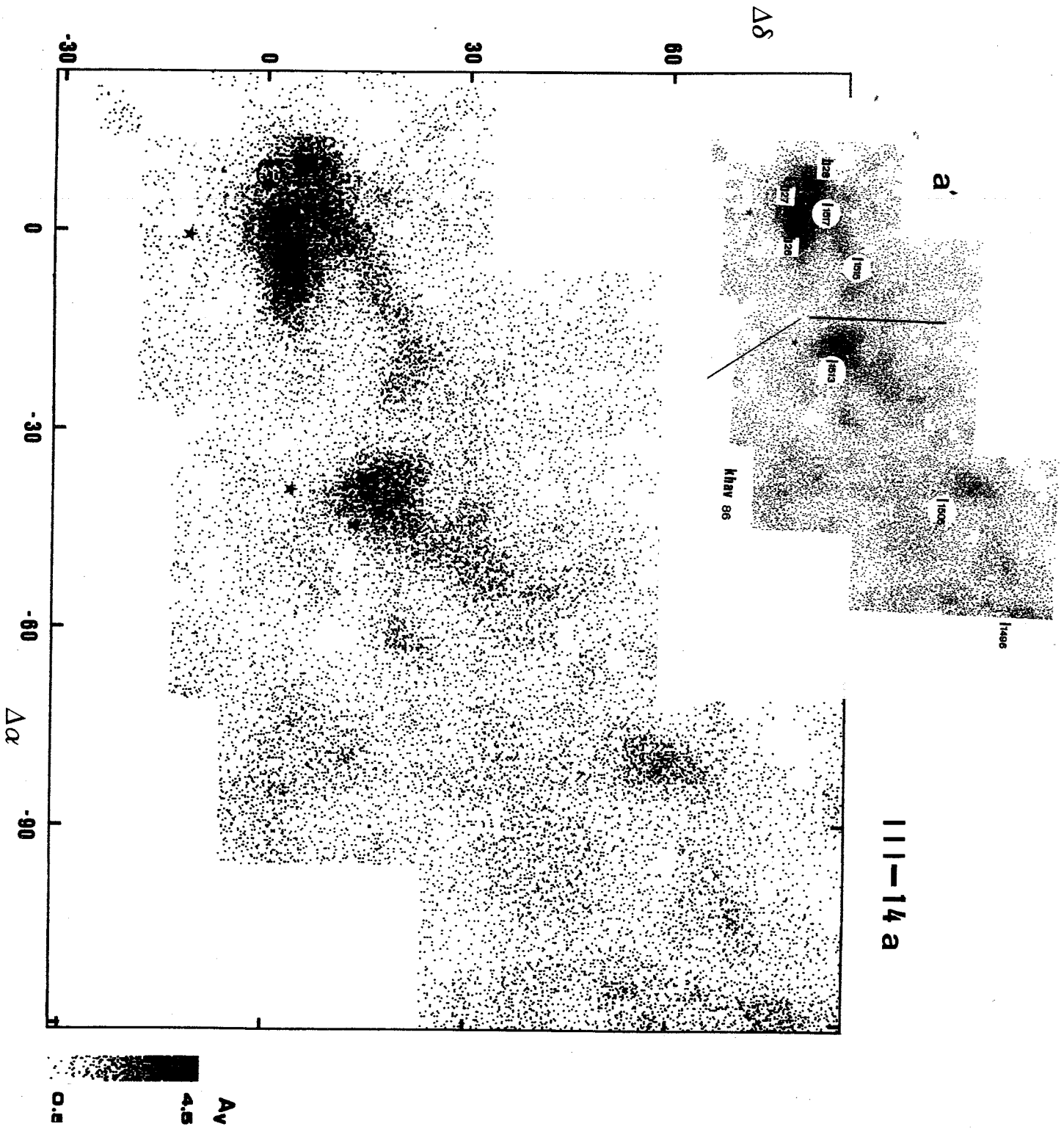


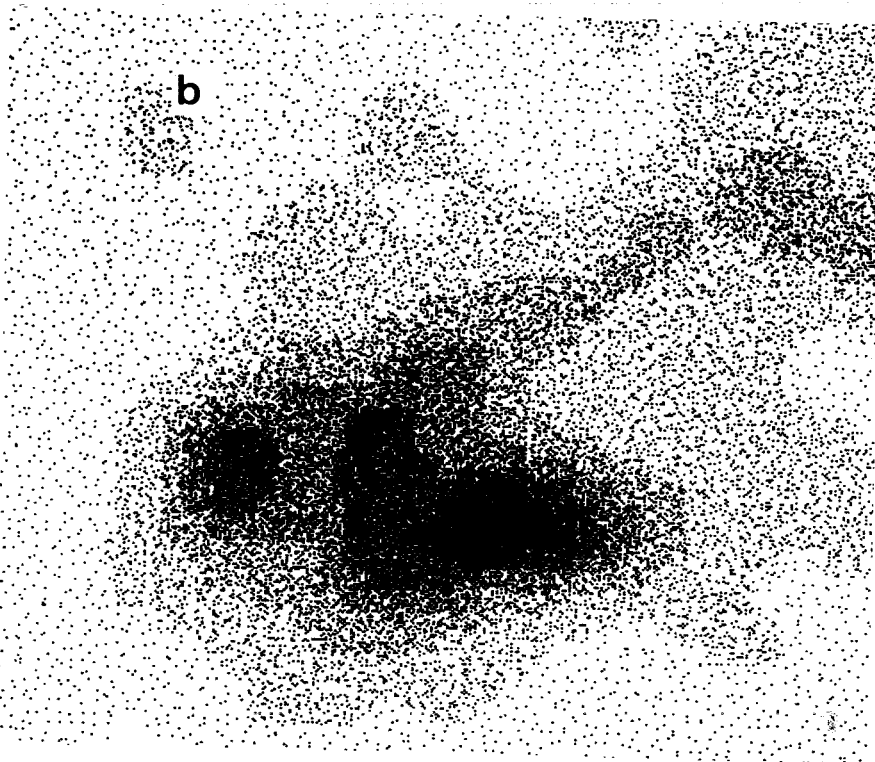
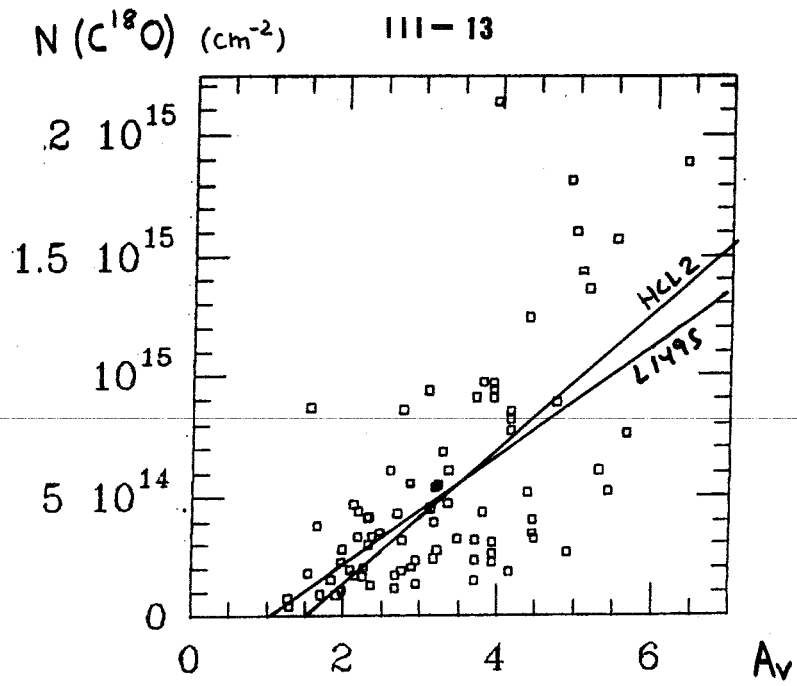
-150,70,0



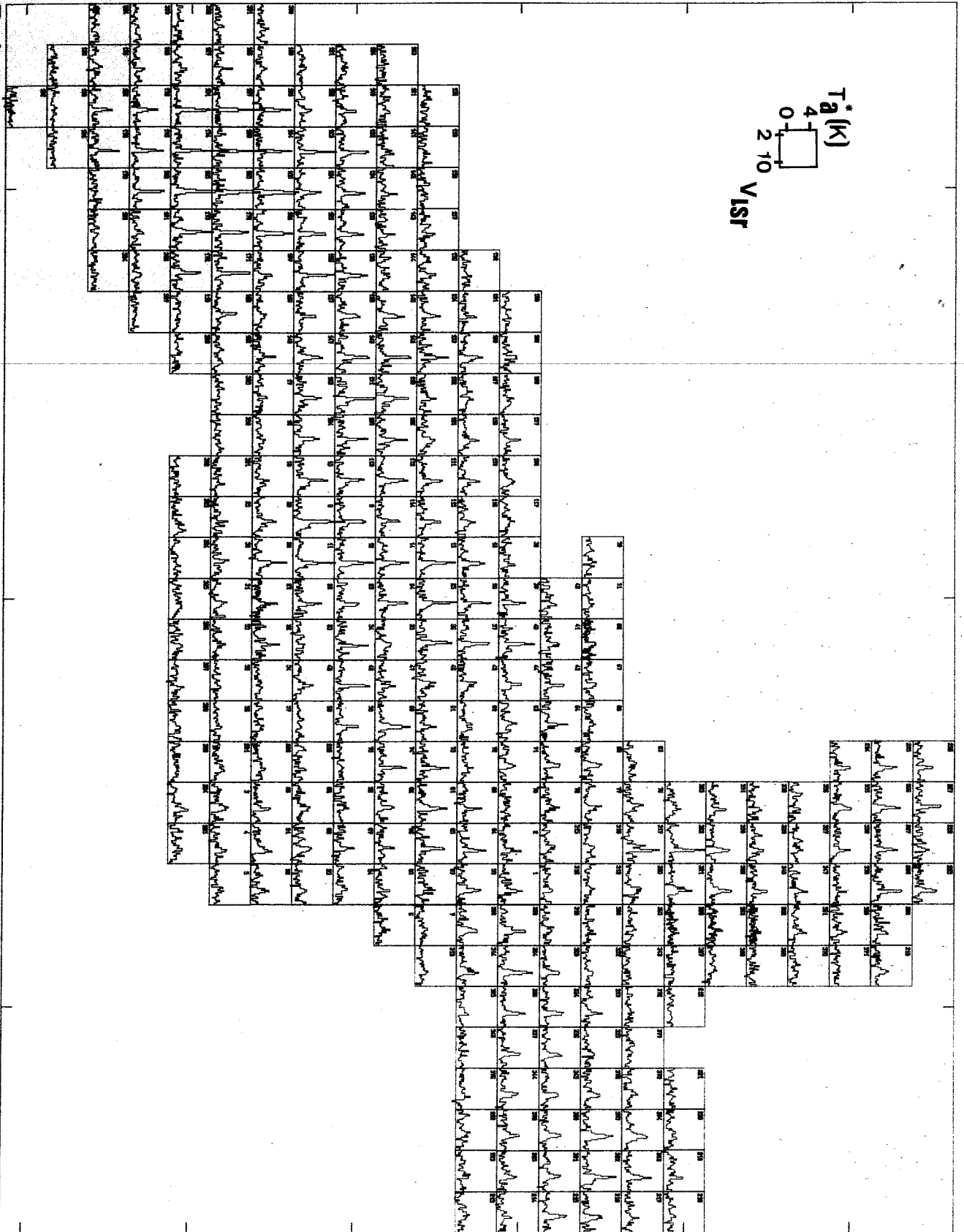
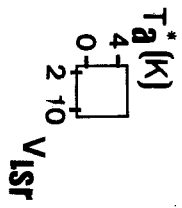
III-12







DEC.



R.A.

0.0

-50.0

-100.0

-20.0

0.0

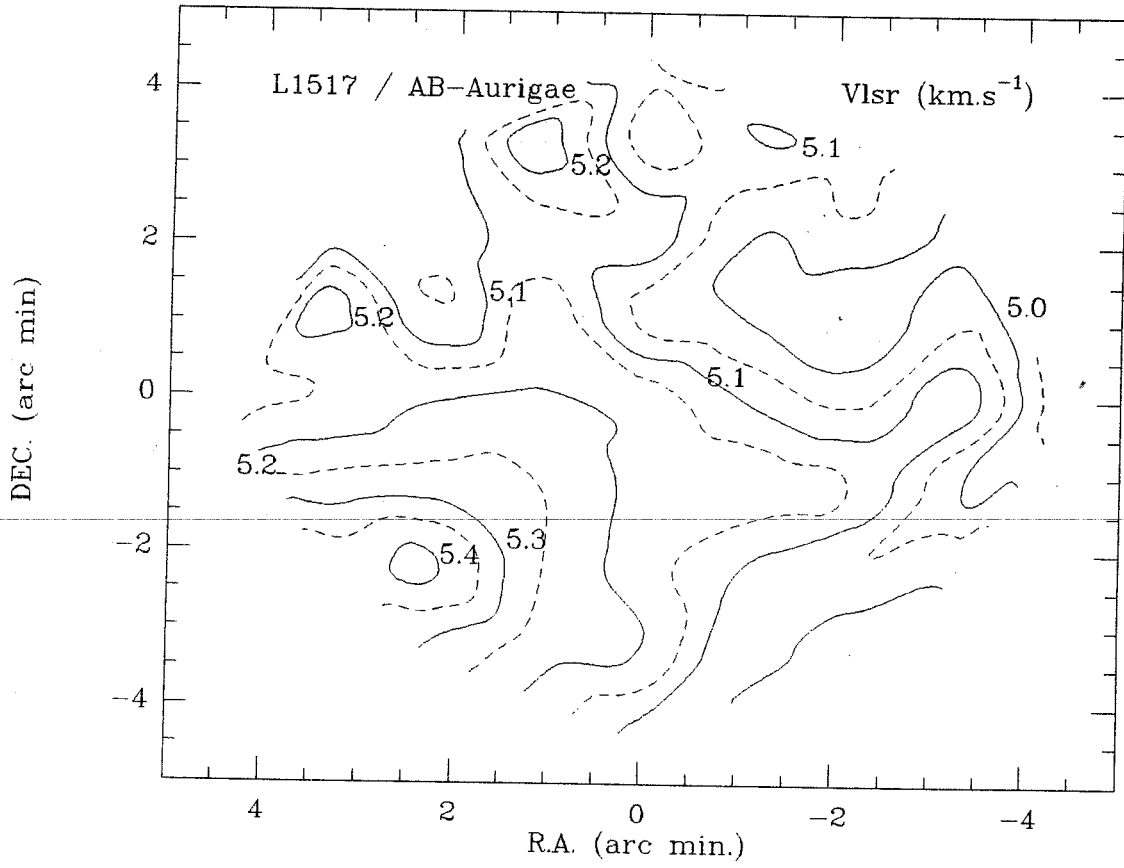
20.0

40.0

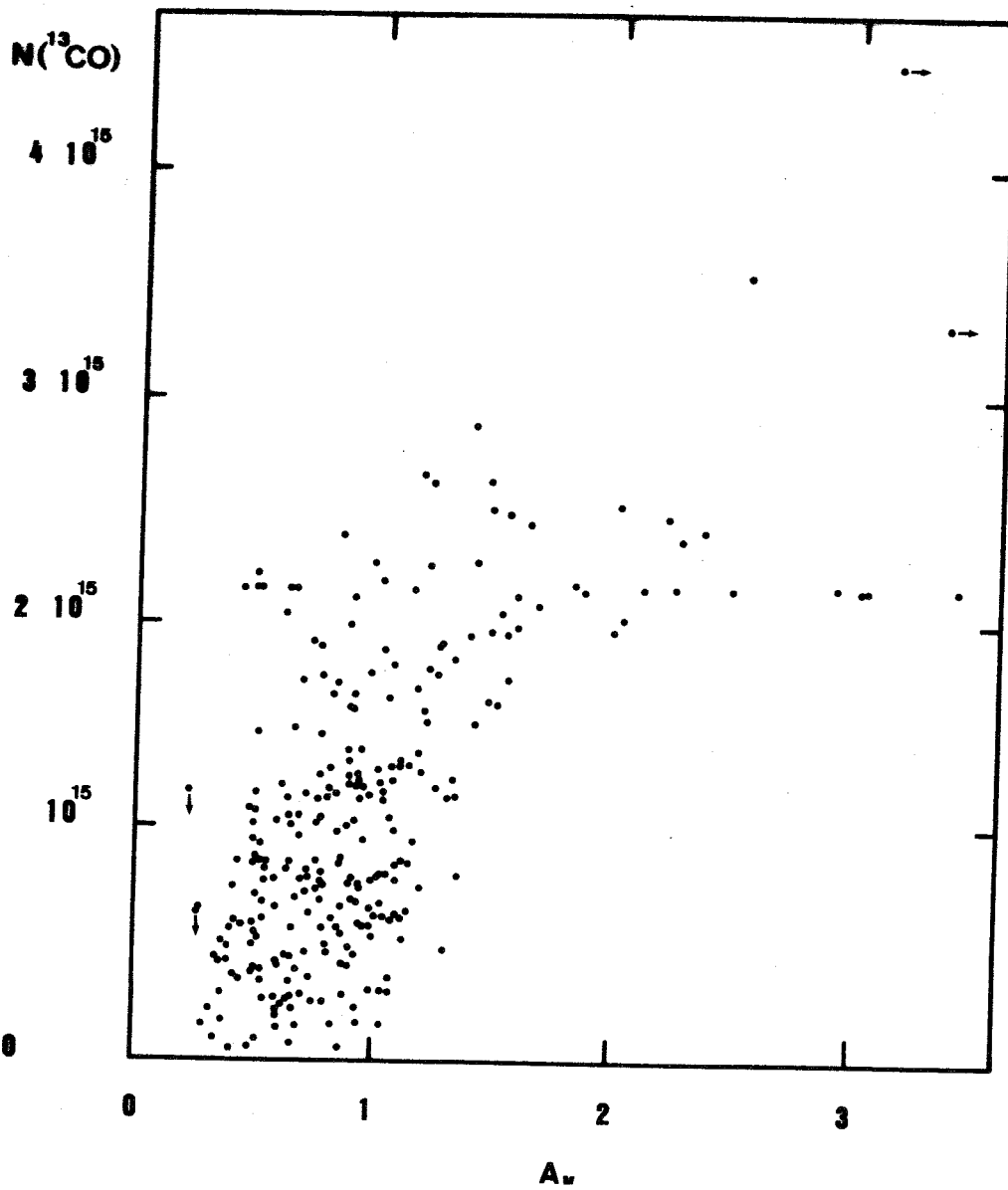
60.0

80.0

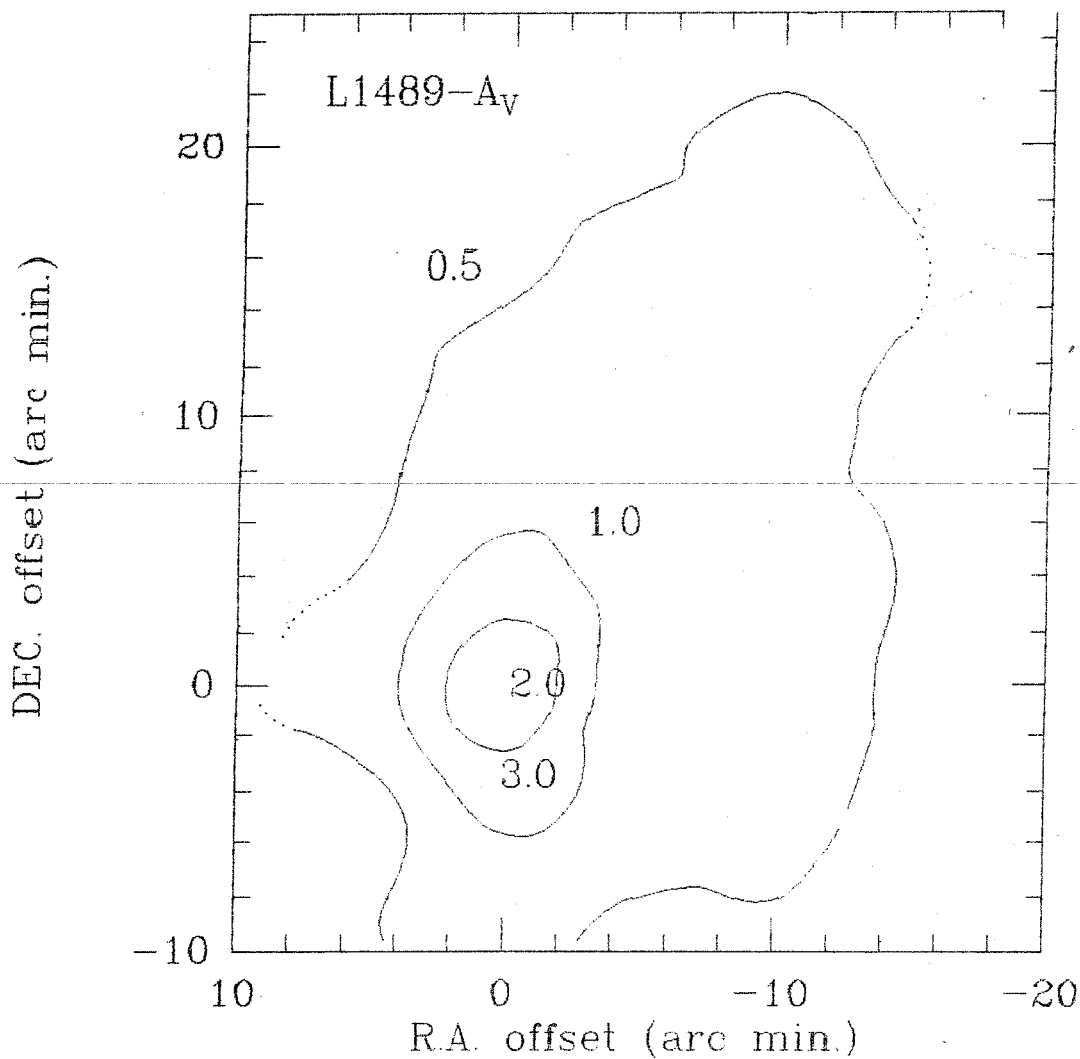
III-17



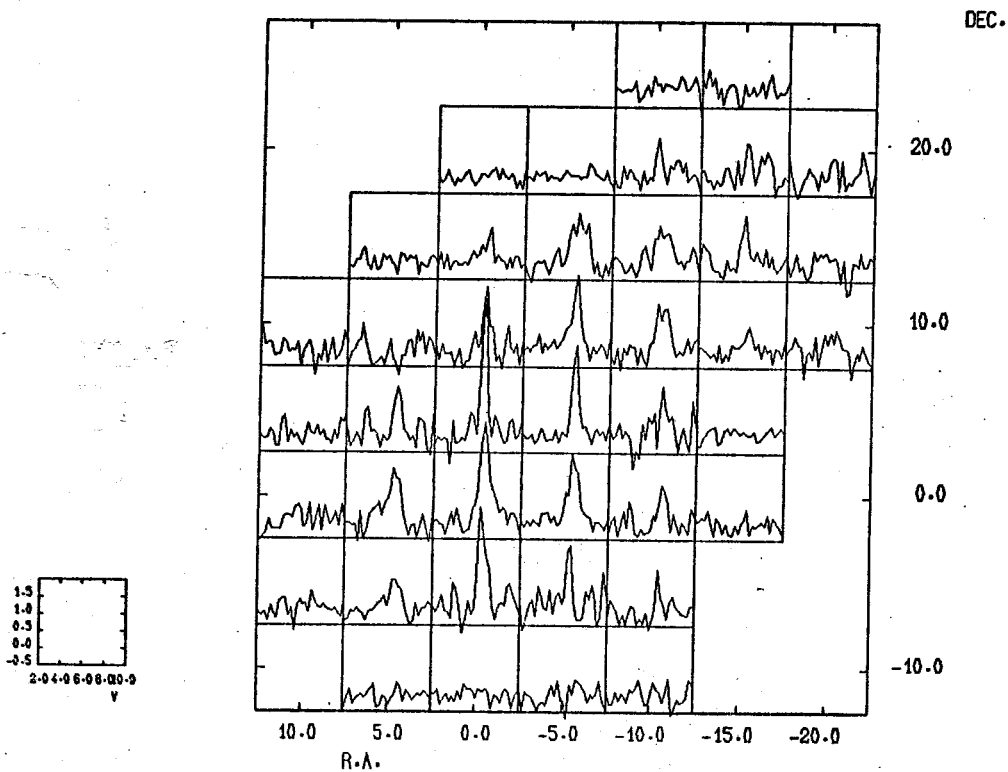
III-18



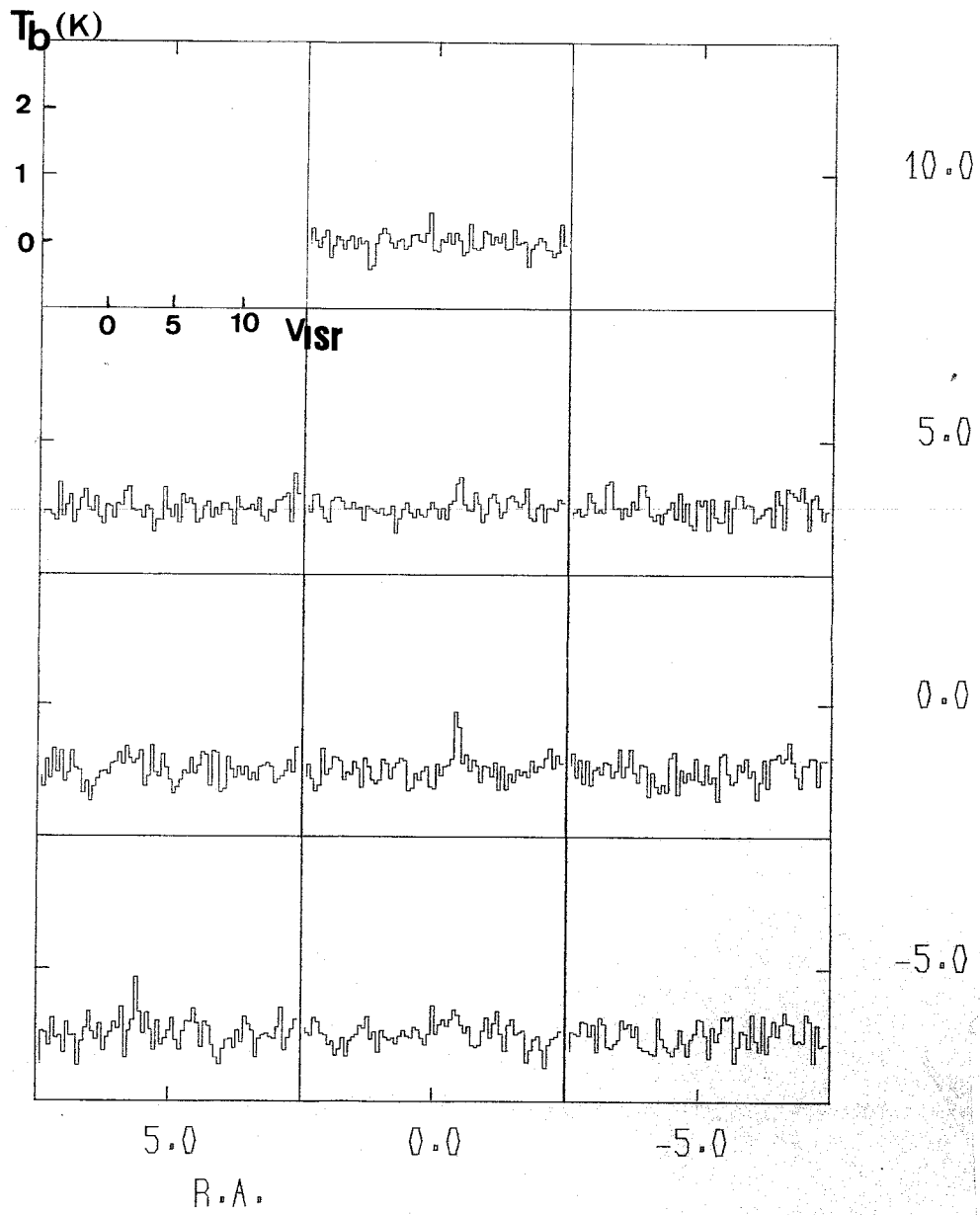
III - 19



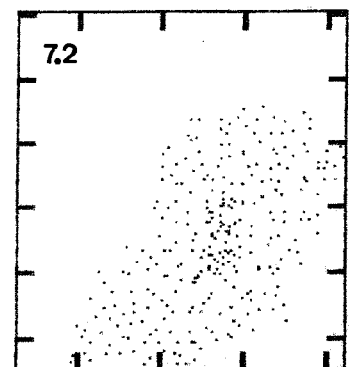
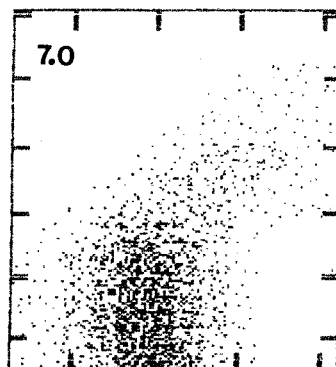
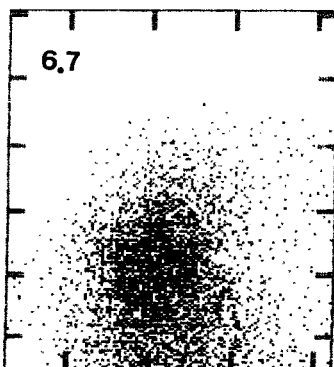
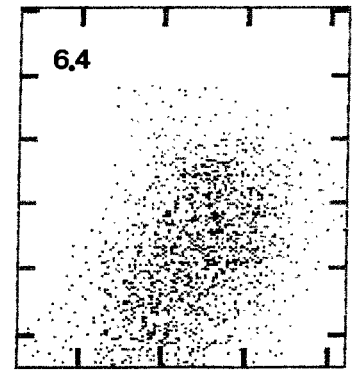
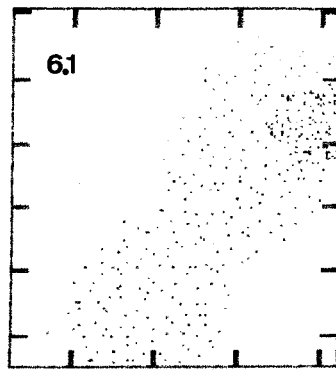
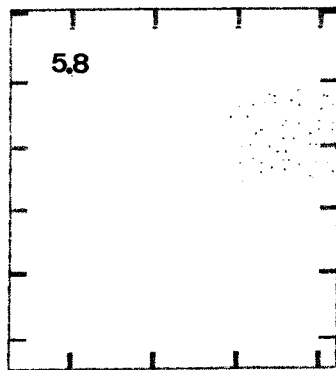
III - 20

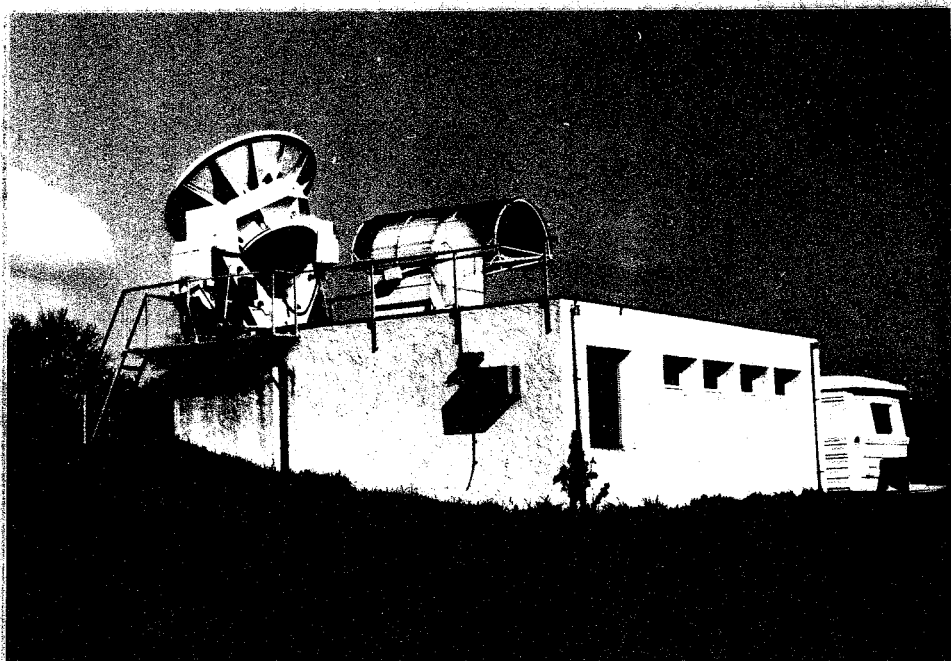
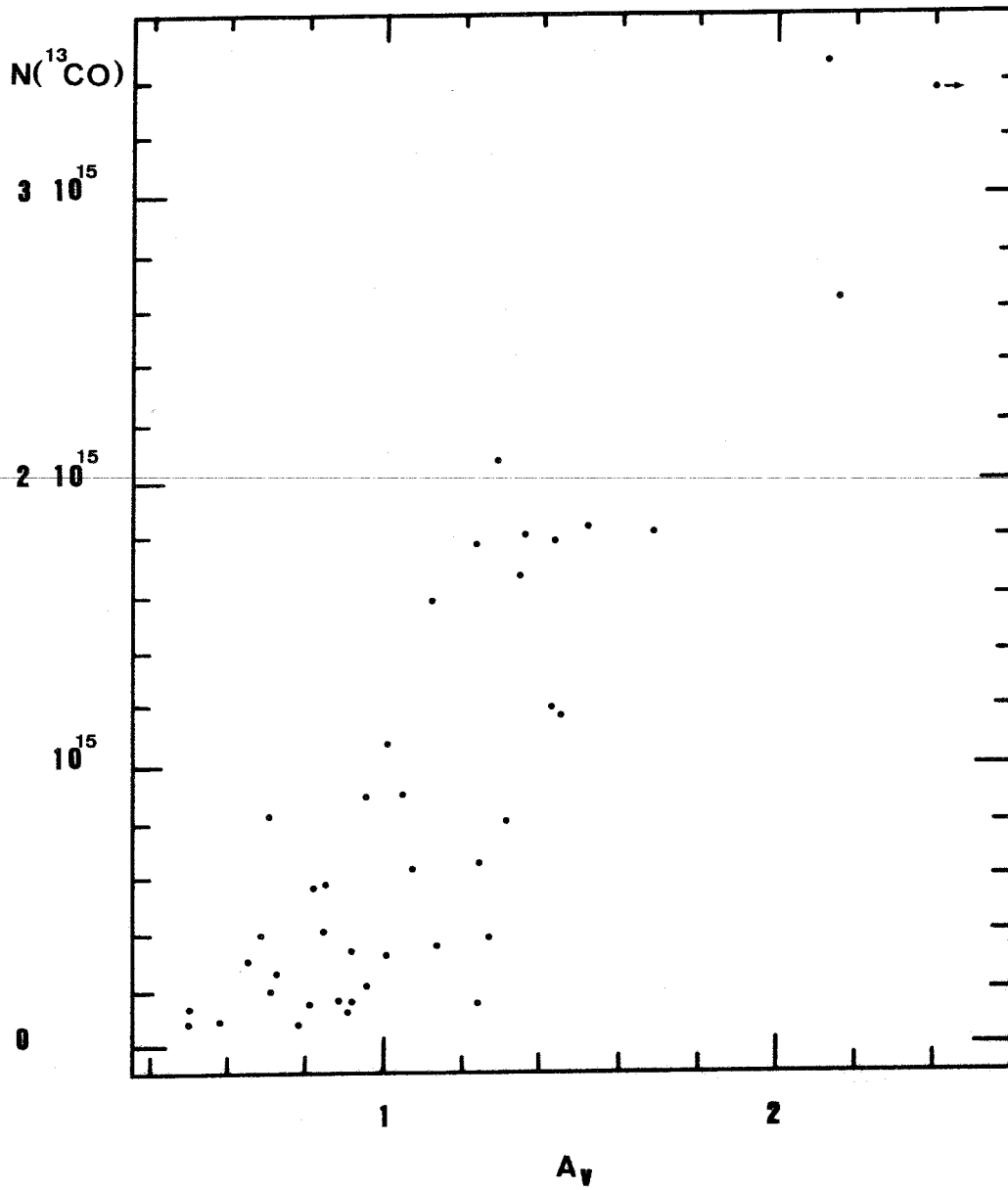


III-21



III-22





POM I

Annexe ALes probabilités d'échappement

Ne pouvant décrire les avatars radiatifs et collisionnels successifs de toutes les molécules du nuage, on introduit la notion de probabilité d'échappement des photons émis lors des transitions. Physiquement, cela revient à supposer que tout ou partie du nuage peut être traité comme une "boite noire" où les populations des différents niveaux des molécules et le champ de rayonnement, quelque soit la complexité des échanges radiatifs ayant lieu, sont décrits statistiquement à l'aide des paramètres macroscopiques du milieu (T_k , $n(\text{H}_2)$, ...), et que tout photon produit à la fréquence ν dans la raie i a une probabilité $\beta_i(\nu)$ de sortir de la boite. Les bilans transitionnels feront ainsi apparaître cette proportion β d' "échappés". Cette interprétation, bien que discutable (cf. Pérault (1981)) - et fautive sur les bords des nuages - est devenue un traitement classique bien utile conduisant à des résultats "justes"; on s'y tiendra.

Ce sont ces photons échappés qui seuls peuvent être observés, trahissant ainsi l'état physique de la région où ils ont été produits. Cette approximation découple la "boite noire" des régions avoisinantes; elle rend donc local le problème de transfert; on conçoit

qu'elle n'est valable que si les conditions physiques ne changent pas de manière appréciable dans la boîte, c-a-d si celle-ci a une dimension L suffisamment petite pour que la variation $\Delta X = L \partial X / \partial r$ d'une grandeur physique X y soit négligeable.

La valeur de β doit ensuite être estimée en chaque point, pour cela, on introduit diverses hypothèses de géométrie de nuage, de grand gradient de vitesse, etc... pour la calculer (algébriquement ou numériquement).

Nous considérerons ici un nuage sphérique homogène de rayon R tel que 80% au moins du volume soit à une profondeur optique $\tau > 1$, ce qui nous permet de supposer que la probabilité d'échappement calculée au centre est valable en tout point du nuage.

On suppose un ensemble de raies i, j, \dots dans lesquelles peuvent être émis ou absorbés des photons de fréquence ν , au sein d'un nuage sphérique de rayon R (fig. A-1)

La probabilité qu'un photon émis dans la raie i soit absorbé dans une raie j au sein du nuage (probabilité d'échange) est, si l'on suppose la redistribution complète des photons dans la raie lors du processus ($\phi_j^{\text{absorbé}}(\nu) = \phi_j^{\text{émis}}(\nu)$):

$$P_{ij} = \iiint \phi_i(\nu) \cdot \phi_j(\nu) \cdot K_j \cdot e^{-(\tau(\nu, 0) - \tau(\nu, r))} \cdot dr \cdot d\nu \cdot d\Omega / 4\pi$$

qui par intégration sur Ω donne

$$P_{ij} = \iint \phi_i(\nu) \cdot \phi_j(\nu) \cdot K_j \cdot e^{-(\tau(\nu, 0) - \tau(\nu, r))} \cdot dr \cdot d\nu$$

si le milieu est homogène de symétrie sphérique

$d\tau(v,r) = \tau(v) dr/R$ et

$$P_{ij} = \int \int \phi_i(v) \cdot \phi_j(v) \cdot R \cdot K_j / \tau(v) \cdot e^{-(\tau(v,0) - \tau(v,r))} \cdot d\tau(v,r) \cdot dv$$

$$P_{ij} = \int (1 - e^{-\tau(v)}) / \tau(v) \cdot \phi_i(v) \cdot \phi_j(v) \cdot \tau_j(v) \cdot dv$$

et la probabilité d'échappement du photon émis dans la raie i est $P_i = 1 - \sum_j P_{ij}$ soit:

$$1 - \int (1 - e^{-\tau(v)}) / \tau(v) \cdot \phi_i(v) \cdot \phi_j(v) \cdot \tau_j(v) \cdot dv$$

$$P_i = \int (1 - e^{-\tau(v)}) / \tau(v) \cdot \sum_j \tau_j \cdot \phi_j(v) \cdot dv = \int \phi_i(v) e^{-\tau} v dv$$

la probabilité d'échappement P contient implicitement l'influence de raies autres que la raie i ; le cas le plus simple est celui d'une raie isolée: $\beta = P = P_i$

si la raie est gaussienne, cas le plus souvent adopté, $\phi_i = (e^{-v^2}) / \sqrt{\pi}$

et β n'est pas calculable algébriquement, mais on obtient une valeur algébrique pour β dans les cas de τ grand: $\beta = 1 / \sqrt{\tau \ln \tau}$ ou faible: $\beta = 1 - \tau / \sqrt{2\pi}$

On retiendra que $\beta \sim 1/\tau$ dès que la raie devient optiquement épaisse. Guilloteau (1981) a étudié l'influence sur β d'une raie gaussienne voisine centrée en v_j (c.a.d. la variation du rapport P/β pour une raie, où P tient compte de la présence d'autres raies): fig. A-2.

$$\phi_j = e^{-(v-v_j)^2} / \sqrt{\pi}; \quad \tau = \tau_i \cdot e^{-v^2} / \sqrt{\pi} + \tau_j \cdot e^{-(v-v_j)^2} / \sqrt{\pi}$$

l'expression de β n'est pas intégrable analytiquement, mais par développement limité pour τ faible on trouve

$$P_i = 1 - \tau_i / \sqrt{2\pi} - \tau_j e^{-(v^2/2)} / \sqrt{2\pi}$$

et, pour les fortes épaisseurs optiques, le comportement

est le suivant (cf. fig. A-2): la raie j n'affecte pas β_i tant qu'elle n'est pas trop proche, mais dès que les deux raies commencent à se recouvrir, la probabilité d'échappement dans la raie i est divisée par 2. Physiquement, cela se comprend ainsi: les photons d'une raie un tant soit peu épaisse s'échappent dans les ailes de la raie, où la profondeur optique diminue, or ici cette possibilité ne peut plus se produire que du côté non recouvert, d'où le facteur 2.

Dans le cas de HCN et de HNN^+ , le recouvrement des raies existe même à très basse température: sur la fig. A-3, on voit notamment les recouvrements des raies 2-1/3-2 dans $J=2-1$, ainsi que de manière moindre 2-2 et 1-0, et dans la raie $J=3-2$, 2-1/3-2/4-3, et, à des τ plus grands, 2-3.

Cependant, pour voir l'influence que présenteront les phénomènes de recouvrement, étudions les équations de population des 3 niveaux hyperfins de HCN ou HNN^+ , dans le cas de raies séparées. Chacune des 3 transitions (0-1, 1-1, 2-1) est traitée comme un système à 2 niveaux, u (upper) et l (lower). (voir fig. A-4)

On montre que, avec le formalisme des probabilités d'échappement, la fonction source pour une raie est:

$$S = \frac{C_{lu} + \beta A J_0}{C_{ul} + \beta A (1 + J_0)}$$

et les rapports de population

$$\frac{n_u}{n_l} = \frac{C_{lu} + \beta A J_0}{C_{ul} + \beta A (1 + J_0)}$$

$$\frac{n_u}{n_l} = \frac{(C_{ul}/\beta A) e^{-h\nu/kT} + J_0}{C_{ul}/\beta A + (1 + J_0)}$$

□ soit $C_{u1}/\beta A \gg J_0$ c-a-d C_{u1} grand (forte densité en H_2) ou $\beta \rightarrow 0$ (grande épaisseur optique) et dans ce cas $n_u/n_1 \rightarrow e^{-h\nu/kT}$, donc l'équilibre est thermique (la population des niveaux traduit la température du gaz)

□ soit $C_{u1}/\beta A$ est négligeable devant J_0 . (C_{u1} faible: basse densité) et β grand (optiquement mince), alors $n_u/n_1 = J_0/(1+J_0) \rightarrow n_u/n_1 - n_u = J_0$: le milieu est en équilibre radiatif avec J_0 , radiation extérieure au nuage.

De manière générale β varie entre 1 et 0 (fig. A-5), et donc $S(\tau)$ varie entre B_{ν_0} ($B_{\nu}(T_{\text{fond du ciel}})$) et $B_{\nu}(T_K)$ (fig. A-6)

Si l'on considère que le niveau supérieur u est en fait composé de trois sous-niveaux hyperfins $F=0,1,2$ de dégénérescence différente 1,3,5, alors:

$$\beta = \int \epsilon \cdot \phi_{\nu} \cdot d\nu \quad \text{et} \quad \tau = \int k_0 ds$$

k_0 est proportionnel à $n_1 B_{1u} - n_u B_{u1}$, et comme

$$g_1 B_{1u} = g_u B_{u1} = g_u A$$

$$k_0 = A \left(\left(\frac{g_u}{g_1} \cdot n_1 \right) - n_u \right)$$

donc

$$k_0 = \left(\frac{g_u}{g_1} \right) \cdot n_1 - n_u$$

$g_1=1$, $g_u=1,3$ ou 5 suivant la transition, soit

$$k_0(0 \rightarrow 1) = n_1 - n_u; \quad k_0(1 \rightarrow 1) = 3n_1 - n_u; \quad k_0(2 \rightarrow 1) = 5n_1 - n_u$$

$$\text{donc } k_0(0 \rightarrow 1) < k_0(1 \rightarrow 1) < k_0(2 \rightarrow 1)$$

d'où k_0 croît avec F , τ croît avec F , et β , essentiellement $1/\tau$, décroît avec F : β tend plus vite

vers zéro pour la raie la plus forte (g_u max.) que pour les autres (cf. fig. A-7). On s'attend donc à une variation de S en fonction de τ différente pour les trois niveaux (fig. A-8).

Le problème particulier du transfert pour HCN et HNN^+ (dont les raies ont au moins la largeur due à la structure hyperfine interne) doit faire appel au mécanisme de transfert entre les raies.

Le transfert de rayonnement en présence de recouvrement
des raies

C'est l'intensité moyenne du rayonnement dans la raie i , J_i , qui relie l'équation de transfert et les populations des divers niveaux (donc les sources de rayonnement). On montre (Castor 1970, De Jong et al. 1975) que

$$J_i = P_i R_i - (1 - P_i) S_i$$

R_i étant l'intensité du rayonnement extérieur et S_i la fonction source de la raie i . Dans le cas avec recouvrements,

$$J_i = P_i \cdot R_i + \sum_j P_{ij} \cdot S_j$$

et J_i inclut ainsi les phénomènes de recouvrement.

Dans l'équation d'équilibre statistique d'une molécule à 2 niveaux u_i (upper) et l_i (lower):

$$-d(g_{ui} n_{ui} / dt) = g_{ui} \cdot A_i \cdot (n_{ui} + (n_{ui} - n_{li}) J_i)$$

(où n_{ui} est la population par sous-niveau hyperfin)

On peut remplacer J_i par $P_i R_i + P_{ii} S_i + P_{ij} S_j$, et, compte tenu de ce que

$$S_i = n_{ui} / (n_{li} - n_{ui})$$

$$-d(g_{ui} n_{ui} / dt) = g_{ui} \cdot A_i \cdot (n_{ui} + (n_{ui} - n_{li}) P_i R_i - n_{ui} P_{ii} + (n_{ui} - n_{li}) P_{ij} S_j)$$

En remplaçant P_{ii} par $1 - P_i - P_{ij}$

$$-d(g_{ui}n_{ui}/dt) = g_{ui} \cdot A_i \cdot (P_i(n_{ui}(1+R_i) - n_{li}R_i) + P_{ij}(n_{ui}(1+S_j) - n_{li}S_j))$$

qui se généralise à un nombre quelconque de niveaux par sommation sur $j \neq i$. Le premier terme de cet équilibre est semblable au taux de retombée pour une raie seule, à la différence que P_i y remplace β_i : comme $P_i > \beta_i$ car $\tau(v) > \tau_i(v)$, il y a accroissement de l'emprisonnement, et la probabilité d'échappement (rapidement divisée par 2, on l'a vu) diminue par rapport au cas d'une raie seule.

Le second terme, que nous noterons Y_{ij} , représente les effets d'échange entre les raies i et j . Pour en obtenir une interprétation physique simple, remarquons que:

$$S_j = \frac{n_{uj}}{n_{lj} - n_{ui}} \quad \text{et} \quad \frac{\tau_i}{\tau_j} = \frac{g_{ui}A_i(n_{ui} - n_{li})}{g_{uj}A_j(n_{uj} - n_{lj})}$$

On peut réécrire Y_{ij} sous les deux formes:

$$Y = (g_{ui} \cdot A_i \cdot P_{ij} \cdot P_{ui}) - (g_{uj} \cdot A_j \cdot P_{ji} \cdot P_{uj}) \quad (1)$$

$$Y = g_{ui} \cdot A_i \cdot P_{ij} \cdot \frac{P_{li} \cdot P_{lj}}{P_{lj} - P_{uj}} \left(\frac{P_{ui}}{P_{li}} - \frac{P_{uj}}{P_{lj}} \right) \quad (2)$$

La forme (1) est interprétable comme le bilan des photons échangés de la raie i vers la raie j par seconde ($g_{ui} \cdot A_i \cdot P_{ij} \cdot P_{ui}$) et ceux ramenés de la raie j vers la raie i ($g_{uj} \cdot A_j \cdot P_{ji} \cdot P_{uj}$) et la forme (2) nous indique le sens de l'échange: c'est celui de

$$\frac{P_{ui}}{P_{li}} = \frac{P_{uj}}{P_{lj}}$$

comme $P_u/P_l = e^{-h\nu_{ul}/kT_{ex}}$ (formellement), on voit que le transfert a lieu depuis la raie de plus grande température d'excitation vers l'autre, et a tendance à égaliser ces températures, ce qui rappelle une loi thermodynamique connue.

Légende des figures

Figure A-1 Schéma du nuage sphérique de rayon R auquel est assimilé la source.

Figure A-2 Influence sur β d'une raie gaussienne voisine centrée en ν_j (variation du rapport P/β pour une raie, où P tient compte de la présence d'autres raies); d'après Guilloteau (1981).

Figure A-3 recouvrement des raies des transitions $J < 3$ de HCN. Les intensités relatives ont été calculées pour un milieu optiquement fin à $T_k = 50$ K (d'après Guilloteau & Baudry (1981)).

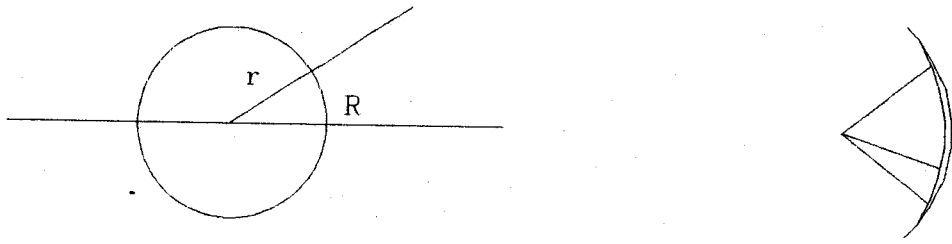
Figure A-4 Schéma d'une des 3 transitions ($F=0-1$, $1-1$ ou $2-1$) de HCN (ou HNN^+), traitée comme un système à 2 niveaux, u (upper) et l (lower).

Figure A-5 Schéma de la variation de β en fonction de la profondeur optique τ pour une transition.

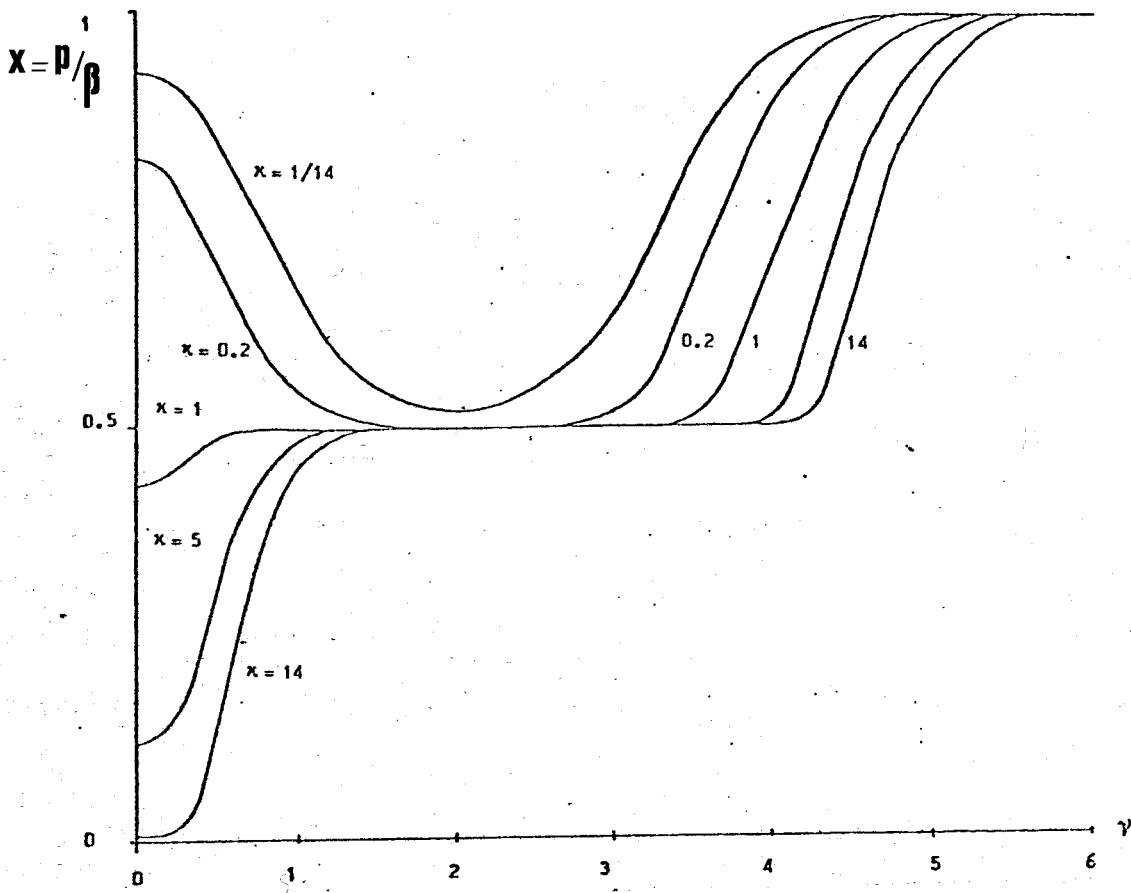
Figure A-6 Schéma de la variation de S en fonction de la profondeur optique τ pour une transition. S varie entre B_{ν^0} ($B_{\nu}(T_{\text{fond du ciel}})$ et $B_{\nu}(T_k)$)

Figure A-7 Schéma de la variation de β en fonction de la profondeur optique τ pour les trois transitions de dégénérescence différente 1, 3 et 5.

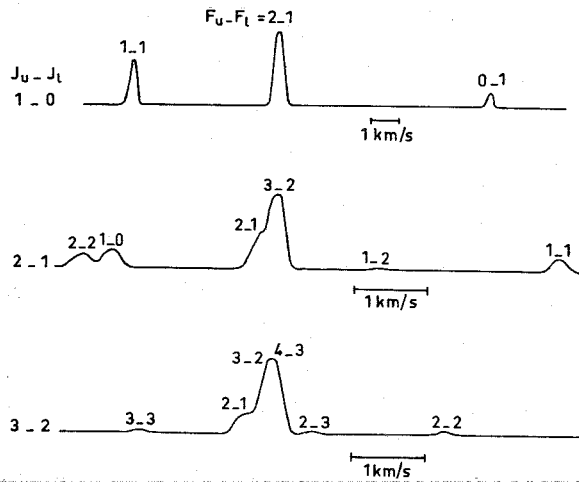
Figure A-8 Schéma de la variation de S en fonction de la profondeur optique τ pour les trois transitions de dégénérescence différente 1, 3 et 5.



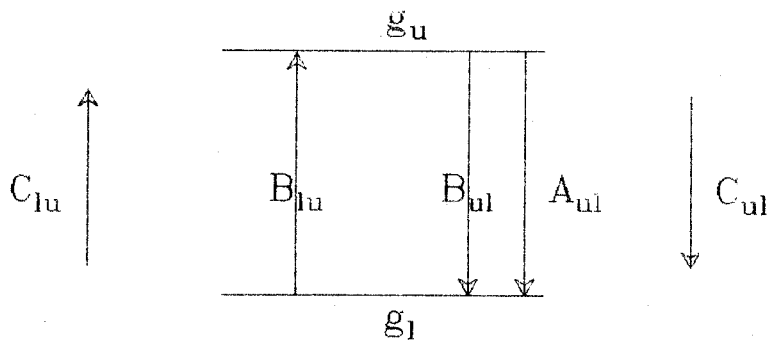
A1



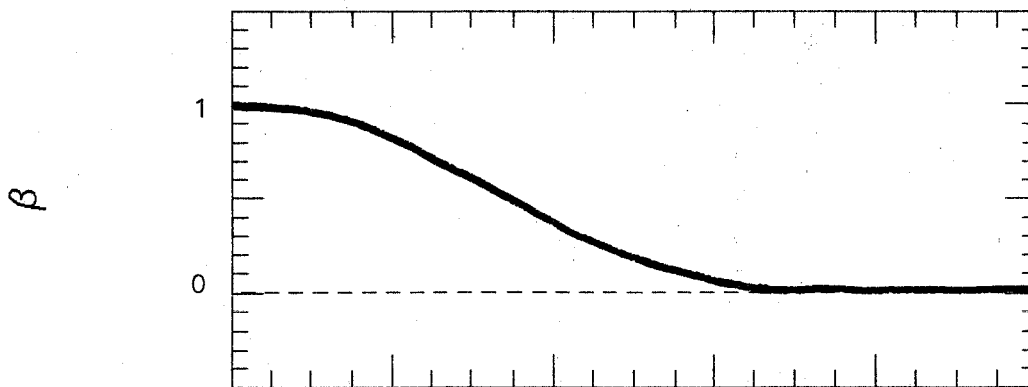
A2



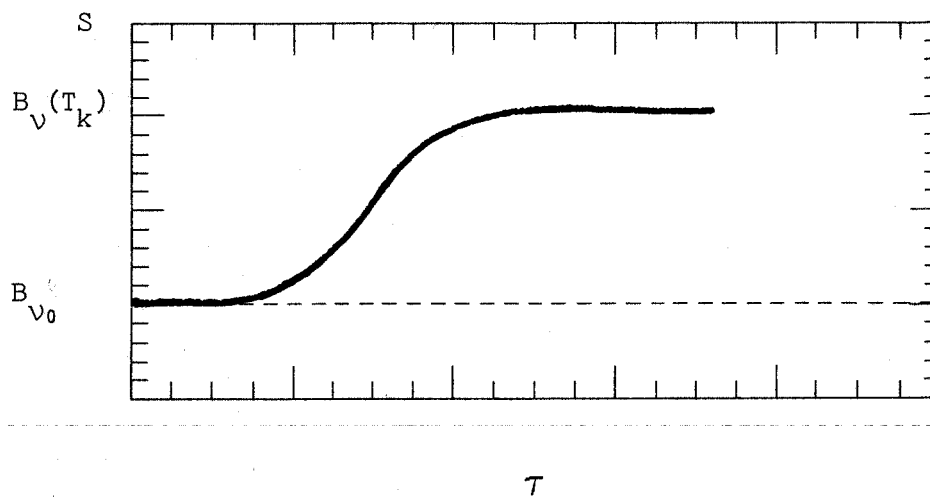
A3



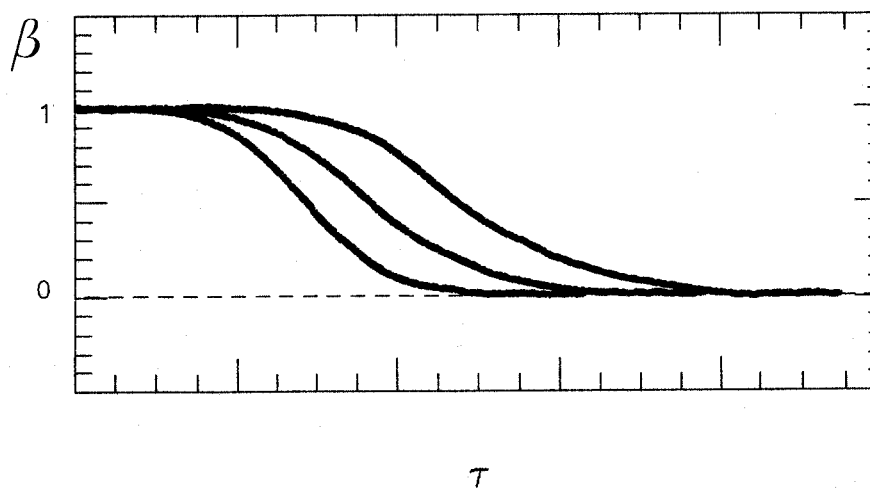
A4



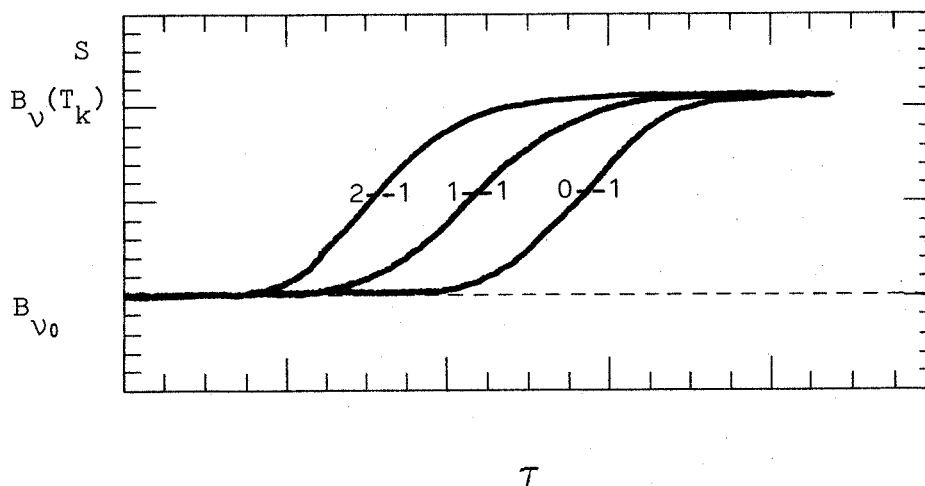
A5



A6



A7



A8

Annexe B

Le comptage d'étoiles

"Nuages et pluie"

(le Tao)

Le comptage d'étoiles sur plaque photographique est une méthode puissante, quoique fastidieuse tant que des procédures automatiques de comptage (MAMA) n'ont pas été mises au point, pour obtenir la colonne densité d'hydrogène dans une région du ciel.

Nous décrirons succinctement la procédure de comptage et ferons allusion aux problèmes rencontrés pour traiter l'information ainsi obtenue.

I) La procédure

Il s'agit de compter les étoiles, soit par intervalle de magnitude, soit globalement jusqu'à la magnitude limite de la plaque, avec une certaine résolution angulaire (Bok (1937,1956) ,Dickman (1978)). En pratique, pour les comptages que nous avons effectués, nous avons utilisé la seconde méthode, le nombre d'étoiles dans un échantillon de comptage étant trop faible pour autoriser un comptage par intervalle de magnitude statistiquement significatif.

On a superposé à une plaque du POSS⁽¹⁾ une grille à maille carrée (2mm×2mm correspondant à 2.5'×2.5' sur le

ciel) obtenue en traçant de fines rayures sur une feuille de plastique transparent. Si l'on s'intéresse à des corrélations avec des observations radioastronomiques, chacun des carreaux ainsi définis doit avoir une position bien déterminée par rapport aux offsets de cartographie radio. Le problème du positionnement se résoud en prenant une résolution multiple de celle du radiotélescope (ici $2.5' \times 2.5'$ est la résolution de POM II⁽²⁾) et il suffit de moyenner 4 carreaux adjacents pour obtenir les $5' \times 5'$ de résolution de POM) et en positionnant la grille précisément sur la plaque POSS. Ce dernier point se réalise pratiquement sans erreur appréciable en superposant les positions calculées d'étoiles de référence tracées sur le transparent avec les images de ces étoiles sur la plaque.

Il ne reste plus alors qu'à compter, carreau par carreau, les étoiles de la plaque à l'aide d'un binoculaire (grossissement $\times 10$ ou $\times 30$). Différents éclairages de l'ensemble plaque + grille (par dessus ou par transparence) permettent en théorie de distinguer les grains de la plaque d'images d'étoiles très faibles. A ce stade, les erreurs de comptage sont principalement des erreurs d'inattention (fatigue visuelle), plus quelques erreurs inévitables dues à des régions atypiques: petites régions H_{II}, amas stellaires denses, galaxies, aigrettes de diffraction autour d'étoiles brillantes, etc... qui peuvent fausser complètement la mesure sur quelques carreaux en augmentant le fond de la plaque.

II) Exploitation du comptage

La possibilité de calculer la colonne densité d'hydrogène projetée à partir de comptage d'étoiles découle de deux relations obtenues indépendamment:

a) une relation liant le comptage d'étoiles sur une plaque sensible à la longueur d'onde λ et l'absorption A_λ dans cette longueur d'onde.

b) une relation liant l'absorption visuelle A_V (à laquelle on peut se ramener) et la colonne densité de H_2 ($N(H_2)$) (3). Cette dernière relation nous permet de passer de la connaissance de A_V à un calcul de masse de nuages (colonne densité \times surface du nuage). C'est A_λ (A_V) qu'il faut déterminer ici avec précision.

En pratique, on compte des étoiles sur des plaques photographiques bleues ou rouges - donc à des longueurs d'onde λ_b , λ_r - d'une part, et d'autre part on adopte la relation $A_V/N(H_2)$ de Bohlin et al (1978). Il faut donc recalibrer toutes ces mesures faites à des longueurs d'onde différentes les unes par rapport aux autres.

L'absorption à la longueur d'onde λ de la plaque comptée se déduit par référence à un champ stellaire supposé sans absorption. Si N_λ^* est le nombre d'étoiles par degré carré dans le champ de référence et N celui dans le champ obscurci on a:

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

On suppose, ainsi que l'a fait Dickman (1978) que le logarithme du nombre d'étoiles plus brillantes que la magnitude m_λ est proportionnelle à m_λ et

$$b_{\lambda} = \frac{\partial(\log N_{\lambda})}{\partial m_{\lambda}}$$

en est la constante de proportionnalité⁽⁴⁾. A ce stade du travail, les problèmes sous-jacents sont les suivants:

- erreur de comptage sur N^* : de l'ordre de \sqrt{n} (distribution de Poisson). Dans les champs de référence du Taureau et de Persée, on compte jusqu'à la magnitude limite respectivement $N \approx 1.5 \cdot 10^4$ et $1.0 \cdot 10^4$ étoiles par degré carré.

- différence de magnitude limite entre la région comptée et celle de référence, différence due aux variations de sensibilité de la plaque du centre vers les bords (dans le cas où le champ de référence est sur la même plaque que le champ compté) ou d'une plaque à l'autre si le champ de référence est assez éloigné du champ compté - Cela arrive fréquemment et pose un troisième problème : les halos des nuages s'étendent loin des coeurs denses, notamment dans le Taureau. Comme le champ de référence doit cependant être assez proche pour que la densité surfacique d'étoiles ne varie pas de manière statistiquement sensible entre les deux champs, il est parfois nécessaire, comme dans le Taureau, de prendre "malgré tout" un champ de référence obscurci, donc d'en connaître l'obscurcissement.

- Enfin, il faut choisir une résolution de comptage optimale, suffisamment grande pour qu'un coeur dense (région sans étoile) ne soit pas masqué, dans le carré de comptage, par les étoiles qui l'entourent ⁽⁵⁾ et suffisamment faible pour ne pas prendre les régions inter-étoiles pour des globules sombres. Pour la région

Taureau-Persée, Cernicharo et Bachiller (CB) ont calculé qu'une dimension de réseau de $\approx 2.5'$ (compatible avec des observations POM I ou POM II) était un bon compromis. On voit que la formule (1) conduit à une absorption infinie dans toutes les mailles où n'apparaissent pas d'étoiles. Une procédure plus juste consiste à attribuer une étoile à l'ensemble de N mailles connexes sans étoiles, donc $1/N$ étoiles par maille (Dickman 1978). C'est un moyen détourné, mais bien pratique, d'attribuer un semblant de valeur physique au comptage en ces points particuliers; il suppose que cet ensemble de mailles constitue une entité physique; il sous-estime l'absorption visuelle. Dans nos comptages, $A_v=7.5$ correspond à ces régions sans étoiles.

Le point 2 se résoud en calculant l'absorption visuelle apparente due au vignettage et à la perte de sensibilité sur les bords du POSS: en comptant les étoiles sur des "champs de référence" diversement disposés sur la plaque, CB obtiennent une relation

$$A_{B,R} = d^2 \cdot 10^{-3} \text{ mag.}$$

où d est la distance de la région comptée (cm) au centre de la plaque.

Le point 3 est beaucoup plus délicat à résoudre: si A_v^0 est l'obscurcissement du champ de référence, on a

$$A_v \text{ réel} = A_v \text{ calculé} + A_v^0$$

On sait que toute la région Taureau-Persée est obscurcie (Heeschen (1951), Lynds (1969), Mc Cuskey (1938,39,41) - voir aussi Gottlieb & Upson (1969), Perry & Johnston (1982)). Il est nécessaire d'estimer A_v^0 à partir de

mesures d'absorption spectrophotométriques sur des étoiles du champ de référence (Jaschek et al (1964), Blanco et al (1968), Kennedy & Buscombe (1974), Buscombe (1977, 1980, 1981)). CB en déduisent $A_V^0 = 1.1 \pm 0.5$ dans le champ de référence et une distance aux poussières obscurcissantes de ≈ 100 pc pour le Taureau et ≈ 200 pc pour Persée. La valeur de A_V^0 adoptée pour L1495, L1517 et L1489 est 0.5 mag.

Une fois A_λ calculée en chaque point, il faut convertir cette valeur en absorption visuelle A_V , i. e., dans une longueur d'onde de référence fixe. On a utilisé ici la relation établie par Dickman (1978)

$$A_V = A_\lambda (R / (R + f(\lambda^{-1}))), \text{ où}$$

$$f(\lambda^{-1}) = E(\lambda - V) / E(B - V)$$

(E: excès de couleur, et

R: rapport de l'absorption totale sur l'absorption sélective)

III) Relations A_V - émission moléculaire

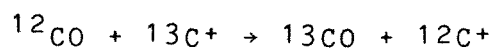
La relation $^{13}\text{CO}/A_V$ est assez lâche, comme on peut le constater sur les figures, III-13, III-18, III-21. Cela est dû à la fois aux erreurs de comptage (0.5 mag.) et à la méthode de calcul de $N(^{13}\text{CO})$. Des variations de quelques degrés de la température à l'intérieur d'un nuage où l'on a supposé celle-ci uniforme peuvent induire une certaine mésestimation de la colonne densité réelle. De plus, pour les A_V faibles, ^{13}CO pose des problèmes de fractionnement et de photodestruction sélective (Bailly & Langer (1982), Watson (1977)) et, pour $A_V \geq 4$, lorsque la

raie J=1-0 de ^{13}CO devient saturée, la courbe s'"aplatit".

Néanmoins nous dirons qu'entre 0.5 et 4 magnitudes d'absorption visuelle, on peut utiliser la relation $^{13}\text{CO}/A_V$, dont le nombre de points compense les erreurs individuelles. Celle-ci, établie sur des nuages proches couvrant de nombreux degrés carrés du ciel - de nombreux points de mesure - peut ensuite être appliquée moyennant l'hypothèse d'une similitude des objets observés, pour calculer le contenu en H_2 des nuages lointains, éventuellement extragalactiques (voir notamment l'introduction de Dickman (1976)), par la seule observation de T_A^* (^{13}CO).

La saturation de la raie J=(1-0) de ^{13}CO à $A_V \geq 4$ mag. rend cette molécule obsolète dès que l'on veut étudier des parties un peu denses - les plus intéressantes en termes de formation d'étoiles- ($A_V \geq 7.5$ dans certains points de L1495 par ex.). Il faut prendre un traceur de ces régions denses - qu'il serait plus exact de dire opaques - moins abondant que ^{13}CO .

C^{18}O possède sur ^{13}CO les deux qualités supplémentaires: 1) il est 180 fois moins abondant que ^{12}CO - optiquement fin jusqu'à $A_V=10$ -; 2) il n'est pas soumis à des problèmes de fractionnement, en effet il n'existe pas pour C^{18}O de réaction similaire à celle du fractionnement de ^{13}CO



cependant, la photodissociation sélective joue au moins jusqu'à $A_V \approx 2$ pour $C^{18}O$ (peu "self-shielded" si, véritablement, les longueurs d'onde U.V. susceptibles de le détruire ne sont pas écrantées par d'autres molécules plus abondantes ($H_2 \dots$)).

La principale qualité de $C^{18}O$ - sa faible abondance - est aussi son principal défaut: il est difficilement observable. Cependant les températures d'antenne de plus de 2K observées dans les globules denses de L1495 permettent d'estimer que l'on peut, moyennant un certain acharnement sur un radiotélescope du type POM, obtenir dans un délai raisonnable le grand nombre de points de mesure nécessaire pour une corrélation $C^{18}O/A_V$ solide. Il faut cependant avoir présent à l'esprit que la relation $C^{18}O/A_V$ ne peut être établie que pour des A_V relativement faibles (puisque les comptages d'étoiles ne permettent guère de dépasser $A_V = 6$: un carré de comptage sans étoiles donnant une limite inférieure à l'absorption visuelle), donc pour des températures d'antenne de $C^{18}O$ faibles. Il faudra "sortir" la raie du bruit ($\sigma=0.1K$, c'est 1/2 heure d'intégration dans les conditions de Bordeaux 1984).

notes

- (1) Palomar Observatory Sky Survey
- (2) POM II est un télescope jumeau du télescope POM bordelais, doté d'un récepteur 230 GHz dont la mise en service, sur le plateau de Bure, (2600 m) par le Groupe d'astrophysique de Grenoble et des techniciens et chercheurs des observatoires de Bordeaux, Nancay et Meudon, est prévue pour l'été 1985.
- (3) $A_V/N(H_2)$ dépend de la distribution de taille des grains de poussière dans la direction observée. Celle-ci pourrait varier dans certaines régions denses...
- (4) La valeur de b_λ est donnée par les tables de densité surfacique d'étoiles de Van Rhijn (1929), où λ est la longueur d'onde moyenne de sensibilité des plaques photographiques d'alors (proche du "bleu" actuel). Il faut passer par extrapolation de la magnitude limite 18 du comptage de Van Rhijn à celle du POSS: 20. →21. (cf Minkowsky & Abell (1963)), et d'adopter pour le comptage sur plaques rouges un compromis ($b_r = b_b$ par ex).
- (5) ROSSANO (1980) trouve qu'un coeur opaque doit couvrir au moins le $\frac{1}{4}$ de la surface de l'élément de comptage pour être détecté, et qu'un échantillonnage tous les demi-lobes est nécessaire si l'on veut "voir" tous ces petits globules - mais cela double aussi le comptage...

Références

- Bailly, J., Langer, W. D.:1982, Ap. J. 261,747.
- Blanco, V., M. Op, Douglass, G., G., and Fitzgerald, M.,
P.:1968, Publications of U. S. Naval Obs., Volume XXI.
- Bohlin, R. C., Savage, B. D., and Drake, J. F.:1978, Ap.
J., 224, 132.
- Bok, B. J.:1937: "The distribution of Stars in Space",
Univ. of Chicago Press, Chicago
- Bok, B. J.:1956, Astron. J., 61,309.
- Buscombe, W.:1977, MK Spectral classification (Evaston).
- Buscombe, W.:1980, MK Spectral classification (Evaston).
- Buscombe, W.:1981, MK Spectral classification (Evaston).
- Cernicharo, J. and Bachiller, R.:1984, Astron. &
Astrophys. Suppl. Ser. 58, 327. (CB)
- Dickman, R. L.:1976. Ph. D. Tesis.
- Dickman, R. L.:1978, Astron. J., 83,363.
- Gottlieb, D. M., Upson, W. L.:1969, Ap. J. 157, 611
- Heeschen, D. S.:1951, Ap. J., 114,132.
- Jaschek, C., Conde, H., de Sierra, A. C.:1964, Obs. Astr.
Univ. de la Plata (Catalogue of stellar spectra
classified in the MK System).
- Kennedy, P. M., and Buscombe, W.:1974, MK Spectral
Classification, (Evaston).
- Lynds, B. T.:1969, Publ. Astron. Soc. Pac., 81,496.
- Lynds, B. T.:1962, AP. J. Suppl., 7,1.
- Mc Cuskey, S. W.:1938, Ap. J., 88, 209.

Mc Cuskey, S. W.:1939, Ap. J., 89, 568.

Mc Cuskey, S. W.:1941, Ap. J., 94, 468.

Minkowski, R. L., and Abell, G. O.:1963, in Basic
Astronomical Data, edited by K. Aa. Strand (Chicago :
Univeristy of Chicago Press).

Perry, C. L., Johnston, L.:1982, Ap. J. Suppl. Ser. 50,

451

Rossano, G. S.:1980, Astron. J., 85, 1218.

Van Rhijn, P. J.:1929. Publications of the Kapteyn
Astronomical Laboratory at Groningen, No. 43.

Watson, W. D.:1977, in "CNO isotopes in Astrophysics",
Jean Audouze, edit.

Légende des Tables

Tables d'absorption visuelle A_v dans L1495 et L1517.
Ces tables sont le complément de celles publiées par CB.
Elles donnent la valeur de $A_v \cdot 10$ dans chaque maille d'une
grille centrée en \oplus (α et δ donnés). La résolution est de
2.5' .

a),b) et c): L1495

d) et e): L1517 .

L1495 4^h 07^m 11.3^s 28° 33' 36"

C

8	13	18	20	12	11	18	31	24	22	13	20	14	17	20	18	12	17	45	24	22	17	20	22	15	24	22	20	14	13	
17	22	14	10	14	18	8	27	14	17	14	22	14	14	18	20	27	31	18	15	18	22	22	15	24	22	36	27	14	22	
7	13	9	17	12	13	14	15	17	20	20	22	14	12	11	15	15	14	20	31	18	22	18	22	18	27	36	36	20	18	
11	12	24	22	14	18	15	22	15	27	12	17	20	15	22	13	20	13	10	18	22	18	18	20	18	18	24	22	18	24	
15	14	22	14	24	18	22	8	15	11	8	17	15	24	31	15	20	18	18	15	15	14	24	24	24	45	36	14	31	22	
14	15	18	27	27	17	13	18	14	13	12	20	11	27	9	20	22	13	14	31	22	22	24	45	36	24	27	27	22	22	
24	24	17	20	20	12	13	14	36	27	17	14	18	13	18	22	18	17	24	24	45	31	24	36	36	31	31	22	31	18	
22	18	20	22	15	10	20	15	15	17	14	18	18	13	18	22	18	17	24	24	45	31	24	36	36	31	31	22	31	18	
20	14	24	27	22	22	17	27	13	22	18	12	11	14	12	22	14	22	36	31	24	31	24	20	24	20	22	31	45	20	
20	17	14	36	24	20	24	12	11	17	20	12	22	20	15	31	24	27	17	45	45	24	27	17	18	20	31	27	27	27	
27	22	20	27	22	27	13	17	17	17	27	9	17	18	24	22	22	31	24	27	27	31	24	27	36	36	27	45	20	31	
20	14	24	45	22	20	14	20	18	15	18	17	20	17	27	27	45	31	24	27	45	31	31	45	45	24	24	20	20	31	
22	17	31	36	17	18	18	18	24	31	24	20	24	22	31	36	45	45	45	31	45	24	24	24	31	31	45	31	27	18	
31	22	20	18	24	24	31	24	24	13	20	24	22	15	18	22	31	36	45	45	31	45	24	24	31	31	45	31	27	18	
17	24	22	27	22	17	15	20	13	18	31	36	31	20	27	24	31	45	36	45	31	13	24	20	17	17	14	18	18	20	
27	24	24	13	22	24	13	36	24	22	18	36	36	45	45	45	45	45	31	24	17	24	15	12	24	27	20	18	18	24	
20	27	20	14	17	11	18	31	45	36	31	45	45	45	45	45	45	45	31	24	17	24	15	12	24	27	20	18	18	24	
27	45	36	45	22	36	24	27	36	36	36	45	45	45	45	45	45	45	45	45	45	45	45	45	45	45	45	45	45	13	
75	31	45	31	27	36	45	31	24	45	18	45	45	45	45	45	45	45	45	45	45	45	45	45	45	45	45	45	45	13	
45	75	75	45	36	78	78	78	27	31	27	20	31	36	17	36	31	17	36	36	45	31	24	22	20	31	45	27	18	36	
75	36	45	45	45	78	78	31	31	31	27	36	45	27	36	36	22	31	54	36	45	22	17	20	31	36	45	36	27	45	
75	75	75	45	78	78	45	36	27	31	36	31	22	27	20	45	45	45	54	45	22	27	24	22	36	24	22	45	18	27	
75	45	31	78	78	78	45	31	20	36	36	45	45	45	45	45	45	45	36	36	31	22	22	31	20	22	36	27	24	31	
75	75	45	78	78	45	36	36	45	45	45	22	22	24	31	27	22	27	22	18	20	24	18	17	17	18	45	36	20	36	
36	75	54	80	45	61	61	45	45	27	36	22	18	17	17	18	27	31	20	20	14	24	18	17	17	18	45	36	20	36	
36	31	75	80	36	61	45	27	24	24	18	20	11	22	36	13	27	14	15	24	13	31	20	11	17	11	24	20	20	36	
45	45	31	22	31	36	31	24	36	36	18	22	17	15	18	13	11	13	24	20	27	20	15	15	17	9	11	20	20	36	
24	17	20	24	31	22	18	15	27	18	17	15	15	15	8	13	14	20	17	14	18	10	13	14	12	11	17	20	10	17	
12	24	13	20	24	27	24	15	18	15	24	22	18	14	14	14	15	14	20	12	12	17	14	11	12	13	9	18	18	12	
14	20	18	17	12	18	18	18	45	24	24	22	18	18	14	10	14	10	15	12	20	11	12	20	17	14	12	18	15	22	
22	22	12	31	36	22	14	17	15	24	24	22	20	24	11	14	14	14	12	20	15	13	12	12	11	9	18	17	14	13	
27	22	18	20	18	14	13	31	22	18	10	27	18	18	24	24	11	17	13	12	20	11	15	13	14	12	18	12	9	12	
15	15	20	12	27	17	15	24	15	24	31	20	24	24	20	15	10	17	14	15	22	13	14	12	18	8	22	24	14	13	
22	18	17	15	18	18	24	24	22	31	20	12	13	13	22	14	13	15	12	12	13	13	17	17	15	14	20	20	15	18	27

annexe C

THE TAURUS-AURIGA-PERSEUS COMPLEX OF DARK CLOUDS.

I. DENSITY STRUCTURE

J. Cernicharo¹, R. Bachiller^{1,2}, G. Duvert¹

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

2) On leave from Centro Astronómico de Yebes. Guadalajara. Spain.

Submitted to Astronomy and Astrophysics Main Journal.

Subdivision : Diffuse matter in space.

Running title : The density structure of dark clouds.

Send proofs to : J. Cernicharo.

ABSTRACT

Star counts covering all the dark clouds of $A_V > 1$ 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 $l^{II} = 160^\circ$ to 180° and from $b^{II} = -10^\circ$ to -20° . The distance of the complex is discussed. The mass of the Perseus complex is $\approx 7 \cdot 10^3 M_\odot$. For the Taurus complex we derive a mass of $6.5 - 9.5 \cdot 10^3 M_\odot$ 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. The 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.

I) 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 cyanopolyne sources are located in Taurus (Benson and Myers 1983). The Perseus complex differs in many aspects 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 1984a).

In the different attempts to obtain the physical and chemical properties of the two complexes, both large scale surveys and studies 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, the Wouterloot's survey, as the Baran's one, gives information about the physical conditions in the complex only on a very large scale. In another 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.

The measurement of the column density of molecular hydrogen in dark clouds is given by the visual extinction assuming that the $N(\text{H}_2)/E_{(B-V)}$ relation of Bohlin et al (1978) holds for large A_V . Star counts on 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 1978, Cernicharo and Bachiller, 1984 -henceforth referred to as CB-).

The relative nearness of the complex studied here makes of 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 Palomar Observatory Sky Survey over all dark clouds of the complex with $A_V \leq 1$ mag (see CB). A total surface of ≈ 40 square degrees has been counted with a resolution of $\approx 2.5'$. These star counts are complementary of 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 the molecular hydrogen column density, $N(^{13}\text{CO})/N(\text{H}_2)$ and $N(\text{C}^{18}\text{O})/N(\text{H}_2)$, in Taurus and Perseus (Cernicharo and Guélin (1984), Bachiller and Cernicharo, (1984b), Duvert et al, (1984)); 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 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 section II we present the visual extinction maps for the surveyed clouds. The distance of the Perseus complex, its possible connection with the Taurus complex, and their masses are discussed in section III. In section IV we use the derived visual extinctions to study the density structure of dark clouds. In section V we compare the density profile derived in this work to those given by other authors from molecular observations or from theoretical models. The Larson's law between mass and radius is analyzed.

II) Visual Extinction Maps

The results of our star counts in the Taurus and Perseus complexes are given as gray scale maps in fig. 1a to 1m. These maps were made from a two dimension 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 unrealistic. These peculiar regions, as well as the reflection nebulae, are indicated by circles (black or white) in fig. 1 - see CB.

In figures 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 the Taurus-Perseus complex, are used in IV to derive global properties of dark clouds.

The previous systematic star counts in Taurus and Perseus (Mc Cuskey 1938, 1939, 1941, Heeschen, 1951) have a lower resolution than with our counts. Our maps of visual extinction agree with

those counts for $A_V \leq 3$ magnitudes. 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 extinction 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, 1984, 1985), 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 $A_V \geq 4$ 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).

III) 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 (Rydgrén, 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 give some light on the 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). The areas free of stars are uniformly distributed over the chain of globules between IC 348 and NGC 1333. From their surface we can give an upper limit to the distance of the closest clouds of ≈ 200 parsecs. This value is in agreement with the Rydgrén's one 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 Blauw, 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 310643, 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 Blauw (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 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 Blauw (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 stars counts (Dickman 1978), 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 Blauw (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 ranges of distance modulus. In table 2 we give the mean distance modulus and the mean colour excess for 100 stars of the 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 towards these stars may correspond to a selection effect.

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. An other layer at ≈ 300 pc is probably the site of the Per OB2 association .

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 is very sensible to the determination of its distance, the mass of the whole complex can be well estimated using its mean distance. From Dickman (1978) we can write

$$M_T = (\alpha \cdot d)^2 \cdot \mu \cdot \beta \cdot \sum A_V^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

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 include a 30 % correction for helium abundance (Allen, 1973) and where $\beta = 10^{21} \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$ is the standard relation between molecular hydrogen column density and visual extinction (Bohlin et al 1978).

The table 1 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 $\approx 7 \cdot 10^3 M_{\odot}$. 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 because of the very extended halo surrounding the complex -see CB. Assuming uniform visual extinction of 0.5-1.0 magnitudes across the complex, the mass per square degree will be of $60-120 M_{\odot}$ at the distance of 135 pc. From Mc Cuskey's low resolution star counts in Taurus, we derive a value of 50 square degrees for the surface of the central region of the Taurus complex. Therefore the total mass of Taurus becomes $\approx 6.5-9.5 \cdot 10^3 M_{\odot}$. This value agrees with Wouterloot's (1981) estimate of the Taurus mass from OH observation.

From the Mc Cuskey (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 connexion 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 $5 \cdot 10^4 M_{\odot}$.

IV) The Density Structure of Dark Clouds

Since CO isotopes and A_V exhibit a good correlation, star counts can be, as well as CO observations, used as a tracer of the physical structure of the 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 II) 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 the contours of equal value in some observed parameter - here we take A_V . To the apparent surface s of some contour will correspond the reduced (distance independent) surface $\bar{S} = s/S_T$, where S_T is the total apparent surface of the cloud. Since we can write $s = \pi\rho^2$, $S_T = \pi R_T^2$, we define a reduced projected radius $\epsilon = \rho/R_T$. We define then the normalized mass within ρ as $\bar{M}(\epsilon) = M(\rho)/M_T$, where M_T is the total mass of the cloud. Finally, we define the normalized visual extinction for a normalized projected radius ϵ , as $\bar{A}_V(\epsilon) = A_V(\epsilon)/A_0$, where A_0 is the visual extinction for $\rho = 0.7 \cdot R_T$ (see below). Just like ϵ , the three functions $\bar{M}(\epsilon)$, $\bar{A}_V(\epsilon)$ and $\bar{S}(\epsilon)$ are independent of the distance.

In Fig. 2 we have plotted $\log(\bar{M}(\epsilon))$ versus $\log(\epsilon)$ (or versus $\log(\bar{S}(\epsilon))$). Total mass and radius, determined using an uniform criterium, for the clouds are given in table 1. 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

$\bar{S}(\epsilon)$ and therefore of the normalized projected radius ϵ . In fig. 2 we have included two dark globules counted by Dickman (1978), and our red counts for L134N. The counts for L134 presented in II and the counts for the other small dark globules of Dickman's paper (1978), 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 $\log(\bar{M}(\epsilon))$ against $\log(\epsilon)$ between our clouds and Dickman's globules.

From the uniformity of the observed values of $\bar{M}(\epsilon)$ 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 $\bar{M}(\epsilon)$ 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 figure 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 fig. 2 and 3 relative to the solid lines -see below-, are comparable with those due to the errors in the measurement of A_0 . Fig. 3 shows that the mass within a given contour of $\bar{A}_V(\epsilon)$ is the same function of this parameter for all the clouds. As a consequence of fig. 2 and 3, $\bar{A}_V(\epsilon)$ can be parametrised as a function of ϵ .

From fig. 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 reduced

mass and A_V , is their density. Let us consider a sphere of total radius R_T with a density law :

$$n(r, \alpha) = c \cdot r^{-\alpha} \quad (2)$$

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

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

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

$$f(\epsilon, \alpha) = (3-\alpha) \cdot \int_0^{\epsilon} z \cdot g(z, \alpha) \cdot dz \quad (4)$$

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

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

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

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

The mean density and the mean visual extinction in the

cloud are given by :

$$\langle n(\alpha) \rangle = c \cdot R_T^{-\alpha} / (1 - \alpha/3) = n_0 / (1 - \alpha/3) \quad (7)$$

$$\langle A_V(\alpha) \rangle = 2 \cdot A_0 / (3 - \alpha) \quad (8)$$

where $n_0 = c \cdot R_T^{-\alpha}$, 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 $\epsilon_0 = \rho_0 / R_T$ given by the condition $g(\epsilon, \alpha) = 1$. From the above equations we obtain $\epsilon_0 = 0.0, 0.65, 0.70, 0.74$ for $\alpha = 0, 1, 3/2$ and 2 . If $\alpha > 0$ and $\alpha < 3$ then the value of ϵ_0 is well given by $\epsilon_0 = 0.7$. In the fig. 3 the visual extinction is normalized to A_V corresponding to this value of ϵ_0 . In Fig. 2 we have plotted $\log(\bar{M}(\epsilon, \alpha))$ against ϵ and in fig. 3, $\bar{M}(\epsilon, \alpha)$ 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:

$$n(r) = c \cdot r^{-1.3} \quad (9)$$

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 figures 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 ($R_T \leq 1$ pc) have a roughly spherical geometry, all the other clouds are chains of smaller clouds. In fig. 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; then, why do we not find more dispersion in these figures ?.

If we consider other geometries for the clouds, the independency 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 $\log(\bar{M}(\epsilon)) = (2-\alpha)\log(\epsilon)$, with $\alpha < 2$. The normalised visual extinction is given by $\epsilon^{-\alpha}$. 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 $\log(\epsilon)$ relation depends on this orientation and we should find a larger dispersion in the data shown in fig. 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 ($R_T \geq 1$ pc) as formed by N not overlapping spherical clouds of total mass M_T^i and total radius R_T^i . The total mass of this cloud is $M_T^* = \sum M_T^i$ and the total surface $S_T^* = \sum S_T^i$, with $R_T^* = \sqrt{S_T^*/\pi}$. With a given ϵ for the isolated globules, the total mass and surface within the corresponding contour of

visual extinction $\bar{A}_V(\epsilon)$ will be given by

$$M^*(\epsilon') = \sum M^i(\epsilon) = \sum M_T^i \cdot f(\epsilon, \alpha) = M_T^* \cdot f(\epsilon, \alpha) \quad (10)$$

$$S^*(\epsilon') = \sum S^i(\epsilon) = \sum S_T^i \cdot \epsilon^2 = S_T^* \cdot \epsilon^2 \quad (11)$$

$$\epsilon' = \sqrt{S(\epsilon')/\pi} \cdot R_T^{*-1} = \epsilon \quad (12)$$

i.e., $M^*(\epsilon)/M_T^* = f(\epsilon, \alpha)$ and $S^*(\epsilon)/S_T^* = \epsilon^2$. The large clouds composed of small globules have the same relation between the $\log(\bar{M}(\epsilon))$ and $\log(\epsilon)$ or between \bar{M} and \bar{A}_V as the isolated small spherical clouds. For large clouds every fixed A_V value corresponds to a different ϵ in each of their small cloudlets. We then expect some dispersion in fig. 2 and 3 when we use A_V to define the contours. If the globules form a filamentary or more complicated structure, with some overlapping regions, then the relation $M^*(\epsilon') = M_T^* \cdot f(\epsilon, \alpha)$ remains valid but not the $S^*(\epsilon') = S_T^* \cdot \epsilon^2$ and the $\epsilon = \epsilon'$ 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 ≤ 1.0 pc. In the other hand, the 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.

VI) Discussion

a) 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 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 one. The relation between total gas column density and visual extinction is confirmed for $A_V \leq 3$ mag (Bohlin et al 1978) and probably applies for A_V as large as 10 mag (Dickman 1976, 1978b, Cernicharo and Guélin 1984, Bachiller and Cernicharo 1984b). 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 to sample 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 $\log(A_V) \propto \log(\rho)^{-\nu}$ 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 $\epsilon^{-\nu}$ to the function $g(\epsilon, \alpha)$ in the range where $\log(g(\epsilon, \alpha))$ is linear with $\log(\epsilon)$, i.e., $0.4 \leq \epsilon \leq 0.98$, 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 $\alpha = \nu - 1$. 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 - see I. 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 $\rho\text{-Oph}$ 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 derive 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 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 Sanqvist and Bernes (1980) have obtained a radial variation of the gas density comparable to the one given in this work.

b) The density profile of a collapsing cloud

The data of fig. 2 and 3 cannot be explained by the expected density profile of a isothermal self-gravitating cloud, 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. The 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 (1984a) and Cernicharo and Guélin (1985), 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 unadequate 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, density of which is \approx few 10^4 cm^{-3} , and the envelope, where the density is $\approx 4-5 \cdot 10^3$. 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 the one of the Shu's accretion flow. However, this agreement must be regarded with some caution first due to the efficiency of star formation implied by an isothermal self-gravitating cloud and also because isothermal conditions may not occur in dark clouds (Young et al, 1982). In another hand, 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 fig. 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 show a centrally condensed object with an accretion flow of very sharp density profile in the neighborhood of the core. For radius $>0.1 \cdot R_T$ and $<0.5 \cdot R_T$ 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 result 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 ($r > 0.1R_T$), density changes slowly with a roughly r^{-1} law. This region may correspond to our envelope as defined above.

From a qualitative point of view, self-gravitating 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.

c) 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 $\Delta v(\text{km/s}) = 1.43 (R_T(\text{pc}))^{0.38}$. Moreover, he has found that this velocity dispersion is also correlated with the total mass of the cloud by $\Delta v(\text{km/s}) = 0.42 (M(M_\odot))^{0.20}$. These relations hold for cloud sizes between a few tenths of pc and some hundreds of pc. From the above relations we can derive $M_T(M_\odot) = 460 \cdot R_T(\text{pc})^{1.9}$ and $\langle n(\text{H}_2) \rangle (\text{cm}^{-3}) = 1600 R_T(\text{pc})^{-1.1}$.

If the density profile in molecular clouds is given by (9) then their total masses and their mean densities are given by $M_T = (7.4 \pm 0.9) c R_T^{1.7 \pm 0.2}$ and $\langle n(\text{H}_2) \rangle = (1.8 \pm 0.2) c R_T^{-1.3 \pm 0.2}$, 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 cloud and if their density structure is given by (9) then we can derive $\Delta v(\text{km/s}) \propto (R_T(\text{pc}))^{0.35}$ 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 $\langle n(\text{H}_2) \rangle$ versus R one and that the turbulence process should be more fundamental than the process giving structures with $\langle n \rangle \cdot R^{1.3} = \text{constant}$ 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 dependency of the mean density and velocity dispersion for small regions ('dense cores') where

turbulence 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 sphericals then the density law within them is also given by $n(r) \propto r^{-1.3}$ (see IV). Thus, the law of virial equilibrium is closely satisfied in both, cores and envelopes. In agreement with Myers, 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 $c = 62 M_\odot \cdot \text{pc}^{-1.3} = 890 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{pc}^{-1.7}$. However, the value of c will change if another criterium 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 IV.

V) 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 $7 \cdot 10^3 M_{\odot}$. For Taurus the total mass is $6.5-9.5 \cdot 10^3 M_{\odot}$ and about a half of it pertains to an extended halo of visual extinction ≤ 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 useful comments in the early phase of this work, and to A. Castets and C. Kahane for a critical reading of the manuscript.

REFERENCES

- Allen, C.W.:1973.Astrophysical Quantities (Athlone, London)
- Bachiller, R., and Cernicharo, J.:1984a, Astron. Astrophys. (in press).
- Bachiller, R., and Cernicharo, J.:1984b, submitted to Astron. Astrophys.
- Bahcall, J.N., Soneira, R.M.:1980, Ap. J. Suppl.,44,73.
- Baudry, A., Cernicharo, J., Perault, M., Despois, D., De la Noë, J.:1981, Astron. Astrophys,104,101.
- Baran, G. P.:1983, Ph. D. dissertation, Columbia University.
- Bartla, W.,Wilson, T.L., Rahe, J.:1981,Astron. Astrophys.,96,202.
- Benson ,P.J., Myers, P.C.:1983, Ap. J.,270,589.
- Bohlin, R. C., Savage, B. D., Drake, J.F.:1978, Ap. 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. and Cordwell, C.S.:1973.In Molecules in the Galactic Environment, edited by M.A. Gordon and L.E. Synder (Wiley, New York) p. 53.
- Borgman, J. and Blauw, A.:1964, BAN,17,358.
- Cernicharo, J.:1984, Proceedings of the 8th European meeting IAU, Toulouse.
- Cernicharo, J., Bachiller, R.:1984, Astron. Astrophys. Suppl. Series ,58,327.
- Cernicharo, J., Guélin, M., and Askne, J.N.: 1984, Astron. Astrophys. (in press).

- Cernicharo, J., and Guélin, M.:1984, submitted to Astron. Astrophys.
- Cernicharo, J., Bachiller, R., Duvert, G.:1985, in preparation.
- Cernicharo, J., Guélin, M.:1985, in preparation.
- Cheung, L.H., Frogel, J.A., Gezari, D.Y., Hauser, M.G.:1980, Ap. J., 240,74.
- Dickman, R.L.:1978, Astron. J., 83,363.
- Duvert, G., Cernicharo, J., Baudry A.:1984, in preparation.
- Falgarone, E. and Puget J.L.:1984, prepint.
- Elias, J. H.:1978, Ap. J.,224,857.
- Gaida ,M., Ungerechts, H., Winnewisser, G.:1984,Astron. Astrophys., 137,17.
- Gottlieb, D.M. and Upson W.L.: 1969, Ap. J.,157,611.
- Guetter, H.H.:1977, Astron. J. ,82,598.
- Heeschen, D.S.:1951, Ap. J.,114,132.
- Johnson, H.L. and Borgman, J.: 1963, BAN,17,15.
- Larson, R.B.:1969, Mon. Not. R. ast. Soc.,145,271.
- Larson, R.B.:1979, Mon. Not. R. ast. Soc.,186,479.
- Larson, R.B.:1981, Mon. Not. R. ast. Soc.,194,809.
- Loren ,R.B., Sandqvist, Aa. and Wootten, A.:1983, Ap. J., 270,620.
- Mc Cuskey, S.W.:1938, Ap. J., 88, 209.
- Mc Cuskey, S.W.:1939, Ap. J., 89, 568.
- Mc Cuskey, S.W.:1941, Ap. J., 94, 468.
- Mouschovias, T.Ch.:1976a, Ap. J.,206,753.
- Mouschovias, T.Ch.:1976b, Ap. J.,207,141.
- Myers, P.C., Ho, P.T.P., Schneps, M.H., Chin, G., Pankonin, V., and Winnberg, A.:1978, Ap. J., 220, 864.
- Myers, P.C.:1983, Ap. J.,270,105.

Penston, M.V.:1969a, Mon. Not. R. astr. Soc., 144, 425.
Penston, M.V.:1969b, Mon. Not. R. astr. Soc., 145, 29.
Pumphrey, W.A., Scalo, J.M.:1983, Ap. J., 269, 531.
Perry, C.L. and Johnston, L.: 1982, Ap. J. Suppl. Series, 50, 451.
Racine, R.:1968, A. J., 73, 233.
Righini-Cohen, G. and Simon, M.:1977, AP. J., 213, 1977.
Rydgreen, A.E.:1971, PASP, 83, 656.
Sanqvist Aa., and Bernes, C.:1980, Astron. Astrophys., 89, 187.
Scalo, J.M., Pumphrey, W.A.:1982, Ap. J. Letters, 258, L29.
Sherwood, W.A., Wilson, T.L.:1981, Astron. Astrophys., 101, 72.
Shu, F.H.:1977, Ap. J., 214, 488.
Strom, S.E., Strom, K.M. and Carrasco, L.:1974, Pub. Astron. Soc.
Pacific, 86, 798.
Strom, S.E., Vrba, F.J. and Strom, K.M.:1976, Astron. J., 81, 314.
Tomita, Y., Saito, T., and Ohtani, H.:1979, Pub. 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, Ap. 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, Ap. J., 261, 513.

TABLE 1

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

DESCRIPTION OF TABLE 1

- Col(1) : The most usual name of the cloud.
- Col(2) and Col(3) : $\alpha(1950)$ and $\delta(1950)$ of the reference point.
- Col(4) : Resolution of the counts in arcmin.
- Col(5) : Wavelength used for the counts (R red, B blue).
- Col(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 column 9.
- Col(7) : Mass relative to the reference field (M_\odot).
- Col(8) : Total radius (in parsecs) of the cloud defined by $R_T = \sqrt{S_T/\pi}$, where S_T is the surface within the lowest A_v contour.
- Col(9) : Adopted visual extinction in the reference field.
- Col(10): Mass corrected for the extinction in the reference field (M_\odot).

TABLE 2

MEAN DISTANCES AND COLOUR EXCESS FOR STARS TOWARDS PERSEUS *

<u>m-M</u>	<u><m-M></u>	<u><d></u>	<u><E_(B-V)></u>	<u><A_v></u>	<u>n</u>
<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

*) Data from Guetter (1977).

DESCRIPTION OF TABLE 2

- Col(1) : range of distance modulus.
- Col(2) : mean distance modulus.
- Col(3) : mean distance (pc).
- Col(4) : mean colour excess.
- Col(5) : mean visual extinction assuming R=3.2 (see text).
- Col(6) : number of stars.

FIGURE CAPTIONS

FIGURE 1

- a) L 1536. Angular resolution = 2.24'.
- b) L 1489. Angular resolution = 2.5'.
- c) L 1544. Angular resolution = 2.24'.
- d) L 1495. Angular resolution = 2.5'.
- e) L 1506. Angular resolution = 2.24'.
- f) L 1529. Angular resolution = 2.24'. The central position corresponds to TMC2.
- g) HCL2 (L 1534). Angular resolution = 2.24'. The central position corresponds to TMC1.
- h) L 1517. Angular resolution = 2.5'.
- i) B 5. Angular resolution = 2.5'.
- j) Composite view of the visual extinction in Perseus. Angular resolution = 2.5'. The ticks on the axes indicate the positions of the reference points where the transparent grids were centered : $\alpha(1) = 3^{\text{h}} 44^{\text{m}} 22.6^{\text{s}}$, $\alpha(2) = 3^{\text{h}} 40^{\text{m}} 50.7^{\text{s}}$, $\alpha(3) = 3^{\text{h}} 35^{\text{m}} 19.9^{\text{s}}$, $\alpha(4) = 3^{\text{h}} 30^{\text{m}} 39.8^{\text{s}}$, $\alpha(5) = 3^{\text{h}} 25^{\text{m}} 56.0^{\text{s}}$, $\alpha(6) = 3^{\text{h}} 21^{\text{m}} 15.5^{\text{s}}$, $\delta(A) = 32^{\circ} 42' 44''$, $\delta(B) = 31^{\circ} 52' 27''$, $\delta(C) = 31^{\circ} 10' 12''$, $\delta(D) = 30^{\circ} 10' 12''$.
- k) L 134N (L 183). Counts in the red print of the POSS with angular resolution of 2.24'.
- l) L 134N (L 183). Counts in the blue print of the POSS with an angular resolution of 2.24'.
- m) L 134. Counts in the blue print of the POSS with an angular resolution of 2.24'.

FIGURE 2

The logarithm of the mass within a projected radius ρ -normalized to the total mass of the cloud, 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 \cdot B 5, \bullet HCL2, \star L 134N (red counts), \star B 134 (data from Dickman 1978), $*$ B 92 (data from Dickman 1978), \blacksquare L 1489, \triangle L 1495, ∇ L 1506, \triangleright L 1517, \triangleleft L 1536, \blacktriangle Perseus, \square L 1544, \ast L 1529.

FIGURE 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.

FIGURE 1a

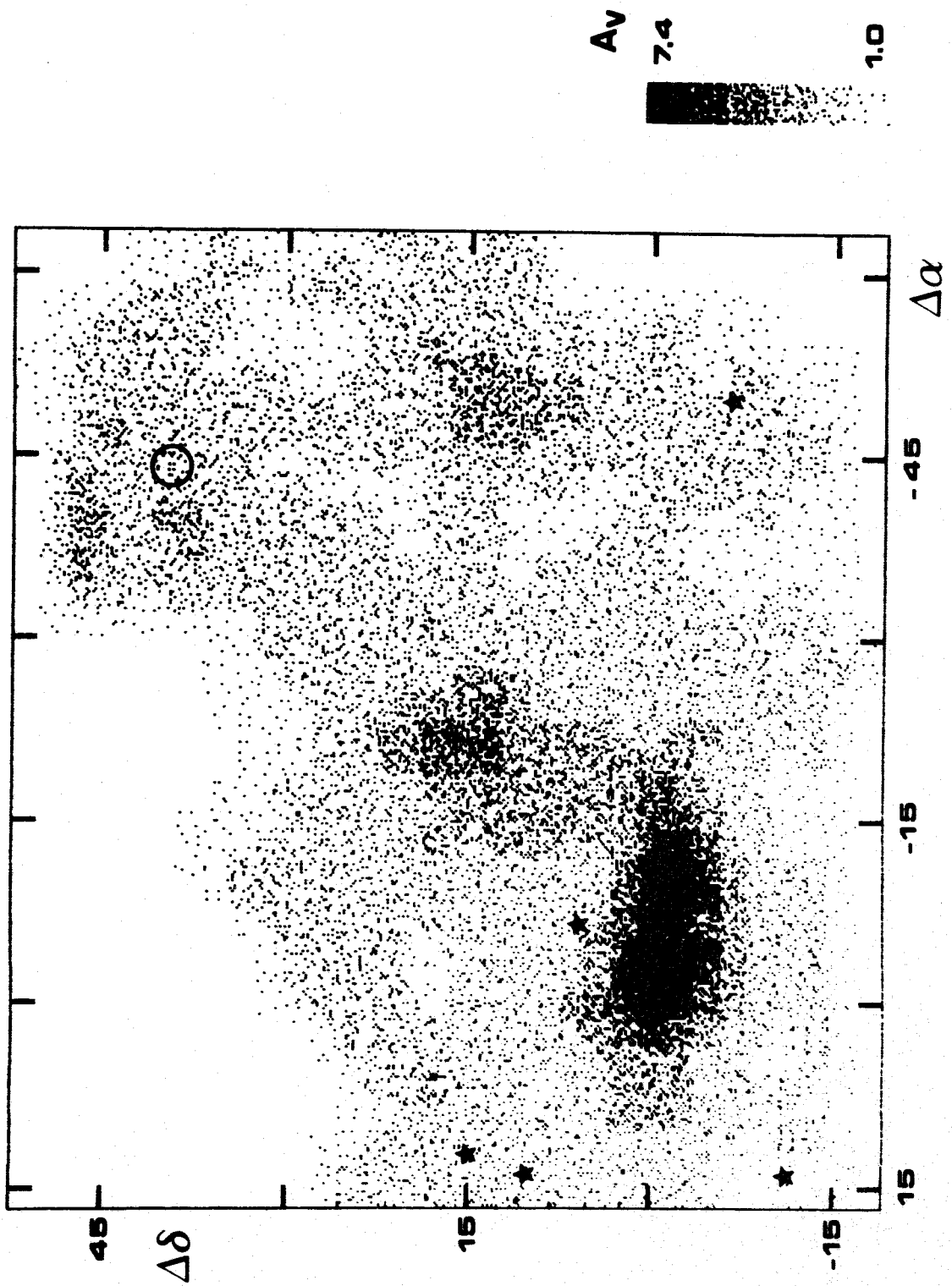


FIGURE 1b

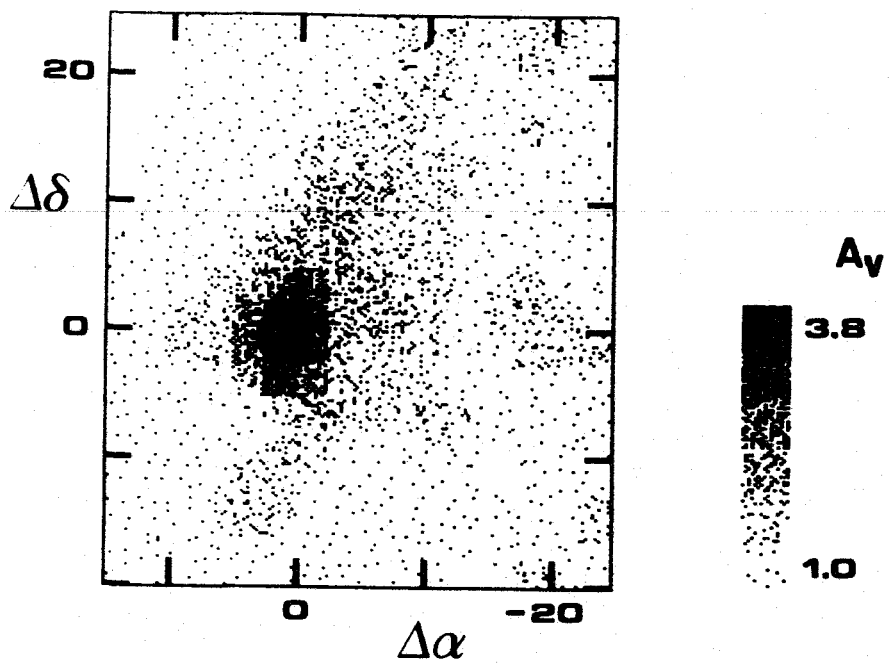


FIGURE 1c

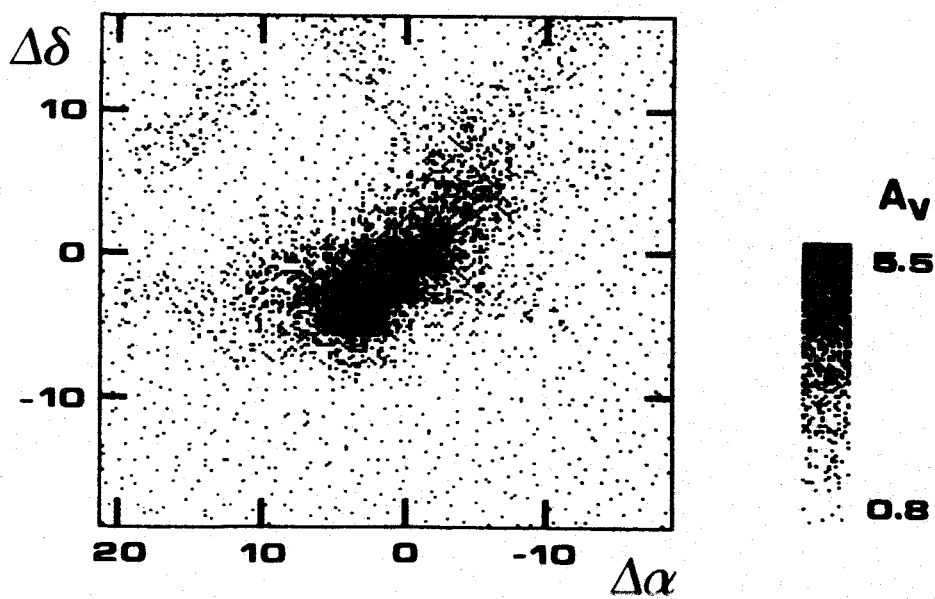


FIGURE 1d

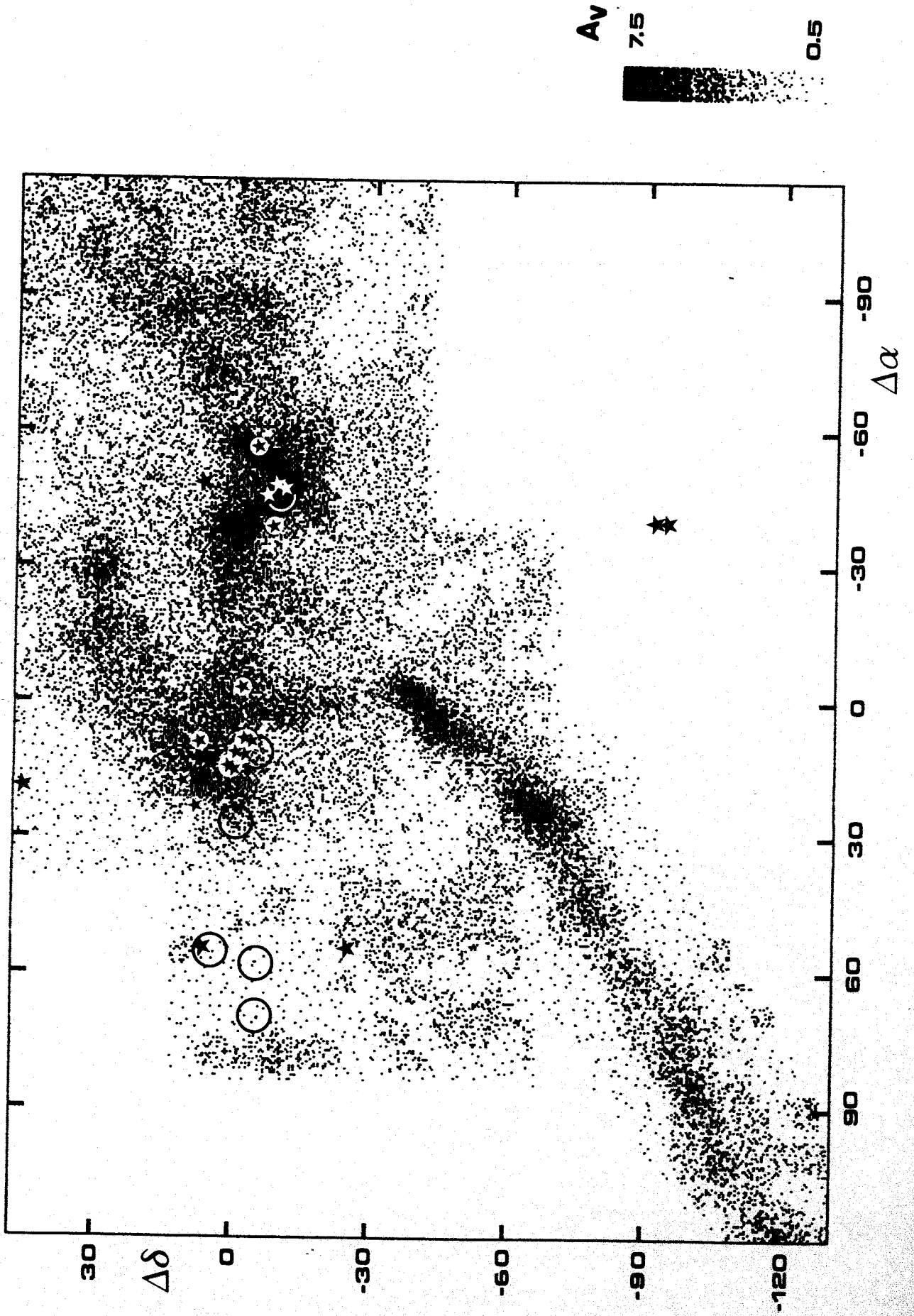


FIGURE 1e

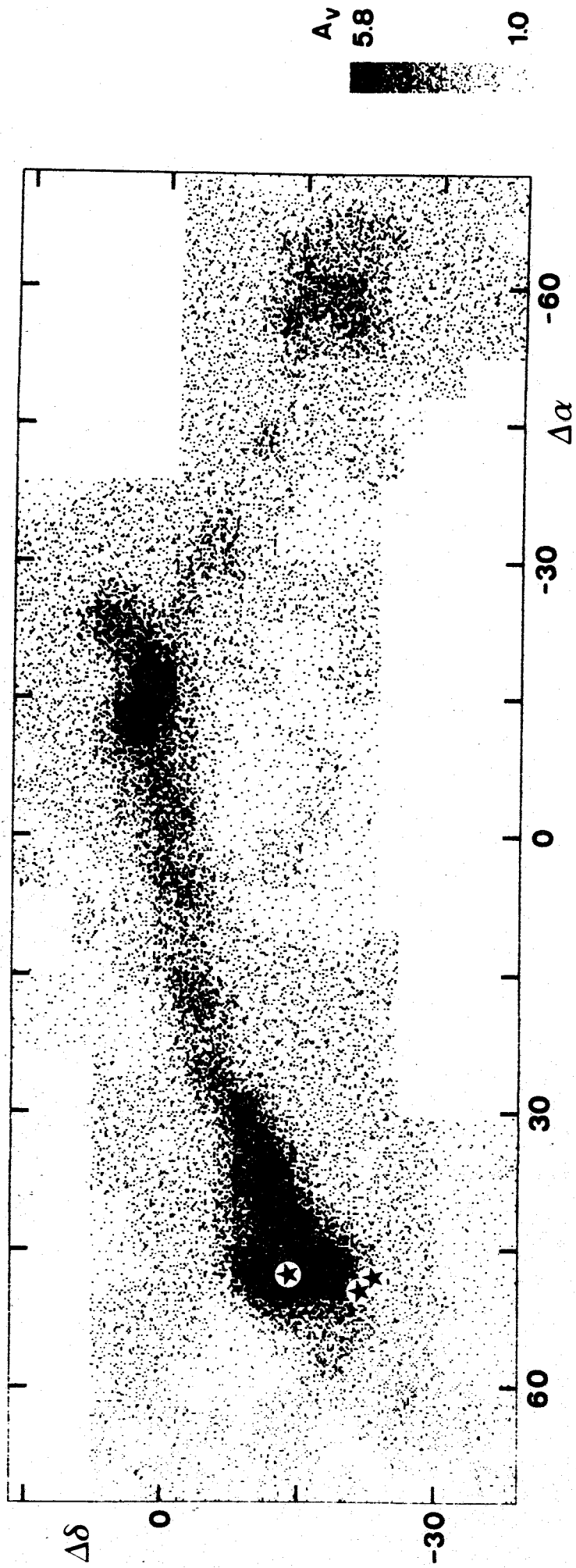


FIGURE 1f

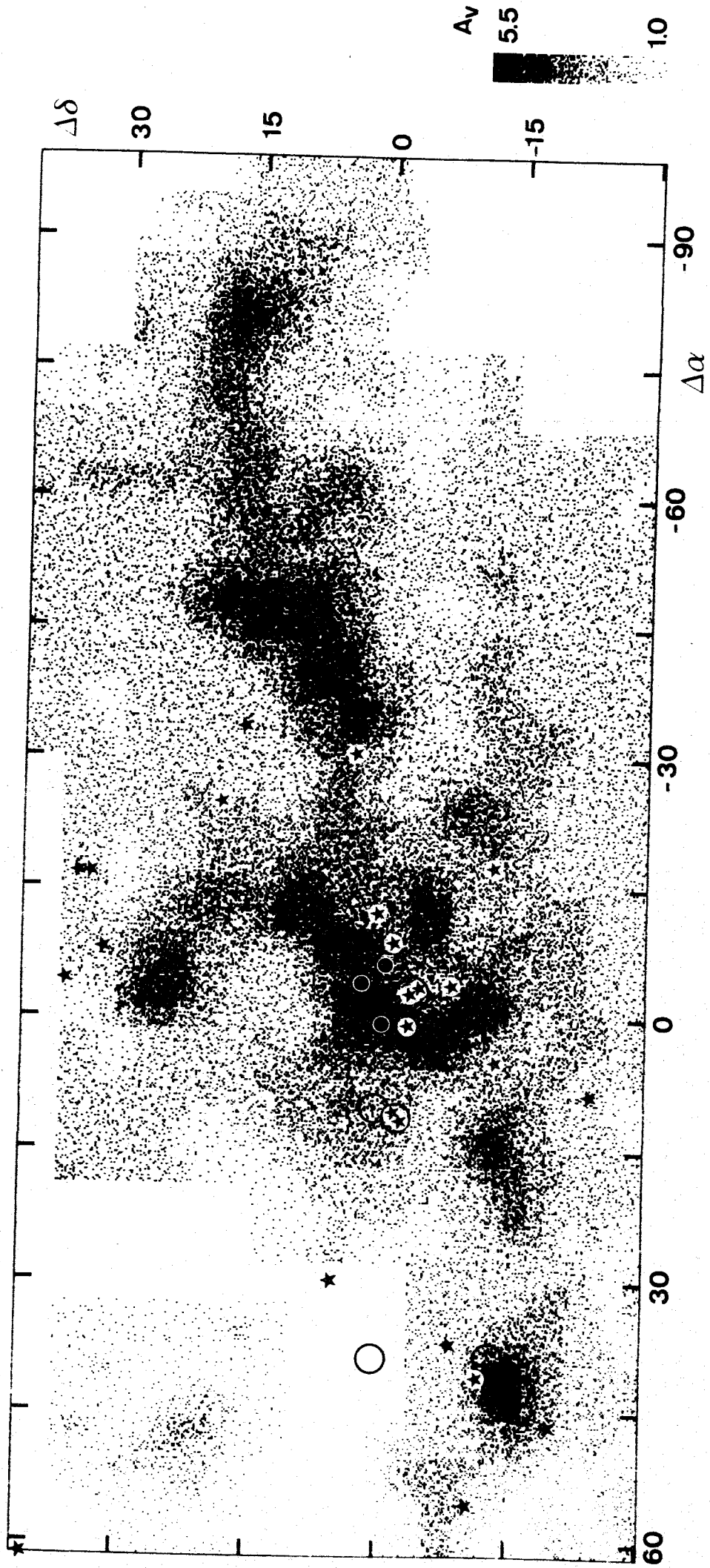


FIGURE 1g

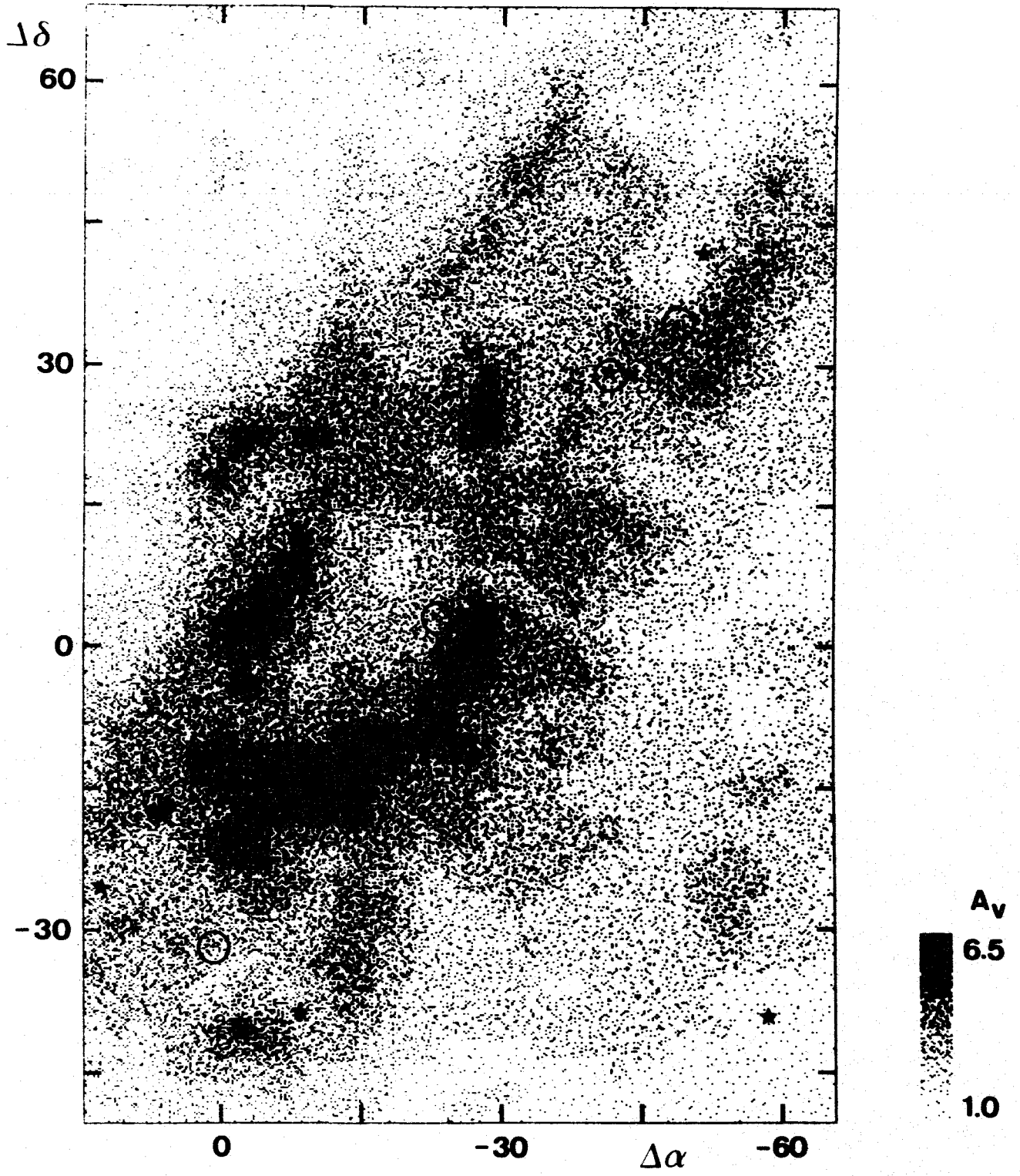


FIGURE 1h

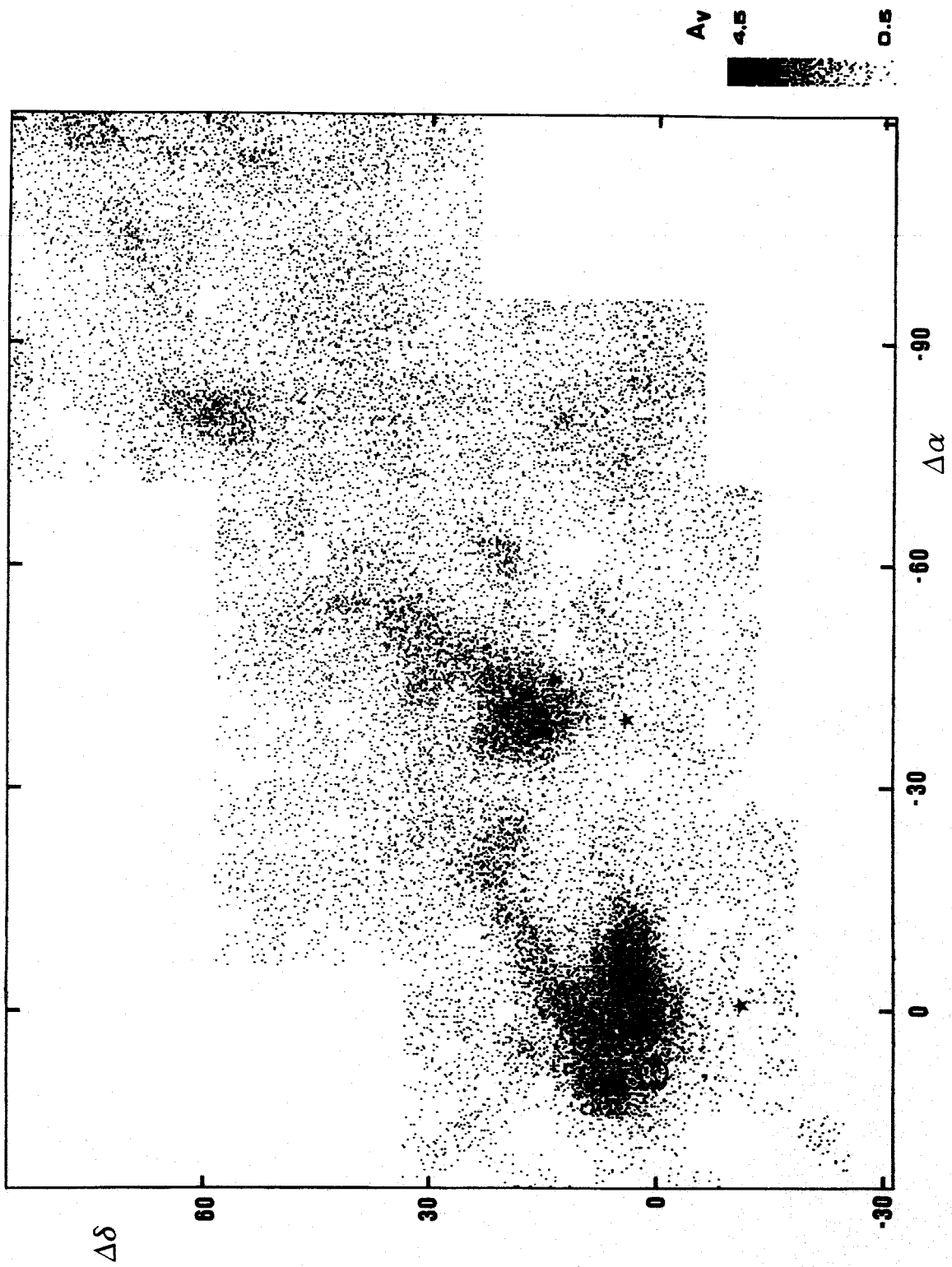


FIGURE 1i

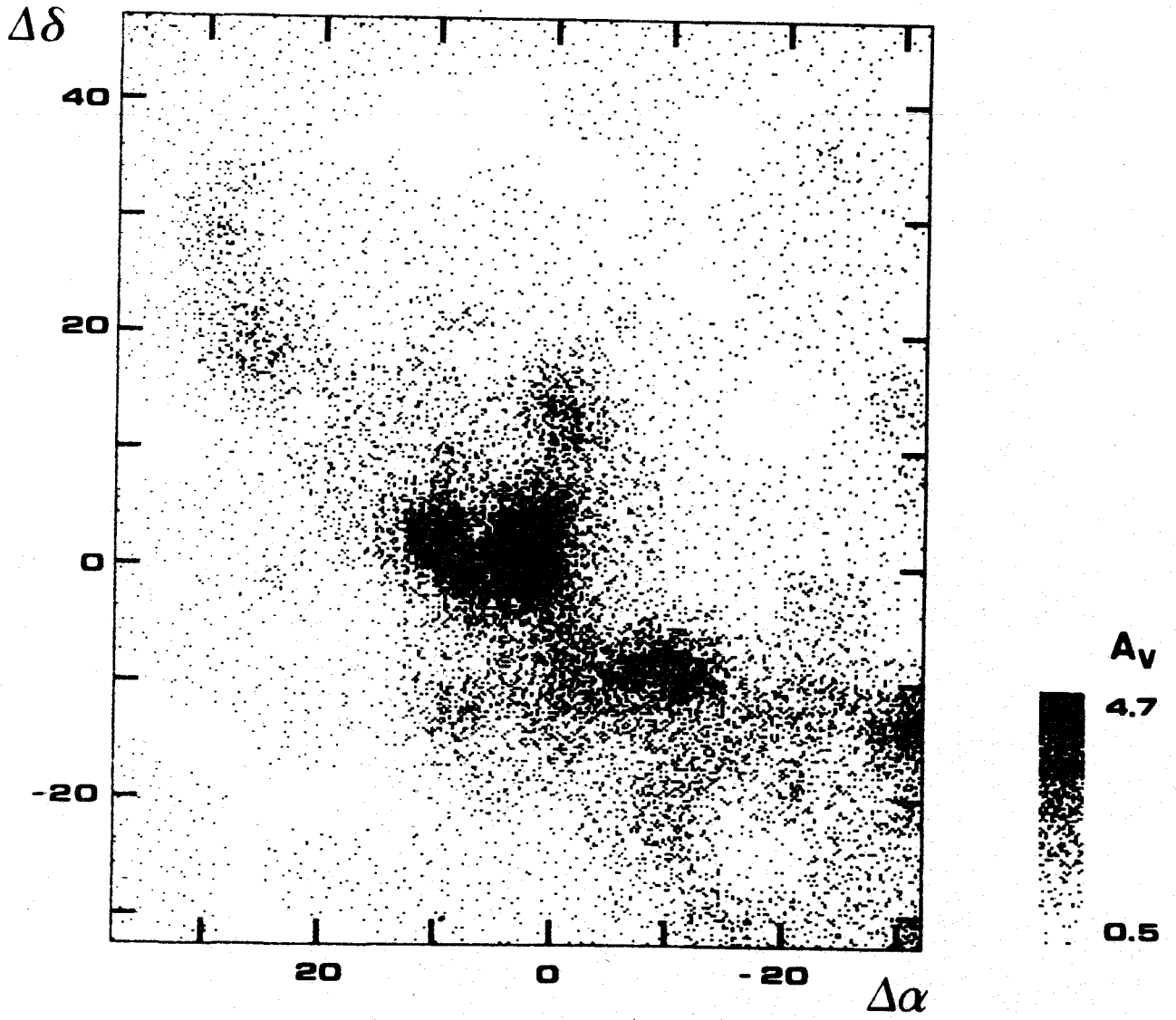


FIGURE 1j

Av
7.5
0.5

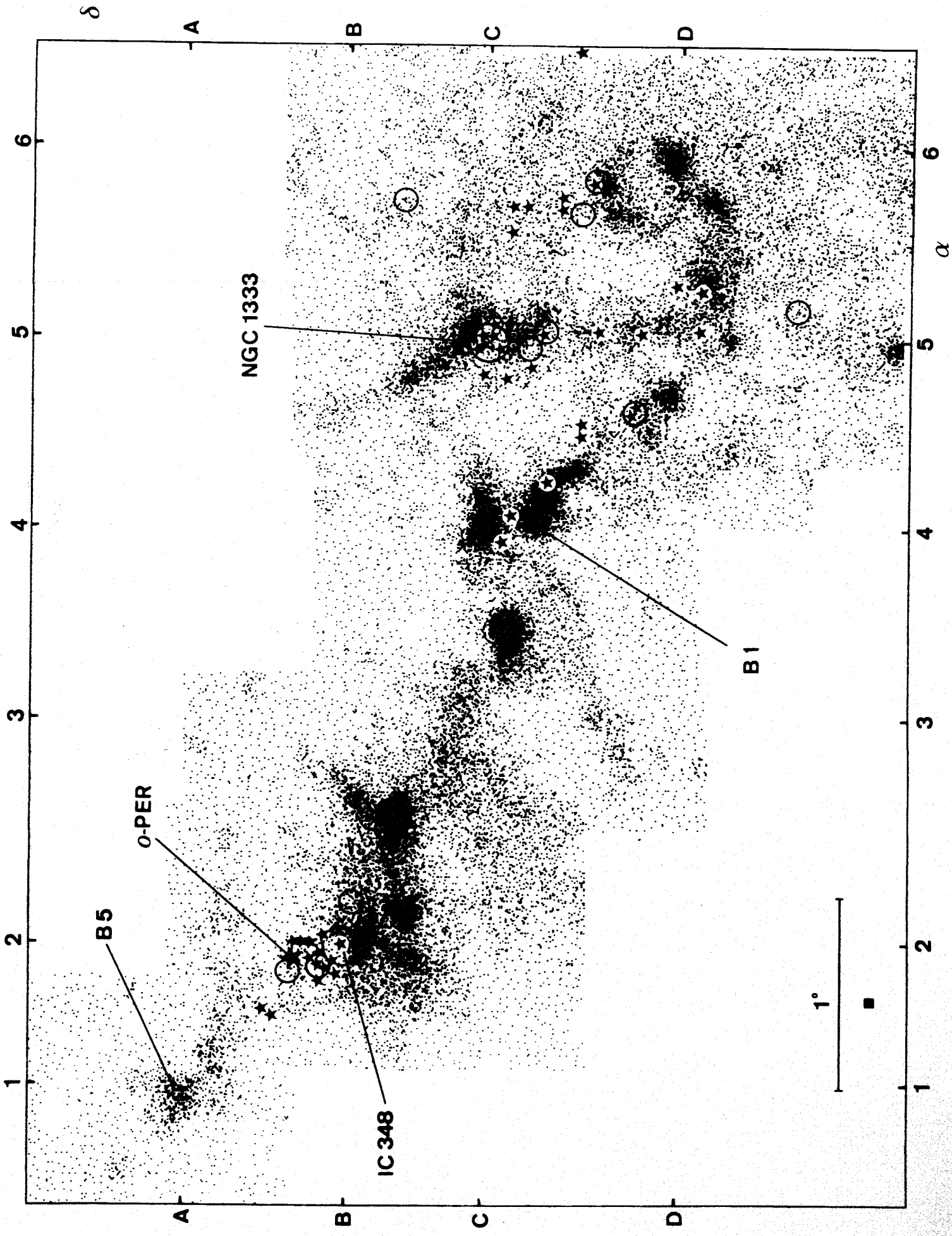


Figure 1k

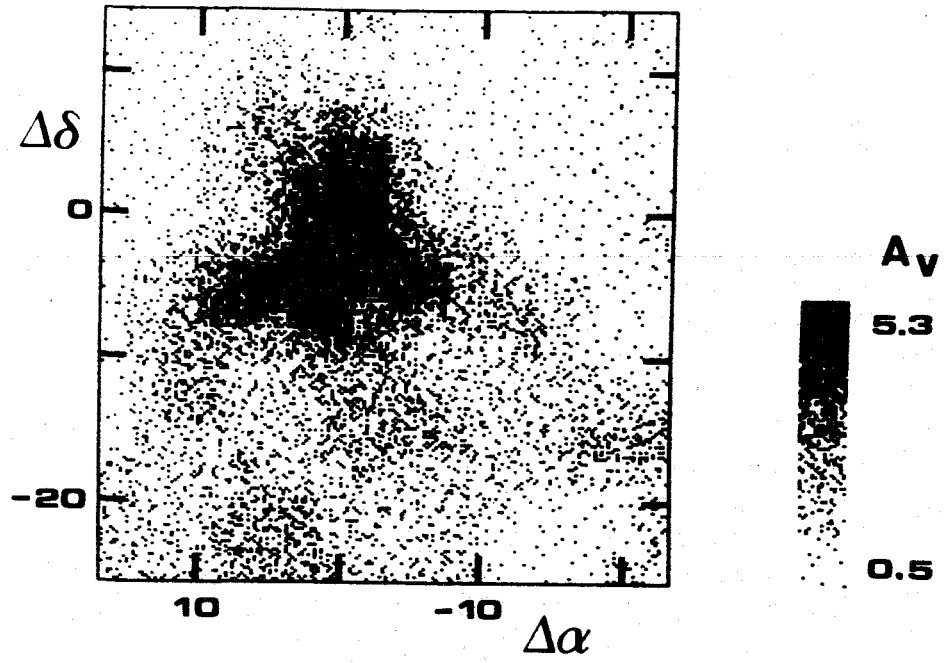


Figure 1l

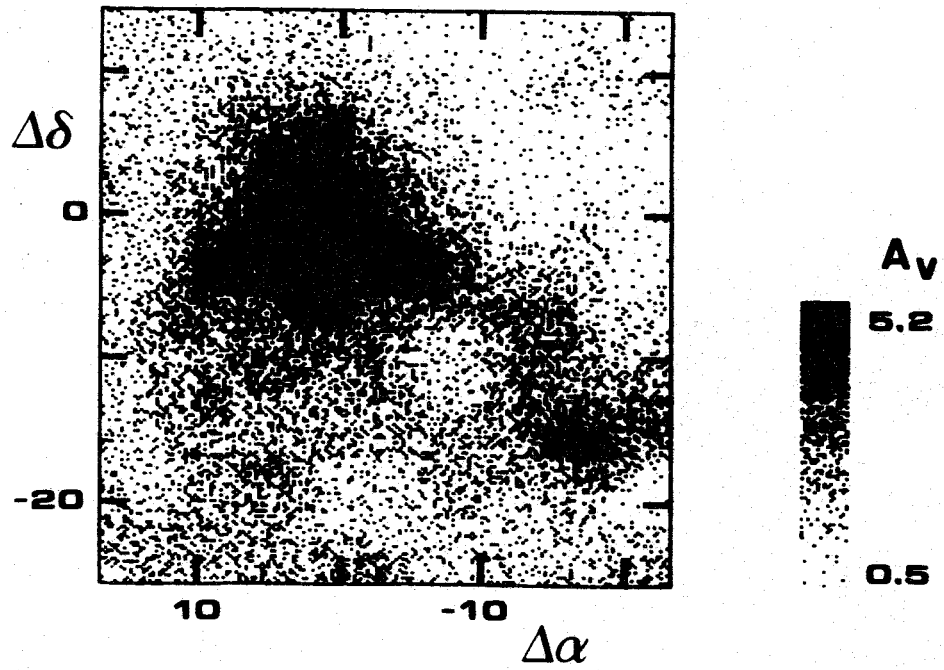


Figure 1m

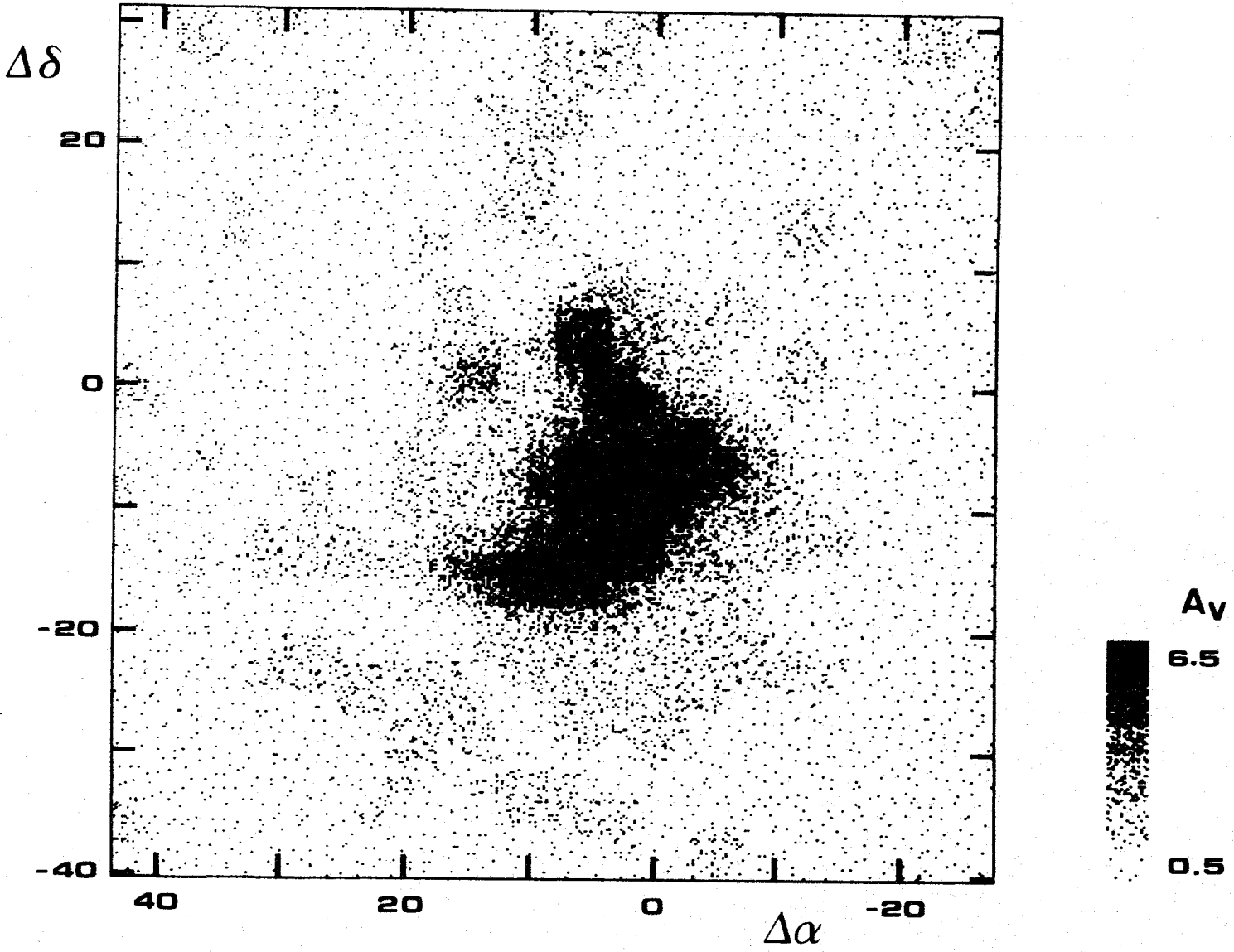


FIGURE 2

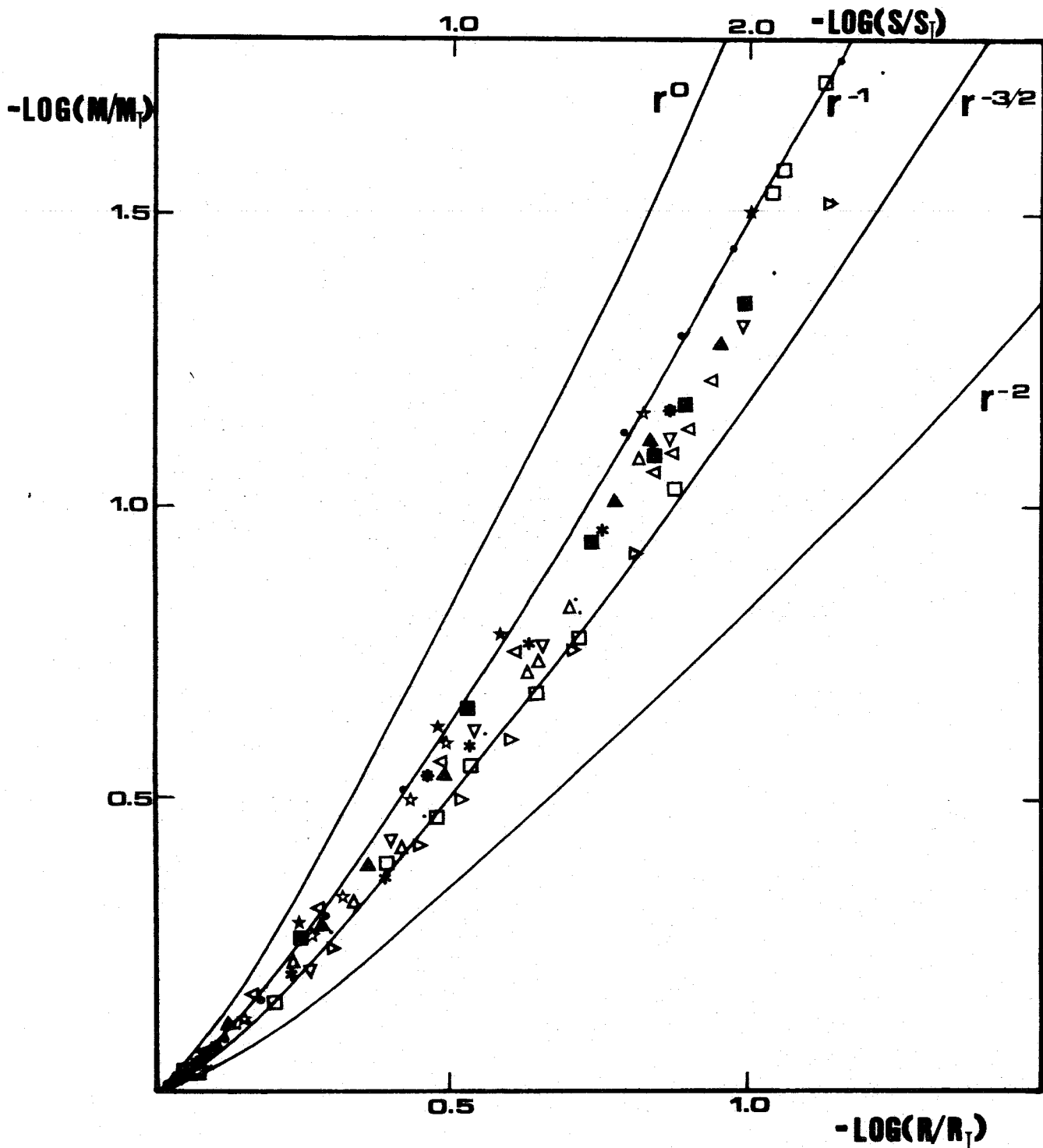


FIGURE 3

